

**Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität München
Lehrstuhl für Technische Elektrophysik**

Modellierung gekoppelter Effekte in Mikrosystemen auf kontinuierlicher Feldebene und Systemebene

Gabriele Schrag

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigten Dissertation.

Vorsitzende: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. D. Schmitt-Landsiedel

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr. rer. nat. G. Wachutka
2. Univ.-Prof. Dr. rer. nat. I. Eisele,
Universität der Bundeswehr München

Die Dissertation wurde am 17.01.2002 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik am 15.07.2002 angenommen.

Meiner Mutter

Zusammenfassung

Mikrosysteme werden heutzutage in immer stärkerem Maße benötigt, um im Rahmen der zunehmenden Miniaturisierung in fast allen Bereichen nicht nur Daten verarbeiten, sondern auch Signale aus der Umwelt aufnehmen, und dann umgekehrt wieder auf die Umwelt einwirken zu können. Eine besondere Rolle kommt hier der Mikromechanik zu, die die Realisierung intelligenter Sensor- und Aktorsysteme ermöglicht.

Wie in der Mikroelektronik ist man auch in der Mikrosystemtechnik bestrebt, zuverlässige Simulationswerkzeuge zu entwickeln, die es ermöglichen, den Entwurf von Bauelementen und Systemen auf allen Ebenen durch umfassende Modellierung zu unterstützen, um schon in einem frühen Entwicklungsstadium Funktions- und Designkonzepte verifizieren und selektieren zu können. Für ein solches Vorgehen benötigt man Entwurfsumgebungen, mit denen man, ausgehend von einem Maskensatz für das Bauelement, über Prozeß- und Bauelementesimulation bis hin zur Beschreibung auf Systemebene ein Mikrosystem auf allen Ebenen des Entwurfsprozesses durchgängig modellieren kann. Wichtig ist hierbei einerseits die korrekte Modellierung gekoppelter Effekte auf kontinuierlicher Feldebene (Bauelementeebene), speziell über die Grenzfläche zwischen verschiedenen physikalischen Energiedomänen, da diese in Mikrosystemen aufgrund ihrer Wandlereigenschaften die maßgebliche Rolle im Betriebsverhalten spielen. Auf der anderen Seite benötigt man unbedingt Modelle mit deutlich reduzierter Zahl an Freiheitsgraden, weil nur diese es ermöglichen, Mikrosysteme in ihrer Gesamtheit inklusive aller gekoppelter Effekte zu modellieren. Aber bereits für einzelne Bauelemente wie der in dieser Arbeit vorgestellten Mikromembranpumpe oder den viskosen Dämpfungseffekten in perforierten Strukturen ist eine Behandlung auf Bauelementeebene nicht mehr möglich. Für eine effiziente Modellierung muß auch hier die Komplexität des Problems durch eine drastische Reduktion der Freiheitsgrade herabgesetzt werden. Das heißt, bei Mikrosystemen kann man aufgrund der Komplexität der einzelnen Komponenten zwischen Bauelemente- und Systemebene nicht mehr in dem Maße trennen wie in der Mikroelektronik.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden daher Ansätze und Methoden zur Modellierung gekoppelter Effekte in Mikrosystemen auf Bauelemente- und Systemebene entwickelt. Im Mittelpunkt der Untersuchungen stehen dabei die elektromechanische Kopplung und die Fluid-Struktur-Wechselwirkung mit einem Schwerpunkt auf viskosen Dämpfungseffekten bei dynamisch betriebenen Mikrobauelementen. An typischen Demonstratoren (integrierter mikromechanischer Drucksensor, elektrostatisch angetriebene Mikromembranpumpe, gelochte Platten und Membranen als Basiselemente für dynamisch betriebene Bauelemente) werden Wege aufgezeigt, wie die Komplexität der Modelle – angepaßt an die jeweilige Problemstellung – so reduziert werden kann, daß diese gekoppelten

Effekte möglichst genau und physikalisch basiert, aber dennoch mit angemessenem Rechenaufwand in die Simulationen einbezogen werden können.

Dies gelingt ausgehend von Prinzipien der irreversiblen Thermodynamik durch die universelle Methodik der Generalisierten Kirchhoffschen Netzwerke, die es erlaubt, die elektrische Netzwerktheorie auch auf nichtelektrische Energiedomänen zu erweitern und so ganze Mikrosysteme inklusive aller Kopplungen auf Systemebene zu modellieren. Man benötigt hierfür nun Verfahren, um problemangepaßte Makromodelle für die Teilsysteme abzuleiten, die gegenüber einer kontinuierlichen Felddescription eine deutlich reduzierte Zahl an Freiheitsgraden aufweisen.

Basierend auf umfassenden Detailuntersuchungen verschiedener gekoppelter Effekte auf kontinuierlicher Feldebene, werden hierzu zwei konträre Ansätze gegenübergestellt: Ansätze mit konzentrierten Variablen, sog. Kompaktmodelle, und Ansätze mit verteilten Variablen, im speziellen Finite Netzwerkansätze. Hierbei erweist sich die auf physikalisch-basierten, analytischen Ansätzen aufsetzende Modellierung mit konzentrierten Variablen als äußerst leistungsfähige, effiziente Methode, bei der die Modellerstellung allerdings aufwendig und nicht automatisierbar ist, und die vor allem bei komplexen Bauelementegeometrien und Problemstellungen an ihre Grenzen stößt. Daher werden in dieser Arbeit beide Ansätze zu einem Mixed-Level-Ansatz zusammengeführt, der sich aufgrund seiner Modularität als besonders flexibel und leistungsfähig erweist, um maßgeschneiderte Modelle auch für komplexe Mikrosysteme abzuleiten.

Demonstriert wird dies anhand der Modellierung von viskosen Dämpfungseffekten in dynamisch betriebenen Mikrobau-elementen, einem Spezialfall der Fluid-Struktur-Wechselwirkung. Deren Behandlung auf kontinuierlicher Feldebene ist insbesondere für die in der Praxis oft komplexen Geometrien wegen des hohen Rechenaufwandes praktisch unmöglich. Hier gelingt es, mit Hilfe der Mixed-Level-Methode einen abstrahierenden Ansatz auf Systemebene abzuleiten, der die Komplexität des Problems deutlich reduziert, aber dennoch physikalisch basiert und akkurat bleibt, und somit erstmals eine prädiktive Simulation der Dämpfung auch bei komplexen Bauelementegeometrien mit einem akzeptablen Rechenaufwand ermöglicht.

Abstract

The progressing miniaturization in nearly every field of our daily life necessitates more and more the application of microsystems, which allow not only the processing of data but also the exchange of signals and energy with the environment. This can be achieved by smart sensor and actuator systems fabricated by micromechanical technologies. Comparable to the design flow known from the field of microelectronics, one strives also to provide complete TCAD platforms, which are especially suited for the development of microsystems and facilitate to accompany every stage in the design and optimization process by – preferably predictive – modeling and simulation.

Since the operation principle of microsystems is mainly based on transducer effects, it is a prerequisite to provide methods, which allow for the correct modeling of coupling effects between different physical energy domains on the continuous-field level (device level). On the other hand it is mandatory to derive adequate reduced order models, because only they enable a fast and efficient treatment of entire microsystems including all coupled effects. A special feature of microsystems is that already single devices or subsystems, like the electrostatically actuated micropump or the perforated devices governed by damping effects, which are presented in this work, become too complex for being modeled on continuous-field level. This means, that in microsystem simulation device and system level cannot be separated to the same degree as in the field of microelectronics, and the complexity of the problem has to be reduced drastically on all levels to enable efficient simulation.

In this thesis, methods are developed which allow the modeling of coupled effects in microsystems on continuous-field level as well as on system level. The investigations have been focussed on the electromechanical coupling and the fluid-structure interaction with an emphasis on viscous damping effects in dynamically operated microdevices and -systems. For typical demonstrators (integrated micromechanical pressure sensor, electrostatically actuated micropump, perforated plates and membranes as basic structures for dynamically operated devices) methods and approaches are derived to reduce the model complexity according to the given prerequisites in order to simulate the coupled effects in a physically-based and accurate manner while reducing the computational effort to an appropriate extent.

Guided by the principles of irreversible thermodynamics this can be done by the means of Generalized Kirchhoffian Networks, which allow to extend the electrical network theory also to non-electrical energy domains and, as a consequence, to model entire microsystems including all coupled effects on system level in a self-consistent manner. To this end, methods have to be developed to derive problem-adapted macromodels for the sub-

systems with a noticeably reduced number of degrees of freedom compared to continuous-field models.

Based on detailed investigations of various coupled-field effects on continuous-field level two contrary approaches are compared: system modeling by lumped variables (compact models, lumped elements) and system modeling by distributed variables, in particular the Finite Network method. System modeling by physically-based, analytical compact models and lumped variables turns out to be a powerful method for fast and efficient design studies. However, the derivation of the compact models needs a lot of effort and expertise by the designer, which means that the procedure can not be automated. Additionally, physically-based, analytical compact modeling is mostly limited to device geometries and/or problems which are not too complex. Therefore, in this work both approaches – compact modeling and Finite Network method – are combined to form a mixed-level model. This approach is very flexible, powerful, and especially suited to derive system models for complex problems, which – by the nature of this modular approach – can be tailored according to the needs, practicalities and the required accuracy.

The potential of the method has been demonstrated successfully for the simulation of viscous damping effects in dynamically operated microstructures. This phenomenon can be exactly described on continuous-field level by fluid-structure interaction, which becomes prohibitive for most of the practically relevant devices due to the complexity of the governing equations and the often very complex device geometries (3D, perforations). Based on the mixed-level method, it was possible to derive a reduced-order model where the complexity is drastically reduced but which nevertheless is physically based, scales with all important design parameters, and still provides a high accuracy. Thus, for the first time, this damping model allows for a predictive simulation of damping effects in microsystems even for complex device geometries with an acceptable computational effort.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Modellierung von Mikrosystemen	7
2.1	Anforderungen an die Simulation	8
2.2	Grundlegender Ansatz für die Modellbildung bei Mikrobauelementen und -systemen	11
2.3	Simulationswerkzeuge	17
2.3.1	Überblick über bestehende Simulations- und TCAD-Umgebungen	17
2.3.2	Verwendete Simulationsumgebungen	19
3	Funktionsweise und meßtechnische Charakterisierung der modellierten Demonstratoren	21
3.1	BiCMOS-integrierter mikromechanischer Drucksensor	21
3.1.1	Aufbau und Funktionsweise	21
3.1.2	Problemstellung	24
3.1.3	Meßtechnische Charakterisierung der Drucksensoren	25
3.2	Elektrostatisch angetriebene Mikromembranpumpe	29
3.3	Gelochte Platten und Membranen als Teststrukturen für viskos gedämpfte Mikrobauelemente	32
4	Modellierung gekoppelter Effekte auf kontinuierlicher Feldebene	35
4.1	Modellierung gekoppelter Effekte	36
4.1.1	Problemstellung	36
4.1.2	Ansätze zur Lösung gekoppelter Probleme	37
4.1.3	Parameterextraktion und -identifizierung durch inverse Modellierung	43

4.2	Elektromechanisch gekoppelte Probleme	50
4.2.1	Problemdefinition	50
4.2.2	Ansätze zur Modellierung elektromechanisch gekoppelter Probleme	52
4.2.3	Beispiel: Spannungsabhängige Charakterisierung des BiCMOS- integrierten mikromechanischen Drucksensors	54
4.2.4	Beispiel: Elektrostatischer Membrantrieb der Mikromembran- pumpe	56
4.3	Fluid-Struktur-Wechselwirkung	60
4.3.1	Fluidmechanische Grundgleichungen	61
4.3.2	Grenzen der Kontinuumstheorie	64
4.3.3	Lösungsansätze für fluidisch-mechanisch gekoppelte Probleme . .	66
4.3.4	Beispiel: Bewegung einer Ventilklappe in Wasser	67
4.3.5	Viskose Dämpfung bei bewegten Platten mit und ohne Perforationen	71
4.4	Analyse und Eliminierung von parasitären Effekten	77
4.4.1	Fallstudie: Analyse der parasitären Kapazitäten beim BiCMOS- integrierten mikromechanischen Drucksensor	77
4.4.2	Einfluß parasitärer Kapazitäten auf das Meßsignal des mikrome- chanischen Drucksensors	87
5	Modellierung auf Systemebene	91
5.1	Grundlagen der Systemsimulation von Mikrosystemen	91
5.1.1	Einführung	91
5.1.2	Von der kontinuierlichen Feldebene zur Systemsimulation	92
5.1.3	Ableitung und Klassifizierung von Teilsystemmodellen	93
5.2	Makromodellierung mit konzentrierten Variablen am Beispiel elektrome- chanischer und fluidmechanischer Wandler	99
5.2.1	Makromodell für den kapazitiven BiCMOS-integrierten mikro- mechanischen Drucksensor	99
5.2.2	Makromodell für eine elektrostatisch angetriebene Mikromem- branpumpe	105
5.3	Systemsimulation mit verteilten Variablen am Beispiel der Squeeze-Film- Dämpfung in Mikrobau-elementen	114
5.3.1	Squeeze-Film-Dämpfung in Mikrobau-elementen	115
5.3.2	Finiter-Netzwerk-Ansatz zur Modellierung der Reynoldsgleichung	121

5.3.3	Untersuchungen zur Anwendbarkeit der Reynoldsgleichung in der Mikromechanik	125
5.4	Mixed-Level-Ansatz zur Modellierung von SQFD für beliebige Geometrien	132
5.4.1	Ansatz zur Modellierung von Bauelementen mit beliebiger Geometrie	132
5.4.2	Modellierung mikromechanischer Gesamtsysteme	140
5.4.3	Bewertung und Einordnung der Methode - Ausblick	150
6	Zusammenfassung und Ausblick	155
	Appendix	163
	Symbolverzeichnis	163
	Danksagung	185

1 Einleitung

Mikrosystemtechnik: ein Markt der Zukunft – Problematik des Entwurfsprozesses

Die rasante Entwicklung in der Mikroelektronik und der mittlerweile erreichte sehr hohe Integrationsgrad und Qualitätsstandard prägen unser gesellschaftliches Leben in nahezu allen Bereichen. Die Mikroelektronik stellt aber nur einen Teil des umfassenden Bereichs der Mikrosystemtechnik (MST) dar, die neben der Mikroelektronik noch andere Mikrotechnologien wie Mikrooptik und Mikromechanik umfaßt. Nach einer Definition der europäischen Mikrosystemtechnik-Initiative NEXUS¹ [84] sind Mikrosysteme „... miniaturisierte, multifunktionale, intelligente Systeme, die Sensoren, Aktoren und Signalverarbeitung umfassen. Sie kombinieren elektrische, mechanische, optische, chemische und biologische Funktionen. ... Die Mikrosystemtechnik (MST) beschreibt Methoden zum Entwurf und zur Herstellung solcher Mikrosysteme“ [37].

Mikrosysteme benötigt man in immer stärkerem Maße, da aufgrund der zunehmenden Miniaturisierung in fast allen Bereichen nicht nur Daten verarbeitet, sondern auch Signale aus der Umwelt aufgenommen werden sollen, und die Systeme dann umgekehrt wieder auf die Umwelt einwirken können müssen. Eine besondere Rolle kommt daher der Mikromechanik zu, die den Entwurf und die Herstellung intelligenter Sensor- und Aktorsysteme ermöglicht. Seit ihren Anfängen in den 70-er Jahren des 20. Jahrhunderts mit der Entwicklung erster Druck- und Beschleunigungssensoren ist diese Technologie weit vorangeschritten, und die Vielfalt und Anzahl der Produkte hat enorm zugenommen, so daß ein Anstieg des Gesamtmarktvolumens von 14 Milliarden US-Dollar im Jahr 1996 auf 38 Milliarden US-Dollar im Jahr 2003 erwartet wird [153]. Wurden Mikrosysteme 1990 vor allem in Automobilanwendungen eingesetzt, so sind mittlerweile große Anwendungsfelder in der IT-Branche und im medizinischen bzw. biomedizinischen Bereich [153] hinzugekommen; in der Medizin etwa werden ehrgeizige Projekte wie die Entwicklung von implantierbaren Überwachungs- [55] oder Dosiersystemen oder von Retinaimplantaten [80] verfolgt. Daneben existieren Einsatzfelder im Bereich der Telekommunikation oder der Umweltanalytik (z.B. [130, 155]). Ein umfangreicher Überblick über das Spektrum der Anwendungen in der Mikrosystemtechnik wird in [121] gegeben, wobei sich zahlreiche der dort aufgeführten Anwendungen wie beispielsweise Drucksensoren, Airbagsensoren oder Piezoinjektoren für Direkteinspritzsysteme mittlerweile als Massenprodukte auf dem Markt etabliert haben.

So heterogen die Anwendungen und Bauelemente in der Mikromechanik sind, so unterschiedlich sind auch die eingesetzten Materialien und Herstellungsverfahren; dennoch haben sich überwiegend die Materialien der Siliziumtechnologie als Werkstoffe durchge-

¹ Network of Excellence in Multifunctional Microsystems

setzt. Dies hängt zum einen mit den guten physikalischen Eigenschaften zusammen [92], zum anderen vereinfacht die Verwendung von Silizium die Integration mit der Mikroelektronik, und nicht zuletzt kann man dadurch auf eine bereits etablierte, ausgereifte und gut beherrschbare Technologie zurückgreifen, für die zumindest ein Teil der Entwicklungsarbeit bereits geleistet (und bezahlt) worden ist. Der letzte Punkt ist deshalb besonders wichtig, da man im Gegensatz zur Mikroelektronik in der MST mit folgenden Problemen konfrontiert ist:

1. Anwendungen: Das Anwendungsfeld der MST ist viel heterogener als das der Mikroelektronik, es gibt daher viele Produkte, die sich nicht als Massenprodukt vermarkten lassen. Zwar existieren einige Produkte für einen Massenmarkt wie z.B. Sensoren für KFZ-Anwendungen, deren Stückzahlen erreichen allerdings bei weitem nicht die des Computersektors, durch den weitestgehend die Entwicklung in der Mikroelektronik getrieben und finanziert wurde.
2. Herstellungsprozeß: Aufgrund der herrschenden Vielfalt an Bauelementen und Einsatzfeldern ist es schwieriger, die Herstellungsverfahren zu standardisieren. Aber nur, wenn standardisierte Verfahren existieren, erhält man bezahlbare Fertigungsabläufe und damit absetzbare und konkurrenzfähige Produkte. Hier gibt es Ansätze, in denen man oberflächenmikromechanische Prozeßschritte in Standardprozesse der Mikroelektronik integriert (z.B. [17, 100]) oder auf pragmatische Weise Konzepte aus Volumen- und Oberflächenmikromechanik so mit bestehenden Prozessen kombiniert, daß standardisierte Abläufe entstehen [127].
3. Entwurf: Im Gegensatz zur Mikroelektronik müssen in der MST nicht nur elektrische, sondern auch eine Vielzahl anderer Effekte aus Mechanik, Fluidik, Optik, Chemie bis hin zur Biologie sowie die Wechselwirkungen zwischen diesen Domänen betrachtet werden. Um, wie in der Mikroelektronik bereits etabliert, den gesamten Entwurfs- und Optimierungsprozeß auch hier durch Simulation unterstützen zu können, müssen auf allen Ebenen des Entwurfs entsprechende Simulationsumgebungen zur Verfügung stehen, mit denen diese Effekte adäquat behandelt werden können. Hier bestehen noch große Defizite, sowohl bei der Prozeß- als auch bei der Bauelemente- und Systemsimulation. Die vorliegende Arbeit entwickelt Ansätze und Modelle für die Ebenen der Bauelemente- und Systemsimulation, um einen Schritt hin auf eine umfassende Simulationsumgebung zu gehen.

Bei allen genannten Aspekten – Anwendungen, Herstellung und Entwurf – ist also die MST durch eine erheblich größere Vielfalt und Heterogenität gekennzeichnet als die Mikroelektronik, was eine einheitliche Stoßrichtung in der Entwicklung schwierig macht. Daher lassen sich die Entwicklungsaktivitäten, die in der MST aufgebracht werden müssen, nicht mit denen in der Mikroelektronik vergleichen, und es ist unabdingbar, sowohl im Bereich der Technologien als auch der Entwurfs- und Simulationsumgebungen auf bereits bestehende Systeme, Abläufe und Erfahrungen zurückzugreifen und aufzusetzen, um den Entwicklungsprozeß effizient vorantreiben zu können.

Entwurf und Modellierung von Mikrosystemen

Auch in der MST ist man also bestrebt, Simulationswerkzeuge zu entwickeln, die es ermöglichen, den Entwurf von Bauelementen und Systemen auf allen Ebenen durch umfassende Modellierung zu unterstützen. Dadurch können einerseits Kosten und Zeit für teure „Trial and Error“-Zyklen gespart werden, andererseits kann ein detailliertes Verständnis für die physikalischen Vorgänge im Bauelement und für seine Funktionsweise entwickelt werden, und es lassen sich schon in einem frühen Entwicklungsstadium Funktions- und Designkonzepte verifizieren und selektieren.

Für ein solches Vorgehen benötigt man Entwurfsumgebungen, mit denen man, ausgehend von einem Maskensatz für das Bauelement, über Prozeß- und Bauelementesimulation bis hin zur Beschreibung auf Systemebene ein Mikrosystem auf allen Ebenen des Entwurfsprozesses durchgängig modellieren kann. Dazu müssen Programme zur Prozeßsimulation spezifischer Prozesse der Mikromechanik, wie das anisotrope Ätzen, bereitgestellt sowie die Behandlung gekoppelter Effekte auf Bauelementeebene handhabbar gemacht werden. Wichtig sind hier speziell Kopplungen über die Grenzfläche zwischen verschiedenen physikalischen Domänen, da diese in Mikrosystemen aufgrund des großen Oberflächen- zu Volumenverhältnisses eine entscheidende Rolle spielen. Die Beschreibung auf Systemebene schließlich verlangt nach adäquaten und effizienten Verfahren, Kompakt- und Makromodelle von der kontinuierlichen Feldbeschreibung auf Bauelementeebene abzuleiten, sowie nach Entwicklung von Strategien zur Parameteridentifikation und -extraktion für diese Modelle [110, 111, 148, 150].

In der Mikrosystemtechnik muß für den Entwurfs- und Optimierungsprozeß also der gleiche Ablauf wie in der Mikroelektronik etabliert werden, mit der Schwierigkeit, daß hier ein breiteres Feld an physikalischen Effekten abzudecken ist. Daher ist es wichtig, sich auf bereits bestehende Erfahrungen zu stützen. Vielfach werden hier deshalb bereits vorhandene Simulationswerkzeuge so kombiniert oder angepaßt, daß sie den gegebenen Anforderungen (zumindest größtenteils) gerecht werden, und es wird versucht, sich auf bereits entwickelte Ansätze aus anderen Disziplinen zu stützen. Hier können Programme aus dem klassischen Maschinenbau zum Einsatz kommen, wie beispielsweise Finite-Element-Programme, oder aus der Mikroelektronik, wie analoge Schaltkreissimulatoren und Programme zur Parameterextraktion. Ein Überblick über diesbezügliche Möglichkeiten wird in [76] gegeben.

Mittlerweile gibt es auch einige Firmen, die versuchen, teilweise basierend auf vorhandenen Simulatoren, durchgängige Design-Suites für Mikrosysteme zu entwickeln (z.B. [25, 61, 78]), bisher ist jedoch keine der erhältlichen Simulationsumgebungen uneingeschränkt für alle Probleme einsetzbar. Insbesondere auf dem Gebiet der gekoppelten Effekte und verstärkt in der Systemsimulation herrschen bislang noch große Defizite.

Zielstellung der Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist es daher, Ansätze und Methoden zur Behandlung von gekoppelten Effekten auf Bauelemente- und Systemebene zu entwickeln. Hierbei konzentrieren sich die Untersuchungen auf Kopplungen über Grenzflächen, die, wie oben dargestellt,

das Verhalten von Mikrosystemen in besonderer Weise beeinflussen; speziell sind dies die elektromechanische Kopplung und die Fluid-Struktur-Wechselwirkung. Im Gegensatz zu makroskopischen Bauelementen wird die elektromechanische Kopplung bei Mikrosystemen interessant, weil sie erst hier aufgrund der kleinen auftretenden Abstände in den Bauelementen und damit genügend großen elektrostatischen Anziehungskräften als Antriebsprinzip in Frage kommt. Die viskose Dämpfung bei dynamisch betriebenen Mikrobauelementen, ein Spezialfall der Fluid-Struktur-Wechselwirkung, ist ein weiterer, besonders aktueller und daher im Fokus des Forschungsinteresses stehender Effekt. Er beeinflusst das Betriebsverhalten von Systemen maßgeblich und muß daher im Entwurfsprozeß fundiert und möglichst genau berücksichtigt werden, um aussagekräftige Ergebnisse für Design- und Optimierungsstudien zu erhalten. Die Behandlung der Fluid-Struktur-Wechselwirkung auf kontinuierlicher Feldebene ist aber sehr schwierig und mit hohem Rechenaufwand verbunden und daher für komplexe Geometrien oft gar nicht sinnvoll möglich, so daß hier abstrahierende Ansätze auf Systemebene erforderlich sind, die die Komplexität des Problems deutlich reduzieren, aber dennoch physikalisch basiert und akkurat bleiben. Die vorliegende Arbeit zeigt hier Wege auf, wie dies, angepaßt an die Problemstellung, erfolgen kann.

Zur Behandlung der oben dargestellten Probleme wird die Methode der sogenannten „Maßgeschneiderten Modellbildung“ („tailored modeling“ [147, 149]) verfolgt, d.h. eine adäquate und effiziente Modellierung der Probleme durch maßgeschneiderte Detailtreue der Modelle hinsichtlich der Genauigkeit, der Problemstellung und des numerischen Aufwands, bei der gleichzeitig Konsistenz und Transparenz der Modelle sichergestellt wird, um skalierbare, zuverlässige Modelle zu erhalten und deren Ergebnisse bewerten und intuitiv verstehen zu können. Die Grundzüge des „tailored modeling“ auf Bauelemente- wie auch auf Systemebene, Anforderungen, die an die Modellierung von Mikrosystemen gestellt werden, sowie ein Überblick über bestehende und in dieser Arbeit verwendete Simulationsumgebungen werden in Kapitel 2 dargestellt.

Zur Verifizierung der abgeleiteten Ansätze und Modelle wurden in dieser Arbeit drei Demonstratoren herangezogen: ein BiCMOS-integrierter mikromechanischer Drucksensor, eine elektrostatisch betriebene Mikromembranpumpe und bewegliche, gelochte Platten und Membranen als Teststrukturen für viskose Dämpfungseffekte. In Kapitel 3 werden Aufbau, Funktionsweise und Charakterisierung dieser Demonstratoren beschrieben und die sich daraus ergebenden Fragestellungen erläutert.

Kapitel 4 beschäftigt sich mit der Modellierung gekoppelter Effekte auf kontinuierlicher Feldebene. Nach Darstellung der Problematik und grundlegender Lösungsansätze für gekoppelte Probleme wird konkret auf zwei in Mikrosystemen wichtige Effekte, die elektromechanische Kopplung und die Fluid-Struktur-Wechselwirkung eingegangen. Für diese beiden Fälle werden die Problemstellungen konkretisiert und ein Überblick über mögliche und bereits bestehende Lösungsansätze gegeben. Exemplifiziert werden die Lösungsverfahren durch Simulationen für den integrierten Drucksensor und eine elektrostatisch angetriebene Pumpmembran im Falle der elektromechanischen Kopplung sowie durch Modellierung von Klappenventilen und der viskosen Dämpfung bei sich bewegenden, gelochten Platten für den Fall der Fluid-Struktur-Kopplung.

Den letzten Punkt des Kapitels 4 bildet ein in Mikrosystemen prinzipiell auftretendes Pro-

blem, die Kopplung zu parasitären Effekten, die aufgrund der geringen Größe der Bauelemente oft in derselben Größenordnung wie das eigentliche Meßsignal liegen können und sich häufig aufgrund der auftretenden Kopplungen meßtechnisch nur schwer abtrennen lassen. Besonders tritt dieses Problem bei vollständig integrierten Bauelementen wie dem mikromechanischen Drucksensor auf, da sich hier durch Vorgaben im Herstellungsprozeß solche parasitären Effekte nicht vermeiden lassen. Für den Fall des integrierten Drucksensors werden diesbezüglich in Kap. 4.2.3 umfassende Untersuchungen auf kontinuierlicher Feldebene durchgeführt und daraus Konsequenzen für eine zuverlässige Charakterisierung des Bauelementes abgeleitet.

Kapitel 5 schließlich beschäftigt sich mit der Modellierung von Mikrobauelementen und -systemen auf Systemebene. Nach einer Einführung in die Grundlagen der Systemsimulation und einem Überblick, einer Einordnung und Bewertung bereits bestehender Verfahren wird ein physikalisch basiertes Makromodell für den integrierten mikromechanischen Drucksensor abgeleitet. Anschließend wird anhand des Makromodells für die elektrostatische Mikromembranpumpe ein Kompaktmodell für ein relativ komplexes Gesamtsystem präsentiert, das unter Zuhilfenahme der Ergebnisse aus Kapitel 4 in [139] entwickelt wurde. Den Abschluß bildet die Ableitung und Realisierung eines Modells für viskose Dämpfungseffekte in Mikrobauelementen, das die Komplexität des Systems erheblich reduziert und es erlaubt, diese Effekte auf akkurate, konsistente, flexible und physikalisch basierte Weise in die Simulation ganzer Mikrosysteme einzubeziehen.

In Kapitel 6 werden die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefaßt und diskutiert sowie Anregungen und Ausblicke für weitere Arbeiten gegeben.

2 Modellierung von Mikrosystemen

Die Entwicklung von Mikrobauelementen und -systemen und ihre Integration in industrielle Standardprozesse erfolgte in den letzten Jahren immer rascher. Daher ist es unumstritten, daß dieser Prozeß auf allen Ebenen des Entwurfs durch Simulation intensiv unterstützt werden sollte, um Zeit und Kosten zu minimieren, die im Entwicklungs- und Optimierungsprozeß von Bauelementen und -systemen durch teure „Trial and Error“-Zyklen entstehen [109].

Durch den Einsatz von Simulation eröffnen sich dem Entwickler dabei folgende Vorteile und Möglichkeiten:

- Simulation ermöglicht detaillierte Einsicht in die Verteilung verschiedener interner physikalischer Variablen, die im Experiment meist nicht oder nur mit hohem Aufwand untersucht werden können. Dadurch erhält man ein fundiertes Verständnis der auftretenden physikalischen Effekte im Bauelement und seiner Funktionsweise.
- Konzepte können verifiziert werden, d.h. man gewinnt ein physikalisches Verständnis dafür, ob sich das Bauelement wie beabsichtigt verhält, und inwiefern das Bauelementeverhalten durch den Fabrikationsprozeß, durch Materialeigenschaften und durch das Design beeinflusst wird.
- Simulation eröffnet die Möglichkeit zu einfachem Designvariantenvergleich, gibt damit Entscheidungshilfen für den Entwicklungs- und Optimierungsprozeß eines Bauelementes und kann somit helfen, einige teure Entwicklungszyklen einzusparen.

Anzustreben ist eine umfassende, benutzerfreundliche Entwurfsumgebung (TCAD¹-Umgebung), die es erlaubt, Aufbau und Geometrie des Bauelements ausgehend vom Maskenlayout mittels Prozeßsimulation zu modellieren und das Betriebsverhalten des einzelnen Bauelements mittels Simulation auf der Ebene kontinuierlicher Felder sowie das Verhalten des Gesamtsystems auf der Ebene von Schaltkreissimulation zu untersuchen („Virtual Microtransducer Fab“ [149]). Derartige Entwurfsumgebungen werden in der Mikroelektronik bereits seit einigen Jahren erfolgreich eingesetzt (z.B. [115]), in der Mikrosystemtechnik befindet sich diese Entwicklung allerdings noch in den Kinderschuhen.

¹ Technology Computer Aided Design

2.1 Anforderungen an die Simulation

Modellstufen im Entwurfsprozeß von Mikrosystemen: Die einzelnen Modellstufen, die eine Entwurfsumgebung für Mikrosysteme enthalten sollte, sind in Abbildung 2.1 skizziert (nach [149]).

In einem ersten Schritt, dem Entwurfsprozeß, werden Bauelementetopographie und die dazu notwendigen Prozeßschritte festgelegt, die dann zusammen mit den physikalischen Modellen an den Prozeßsimulator übergeben werden. Hier werden alle zur Fertigung nötigen Schritte modelliert. Die daraus resultierende Bauelementegeometrie und Materialeigenschaften werden anschließend an einen Bauelementesimulator übergeben. Auf der Ebene kontinuierlicher Felder kann hier das Bauelementverhalten unter verschiedenen Betriebsbedingungen untersucht werden, basierend auf den zugrundeliegenden partiellen Differentialgleichungen, die je nach Problemstellung stationäre oder transiente mechanische, elektrische, thermische, fluidische oder in allen Variationen der genannten physikalischen Domänen gekoppelte Phänomene beschreiben können.

Als Ergebnis der Bauelementesimulation erhält man Ein- und Ausgangscharakteristiken, Transi-

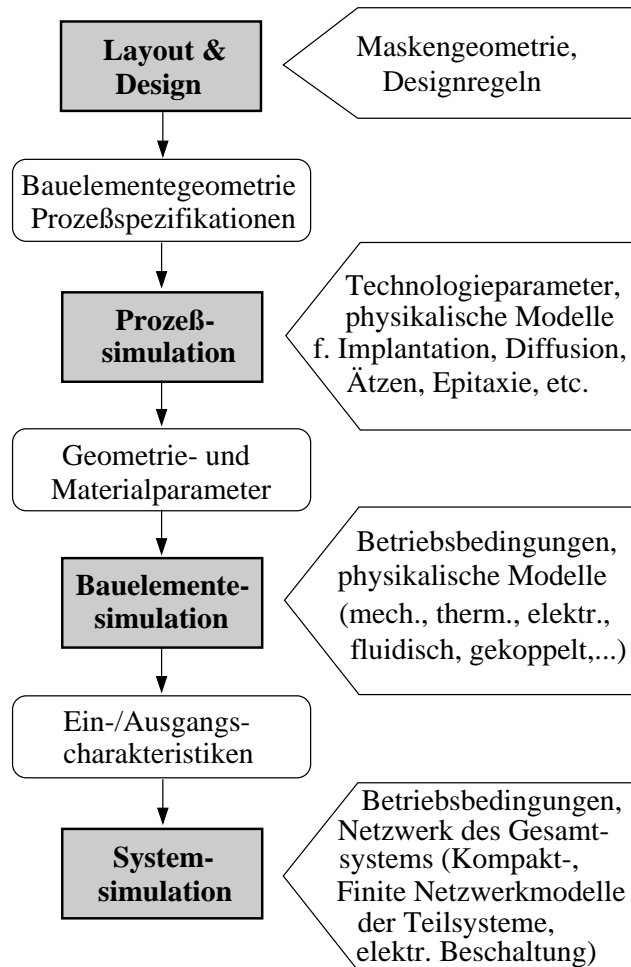


Abbildung 2.1: Hierarchie der Modellstufen im Entwurfsprozeß von Mikrosystemen (nach [149]).

enten, Antwortfunktionen sowie integrale Kenngrößen wie „Figures of Merit“. Diese ermöglichen es, das entworfene Bauelement zu beurteilen, das Verhalten zu charakterisieren und ein Kompaktmodell des Bauelements für die Systemsimulation abzuleiten. Kompaktmodelle zeichnen sich dadurch aus, daß sie, im Vergleich zu Modellen auf kontinuierlicher Feldebene, eine stark reduzierte Zahl an Freiheitsgraden besitzen, wodurch sich das dynamische Verhalten des Mikrosystems viel schneller und effizienter als auf Bauelementebene - nun auf der Ebene von gewöhnlichen Differentialgleichungen oder differentialalgebraischen Systemen - modellieren läßt. Die Kompaktmodelle einzelner Bauelemente oder Bauelementeilstrukturen können nun zu Makromodellen und Netzwerken zusammengefügt werden, mit Hilfe derer dann das Verhalten einzelner oder

mehrerer Systemkomponenten unter Betriebsbedingungen getestet werden kann, z.B. ein Sensorelement zusammen mit der Auslese-, Versorgungs- und Kalibrierungselektronik.

Im Entwicklungsprozeß wird diese Modellhierarchie nun in Zyklen durchlaufen, bei denen auf die Bauelemente- oder Systemsimulation die Verifikation und Validierung der Ergebnisse erfolgt. Der Vergleich mit den Spezifikationen („optimales Bauelement“) und natürlich mit Messungen fließt dann in einen weiteren Optimierungszyklus ein („closed-loop simulation“ [148, 149]).

Ein wichtiger Aspekt in der Modellierung von Mikrosystemen ist die Frage der zu verwendenden Material-, Geometrie- und Prozeßparameter. Hier steht man vor dem Problem, daß die meisten Daten prozeßabhängig sind. Sie müssen über geeignete Teststrukturen extrahiert werden. Wünschenswert ist hier die Unterstützung der Simulation durch eine spezielle Materialdatenbank, die nicht nur Materialparameter, sondern auch problemspezifische Teststrukturen und Parameterextraktionsmethoden verwaltet und zur Verfügung stellt.

Anforderungen an Modellbildung und Simulation: In dieser Arbeit sind vor allem die beiden oberen Hierarchieebenen von Bedeutung. Sie sind dadurch gekennzeichnet, daß in der Bauelementesimulation das Bauelementeverhalten auf der Ebene kontinuierlicher Felder durch ein typischerweise komplexes, gekoppeltes System partieller Differentialgleichungen beschrieben wird, während auf der Ebene der Systemsimulation das Verhalten des Bauelementes mittels Kompaktmodellen durch einige wenige Freiheitsgrade wiedergegeben und die Systemdynamik durch gewöhnliche Differentialgleichungen beschrieben wird, deren Koeffizienten aus der physikalisch basierten, aber viel komplexeren Bauelementesimulation extrahiert werden können. Welche Anforderungen an beide Verfahren gestellt werden, und welche Ansätze bereits verfolgt werden, soll nun im folgenden dargestellt werden.

Die ersten beiden Ebenen des oben skizzierten Entwurfsprozesses, das Layout und die Prozeßsimulation, sind in dieser Arbeit von untergeordneter Bedeutung. Daher sei hierzu auf weiterführende Literatur verwiesen (Prozeßsimulation: z.B. [22, 104, 112], Parameterextraktion und Materialdatenbank: z.B. [87, 90, 91, 145]).

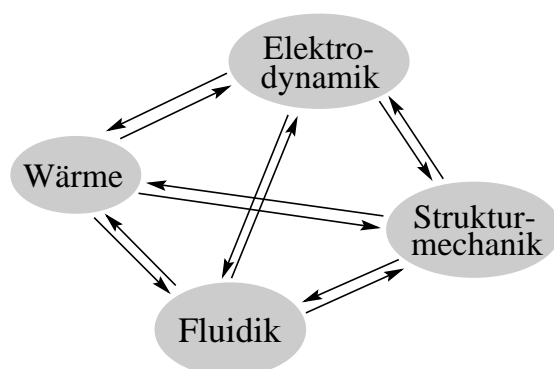


Abbildung 2.2: Kopplung zwischen verschiedenen physikalischen Domänen.

Gekoppelte Effekte, wie sie beispielhaft in Abb. 2.2 skizziert sind (detaillierter im Kapitel 4), bestimmen im wesentlichen erwünscht und unerwünscht das Verhalten von Mikrobau-elementen und -systemen. Aufgrund ihrer geringen Größe haben diese Bauelemente eine im Verhältnis zum Volumen große Oberfläche, so daß hier Effekte, die auf der Kopplung über die Grenzfläche zwischen zwei physikalischen Energiedomänen beruhen, verstärkt in den Vordergrund treten. Gerade diese Effekte stellen auf der Ebene der Bauelementesimulation eine Herausforderung dar. Zwar existieren für Einzeleffekte wie

z.B. Elektrostatik, Strukturmechanik oder Fluidik seit vielen Jahren bewährte und effiziente Simulationswerkzeuge, für die Behandlung gekoppelter Effekte dagegen sind geeignete Verfahren erst entwickelt worden oder meist noch in der Entwicklung begriffen. Insbesondere die Kopplung über die Grenzflächen, wie sie z.B. bei elektromechanisch betriebenen Bauelementen oder bei der fluidmechanischen Kopplung im Falle von Reibungseffekten auftritt, stellt hier ein Problem dar. Neben der Verbesserung der Lösungsalgorithmen und Verfahren für die einzelnen physikalischen Domänen müssen also vor allem Methoden gefunden werden, die Kopplung der Effekte effizient und in konsistenter physikalischer Weise zu modellieren. Ansätze hierzu, auf die auch in Kapitel 4 noch eingegangen wird, finden sich unter anderem in [4, 5, 41, 45, 56, 68].

Für die Untersuchung von Mikrosystemen auf Systemebene werden akkurate dynamische Kompakt- oder Makromodelle benötigt, die es ermöglichen, schnell und zuverlässig Designvarianten zu testen und verschiedene dynamische Betriebszustände zu untersuchen. Dabei gibt es erhebliche Defizite in der Frage, wie sich ein Makromodell auf systematische Weise aus einem Kontinuumsmodell ableiten läßt.

Diverse Ansätze, die bisher verfolgt worden sind, werden in Kapitel 5.1 erörtert. Oft sind sie allerdings noch nicht auf beliebige Systeme und Effekte verallgemeinert worden oder sogar nur für ein bestimmtes Bauelement „handgemacht“. Gefordert sind aber robuste Methoden, mit denen sich auf systematische Weise die Freiheitsgrade vom Kontinuums- zum Kompaktmodell reduzieren lassen. Die resultierenden Kompaktmodelle sollen zum einen konservativ, d.h. im statischen Falle energieerhaltend sein, zum anderen auch im dynamischen Falle dissipative Effekte berücksichtigen und sowohl lineares als auch nicht-lineares Verhalten korrekt wiedergeben. Ferner sollen sie eine korrekte Abhängigkeit von den Bauelementedimensionen und Materialparametern aufweisen und somit eine Extrapolation auf Designvarianten zulassen, d.h. eine prädiktive Simulation des Betriebsverhaltens ermöglichen.

Die Unterscheidung zwischen Bauelemente- und Systemebene ist in der Mikrosystemtechnik allerdings oft nicht so klar möglich wie etwa in der Regel in der Mikroelektronik, der Übergang ist hier eher fließend. Eine perforierte Platte oder Membran, zum Beispiel, kann einerseits als Teil eines Systems (Mikrofon, Beschleunigungssensor) betrachtet werden. Andererseits sind perforierte Strukturen auf kontinuierlicher Feldebene schwer oder gar nicht sinnvoll zu simulieren (vgl. Kap. 5.3) und müssen daher als System aus einzelnen, gelochten Segmenten modelliert werden. Daher ist es in der Mikrosystemtechnik unabdingbar, je nach Situation, Problemstellung und möglichem numerischen Aufwand flexibel die Detailtreue und Genauigkeit des Modells anzupassen. Diese grundlegenden Anforderungen für die Modellbildung sowohl auf Kontinuums- wie auch auf Kompakt- und Makromodellebene lassen sich nach Wachutka [148, 149] auf die Kriterien der Konsistenz, der Transparenz und der „maßgeschneiderten Gültigkeit“ („tailored validity“) zurückführen.

Konsistenz: Die Vielfalt der beteiligten physikalischen Effekte und Kopplungen machen es notwendig, in den Modellen konsistent die grundlegenden physikalischen Prinzipien (Mechanik, Elektrostatik, Thermodynamik, etc.) abzubilden. Speziell, wenn verschiedene Modellfragmente zusammengefügt werden und dabei gewisse Vereinfachungen oder Näherungen in den einzelnen Teilen gemacht wurden, muß Konsistenz gewährleistet sein.

Transparenz: Transparenz des Modells ist dann gegeben, wenn alle physikalischen Parameter eine intuitive Interpretation als Funktion physikalischer Größen zulassen, basierend auf oder abgeleitet von einer mikroskopischen Beschreibungsweise. Demnach lassen sich alle Größen eines transparenten Modells theoretisch ableiten und direkt aus Messungen extrahieren. Dies ist notwendig, um bei der Komplexität der Systeme einerseits die Deutung von Simulationsergebnissen und andererseits die Verifikation und Kalibrierung der Modelle anhand von Experimenten zu ermöglichen.

„Maßgeschneiderte Gültigkeit“: Der oben dargestellte fließende Übergang zwischen Bauelemente- und Systemebene und die notwendige Anpassung der Detailtreue von Modellen führt schließlich zum Prinzip der „maßgeschneiderten Gültigkeit“, das besagt, daß die Zahl der verwendeten Freiheitsgrade auf die speziellen Eigenschaften des Bauelementes und der Problemstellung angepaßt und nur dafür relevante Zustandsvariable und Gleichungen im Modell verwendet werden sollen. Das Prinzip der „maßgeschneiderten Modellierung von Mikrosystemen“ („Tailored Modeling of Microsystems“ [149]) bildet demnach den zentralen Punkt im ersten Schritt der Modellierung im Hinblick auf die Handhabbarkeit und Gültigkeit der Simulation und im Hinblick auf den zu leistenden numerischen Aufwand.

Die drei Prinzipien werden in natürlicher Weise umgesetzt in einem allgemeingültigen, umfassenden, theoretischen Rahmen, der auf den Gesetzen der irreversiblen Thermodynamik fußt und im folgenden Kapitel dargestellt wird. Er kann als Grundlage für das Modellieren von Mikrosystemen sowohl auf Bauelemente- wie auch auf Makromodellebene angesehen werden.

2.2 Grundlegender Ansatz für die Modellbildung bei Mikrobau-elementen und -systemen

Im Betriebsverhalten von Mikrobau-elementen wie Sensoren und Aktoren spielen aufgrund ihrer Eigenschaft als Wandlerelemente die Kopplungen zwischen verschiedenen physikalischen Energieformen eine maßgebliche Rolle, was anschaulich in der Darstellung des „Sensor Effekt Würfels“ von [81, 82] verdeutlicht ist. Es ist daher eine Methodik wünschenswert, die allen auftretenden Effekten Rechnung trägt und die Konsistenz bei der Modellierung sicherstellt. Hierfür geeignet erscheint eine thermodynamische Beschreibung des Systems anhand von intensiven und extensiven Zustandsvariablen (z.B. [24]), da sie eine einheitliche phänomenologische Beschreibung von Effekten verschiedener physikalischer Energieformen und Aggregatzuständen (z.B. Fluide, Festkörper, Gase) erlaubt, und damit den Vorteil einer vereinheitlichenden Theorie im multidisziplinären Feld der Mikrosysteme bietet [131].

Diesen grundlegenden Ansatz zur Modellierung von Mikrobau-elementen und -systemen verfolgt das bereits erwähnte Konzept des „Tailored Modeling“ („Maßgeschneiderte Modellbildung“) [147, 149]. Basierend auf den Prinzipien der irreversiblen Thermodynamik wird ein allgemeines generisches Modell abgeleitet, das alle möglicherweise relevanten physikalischen Effekte des Systems in konsistenter Weise beschreibt, und aus dem

die Modellgleichungen für die einzelnen Systemkomponenten durch „Auskondensieren“ nichtrelevanter Zustandsvariablen abgeleitet werden können („tailored modeling by condensation“). Die Grundzüge dieses Konzeptes sollen im folgenden vorgestellt werden, und es wird gezeigt, daß es nicht nur für die Modellierung auf kontinuierlicher Feldebene, sondern auch für die Systemsimulation zu konsistenten und transparenten Modellen führt.

Ableitung eines generischen Modells zur Simulation von Mikrobauelementen

Der konzeptionelle Ansatz besteht darin, ein Mikrosystem als thermodynamisches System aufzufassen und die einzelnen Komponenten des Mikrosystems als Untersysteme des Gesamtsystems zu betrachten [131, 147, 149]. Letztere werden wiederum in Zellen unterteilt, die sich jeweils im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht befinden. In einem Festkörper beispielsweise werden die Untersysteme im einfachsten Fall von dem aus Ionenrümpfen bestehenden Kristallgitter und den darin frei beweglichen Ladungsträgern gebildet.

Die Subsysteme lassen sich durch einen Vektor orts- und zeitabhängiger intensiver Zustandsvariablen beschreiben, im allgemeinen Fall

$$\mathbf{X} = (\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{E}, \mathbf{H}, T_L, T_1, \dots, T_N, \Phi_1, \dots, \Phi_N), \quad (2.1)$$

wobei $\boldsymbol{\sigma}$ den mechanischen Spannungs- oder viskosen Drucktensor, \mathbf{E} und \mathbf{H} die elektrische bzw. magnetische Feldstärke, T_L die Substrattemperatur und T_1, \dots, T_N sowie Φ_1, \dots, Φ_N die Temperaturen und die (elektro)chemischen Potentiale der N verschiedenen beweglichen Teilchensorten im System bezeichnen.

Basierend auf den fundamentalen Gesetzen und Erhaltungssätzen der Physik läßt sich die zeitliche Entwicklung der Zustandsvariablen durch folgendes System allgemeiner dynamischer Gleichungen beschreiben [147]:

- Kräftebilanz aus mechanischen, elektrischen, magnetischen und sonstigen Kräften
- Maxwellgleichungen für die elektromagnetischen Felder
- Teilchenzahlbilanzen
- Bilanzgleichungen für die inneren Energien der einzelnen Spezies.

Dieses Gleichungssystem wird ergänzt durch thermodynamische Zustandsgleichungen, die die intensiven Zustandsvariablen über materialspezifische Relationen mit den zugehörigen extensiven Variablen

$$\mathbf{Y} = (\boldsymbol{\epsilon}, \mathbf{D}, \mathbf{B}, s_L, s_1, \dots, s_N, c_1, \dots, c_N) \quad (2.2)$$

verknüpfen. Hierbei steht $\boldsymbol{\epsilon}$ für den Verzerrungstensor, \mathbf{D} und \mathbf{B} für den dielektrischen Verschiebungsvektor bzw. die magnetische Induktion, s_L für die Entropiedichte des Substrats, und s_1, \dots, s_N sowie c_1, \dots, c_N für die Entropiedichten und Teilchenkonzentrationen der einzelnen Teilchenspezies. Die thermodynamischen Zustandsgleichungen $\mathbf{Y} = \mathbf{F}(\mathbf{X})$, bzw. $\mathbf{X} = \mathbf{F}^{-1}(\mathbf{Y})$ sind materialspezifische, halbempirische Gleichungen, die die Gesamtheit aller auftretenden Wandlereffekte im lokalen thermodynamischen

Gleichgewicht beschreiben [131]. Dies soll anhand zweier Beispiele aus der Praxis verdeutlicht werden, der elektrothermischen Kopplung in einem Halbleiterbauelement und der thermoelektromechanischen Kopplung in einem mikromechanischen Wandler.

Die elektrothermische Kopplung in einem Halbleiterbauelement beispielsweise wird mit Hilfe der extensiven Zustandsvariablen Entropiedichte des Gitters s_L , der Elektronen s_n und der Löcher s_p sowie der Elektronenkonzentration n und der Löcherkonzentration p beschrieben. Die Zustandsgleichungen für die elektrochemischen Potentiale Φ_n und Φ_p lassen sich aus den Ladungsträgerstatistiken ableiten und man erhält für den Fall, daß die elektrischen Ladungsträger sich im lokalen thermischen Gleichgewicht mit dem Kristallgitter ($T_L = T_n = T_p = T$) befinden [146]:

$$\Phi_n = \Psi - \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{n}{n_{ie,n}(T, n)} \right) \quad (2.3)$$

$$\Phi_p = \Psi + \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{p}{n_{ie,p}(T, n)} \right) \quad (2.4)$$

mit Ψ = quasistatisches elektrisches Potential, k_B = Boltzmannkonstante und $n_{ie,n}, n_{ie,p}$ = effektive intrinsische Ladungsträgerkonzentrationen der Elektronen bzw. Löcher. Die Zustandsgleichung für die Entropiedichte s_L :

$$s_L = s_L(T, n, p) \quad (2.5)$$

kann über die Beziehung für die Wärmekapazität $C_L = T(\partial s_L / \partial T)$ bestimmt werden. Anders als bei der elektrothermischen Kopplung in einem Halbleiter lassen sich im Falle der thermoelektromechanischen Kopplung in einem mikromechanischen Wandler element die Zustandsgleichungen linearisieren. Der Zusammenhang zwischen den extensiven Zustandsvariablen (mechanischer Verzerrungstensor ϵ , dielektrische Verschiebung \mathbf{D} und Entropiedichte des Substrates s_L) und den intensiven Zustandsvariablen (mechanischer Spannungstensor σ , elektrische Feldstärke \mathbf{E} und Substrattemperatur T_L) lautet dann:

$$\begin{pmatrix} \sigma \\ \mathbf{D} \\ \Delta s_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{c} & -\mathbf{e} & -\mathbf{t} \\ \mathbf{e}^T & \hat{\epsilon} & \mathbf{p} \\ \mathbf{t}^T & \mathbf{p}^T & \frac{C_L}{T_L} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon \\ \mathbf{E} \\ \Delta T_L \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Hierbei stehen \mathbf{c} , $\hat{\epsilon}$, \mathbf{e} , \mathbf{p} und \mathbf{t} für die Tensoren der elastischen Konstanten, der elektrischen Permittivitäten, der piezoelektrischen Konstanten, der pyroelektrischen und der thermoelastischen Koeffizienten sowie C_L für die Wärmekapazität des Wandlermaterials. Durch Gleichung 2.6 werden zum einen direkte Effekte wie die Ausbildung von mechanischen Spannungen innerhalb eines Materials durch eine erfolgte Dehnung, vermittelt über den Tensor der elastischen Konstanten \mathbf{c} , sowie auch gekoppelte Effekte wie beispielsweise die thermische Ausdehnung eines Materials aufgrund einer Temperaturänderung oder die Ausbildung einer elektrischen Spannung aufgrund einer mechanischen Deformation (Piezoelektrizität) beschrieben.

Die Beschreibung von Transporteigenschaften in der Nähe des thermodynamischen Gleichgewichts erfolgt mit Hilfe der irreversiblen Thermodynamik. Basierend auf den Bilanzgleichungen für die innere Energie der Teilsysteme erhält man eine Beziehung für

die Entropie, die im gesamten System erzeugt wird, aus der sich nach dem Onsagerschen Reziprozitätsprinzip [86] eine pseudolineare Beziehung zwischen verallgemeinerten treibenden Kräften \mathcal{F} und den daraus resultierenden Flüssen \mathcal{J} [147, 149] ergibt. Für zwei Teilchenspezies wie z.B. Elektronen und Löcher in einem Substratmaterial lauten diese:

$$\mathcal{J} = \begin{pmatrix} \mathbf{j}_L^u - \mathbf{S}_{rad} \\ \mathbf{j}_n^u \\ \mathbf{j}_p^u \\ \mathbf{J}_n \\ \mathbf{J}_p \\ \mathbf{J}_{el} \\ \mathbf{v} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{L}_{11} & \mathbf{L}_{12} & \dots & \mathbf{L}_{17} \\ \mathbf{L}_{21} & \mathbf{L}_{22} & \dots & \mathbf{L}_{27} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \mathbf{L}_{71} & \mathbf{L}_{72} & \dots & \mathbf{L}_{77} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nabla(1/T_L) \\ \nabla(1/T_n) \\ \nabla(1/T_p) \\ -\nabla(\Phi_n/T_n) \\ -\nabla(\Phi_p/T_p) \\ \mathbf{E}/T_L \\ Div(\boldsymbol{\sigma}/T_L) \end{pmatrix} = \mathcal{L} \cdot \mathcal{F} \quad (2.7)$$

Hierbei bezeichnen \mathbf{j}_k^u und \mathbf{J}_k die Energie- bzw. Teilchenstromdichten des Untersystems k , \mathbf{J}_{el} die elektrische Stromdichte, $\mathbf{S}_{rad} = \mathbf{E}_{rad} \times \mathbf{H}_{rad}$ den elektromagnetischen Leistungsfluß (Poynting-Vektor) und \mathbf{v} die mittlere mechanische Driftgeschwindigkeit viskoser Substratmaterialien.

Gleichung 2.7 beschreibt Transportphänomene im Bauelement, bei denen Teilchen- und Energieströme durch intensive Zustandsvariable, meist in Gradientenform (verallgemeinerte Potentiale) getrieben werden. Es sind zum einen direkte Effekte, wie beispielsweise ein Wärmestrom aufgrund eines herrschenden Temperaturgradienten (Diagonalelemente der Matrixgleichung 2.7), zum anderen Wandler- und damit inhärent, gekoppelte Effekte wie z.B. die Thermoelektrizität, die Piezoelektrizität oder der Galvanothermomagnetismus. Die Vermittlung zwischen treibenden Kräften und verallgemeinerten Strömen bilden die 3×3 -Matrizen $\mathbf{L}_{\alpha\beta}$. Sie heißen Transportkoeffizienten und sind selbst wieder Funktionen der Zustandsvariablen. Wegen der Onsagerschen Reziprozitätsbeziehung [86] $\mathbf{L}_{\alpha\beta}(-\mathbf{B}) = \mathbf{L}_{\beta\alpha}(\mathbf{B})^T$ (mit $\mathbf{B} = \text{magn. Induktion}$) ist die untere Dreiecksmatrix der Transportkoeffizienten durch die obere bestimmt, und je nach Raumsymmetrie lassen sich noch weitere Bedingungen für die $\mathbf{L}_{\alpha\beta}$ ableiten [147]. Dies beschränkt die Zahl der echt unabhängigen Koeffizienten auf einige wenige, die dann beispielsweise mit Kenngrößen wie thermischer und elektrischer Leitfähigkeit, Hallkoeffizienten oder Seebeckkoeffizienten identifiziert werden können.

In Verbindung mit den dynamischen Gleichungen bilden die Gleichungen 2.1 bzw. 2.2 und 2.7 ein in sich geschlossenes Gleichungssystem, das die Beschreibung aller Bauelementstrukturen innerhalb eines Mikrosystems auf einer allgemeinen und einheitlichen physikalischen und mathematischen Basis erlaubt. Alle Transportphänomene und Wandlereffekte werden in konsistenter und systematischer Weise berücksichtigt, wobei die Transportkoeffizienten und Materialparameter entweder direkt aus wohldefinierten physikalischen Experimenten oder über theoretische Berechnungen erhalten werden können. Aufgrund ihrer phänomenologischen, systematischen und allgemeingültigen Ableitung genügen die Gleichungen in natürlicher Weise den geforderten Kriterien der Konsistenz und Transparenz und bilden somit ein „generisches Modell“ [147, 149] zur Modellierung von Mikrobauelementen und Systemen.

Das allgemeine „generische Modell“ in ein Simulationswerkzeug zu implementieren ist in praxi aber nicht sinnvoll und wegen des enormen Aufwandes an Rechnerressourcen auch

nicht gerechtfertigt, da es aufgrund seiner Allgemeinheit im Hinblick auf das speziell zu bearbeitende Problem zu viele Freiheitsgrade sowie unwichtige oder redundante Informationen enthält. Die Beschreibung muß daher auf das notwendige Maß an Freiheitsgraden reduziert werden (Kriterium der „maßgeschneiderten Gültigkeit“). Dies geschieht, indem diejenigen Freiheitsgrade „eingefroren“ werden, die für das jeweilige Bauelement zur Beschreibung des Betriebsverhaltens nicht relevant sind. Damit wird die Komplexität der Modellgleichungen auf ein handhabbares und angemessenes Maß reduziert („tailored modeling by condensation“ [147, 149]) und gleichzeitig sichergestellt, daß die Beschreibung konsistent und transparent bleibt.

Modellierung von Systemen

Die irreversible Thermodynamik bildet nicht nur einen geeigneten Rahmen für Modelle auf kontinuierlicher Feldebene, sondern läßt sich auch auf Mikrosysteme erweitern. Für die effiziente Modellierung ganzer Mikrosysteme müssen diese zunächst in geeignete Subsysteme unterteilt werden. Die Unterteilung sollte derart erfolgen, daß sich die Wechselwirkung zwischen den Teilsystemen auf vereinfachte Weise beschreiben läßt, vorzugsweise mit konzentrierten Variablen. Dadurch wird dann die Zahl der Freiheitsgrade reduziert, das Verhalten der Teilsysteme läßt sich mit Hilfe dieser wenigen Variablen beschreiben, und es können – beispielsweise basierend auf Untersuchungen auf kontinuierlicher Feldebene – Kompaktmodelle für die Teilsysteme abgeleitet werden. Ausgehend von den Prinzipien der irreversiblen Thermodynamik können nun in konsistenter Weise konzentrierte Variable gefunden werden, die, analog zu den Modellen auf kontinuierlicher Feldebene, geeigneten Erhaltungssätzen genügen.

Wählt man die Grenze zwischen zwei Teilsystemen A und B so, daß die verallgemeinerten Potentiale \mathcal{V} der treibenden Kräfte $\mathcal{F}(\vec{r}) = -\nabla \mathcal{V}$ auf kontinuierlicher Feldebene entlang dieser Grenzfläche Γ_{AB} nicht variieren:

$$\mathcal{V}_{AB} = \text{const} \quad \text{auf } \Gamma_{AB}, \quad (2.8)$$

so können sie zu einer konzentrierten Variable \mathcal{V}_{AB} zusammengefaßt werden und die Fläche Γ_{AB} als Knoten eines Netzwerkes aufgefaßt werden. Detailliert ist dieses Vorgehen in [139] beschrieben. Abb. 2.3 illustriert beispielhaft die Aufteilung eines Systems in zwei solche Teilsysteme A und B.

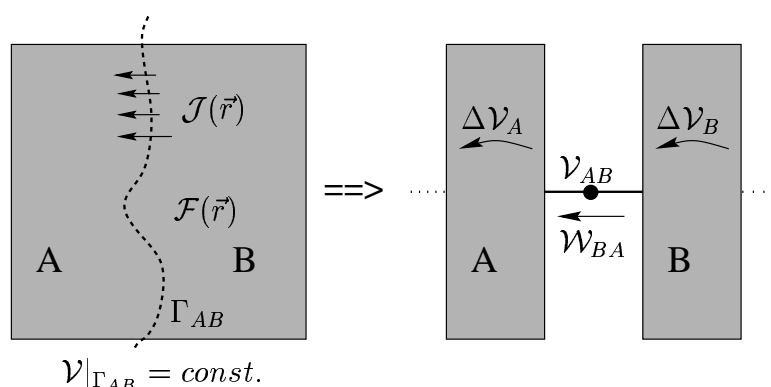


Abbildung 2.3: Schematische Aufteilung eines Mikrosystems in zwei Teilsysteme A und B entlang einer Grenzfläche Γ_{AB} (nach [139]).

$$\mathcal{V}|_{\Gamma_{AB}} = \text{const.}$$

Die zu \mathcal{V}_{AB} zugehörige konjugierte Zustandsgröße $\mathcal{W}_{AB} = \int \mathcal{J}(\vec{r}) \cdot d\vec{a}$ ergibt sich dann aus der Integration der verteilten Flußgröße $\mathcal{J}(\vec{r})$ über die Grenzfläche Γ_{AB} . Als Pendant zu den verallgemeinerten Kräften und Flüssen auf kontinuierlicher Feldebene bilden \mathcal{V} und \mathcal{W} ein Paar zueinander konjugierter konzentrierter Fluß- und Potentialgrößen (verallgemeinerter Fluß \mathcal{W} und verallgemeinertes Potential \mathcal{V}), für die im Gesamtsystem entsprechende Erhaltungssätze gelten: die Teilsysteme bilden Kirchhoffsche Netze, in denen die konzentrierten Fluß- und Potentialgrößen über das Klemmenverhalten der Teilsystemmodelle ausgetauscht werden. Für die Flüsse \mathcal{W}_k an den Knoten folgt aus der Flußerhaltung die sogenannte Knotenregel $\sum_k \mathcal{W}_k = 0$ und aus der Eindeutigkeit des Potentials \mathcal{V} für die Potentialdifferenzen $\Delta\mathcal{V}_i$ entlang einer geschlossenen Masche die Maschenregel $\sum_i \Delta\mathcal{V}_i = 0$, analog zu Maschen- und Knotenregel, die für die elektrischen Größen Strom und Spannung allgemein bekannt sind. Der traditionelle Einsatz von Kirchhoffschen Netzwerken im Bereich elektrischer Netzwerke kann also entsprechend der obigen Vorgehensweise auch auf andere physikalische Energiedomänen (z.B. Fluidik, Mechanik, etc.) erweitert werden. Man spricht nun von „Verallgemeinerten Kirchhoffschen Netzwerken“ („Generalized Kirchhoffian Networks“), in denen \mathcal{W} als verallgemeinerte Fluß- oder „through“-Variable und \mathcal{V} als verallgemeinertes Potential oder „across“-Variable bezeichnet werden. In Tabelle 2.1 sind für einige ausgewählte physikalische Domänen zueinander konjugierte Variablenpaare \mathcal{V} und \mathcal{W} und die dazugehörige Erhaltungsgröße aufgeführt. In der Regel wählt man Variablenpaare, deren Produkt eine Leistung ergibt.

Ein beispielhaftes verallgemeinertes Kirchhoffsches Netzwerk, in dem elektrische und fluidische Domäne miteinander gekoppelt sind, ist in Abb. 2.4 dargestellt. Die Massenerhaltung findet ihren Ausdruck in der Knotenregel für den Massenfluß w_m , für die hydrostatischen Druckdifferenzen Δp gilt die Maschenregel $\sum_{Masche} \Delta p = 0$. Die Kopplung zwischen elektrischer und fluidischer Domäne erfolgt über das Wandlerelement B_1 , das je einen Anschluß („Terminal“) für jede Domäne besitzt. Bei B_1 kann es sich beispielsweise um eine elektrostatisch angetriebene Membran einer Mikromembranpumpe handeln.

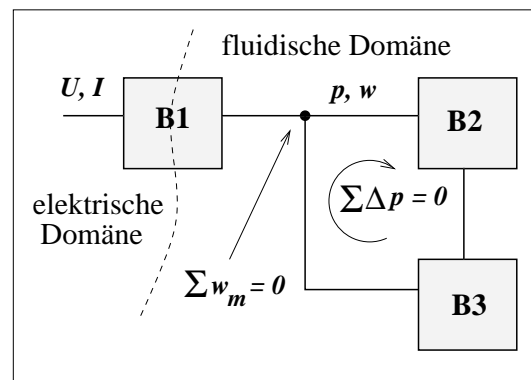


Abbildung 2.4: Beispiel für ein verallgemeinertes Kirchhoffsches Netzwerk, in dem fluidische und elektrische Energiedomäne miteinander gekoppelt sind [139].

Eingebettet in eine thermodynamische Theorie steht mit der Methode der verallgemeinerten Kirchhoffschen Netze ein leistungsfähiges und gut fundiertes Konzept zur Verfügung, Mikrosysteme und die ihnen innewohnenden Kopplungen auf Systemebene behandeln zu können und auch zusammen mit der elektrischen Beschaltung simulieren und optimieren zu können. Es stellt sich allerdings das Problem, Kompaktmodelle für die einzelnen Teilsysteme abzuleiten. Antworten auf die Frage, wie man, ausgehend von einer kontinuierlichen Feldbeschreibung, auf systematischem Wege zu Kompaktmodellen für einzelne Teilsysteme kommt, gibt es bis jetzt aber nur ansatzweise. Einige Ansätze dazu sowie ihre Umsetzung werden in Kapitel 5.1 vorgestellt, klassifiziert und bewertet. Hier wird

physikal. Domäne	Potentialgröße $\Delta\mathcal{V}$	Flußgröße \mathcal{W}	Erhaltungsgröße
elektrisch	U	I	Q_{el}
mechanisch	$\Delta\vec{v}$	\vec{F}	\vec{p}
fluidisch	Δp	w_m	m

Tabelle 2.1: Zueinander konjugierte Variablenpaare in einem verallgemeinerten Kirchhoffschen Netzwerk für verschiedene Energiedomänen (mit U = elektr. Spannung, I = elektr. Strom, Q_{el} = elektr. Ladung, \vec{v} = Geschwindigkeit, \vec{F} = mech. Kraft, \vec{p} = mech. Impuls, p = hydrostatischer Druck, w_m = Volumenstrom und m = Masse).

auch auf die praktische Umsetzung dieser Prinzipien in der Systemsimulation sowie auf Methoden zur Ableitung von Kompakt- und Systemmodellen näher eingegangen. Für alle Fälle ist es wichtig, daß beim Kondensieren der Freiheitsgrade die Konsistenz und Transparenz des Modells erhalten bleibt. Nur wenn alle Teilsysteme diesen Prinzipien des generischen Modells genügen, ist sichergestellt, daß alle Effekte physikalisch basiert und konsistent im Systemmodell berücksichtigt sind.

2.3 Simulationswerkzeuge

2.3.1 Überblick über bestehende Simulations- und TCAD-Umgebungen

In diesem Abschnitt soll ein Überblick über Programme und Simulationsumgebungen gegeben werden, die beim Entwurf von Mikrosystemen zur Zeit zum Einsatz kommen. Dabei besteht nicht der Anspruch, eine vollständige Liste zu erstellen, sondern lediglich beispielhaft auf einige wichtige, in diesem Sektor häufig eingesetzte Programme und deren Funktionalität einzugehen.

Im Gegensatz zur Halbleiterelektronik haben sich in der Mikrosystemtechnik noch keine Simulationsumgebungen etabliert, in denen ein System beginnend mit dem Herstellungsprozeß über die Bauelementefunktion bis hin zum gesamten System durchgehend modelliert werden kann, und die auf die speziellen Belange von MEMS zugeschnitten sind. Vielfach werden daher Programme wie beispielsweise Finite-Element-Programme verwendet, die auf anderen Gebieten, wie z.B. dem klassischen Maschinenbau, bereits etabliert sind, aber auch im Bereich der Mikrosystemtechnik eingesetzt werden können. Sie haben den Nachteil, daß sie nicht auf die spezifischen Bedürfnisse in der Modellierung von mikroelektromechanischen Systemen (MEMS), wie beispielsweise die Vernetzung von Bauelementen mit großen Aspektverhältnissen, zugeschnitten sind. Häufig eingesetzte Simulatoren sind hier ABAQUS [1], ANSYS [7] oder ADINA [2] für elektromechanische Strukturanalysen, Temperaturfeldberechnungen oder elektromagnetische Analysen, für fluidische Probleme werden häufig FIDAP [34], FLOTRAN [36], FLUENT [35] oder CFD-ACE [25] verwendet. Für die Simulation von Systemen wird auf die klassischen

Schaltkreissimulatoren wie SPECTRE [23], ELDO [31] oder Spice-Abkömmlinge wie SMARTSPICE [117] zurückgegriffen.

Seit wenigen Jahren sind jedoch auch erste Simulationsumgebungen auf dem Markt, die versuchen, teilweise basierend auf den oben genannten Simulatoren, eine speziell auf MEMS zugeschnittene Modellierungsumgebung bereitzustellen. Die bisher bekanntesten sind MEMCAD [78], INTELLISENSE [61], MEMSCAP [79], CFD-ACE+MEMS [26], SOLIDIS [120] und SESES [113]. Seit ihrem ersten Erscheinen sind diese Programme hinsichtlich ihrer Funktionalität und Leistungsfähigkeit schon wesentlich verbessert worden, die durchgängige Modellierung des Entwurfsprozesses ist jedoch uneingeschränkt in keiner der Umgebungen möglich. Die größten Defizite bestehen noch in folgenden Punkten:

- * Parameterextraktion und -identifikation: Hierzu fehlen oft Verfahren und Strategien auf allen Simulationsebenen.
- * Prozeßsimulation: Für die Simulation von für Mikrosysteme relevanten Herstellungstechnologien (z.B. anisotropes Ätzen) mit Schnittstellen zur Bauelementesimulation (Finite-Element-/Randelementprogramme) existieren lediglich Ansätze in [61] und [118].

- * Modellierung von gekoppelten Effekten auf der kontinuierlichen Feldebene: Während viele Kopplungen zwischen verschiedenen physikalischen Energieformen, die über das Volumen erfolgen wie z.B. piezoelektrischer oder thermomechanischer Effekt, bereits in etablierten FEM-Simulatoren implementiert sind, ist dies für Kopplungen über die Grenzflächen der einzelnen Domänen meist nicht der Fall.

Im Bereich der elektromechanischen Kopplung (detaillierter in Kap. 4.2) gab es in den letzten Jahren große Fortschritte, so daß sie bereits in manchen Simulationsumgebungen, oft als iterative Kopplung zwischen Finiter-Element- und Randelementmethode, integriert ist (z.B. [61, 78, 113]). Zum Teil werden hier auch Ansätze verfolgt, wie beispielsweise die Entwicklung spezieller „Transducer-Elemente“ zur Modellierung der elektrostatischen Anziehung [154] in langen, schmalen Strukturen, die sich Vereinfachungen zunutze machen, die auf typischen MEMS-Eigenschaften gründen.

Die direkte Behandlung Fluid-Struktur-gekoppelter Probleme ist zur Zeit nur innerhalb des Programmes CFD-ACE+MEMS [26] der Firma CFDRC möglich, die seit ca. 2 Jahren begonnen hat, ihr Programmangebot in den MEMS-Bereich hinein zu erweitern.

- * Parametrisierbarkeit der Modelle: Viele Simulatoren lassen nur beschränkt oder überhaupt keine Änderungen der Bauelementegeometrie im bestehenden Modell zu, so daß für verschiedene Geometrievarianten jeweils neue Eingabedateien erstellt werden müssen. Wünschenswert ist hier eine Parametrisierbarkeit der Modelle, die eine möglichst große Flexibilität in der Simulation des Entwurfsprozesses zuläßt. Das FEM-Programm ANSYS [7],

beispielsweise, läßt mit Hilfe seiner Makrosprache die Parametrisierbarkeit nahezu aller Parameter sowie der Vernetzung zu, so daß Parameterstudien im Entwurfs- und Optimierungsprozeß eines Bauelementes leicht durchzuführen sind.

* Automatische Generierung von Systemmodellen:

Auch hier existieren lediglich Ansätze, wie aus kontinuierlicher Felddescription automatisiert Kompaktmodelle für einzelne Teilsysteme extrahiert werden können (z.B. [43, 44, 123]). Es fehlt jedoch noch an Strategien, wie man auf systematische Weise zu Modellen gelangt, die den Einfluß aller wichtigen Entwurfsparameter korrekt berücksichtigen, also physikalisch basiert und skalierbar sind. Auf diese Problematik wird im Detail in Kap. 5.1 eingegangen.

Im Gegensatz zum Entwurf in der Halbleiterelektronik ist die Mikrosystemtechnik noch weit von einer Standardisierung der Verfahrensweisen und der Simulationsumgebungen entfernt. Dies liegt vermutlich auch in der Vielfalt und Uneinheitlichkeit der Komponenten und der Herstellungsverfahren in der Mikrosystemtechnik begründet. Auf Systemebene existieren bereits Bestrebungen, Bauelementebibliotheken für immer wiederkehrende Komponenten bereitzustellen (z.B. [78]), mit Hilfe derer dann ein Mikrosystemmodell nach dem Baukastenprinzip zusammengesetzt und sein Systemverhalten im Vorfeld der Entwicklung schon umfassend untersucht werden kann. Das Problem ist hierbei, daß die Modelltransparenz sichergestellt sein muß, andernfalls lassen sich solche Modelle nicht gewinnbringend und zuverlässig einsetzen. Das Schaffen von Simulationsstandards wie die Hardwarebeschreibungssprache VHDL-AMS [60], die von Standardsystemsimitatoren verstanden wird, sind ein Schritt in Richtung Vereinheitlichung und Systematisierung.

Bis zum heutigen Zeitpunkt gibt es jedoch keine Simulationsumgebung, die für alle Probleme gleichermaßen geeignet wäre, so daß je nach gegebener Situation über geeignete Verfahren und Simulationsumgebungen entschieden werden muß, wie im Verlauf dieser Arbeit noch zu sehen sein wird. Darüberhinaus besteht in vielen grundlegenden Fragen, wie oben dargelegt, noch einiges an Entwicklungsbedarf, bis ein Standard erreicht ist, wie er über Jahrzehnte hinweg in der Mikroelektronik gewachsen ist.

2.3.2 Verwendete Simulationsumgebungen

In dieser Arbeit wurden für die Bauelementesimulation die Programme ANSYS [7] und FLOTRAN [36] verwendet, um strukturmechanische, elektromechanisch gekoppelte, thermische und fluidische Rechnungen durchzuführen. Diese beiden Programme sind zwar nicht speziell auf mikromechanische Bauelemente zugeschnitten, haben aber den Vorteil, daß die ihnen eigene Makrosprache („ANSYS Parametric Design Language“, APDL) eine Parametrisierung nahezu aller Größen, auch der Vernetzung, ermöglicht, was eine große Flexibilität im Entwurfsprozeß hinsichtlich Parameter- und Geometrievariation gewährleistet. APDL erlaubt auch den einfachen Zugriff auf interne Daten und die Programmierung einfacher Funktionen, so daß mit ihrer Hilfe auch Kopplungen zwischen verschiedenen physikalischen Domänen realisiert werden können. Beide Programme existieren schon lange und sind gut eingeführt, so daß eventuelle „Kinderkrankheiten“, wie

sie bei neu auf den Markt kommenden Programmen noch oft auftreten, bereits behoben sind.

Zusätzlich wurde zur Halbleiterbauelementesimulation das Programm ATLAS [116] eingesetzt. Auf Systemebene wurde mit dem Standardschaltkreissimulator SPECTRE [23] gearbeitet. Dieser Simulator bietet mit der analogen Hardwarebeschreibungssprache Spectre-HDL bzw. VHDL-AMS den geeigneten Rahmen zur Beschreibung mikromechanischer Bauelemente und Systeme und zur Erstellung eigener Modelle.

3 Funktionsweise und meßtechnische Charakterisierung der modellierten Demonstratoren

Um die in dieser Arbeit verwendeten und entwickelten Modellierungsverfahren zu validieren und zu verifizieren, wurden drei unterschiedliche mikromechanische Demonstratorsysteme untersucht, die innerhalb von Kooperationen mit der Industrie auch meßtechnisch charakterisiert wurden. Es handelt sich dabei um einen kapazitiv ausgelesenen mikromechanischen Drucksensor, eine elektrostatisch angetriebene Mikromembranpumpe und schwingende, gelochte Membranen und Platten als Teststrukturen, die für mikromechanische Beschleunigungssensoren und Mikrophone charakteristisch sind. Im folgenden sollen Aufbau und Funktionsweise der Bauelemente vorgestellt, die spezifischen Probleme, die sich dadurch bei der Modellierung ergeben, aufgezeigt sowie, wenn von Belang, auf die meßtechnische Charakterisierung der Bauelemente eingegangen werden.

3.1 BiCMOS-integrierter mikromechanischer Drucksensor

3.1.1 Aufbau und Funktionsweise

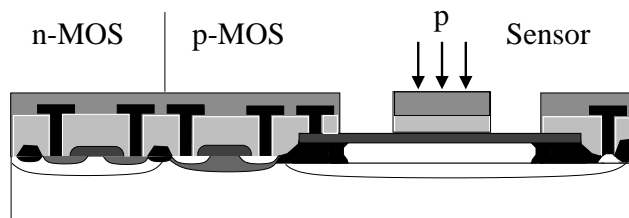


Abbildung 3.1: Integration eines mikromechanischen Prozeßmoduls in einen Standard-CMOS/BiCMOS-Prozeß (nach [100]).

Zur Herstellung des untersuchten Drucksensors wurde die Technologie der Oberflächenmikromechanik [54] eingesetzt. Eine Besonderheit stellt in diesem Fall die vollständige Integration dieser Technologie in einen Standard-BiCMOS-Prozeß dar [17, 99, 100], d.h. sowohl Sensor wie auch Auswerteelektronik sind vollständig

mit Hilfe der Materialschichten aus dem Standardprozeß herstellbar (siehe Abb. 3.1). Das Prozeßmodul zur Freizügung der beweglichen Strukturen, integriert zwischen „front-end“-Prozeß und Metallisierung, erfordert eine zusätzliche photolithographische Maske und einen Zusatzschritt, in dem die Opferschicht, in diesem Fall ca. 600 nm dickes

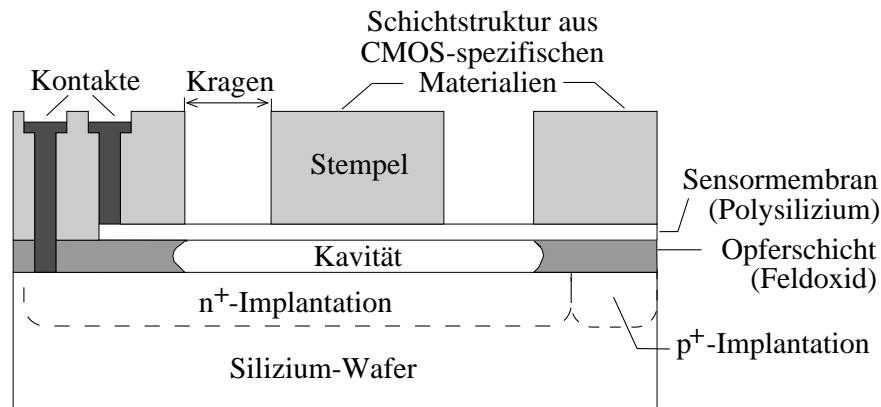
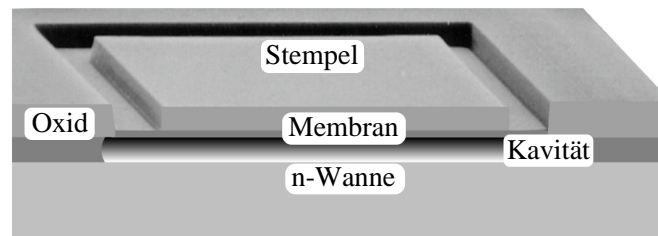


Abbildung 3.2: Schematischer Schnitt durch den mikromechanischen Drucksensor (oben, nicht maßstabsgetreu) und REM-Aufnahme (unten).



Feldoxid, entfernt wird. Für Details zum Prozeß sei auf [17, 99, 100, 101] verwiesen.

Abbildung 3.2 zeigt den schematischen Aufbau bzw. eine REM-Aufnahme einer Sensorzelle. Der Drucksensor ist realisiert durch eine ca. 400 nm dicke Polysiliziummembran über einer ca. 600 nm hohen Kavität, die durch Wegätzen der darunterliegenden Opferschicht, hier Feldoxid, entsteht. Das Freiätzen erfolgt über Ätzkanäle in der Sensormembran, die anschließend wieder hermetisch verschlossen werden, wodurch ein definierter Druck innerhalb des Hohlrums aufreht erhalten werden kann.

Der in der Aufsicht quadratische Sensor (Abmessungen ca. $70 \mu\text{m} \times 70 \mu\text{m}$) weist in der Mitte einen ebenfalls quadratischen Stempel auf, der durch Strukturierung der verschiedenen Planarisierungs- und Passivierungsschichten des BiCMOS-Prozesses entsteht, und über dessen Breite die Steifheit des Sensors und damit seine Empfindlichkeit eingestellt werden kann. Für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit standen vier verschiedene Sensorgeometrien mit Stempelbreiten zwischen $31 \mu\text{m}$ und $42 \mu\text{m}$ zur Verfügung (siehe Tabelle 3.1).

Der Sensor wird kapazitiv ausgelesen: Ändert sich der Außendruck, so biegt sich die Sensormembran durch, der Abstand zur Gegenelektrode, realisiert als n^+ -Implantation

	Sensor#1	Sensor#2	Sensor#3	Sensor#4
Stempelbreite [μm]	40	41	42	31
Kragenbreite [μm]	8	7,5	7	13

Tabelle 3.1: Geometrien der verwendeten Sensoren.

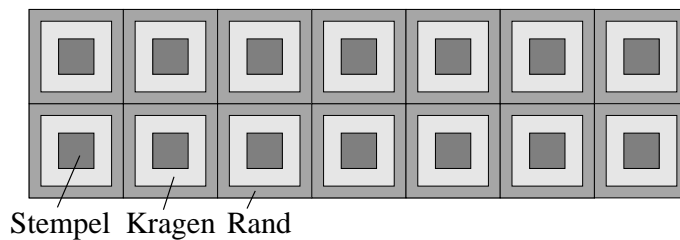


Abbildung 3.3: Sensorarray bestehend aus 14 Drucksensoren in Aufsicht (nicht maßstabsgetreu).

unter der Membran, verringert sich, und die Kapazität der Anordnung steigt. Dabei erfolgt die mechanische Verformung vorwiegend in den freigelegten Bereichen der Membran im Kragenbereich, der Stempel senkt sich nahezu parallel ab.

Da der Drucksensor aufgrund seiner geringen Größe lediglich eine Gesamtkapazität von ca. 0,15 pF besitzt, werden 14 Sensoren zu einem Sensorarray verschaltet, um die zu messende Kapazität und damit auch die Empfindlichkeit der Anordnung zu erhöhen (Abb. 3.3). Das Meßsignal vergrößert sich dadurch auf ca. 2 pF bei 1 bar Außendruck mit einer Kapazitätsänderung von ca. 100–200 fF bei 1 bar Druckänderung. Um Prozeßabweichungen, parasitäre Effekte und thermische Einflüsse zu kompensieren, wird zusätzlich das Kapazitätssignal eines Arrays von Referenzstrukturen, die durch in der Kavität verbliebene Stützen unempfindlich gegen Druckänderungen sind, vom Meßsignal subtrahiert (s. Abb. 3.4).

Verwendung findet dieses Sensorsystem inzwischen in der Automobilindustrie in der Realisierung von Seiten-Airbags [138] und im medizinischen Bereich [55], wo sich vor allem die aus der Integration des Sensors erwachsenden Eigenschaften des Gesamtsystems wie beispielsweise Kleinheit, geringes Gewicht, niedrige Produktionskosten und niedriger Leistungsverbrauch als vorteilhaft erweisen.

Durch die Integration von mikromechanischen Komponenten in Standard-VLSI-Prozesse ist man allerdings auch speziellen Entwurfs- und Prozeßregeln, wie z.B. der Einhaltung spezieller Schichtabfolgen oder Dotierprofile im Substrat, unterworfen, so daß Bauelemente und Entwurfsprozeß oft komplexer werden als mit nichtintegrierten Verfahren. Parasitäre Effekte, die das Sensorsignal beeinflussen und sich nicht unbedingt immer meß-

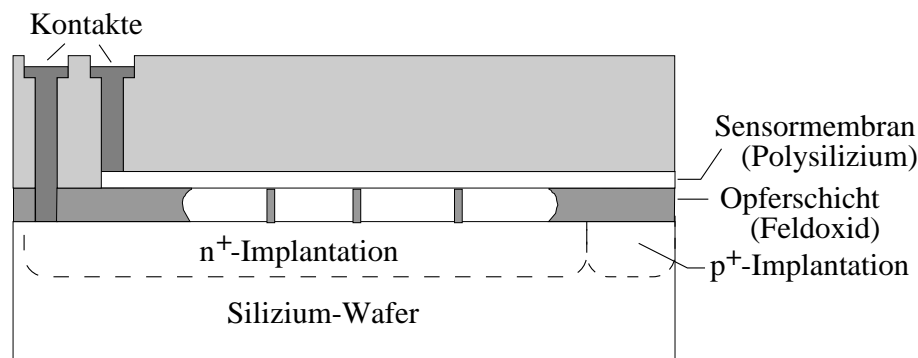


Abbildung 3.4: Referenzstruktur zur Kompensation unerwünschter parasitärer Effekte (Schnittbild, nicht maßstabsgetreu). Der Kragen ist nicht strukturiert, und im Hohlraum verbleiben Stützen aus Feldoxid.

technisch eliminieren lassen, sind dadurch oft nicht zu vermeiden, so daß Simulation sowohl auf Bauelemente- wie auch auf Systemebene gerade hier nötig ist, um alle Effekte richtig beurteilen und differenzieren zu können.

3.1.2 Problemstellung

Ausgangspunkt der Untersuchungen beim vorliegenden mikromechanischen Drucksensor war die Fragestellung, ein Charakterisierungsverfahren mittels Simulation abzuleiten und zu verifizieren, das die aufwendigen druckabhängigen Messungen durch einfachere elektrische ersetzt, d.h. ein Verfahren, das die Auslenkung der Membran bei Anlegen einer elektrischen Spannung ausnutzt, um die Steifheit des Systems und damit seine Empfindlichkeit bezüglich Druckänderungen zu bestimmen. Bei der Modellierung des Sensorsystems ergeben sich daraus folgende Problemstellungen:

- Der Sensor ist aus vielen Schichten aufgebaut, deren mechanische Eigenschaften prozeßabhängig und daher aus Literaturwerten nur näherungsweise zu bestimmen sind. Bedingt durch den Abscheideprozeß und die unterschiedlichen thermomechanischen Eigenschaften der aneinandergrenzenden Schichten bilden sich innerhalb der Schichten Vorspannungen aus, die den Sensor bereits ohne äußere Belastung in beträchtlichem Maße aus der Nulllage auslenken. Daher müssen zu Beginn der Modellentwicklung Materialparameter wie Elastizitätsmodul, Poissonzahl, Dichte und prozeßbedingte Vorspannungen mittels inverser Modellierung gestützt durch Messungen an speziell entworfenen Teststrukturen oder Bauelementen extrahiert werden, um eine Basis für ein zuverlässiges Modell zu legen (siehe Kapitel 4.1.3).
- Bei der elektrischen Charakterisierung wird die Sensormembran elektrostatisch ausgelenkt. Es liegt also ein elektro-mechanisch gekoppeltes Problem zugrunde, d.h. die sich verändernde Geometrie beeinflusst die anregende Kraft und vice versa. Um zuverlässige Ergebnisse zu erhalten, muß das Sensorverhalten daher gekoppelt modelliert werden (s. Kapitel 4.2).
- Aufgrund der geringen Größe des Sensors kommen parasitäre Kapazitäten, die aus den CMOS-spezifischen Implantationen unterhalb und im Randbereich des Sensors erwachsen, in dieselbe Größenordnung wie das Meßsignal selbst. Bei elektrostatischer Anregung kommt es zu einer zusätzlichen Kopplung zwischen der elektrostatisch ausgelenkten Sensormembran und den parasitären Kapazitäten. Nach einer detaillierten numerischen Analyse der lateral verteilten parasitären Kapazitäten muß daher diese Kopplung ebenfalls in das Modell einbezogen werden (Kapitel 4.4).
- Ziel der Untersuchungen muß ein Makromodell des Gesamtsystems sein, das alle Effekte berücksichtigt und eine schnelle Simulation auf Schaltungsebene ermöglicht. In Kapitel 5.2.1 wird ein solches Makromodell basierend auf Erkenntnissen aus Untersuchungen auf kontinuierlicher Feldebene abgeleitet.

3.1.3 Meßtechnische Charakterisierung der Drucksensoren

Die mikromechanischen Drucksensoren wurden sowohl statisch als auch dynamisch charakterisiert. Es wurde die Kapazitätsänderung in Abhängigkeit von Druck und elektrischer Spannung, sowie das Resonanzverhalten bestimmt.

Statische Charakterisierung

Der Meßaufbau, der für die statische Charakterisierung zur Verfügung stand, ist in Abb. 3.5 skizziert. Gemessen wird die Differenz zwischen den Kapazitäten von Sensor- und Referenzstruktur, die sich aufgrund des Außendrucks oder einer zwischen Sensormembran und Gegenelektrode (hier n-Wanne) angelegten elektrischen Spannung ergibt. Die Bauelemente befinden sich in einer Druckkammer, in der definiert Drücke zwischen 0,1 bar und 1,3 bar eingestellt werden können. Die Regelung des Druckes in der Kammer sowie der Gleichspannung zwischen Sensormembran und Gegenelektrode erfolgt rechnergesteuert. Die Gleichspannung kann dabei zwischen -35 V und +35 V variiert werden. Die Kapazitätsänderungen von Sensor und Referenz werden mit jeweils einem LCZ-Meter gemessen, dessen Meßgenauigkeit mit ± 6 fF angegeben wird. Bei der Messung muß darauf geachtet werden, daß der pn-Übergang im Substrat zwischen n- und p-Wanne (siehe Abb. 3.2) gesperrt ist, da sonst ein Durchlaßstrom fließt und eine zuverlässige Bestimmung der Sensorkapazität nicht mehr möglich ist. Daher ist zusätzlich ein Substratschluß vorhanden, mit dem das Substrat auf ein definiertes Potential (Masse, wenn nicht anders angegeben) gelegt werden kann.

Die Differenzmessung zwischen Sensor und Referenz hat zum Ziel, parasitäre Kapazitäten von Sensor und Meßaufbau und, im Hinblick auf die Anwendung in der Praxis, Temperatureinflüsse zu eliminieren. Aussagekraft haben also nicht Absolutwerte der Kapazitäten, sondern nur deren Änderung, die die Sensitivität des Sensors wiedergeben. Daher werden im folgenden, auch für den Vergleich mit Simulationen, die Kapazitätsänderungen auf den Nullpunkt normiert dargestellt. Der Meßfehler der Einzelmessung beträgt,

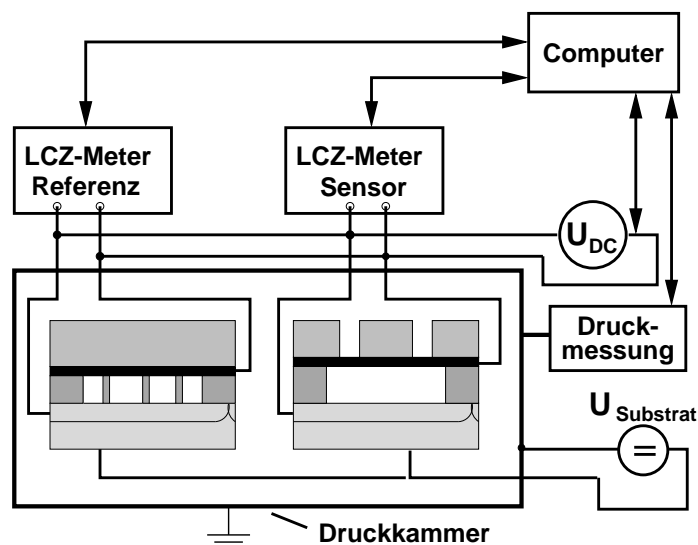
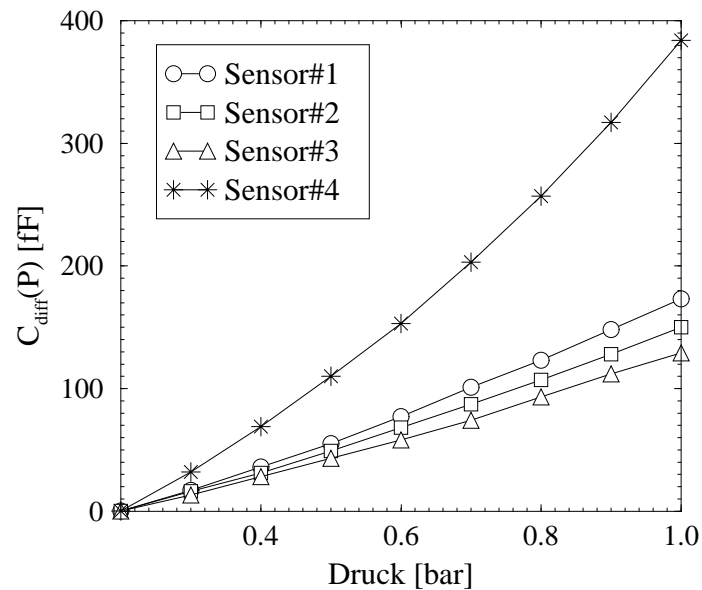


Abbildung 3.5: Meßaufbau zur statischen Charakterisierung des Drucksensors (druckabhängig und spannungsabhängig).

Abbildung 3.6: Kapazitätsänderung des Sensorarrays aufgrund einer äußeren Druckänderung für verschiedene Stempelbreiten (Differenz zwischen Sensor- und Referenzanordnung).



wie bereits oben erwähnt, ± 6 fF und ergibt sich aus der Genauigkeit des LCZ-Meters. Eine weitaus größere Ungenauigkeit ergibt sich aber durch Toleranzen im Herstellungsprozeß, die sich in Schwankungen in den Schichtdicken oder den Materialeigenschaften auswirken. Daher werden die Fehlerbalken beim Vergleich mit Simulationsergebnissen aus den Messungen mehrerer Sensoren von unterschiedlichen Wafern durch Mittelwertbildung und Berechnung der Standardabweichung ermittelt. Mit Fehlern zwischen ca. 20 fF und 100 fF, die sich aus den Messungen verschiedener Sensoren gleicher Geometrie durch Berechnung der Standardabweichung ergeben, liegen diese weit über der Meßgenauigkeit der verwendeten Meßgeräte.

Abbildung 3.6 zeigt die druckabhängigen Kennlinien für die vier in Kapitel 3.1.1 vorgestellten Sensorgeometrien. Deutlich zeigt sich hier die unterschiedliche Sensitivität der Sensoren aufgrund ihrer unterschiedlichen mechanischen Steifheit, hervorgerufen durch die Variation in der Stempelbreite. Bis auf Sensor#4, den mit Abstand weichsten Sensor, ändert sich die Kapazität nahezu linear, wenn der Außendruck erhöht wird. Sensor#3, der Sensor mit dem größten Stempel und dem kleinsten Kragen, weist erwartungsgemäß die kleinste Sensitivität auf. Die jeweiligen Kapazitätshübe ändern sich nicht, wenn ein festes Potential zwischen Sensormembran und n-Wanne gelegt wird oder wenn das Wechselspannungssignal des LCZ-Meters an der Gegenelektrode statt an der Sensormembran angelegt wird [159].

Die spannungsabhängigen Messungen erfolgten bei einem Außendruck von 1 bar. Bei Anlegen einer Gleichspannung an den Sensor ergibt sich aufgrund der quadratischen Abhängigkeit der elektrostatischen Anziehungskraft von der angelegten Spannung ein ebenfalls quadratischer Verlauf der Kennlinie (Abb. 3.7). Die verwendeten Spannungen gehen mit bis zu ± 35 V natürlich weit über die für den CMOS-Bereich üblichen Werte hinaus. Wie bereits erwähnt, dienen die hier vorgestellten Messungen nur zur Charakterisierung des Sensors.

Bemerkenswert ist, daß es bei der elektrischen Charakterisierung des Sensors von Belang

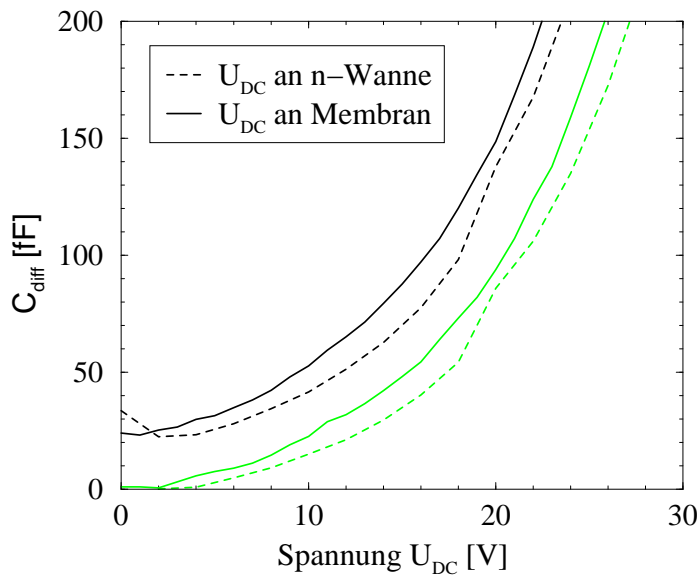


Abbildung 3.7: Kapazitätsänderung des Sensorarrays aufgrund einer angelegten Spannungsrampe für zwei verschiedene Sensoren (Differenz zwischen Sensor- und Referenzanordnung). Es ergibt sich ein leicht flacherer Verlauf, wenn die Gleichspannung statt an der Membran an der n-Wanne erhöht wird.

ist, an welcher Elektrode die elektrische Gleichspannung erhöht wird („high“-Elektrode) und welche Elektrode auf Masse liegt („low“-Elektrode). Aus Abbildung 3.7 ersieht man, daß der Kapazitätshub flacher ausfällt, wenn die Gleichspannungsrampe an der n-Wanne hochgefahren wird. Dieser Effekt ist verhältnismäßig klein und liegt aufgrund der kleinen Meßsignale nur knapp oberhalb der Meßunsicherheit. Er tritt aber systematisch bei allen vermessenen Sensoren mehr oder weniger ausgeprägt auf, so daß die Vermutung naheliegt, daß die im Substrat befindlichen CMOS-spezifischen Implantationen und die sich daraus ergebenden spannungsabhängigen parasitären MIS-Kapazitäten das Sensorsignal beeinflussen. Durch diese Querkopplungen wird aber die Differenzbildung zwischen Sensor- und Referenzsignal fragwürdig, und es muß untersucht werden, ob diese Meßmethode die gewünschten Meßergebnisse liefert. Da sich diese gekoppelten Effekte meßtechnisch nicht trennen lassen, müssen hierzu detaillierte Simulationen herangezogen werden, um quantitative Aussagen machen zu können, wie sich das Meßsignal zusammensetzt.

Dynamische Charakterisierung

Die dynamische Charakterisierung des Sensors erfolgt über Resonanzmessungen mit dem in Abb. 3.8 dargestellten Meßaufbau. Zwischen n-Wanne und Sensormembran wird eine Gleichspannung und eine kleine Wechselspannung angelegt, wodurch die Membran zu Schwingungen angeregt wird. Der dadurch fließende Verschiebungsstrom wird gemessen und in einem Netzwerkanalysator/Impedanzmeßgerät zur angelegten Wechselspannung, dem Referenzsignal, ins Verhältnis gesetzt. Aus dem Real- und Imaginärteil der sich daraus ergebenden komplexen Admittanz können die Amplitude des Meßsignals und seine Phasenlage bezüglich der Anregung extrahiert werden. Variiert man die Frequenz des Anregungssignals, so erhält man die in Abb. 3.9 dargestellten, typischen Frequenzgänge für Phase und Amplitude des Meßsignals, aus denen die Resonanzfrequenz der jeweiligen Sensormembran ermittelt werden kann.

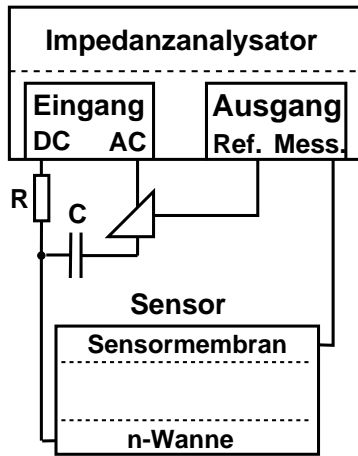


Abbildung 3.8: Meßaufbau für Resonanzmessungen zur Bestimmung der Eigenfrequenzen der Drucksensoren.

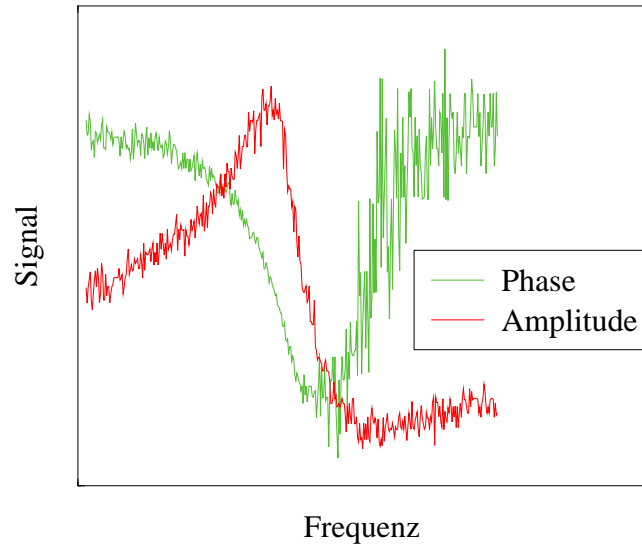


Abbildung 3.9: Amplituden- und Phasensignal einer AC-Messung.

Für Messung und Auswertung ist dabei folgendes zu beachten: Überlagert man ein Wechselspannungssignal und eine Gleichspannung U_0 , so wird die Sensormembran durch die elektrostatische Kraft

$$F_{el} = \frac{\delta W_e}{\delta z} = \frac{1}{2} U^2 \frac{\delta C}{\delta z} \approx \frac{1}{2} U_0 \frac{\delta C}{\delta z} (U_0 + \hat{U} \sin(\omega t)) \quad (3.1)$$

ausgelenkt (mit W_{el} = elektrostatische Energie und $U = U_0 + \hat{U} \sin(\omega t)$, $\hat{U} \ll U_0$). Der Verschiebungsstrom I ergibt sich zu:

$$I = \frac{d}{dt} (C \cdot U) = C \frac{dU}{dt} + U \frac{dC}{dt} = \omega C \hat{U} \cos(\omega t) + U \frac{dC}{dz} \frac{dz}{dt} \quad (3.2)$$

Nur mit Gleichspannungsanteil erhält man also ein Meßsignal aufgrund der Membranbewegung dz/dt , und je größer der Gleichspannungsanteil ist, um so größer wird das Meßsignal. Die Wechselamplitude sollte dabei möglichst klein gehalten werden, um, im Vergleich zum Meßsignal, den ersten Term (parasitärer Strom) in Gleichung 3.2 klein zu halten.

Durch das Anlegen einer Gleichspannung wird allerdings auch die mechanische Federsteifigkeit und damit die Eigenfrequenz der Sensormembran beeinflusst. Entwickelt man die elektrische Kraftfunktion in eine Taylorreihe, dann lautet die linearisierte Bewegungsgleichung, aus der die Eigenfrequenzen bestimmt werden :

$$m\ddot{z} + d\dot{z} + \underbrace{\left(k - \frac{\partial F_{el}}{\partial z} \right)}_{K_{mod}} z = F_{el}(z) \quad (3.3)$$

Die resultierende Federsteifigkeit K_{mod} ist demnach von der elektrostatischen Kraft und somit von der Größe des Gleichspannungsanteils U_0 abhängig, und die mechanische Eigen-

	Sensor#1	Sensor#2	Sensor#3	Sensor#4
Stempelbreite [μm]	40	41	42	31
Kragenbreite [μm]	8	7,5	7	13
$f_{mess.}$ [MHz]	$1,905 \pm 0,04$	$2,01 \pm 0,04$	$2,13 \pm 0,04$	$1,375 \pm 0,04$

Tabelle 3.2: Eigenfrequenzen sowie Streuung der Meßwerte (Standardabweichung) für die einzelnen Sensoren bestimmt mittels Resonanzmessungen.

frequenz des Sensors wird dadurch verfälscht. Um aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten, muß daher ein Kompromiß angestrebt werden, der es erlaubt, möglichst unverfälschte, aber dennoch meßtechnisch vernünftig auswertbare Meßwerte zu erhalten. Ist dies nicht möglich, muß U_0 variiert und mittels Gleichung 3.1 und 3.2 auf den Fall $U_0 = 0$ extrapoliert werden.

Die Kalibrierung der Messung erfolgt auch hier mittels der Referenzstruktur, deren Membran nicht beweglich ist.

Die gemessenen Eigenfrequenzen der einzelnen Sensoren sind in Tabelle 3.2 aufgelistet. Wie erwartet, weisen die Sensoren mit dem schmaleren Kragen, d.h. der größeren mechanischen Steifheit, die höheren Eigenfrequenzen auf.

Die Ergebnisse der dynamischen Charakterisierung der Sensoren ergänzen die statische Charakterisierung und werden zur Parameterextraktion und -identifizierung sowie zur Kalibrierung der Simulationen herangezogen.

3.2 Elektrostatisch angetriebene Mikromembranpumpe

Die in dieser Arbeit untersuchte Mikromembranpumpe wurde von Zengerle [160, 162] entwickelt, ihr Aufbau ist schematisch im Querschnitt in Abb. 3.10 dargestellt. Sie wird elektrostatisch angetrieben und repräsentiert ein komplexes Mikrosystem, dessen Betriebsverhalten durch zahlreiche Kopplungen zwischen verschiedenen physikalischen Domänen bestimmt wird. Die Modellierung stellt daher eine Herausforderung sowohl auf Bauelemente- wie auch auf Systemebene dar, wobei hier aufgrund der Komplexität und der sich daraus ergebenden schwierigen Handhabbarkeit der Simulation auf physikalischer Ebene der Systemaspekt besonders hervortritt. Mikropumpen, wie die hier vorgestellte, finden unter anderem in Mikrodosiersystemen, Umweltanalysesystemen und medizinischen Dosiersystemen Verwendung [130, 155].

Das Gesamtsystem besteht aus elektrostatischer Antriebseinheit, realisiert durch eine mikromechanische Membran mit Gegenelektrode, der Pumpkammer, Einlaß- und Auslaßventil, im vorliegenden Fall ausgeführt als passive Klappenventile, und den Zu- bzw. Ableitungen. Es ist aus mehreren Siliziumwafern zusammengesetzt, die mittels anisotroper Ätztechnik strukturiert werden (für Einzelheiten zum Herstellungsprozeß siehe [160]).

Die Außenmaße der Pumpe betragen $7 \text{ mm} \times 7 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$.

Beim Anlegen der Betriebsspannung ($U_B = 80 \text{ V}$ bis 200 V) an die Antriebseinheit bewegt

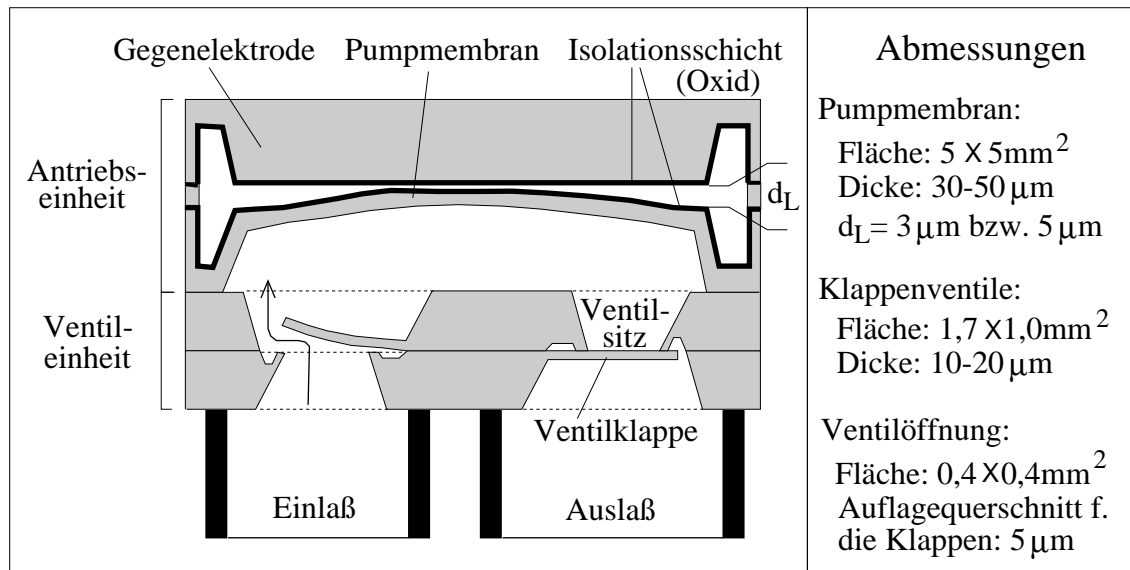


Abbildung 3.10: Elektrostatisch angetriebene Mikromembranpumpe nach [160, 162]. Die Pumpe läßt sich unterteilen in den elektrostatischen Membranantrieb und die Ventil-einheit, realisiert als Klappenventile.

sich die Membran aufgrund der elektrostatischen Anziehungskräfte zwischen Membran und Gegenelektrode auf die Gegenelektrode zu. Der dadurch in der Pumpkammer entstehenden Unterdruck öffnet das Einlaßventil, und Flüssigkeit wird in die Pumpkammer gesaugt. Das Ende der Saugphase ist erreicht, wenn die elastischen Rückstellkräfte in der Membran die treibenden, elektrostatischen Kräfte kompensieren; der Flüssigkeitszustrom in die Pumpkammer kommt zum Erliegen. Nach Abschalten der Betriebsspannung wird die elektrostatische Antriebseinheit über einen äußeren Stromkreis entladen, d.h. es wirken dann nur noch die Rückstellkräfte der Membran. Diese erzeugen einen Überdruck in der Pumpkammer, der das Auslaßventil öffnet; Flüssigkeit wird aus der Pumpkammer gedrückt, bis der Druck zwischen Pumpkammer und Auslaßschlauch ausgeglichen ist. Mit den in Abb. 3.10 angegebenen Abmessungen für die Pumpmembran lassen sich so ca. 30–50 nl Flüssigkeit pro Pumpzyklus transportieren.

Aus der Beschreibung des Pumpzyklus wird deutlich, daß das dynamische Verhalten des Systems maßgeblich durch das Zusammenspiel zwischen den Kräften auf die Membran und dem Flüssigkeitsstrom durch die Ventile bestimmt wird. Dies kommt insbesondere in der frequenzabhängigen Pumprate zum Ausdruck, die in Abb. 3.11 dargestellt ist. Liegen die Frequenzen der Antriebsspannung deutlich unterhalb der Resonanzfrequenz der Ventilklappen, ist die Phasenverschiebung zwischen der Bewegung der Ventilklappe und dem sie treibenden Druck kleiner als $\pi/2$, und es fließt ein Nettoflüssigkeitsstrom Φ in Vorwärtsrichtung. Bei Frequenzen oberhalb der Klappenresonanz wird die Phasenverschiebung größer als $\pi/2$, der Strom in Rückwärtsrichtung überwiegt den vorwärts gerichteten Strom, und die Pumpe pumpt rückwärts. Diese Möglichkeit zum bidirektionalen Betrieb kann in vielen integrierten Analysesystemen vorteilhaft genutzt werden, um zwei unidirektionale Pumpen durch eine bidirektionale zu ersetzen [162]. Als maximale Pumprate werden mit einer Pumpe in der obigen Geometrie ($d_L = 3 \mu\text{m}$) bei einer

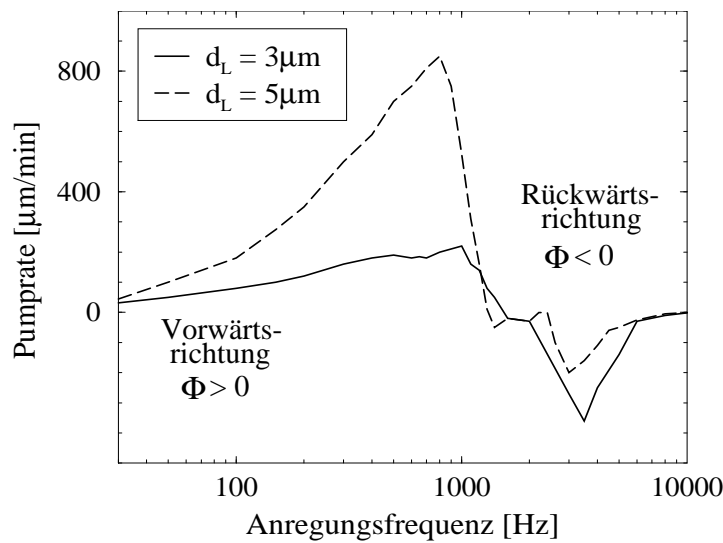


Abbildung 3.11: Frequenzabhängige Pump-rate für einen Abstand $d_L = 3 \mu\text{m}$ bzw. $5 \mu\text{m}$ zwischen Pumpmembran und Gegenelektrode. Für Anregungsfrequenzen, die unterhalb der Resonanzfrequenz der Ventilklappe liegen, arbeitet die Pumpe im Vorwärtsmodus, für Frequenzen oberhalb pumpt sie rückwärts (Meßdaten von [38]).

Betriebsspannung von 200 V $250 \mu\text{l min}^{-1}$ in Vorwärts- und $350 \mu\text{l min}^{-1}$ in Rückwärtsrichtung erreicht (bei $d_L = 5 \mu\text{m}$ bis zu $850 \mu\text{l min}^{-1}$ in Vorwärtsrichtung) [161].

Die Problematik bei der Modellierung der Mikropumpe besteht darin, daß das Betriebsverhalten durch die Kopplung verschiedener physikalischer Domänen bestimmt ist und das System aufgrund seiner komplexen Struktur und der dadurch großen Zahl an Freiheitsgraden mittels Simulation auf kontinuierlicher Feldebene, wie beispielsweise Finite-Element-Methoden, als Ganzes kaum handhabbar ist, insbesondere auch deshalb, weil hier ausschließlich das transiente Betriebsverhalten von Interesse ist. Anzustreben ist hier also ein Makromodell, das die Modellierung der Mikromembranpumpe auf Systemebene ermöglicht. Um ein zuverlässiges Makromodell abzuleiten, müssen zunächst jedoch Teilaspekte auf physikalischer Modellierungsebene untersucht werden. Insbesondere sind dazu die Charakteristiken der Antriebs- und Ventileinheit von Interesse, wie die statischen Kennlinien der Pumpmembran sowie die Durchflußcharakteristiken und das dynamische Verhalten der Ventilkappen. Entscheidend für die Untersuchungen ist hier die Modellierung der Kopplungen zwischen Fluidik und Strukturmechanik im Falle der Klappenventile bzw. Fluidik, Strukturmechanik und Elektrostatik für den elektrostatischen Membranantrieb. Erschwerend ist in diesem Fall die straffe Kopplung zwischen Mechanik und Fluidik, was, wie in Kapitel 4.3 dargelegt, zu Konvergenzschwierigkeiten und Instabilitäten bei der Lösung des gekoppelten Problems führen kann. Die Methoden zur Modellierung der Antriebseinheit und der passiven Ventilkappen auf physikalischer Ebene sowie die Ergebnisse der Berechnungen werden in Kapitel 4.2.4 und 4.3.4 dargestellt, Kapitel 5.2.2 gibt einen Überblick über ein physikalisch basiertes Makromodell, gestützt auf die Untersuchungen auf kontinuierlicher Feldebene. Für Details hierzu sei auf die Arbeit von Voigt [139] verwiesen.

Die meßtechnische Charakterisierung der Pumpe erfolgte am Fraunhoferinstitut für Festkörpertechnologie, München ¹ [38]. Neben dem Betriebsverhalten des Gesamt-

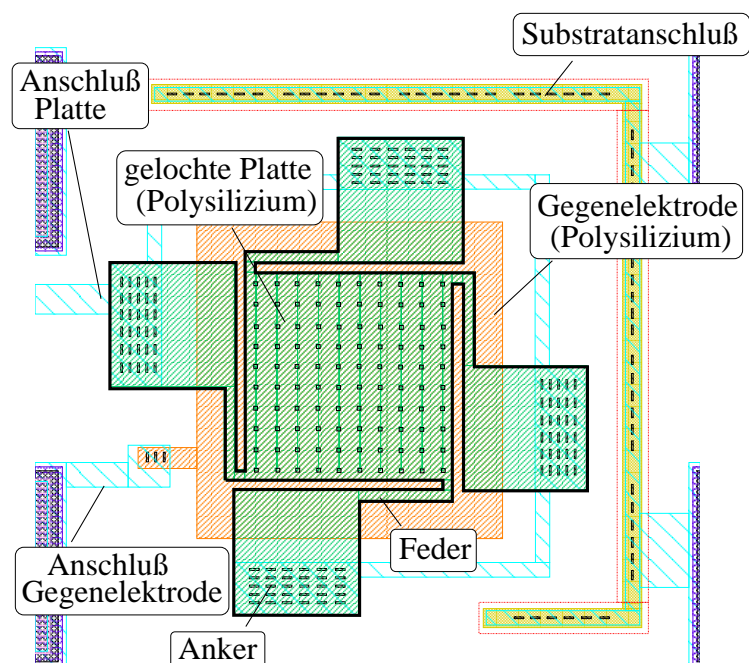
¹ Jetzt: Fraunhoferinstitut für Zuverlässigkeit und Mikrointegration, München

systems, wie z.B. der in Abb. 3.11 dargestellten frequenzabhängigen Pumprate, wurden auch Charakteristiken von Teilsystemen der Pumpe, wie Ventil- oder Antriebseinheit, vermessen. Von Interesse sind hier die statischen, druckabhängigen Durchflußkennlinien der Klappenventile und statische Charakteristiken des Membranantriebs, wie das verdrängte Flüssigkeitsvolumen in Abhängigkeit einer angelegten Druckdifferenz zwischen Ein- und Auslaß oder der sich in der Pumpkammer einstellende Druck aufgrund eines vorgegebenen Volumenzustroms in die Pumpkammer. Die Meßdaten dienen als Referenz für die Untersuchungen in Kap. 4.2.4, 4.3.4 und 5.2.2 und sind dort zusammen mit den Ergebnissen der jeweiligen Simulationen dargestellt.

3.3 Gelochte Platten und Membranen als Teststrukturen für viskos gedämpfte Mikrobauelemente

Um Ansätze und Methoden zur Modellierung von Dämpfungseffekten in Mikrosystemen systematisch abzuleiten, sind möglichst einfache, aber für die Dämpfungsproblematik relevante Teststrukturen nötig. Dazu wurden die in Abb. 3.12 und 3.13 dargestellten an Federn aufgehängten, gelochten Platten und gelochten Membranen entworfen und hergestellt. Diese Strukturen bilden Grundelemente von beispielsweise Beschleunigungssensoren oder Mikrofonen und eignen sich daher gut als Teststrukturen, um die dort auftretenden Dämpfungseffekte zu untersuchen. Sie können in derselben Technologie wie der bereits vorgestellte BiCMOS-integrierte Drucksensor hergestellt werden. Die Abmessungen der Platten betragen zwischen $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$ und $150\ \mu\text{m} \times 150\ \mu\text{m}$, variiert wurde die Länge der Federn und damit die Eigenfrequenz des Systems. Die Membranabmessungen variieren zwischen $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$ und $200\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$. Für beide Strukturen

Abbildung 3.12: An Federn aufgehängte, gelochte Platte aus Polysilizium (Layout-Bild). Die Hohlräumätzung wird auf der gesamten Fläche der Gegenelektrode ausgeführt. Dadurch entsteht eine an vier Federn frei bewegliche Platte. Die Gegenelektrode, ebenfalls in Polysilizium realisiert, befindet sich in einem Abstand von ca. $600\ \text{nm}$ – $800\ \text{nm}$ unterhalb der Platte.



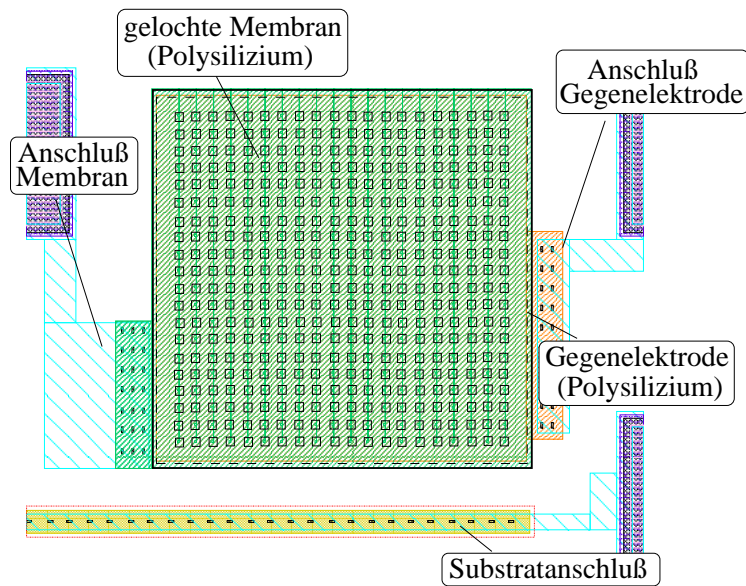


Abbildung 3.13: Gelochte Membran (Layout-Bild). Die Hohlräumätzung wird im Bereich der Perforation ausgeführt. Dadurch entsteht unter der Membran ein seitlich abgeschlossener Hohlraum. Die Gegenelektrode, ebenfalls in Polysilizium realisiert, befindet sich in einem Abstand von ca. 600 nm–800 nm unterhalb der Membran.

wurde das Lochraster und damit die Dämpfung variiert (Lochabmessungen $1\ \mu\text{m} \times 1\ \mu\text{m}$ mit $5\ \mu\text{m}$ bzw. $10\ \mu\text{m}$ Zwischenraum). Platten wie Membranen bestehen aus hochdotiertem Polysilizium und können über eine Gegenelektrode, ebenfalls aus Polysilizium, elektrisch zu Schwingungen angeregt werden. In einer Druckkammer kann dann unter definiertem äußeren Druck mittels der in Kap. 3.1.3 dargestellten Meßanordnung (siehe auch Abb. 3.8) über Frequenz- und Amplitudengang die Güte der angeregten Struktur und damit druckabhängig die Dämpfung bestimmt werden.

Aufgrund technologischer Schwierigkeiten war es allerdings nicht möglich, sämtliche Platten und Membranen zu vermessen. Lediglich einige wenige Membranen konnten bei sehr niedrigen Drücken von nur wenigen mbar vermessen werden [10]. Die Qualität der Messungen war jedoch nicht zufriedenstellend, da die Signalintensität sehr gering war und nicht erklärbare Diskrepanzen zwischen Membranen gleicher Geometrie auftraten. Daher wurden Simulationen auf kontinuierlicher Feldebene durchgeführt, um für die Untersuchung der Dämpfungseffekte und die Ableitung von Dämpfungsmodellen zuverlässige Vergleichswerte zu erhalten (s. Kap. 4.3.5). Die Simulation von Dämpfungseffekten auf kontinuierlicher Feldebene ist allerdings sehr aufwendig, da hier die komplexe, nicht-lineare Navier-Stokes-Gleichung als transientes Problem gelöst werden muß. Für große Strukturen mit vielen Löchern, die sorgfältig diskretisiert werden müssen, ergeben sich dann sehr große Modelle mit vielen Gitterpunkten, deren Berechnung in einer akzeptablen Rechenzeit nicht mehr möglich ist. Als Referenzrechnungen für die Ableitung der Dämpfungsmodelle wurden daher kleinere Platten mit weniger Löchern verwendet. Die Plattenabmessungen betragen hier $40\ \mu\text{m} \times 40\ \mu\text{m}$ bei 16 Löchern, deren Größe und Abstand variiert wurden. Der Abstand zum Substrat betrug hier $1\text{--}3\ \mu\text{m}$. Geometrie und FEM-Modell der Struktur sowie die Ergebnisse sind im Detail in Kap. 4.3.5 dargestellt. Die Ableitung eines Dämpfungsmodells, das eine effektive, aber dennoch akkurate Behandlung der Dämpfungseffekte auf Systemebene erlaubt, erfolgt in den Kapiteln 5.3 und 5.4.

4 Modellierung gekoppelter Effekte auf kontinuierlicher Feldebene

Im vorliegenden Kapitel wird die Modellierung gekoppelter Effekte in Mikrobauelementen und -systemen auf kontinuierlicher Feldebene behandelt. Die physikalischen Größen werden hier durch orts- und zeitabhängige, (quasi-)kontinuierliche (diskretisierte) Felder und die Dynamik des Systems durch partielle Differentialgleichungen beschrieben. Auf der Ebene kontinuierlicher Felder lassen sich so detaillierte Einsichten über Vorgänge und Zusammenhänge im Inneren eines Bauelementes gewinnen, weshalb man häufig auch von der „Ebene der physikalischen Modellierung“ spricht.

Nach einer Einführung in die Problematik gekoppelter Effekte und ihrer Klassifizierung werden allgemein Strategien zur Lösung gekoppelter Probleme vorgestellt und bewertet, ehe sie in den Abschnitten 4.2 und 4.3 anhand zweier, im Bereich der Mikromechanik wichtiger Koppelmechanismen, der elektromechanischen Kopplung¹ und der Fluid-Struktur-Wechselwirkung, vertieft und für ausgewählte Demonstratoren angewendet werden.

Um zuverlässige und aussagekräftige Simulationsergebnisse zu erhalten, ist es unbedingt notwendig, die verwendeten Modelle korrekt zu kalibrieren. Da viele Modellparameter, wie z.B. Geometrie- und Materialparameter, vom jeweiligen Herstellungsprozeß abhängen, muß die Kalibrierung für jede Technologie neu erfolgen. Vielfach kann dies nur unterstützt durch Simulationen auf kontinuierlicher Feldebene, sogenannter „inverser Modellierung“, erfolgen. Daher wird im Anschluß an die Einführung in die Lösungsstrategien gekoppelter Probleme eine Übersicht über die Problematik der Parameterextraktion mittels inverser Modellierung gegeben und die Vorgehensweise anhand eines Beispiels, des in Kap. 3.1 vorgestellten BiCMOS-integrierten Drucksensors, verdeutlicht.

Den Abschluß des Kapitels bildet ein Abschnitt über die Problematik der Kopplung zu parasitären Effekten, deren Beitrag zum Meßsignal bei mikromechanischen Sensoren in der gleichen Größenordnung liegen kann wie das eigentlich gewünschte Meßsignal. Deshalb müssen diese Effekte auch bei der Modellierung der Bauelemente korrekt berücksichtigt werden, um zuverlässige Aussagen der Simulationsergebnisse zu gewährleisten. Exemplifiziert wird dieses Problem anhand des BiCMOS-integrierten Drucksensors.

¹ In dieser Arbeit wird, sofern nicht anders erwähnt, unter „elektromechanischer Kopplung“ immer die Kopplung zwischen elektrostatischer und strukturmechanischer Domäne und nicht der piezoelektrische Effekt verstanden.

4.1 Modellierung gekoppelter Effekte

4.1.1 Problemstellung

Das Funktionsprinzip von mikromechanischen Wandlerelementen beruht inhärent auf der Kopplung zwischen verschiedenen physikalischen Energiedomänen. Die Modellierung gekoppelter Effekte stellt daher in der numerischen Simulation des Betriebsverhaltens von Mikrobauelementen eine grundlegende Aufgabe dar. Ein gekoppeltes Problem liegt nach der Definition von Zienkiewicz [165] dann vor, wenn sich entweder ein Teilproblem nicht ohne die Lösung des anderen Teilproblems lösen läßt, oder wenn kein Satz von abhängigen Variablen explizit eliminiert werden kann. Dies stellt gleichzeitig die Definition eines bidirektional gekoppelten Problems dar. Daneben gibt es noch unidirektional gekoppelte Systeme, d.h. die Variablen der einen physikalischen Domäne beeinflussen die Variablen der anderen, aber nicht umgekehrt.

Abbildung 4.1 verdeutlicht exemplarisch Kopplungsphänomene zwischen den wichtigsten physikalischen Domänen, die man sich in Mikrobauelementen entweder zunutze macht, oder die unerwünschterweise in den Bauelementen auftreten. Die Wechselwirkung kann dabei entweder über das Volumen erfolgen, wie beispielsweise beim piezoelektrischen Effekt und der thermischen Ausdehnung, oder aber über die Grenzfläche zwischen zwei verschiedenen benachbarten physikalischen Domänen, wie bei der elektrostatischen

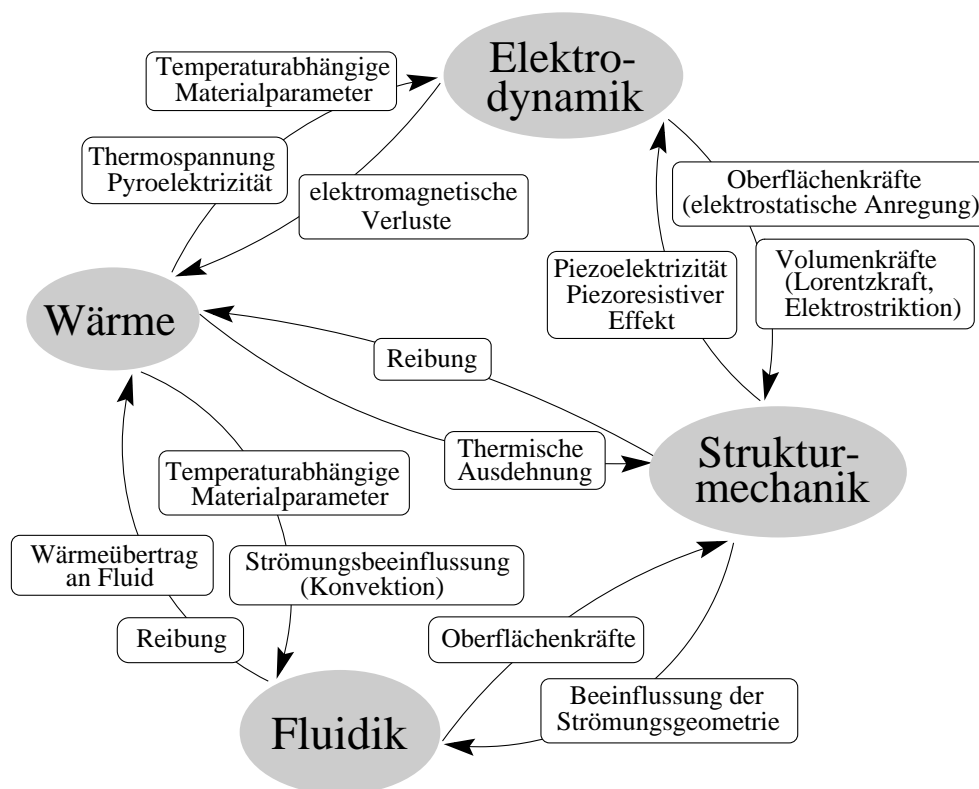


Abbildung 4.1: Kopplung zwischen verschiedenen physikalischen Domänen.

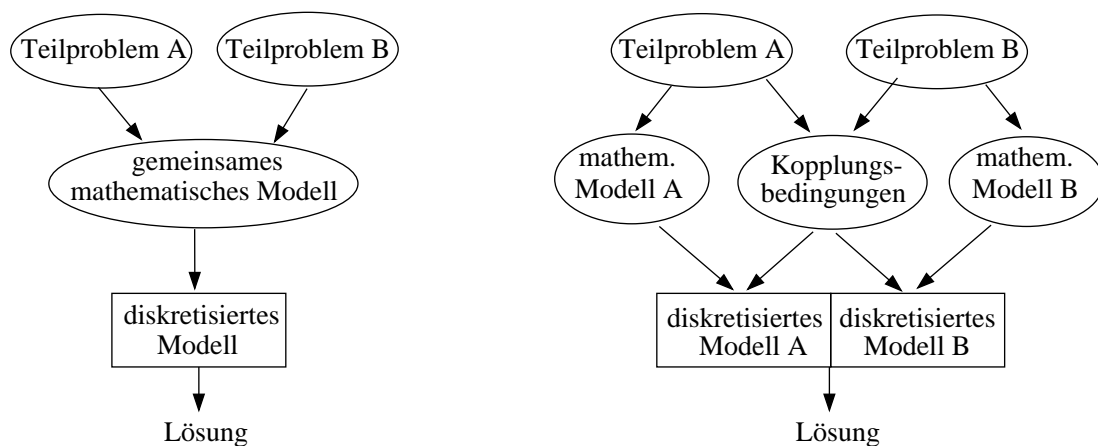
Anregung über die Oberflächenkräfte und bei der Fluid-Struktur-Wechselwirkung. Die letztgenannten Effekte bestimmen in vielen mikromechanischen Bauelementen das Betriebsverhalten und sind daher von besonderem Interesse. Auf die Besonderheiten solcher Kopplung über die Oberfläche und die damit verbundene Problematik bei der Modellierung wird daher in den Kapiteln 4.2 und 4.3 näher eingegangen.

Im allgemeinen Fall hat man es aber nicht nur mit Kopplungen zwischen zwei, sondern zwischen mehreren physikalischen Domänen zu tun, was den Modellierungsaufwand deutlich erhöht. Häufig ist dies die elektro-thermo-fluidisch-mechanische Kopplung, wie sie beispielsweise in Mikropumpen oder in elektrostatisch angetriebenen Bauelementen vorkommen kann.

Neben Kopplungseffekten, die erwünschtermaßen das Bauelementeverhalten bestimmen, treten häufig auch Kopplungen zu parasitären Effekten auf, die in Mikrobaulementen oft in dieselbe Größenordnung kommen wie die zu messenden Signale und oft nicht mehr durch Messungen allein eliminiert werden können. Hier muß auf numerische Simulation und inverse Modellierung zurückgegriffen werden, um die gewünschte Meßgröße extrahieren zu können. Dies wird in Kap. 4.4 am Beispiel eines BiCMOS-integrierten Drucksensors verdeutlicht, dessen Meßsignal bei elektrischer Charakterisierung durch die unter dem Sensor befindlichen CMOS-Implantationen gestört wird.

4.1.2 Ansätze zur Lösung gekoppelter Probleme

Grundlegende Arbeiten zur Lösung gekoppelter Probleme existieren u.a. von Felippa und Park (z.B. [33, 88, 89]) und sind für den Bereich der Mikromechanik von Schulte [106] aufbereitet und systematisiert worden. Für die Lösung von gekoppelten Problemen unterscheidet man prinzipiell zwei verschiedene Lösungsstrategien, die simultane und die partitionierte Lösung [106], die jeweils in Abb. 4.2 bzw. 4.3 skizziert sind.



Gemeinsames mathematisches Modell

Gemeinsame Lösung diskretisierter Teilprobleme

Abbildung 4.2: Lösungsansätze für gekoppelte Probleme: Simultane Lösung (nach [64]).

Simultane Lösung:

Zur simultanen Lösung gekoppelter Probleme gibt es zwei Vorgehensweisen (vgl. Abb. 4.2). Die exakteste und rigoroseste ist, ein gemeinsames mathematisches Modell des gekoppelten Problems aufzustellen, dieses zu diskretisieren und zu lösen (Abb. 4.2, links). Diese Methode weist keine Konvergenzprobleme bei straffer Kopplung auf, erfordert aber den Einsatz problemspezifischer numerischer Methoden (z.B. Gebietszerlegungsmethoden, nicht-konforme Gitter, etc.), die i.a. die Verwendung von Standardprogrammen nicht erlauben und die Implementierung neuer Software erfordern. Daher ist hier der Zeitaufwand für die Lösung eines Problems vergleichsweise hoch.

Eine zweite Möglichkeit, gekoppelte Probleme simultan zu lösen, besteht darin, die Einzelprobleme samt Koppelbedingungen getrennt zu diskretisieren, zu einem diskretisierten Gesamtproblem zusammenzufassen und dann simultan zu lösen. So können problemangepaßte Diskretisierungsverfahren für die Teilprobleme angewendet werden (z.B. Randelementverfahren für die Elektrostatik, Finite Elemente für Mechanik). Bei der Zusammenfassung der diskretisierten Teilprobleme entstehen aber oft numerisch schwierig zu behandelnde Gleichungssysteme, bei deren Lösung man beispielsweise mit der großen Dimension der i.a. nichtlinearen Systeme oder mit voll besetzten und schlecht konditionierten Jacobimatrizen zu kämpfen hat. Hier stellt also die Lösung des resultierenden Gleichungssystems das eigentliche Problem dar. Diese Methode wird dennoch oft dem Erstellen eines gemeinsamen mathematischen Modells vorgezogen, da der Aufwand, entsprechende Lösungsverfahren bereitzustellen, in der Regel geringer ist als Techniken zur Diskretisierung eines homogenen Modells zu entwickeln [106].

Partitionierte Lösung:

Bei der partitionierten Lösung (Abb. 4.3) werden die Teilprobleme separat diskretisiert und gelöst, wozu auf bestehende, problemangepaßte Simulatoren für die jeweilige physikalische Domäne zurückgegriffen werden kann. Die Kopplung zwischen beiden Teilproblemen wird über den Austausch der koppelnden Variablen nach jeder Teilproblemlösung innerhalb einer Iterationsschleife realisiert. Diese wird solange durchlaufen, bis Konver-

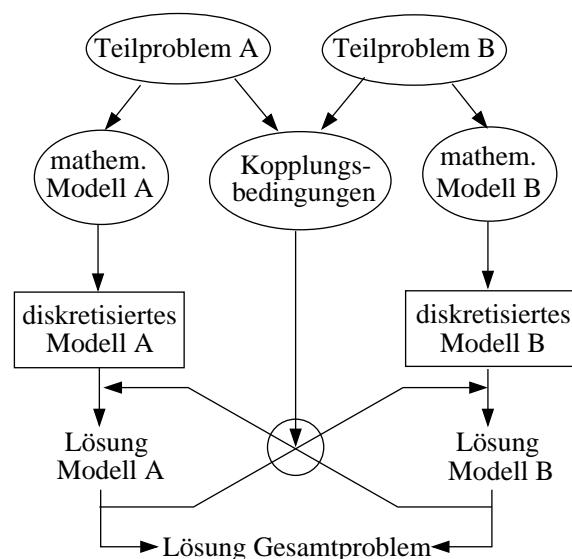


Abbildung 4.3: Lösungsansätze für gekoppelte Probleme: Partitionierte Lösung (nach [64]).

genz erreicht ist (siehe Abb. 4.3). Man spricht hier von „äußerer Iteration“ im Gegensatz zur „inneren Iteration“, die zur Lösung der einzelnen Teilprobleme durchgeführt wird. Der Vorteil dieser Methode ist, daß bestehende, für die jeweilige physikalische Domäne speziell entwickelte und damit problemangepaßte Simulatoren eingesetzt werden können. Diese werden in einem leicht zu implementierenden Iterationsalgorithmus nacheinander aufgerufen, ohne daß der Benutzer sich um die Verfahren zur Lösung der Teilprobleme kümmern muß („Black Box Plug-in Methode“). Da dieser Ansatz leicht und schnell zu realisieren ist, findet er große Verbreitung und ist auch in zahlreichen kommerziell erhältlichen Programmen zur Behandlung gekoppelter Probleme implementiert (z.B. elektromechanische Kopplung in INTELLISENSE [61], MEMCAD [78], SOLIDIS [120]). Im Falle straffer Kopplung, die beispielsweise in elektrostatisch betriebenen Bauelementen im Bereich großer Spannungen oder bei in Fluiden bewegten mikromechanischen Strukturen vorliegt, weist diese Methode allerdings Konvergenzschwierigkeiten auf. Durch die Wahl eines effizienten und robusten Algorithmus zur Ausführung der äußeren Iteration kann dieses Problem gemildert werden. Die bekanntesten und daher am häufigsten verwendeten Verfahren sind Gauß-Seidel-artige Relaxationsverfahren, sukzessive Überrelaxation (SOR), Newton- und Homotopie-Verfahren. Für Details sei auf die grundlegende Literatur zu numerischen Methoden verwiesen, z.B. [8, 49, 108], die Grundzüge der genannten Methoden sowie ihre Vor- und Nachteile sollen im folgenden aber kurz vorgestellt werden. Betrachtet werde das gekoppelte Problem:

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= \mathbf{f}(\mathbf{v}) \\ \mathbf{v} &= \mathbf{g}(\mathbf{u}) \end{aligned} \quad (4.1)$$

Durch Elimination des Vektors \mathbf{v} erhält man die Beziehung

$$\mathbf{u} = \mathbf{F}(\mathbf{u}); \quad \text{mit } \mathbf{F}(\mathbf{u}) = \mathbf{f}(\mathbf{g}(\mathbf{u})), \quad (4.2)$$

welche gleichzeitig die Fixpunktform eines algebraischen Gleichungssystems darstellt. Die Lösung \mathbf{u}^* dieses Problems läßt sich mit Hilfe eines Iterationsverfahrens φ nach der Iterationsvorschrift

$$\mathbf{u}^{(k+1)} = \varphi \mathbf{u}^{(k)} \quad (4.3)$$

erhalten, wobei gilt: $\varphi(\mathbf{u}^*) = \mathbf{u}^* \Rightarrow \mathbf{F}(\mathbf{u}^*) = \mathbf{u}^*$.

Das Konvergenzverhalten des Iterationsverfahrens kann mit Hilfe des Fixpunktsatzes abgeschätzt werden. Demnach konvergiert das Verfahren gegen den Fixpunkt \mathbf{u}^* , falls gilt:

$$\left\| \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{u}} \right\|_{\mathbf{u}^*} < 1 \quad (4.4)$$

Verfahren, bei denen diese Bedingung auf dem gesamten Definitionsbereich des Problems erfüllt ist, heißen „global konvergent“.

- Gauß-Seidel-Relaxationsverfahren: Das einfachste und daher sehr häufig angewendete Iterationsverfahren ist das Gauß-Seidel-Relaxationsverfahren. Die Iterationsvorschrift lautet:

$$\mathbf{u}^{k+1} = \mathbf{F}(\mathbf{u}^k) = \mathbf{f}(\mathbf{g}(\mathbf{u}^k)), \quad (4.5)$$

woraus sich folgende Konvergenzbedingung ableiten läßt:

$$\left\| \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{u}} \right\|_{\mathbf{u}^*} = \left\| \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{g}} \frac{\partial \mathbf{g}}{\partial \mathbf{u}} \right\|_{\mathbf{u}^*} < 1 \quad (4.6)$$

Bei komplexen Strukturen kann diese Bedingung allerdings meist nicht analytisch abgeschätzt werden, so daß generelle Aussagen zur Konvergenz des Verfahrens oft nicht möglich sind.

Bei der partitionierten Lösung gekoppelter Probleme läßt sich das Gauß-Seidel-Verfahren einfach über eine sogenannte Lastvektorkopplung realisieren, d.h. die Ergebnisse, die man mittels der Teilproblemlöser erhält, werden wechselseitig als Lasten auf das jeweilig andere Teilproblem aufgebracht. Der zugehörige Algorithmus lautet also:

```

Setze  $k = 1, \mathbf{u}^k = \mathbf{u}_0$ 
for  $k = 1 \dots N$ : Berechne  $\mathbf{v}^k = \mathbf{g}(\mathbf{u}^k)$ ;
    Berechne  $\mathbf{u}^{k+1} = \mathbf{f}(\mathbf{v}^k)$ ;
    Setze  $k = k + 1$ ;

Abbruchkriterium: if  $\|\mathbf{u}^{k+1} - \mathbf{u}^k\| < \varepsilon$  und
     $\|\mathbf{v}^{k+1} - \mathbf{v}^k\| < \varepsilon$ 
then exit
end for

```

Das Gauß-Seidel-Verfahren ist leicht in einen partitionierten Lösungsansatz implementierbar und wird daher auch oft bei der Behandlung von Fluid-Struktur- bzw. Elektrostatik-Strukturkopplung eingesetzt (siehe beispielsweise [64, 69, 129] oder in den Kapiteln 4.2 bzw. 4.3 in dieser Arbeit), hat jedoch den Nachteil, daß seine Konvergenz im Falle starker Kopplung nicht gewährleistet ist. Für diese Fälle muß auf andere Verfahren zurückgegriffen werden.

- Sukzessive Überrelaxation (SOR): Mit Hilfe der sog. sukzessiven Überrelaxation („**S**uccessive **O**ver-**R**elaxation“: SOR) kann das Konvergenzverhalten des Gauß-Seidel-Verfahrens für den Fall starker Kopplung verbessert werden. Hierbei wird ein Relaxationsparameter α_r eingeführt, so daß das Iterationsverfahren je nach Wahl von α_r entweder gedämpft oder beschleunigt wird. Die Iterationsvorschrift lautet hier:

$$\mathbf{u}^{(k+1)} = (1 - \alpha_r) \mathbf{u}^{(k)} + \alpha_r \mathbf{F}(\mathbf{u}^{(k)}) = (1 - \alpha_r) \mathbf{u}^{(k)} + \alpha_r \mathbf{f}(\mathbf{g}(\mathbf{u}^{(k)})) \quad (4.7)$$

Für $\alpha_r = 1$ ergibt sich daraus das Gauß-Seidel-Verfahren. Mit dem SOR-Verfahren erhält man prinzipiell auch Konvergenz im Falle starker Kopplung, wobei α hier ggf. sehr kleine Werte annehmen kann, was die Zahl der benötigten Iterationsschritte dann unter Umständen unakzeptabel hoch werden läßt. Die Wahl eines optimalen Relaxationsparameters erfolgt in der Praxis meist empirisch.

- Newton-Verfahren: Das Newton-Verfahren weist ein weitaus besseres Konvergenzverhalten auf als Relaxationsverfahren, vor allem für stark gekoppelte Probleme. Es

beruht darauf, die Nullstellen der Gleichung $\mathcal{F} = \mathbf{F}(\mathbf{u}) - \mathbf{u} = 0$ ausgehend von der Tangente in einem Startwert $\mathbf{u}^{(k)}$ zu bestimmen. Der Iterationsalgorithmus für den $(k + 1)$ -ten Schritt lautet:

$$\mathbf{u}^{(k+1)} = \mathbf{u}^{(k)} - J^{-1}(\mathcal{F}, \mathbf{u}^{(k)}) \cdot \mathcal{F}(\mathbf{u}^{(k)}) = \mathbf{u}^{(k)} + \mathbf{s} \quad (4.8)$$

$J(\mathcal{F}, \mathbf{u}^{(k)})$ symbolisiert die Jacobimatrix der zu lösenden Gleichung und \mathbf{s} die Newton-Korrektur $-J^{-1}(\mathcal{F}, \mathbf{u}^{(k)}) \cdot \mathcal{F}(\mathbf{u}^{(k)})$.

Für die partitionierte Lösung eines gekoppelten Problems wird ein „Black Box-Verfahren“ angestrebt, d.h. die Lösung der Teilprobleme wird durch domänenspezifische Simulatoren bereitgestellt, die Korrekturen, die durch die Kopplungsbedingungen entstehen, werden mittels äußerer Newton-Iteration ermittelt. Der Aufwand sowie die Schwierigkeit der Newton-Methode liegt darin, die Jacobimatrix $J(\mathcal{F}, \mathbf{u}^{(k)})$ zu berechnen. Mittels eines Newton-Krylov-Verfahrens ist es allerdings möglich, die Newtonkorrektur \mathbf{s} zu ermitteln, ohne die Koeffizienten der Jacobimatrix konkret zu berechnen, indem man das Produkt $J(\mathcal{F}, \mathbf{u}^{(k)}) \cdot \mathbf{s}$ approximiert durch [106]:

$$J(\mathcal{F}, \mathbf{u}^{(k)}) \cdot \mathbf{s} \approx \frac{1}{\varepsilon} (\mathcal{F}(\mathbf{u}^{(k)} + \varepsilon \mathbf{s}) - \mathcal{F}(\mathbf{u}^{(k)})) \quad (4.9)$$

D.h. zur Berechnung der Newtonkorrektur \mathbf{s} müssen nur Funktionsauswertungen gemacht werden, die Jacobimatrix selbst wird nicht explizit benötigt. Dieses matrixfreie Verfahren wurde schon mehrfach erfolgreich zur Behandlung oberflächengekoppelter Probleme im Bereich mikromechanischer Bauelemente eingesetzt (z.B. [4, 9, 64, 158]). Da sich hier die Anwendung des Newton-Verfahrens auf die an der Grenzfläche zwischen beiden physikalischen Domänen wirksamen Koppelterme beschränkt – die Teilprobleme werden mittels domänenspezifischer Simulatoren getrennt gelöst – reduziert sich die Dimension der Koppelterme von drei auf zwei, und das Verfahren wird daher auch als „Oberflächen-Newton-Verfahren“ („Surface Newton method“) bezeichnet.

Mit Hilfe des Fixpunktsatzes läßt sich nachweisen, daß das Newton-Verfahren quadratisch konvergiert, solange der Startwert \mathbf{u}_0 in einer genügend kleinen Umgebung der gesuchten Lösung gewählt wird. Um den Konvergenzbereich zu erweitern, kann auch hier ein Dämpfungsfaktor α_r eingeführt werden, und der Iterationsalgorithmus 4.8 modifiziert sich zu:

$$\mathbf{u}^{k+1} = \mathbf{u}^k + \alpha_r \cdot \mathbf{s} \quad (4.10)$$

- **Homotopieverfahren:** Die Anwendung von Homotopieverfahren (auch: Fortsetzungsverfahren) stellt eine Möglichkeit dar, für die oben dargestellten Verfahren globale Konvergenz zu erhalten. Das gekoppelte Problem muß dazu in Abhängigkeit von einem geeigneten Homotopieparameter t formuliert werden. Das Prinzip der Methode besteht darin, von einem einfach zu berechnenden Problem oder einem Problem mit bereits bekannter Lösung zu starten und durch Variation von t kontinuierlich eine Lösungsschar zu durchlaufen, bis man die gewünschte Lösung des schwieriger zu behandelnden Problems erhält. Die Vorteile dieser Methode liegen

in ihrer Robustheit, sie ist allerdings in der Regel aufwendig, da für die gewünschte Lösung zunächst eine Reihe anderer Probleme gelöst werden müssen. Allerdings erlaubt es diese Methode auch, Lösungen im instabilen Bereich von gekoppelten Problemen zu erhalten, wie beispielsweise von E.-R. König für den Fall der elektromechanischen Kopplung gezeigt wurde [68, 69].

Semianalytische Lösung:

Einen Spezialfall der beiden oben genannten Lösungsansätze bildet der semianalytische Lösungsansatz, der zur schnellen und effizienten Lösung gekoppelter Probleme eingesetzt werden kann und daher hier noch Erwähnung finden soll.

Teile des Bauelementes werden mittels vereinfachter, analytischer Modelle beschrieben, der Rest des Bauelements wird numerisch modelliert, z.B. mittels Finiter-Element-Methoden (FEM). Die koppelnden Variablen werden über die Modellgrenzen ausgetauscht. Dieser Ansatz ist physikalisch basiert und stellt eine schnelle und Rechenzeit sparende Methode zur Lösung gekoppelter Probleme dar. Allerdings hängt seine Genauigkeit stark von den vorgenommenen Idealisierungen ab und ist daher auf einfache Geometrien und Materialgesetze beschränkt.

Ein Beispiel für einen semianalytischen Ansatz ist die in Kap. 4.2.2 vorgestellte Plattenkondensatornäherung, die unter gewissen Voraussetzungen in elektromechanisch gekoppelten Berechnungen eingesetzt werden kann. Die elektrostatische Feldanalyse mittels Finiter-Element- oder Randelementmethoden wird hier durch eine analytische Kraftberechnung ersetzt, was eine schnellere Behandlung des Problems ermöglicht. Ein weiteres Beispiel für die erfolgreiche Anwendung semianalytischer Methoden findet sich in [10], angewendet auf den Fall viskoser Dämpfung bei gelochten mikromechanischen Membranen, einem fluid-mechanisch gekoppelten Problem. Hier werden für die Dämpfungskraft auf einzelne Bereiche der Membranen analytische Ausdrücke abgeleitet, die dann als zusätzliche Lasten in die mechanische FEM-Simulation des dynamischen Membranverhaltens eingeführt werden.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Wahl des Verfahrens zur Lösung gekoppelter Probleme i.a. stark problemabhängig ist. Kopplungen über das Volumen, wie beispielsweise beim piezoelektrischen Effekt oder der thermischen Ausdehnung, können in der Regel simultan gelöst werden und sind zum Teil auch schon so in kommerzielle Programme implementiert. Bei oberflächengekoppelten Problemen fällt die Wahl eines Lösungsverfahrens schwerer, da hier getrennte, nicht überlappende Simulationsgebiete vorliegen, deren optimale Behandlung am effektivsten oft mittels speziell angepaßter numerischer Verfahren erfolgen kann. Meist wird daher ein partitionierter Ansatz favorisiert, da dann auf vorhandene, speziell auf die jeweilige physikalische Domäne zugeschnittene Simulatoren zurückgegriffen werden kann. Wie bereits dargelegt, bleibt hier das Problem der zuverlässigen Konvergenz der äußeren Iteration zu lösen, da sich das Konvergenzverhalten der einzelnen Iterationsverfahren für komplexe Fälle nicht immer vorhersagen läßt. Für zwei wichtige Spezialfälle oberflächengekoppelter Phänomene, die elektromechanischen Kopplung und die Fluid-Struktur-Wechselwirkung, wird diese Problematik im weiteren Verlauf dieses Kapitels vertieft und anhand von ausgewählten Beispielen diskutiert.

4.1.3 Parameterextraktion und -identifizierung durch inverse Modellierung

Einführung in die Problematik – problemangepaßte Teststrukturen und inverse Modellierung

Viele Materialparameter wie beispielsweise Elastizitätsmodul, thermische Leitfähigkeit oder Massendichte, hängen stark vom Herstellungsprozeß (z.B. Plasmaverfahren, nasse/trockene Oxidation, Gasphasenepitaxie) und den jeweiligen Prozeßbedingungen ab. Um numerische Simulation erfolgreich bei der Entwicklung von Bauelementen einsetzen zu können, müssen daher die verwendeten Modelle zunächst hinsichtlich der Herstellungsverfahren und der daraus resultierenden Materialeigenschaften kalibriert werden. Die zunehmende Vielfalt der mikromechanischen Herstellungstechnologien und deren Integration in Standardprozesse der Mikroelektronik macht daher akkurate und standardisierte Methoden erforderlich, mit deren Hilfe sich prozeßabhängige Materialparameter extrahieren und Prozeßschwankungen sowie die Güte des Prozesses, auch räumlich über den Wafer verteilt, feststellen lassen (sogenannte „Process Control Monitors (PCM)“). Dazu sind prinzipiell die folgenden Schritte nötig:

- Entwurf und Dimensionierung problemspezifischer Teststrukturen, die es ermöglichen, die gewünschten Parameter eindeutig zu extrahieren.
- Entwicklung eines geeigneten Meßverfahrens und Aufstellen einer Meßvorschrift.
- Bereitstellung einer Auswertemethodik, mit Hilfe derer sich die gewünschten Parameter aus den Messungen extrahieren lassen. Dies setzt die Modellbildung für das Verhalten der Teststrukturen unter Meßbedingungen voraus.

Um das Layout der Teststrukturen hinsichtlich der gewünschten Funktionalität zu optimieren, das Modell sowie die Methodik zur Auswertung der Messungen abzuleiten und die gewünschten Parameter zu identifizieren und zu extrahieren, wird das Konzept der inversen Modellierung angewendet: Die Teststrukturen werden unter Meßbedingungen simuliert, wobei gezielt und systematisch Parameter variiert werden. So ist es möglich, relevante Einflüsse zu identifizieren, Materialparameter zu extrahieren und gegebenenfalls eine Vorschrift zur Auswertung der Messungen abzuleiten. Auf diese Weise wurde in [152] beispielsweise eine Methode zur Bestimmung der Bauelementeparameter von Magnetotransistoren entwickelt. Auch in anderen Bereichen der Mikrosystemtechnik existieren zahlreiche Ansätze im Hinblick auf diese Problematik. Zu erwähnen sind hier Arbeiten, die sich mit dem Entwurf speziell entwickelter Teststrukturen zur Extraktion thermophysikalischer Parameter beschäftigen, wie der Wärmeleitfähigkeit [67], der spezifischen Wärmekapazität, des temperaturabhängigen spezifischen Schichtwiderstandes und des Seebeckkoeffizienten [91, 144, 145] sowie von thermogalvanomagnetischen Parametern, die zusätzlich noch die Hallbeweglichkeit und den Nernst-Ettinghausen-Koeffizienten umfassen [90]. Bei den Teststrukturen handelt es sich i.a. um Brückenstrukturen, die meist mittels Finiter-Element-Simulationen bezüglich der zu extrahierenden

Materialparameter optimiert wurden. Für weitere Details sei auf die angegebene Literatur verwiesen.

Zur Extraktion mechanischer Materialparameter werden sowohl dynamische als auch statische Meßverfahren eingesetzt. Eine Standardmethode, mechanische Parameter wie den Elastizitätsmodul oder mechanische Vorspannungen mittels statischer Messung zu bestimmen, ist der sog. „Bulge Test“ („Bulge“ = Ausbauchung), bei dem eine dünne Membran durch eine Druckdifferenz ausgebeult wird. Aus der Auslenkung, die beispielsweise optisch oder mittels eines Profilometers gemessen wird, können die mechanischen Parameter bestimmt werden [3, 119]. Dynamisch extrahiert man mechanische Materialeigenschaften aus den Eigenfrequenzen in Resonanz betriebener Mikrostrukturen, die beispielsweise mittels optischer oder elektrischer Methoden vermessen werden [30].

Zwar existieren, wie oben skizziert, bereits zahlreiche Ansätze, Materialdaten mittels geeigneter Teststrukturen zu extrahieren, wünschenswert wäre allerdings eine Standardisierung der Methoden mit dem Ziel einer objektorientierten Datenbank, die für verschiedene Herstellungsprozesse und -methoden Teststrukturbibliotheken mit den jeweiligen Extraktionsmethoden und Meßvorschriften bereitstellt, und auf die von den jeweiligen Simulatoren aus zugegriffen werden kann. Damit würde eine automatisierte Extraktion der gewünschten Materialparameter mit Hilfe inverser Modellierung und Verifikation anhand von Messungen ermöglicht, die im Sinne einer „closed-loop“-Simulation durchgeführt werden kann [148] (siehe auch Kap. 2.1).

Einen Schritt in diese Richtung bildet der „M-TEST“ von Osterberg [87], ein speziell entwickelter Testchip, um mechanische Parameter zu extrahieren und ihre Konstanz im Prozeß und über den Wafer hinweg zu kontrollieren. „M-TEST“ ist ein Versuch, Parameterextraktion für mikroelektromechanische Systeme zu standardisieren, vergleichbar dem „E-TEST“, einem Testchip mit elektrischen MOS-FET-Teststrukturen, der zur Extraktion von MOS-Parametern verwendet wird.

Mit „M-TEST“ werden bereitgestellt:

- Elektromechanische Teststrukturarrays (einseitig und beidseitig eingespannte Balken, Membranen), die über ihren elektrostatischen „Pull-in“ charakterisiert werden, sowie eine Vorschrift, innerhalb welcher Variationsbreite die geometrischen Abmessungen der Teststrukturen gewählt werden sollten.
- Geschlossene funktionale Modelle für die Abhängigkeit der gemessenen Daten von den Materialparametern und Entwicklungsmethoden dafür unter Zuhilfenahme von numerischer Simulation.
- Experimentelle Meßmethoden und -vorschriften sowie Daten-Reduktionsverfahren, die Unsicherheiten und statistische Fehler beseitigen und eine zuverlässige Extraktion der gewünschten Parameter erlauben.

Parameterextraktion und -identifizierung am Beispiel des mikromechanischen Drucksensors

Das Betriebsverhalten des in dieser Arbeit untersuchten und in Kap. 3.1 bereits vorgestellten mikromechanischen Drucksensors wird maßgeblich von den Material- und Geometrieparametern beeinflusst. Da der betrachtete mikromechanische Drucksensor mit Hilfe eines Standard-BiCMOS-Prozesses hergestellt wird, können die Parameter der verwendeten Materialien zum einen nicht ohne weiteres der gängigen Literatur entnommen werden. Zum anderen unterliegen sowohl die Materialparameter als auch die im Entwurf festgelegten Parameter wie Hohlraumtiefe, laterale Abmessungen und Kragenbreite Prozeßschwankungen und -ungenauigkeiten, die ebenfalls dazu führen, daß ein auf diesen Daten basierendes Modell das gemessene Verhalten nicht korrekt wiedergibt. Daher wurde das Konzept der „inversen Modellierung“ angewendet, um einen für den vorliegenden Herstellungsprozeß kalibrierten Parametersatz als Basis für weitere Untersuchungen und Simulationen zu extrahieren.

Zur Parameterextraktion wurden die druckabhängigen Charakteristiken sowie die Eigenfrequenzen aller vermessenen Sensoren herangezogen, da diese rein durch das mechanische Sensorverhalten bestimmt sind und hier keine Kopplung zu anderen Energiedomänen auftritt wie im Falle der elektrischen Charakterisierung. Zur inversen Modellierung wurden statische mechanische Simulationen und Modalanalysen auf der Basis der Finiten-Element-Methode (FEM) durchgeführt, wozu das Programmpaket ANSYS [7] verwendet wurde (für Grundlagen zur Finiten-Element-Methode sei hier auf grundlegende Literatur, z.B. [66, 71], verwiesen).

Die vorab bekannten Parameter für die einzelnen Materialschichten in Sensormembran

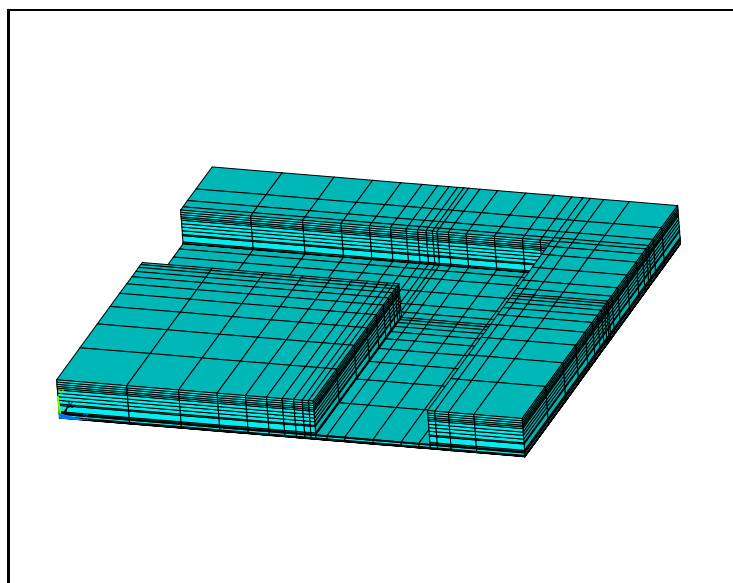
	Polysilizium	Si-Oxide	Si-Nitride	BPSG
$E [Pa]$	$1,62 \cdot 10^{11}$ [63]	$0,75 \cdot 10^{11}$ [70] $0,92 \cdot 10^{11}$ [125]	$3,70 \cdot 10^{11}$ [11] (Bulk) $1,46 \cdot 10^{11}$ [125] (CVD)	$0,73 \cdot 10^{11}$ [92] $0,75 \cdot 10^{11}$ [70]
ν	$0,17$ [70]	$0,2$ [63]	$0,13$ [63]	$0,17$ [70]
$\rho \left[\frac{kg}{m^3} \right]$	2330 [125]	2270 [11] 2200 [63] 2230 [63] (Plasma)	3100 [125] (Bulk) 2620 [63] (Plasma)	2200 [70] 2270 [11] 2500 [92]
ϵ_r		$4,2$ [50]	$7,5$ [11]	$4,2$ [50]
$\alpha_{th} \left[\frac{1}{K} \right]$	$2,95 \cdot 10^{-6}$ [11]	$0,45 \cdot 10^{-6}$ [70]	$1,6 \cdot 10^{-6}$ [11]	$0,45 \cdot 10^{-6}$ [70]

Tabelle 4.1: Materialparameter für die im Drucksensor verwendeten Schichten (mit E = Elastizitätsmodul, ν = Poissonzahl, ρ = Massendichte, ϵ_r = rel. Dielektrizitätskonstante, α_{th} = thermischer Ausdehnungskoeffizient).

und Stempel sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt. Die meisten sind der Literatur entnommen, nur wenige, wie beispielsweise der Elastizitätsmodul für die Polysiliziumschicht, wurden mittels Messungen an Teststrukturen extrahiert [63]. Für die FEM-Simulationen wurden die in Tabelle 4.1 fett gedruckten Werte verwendet. Die Abmessungen sowie die Schichtdicken der verwendeten Materialien unterliegen Prozeßschwankungen von bis zu 10% und können auch über den Wafer hinweg variieren. Die Geometriedaten wurden mittels REM-Messungen überprüft, sind allerdings dann immer noch mit einer Meßgenauigkeit von ca. 5% behaftet.

Das dreidimensionale FEM-Modell des Drucksensors ist in Abb. 4.4 dargestellt. Zur Modellierung wurden lineare Hexaederelemente mit acht Knoten verwendet, das Bauelement kann aus Symmetriegründen auf eine Viertelstruktur reduziert werden. Bedingt durch Erwärmungs- und Abkühlungsprozesse während des Herstellungsprozesses verbleiben in den einzelnen Materialschichten des Sensors aufgrund ihrer unterschiedlichen thermischen und mechanischen Eigenschaften mechanische Spannungen. Diese prozeßbedingten Vorspannungen bewirken, daß der Sensor bereits ohne äußere Krafteinwirkung aus seiner Nulllage ausgelenkt ist, und beeinflussen ebenfalls sein mechanisches Verhalten. Mechanische Vorspannungen kann man in der FEM-Simulation berücksichtigen, indem man z.B. die einzelnen Materialschichten mit einer Temperaturdifferenz beaufschlägt, die eine entsprechende thermische Ausdehnung bzw. Kontraktion der Schichten und damit die Ausbildung der entsprechenden Vorspannungen zur Folge hat. Meßtechnisch können prozeßbedingte Vorspannungen mittels Waferverbiegungsmessungen bestimmt werden. Hierbei werden die zu vermessenden Materialschichten auf einen Siliziumwafer aufgebracht. Aus der Verbiegung des Wafers mit und ohne Testschicht, die kapazitiv oder interferometrisch bestimmt wird, kann auf die Verspannungen in den einzelnen Schichten geschlossen werden [99]. Die Werte für prozeßbedingte Vorspannungen der verwendeten Materialien wurden in den Labors der Infineon Technologies AG auf diese Weise ermittelt [63].

Abbildung 4.4: FEM-Modell für den mikromechanischen Drucksensor. Aus Gründen der Symmetrie genügt es, ein Viertel des Bauelementes zu simulieren und an den Symmetrieebenen entsprechende Symmetrierandbedingungen anzugeben.



Die simulierten druckabhängigen Kennlinien und Eigenfrequenzen, die mit den in Tabelle 4.1 angegebenen Parametern, den gemessenen Werten für die mechanischen Vorspannungen und den Abmessungen aus dem Layout erhalten werden, sind in Abb. 4.5 bzw. Tabelle 4.2 aufgetragen und den Meßwerten gegenübergestellt. Sowohl bei der druckabhängigen Kapazitätsänderung als auch bei den Werten für die Eigenfrequenzen besteht eine beträchtliche Diskrepanz zwischen Messung und Simulation. Das FEM-Modell ist für alle drei Sensoren mechanisch zu steif, d.h. der Kapazitätshub fällt in den Simulationen kleiner aus als in der Messung, und die simulierten Werte für die Eigenfrequenzen sind für alle Sensoren zu hoch.

Um einen für alle Sensoren gültigen Parametersatz von Material- und Geometrieparametern zu extrahieren, mit dem sich sowohl das statische wie auch das dynamische Verhalten zuverlässig modellieren läßt, wurden umfassende Parameterstudien durchgeführt [159]. Dabei hat sich herausgestellt, daß die mechanischen Vorspannungen nur einen untergeordneten Einfluß auf den Kapazitätshub, d.h. auf die Sensitivität des Sensors haben. Prozeßungenauigkeiten in den Schichtdicken, die bis zu 10% betragen können, wirken sich vor allem in der Polysiliziumschicht aus, da der Sensor sich hauptsächlich im Kragenbereich durchbiegt und der Stempel sich nahezu unverändert absenkt. Ebenso verhält es sich mit Schwankungen im Elastizitätsmodul. Der Einfluß der Stempelschichten kann hier also vernachlässigt werden. Die Dicke der Polysiliziumschicht im Kragenbereich ist hier als besonders kritischer Parameter zu betrachten, da sie wegen der Strukturierung des Stempels, die nach dem Freitätzen der Membran durch die Opferschichtätzung erfolgt, stark variieren kann. Einen ebenso kritischen Parameter stellt die Tiefe der Kavität dar, die wegen des verbleibenden Oxids im Hohlraum und der um bis zu 10% möglichen prozeßabhängigen Schwankungen in der Feldoxiddicke von den Designparametern abweichen kann. Die Sensorkapazität hängt reziprok vom Abstand zwischen Sensormembran und Gegenelektrode ab, weshalb eine Unsicherheit dieses Parameters maßgeblich die Sensi-

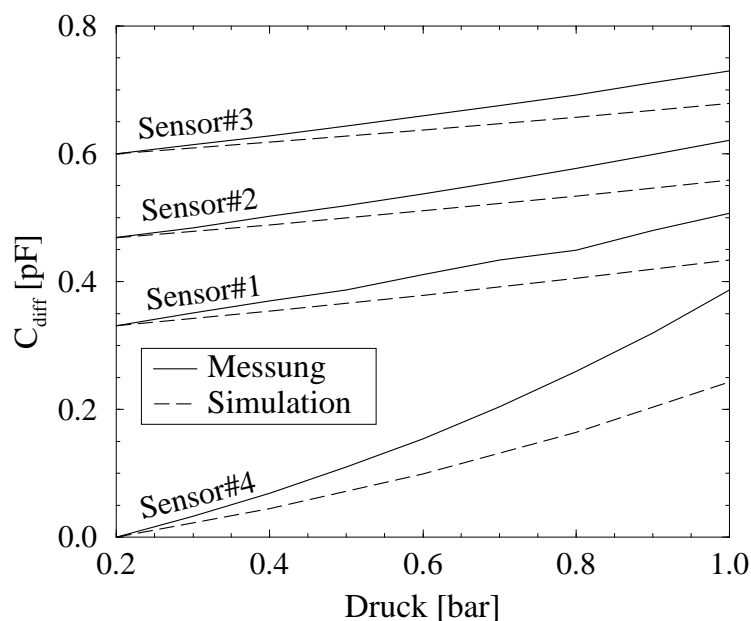


Abbildung 4.5: Druckabhängige Kapazitätsänderung für alle Sensoren: Vergleich zwischen Messung und FEM-Simulation vor der Parameterextraktion und der Kalibrierung des Simulationsmodells.

(Die Kennlinien für verschiedene Sensoren sind der besseren Übersicht halber vertikal gegeneinander verschoben.)

	Sensor#1	Sensor#2	Sensor#3	Sensor#4
$\overline{\delta C}_{exp} [fF/bar]$	224±20	191±10	164±10	490±10
$\delta C_{sim0} [fF/bar]$	129	114	98	304
rel. Fehler	43%	40%	40%	38%
$f_{exp} [MHz]$	1,905±0,04	2,01±0,04	2,13±0,04	1,375±0,04
$f_{sim0} [MHz]$	2,36	2,40	2,71	1,62
rel. Fehler	24%	20%	27%	18%

Tabelle 4.2: Mittlerer Kapazitätshub $\overline{\delta C}$, ermittelt zwischen 0,2 bar und 1 bar, und Eigenfrequenzen f der einzelnen Sensoren: Vergleich zwischen Messung ($\overline{\delta C}_{exp}$, f_{exp}) und FEM-Simulation ($\overline{\delta C}_{sim0}$, f_{sim0}) vor der Kalibrierung des Modells.

tivität beeinflusst. Prinzipiell wird die Höhe der Kavität natürlich auch durch veränderte mechanische Vorspannungen beeinflusst. Die Unsicherheit, die dadurch im Kapazitätshub entsteht, ist aber gegen den Einfluß der Unsicherheit in der Spalthöhe vernachlässigbar. Im Gegensatz zu den Schichtdicken und den Elastizitätsmoduln beeinflusst die Tiefe der Kavität die Eigenfrequenzen der Sensoren nicht.

Die Massendichte der Materialien hat nur auf die Eigenfrequenzen Einfluß. Sie wird maßgeblich vom Herstellungsprozeß abhängen, und es existieren in der einschlägigen Literatur bereits einige Daten hierzu (s. Tabelle 4.1).

Ein weiterer Parameter, der das Sensorverhalten beeinflusst, ist die Breite des freigeätzten Kragens, die über die Strukturierung des Stempels festgelegt wird. Durch Ungenauigkeiten in der Maskierung und Schwankungen in der Unterätzung kann es hier zu Abweichungen von $\pm 0,5 \mu m$ am unteren Rand des Kragens und bis zu $\pm 0,9 \mu m$ am oberen Kragenrand kommen. Aus Tabelle 4.2 ist zu ersehen, daß der relative Fehler zwischen Simulation und Messung für Sensoren unterschiedlicher Geometrie verschieden groß ist. Die Unsicherheit in der lateralen Unterätzung, d.h. in der Kragenbreite, ist bei allen Sensorgeometrien vom Betrag her gleich, wirkt sich aber wegen des unterschiedlichen Verhältnisses von Stempel zu Gesamtfläche unterschiedlich stark aus [159]. Gemäß dieser Erkenntnisse wurden nun die für das Sensorverhalten relevanten Parameter „Polysiliziumschichtdicke im Kragenbereich“, „Hohlraumtiefe“ und „Kragenbreite“ in dem durch die Prozeßunsicherheiten vorgegebenen Parameterraum variiert. Für die Massendichten der Stempelschichten wurden die in Tabelle 4.1 angegebenen Variationsbreiten angenommen.

Mit den in Tabelle 4.1 fett gedruckten Werten sowie den laut Tabelle 4.3 veränderten Werten für die oben variierten Geometrieparameter, die alle innerhalb der Toleranzen liegen und z.T. durch spätere REM-Messungen (Hohlraumtiefe) bestätigt wurden [63], erhält

	Polydicke (Kragenbereich)	Kragenbreite	Hohlraumtiefe
Änderung	-8%	+0,22 μm	-7,7%

Tabelle 4.3: Änderung der Parameter gegenüber den im Layout angegebenen Werten. Alle Variationen liegen innerhalb der angegebenen Toleranzen.

	Sensor#1	Sensor#2	Sensor#3	Sensor#4
$\overline{\delta C}_{exp} [fF/bar]$	224±20	191±10	164±10	490±10
$\delta C_{sim(kal)} [fF/bar]$	218	188	163	485
rel. Fehler	2,6%	1,6%	0,7%	1,0%
$f_{exp} [MHz]$	1,905±0,04	2,01±0,04	2,13±0,04	1,375±0,04
$f_{sim(kal)} [MHz]$	1,90	2,02	2,14	1,37
rel. Fehler	0,1%	0,2%	0,5%	0,4%

Tabelle 4.4: Mittlerer Kapazitätshub $\overline{\delta C}$, ermittelt zwischen 0,2 bar und 1 bar, und Eigenfrequenzen f der einzelnen Sensoren: Vergleich zwischen Messung ($\overline{\delta C}_{exp}$, f_{exp}) und FEM-Simulation nach der Kalibrierung der Parameter ($\delta C_{sim(kal)}$, $f_{sim(kal)}$).

man die Ergebnisse, die in Abb. 4.6 und Tabelle 4.4 dargestellt sind.

Sowohl die statischen Kennlinien als auch die Werte für die Eigenfrequenzen für alle vier Sensorgeometrien stimmen hervorragend mit den Messungen überein, was zeigt, daß dieses Simulationsmodell eine gute Basis für weitere Untersuchungen, wie Design- und Optimierungsstudien oder elektromechanische Simulationen, (s. Kap. 4.2.3) bildet. Ferner ist es mit Hilfe dieser Ergebnisse möglich, die für das Sensorverhalten relevanten Parameter zu identifizieren. Dies ist wichtig, um auch später auf Systemebene mittels inverser Modellierung auf systematische Weise die Modelle kalibrieren zu können (s. Kap. 5.2.1).

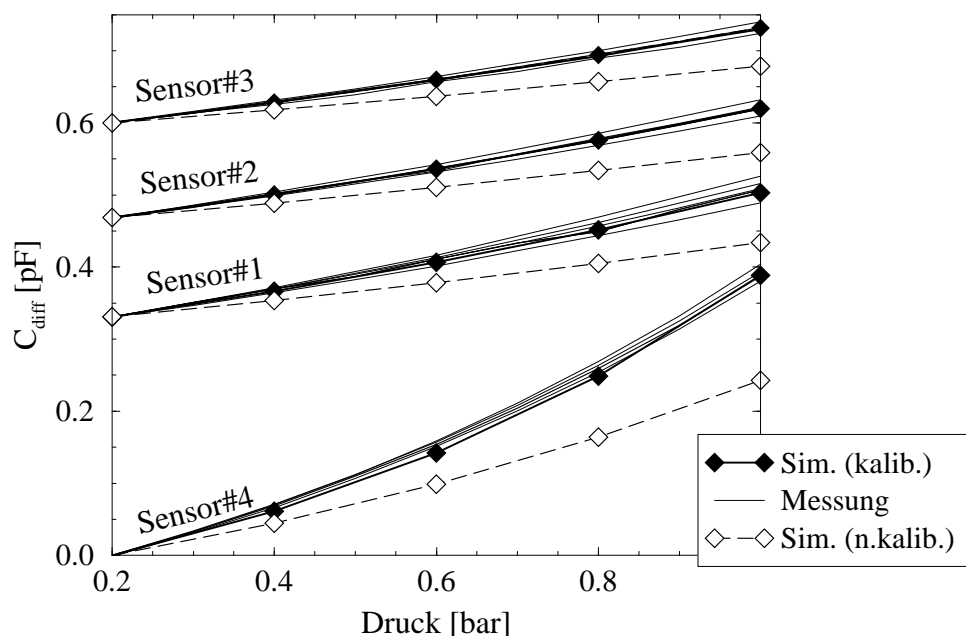
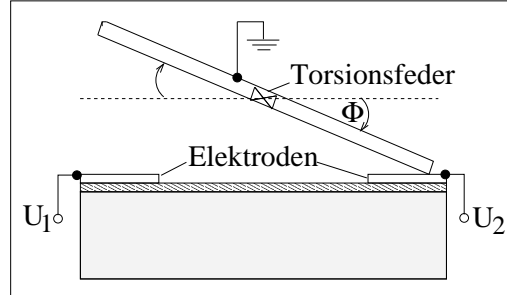


Abbildung 4.6: Druckabhängige Kapazitätsänderung für alle Sensoren: Vergleich zwischen Messung und FEM-Simulation nach der Kalibrierung des Simulationsmodells. Für jede Sensorgeometrie ist eine Schar von Messungen von Sensoren auf unterschiedlichen Wafern dargestellt; die Kennlinien für verschiedene Sensorgeometrien sind der besseren Übersicht halber vertikal gegeneinander verschoben dargestellt.

4.2 Elektromechanisch gekoppelte Probleme

4.2.1 Problemdefinition

Die Kopplung zwischen Elektrostatik und Mechanik über die Grenzfläche zwischen beiden physikalischen Domänen ist in mikromechanischen Bauelementen ein häufig zu bearbeitendes Problem, da sie hier aufgrund der Kleinheit der Strukturen und der daraus resultierenden kleinen Abstände oft als Antriebsprinzip verwendet wird, beispielsweise bei Mikrospiegeln, Mikrorelais, Mikropumpen und Sensoren wie Gyroskopen. Die Anregung einer Struktur erfolgt hier mittels einer elektrostatischen Kraft, die sich aufgrund einer elektrostatischen Potentialdifferenz zwischen auslenkender Struktur und einer sich in einem gewissen Abstand dazu befindlichen Gegenelektrode ausbildet. Abb. 4.7



veranschaulicht dieses Antriebsprinzip schematisch anhand eines elektrostatisch auslenkbaren Torsionsspiegels.

Abbildung 4.7: Schematischer Querschnitt eines elektrostatisch auslenkbaren Torsionsspiegels. Die Auslenkung erfolgt über die Potentialdifferenz zwischen beweglicher Spiegelstruktur und Gegenelektrode.

Das Gesamtproblem lässt sich beschreiben mit Hilfe der mechanischen Grundgleichungen (siehe z.B. [72]):

$$\epsilon = \frac{1}{2} (\nabla \vec{u} + \nabla^T \vec{u}) \quad (4.11)$$

$$\sigma = \mathbf{C} \cdot \epsilon \quad (4.12)$$

$$\text{Div } \sigma(\vec{u}, \vec{E}) + \vec{f} = \rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} \quad (4.13)$$

der Poissongleichung für die elektrostatische Domäne:

$$\Delta \psi = \frac{\rho_{el}}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad (4.14)$$

und der Koppelbedingung an den Grenzflächen:

$$\vec{n} \cdot \sigma(\vec{u}) = \vec{g} \quad \text{mit } \vec{g} = \frac{1}{2} \vec{D} (\vec{E} \cdot \vec{n}) \quad (4.15)$$

Hierbei sind \vec{u} der Vektor der mechanischen Verschiebungen, ϵ der Tensor der mechanischen Dehnungen, σ der mechanische Spannungstensor, \mathbf{C} der Tensor der mechanischen Materialeigenschaften, \vec{f} die Volumenkräfte, ρ die Massendichte, \vec{E} die elektrische Feldstärke, \vec{D} die dielektrische Verschiebung, ψ das elektrische Potential, ρ_{el} die elektrische Ladungsdichte, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante für das Vakuum, ϵ_r die relative Dielektrizitätskonstante und \vec{n} der Normalenvektor auf der Grenzfläche zwischen den beiden Domänen.

Die elektromechanische Kopplung ist eine bidirektionale Kopplung, d.h. die mechanische Verformung der Struktur beeinflusst die elektrische Feldverteilung der Anordnung und damit die elektrostatischen Oberflächenkräfte und umgekehrt. Durch Bedingung 4.15 wird das gekoppelte System zu einem hoch nichtlinearen Problem, was sich in den inhärent in allen elektromechanisch betriebenen Aktoren auftretenden Phänomenen der elektromechanischen Instabilität („Snap-in“, „Einschnappen“) und der Hysterese ausdrückt.

Das plötzliche Einschnappen einer elektrostatisch ausgelenkten mechanischen Struktur erfolgt dann, wenn die mechanische Rückstellkraft die elektrostatische Anziehungskraft nicht mehr ausgleichen kann. Dies ist in Diagramm 4.8 veranschaulicht, in dem beide Kräfte als Funktion der Auslenkung d dargestellt sind. An den Schnittpunkten herrscht

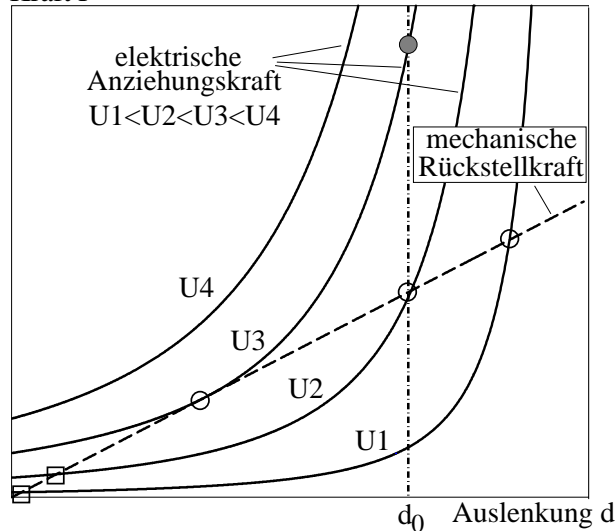


Abbildung 4.8: Mechanische und elektrostatische Kräfte in Abhängigkeit von der Auslenkung der mechanischen Struktur (qualitatives Verhalten). Der Scharparameter für die elektrostatische Kraft ist die elektrische Spannung.

Kräftegleichgewicht, dabei bezeichnen die Quadrate in Abb. 4.8 die stabilen, und die unausgefüllten Kreise die instabilen Schnittpunkte. Für genügend kleine Spannungen können immer stabile Schnittpunkte gefunden werden. Erhöht man ausgehend von der unausgelenkten Struktur nun die elektrische Spannung, so wandern die stabilen Gleichgewichtspunkte weiter nach rechts, bis sich beide Kraftkurven gerade noch berühren. An diesem Punkt wird die Anordnung instabil und die mechanische Struktur schlägt an die Gegenelektrode bei $x = d_0$ an (ausgefüllter Kreis). Man kann zeigen, daß diese kritische Auslenkung nur von der Geometrie der Anordnung, nicht aber von der angelegten Spannung oder der mechanischen Steifheit der Struktur abhängt (bei Plattenkondensatorgeometrie ist z.B. $u_{max} = 1/3 \cdot d$), und daß die Spannung, bei der die Struktur anschlägt, bei gegebener Geometrie proportional zur Wurzel der mechanischen Steifheit ist [68]. Verringert man die elektrische Spannung wieder, so liegt die bewegliche Elektrode solange an der Gegenelektrode an, bis elektrische und mechanische Kraft wieder gleich sind ($U = U_2$ in Abb. 4.8). Die Loslösespannung ist immer geringer als die Spannung, bei der das Anschlagen erfolgt, was als elektromechanische Hysterese bezeichnet wird und, zusammen mit der elektromechanischen Instabilität, das Betriebsverhalten aller elektromechanisch betriebenen Bauelemente kennzeichnet. Die elektromechanische Instabilität bewirkt nun, daß auch die Simulation unter diesen Bedingungen instabil wird und nicht mehr konvergiert.

Simulationstechnisch sind zur Modellierung des Betriebsverhaltens elektromechanischer Bauelemente also das Problem großer Deformation der Simulationsgebiete und des Anschlagens der Struktur an die Gegenelektrode zu lösen sowie die Frage nach einer robusten Lösungsstrategie zur Behandlung der elektromechanischen Instabilitäten und des

Anschlagproblems zu beantworten.

4.2.2 Ansätze zur Modellierung elektromechanisch gekoppelter Probleme

Zur Modellierung oberflächengekoppelter Probleme bietet sich, wie bereits in Kap. 4.1.2 dargelegt, ein partitionierter Ansatz an, da dann für die hier nicht überlappenden physikalischen Domänen jeweils bereits bestehende, speziell angepaßte Simulatoren verwendet werden können. Im Falle elektromechanisch gekoppelter Effekte sind dies Finite-Element-Methoden (FEM) zur Berechnung der Strukturmechanik und Randelementeverfahren („boundary element method“: BEM) oder ebenfalls FE-Verfahren für die elektrostatische Domäne. Randelementeverfahren bieten den Vorteil, daß, im Unterschied zur FEM, nicht der gesamte elektrische Feldraum um die Elektroden, sondern nur deren Ränder vernetzt werden müssen, was bei den oft unbegrenzten Simulationsgebieten in der Elektrostatik den Vernetzungsaufwand beträchtlich reduziert. Mittels speziell eingesetzter Methoden wie beispielsweise Multipolentwicklung oder anderen Beschleunigungstechniken können die Randelementeverfahren weiter verbessert und effizienter gemacht werden, so daß diese Verfahren den Finite-Element-Methoden in der Berechnung elektrostatischer Probleme oft überlegen sind (z.B. [4]).

Die Kopplung zwischen mechanischer und elektrischer Domäne wird über den in Abb. 4.9 skizzierten, iterativen Lösungsansatz realisiert. In jedem Iterationsschritt werden die aus der elektrostatischen Feldberechnung gewonnenen elektrostatischen Kräfte an den Struktursimulator übergeben, wo im Gegenzug die dadurch bedingten mechanischen Verformungen berechnet und als geänderte geometrische Randbedingung an die elektrostatische Domäne zurückgegeben werden, bis ein Gleichgewichtszustand erreicht ist.

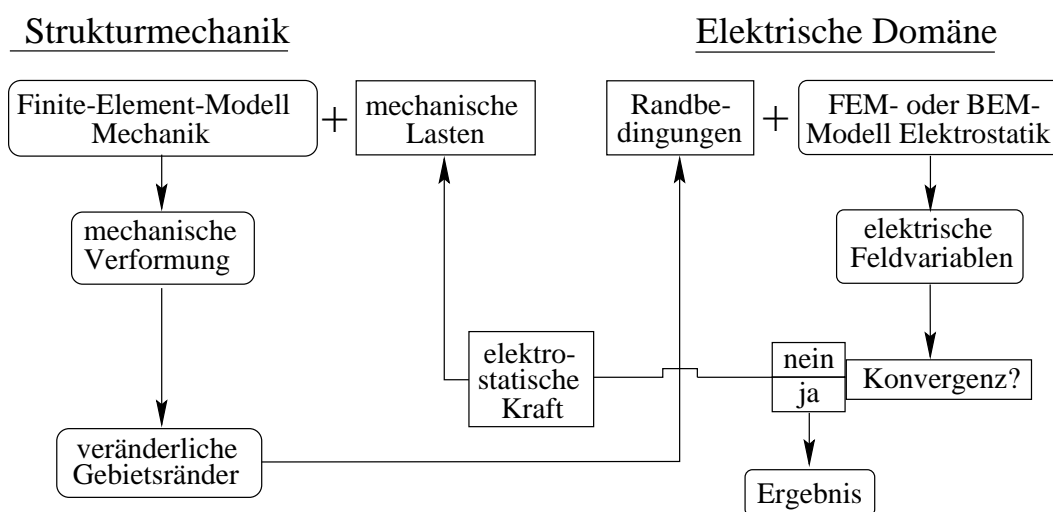


Abbildung 4.9: Schema zur iterativen Lösung elektromechanisch gekoppelter Probleme. Die Berechnungen in der elektrischen Domäne können mittels Finiter-Elemente- oder Randelementeverfahren erfolgen.

Ein partitionierter Lösungsansatz dieser Art ist mittlerweile in verschiedene Simulationsumgebungen implementiert (z.B. CFDRC [25], INTELLISENSE [61], MEMCAD [78], SOLIDIS [120]), wobei in den meisten Fällen Randelementmethoden für die elektrostatische Domäne verwendet werden. Der Nachteil der partitionierten Verfahren ist allerdings, daß sie im Falle straffer Kopplung und in der Nähe von instabilen Lösungen, wie beispielsweise der mechanischen Instabilität mit Anschlagen einer beweglichen Struktur an eine feste Elektrode, nur schwer, langsam oder unter gewissen Umständen auch überhaupt nicht konvergieren. Diese Schwierigkeit kann umgangen werden, indem statt der elektrischen Spannung die elektrische Ladung als Steuerparameter eingeführt wird und dadurch der Konvergenzbereich des Iterationsverfahrens erweitert wird [68, 69] (siehe auch Kap. 4.1.2). Ausgehend von einem einfach zu berechnenden Anfangszustand gelangt man durch die Änderung des Homotopieparameters, hier der elektrischen Ladung, über eine kontinuierliche Folge von Zwischenschritten zum gewünschten Betriebszustand. Durch den Wechsel von Spannungs- zu Ladungssteuerung wird es möglich, auch instabile Arbeitspunkte ohne Konvergenzschwierigkeiten zu berechnen. Das Homotopieverfahren wird dabei als äußere Schleife um die Iterationsschleife der elektromechanisch gekoppelten Simulation realisiert (Details hierzu siehe [68]).

In dieser Arbeit wird zur Berechnung der elektromechanisch gekoppelten Probleme ein partitionierter, iterativer Ansatz gemäß Abb. 4.9 verwendet, wobei die äußere Iteration mittels eines relaxierten Gauß-Seidel-Verfahrens durchgeführt wird. Dabei wird ein semianalytisches Verfahren eingesetzt, d.h. die strukturmechanischen Berechnungen werden numerisch mit Hilfe des FEM-Programms ANSYS [7] durchgeführt, die elektrostatische Anziehungskraft erhält man analytisch mittels der sogenannten „differentiellen Plattenkondensator-Näherung“. Hier werden die beiden Elektroden in kleine Elemente unterteilt, wobei jedes für sich als paralleler Plattenkondensator aufgefaßt werden kann, so daß sich die Kraft auf die Elektroden analytisch berechnet läßt:

$$F_i = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_r A_i \frac{U^2}{d_i^2} \quad (4.16)$$

(mit F_i = Kraft auf i.-tes Kondensatorelement, ε_0 , ε_r = Dielektrizitätskonstante des Vakuums bzw. relative Dielektrizitätskonstante, U = elektrische Spannung, d_i = lokaler Abstand der Elektroden, A_i = Fläche des i-ten Elements). Dieses Verfahren bietet eine große Rechenzeiterparnis, da es die elektrische Feldberechnung umgeht, kann aber nur dann angewendet werden, wenn die Deformationen der Struktur viel kleiner als ihre lateralen Dimensionen sind. Dies ist in vielen mikromechanischen Strukturen, wie auch bei den in dieser Arbeit betrachteten Bauelementen, gegeben. Für Strukturen, wie beispielsweise Torsionsspiegel, bei denen inhomogene Feldverteilungen auftreten, ist diese Näherung jedoch weniger geeignet. Die Fehler, die aufgrund der Plattenkondensatornäherung in diesen Feldbereichen auftreten, werden zu groß, so daß die elektrostatischen Anziehungskräfte dann über eine exakte elektrische Feldberechnung ermittelt werden müssen, um zuverlässige Ergebnisse gewährleisten zu können.

4.2.3 Beispiel: Spannungsabhängige Charakterisierung des BiCMOS-integrierten mikromechanischen Drucksensors

Der betrachtete mikromechanische Drucksensor wurde spannungsabhängig charakterisiert, mit dem Ziel, die druckabhängige Charakterisierung durch eine weniger aufwendige elektrische zu ersetzen und eine geeignete und zuverlässige Meßvorschrift dafür abzuleiten. Aufgrund der elektrischen Spannung zwischen Sensormembran und Gegenelektrode und der damit wirkenden elektrostatischen Anziehungskraft lenkt sich die Membran in Richtung der Gegenelektrode aus. Es handelt sich also um ein typisches elektromechanisch gekoppeltes Problem, d.h. die Größe der Membranauslenkung hängt von der elektrostatischen Anziehung ab und umgekehrt. Die hier relevanten Auslenkungen sind allerdings so klein, daß die elektromechanische Instabilität in diesem Fall für die Anwendung keine Rolle spielt.

Um die Kennlinie zu modellieren, wird gemäß des in Abb. 4.9 skizzierten iterativen Ansatzes vorgegangen, wobei die Berechnung der elektrostatischen Anziehungskräfte analytisch mittels Differentialplattenkondensatornäherung erfolgt. In Abb. 4.10 wird die damit erhaltene Kapazitätskennlinie beispielhaft für Sensor#1 mit Messungen verglichen. In den Messungen wurde die angelegte Spannung sowohl an der Sensormembran („nwell low“)

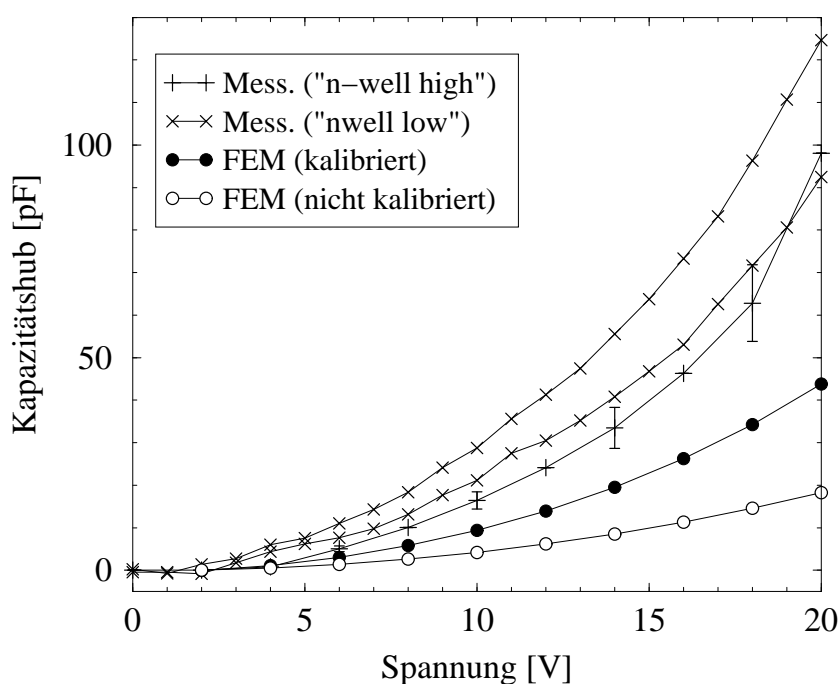


Abbildung 4.10: Kapazitätsänderung des Drucksensors aufgrund einer Spannungsänderung zwischen Polysiliziummembran und Gegenelektrode (Differenzsignal zwischen Sensor- und Referenzstruktur): Vergleich zwischen Messung und elektromechanisch gekoppelter FEM-Simulation. Bei den gemessenen Kurven wird unterschieden zwischen „nwell low“ (n-Wanne (Gegenelektrode) auf Masse) und „nwell high“ (Sensormembran auf Masse).

als auch an der Gegenelektrode („nwell high“) variiert. Die Kurve für den Fall „nwell high“ wurde durch Mittelwertbildung aus Messungen von sieben Sensoren auf verschiedenen Chips erhalten – die Fehlerbalken berechnen sich somit aus der Standardabweichung –, für den Fall „nwell low“ stehen jedoch nur zwei Messungen zur Verfügung, die daher beide in Abb. 4.10 dargestellt sind.

Wie Abbildung 4.10 zeigt, besteht, im Gegensatz zu den druckabhängigen Kennlinien, auch nach der Kalibrierung des mechanischen Modells eine starke Diskrepanz zwischen den Ergebnissen der FEM-Simulation und den Messungen. Zudem zeigt sich in den Messungen ein Unterschied, je nachdem, ob man die Spannungsrampe an die Sensormembran oder an die Gegenelektrode (n-Wanne) anlegt. Daß die Kapazitätsänderung von der Polung der angelegten Spannung abhängt, legt nahe, daß sie nicht allein durch die Durchbiegung der Sensormembran zustandekommt, und daher auch nicht allein mittels der oben beschriebenen elektromechanischen Feldkopplung modelliert werden kann, sondern daß auch das genaue, spannungsabhängige Verhalten der elektrischen Struktur im Siliziumsubstrat einen maßgeblichen Einfluß auf die Kapazitätskennlinie hat.

Vergegenwärtigt man sich den Aufbau des Sensors (siehe Abbildung 4.11), so lassen sich verschiedene elektrische Teilstrukturen identifizieren, die durch unterschiedliche prozess-typische CMOS-Implantationen im Siliziumsubstrat bedingt sind. Die Bereiche I–III bilden MIS-Strukturen (Metall–Isolator–Semiconductor) mit der Polysiliziummembran als Metallkontakt, dem Luftspalt bzw. dem Feldoxid als Isolator und jeweils n- bzw. p-dotiertem Siliziumsubstrat als darunterliegendem Halbleiter. Bereich IV bezeichnet pn-Übergänge zwischen n-Wanne und p-dotiertem Substrat bzw. p-Wanne. Alle Teilstrukturen stellen verteilte, spannungsabhängige Kapazitäten dar, die bei einer Kleinsignalanalyse, wie sie zur Bestimmung der Kapazitätverläufe des Drucksensors durchgeführt wurde, zum Meßsignal beitragen. Die Diskrepanz zwischen Meßsignal und elektromechanisch gekoppelter FEM-Simulation in Abb. 4.10, sowie die Asymmetrie in den Messungen bezüglich der Polung der angelegten elektrischen Spannung zeigen, daß diese parasitären Kapazitäten berücksichtigt werden müssen, was sich qualitativ folgendermaßen erklären läßt:

Die Kleinsignalkapazität von MIS-Strukturen ist u.a. abhängig von der Dicke der Isolatorschicht und der angelegten elektrischen Spannung. Daher ändert sich der Beitrag der parasitären MIS-Kapazitäten beim Sensor zum einen durch eine sich ändernde elektrische Spannung, zum anderen durch die dadurch bewirkte wachsende Durchbiegung der Membran und der damit verbundenen Verkleinerung des Luftspaltes. Mit kleiner wer-

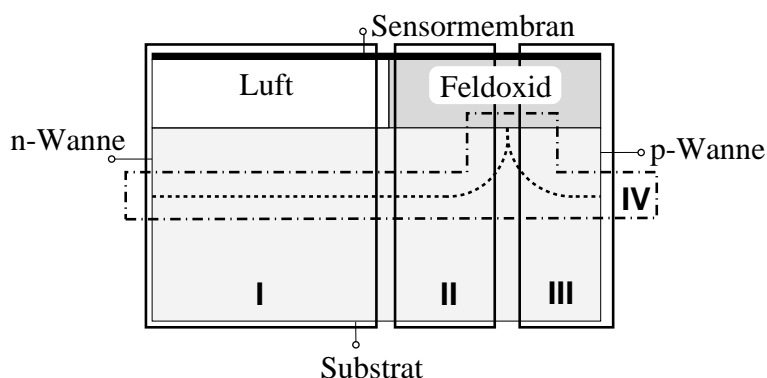


Abbildung 4.11:

Elektrische Teilstrukturen des Drucksensors:
 MIS-Strukturen
 (Luft/n-Wanne (I),
 Feldoxid/n-Wanne (II),
 Feldoxid/p-Wanne (III))
 und pn-Übergänge (IV).

dendem Luftspalt verändern sich aber wiederum die Potentialverhältnisse an der Siliziumoberfläche und somit die MIS-Kapazität. Für die korrekte Modellierung der Kopplung zwischen mechanischer und elektrischer Domäne müssen auch die so hervorgerufenen Ladungsverschiebungen in den verschiedenen Bereichen im Substrat berücksichtigt werden. Letztere können anhand einer Referenzstruktur besonders gut untersucht werden, bei der die Polysiliziummembran fest fixiert ist und sich nicht durchbiegen kann, weshalb die Ladungsverschiebungen alleine durch die Spannungsänderung hervorgerufen werden. Nach Differenzbildung zwischen Sensor und Referenz tragen diese Effekte weiterhin zur Kennlinie bei, und es muß untersucht werden, ob und wie die Meßmethode zu gestalten ist, um zuverlässige Ergebnisse zu erhalten. Dazu müssen folgende Punkte geklärt werden:

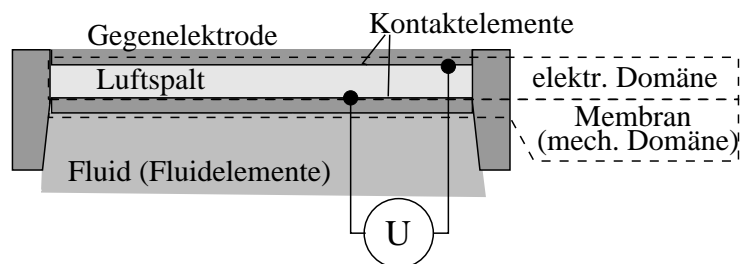
- Wie setzt sich das gemessene Signal zusammen, und wie groß ist der Einfluß der parasitären Kapazitäten auf das Meßsignal? Dabei muß auch untersucht werden, ob und inwiefern sich die elektrischen Teilstrukturen gegenseitig beeinflussen.
- Wie müssen die parasitären elektrischen Effekte in die gekoppelte Simulation einbezogen werden, um eine detaillierte qualitative und quantitative Analyse des Meßsignals durchführen und eine zuverlässige Meßmethode zur elektrischen Charakterisierung des Sensors ableiten zu können?

Um diese offenen Punkte umfassend zu klären, werden in Kap. 4.4 die Finite-Element-Rechnungen mit Halbleiterbauelementesimulationen gekoppelt und durch simulierte Kleinsignalanalysen ergänzt. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen bilden dann die Basis für die Erstellung eines Makromodells des Systems in Kap. 5.2.1.

4.2.4 Beispiel: Elektrostatischer Membrantrieb der Mikromembranpumpe

Auch zur Modellierung des elektrostatischen Membranantriebs der betrachteten Mikromembranpumpe (siehe Abb. 3.10, Kap. 3.2) muß ein elektromechanisch gekoppeltes Problem gelöst werden. Einen schematischen Querschnitt durch die simulierte Struktur zeigt Abb. 4.12. Die Pumpmembran aus Silizium bildet die mechanische Domäne, die elektrische Domäne besteht aus der Anordnung von Pumpmembran und Gegenelektrode, die über einen $40\ \mu\text{m}$ hohen Luftspalt voneinander getrennt sind. Um einen Kurzschluß zwischen beiden Elektroden bei Anschlag der Pumpmembran an die Gegenelektrode zu

Abbildung 4.12: Schematischer Querschnitt durch den elektrostatischen Membrantrieb. Die einzelnen physikalischen Simulationsdomänen sind eingezeichnet.



verhindern, werden beide mit einer Oxidschicht von ca. $1\ \mu\text{m}$ Dicke beschichtet. Zur Modellierung der elektromechanischen Kopplung wird wieder nach dem in Abb. 4.9 dargestellten Schema vorgegangen. Auch hier kann die elektrostatische Feldberechnung durch eine analytische Berechnung der elektrischen Kraft unter Annahme der differentiellen Plattenkondensatornäherung ersetzt werden, um den Rechenaufwand herabzusetzen. Bei lateralen Abmessungen der Pumpmembran von $5\ \text{mm}$, einer Membrandicke von $3\ \mu\text{m}$ – $5\ \mu\text{m}$ und einer maximalen Auslenkung der Membran von $40\ \mu\text{m}$ (Luftspalthöhe) ist dies in jedem Falle gerechtfertigt. Für die strukturmechanische Berechnung müssen zusätzlich Kontaktelemente eingeführt werden, um das Anschlagen der Membran an die Gegenelektrode berücksichtigen zu können. Kontaktprobleme, oft auch als Hindernisprobleme bezeichnet, können mit Standard-FEM-Simulatoren behandelt werden, erfordern aber einen erhöhten numerischen Aufwand und können, je nach Implementierung, auch Konvergenzschwierigkeiten bereiten. Das Fluid in der Pumpkammer wird über Fluidelemente berücksichtigt, die allerdings lediglich die statische Verschiebung der Flüssigkeit aufgrund eines Volumenzuflusses (oder -abflusses) in die Pumpkammer abbilden und damit eine Kraft auf die Membran ausüben. Es werden Elemente verwendet, die den strukturmechanischen Elementen ähnlich sind, d.h. als Freiheitsgrade ebenfalls Verschiebungen in drei Raumrichtungen besitzen, aber keine Schersteifigkeit aufweisen und im Gegensatz zu den in Kap. 4.3 verwendeten Elementen, keine Geschwindigkeits- und Druckverteilungen im Fluid liefern.

Die Charakterisierung des elektrostatischen Membranantriebs sowohl experimentell als auch durch Modellierung hatte zum Ziel, relevante Betriebsparameter im Hinblick auf die Ableitung eines Kompaktmodelles zu extrahieren. Um alle das Betriebsverhalten bestimmenden Phänomene zu erfassen, wurden quasistatische Analysen durchgeführt, in denen der auf die Membran wirkende Druck bzw. das in die Pumpkammer einströmende Flüssigkeitsvolumen variiert wurden.

Die Abhängigkeit $V(p)$ des durch die Pumpmembran verdrängten bzw. angesaugten

Abbildung 4.13: Durch die Pumpmembran geförder-
tes Flüssigkeitsvolumen in
Abhängigkeit von der anlie-
genden Druckdifferenz, mit
und ohne elektrische Span-
nung zwischen Membran und
Gegenelektrode.

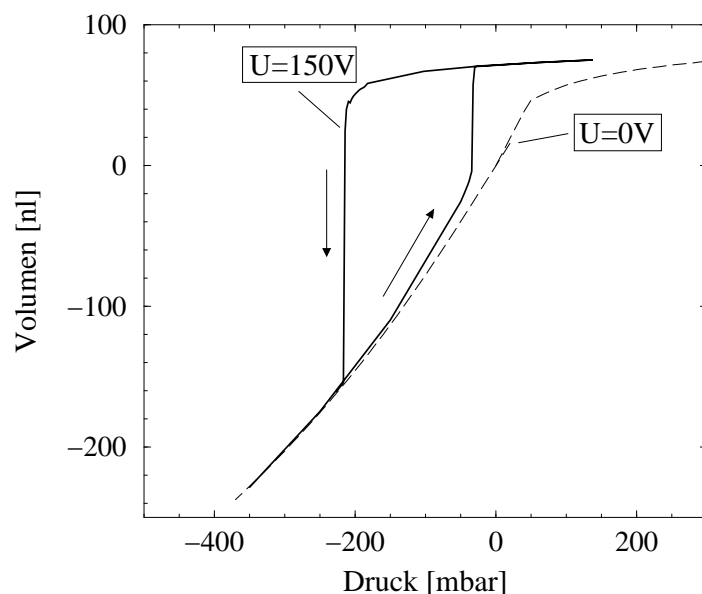
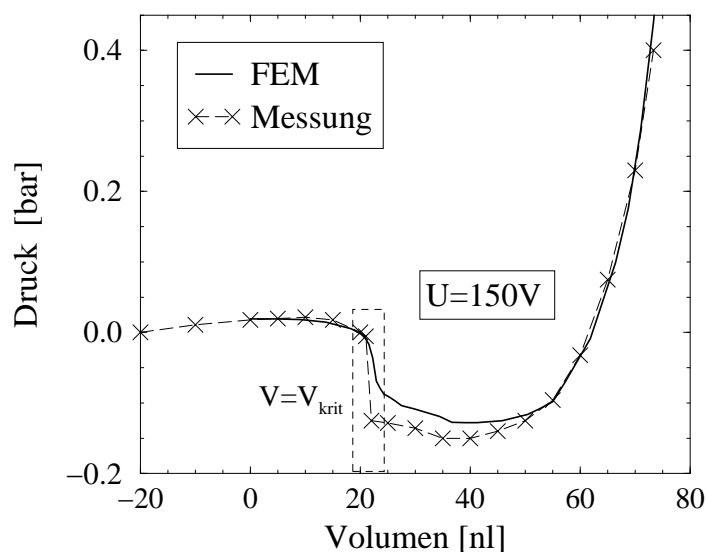


Abbildung 4.14: Druck unter der Membran bei definiertem Volumeneinlaß in die Pumpkammer. Bei einem kritischen Volumen V_{krit} erhält man den instabilen Bereich der Kennlinie.



Flüssigkeitsvolumens V vom Druck p , der auf die Membran wirkt, ist in Abb. 4.13 aufgetragen. Für die Kennlinie ohne angelegte elektrische Spannung zwischen Membran und Gegenelektrode ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit gemessenen Werten [38, 160]. Hierbei wurde lediglich die Dicke der Oxidschichten, die prozeßbedingt nur bis auf einige Prozent genau bekannt ist, angepaßt. Die Kennlinie mit angelegter Spannung (typischerweise 150 V) zeigt die für elektrostatisch angetriebene Bauelemente typischen Phänomene der elektromechanischen Instabilität bzw. des elektrostatischen „Snap-in“ und der Hysterese. Ist eine bestimmte kritische Druckdifferenz, hier -33 mbar, erreicht, gibt es keine stabile Gleichgewichtslage der Membran mehr, und sie schnappt gegen die Gegenelektrode. Wird der anliegende Druck wieder reduziert, löst sich die Membran erst wieder bei einem weitaus geringeren Wert von der Gegenelektrode, die Kennlinie zeigt eine Hysterese.

Die instabilen Bereiche der Kennlinie werden zugänglich, indem man einen definierten Volumenzustrom in die Pumpkammer leitet und den sich einstellenden Druck unterhalb der Membran mißt [38, 160]. Die resultierende Kennlinie $p(V)$ ist in Abb. 4.14 abgebildet. In der Simulation wird eine definierte Volumenänderung unter der Membran vorgegeben und der daraus resultierende Druck auf die Membran berechnet². Man beobachtet, daß es bei gleichbleibender Flüssigkeitsmenge zu einem plötzlichen Unterdruck in der Pumpkammer kommt, wenn ein kritisches Volumen V_{krit} erreicht ist. Mittels der Finite-Element-Rechnungen kann detailliert untersucht werden, wie die Membran am elektromechanisch instabilen Punkt gegen die Gegenelektrode schnappt. Abb. 4.15 zeigt, daß sich hier die Biegelinie der Membran so ändert, daß sie in der Mitte an der Gegenelektrode anliegt und sich gleichzeitig im Randbereich von ihr entfernt. So kommt es zu einer Umverteilung des Fluids unter der Membran und bei gleichbleibendem Flüssigkeitsvolumen zu einem plötzlichen Unterdruck in der Pumpkammer. Dies geschieht dadurch, daß die elektrischen Kräfte in der Mitte der Membran aufgrund des kleiner werdenden Abstandes zur Gegenelektrode stärker anwachsen als im Randbereich (sog. „Shape Snapping“).

² Die Volumensteuerung in der Simulation kann demnach auch als Homotopieverfahren mit dem Volumen V als Homotopieparameter aufgefaßt werden (vgl. Kap. 4.1.2).

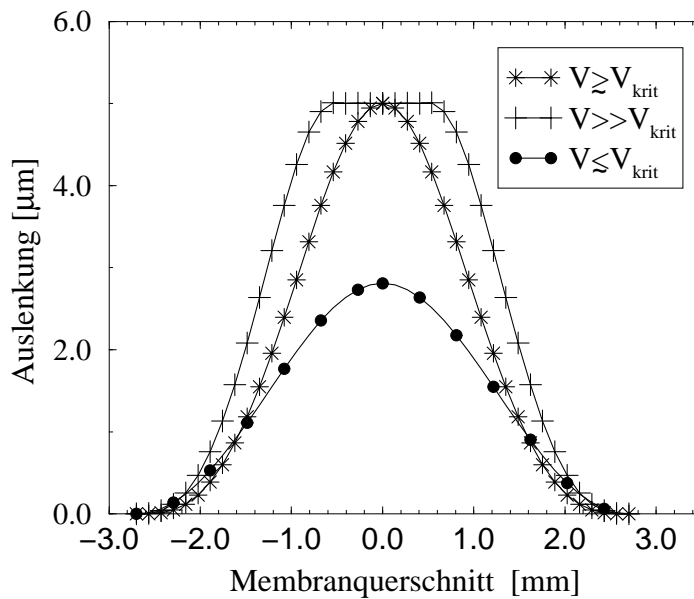


Abbildung 4.15: Änderung der Biegeform der Membran nach dem Anschlagen der Membran an die Gegenelektrode beim kritischen Volumen $V = V_{krit}$. Die Membran schnappt in der Mitte gegen die Gegenelektrode und entfernt sich gleichzeitig im Randbereich von ihr, so daß es zu einer Umverteilung des Fluids in der Pumpkammer bei nahezu gleichbleibendem Volumen kommt.

Bei weiter wachsendem Fluidvolumen schmiegt sich die Membran lediglich weiter an die Gegenelektrode an, und es kommt zu einer Druckerhöhung unterhalb der Membran.

Das „Shape Snapping“, der Punkt in der Kennlinie, an dem die Membran gegen die Gegenelektrode schlägt, sowie die Hysterese sind charakteristische Größen für das Betriebsverhalten des elektrostatischen Membranantriebs der Mikropumpe und daher wichtige Kenngrößen für die Optimierung des Bauelementes und die Ableitung eines Kompaktmodelles, die nach einer einfachen Kalibrierung der druckabhängigen Kennlinie direkt aus den obigen Simulationen entnommen werden können. Damit bildet die Simulation eine zuverlässige Grundlage für die in Kap. 5.2.2 vorgestellten physikalisch basierten Kompaktmodelle.

4.3 Fluid-Struktur-Wechselwirkung

In vielen Mikrosystemen und -bauelementen bestimmt die Fluid-Struktur-Wechselwirkung maßgeblich das Betriebsverhalten, und zwar nicht nur in mikrofluidischen Systemen wie beispielsweise Mikropumpen oder Mischern, sondern auch in allen dynamisch betriebenen, mechanischen Mikrostrukturen, die aufgrund der Wechselwirkung zwischen dem sie umgebenden Medium, meist Luft, und mechanischer Struktur mehr oder weniger stark gedämpft werden, oder deren Eigenfrequenz aufgrund der Kompressibilität oder der Massenträgheit des Fluids verändert wird.

Die Fluid-Struktur-Wechselwirkung stellt, wie die elektromechanische Kopplung, ein bidirektional gekoppeltes Problem über die Grenzfläche zwischen fluidischer und mechanischer Domäne dar, d.h. das Fluid übt über diese Grenzfläche Kräfte auf die mechanische Struktur aus, und umgekehrt beeinflusst die sich bewegende Struktur das Strömungsfeld des Fluids. Im allgemeinen ist man bei der Modellierung fluid-mechanisch gekoppelter Probleme mit folgenden Schwierigkeiten konfrontiert:

- Die allgemeinen Bewegungsgleichungen für ein zähes Fluid sind nichtlinear und zu komplex, um für allgemeine Geometrien analytisch gelöst werden zu können. Im allgemeinen wird man daher nicht auf bestehende Lösungen zurückgreifen können, die Modellierung erfordert aber in der Regel einen beträchtlichen numerischen Aufwand, insbesondere bei dreidimensionalen und transienten Problemen.
- Für die Modellierung des gekoppelten Problems existieren noch keine kommerziell erhältlichen Simulatoren, in denen die Gleichungen beider physikalischer Domänen simultan gelöst werden. Bei Lösung des Problems durch Kopplung zweier Simulatoren für die jeweilige physikalische Domäne kann es aber je nach Straffheit der Kopplung zu den in Kap. 4.1 bereits angesprochenen Konvergenzproblemen und Instabilitäten bei der Simulation kommen.
- Die typischen Abmessungen in Mikrosystemen, insbesondere der mittels oberflächenmikromechanischer Verfahren hergestellten, liegen in Bereichen, in denen man an Grenzen für die Anwendbarkeit der Kontinuumstheorie stößt. Seien es herabgesetzte Werte für die kritische Reynoldszahl und effektiv geringere Viskositäten, die in Mikrokanälen gemessen werden, oder nicht mehr geltende Haftbedingungen, wenn die mittlere freie Weglänge des umgebenden Gases in derselben Größenordnung liegt wie die Bauelementeabmessungen (Stichwort „verdünnte Gase“) – im Bereich der Mikrosystemtechnik müssen die aus makroskopischen Betrachtungen gewonnenen Theorien kritisch hinterfragt und auf ihre Anwendbarkeit hin überprüft werden.

Ausgangspunkt für die Modellierung der Fluid-Struktur-Wechselwirkung sind die fluidischen Gleichungen in Verbindung mit den strukturmechanischen Gleichungen (siehe Kapitel 4.2) und den Koppelbedingungen an den Grenzflächen zwischen beiden physikalischen Domänen. Daher wird zunächst auf die fluidmechanischen Grundgleichungen

eingegangen, die die Basis zur Modellierung bilden. Nach einem Abriss über bereits bestehende Ansätze zur Modellierung von Fluiden im Grenzbereich zwischen Kontinuumsmechanik und Molekulardynamik, folgt ein Überblick und eine Bewertung von Lösungsansätzen für fluidmechanisch gekoppelte Probleme auf kontinuierlicher Feldebene, bevor diese zur Untersuchung der betrachteten Demonstratoren Mikromembranpumpe und gelochte Platten bzw. Membranen angewendet werden.

4.3.1 Fluidmechanische Grundgleichungen

Bewegungsgleichung für zähe Flüssigkeiten

Dynamische Vorgänge in einer idealen Flüssigkeit, d.h. einer Flüssigkeit ohne innere Reibung, lassen sich durch die Eulersche Gleichung der Hydrodynamik beschreiben [46, 73] (es gelte, wie auch im folgenden, die Einsteinsche Summenkonvention):

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) = -\frac{\partial \Pi_{ik}}{\partial x_k} \quad (4.17)$$

mit dem Tensor der Impulsstromdichte Π_{ik} und mit \vec{v} und ρ als der Geschwindigkeit bzw. der Dichte des Fluids. Für ideale Flüssigkeiten gilt $\Pi_{ik} = p\delta_{ik} + \rho v_i v_k$, wobei p den Druck im Fluid bezeichnet. Dieser Tensor charakterisiert den Impulsstrom durch reversiblen Impulsübertrag zwischen den Flüssigkeitsteilchen. In realen Fluiden tritt zusätzlich aufgrund ihrer Zähigkeit ein irreversibler Impulsübertrag von Orten höherer Geschwindigkeit zu Orten niedrigerer Geschwindigkeit auf. Dem trägt man durch einen zusätzlichen Term σ'_{ik} im Tensor der Impulsstromdichte Rechnung: $\Pi_{ik} = p\delta_{ik} + \rho v_i v_k + \sigma'_{ik}$. σ'_{ik} heißt zäher Spannungs- oder Reibungstensor und hängt linear von den ersten Ableitungen der Geschwindigkeit nach den Koordinaten ab, was gerechtfertigt ist, solange die Geschwindigkeitsgradienten nicht sehr groß sind. Er hat allgemein die Form [46, 73]:

$$\sigma'_{ik} = \eta \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \operatorname{div} \vec{v} \right) + \zeta \delta_{ik} \operatorname{div} \vec{v} \quad (4.18)$$

Die beiden geschwindigkeitsunabhängigen Größen η und ζ werden als Zähigkeitskoeffizienten bezeichnet.

Mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) = 0$ erhält man die Navier-Stokes-Gleichung als allgemeine Bewegungsgleichung für reale Flüssigkeiten:

$$\rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \right) = \rho f_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} \eta \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\zeta - \frac{2}{3} \eta \right) \operatorname{div} \vec{v} \quad (4.19)$$

Externe Kräfte, wie z.B. Beschleunigungskräfte, werden hierbei durch den Term f_i als Volumenkräfte berücksichtigt. Sie hängen im allgemeinen vom Druck p und der Temperatur T in der Flüssigkeit ab und können daher nicht vor die Differentialoperatoren gezogen werden. Meist ist jedoch die Änderung der Zähigkeitskoeffizienten im Fluid zu vernachlässigen, so daß sie als konstant angesehen werden können und sich Gleichung 4.19

in vektorieller Form folgendermaßen schreiben läßt:

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} \right] = \rho \vec{f} - \text{grad } p + \eta \Delta \vec{v} + \left(\zeta + \frac{\eta}{3} \right) \text{grad } \text{div } \vec{v} \quad (4.20)$$

Die linke Seite der Gleichung enthält Inertialterme, die rechte Druckgradienten und Zähigkeitsterme. Sie vereinfacht sich für inkompressible Flüssigkeiten ($\text{div } \vec{v} = 0$) weiter zu:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = \vec{f} - \frac{1}{\rho} \text{grad } p + \frac{\eta}{\rho} \Delta \vec{v} \quad (4.21)$$

Inkompressible Flüssigkeiten werden also lediglich durch einen Koeffizienten, die Scherviskosität η , beschrieben. Die Volumen- oder Kompressibilitätsviskosität ζ , auch „zweite Zähigkeit“ genannt, tritt nur bei kompressiblen Fluiden in Erscheinung, bei denen Volumenänderung möglich ist. Sie ist im allgemeinen in derselben Größenordnung wie die Scherviskosität [73]. Für Newtonsche Fluide (die Scherspannungen sind proportional zu den Geschwindigkeitsgradienten) kann i.a. mit der Stokes Hypothese gearbeitet werden, nach der zwischen Scher- und Volumenviskosität die Beziehung $2\eta + 3\zeta = 0$ besteht. Gleichung 4.20 wird damit zu

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} \right] = \rho \vec{f} - \text{grad } p + \eta \Delta \vec{v} - \frac{\eta}{3} \text{grad } \text{div } \vec{v} \quad (4.22)$$

Eine wichtige Kenngröße für Strömungen in zähen Flüssigkeiten ist die dimensionslose Reynoldszahl:

$$\Re = \frac{\rho v_0 l_0}{\eta} \quad (4.23)$$

wobei ρ die Dichte und η die Zähigkeit des Fluids, v_0 eine charakteristische Geschwindigkeit und l_0 eine charakteristische Länge der Strömung bezeichnen. Die Reynoldszahl stellt ein Maß für das Verhältnis von Trägheits- zu Reibungskräften in der Strömung dar und kennzeichnet damit den Übergang zwischen laminarer und turbulenter Strömung. Für kleine Reynoldszahlen dominieren die Reibungskräfte, d.h. es herrscht laminare Strömung. Ab einer kritischen Reynoldszahl $\Re_{krit} \gg 1$ überwiegen die Trägheitskräfte, und die Strömung wird turbulent. \Re_{krit} hängt von der Strömungsgeometrie ab und liegt beispielsweise im Falle einer Strömung durch ein zylindrisches Rohr bei ca. 2300. In mikromechanischen Strukturen sind die Strömungen aufgrund der kleinen Abmessungen oft laminar.

Zusammen mit Materialgesetzen $(\rho(p, T), \eta(p, T))$ liefert die Navier-Stokes-Gleichung 4.22 drei Gleichungen für vier Unbekannte: drei Geschwindigkeitskomponenten v_i ($i = 1, 2, 3$) und Druck p . Ergänzt durch die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0, \quad (4.24)$$

die die Massenerhaltung einer Flüssigkeit ausdrückt, läßt sich dann die Bewegung eines zähen Fluids vollständig beschreiben.

Fluid-Struktur-Wechselwirkung: Koppelbedingungen

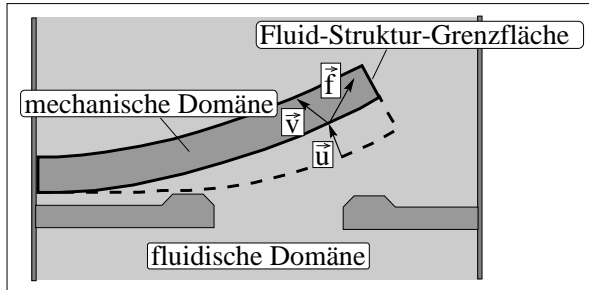


Abbildung 4.16: Schematische Darstellung eines fluid-mechanisch gekoppelten Problems: An der Grenzfläche Fluid-Struktur müssen Koppelbedingungen für die Kräfte \vec{f} , die Verschiebungen \vec{u} und die Geschwindigkeiten \vec{v} erfüllt sein.

Wie bei der elektromechanischen Kopplung erfolgt auch bei der Fluid-Struktur-Wechselwirkung die Kopplung über die Grenzfläche zwischen den beiden beteiligten physikalischen Domänen. Dies ist in Abb. 4.16 veranschaulicht. Im allgemeinen handelt es sich hierbei um ein bidirektional gekoppeltes Problem, d.h. das Fluid übt auf die sich bewegende mechanische Struktur eine Kraft aus, wodurch diese deformiert wird, und dann wiederum die Geschwindigkeits- und Druckverteilung im Fluid beeinflusst. An der Grenzfläche Struktur-Fluid müssen daher folgende Koppelbedin-

gungen für die Kräfte f_i , die Verschiebungen u_i und die Geschwindigkeiten v_i erfüllt sein³:

$$\vec{u}_s = \vec{u}_f \quad \vec{v}_s = \vec{v}_f \quad \vec{f}_s = \vec{f}_f \quad (4.25)$$

Die Indices s und f stehen hier jeweils für die strukturmechanische bzw. die fluidische Domäne.

Gemäß [46] läßt sich die i -te Komponente K_i der Kraft eines Fluids auf eine angrenzende Fläche im allgemeinsten Fall darstellen als:

$$\begin{aligned} K_i &= \int \Pi_{ik} dF_k \\ &= \int dF \left\{ \left(p + \left(\frac{2}{3}\eta + \zeta \right) \frac{\partial v_l}{\partial x_l} \right) n_i - \eta \left(n_k \frac{\partial v_k}{\partial x_i} + n_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \right) \right\} \end{aligned} \quad (4.26)$$

wobei Π_{ik} den bereits in Kapitel 4.3.1 eingeführten Tensor für Impulsübertrag im Fluid bezeichnet, dF_k das betrachtete Flächenelement und \vec{n} den Einheitsvektor der äußeren Flächennormalen. Der erste Summand stellt den Beitrag des Druckes p im Fluid dar, die weiteren Summanden den Beitrag aufgrund der Scherviskosität des Fluids. Letzterer vereinfacht sich im Falle inkompressibler Medien ($\partial v_l / \partial x_l = 0$) noch weiter.

Im Falle lateral gegenüber einem festen Substrat bewegter Strukturen überwiegt wegen der meist großen Aspectverhältnisse in mikromechanischen Bauelementen (laterale Dimension \gg vertikale Dimension) der zweite Summand. Man erhält dann die sog. Couette-Dämpfung (Gleitfilmdämpfung), bei der die Reaktionskraft proportional zum Geschwindigkeitsgradienten ist, der sich aufgrund der Plattenbewegung im Fluid senkrecht zur Platte ausbildet. Ein typisches Beispiel aus der Mikrosystemtechnik, bei dem dieser Dämpfungsmechanismus eine entscheidende Rolle spielt, sind mikromechanische Kammstrukturen, die u.a. in Resonatoren oder Beschleunigungssensoren eingesetzt werden [27, 164].

³ Falls keine Schlupfrandbedingungen angenommen werden müssen (s. dazu Kapitel 4.3.2)

Für vertikal bezüglich eines Substrats bewegte Strukturen überwiegt die sog. „Squeeze-Film-Dämpfung“ (SQFD), auch als Schmierfilmdämpfung aus der Lagerreibung bekannt. Durch die Kompression des Fluids im Spalt zwischen bewegter und fester Struktur tritt hier zusätzlich zur Dämpfung eine Federkraft auf. Diese Art der Dämpfung bestimmt typischerweise das dynamische Verhalten von vertikal bewegten Bauelementen, wie beispielsweise von Beschleunigungssensoren [122], und wird in den Kapiteln 5.3 und 5.4 detailliert behandelt.

Gleichungen 4.25 und 4.26 bilden zusammen mit den Gleichungen der fluidischen Domäne (Gleichungen 4.22 und 4.24) und der strukturmechanischen Domäne (Gleichungen 4.11–4.13) die Basis für die Modellierung fluid-mechanisch gekoppelter Probleme. Falls allerdings die Abmessungen der Struktur in die Größenordnung der mittleren freien Weglänge der Fluidmoleküle kommen, kann die Kontinuumstheorie nicht mehr uneingeschränkt angewendet werden, und es müssen Schlupf- und „verdünnte Gaseffekte“ einbezogen werden. Auf diese Problematik wird im folgenden Kapitel eingegangen.

4.3.2 Grenzen der Kontinuumstheorie

Die Navier-Stokes-Gleichung 4.22 beruht auf der Kontinuumshypothese und ist daher nur dann uneingeschränkt gültig, wenn die mittlere freie Weglänge λ in einer Flüssigkeit viel kleiner ist als die für die Strömung maßgebliche Abmessung l_0 . In Luft beträgt λ unter Normalbedingungen ca. 65 nm, so daß dies in Mikrobauelementen nicht automatisch gewährleistet ist. Man klassifiziert Gasströmungen diesbezüglich über die Knudsenzahl $Kn = \lambda/l_0$. Unterhalb $Kn = 10^{-3}$ liegt ein Kontinuum, oberhalb $Kn = 10$ Molekularströmung vor. Im Bereich dazwischen spricht man von „verdünnten Gasen“ und nimmt empirisch folgende Einteilung vor, deren Grenzen allerdings je nach Problemgeometrie leicht variieren können [97]:

$Kn \leq 0,001$	$0,001 < Kn \leq 0,1$	$0,1 < Kn \leq 10$	$Kn > 10$
Kontinuumströmung	Schlupfströmung	Übergangsströmung	Molekularströmung

Streng genommen ist nur für den Bereich der Kontinuumsströmung die Anwendung der Navier-Stokes-Gleichung gerechtfertigt, für die anderen Bereiche muß die Boltzmann-Transportgleichung verwendet werden. Hier haben sich bereits einige Methoden zur näherungsweise Berechnung des Stoßintegrals etabliert, weit verbreitet ist z.B. das Bhatnagar-Gross-Krook-Modell (BGK-Modell) [16]. Numerisch effizienter als die Boltzmann-Transportgleichung sind allerdings „Direct-Simulation Monte Carlo“-Methoden (DSMC) [14], die ebenfalls erfolgreich zur Berechnung von Strömungen verdünnter Gase eingesetzt werden (z.B. [18]).

Für den Bereich der Schlupf- und Übergangsströmung ist es auch möglich, Kontinuumsnäherungen abzuleiten, die es erlauben, weiterhin die Navier-Stokes-Gleichung zu verwenden. Ausgehend von den Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie sind lediglich die Randbedingungen für Geschwindigkeit und Temperatur sowie die Modelle für den viskosen Spannungstensor und den Wärmestrom im Vergleich zur Kontinuumstheorie zu modifizieren. Für den Bereich der Schlupfströmung sind die Abweichun-

gen von der Kontinuumsströmung sogar so gering, daß hier die klassische Navier-Stokes-Gleichung verwendet werden kann, der „verdünnte Gas-Effekt“ wird hier lediglich über modifizierte Randbedingungen berücksichtigt [13]. Dies drückt sich aus in Geschwindigkeitsschlupf und einem Temperatursprung an der Grenzfläche Gas-Wand, die durch die größere mittlere freie Weglänge der Moleküle und der damit verbundenen reduzierten Zahl an Stößen zustandekommen. In den hier betrachteten Situationen spielen Temperaturdifferenzen keine oder nur eine sehr untergeordnete Rolle, daher wird im weiteren Verlauf nur auf die modifizierten Geschwindigkeitsrandbedingungen eingegangen. Ausgehend von einer Analyse des Impulsübertrages von Gasmolekülen auf eine isotherme Oberfläche erhält man aus der Beziehung für die Schlupfgeschwindigkeit u_s des Fluids in der Nähe einer Wand, die sich mit der Geschwindigkeit u_w bewegt

$$u_s = \frac{1}{2} [u_t + (1 - \alpha)u_t + \alpha u_w] \quad (4.27)$$

mittels Taylorentwicklung für u_t um u_s die Schlupfrandbedingungen in allgemeiner Form [14]:

$$u_s - u_w = \frac{2 - \alpha}{\alpha} \left[\lambda \left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)_s + \frac{\lambda^2}{2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial n^2} \right)_s + \dots \right] \quad (4.28)$$

u_t bedeutet hier die Tangentialgeschwindigkeit der Gasmoleküle in einer definierten Entfernung von der Wand und α den Akkomodationskoeffizienten für den Impulsübertrag, der angibt, welcher Anteil der Moleküle diffus (und nicht spiegelnd) reflektiert wird.

u_t wird meist an einem Ort, der eine mittlere freie Weglänge λ von der Wand entfernt ist, betrachtet, andernfalls ändern sich die Vorfaktoren in der Taylorentwicklung 4.28. Für den Akkomodationskoeffizienten α wird in vielen technischen Anwendungen $\alpha = 1$, d.h. vollständig diffuse Reflexion angenommen. α kann aus Messungen bestimmt werden und variiert u.a. mit der Oberflächenbeschaffenheit und dem Material der Wand sowie der Umgebungstemperatur. Eine Zusammenstellung gemessener Werte findet sich in [114] und [134]. Zur Beschreibung der Schlupfströmung genügen in der Regel Schlupfrandbedingungen erster Ordnung, d.h. die Taylorreihe 4.28 wird nach dem ersten Glied abgebrochen. Für den Bereich der Übergangsströmung müssen auch höhere Ordnungen mitgenommen werden, zusätzlich dazu muß der viskose Spannungstensor modifiziert werden, z.B. mittels des Burnett Spannungstensors [14]. Beskok und Karniadakis [14] erhalten auf diese Weise ein Modell, das es ermöglicht, den Gasfluß in Kanälen und Röhren für den gesamten Knudsenbereich zu berechnen.

In einigen Fällen der Mikrosystemtechnik kann zur Beschreibung des Übergangs zwischen Kontinuums- und Molekularströmung eine effektive Viskosität eingeführt werden, deren Wert mit zunehmender mittlerer freier Weglänge abnimmt [12]. Damit gelingt es dort, das Verhalten von Mikrobauelementen im Bereich der verdünnten Gase phänomenologisch zu beschreiben (z.B. [6, 128]), die Qualität der Ergebnisse hängt aber stark vom gegebenen Problem und dem Modell für die effektive Viskosität ab.

Die Auswirkungen, die sich für Schlupf- und Übergangsbereich im Spezialfall der Schmierfilmtheorie (Squeeze-Film-Dämpfung) ergeben, werden in Kap. 5.3.1 diskutiert, wo auch die Ableitung des Modells für diesen Spezialfall aus der Navier-Stokes-Gleichung erfolgt.

4.3.3 Lösungsansätze für fluidisch-mechanisch gekoppelte Probleme

Neben der Problematik der Kopplung an sich – Realisierung der Kopplung, Konvergenzverhalten, u.a.– ergibt sich bei der Fluid-Struktur-Wechselwirkung zusätzlich die Schwierigkeit, daß sich für die beiden Teilsysteme jeweils unterschiedliche mathematische Formulierungen etabliert haben. Während das mechanische Teilsystem am besten mittels einer Lagrangeschen Formulierung beschrieben werden kann, bietet sich für das fluidische Teilsystem die Eulersche Beschreibungsweise an, da sich bei Anwendung einer Lagrangeschen Formulierung hier aufgrund der Strömung eine zu große Gitterverformung ergäbe und damit eine Neueinteilung des Gitters nach jedem Zeitschritt erforderlich wäre. Um dieses Problem zu lösen, wurde das sogenannte „ALE-Verfahren“ („Arbitrary Lagrangian-Eulerian“) vorgeschlagen, das es ermöglicht, bewegte Grenzflächen in die Berechnung strömender Medien einzubeziehen (siehe beispielsweise in [15]).

In der Mikrosystemtechnik werden meist partitionierte Ansätze zur Modellierung fluid-mechanisch gekoppelter Probleme bevorzugt, da für beide physikalische Domänen bereits ausgefeilte Simulationsprogramme zur Verfügung stehen [64, 129]. Die Kopplung erfolgt dann als iterative Lastvektorkopplung, wie sie in Abb. 4.17 dargestellt ist. Die Kräfte, die vom Fluid auf die mechanische Struktur wirken, werden vom Fluidiksimulator an den strukturmechanischen Löser übergeben, umgekehrt erhält man dann aus der mechanischen Rechnung die deformierten Gebietsgrenzen und die Geschwindigkeiten an der Domänengrenze als Randbedingungen für die fluidische Domäne. Dies wird innerhalb einer Iterationsschleife solange wiederholt, bis Konvergenz erreicht ist.

In dieser Arbeit wird ein solches Verfahren unter Anwendung eines relaxierten Gauß-Seidel-Verfahrens für die äußere Iteration verwendet. Die Teilprobleme werden mit den Finite-Element-Programmen ANSYS [7] für die mechanische und FLOTRAN [36] für die fluidische Domäne behandelt. Beide Programme können über eine gemeinsame Skriptsprache kommunizieren, so daß sich die Kopplung ohne zusätzliches Interface realisieren läßt.

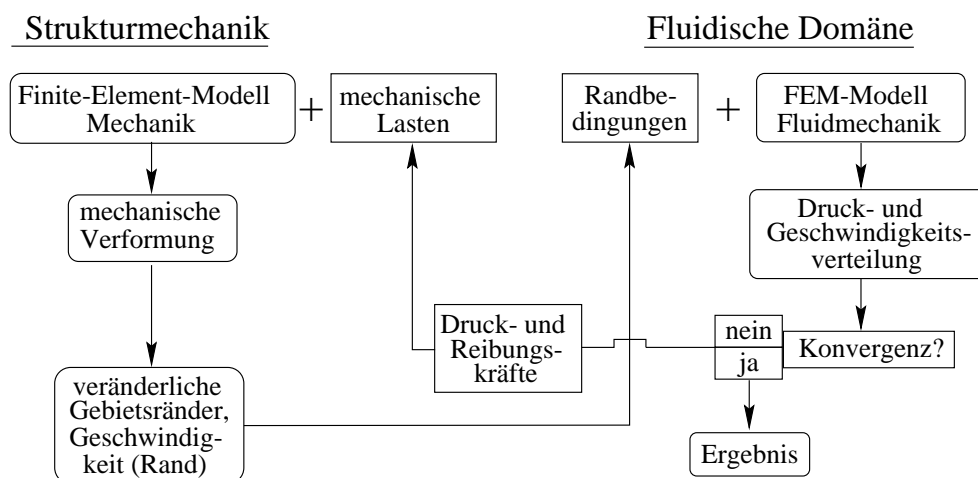


Abbildung 4.17: Iteratives Lösungsschema zur Simulation von fluid-mechanisch gekoppelten Problemen.

Für transiente Berechnungen muß bei dieser Vorgehensweise darauf geachtet werden, daß die Zeitschrittweite hinreichend klein gewählt wird, damit die Verschiebung des Gitters, die sich durch die Änderung der Gebietsgrenzen in jedem Zeitschritt ergibt, nicht zu groß wird. Es stellt sich außerdem heraus, daß im Falle straffer Kopplung, der vor allem dann gegeben ist, wenn als Fluid eine Flüssigkeit zu modellieren ist, bei diesem Verfahren der Relaxationsparameter sehr klein gewählt werden muß, um Konvergenz zu erhalten. Insgesamt benötigt man also eine große Zahl an Iterationsschritten, was das Verfahren sehr aufwendig macht, insbesondere weil die betrachteten Probleme oft transient sind und die Iterationsschleife dann für jeden Zeitschritt gesondert durchlaufen werden muß.

Untersuchungen an ausgewählten fluid-mechanisch gekoppelten Problemen zeigen, daß die Problematik der langsamen Konvergenz durch die Wahl eines effektiveren Iterationsverfahrens gemildert werden kann [64]. Dort konnte gezeigt werden, daß insbesondere bei Flüssigkeiten Newton-Verfahren leichter und schneller konvergieren, auch dann, wenn mit Relaxationsverfahren nur schwer oder gar keine Konvergenz mehr erreicht werden konnte. Wie in Kap. 4.1.2 dargestellt, ist jedoch beim Newton-Verfahren der Iterationsalgorithmus selbst aufwendiger, insbesondere durch die Notwendigkeit, die Jacobimatrix zu bestimmen.

4.3.4 Beispiel: Bewegung einer Ventilklappe in Wasser

An der in einer Flüssigkeit bewegten Ventilklappe (vgl. die in Kap. 3.2 vorgestellte Mikromembranpumpe) wurde sowohl das statische als auch das transiente Betriebsverhalten untersucht, mit dem Ziel, charakteristische Kenngrößen im Hinblick auf die Kompaktmodellbildung zu extrahieren. Es handelt sich hierbei um ein fluid-mechanisch sehr straff gekoppeltes Problem, daher war gemäß der obigen Betrachtungen mit Schwierigkeiten bei der Konvergenz und sehr hohem Simulationsaufwand, insbesondere bei den transienten Simulationen zu rechnen.

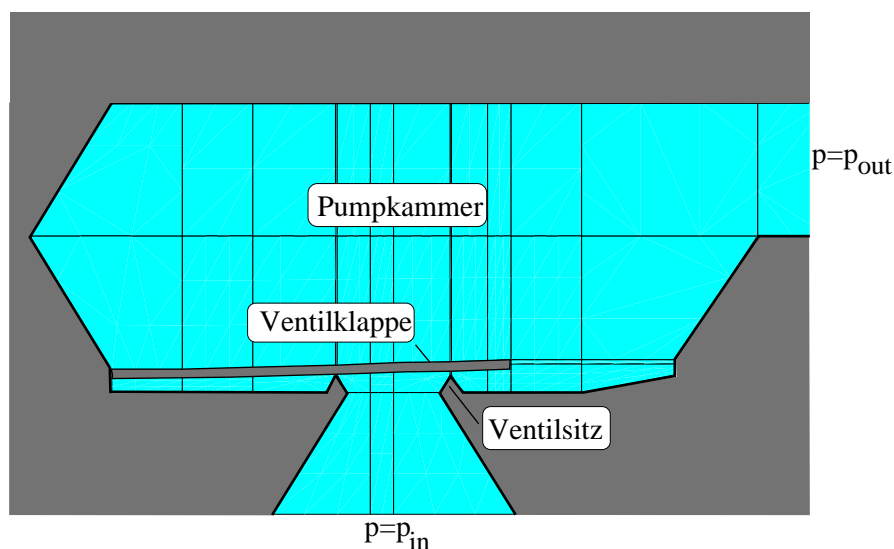


Abbildung 4.18: Simulationsmodell des Klappenventils.

Das zweidimensionale Modell der simulierten Anordnung ist in Abb. 4.18 dargestellt. Die Länge der Ventilklappe beträgt $1700 \mu\text{m}$, die Breite $400 \mu\text{m}$ bei einer Dicke zwischen 15 und $20 \mu\text{m}$. Für den fluidischen Teil wird die linke Hälfte der Pumpkammer und der Einlaßbereich inklusive Ventilsitz modelliert. Um im zweidimensionalen Modell die seitliche Umströmung der Klappe nachzubilden, wird die Klappe für die Berechnung der fluidischen Größen am linken Ende perforiert. Die Lösung des fluid-mechanisch gekoppelten Problems erfolgt wie oben dargestellt nach einem stark relaxierten Gauß-Seidel-Schema.

Für die statische Charakterisierung interessieren u.a. der Durchfluß durch das Ventil, der sich aufgrund einer zwischen Einlaß und Auslaß anliegenden Druckdifferenz einstellt. Die resultierenden Druck- und Geschwindigkeitsverteilungen sind in Abb. 4.19 dargestellt. Sie zeigen, daß der Druck hauptsächlich im Bereich des Ventilsitzes an der geöffneten Klappe abfällt, während in den übrigen Bereichen der Pumpkammer der Druck nahezu konstant ist. Hohe Geschwindigkeiten treten sehr lokal an der schmalsten Stelle zwischen Ventilklappe und Ventilsitz auf, hinter dem sich ein Wirbel und ein Bereich, in dem leichter Unterdruck herrscht, bildet. Betrachtet man die Geschwindigkeitsverteilung, so fällt auch auf, daß die Pumpe einen großen Totwasserbereich in der Pumpkammer auf-

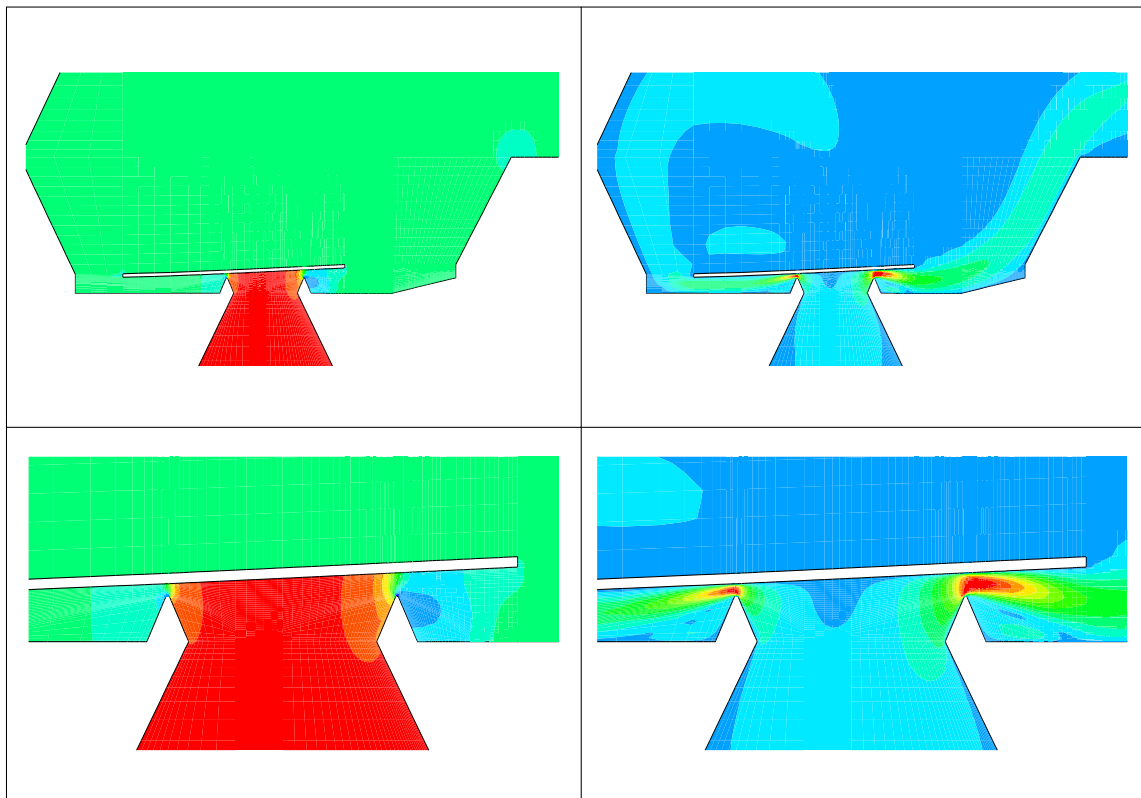


Abbildung 4.19: Druckverteilung (links) und Geschwindigkeitsverteilung (rechts) im Ventil: Gesamtansicht (oben) und Detailansicht in der Umgebung der Ventilklappe (unten). Die Druckdifferenz $\Delta p = p_{in} - p_{out}$ ($p_{in} > p_{out}$) fällt fast vollständig über dem Ventilsitz ab, dort befindet sich auch das Maximum der Geschwindigkeit (dunkle Konturen). Im übrigen Teil der Pumpkammer ist der Druck nahezu konstant und somit die Geschwindigkeit des Fluids klein.

weist, was für praktische Anwendungen nicht erwünscht ist und im Optimierungsprozeß berücksichtigt werden muß.

Eine charakteristische Größe für das statische Betriebsverhalten der Klappenventile ist die Durchflußrate bei vorgegebener Druckdifferenz zwischen Ein- und Auslaß. Das Ergebnis der Simulationen ist in Abb. 4.20 aufgetragen und zeigt für zwei verschiedene Klappendicken eine hervorragende Übereinstimmung mit gemessenen Werten [38, 160]. Dies unterstreicht die Zuverlässigkeit der Simulationen in Hinblick auf weitere Untersuchungen und bestätigt die vorgenommenen Vereinfachungen (zweidimensionales Modell mit Korrekturen für dreidimensionale Effekte). Die Auslenkung der Ventilklappe am Ort des Ventilsitzes in Abhängigkeit von der anliegenden Druckdifferenz ist eine Größe, die meßtechnisch schwer zugänglich ist, aber für die Ableitung des Kompaktmodelles benötigt wird. Sie ist in Abb. 4.21 aufgetragen. Zusätzlich eingezeichnet ist die Auslenkung der Ventilklappe, die sich ohne Berücksichtigung der Fluid-Struktur-Wechselwirkung, d.h. lediglich aufgrund einer angelegten Druckdifferenz, ergibt. Wie man sieht, erhält man ohne Rückkopplung eine zu große Auslenkung der Klappe, und die Druckabhängigkeit ist, im Gegensatz zum gekoppelt berechneten Ergebnis, nahezu linear. Dies zeigt nochmals den starken Einfluß der Fluid-Struktur-Kopplung auf das Betriebsverhalten des Bauelementes.

Für das Betriebsverhalten der gesamten Pumpe ist, wie bereits in Kap. 3.2 dargelegt, auch die Resonanzfrequenz der Ventilklappen maßgeblich. Die Resonanzfrequenz sowie die Dämpfung der Klappen durch das umgebende Fluid erhält man aus transienten, gekoppelten Simulationen einer in der Flüssigkeit schwingenden Klappe, die zu Beginn der Simulation um einen bestimmten Betrag ausgelenkt wird und dann relaxiert. Die sich er-

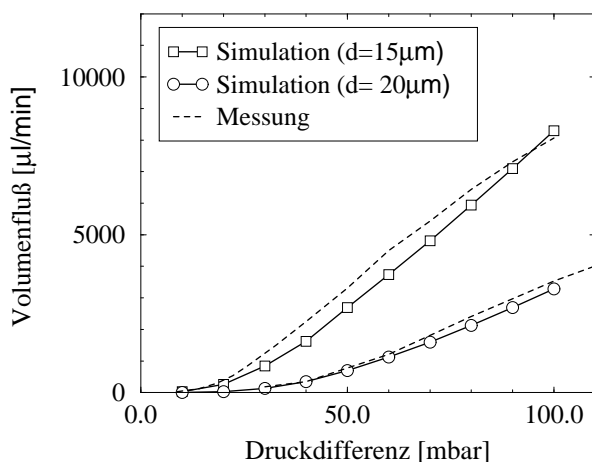


Abbildung 4.20: Statische Durchflußcharakteristik der Ventilklappe für zwei verschiedene Klappendicken im Vergleich zu Messungen [38, 160]

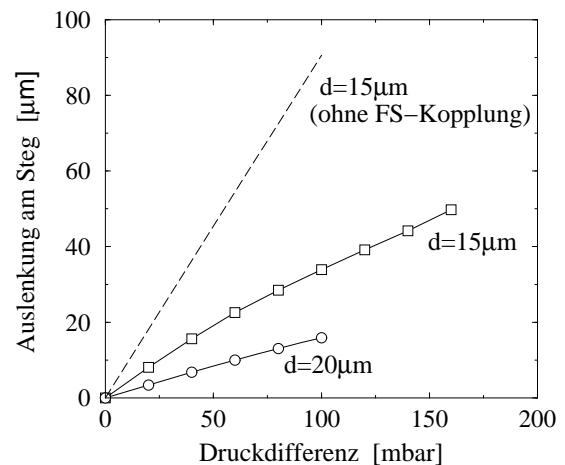


Abbildung 4.21: Spaltöffnung am Ventilsitz in Abhängigkeit von der Druckdifferenz zwischen Einlaß und Auslaß. Zusätzlich eingezeichnet ist die Auslenkung der Ventilklappe ohne Berücksichtigung der Fluid-Struktur-Wechselwirkung.

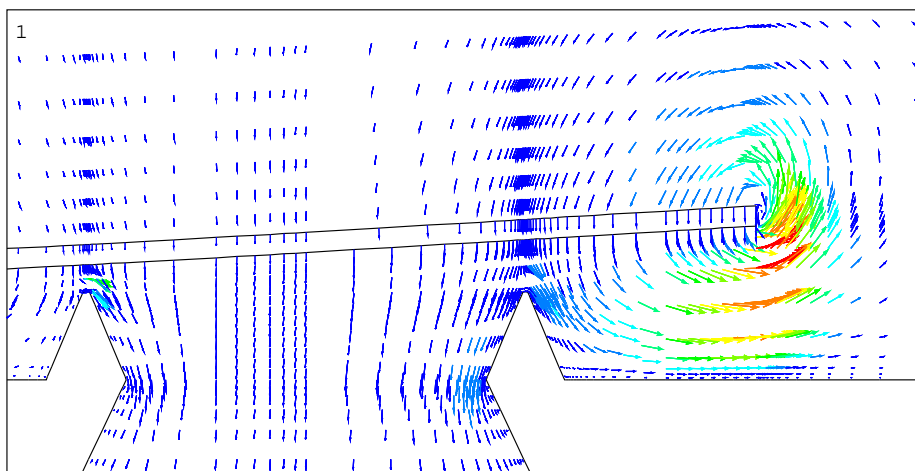


Abbildung 4.22: Geschwindigkeitsverteilung um eine sich in Wasser bewegende Ventilklappe. Im abgebildeten Zeitschritt bewegt sich die Klappe nach unten.

gebende Geschwindigkeitsverteilung um die Klappe zeigt Abb. 4.22, die Amplitude der Schwingung einer durch das Fluid gedämpften Klappe ist in Abb. 4.23 dargestellt. Im Vergleich zu einer ungedämpften Ventilklappe ist die Resonanzfrequenz aufgrund von Trägheits- und Dämpfungseffekten durch die umgebende Flüssigkeit von ca. 6 kHz auf 1,2 kHz herabgesetzt, und die Klappe wird stark gedämpft. Resonanzfrequenz und Dämpfung sowie die statischen Charakteristiken der Ventilklappe sind wichtige Kenngrößen zur Ableitung und Kalibrierung des physikalisch basierten Kompaktmodelles [139], das in Kap. 5.2.2 vorgestellt und diskutiert wird.

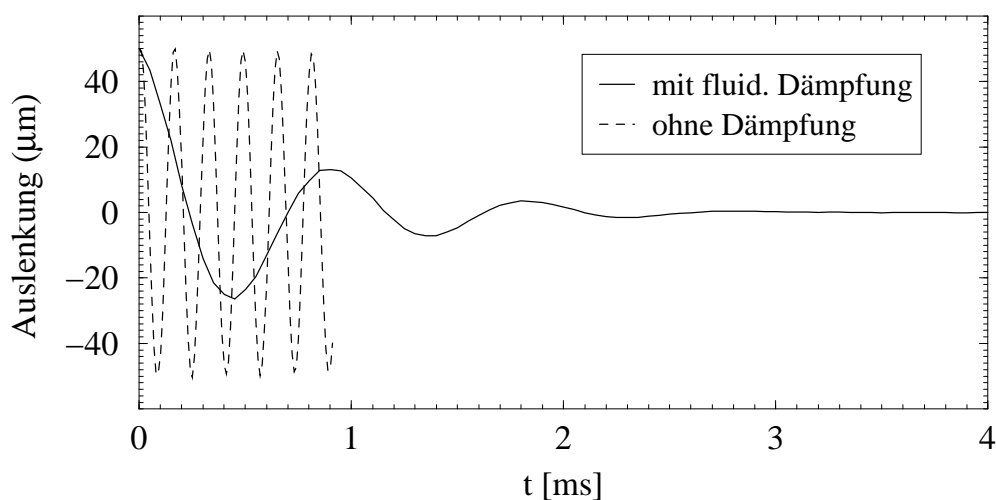


Abbildung 4.23: Resonanzfrequenz der in Wasser schwingenden Ventilklappe.

4.3.5 Viskose Dämpfung bei bewegten Platten mit und ohne Perforationen

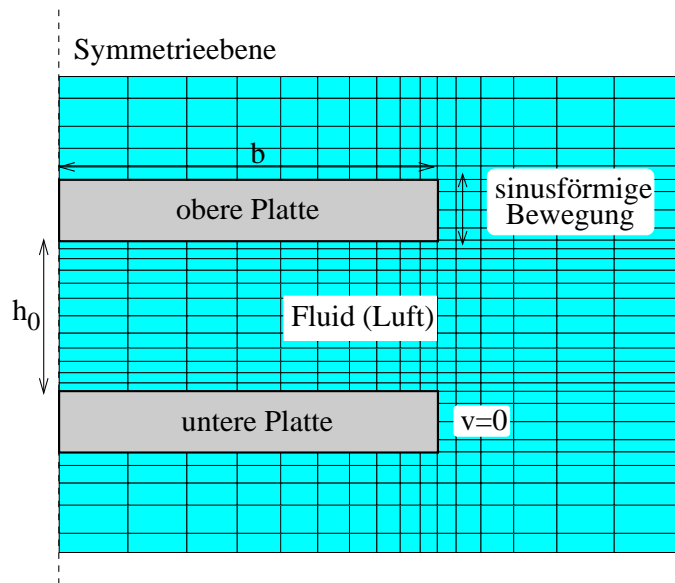
Die Berechnung der viskosen Dämpfung für bewegte Platten auf kontinuierlicher Feldebene dient als Grundlage für die Ableitung der Dämpfungsmodelle in den Kapiteln 5.3 und 5.4. Auch bei der Berechnung viskoser Dämpfungseffekte hat man es mit einem bidirektional gekoppelten Problem zu tun. Da das Fluid hier aber ein Gas ist, muß zudem, anders als bei der Ventilklappe, kompressibel gerechnet werden, wodurch sich die Konvergenzeigenschaften verschlechtern. Daraus ergibt sich ein enormer Rechenaufwand schon für sehr einfache Strukturen, der bereits für Platten mit wenigen Löchern inakzeptabel hoch wird. Daher können für die Anwendung relevante Strukturen nur mit einem geeigneten Systemmodell untersucht werden, wie es in den Kapiteln 5.3 und 5.4 entwickelt wird. Das Ziel der hier vorgestellten Simulationen auf kontinuierlicher Feldebene ist, für dieses Dämpfungsmodell Daten zur Verifikation und Kalibrierung zur Verfügung zu stellen – ein aussagekräftiger Vergleich mit Messungen konnte aus den in Kap. 3.3 bereits genannten Gründen leider nicht erfolgen. Zu diesem Zweck ist es nun nicht notwendig, das bidirektional gekoppelte Problem auf kontinuierlicher Feldebene zu lösen, da dies dann mittels des abgeleiteten Dämpfungsmodells auf Systemebene selbstkonsistent erfolgen kann. Es genügt, lediglich die Antwort des Fluids (resultierender Druck) auf die sich ändernden Randbedingungen (Auslenkung der Platte) zu berechnen, also das unidirektionale Problem zu lösen. Da dazu keine Gleichgewichtsiterationen zwischen mechanischer und fluidischer Domäne durchgeführt werden müssen, vereinfacht dies die Simulation erheblich, so daß es möglich ist, eine hinreichend große Zahl an geeigneten Strukturen zu simulieren, um mit den Ergebnissen der Berechnungen dann Systemmodelle ableiten, kalibrieren und verifizieren zu können.

Betrachtet werden die bereits in Kap. 3.3 vorgestellten gelochten Platten, sowie als Teilstrukturen Rechteckplatten und Plattensegmente, die ein Loch enthalten. Dies geschieht mit der Absicht, aus den Ergebnissen dieser grundlegenden Strukturen ein Systemmodell abzuleiten, das sich auf beliebige, gegebenenfalls perforierte, mikromechanische Bauelemente anwenden läßt. Die Bewegung der Strukturen wird jeweils vorgegeben (z.B. sinusförmig), aus der Abhängigkeit der Reaktionskräfte von Anregungsfrequenz, Amplitude, Geometrie und anderen Parametern können dann die benötigten Informationen gewonnen werden.

Im folgenden werden die simulierten Strukturen gezeigt und exemplarische Ergebnisse vorgestellt. Die Darstellung der systematischen Untersuchungen folgt dann zusammen mit der Ableitung des Dämpfungsmodells in Kapitel 5.

Als einfachste Struktur wird zunächst eine lange Rechteckplatte betrachtet, deren FEM-Modell in Abb. 4.24 dargestellt ist. Da die Plattenlänge viel größer als die Plattenbreite b ist, kann mit einem zweidimensionalen Modell gerechnet werden. Die Plattenbreite variiert zwischen $5\ \mu\text{m}$ und $100\ \mu\text{m}$, die Höhe des Luftspalts zwischen Platte und Substrat zwischen $1\ \mu\text{m}$ und $5\ \mu\text{m}$, die Platte wird sinusförmig auf- und abbewegt. Zur Simulation werden quadrilaterale Fluidelemente mit den zwei Geschwindigkeitskomponenten v_x, v_y , dem Druck p und der Temperatur T als Freiheitsgrade verwendet. Das Simulationsgebiet muß ausreichend groß gewählt werden, damit gewährleistet bleibt, daß seine Begrenzung

Abbildung 4.24: FEM Modell zur Berechnung der Reaktionskräfte auf eine in z-Richtung unendlich ausgedehnte Rechteckplatte mittels kompressibler Navier–Stokes–Gleichung: Ausschnitt aus dem 2D-Modell. Das Modell ist achsensymmetrisch zur eingezeichneten Symmetrieachse, die obere Platte bewegt sich sinusförmig auf- bzw. abwärts bezüglich der unteren, in Ruhe verbleibenden Platte.



gen die Strömung zwischen den Platten nicht beeinflussen. Als Randbedingungen an den Platten werden Haftbedingungen angenommen, d.h. am Plattenrand hat das Gas dieselbe Geschwindigkeit wie die Platte. Die resultierenden Geschwindigkeits- und Druckverteilungen sind in den Abbildungen 4.25 und 4.26 dargestellt. Man sieht, wie das Fluid aus dem Spalt herausgedrückt wird.

Aus der Druckverteilung läßt sich durch Integration über die Plattenfläche die Reaktionskraft berechnen. In Abb. 4.27 ist sie normiert auf die Plattenfläche, den äußeren Druck p_a und die relative Auslenkung der Platte $\delta h/h_0$ für eine $10\ \mu\text{m}$ breite Platte für verschie-

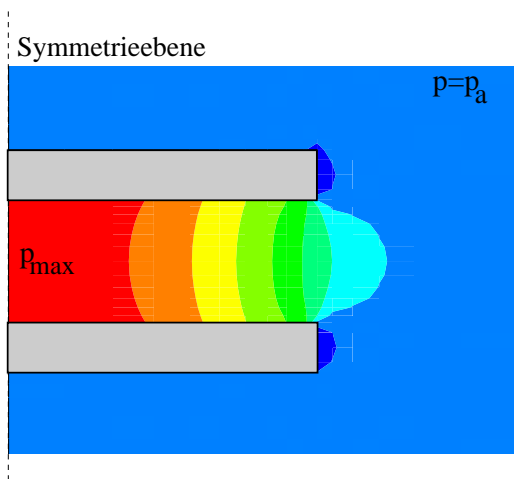


Abbildung 4.25: Druckverteilung zwischen zwei unendlich ausgedehnten Rechteckplatten bei sinusförmiger Bewegung der oberen Platte zum Zeitpunkt maximaler Geschwindigkeit.

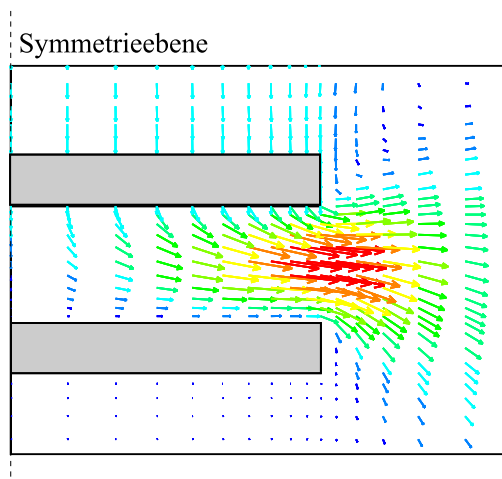


Abbildung 4.26: Geschwindigkeitsverteilung zu Abb. 4.25.

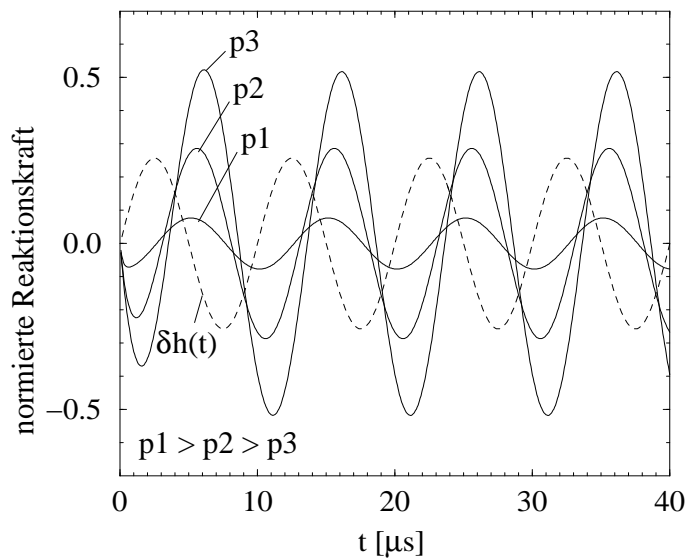


Abbildung 4.27: Normierte Reaktionskräfte auf eine lange Rechteckplatte für verschiedene Drücke $p_1 > p_2 > p_3$ bei kleiner Plattenauslenkung $\delta h(t)$ (gestrichelt dargestellt, ohne Maßstab). Mit kleiner werdendem Druck wird der Anteil der Federkraft an der Reaktionskraft größer, d.h. es verändert sich die Phasenverschiebung in Bezug auf die Anregung.

dene Drücke p_a aufgetragen. Für hohe Drücke ist die Reaktionskraft proportional zur Geschwindigkeit der Platte, es liegt also eine Dämpfungskraft vor. Für niedrigere Drücke kommt aufgrund der Kompressibilität der Luft eine Federkraft hinzu, die eine zusätzliche Phasenverschiebung hervorruft. Die Federkraft überwiegt die Dämpfungskraft für sehr niedrige Drücke, hohe Viskosität des umgebenden Mediums oder große Frequenz der Plattenbewegung. Die Auslenkung der Platte wurde hier klein im Vergleich zur Luftspalthöhe h_0 gewählt ($\delta h/h_0 \ll 1$), so daß die Reaktionskraft ebenfalls sinusförmig verläuft (lineare Anregung). Für größere relative Auslenkungen $\delta h/h_0$ wird die Reaktionskraft allerdings stark nichtlinear, so daß ihr Verlauf unsymmetrisch zur Nulllinie wird und eine verzerrte Sinusform aufweist (Abb. 4.28).

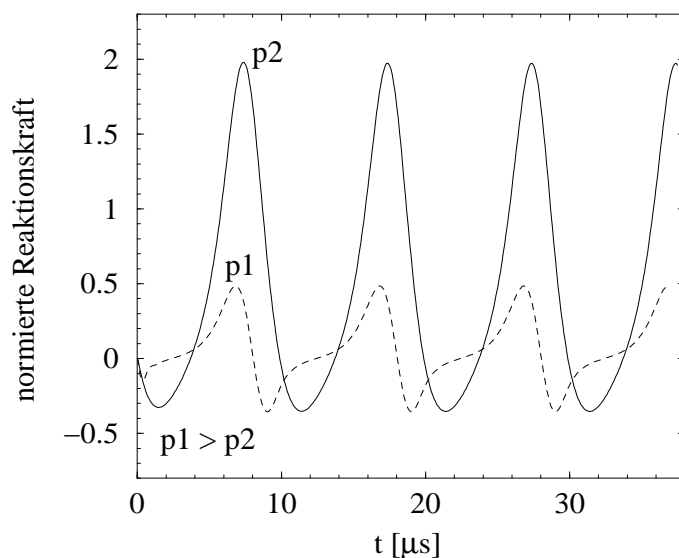


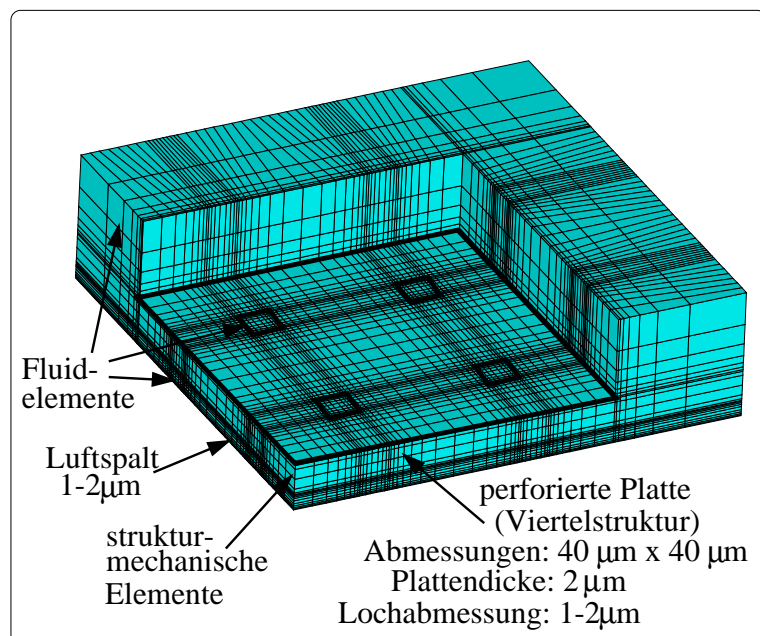
Abbildung 4.28: Reaktionskraft auf eine in z -Richtung unendlich ausgedehnte Rechteckplatte für nichtlineare Anregung (relative Auslenkung der Platte $\delta h_{rel} = \delta h/h_0 = 0,5$) für zwei unterschiedliche Drücke p_1, p_2 . Die Reaktionskraft wird nichtlinear, die Sinusform wird verzerrt und unsymmetrisch bezüglich der Nulllinie.

Da die Dämpfung dadurch hervorgerufen wird, daß ein Gas in einem Spalt zusammengedrückt wird, wird sie in der gängigen Literatur auch „Squeeze-Film-Dämpfung“ (deutsch: „Schmierfilmdämpfung“, „Gasfilmdämpfung“) genannt. Sie läßt sich für Platten mit großer lateraler Ausdehnung im Vergleich zum Fluidspalt analytisch gut beschreiben, für endliche Plattenbreiten ist jedoch der Einfluß der Plattenränder nicht mehr zu vernachlässigen (Details hierzu siehe Kap. 5.3).

Für ein gelochtes Plattensegment und erst recht für eine Platte, die mehrere Löcher enthält, wird die Modellierung wesentlich aufwendiger als für lange Rechteckplatten, da hier ein dreidimensionales Modell erforderlich ist. Das FEM-Modell einer gelochten Platte mit 16 Löchern ist in Abb. 4.29 abgebildet. Aus Symmetriegründen genügt es, nur ein Viertel der Struktur zu modellieren. Um zu gewährleisten, daß die Strömung des Gases nicht durch die künstliche Berandung des Simulationsgebietes beeinflusst wird, muß ein genügend großes Fluidvolumen um die Platte herum berücksichtigt werden, wodurch die Knotenzahl für diese noch relativ einfache Struktur bereits auf ca. 40 000–60 000 ansteigt. Für eine transiente Berechnung, wie sie zur Bestimmung der Reaktionskraft auf die sich bewegende Platte durchgeführt werden muß, wird daher schon eine Rechenzeit von mehreren Tagen auf einer HP-Workstation mit 2 GB Hauptspeicher benötigt. Die Abmessungen der Platte sind ebenfalls in Abb. 4.29 angegeben.

Die Druckverteilung, die sich aufgrund einer sinusförmigen Bewegung der Platte ergibt, ist in Abb. 4.30 dargestellt. Der besseren Darstellbarkeit halber wurden die Fluidelemente oberhalb der Platte sowie die Elemente der Platte selbst nicht dargestellt. Es ist deutlich zu sehen, wie die Löcher die Druckverteilung im Gas unterhalb der Platte beeinflussen. Die zeitlichen Verläufe der Reaktionskräfte, die sich für Platten mit verschiedenen Lochabmessungen ergeben, sind in Abb. 4.31 aufgetragen. Wie man sieht, ist die Reaktionskraft stark von der Lochgröße b_h abhängig.

Abbildung 4.29: FEM-Modell einer gelochten Platte in Luft (Viertelstruktur). Die Fluidelemente direkt oberhalb der Platte sind der besseren Darstellung halber nicht dargestellt.



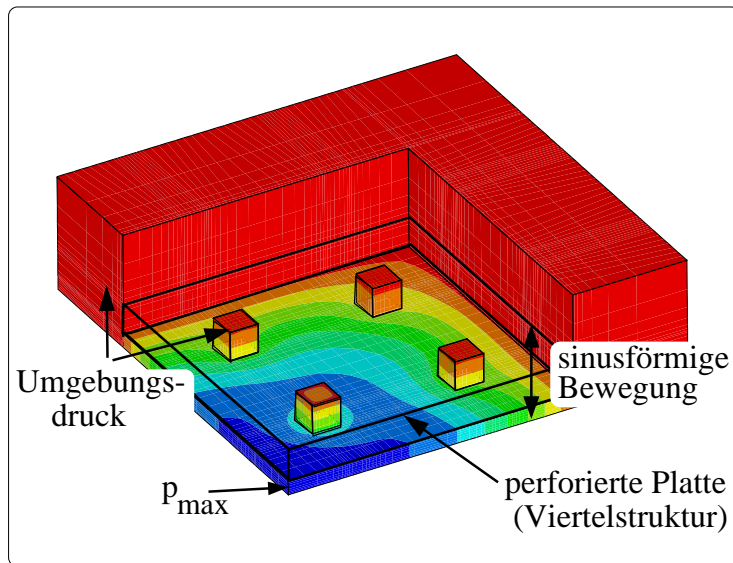


Abbildung 4.30: Druckverteilung unter einer gelochten Platte, die in Luft gegenüber einem festen Substrat auf- und abbewegt wird.

Ist die Simulation der dargestellten Teststrukturen mittels Navier-Stokes-basierter FEM-Rechnung zwar zeitaufwendig, aber noch machbar, so stößt man spätestens dann an Grenzen, wenn die Bauelemente größer und komplexer werden, und wenn die bidirektionale Kopplung zur Strukturmechanik und/oder sogar zusätzliche Kopplungen zu anderen physikalischen Energiedomänen berücksichtigt werden müssen. Die Simulation auf kontinuierlicher Feldebene ist dann aufgrund ihrer Komplexität und des hohen Rechenaufwandes kein geeignetes Instrument im Hinblick auf Design- und Parameterstudien. Daher muß versucht werden, die Komplexität des Problems so zu reduzieren, daß eine schnelle und effiziente Behandlung unter Beibehaltung genügend hoher Genauigkeit möglich ist. Basierend auf umfangreichen, systematischen Untersuchungen mit den hier vorgestellten

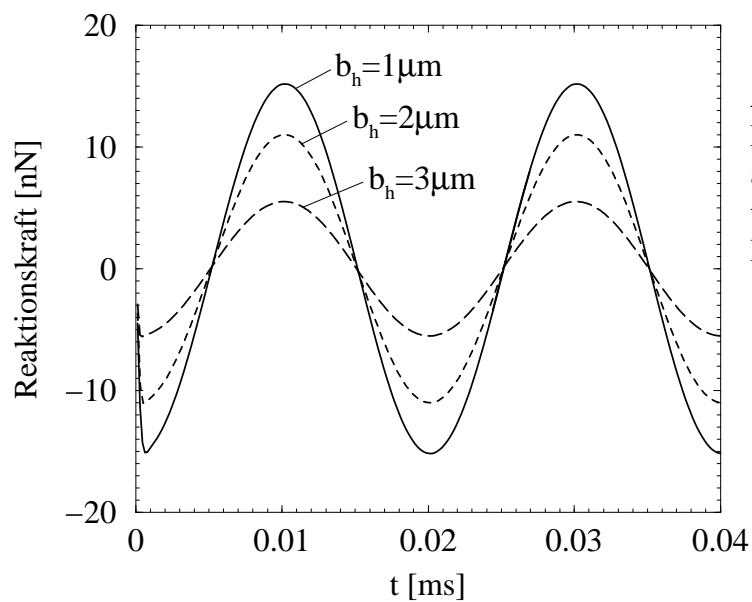


Abbildung 4.31: Reaktionskraft auf sinusförmig auf- und abbewegte, quadratische Platten mit unterschiedlich großen Löchern ($b_h = 1 \mu\text{m} - 3 \mu\text{m}$).

FEM-Modellen wird in den Kapiteln 5.3 und 5.4 ein Modell für Squeeze-Film-Dämpfung in Mikrosystemen abgeleitet, das die Komplexität stark reduziert, dennoch aber eine akkurate und physikalisch basierte Behandlung des Problems erlaubt.

4.4 Analyse und Eliminierung von parasitären Effekten

Bei mikromechanischen Sensoren sind die zu messenden Größen oft sehr klein. Parasitäre Effekte können daher in derselben Größenordnung liegen wie das Meßsignal und erschweren damit die Auswertung. Häufig lassen sich solche Effekte meßtechnisch nicht vom gewünschten Signal abtrennen, besonders wenn das Meßsignal durch eine Kopplung zwischen mehreren physikalischen Domänen bestimmt ist. In solchen Fällen sind genaue, detailgetreue numerische Simulationen unerlässlich, um den Einfluß der parasitären Effekte identifizieren, quantifizieren, sie vom Meßsignal separieren und eine geeignete Meßvorschrift ableiten zu können. Damit eine zuverlässige Analyse möglich ist, müssen bei der Simulation alle Effekte inklusive ihrer Kopplung untereinander berücksichtigt werden, was nicht immer mit vorgefertigten, kommerziell erhältlichen Programmen möglich ist. Bei dem in dieser Arbeit als Demonstrator untersuchten mikromechanischen Drucksensor kommt die dargestellte Problematik bei der elektrischen Charakterisierung zum Tragen. Wie bereits in den Kapiteln 3.1.3 und 4.2.3 gesehen, sind die Kapazitätshübe, die aufgrund der Durchbiegung der Sensormembran entstehen, sehr klein. Für eine angelegte elektrische Spannung von 10 V liegen sie bei 1,5–2 fF, für 20 V bei ca. 7 fF pro Sensor bei einer Gesamtkapazität von ca. 150 fF. Parasitäre Effekte können daher das Meßsignal stark beeinflussen. Die verteilten parasitären Kapazitäten, die durch Dotierungen im Siliziumsubstrat gebildet werden und deren Einfluß auf die elektrische Charakterisierung sich bereits nach der elektromechanisch gekoppelten Simulation in Kap. 4.2.3 andeutet (siehe Abb. 4.10), müssen daher mittels numerischer Simulation detailliert untersucht werden.

Dazu werden zunächst numerische Kleinsignalanalysen durchgeführt, um die parasitären Kapazitäten zu identifizieren und dann qualitativ und quantitativ zu untersuchen. Dies kann am besten anhand der Referenzstruktur erfolgen, da dort die Kapazitätsänderungen nicht durch die Durchbiegung der Sensormembran beeinflusst wird. Einführend werden hier zunächst die Grundlagen zur numerischen Kleinsignalanalyse und zum Kleinsignalverhalten von MIS-Strukturen (Metall-Isolator-Halbleiter-Strukturen) dargestellt. In einem zweiten Schritt erfolgt die voll gekoppelte Simulation des Drucksensorverhaltens für das elektromechanisch gekoppelte Problem inklusive Kopplung zu den elektrischen Parasiten. Die daraus gewonnenen Ergebnisse bilden dann die Grundlage für ein physikalisch basiertes Makromodell des Systems, das in Kap. 5.2.1 genauer vorgestellt wird.

4.4.1 Fallstudie: Analyse der parasitären Kapazitäten beim BiCMOS-integrierten mikromechanischen Drucksensor

Grundlagen der numerischen Kleinsignalanalyse

Kapazitäten lassen sich mittels einer Kleinsignalanalyse bestimmen, d.h. einem fest eingestellten Arbeitspunkt einer Gleichspannung U_0 wird eine kleine Wechelspannung \tilde{U} mit $|\tilde{U}| \ll U_0$ überlagert. Aus dem resultierenden, komplexen Wechselstrom erhält man dann die komplexe Admittanz Z der Anordnung und kann daraus Kleinsignalgrößen wie Ka-

pazitäten und elektrische Leitwerte ermitteln.

Numerisch wird die Kleinsignalanalyse analog durchgeführt. Gemäß [151] folgt man einem zweistufigen Simulationsschema. In einem ersten Schritt werden zunächst die klassischen Halbleitergleichungen für den stationären Fall, d.h. für einen festen Arbeitspunkt U_0 , gelöst und daraus das elektrische Potential $\psi(\vec{r})$ sowie die räumlichen Ladungsverteilungen $n(\vec{r})$ und $p(\vec{r})$ berechnet:

$$\Delta\psi(\vec{r}) = \begin{cases} \frac{q}{\varepsilon}(-N_D^+ + n - p) & \text{im Halbleiter} \\ 0 & \text{im Oxid} \end{cases} \quad (4.29)$$

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{div}\vec{j}_n &= -R \\ \operatorname{div}\vec{j}_p &= -R \end{aligned} \right\} \quad \text{im Halbleiter} \quad (4.30)$$

Hierbei bezeichnet N_D^+ die Dichte der ionisierten Donatoren im hier n-dotierten Siliziumsubstrat, q die Elementarladung, ε die Dielektrizitätskonstante und R die Rekombinationsrate, die im vorliegenden Fall durch das Shockley-Read-Hall Modell beschrieben wird.

Die Stromdichten \vec{j}_p und \vec{j}_n für die Löcher bzw. die Elektronen erhält man aus dem Drift-Diffusionsmodell unter der Annahme einer Boltzmannverteilung für die Ladungsträger:

$$\vec{j}_p = -\mu_p p \nabla \varphi_p; \quad \text{mit } \varphi_p = \psi + \frac{kT}{q} \log \frac{p}{n_i} \quad (4.31)$$

$$\vec{j}_n = \mu_n n \nabla \varphi_n; \quad \text{mit } \varphi_n = \psi - \frac{kT}{q} \log \frac{n}{n_i} \quad (4.32)$$

μ_n und μ_p sind die Beweglichkeiten für Elektronen und Löcher, φ_p und φ_n bezeichnen die Quasi-Ferminiveaus und n_i die intrinsische Ladungsträgerdichte.

An den Grenzflächen zwischen Halbleiter (hl) und Oxid (ox) gilt außerdem für das elektrische Potential ψ :

$$\varepsilon_{hl} \frac{\partial \psi}{\partial N} \Big|_{hl} - \varepsilon_{ox} \frac{\partial \psi}{\partial N} \Big|_{ox} = \sigma_{int} \quad (4.33)$$

wobei σ_{int} die Grenzflächenladungsdichte und $\partial/\partial N$ die Normalenableitung auf der Grenzfläche bezeichnen.

Zur Berechnung der Kleinsignalgrößen wird nun der Gleichspannung U_0 eine kleine Wechsellspannung \tilde{U} überlagert:

$$U^{ac}(t) = U_0 + \operatorname{Re} \left[\tilde{U} \exp(j\omega t) \right] \quad (4.34)$$

Hierbei soll im allgemeinen $|\tilde{U}| < kT/q$ (thermische Spannung) gelten, so daß keine Ladungsträgergeneration aufgrund der angelegten Wechsellspannung erfolgen kann.

Da das Problem nun von der Zeit abhängt, müssen auch die grundlegenden Halbleitergleichungen zeitabhängig formuliert werden, und die Kleinsignalantwort des Systems,

die man aus dem linearisierten Gleichungssystem auf die Anregung $U^{ac}(t)$ erhält, lautet dann:

$$\begin{pmatrix} \psi(\vec{r}, t) \\ n(\vec{r}, t) \\ p(\vec{r}, t) \end{pmatrix} = \text{Re} \left[\begin{pmatrix} \psi(\vec{r}) \\ n(\vec{r}) \\ p(\vec{r}) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \tilde{\psi}(\vec{r}) \\ \tilde{n}(\vec{r}) \\ \tilde{p}(\vec{r}) \end{pmatrix} \cdot e^{j\omega t} \right] \quad (4.35)$$

Hieraus kann der Wechselstrom $I(t) = \text{Re}[\tilde{I} \exp(j\omega t)]$ und damit die Admittanz $Y(U_0, \omega)$ als Quotient aus komplexem Strom- und Spannungszeiger berechnet werden:

$$Y(U_0, \omega) = \frac{\tilde{I}}{\tilde{U}} = G(U_0, \omega) + j\omega C(U_0, \omega) \quad (4.36)$$

Mit dem differentiellen Leitwert $G(U_0, \omega)$ und der differentiellen Kapazität $C(U_0, \omega)$ erhält man daraus die gewünschten Kleinsignalgrößen. Für Details zur Diskretisierung und zur Lösung des Gleichungssystems sei auf [151] verwiesen. Die Vorteile der vorgestellten Methode liegen zum einen darin, daß der Meßvorgang als solcher simuliert wird, d.h. die numerische Kleinsignalanalyse bildet die Messung genau nach. Dies erlaubt einen direkten Vergleich der Ergebnisse und liefert damit einen guten Einblick in die im Bauelement ablaufenden Vorgänge. Zum anderen ist gemäß [151] diese Methode anderen Methoden zur numerischen Admittanzbestimmung in mehrerer Hinsicht überlegen, kann einfach implementiert werden und ist daher mittlerweile in den gängigen Halbleiterbauelemente-Simulatoren bereits enthalten (z.B. [29, 116]). In dieser Arbeit wurden die numerischen Kleinsignalanalysen mit dem Simulationsprogramm ATLAS [116] durchgeführt.

Kleinsignalverhalten von MIS-Strukturen

Da MIS-Strukturen die wesentlichen Teilstrukturen der Sensor-Referenzstruktur bilden, soll dieser Abschnitt einen kurzen Überblick über diejenigen Aspekte des Kleinsignalverhaltens von MIS-Strukturen geben, die für die folgenden Untersuchungen wichtig sind. Für eine ausführlichere Darstellung sei auf die grundlegende Literatur verwiesen [85, 98, 124].

Eine ideale MIS-Struktur besteht aus einem Metallkontakt, einer Isolatorschicht und einem Siliziumsubstrat (s. Abb. 4.32); Oxidladungen und Oberflächenladungen an der Grenzfläche zwischen Halbleiter und Isolator werden vernachlässigt, und die Austrittsarbeiten von Metall und Halbleiter werden als gleich angenommen. Durch Anlegen einer elektrischen Spannung an die Kontakte werden Ladungen im Halbleiter verschoben, was im Falle eines n-dotierten Halbleiters für positive Spannungen zu einer Anreicherung (Akkumulation) und für negative Spannungen zu einer Verarmung (Depletion) von Elektronen an der Grenzschicht Halbleiter/Isolator führt. Im Verarmungsfall bildet sich eine Raumladungszone (RLZ) aus, über der ein Teil der Spannung abfällt. Die RLZ wird mit zunehmendem Betrag der Spannung größer, bis sich ab der Schwellspannung U_{th}

$$U_{th} \simeq \frac{\sqrt{2\varepsilon_s q N_D (2\psi_B)}}{C_{ox}} + 2\psi_B \quad (4.37)$$

eine Inversionsschicht, d.h. ein Überschuß an Minoritätsladungsträgern an der Siliziumoberfläche ausbildet. Es entsteht dann ein Kanal mit hoher Leitfähigkeit, der z.B. in MOS-Transistoren ausgenutzt wird. Die Schwellspannung hängt von der Donatorkonzentration N_D , der Dielektrizitätskonstante ϵ_s des Halbleiters, der Kapazität der Isolatorschicht C_{ox} und dem sog. „Bulk-Potential“ ψ_B ab, das die Differenz zwischen dem Fermi-niveau E_F und dem intrinsischen Fermi-niveau E_i bildet und gemäß

$$\psi_B = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_D}{n_i} \right) \quad (4.38)$$

von der Temperatur und der Dotierung des Halbleiters abhängt.

Dieses spannungsabhängige Verhalten der MIS-Struktur bildet sich auch im Kleinsignalverhalten ab, das in Abb. 4.32 für den Fall eines n-dotierten Halbleiters dargestellt ist (Kurve(a)).

Es kann mittels eines Ersatzschaltbildes von zwei in Serie verschalteten Kapazitäten erklärt werden, der konstanten, spannungsunabhängigen Isolatorkapazität C_{IS} und der Kapazität der Raumladungszone C_{RLZ} , die sich mit der angelegten Spannung ändert. Für große positive Spannungen (Akkumulation) wird allein die Kapazität der Isolatorschicht gemessen. Für geringe negative Spannungen bildet sich eine Verarmungsschicht mit RLZ unter der Isolatorschicht aus, deren Weite mit zunehmend negativerer Spannung größer wird, d.h. C_{RLZ} wird kleiner, und damit sinkt auch die Gesamtkapazität. Mit dem Einsetzen der Inversion bei $U = U_{th}$ bleibt die RLZ konstant und somit auch die Gesamtkapazität. Für den Fall niedriger Anregungsfrequenzen ($f \leq 100 \text{ Hz}$) kann die Inversionsschicht allerdings durch Rekombination und Generation mit der Anregungsfrequenz umgeladen werden, und man beobachtet wieder einen Anstieg der Kapazität (gestrichelter Teil der Kurve für $U \leq U_{th}$ in Abb. 4.32). Dieser Fall spielt in der vorliegenden Arbeit keine Rolle, da mit Meßfrequenzen von 100 kHz gemessen wird. Für einen p-dotierten

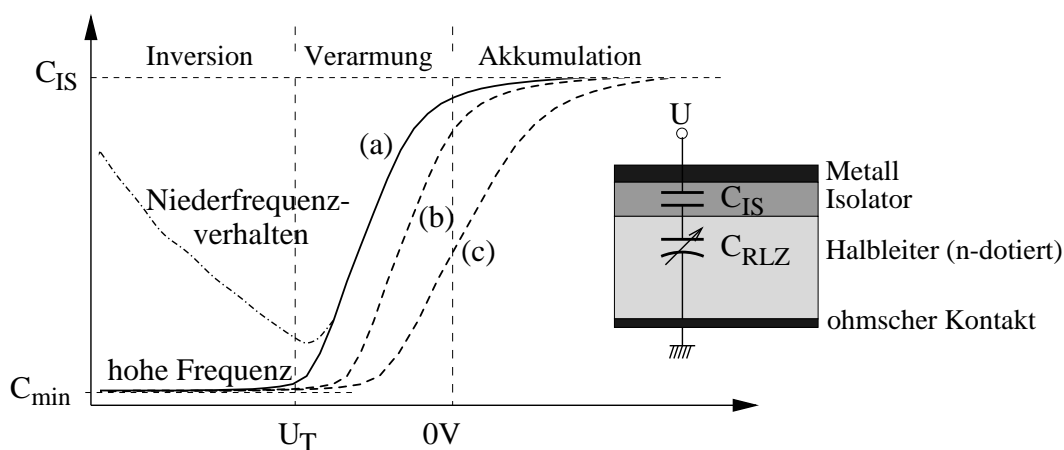


Abbildung 4.32: Spannungsabhängige Kapazität einer MIS-Diode mit n-dotiertem Siliziumsubstrat. Das Verhalten einer idealen MIS-Diode (Kurve (a)) kann mittels eines Ersatzschaltbildes aus den beiden seriell verschalteten Kapazitäten C_{IS} und C_{RLZ} erklärt werden. In Inversion hängt die Kapazität zusätzlich von der Anregungsfrequenz ab. Die Kurven (b) und (c) zeigen den Einfluß von Oxid- und Grenzflächenladungen (s. Text).

Halbleiter erhält man den an $U = 0$ gespiegelten Verlauf der Kapazitätskennlinie aus Abb. 4.32.

In realen MIS-Dioden spielen eingangs vernachlässigte Effekte wie unterschiedliche Austrittsarbeiten von Metall und Halbleiter und Grenzflächen- bzw. Oxidladungen in der Halbleiter-Isolator-Grenzfläche eine Rolle. Durch feste Oxidladungen wie auch durch Unterschiede in den Austrittsarbeiten ist die Flachbandspannung ungleich Null, was eine Verschiebung der $C(U)$ -Kennlinie zur Folge hat (Kurve (b) in Abb. 4.32). Die Energieniveaus von Grenzflächenladungen („interface traps“) liegen in der Bandlücke und werden je nach anliegender Spannung unterschiedlich besetzt. Dadurch wird die Kennlinie nicht nur verschoben, sondern auch verzerrt, d.h. die Steigung im Übergangsbereich wird verändert (Kurve (c), Abb. 4.32). Grenzflächen- und Oxidladungen müssen experimentell für die jeweils vorliegende Technologie charakterisiert werden. Dies ist meßtechnisch aufwendig, da frequenz- und spannungsabhängige Messungen der Kapazität durchgeführt werden müssen. Da die gesuchten Größen nicht direkt zugänglich sind, ist die Auswertung der Messungen nicht trivial und häufig auch fehlerbehaftet [85]. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Bauelementen ist über die Konzentration sowie die physikalischen Mechanismen von Grenzflächen- bzw. Oxidladungen nichts bekannt. Bei der Simulation auf kontinuierlicher Feldebene werden daher lediglich exemplarische Betrachtungen hinsichtlich der Auswirkungen dieser Nichtidealitäten auf die CV-Kennlinie der Referenzstruktur durchgeführt. In der Systemsimulation in Kap. 5 werden, wo nötig, entsprechende Fitparameter eingeführt, um diesen Effekten Rechnung zu tragen.

Kleinsignalanalyse der Referenzstruktur und Untersuchung der parasitären Kapazitäten

Zur Analyse der parasitären Kapazitäten wird das Kleinsignalverhalten der Referenzstruktur untersucht, da sich hier die Polysiliziummembran bei angelegter Spannung nicht durchbiegt und daher nicht zur Kapazitätsänderung beiträgt. Abbildung 4.33 zeigt das zweidimensionale Simulationsmodell, mit dem die numerische Kleinsignalanalyse durch-

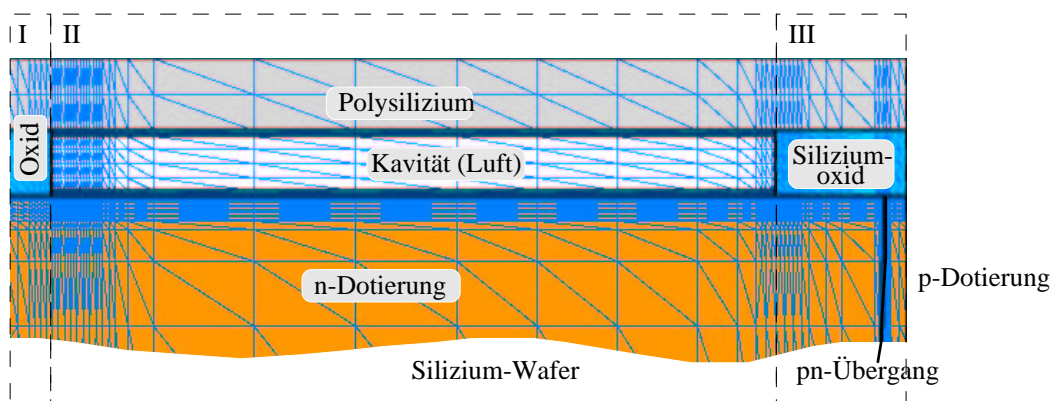


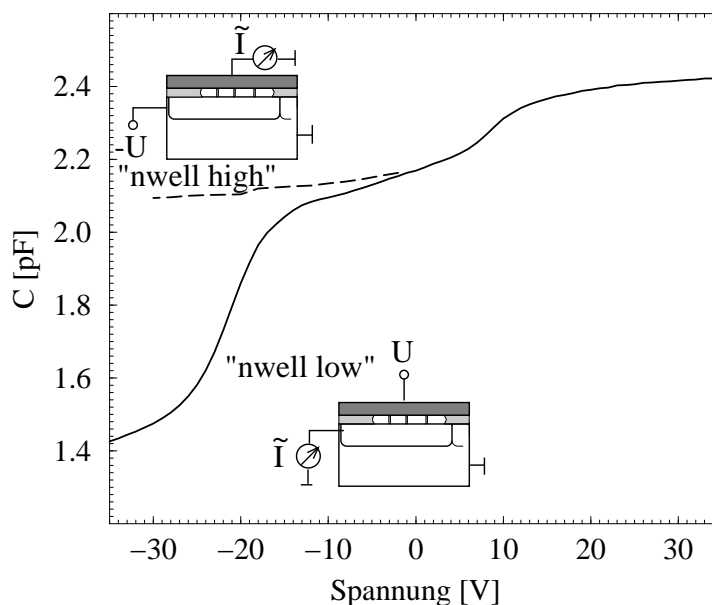
Abbildung 4.33: Zweidimensionales Simulationsmodell der Referenzstruktur für die numerische Analyse der parasitären Kapazitäten.

geführt wurde. Wegen der großen Aspektverhältnisse ist nur der obere Bereich der simulierten Struktur dargestellt. Die einzelnen Bereiche – I - Feldoxid über n-dotiertem Siliziumsubstrat, II - Luft über n-dotiertem Siliziumsubstrat, III - Feldoxid über n-dotiertem neben p-dotiertem Siliziumsubstrat (pn-Übergangsbereich) – werden im 2D-Modell gemäß ihrer Flächenanteile im Sensorarray gewichtet. Für die Dotierprofile von n- und p-Implantationen standen eindimensionale SIMS-Profile zur Verfügung [63], über die Größe der lateralen Ausdiffusion der Profile lagen allerdings keine Informationen vor, ebensowenig über Defekte wie Oxid- und Grenzflächenladungen. Die Vernetzung der Struktur muß besonders an der Grenzfläche zwischen Isolator und Halbleiteroberfläche, an den Übergängen zwischen den in Abb. 4.33 eingezeichneten Bereichen, sowie an den pn-Übergängen fein gewählt werden, da die Ladungsträgerdichtegradienten hier am größten sind.

Die Referenzstruktur wurde mittels des in Kapitel 3.1.3 vorgestellten Meßaufbaus spannungsabhängig charakterisiert, wobei der zur Verfügung stehende Meßbereich ± 35 V betrug. Die Spannung wurde sowohl an der Polysiliziummembran („nwell low“) als auch an der n-Wanne („nwell high“) variiert. Hierbei muß darauf geachtet werden, daß der pn-Übergang zwischen p- und n-dotierten Gebieten im Siliziumsubstrat immer gesperrt bleibt, da andernfalls Ladungen darüber abfließen können, und keine sinnvolle Messung der Kapazität mehr möglich ist. Daher kann für den Fall „nwell high“ nur für eine Polarität der angelegten Spannung U gemessen werden. Die gemessenen Kennlinien in Abb. 4.34 unterscheiden sich deutlich, je nachdem, an welcher Elektrode die Spannungsrampe angelegt wird. Liegt sie an der Membran, so weist die CV-Kurve zwei Stufen bei ca. $+9$ V und bei ca. -20 V auf. Die Stufen verschwinden für den Fall „nwell high“, und der Kapazitätshub über den gesamten Spannungsbereich fällt hier sehr gering aus.

Um die Kennlinien interpretieren zu können, werden zunächst einzelne, in Abb. 4.33 eingezeichnete Teilstrukturen des Bauelementes betrachtet. Aus Gleichung 4.37 lassen sich für die Einsatzspannungen der einzelnen Teilstrukturen unter der Annahme idealer MIS-

Abbildung 4.34: CV-Kennlinien der Referenzstruktur. Die Spannung wurde entweder an der Polysiliziummembran („nwell low“) oder an der n-Wanne („nwell high“) variiert.



Strukturen folgende Werte berechnen:

	Oxid über n-Wanne (I)	Luft&Oxid über n-Wanne (II)	Oxid über p-Wanne (III)
U_{th}	-18,1 V	-60 V	+9 V

Die Schwellspannung von Bereich II liegt also deutlich außerhalb des zugänglichen Meßbereichs von ± 35 V und kann daher nicht beobachtet werden. Die beiden anderen Schwellspannungen können allerdings mit den Stufen in der CV-Kennlinie in Abb. 4.34 korreliert werden. Sie sind also durch Ladungsträgerinversion und -akkumulation in den n- bzw. p-dotierten Bereichen bedingt, zeigen jedoch nicht genau das Verhalten, das man von den einzelnen Teilstrukturen erwartet: So fällt die Stufe bei -20 V viel größer aus als für die entsprechende MIS-Struktur zu erwarten ist, und die Stufe bei $+9$ V würde bei einer getrennt betrachteten p-Wannen-Kapazität nicht zu einer Erhöhung sondern zu einer Verringerung der Kapazität führen.

Dies zeigt, daß die Teilbereiche der Struktur nicht als unabhängig voneinander betrachtet werden können, wie es z.B. auch bei Untersuchungen an Dünn/Dickoxidübergängen in MOS-Strukturen beobachtet und analysiert wurde [32, 151]. Für die Referenzstruktur des Drucksensors kann dies beispielhaft anhand einer Teststruktur bestehend aus zwei MIS-Strukturen mit jeweils Oxid (Bereich I, „MOS“-Struktur) bzw. Luft als Isolator (Be-

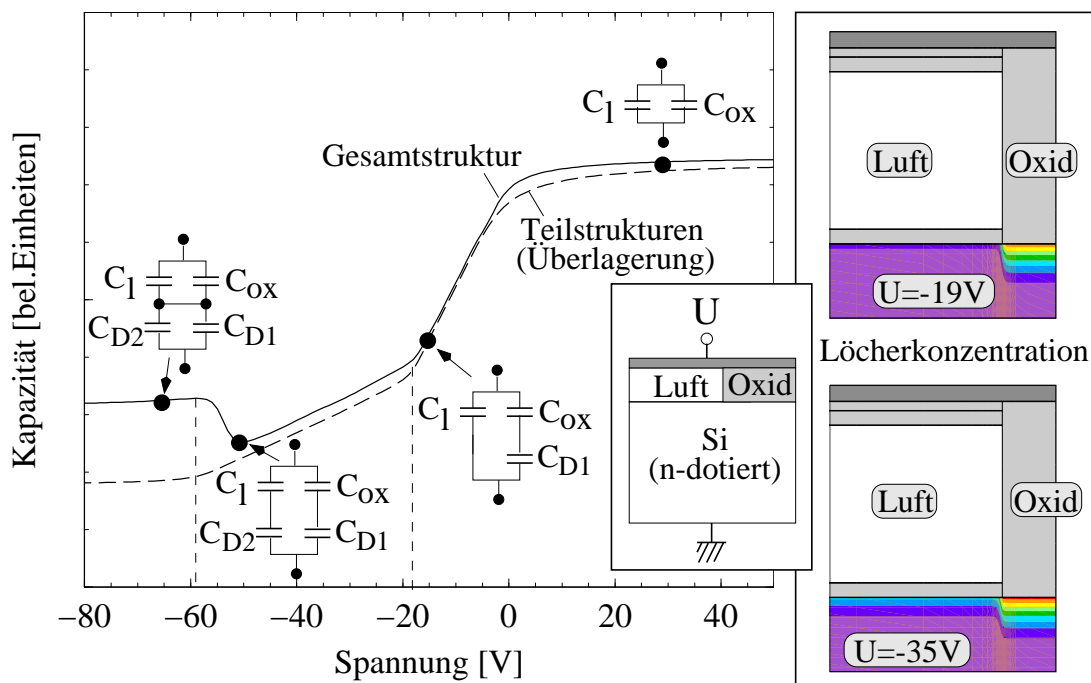


Abbildung 4.35: CV-Kennlinie (links) und Ladungsträgerverteilung (rechts) für eine zusammengesetzte MIS-Struktur. Vergleich zwischen Ergebnissen für die Gesamtstruktur und durch flächenmäßig gewichtete Addition der Teilstrukturen erhaltenen Ergebnissen. Die Schwellspannungen der Einzelbereiche sind gestrichelt eingezeichnet.

reich II, „MLS“-Struktur) verifiziert werden. Die simulierte CV-Kennlinie der Gesamtstruktur zeigt deutliche Abweichungen von der Kennlinie, die durch flächenmäßig gewichtete Addition der Teilstruktur-Charakteristiken erhalten wurde (Abb. 4.35). Der augenscheinlichste Unterschied tritt dann auf, wenn in der „MLS“-Struktur Inversion eintritt. Die in Abb. 4.35 eingezeichneten Ersatzschaltbilder verdeutlichen die hier ablaufenden Mechanismen. Im Bereich positiver Spannungen mißt man die Parallelschaltung aus den beiden Luft- bzw. Oxid-gefüllten Kondensatoren. Für kleine negative Spannungen setzt zunächst Verarmung im Bereich der „MOS“-Struktur ein. Die Kapazität sinkt, bis Inversion einsetzt ($U_{th} = -18 \text{ V}$) und ein Plateau erreicht wird. Aufgrund der im Bereich der „MLS“-Struktur herrschenden und weiter zunehmenden Verarmung ist dieses Plateau geneigt, und die Gesamtkapazität sinkt weiter, bis die maximale Weite der Raumladungszone bei $U_{th} = -60 \text{ V}$ erreicht ist. Aufgrund des bis zu dieser Spannung gesperrten lateralen „p⁺-i“-Übergangs zwischen Inversionsschicht („p⁺“) und RLZ („i“) an der Halbleiter-Oxid-Grenzfläche können die beiden Strukturen bis hierher als parallel geschaltet betrachtet werden. Durch die nun an der Luft/Halbleiter-Grenzfläche einsetzende Inversion wird dieser „p⁺-i“-Übergang zu einer durchgehenden Inversionsschicht, so daß er schließlich im Ersatzschaltbild durch einen Kurzschluß ersetzt werden kann. Die Kapazität steigt dadurch wieder an, um dann auf einem Plateau zu bleiben.

Laterale Effekte können demnach in zusammengesetzten MIS-Strukturen nicht vernachlässigt werden, und die Kleinsignalcharakteristik kann nicht als reine Überlagerung der Einzelkennlinien betrachtet werden. Daher ist es unerlässlich, die Referenzstruktur als Ganzes zu simulieren, damit solche Effekte nicht unberücksichtigt bleiben. Das Ergebnis dieser Simulation für den Fall „nwell low“ zeigt Abb. 4.36. Die Stufen in der Kennlinie bei ca. +9 V und -20 V sind durch das Einsetzen der Inversion im p- bzw. n-dotierten Gebiet im Siliziumsubstrat und die dadurch bewirkten Kurzschlüsse an der Siliziumoberfläche zu erklären. Dies sieht man deutlich an den ebenfalls dargestellten Ladungsträgerverteilungen für $U = -20 \text{ V}$ (Löcher) und $U = +12 \text{ V}$ (Elektronen) im Grenzgebiet zwischen Bereich II und III. Die theoretisch errechneten Werte der Schwellspannungen für ideale MIS-Strukturen sind jeweils eingezeichnet.

Für negative Spannungen verarmt im n-dotierten Bereich die Grenzschicht, bis bei ca. -20 V die maximale Raumladungszone unter dem Feldoxid erreicht ist und Inversion einsetzt. Hier nimmt die an der n-Wanne gemessene Kapazität noch zusätzlich dadurch ab, daß der nun entstehende Löcherkanal diesen Bereich mit der p-Wanne verbindet und somit von der n-Wanne abkoppelt. Im Bereich des Luftspaltes hat sich bei diesen Spannungen bereits eine Verarmungsschicht ausgebildet. Die Inversionsspannung von ca. -60 V liegt allerdings weit außerhalb des zugänglichen Meßbereichs und kann daher nicht beobachtet werden.

Für positive Spannungen verarmt der p-dotierte Bereich im Substrat, bis auch hier bei ca. +9 V Inversion eintritt. Die Kapazität nimmt hier nicht ab, sondern zu. Der im Substrat gelegene, gesperrte pn-Übergang koppelt bis zu dieser Spannung die über dem p-dotierten Bereich liegende MOS-Struktur ab, so daß sie keinen Beitrag zur gemessenen Kapazität liefert. Bei der Schwellspannung bildet sich im Bereich des pn-Übergangs durch Inversion ein leitender Elektronenkanal, der dieses Gebiet an die über dem n-dotierten Substrat liegenden Bereiche anschließt (s. Abb. 4.36), dieser Bereich trägt nun zur Gesamtkapazität bei. Die Höhe der Stufe entspricht genau der Kapazität des gesamten, über

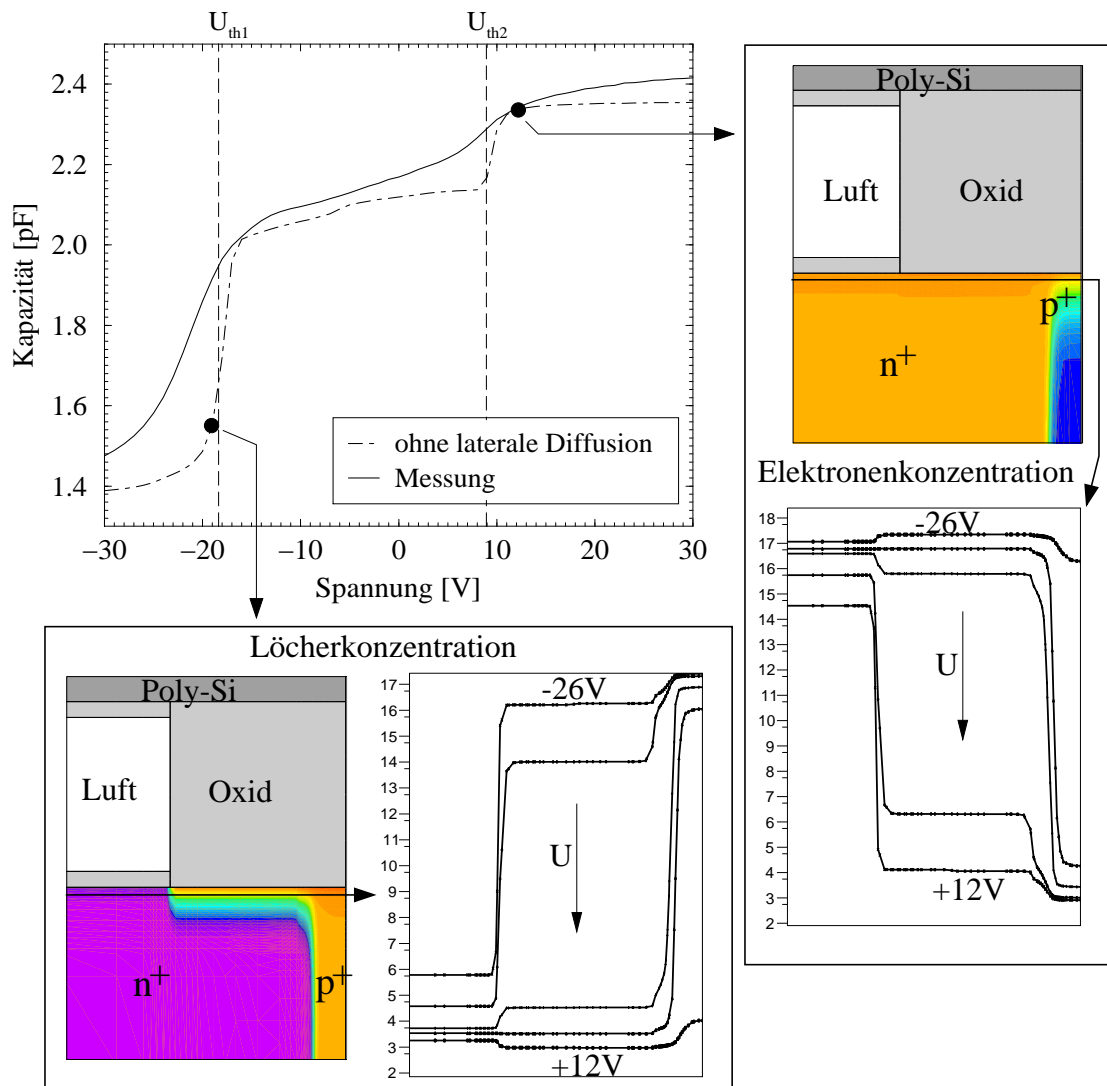


Abbildung 4.36: CV-Charakteristik der Referenzstruktur und Ladungsträgerverteilung für ausgewählte Punkte auf der Kennlinie: Vergleich zwischen Simulation und Messung. Die Gleichspannung liegt an der Membran. In der Simulation sind weder laterale Ausdiffusion noch Grenzflächenladungen berücksichtigt. Die Schwellenspannungen für den n- (U_{th1}) bzw. p-dotierten Bereich (U_{th2}) sind gestrichelt eingezeichnet. Die Graphen verdeutlichen die Änderung der Ladungsträgerdichten mit der angelegten Spannung entlang des eingezeichneten Schnittes durch die Struktur.

p-dotiertem Gebiet liegenden Feldoxids. Die in Abb. 4.36 zusätzlich dargestellten Graphen der Elektronen- bzw. Löcherkonzentrationen verdeutlichen diese Abhängigkeit der Ladungsträgerdichten von der angelegten Spannung entlang des eingezeichneten Schnittes durch die untersuchte Struktur.

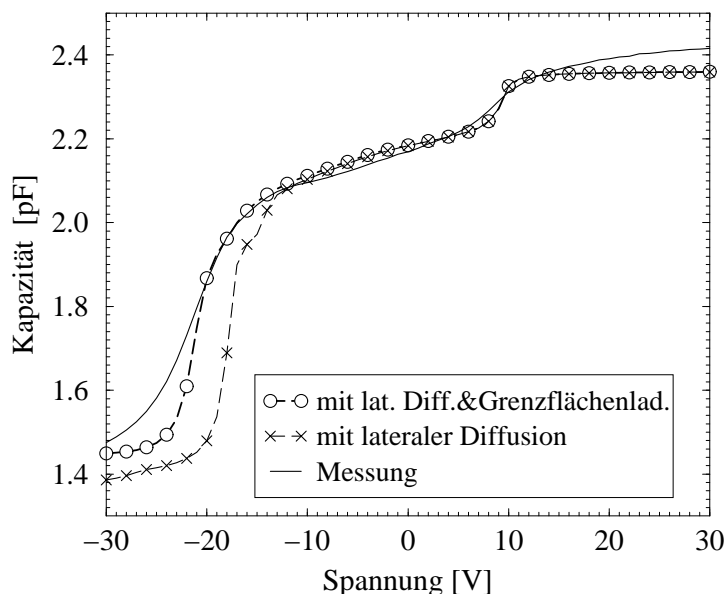
Für die Meßkonfiguration „nwell high“, d.h. Spannungsrampe an der n-Wanne, verschwinden die Stufen ganz. Dies liegt daran, daß der pn-Übergang mit zunehmender

Spannung an der n-Wanne immer weiter vorgespannt wird. Aufgrund der dadurch entstehenden Bandverbiegung fließen Minoritätsladungsträger, d.h. Löcher aus dem n-dotierten Bereich ab, so daß es hier nie zu Inversion, also auch nicht zu einem lateralen Kurzschluß kommt.

Die wesentlichen Charakteristika der CV-Kennlinie der Referenzstruktur können also durch die erste Simulation bereits wiedergegeben und erklärt werden, allerdings zeigen sich noch deutliche Abweichungen von der gemessenen Kurve, insbesondere in den Steigungen entlang der gesamten Kennlinie. Die Übergänge im Bereich der Schwellspannungen sind zu scharf und teilweise auch verschoben verglichen mit den Messungen.

Für den Bereich positiver Spannungen liegt dies, wie in Abb. 4.37 zu sehen ist, daran, daß die laterale Ausdiffusion der Dotiergebiete noch nicht berücksichtigt wurde. Da über die Größe der lateralen Diffusion keine Meßwerte vorlagen, wurden Werte dafür durch Prozeßsimulation ermittelt. Die mit dem modifizierten Modell erhaltene Kennlinie zeigt für Spannungen oberhalb -15 V bereits eine sehr gute Übereinstimmung. Durch Einbeziehen der lateralen Ausdiffusion wird ein Übergangsbereich zwischen p- und n-dotiertem Gebiet erzeugt, in dem ein allmähliches Ausbilden des Elektronenkanals, bzw. für negative Spannungen des Löcherkanals erfolgt, und die Kapazität dabei kontinuierlich steigt. Der sprunghafte Übergang bei $+10$ V wird dadurch abgemildert, und die Steigung der Kurve entspricht nun den Messungen. Die verbleibenden Diskrepanzen, v.a. im Bereich von -20 V, werden auf noch nicht berücksichtigte Nichtidealitäten wie Grenzflächen- und Oxidladungen zurückgeführt, über deren Konzentration und Eigenschaften allerdings keine Messungen vorlagen. Anzunehmen ist aber, daß aufgrund des Freiätzprozesses die Konzentrationen Werte, die für CMOS-Prozesse typisch sind, auch deutlich überschreiten können. Abb. 4.37 zeigt, daß exemplarisch eingeführte Grenzflächenladungen die Schwellspannung zum einen verschieben, zum andern die Kennlinie abflachen, wodurch sich die Simulation in diesem Bereich den Messungen weiter annähert. Leichte Defizi-

Abbildung 4.37: CV-Charakteristik der Referenzstruktur: Vergleich zwischen Simulation und Messung. Die Spannungsrampe liegt an der Membran. Wenn laterale Ausdiffusion und Grenzflächenladungen berücksichtigt werden, ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit der gemessenen Charakteristik.



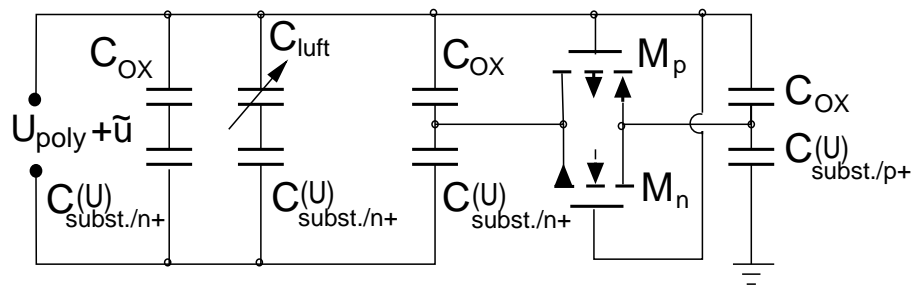


Abbildung 4.38: Ersatzschaltbild zur Modellierung der Gesamtkapazität von Sensor- bzw. Referenzstruktur.

te bleiben dennoch, lassen sich allerdings auch nicht zuverlässig beseitigen, solange über die Art und Konzentration der Defekte keine detaillierten Aussagen vorliegen. Auch bleibt ungeklärt, weshalb die Messungen für positive wie negative Spannungen nicht sättigen, wie dies die Simulation vorhersagt. Die Ursache hierfür könnte ebenfalls in vorhandenen Defekten liegen, die sich mit zunehmender Spannung besetzen, und erst dann zur Kapazität beitragen. Allerdings zeigt Abb. 4.37 auch, daß nun für weitere Untersuchungen ein hinreichend genaues zweidimensionales Modell vorliegt, das die Messungen gut wiedergibt und anhand dessen es möglich ist, alle auftretenden Effekte zu analysieren.

Basierend auf den oben dargestellten Untersuchungen kann das Kleinsignalverhalten der Referenzstruktur nun durch das in Abb. 4.38 dargestellte Ersatzschaltbild beschrieben werden, das auch die Grundlage für das in Kap. 5.2.1 realisierte Makromodell des Gesamtsystems bildet. Neben den Kapazitäten von Luftspalt (veränderlich), Oxid (fest) und den einzelnen Raumladungszonen im Siliziumsubstrat enthält es auch den Einfluß der sich ausbildenden Ladungsträgerkanäle, realisiert durch die Einführung der beiden MOS-Transistoren M_p und M_n .

4.4.2 Einfluß parasitärer Kapazitäten auf das Meßsignal des mikromechanischen Drucksensors

Die Untersuchungen aus den Kapiteln 4.2.3 und 4.4.1 haben gezeigt, daß bei der elektrischen Charakterisierung des mikromechanischen Drucksensors auch die im Substrat vorhandenen, verteilten parasitären Kapazitäten einen maßgeblichen Einfluß auf das Meßsignal haben und daher in der Simulation des Sensorverhaltens berücksichtigt werden müssen. Um diese Effekte adäquat zu berücksichtigen, wird nun das Sensorverhalten gemäß Abb. 4.39 gekoppelt modelliert. Dazu wird zunächst die durch die angelegte elektrische Spannung bedingte Membrandurchbiegung mittels FEM elektromechanisch gekoppelt berechnet, wie in Kap. 4.2 beschrieben (Abb. 4.39 links). Die resultierende Biegelinie wird anschließend an einen Halbleiterbauelementesimulator übergeben, mit dem nun in einer numerischen Kleinsignalanalyse ebenfalls der Einfluß der parasitären Kapazitäten im Halbleitersubstrat erfaßt werden kann (Abb. 4.39 rechts). Um den Meßprozeß nachzubilden, wird von der daraus erhaltenen Sensorkennlinie $C(U)$ die entsprechende Charakteristik der Referenzstruktur subtrahiert.

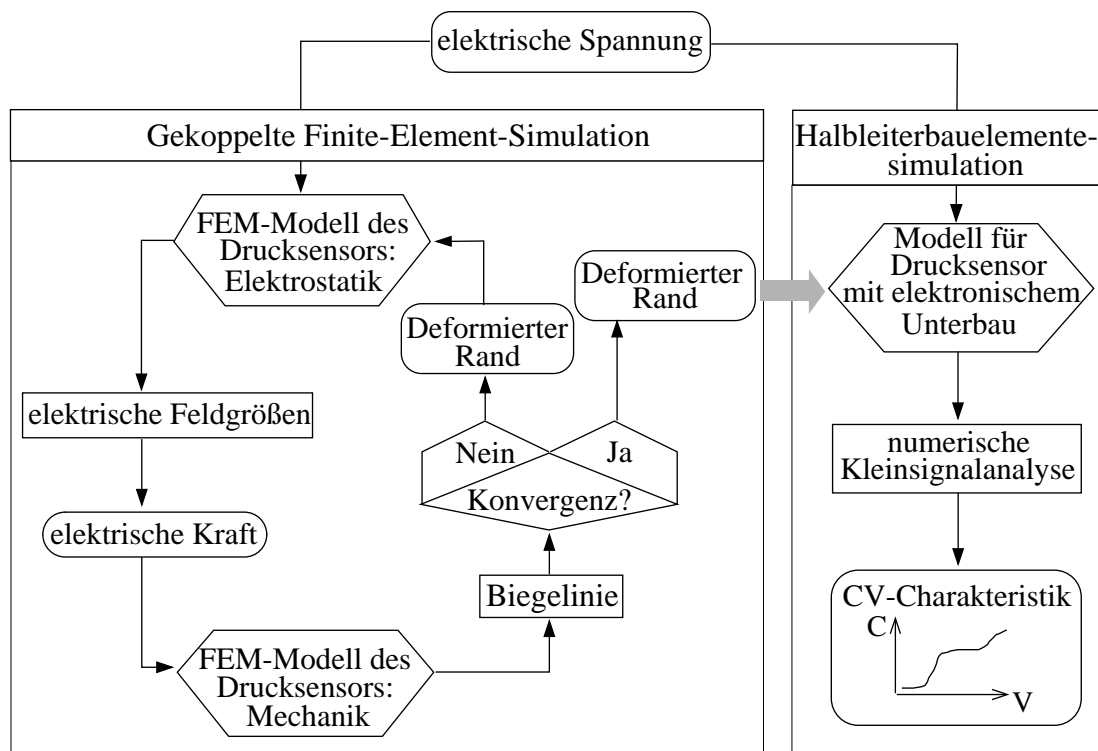


Abbildung 4.39: Simulationsschema für die vollständig elektromechanisch gekoppelte Modellierung des mikromechanischen Drucksensors. Für eine gegebene elektrische Spannung wird die Biegelinie der Sensormembran mittels einer elektromechanisch gekoppelten FEM-Simulation ermittelt (links) und als geometrische Randbedingung an einen Halbleiterbauelementesimulator übergeben, wo mittels numerischer Kleinsignalanalyse die Kapazität der Anordnung extrahiert werden kann (rechts).

Die damit erhaltenen Kennlinien sind in Abb. 4.40 dargestellt und stimmen für beide Polungen der angelegten Spannung („nwell low“, „nwell high“) besser mit den Messungen überein als die Ergebnisse der reinen FEM-Rechnungen.

Für den Fall „nwell low“ zeigt sich sogar eine sehr beachtliche Übereinstimmung mit den gemessenen Kurven, obwohl die numerische Kleinsignalanalyse lediglich mit einem zweidimensionalen Modell durchgeführt wurde. Für die umgekehrte Polung („nwell high“) ergibt sich zwar auch eine Verbesserung gegenüber der FEM-Rechnung, allerdings fällt diese nicht so deutlich aus wie im Falle von „nwell low“. Dies lässt sich darauf zurückführen, daß das spannungsabhängige Verhalten der parasitären Kapazitäten in diesem Fall stark vom pn-Übergang im Substrat bestimmt wird. Die Kennlinie reagiert hier also viel empfindlicher auf Abweichungen der lateralen Dotierprofile von den realen Werten als bei der Polung „nwell low“, wo diese keine so große Rolle spielen. Über die laterale Ausdehnung der Profile liegen, wie bereits erwähnt, keine Meßdaten vor, so daß hier noch Diskrepanzen zwischen simulierter und gemessener Kennlinie verbleiben.

Die Ergebnisse dieses Abschnitts zeigen, wie wichtig es ist, die Querkopplung zwischen verschiedenen physikalischen Domänen zu berücksichtigen, um die Meßkurven korrekt interpretieren zu können. Parasitäre und erwünschte Meßsignale lassen sich hier meß-

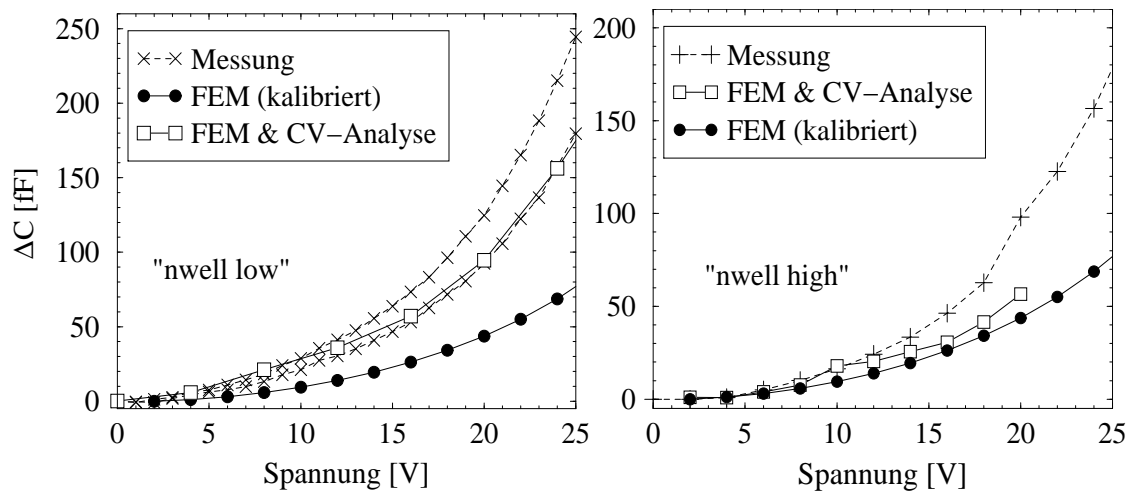


Abbildung 4.40: Spannungsabhängiges Meßsignal des Sensors (Differenz Sensor-Referenz), ermittelt nach dem gekoppelten Simulationsschema aus Abb. 4.39. Im Gegensatz zu reinen FEM-Rechnungen ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen simulierter und gemessener Charakteristik, besonders für den Fall „n-well low“ (links). Die im Fall „n-well high“ (rechts) verbleibenden Diskrepanzen werden auf Unsicherheiten in den Dotierprofilen zurückgeführt.

technisch nicht entkoppeln, zudem liegen sie, wie in mikromechanischen Bauelementen häufig der Fall, in der gleichen Größenordnung, sie überlagern sich nichtlinear und beeinflussen sich gegenseitig. Man benötigt deshalb die problemangepasste numerische Modellierung aller gekoppelten Effekte, um die einzelnen Beiträge qualitativ wie auch quantitativ untersuchen und voneinander trennen zu können. Bei dem hier untersuchten Drucksensor konnten so alle, zum Meßsignal beitragenden Anteile identifiziert und korrekt modelliert werden. Da die parasitären Kapazitäten spannungsabhängig sind, tragen sie bei der elektrischen Charakterisierung maßgeblich zum Meßsignal bei. Das gewünschte Meßsignal, die Kapazitätsänderung aufgrund der Membrandurchbiegung, läßt sich dann auch nicht, wie bei der druckabhängigen Charakterisierung, durch eine einfache Subtraktion der Signale von Sensor und Referenz erhalten, da sich Durchbiegung und parasitäre Effekte gegenseitig beeinflussen. Das heißt aber auch, daß für den Fall einer elektrischen Charakterisierung des Sensors die Meßvorschrift zur Extraktion des reinen Sensorsignals komplexer sein muß als für die druckabhängige Charakterisierung. Basierend auf diesem detaillierten Verständnis konnte das Ersatzschaltbild für das Gesamtsystem gemäß Abb. 4.38 abgeleitet werden, mit Hilfe dessen es möglich ist, die gewünschten Meßgrößen zu extrahieren oder eine geeignete Meßvorschrift abzuleiten. Am besten eignet sich hierfür die nächsthöhere Abstraktionsebene, die Ebene der Kompaktmodellierung und Schaltungssimulation, wie ausgehend von diesen Ergebnissen in Kap. 5.2.1 eingehend dargelegt wird.

5 Modellierung auf Systemebene

5.1 Grundlagen der Systemsimulation von Mikrosystemen

5.1.1 Einführung

Modelliert man Mikrosysteme oder Teile davon innerhalb ihres Entwicklungs- und Optimierungsprozesses, ist es in der Regel notwendig, ein Gesamtmodell für das Mikrosystem auf Systemebene abzuleiten. Dies hat verschiedene Gründe. Zum einen ist, wie in Kapitel 4 dargestellt wurde, schon die Modellierung von Teilen eines Mikrosystems auf kontinuierlicher Feldebene so komplex, daß man an Grenzen der Machbarkeit und Handhabbarkeit stößt, insbesondere, wenn Kopplungen zwischen mehreren physikalischen Energieformen berücksichtigt werden müssen, die Geometrie des Bauelements komplex ist und/oder das Problem ein dreidimensionales Modell erfordert. Daher ist die Modellierung auf kontinuierlicher Feldebene für Untersuchungen und schnelle Design- und Optimierungsstudien von Gesamtsystemen nicht geeignet, und man benötigt ein Modell, das weniger Freiheitsgrade aufweist, ein sogenanntes Kompaktmodell. Auf der anderen Seite stellt sich häufig das Problem, daß ein Bauelement zusammen mit seiner Antriebs- und Auswerteelektronik optimiert werden muß, um einen reibungslosen Betrieb zu gewährleisten (z.B. Gyroskop mit Kraft-Rückkopplungs-Regelung [140]). Dies ist nur dann möglich, wenn das mikromechanische Bauelement zusammen mit der Beschaltung als Gesamtsystem modelliert werden kann.

Das Ziel ist zum einen die Simulation des Bauelementes auf Systemebene und die dazu erforderliche Integration in ein Gesamtmodell, in dem alle Teile des Systems auf Systemebene zusammengefügt werden, zum anderen soll die Zahl der Freiheitsgrade der Mikrobauelemente oder von Teilen davon auf ein handhabbares Maß reduziert werden. Als Vorbild dient hier die elektrische Schaltkreissimulation, in der alle Elemente eines Netzwerkes wie elektrische Widerstände, Kapazitäten, Induktivitäten und andere elektronische Bauelemente als konzentrierte Modelle miteinander verschaltet sind und über ihre Anschlüsse miteinander wechselwirken. Bei elektronischen Bauelementen und in der Schaltungstechnik verfügt man schon lange über Methoden und Simulationsplattformen, mit denen diese Modelle abgeleitet und mittels Parameterextraktions- und Optimierungsmethoden kalibriert werden können, ausgehend von Simulationen des Herstellungsprozesses und des Bauelementeverhaltens auf kontinuierlicher Feldebene und unterstützt durch Messungen. In der Mikrosystemtechnik existieren jedoch noch keine Standardmethoden, wie man die Freiheitsgrade einer kontinuierlichen Feldbeschreibung systematisch redu-

zieren kann, um skalierbare und physikalisch basierte Kompaktmodelle für einzelne Systemkomponenten zu erhalten. Ein Überblick über bisher verfolgte Ansätze wird in [107] gegeben.

5.1.2 Von der kontinuierlichen Feldebene zur Systemsimulation

Mit den in Kapitel 2.2 vorgestellten verallgemeinerten Kirchhoffschen Netzwerken steht eine universelle und leistungsfähige Methode zur Verfügung, basierend auf den Prinzipien der irreversiblen Thermodynamik, ganze Mikrosysteme auf Systemebene zu modellieren. Die prinzipielle Vorgehensweise hierzu ist, das Gesamtsystem zunächst in Teilsysteme zu zerlegen. Dies kann nach unterschiedlichen Kriterien erfolgen. Ein gangbarer und intuitiver Weg ist die geometrische Zerlegung des Systems in funktionale Einheiten. So kann beispielsweise die in Kapitel 3.2 vorgestellte Mikromembranpumpe in Ventil-, Antriebseinheit und Ein- bzw. Auslaßschläuche aufgeteilt werden. Wie bereits in Kapitel 2.2 dargelegt, soll die Zerlegung dabei so erfolgen, daß die Potentialgrößen entlang der Trennlinien räumlich nicht variieren, so daß ihre Verteilung hier nicht bestimmend für das Bauelementeverhalten ist, und sie dort zu konzentrierten Variablen zusammengefaßt werden können. Rückschlüsse auf eine korrekte und sinnvolle Zerlegung können beispielsweise aus Finite-Element-Rechnungen gezogen werden. Der Austausch zwischen den Teilsystemen erfolgt dann über die Modellgrenzen, die zu Anschlüssen oder sogenannten „Terminals“ zusammengefaßt werden, mittels zueinander konjugierter konzentrierter Fluß- und Potentialgrößen (vgl. Grundlagen in Kapitel 2.2).

Die Zerlegung des Systems kann aber auch nach einzelnen physikalischen Domänen vorgenommen werden. Für den Fall einer an mikromechanischen Federn aufgehängten Masse eines Beschleunigungssensors kann die Aufteilung beispielsweise in ein mechanisches Teilsystem (Feder-Masse-System), ein fluidisches Teilsystem (viskose Dämpfung des Systems) und die elektrostatische Antriebs- oder Ausleseeinheit erfolgen. Wegen der Kopplung der unterschiedlichen physikalischen Domänen untereinander fungieren dann gewisse Teilsysteme als Energie- und Signalwandler, d.h. sie werden über mehrere Variablenpaare beschrieben und besitzen daher Anschlüsse (Terminals) in mehreren physikalischen Domänen. Die Kopplung zwischen den verschiedenen Energiedomänen erfolgt dann über die Terminals dieser Wandlerelemente.

Welche Art der Zerlegung gewählt wird, hängt oft von der Fragestellung und vom Problem ab und bleibt, da dafür noch keine systematischen Verfahren existieren, meist der Intuition des Ingenieurs überlassen. Einige Richtlinien, die bei der Zerlegung eines Systems beachtet werden müssen, werden in [139] auf der Basis der irreversiblen Thermodynamik gegeben.

Für die Modellierung der einzelnen Teilsysteme gibt es grundsätzlich zwei verschiedene Ansätze, die Modellierung mit verteilten Variablen und die Modellierung mit konzentrierten Variablen. In der Regel wird die Modellierung mit konzentrierten Variablen bevorzugt, da hier die Freiheitsgrade eines Systems so reduziert werden, daß sich das Betriebsverhalten nur noch durch einige wenige Variable beschreiben läßt. Damit wird dann auch das

Verhalten komplexer Mikrosysteme, die eine große Zahl an Freiheitsgraden und Kopplungen aufweisen, mit einem akzeptablen Rechenaufwand beschreibbar.

Ist die Ableitung von Kompaktmodellen, d.h. die Reduktion der Freiheitsgrade auf wenige, konzentrierte Variable nicht so einfach möglich, oder wäre diese mit einem für das System nicht tolerablen Verlust an Genauigkeit verbunden, können Teile eines Mikrosystems auch unter Zuhilfenahme verteilter Ansätze modelliert werden. Dazu wird das Teilsystem, beispielsweise mittels Finiter Differenzen (FD) oder Finiter-Element-Methoden (FEM), diskretisiert und die beschreibenden Gleichungen auf diesem Gitter gelöst. Bei der Simulation des Gesamtsystems kann nun für die Kompaktmodelle und die Modelle mit verteilten Variablen dieselbe Simulationsumgebung verwendet werden (homogener Simulationsansatz, z.B. [65, 139]), oder es können für die verschiedenen Modellklassen jeweils angepaßte Simulatoren zum Einsatz kommen, die dann iterativ miteinander gekoppelt werden müssen (heterogener Simulationsansatz, z.B. [105]). Beim heterogenen Simulationsansatz müssen allerdings der Aufwand des zu realisierenden Interfaces zwischen den Simulatoren, der durch die Kopplung entstehende Kommunikationsoverhead und die typischerweise bei iterativ gekoppelten Systemen möglichen Konvergenzschwierigkeiten in Betracht gezogen werden. Daher ist, soweit möglich, ein homogener Simulationsansatz vorzuziehen. Mit der Methode der Finiten Netzwerke, die im folgenden Abschnitt vorgestellt wird, steht ein geeignetes Verfahren zur Verfügung, Systeme mit verteilten Variablen innerhalb eines Systemsimulators zu integrieren und somit eine homogene Simulationsumgebung zu realisieren.

Die Modelle der Teilsysteme werden für die Systemsimulation zu einem verallgemeinerten Kirchhoffschen Netzwerk verbunden. An die Stelle der partiellen Differentialgleichungen, die das Bauelementeverhalten auf kontinuierlicher Feldebene beschreiben, treten nun gewöhnliche Differentialgleichungen, ein typisches Einsatzfeld analoger Schaltungssimulatoren (z.B. Eldo [31], Spectre [23], Smartspice [117]), so daß sich die Systemsimulation in Mikrosystemtechnik und Elektronik hier nahtlos in einer Simulationsumgebung verbinden lassen. Für Mikrosysteme am besten geeignet sind Simulatoren, die eine eigene analoge Beschreibungssprache („Hardware Description Language“, HDL) besitzen, die es ermöglicht, die Teilsystemmodelle - Kompaktmodelle wie verteilte Modelle - in den Schaltkreissimulator zu integrieren [95]. Hier bestehen neben der Existenz zahlreicher simulatorspezifischer „Sprachdialekte“ wie Spectre-HDL oder HDLA (Eldo) mit der Entwicklung des IEEE-Standards VHDL-AMS Bestrebungen, eine vereinheitlichte, universell in vielen Standardsimulatoren einsetzbare Hardwarebeschreibungssprache zu schaffen, die eine Basis für Standardmodellbibliotheken in der Mikrosystemtechnik darstellen könnte [60]. In dieser Arbeit wurde der Systemsimulator Spectre der Firma Cadence [23] verwendet, der neben der simulatoreigenen Sprache Spectre-HDL auch den kommenden Standard VHDL-AMS versteht.

5.1.3 Ableitung und Klassifizierung von Teilsystemmodellen

Mit Hilfe eines Makromodells für ein mikromechanisches Gesamtsystem soll es möglich sein, sein Betriebsverhalten schnell, effizient und korrekt zu berechnen. Daher sollten die

Modelle für die Teilsysteme einerseits einen möglichst hohen Grad an Ordnungsreduktion aufweisen, um die Rechenzeiten gering zu halten und schnelle Design- und Optimierungsstudien zu ermöglichen, andererseits muß gewährleistet sein, daß sie die Abhängigkeiten von Bauelementedimensionen und Materialparametern korrekt enthalten und natürlich das Systemverhalten exakt wiedergeben. Schließlich sollten alle Modelle leicht in einen Systemsimulator implementiert werden können, um das Gesamtsystem innerhalb einer homogenen Simulationsumgebung untersuchen zu können. Bis dato existiert allerdings leider noch keine Methodik, Kompaktmodelle systematisch aus Modellen der kontinuierlichen Feldebene abzuleiten. Einige Ansätze werden im folgenden Abschnitt vorgestellt und bewertet.

Finite Netzwerke (FN)

Die Methode der FN zählt zu den verteilten Ansätzen, ist also im eigentlichen Sinne kein Kompaktmodell, wenngleich man auch bei FN-Ansätzen eine Reduktion der Freiheitsgrade anstreben kann. FN werden vorwiegend dann eingesetzt, wenn es nicht so einfach möglich ist, Kompaktmodelle für ein Teilsystem abzuleiten, beispielsweise weil die Geometrie sehr komplex ist, oder wenn sich zur Ableitung erforderliche Vereinfachungen zu stark auf die Genauigkeit des Simulationsergebnisses auswirken würden. Die FN-Methode ist den Ansätzen auf kontinuierlicher Feldebene äquivalent, hat aber den Vorteil, daß sie innerhalb analoger Schaltkreissimulatoren realisiert werden kann und daher für die Simulation des Gesamtsystems in einer einheitlichen Simulationsumgebung geeignet ist („homogener Simulationsansatz“). Das System wird diskretisiert und in ein Finites Netzwerk überführt. Die beschreibenden Gleichungen können entweder mittels Finiter Differenzen diskretisiert und direkt mit einer Hardware-Beschreibungssprache in einen Systemsimulator implementiert werden oder mittels elektrischer Netzwerkkomponenten in eine äquivalente Netzwerkbeschreibung umgesetzt werden. Beide Methoden sind jeweils in [64] und [139] für den piezoelektrischen Membrantrieb einer Mikropumpe bzw. den thermischen Selbsttest eines mikromechanischen Beschleunigungssensors demonstriert. Im Rahmen dieser Arbeit wird die FN-Methode angewendet, um viskose Dämpfungseffekte in Mikrosystemen zu modellieren, bei denen die Ableitung universeller und skalierbarer Modelle für allgemeine Geometrien schwierig ist (siehe Kapitel 5.3).

Die FN-Methode hat den Vorteil, daß die Modellerstellung bis zu einem gewissen Grade automatisiert werden kann. Aus einem in einer Standard-CAD-Umgebung diskretisierten Modell des Bauelements (z.B. FEM-Diskretisierung) kann mittels eines Konvertierungsprogramms eine Netzliste erstellt werden, die die Gitterinformationen, das heißt die Abstände zwischen den Knoten, ihre Relation zueinander, u.s.w., enthält. Zu diesem Zwecke wurde in [139] das Konvertierungsprogramm ANTOS entwickelt, das in dieser Arbeit modifiziert und für die gegebene Problemstellung adaptiert wurde.

FN können bei flußerhaltenden Grundgleichungen für alle physikalischen Energiedomänen eingesetzt werden, so daß sich damit innerhalb eines Systemsimulators auch Kopplungen realisieren lassen, die in Standard-FEM-Simulatoren nicht implementiert sind. Die Lösung des gekoppelten Problems erfolgt dann sogar simultan. Mit der Realisierung innerhalb eines Schaltkreissimulators stehen damit auch für das gekoppelte Pro-

blem alle dort zur Verfügung stehenden Analysearten wie z.B. statische, transiente und Kleinsignalanalyse zu Verfügung.

Schließlich können diese verteilten Modelle problemlos mit Kompaktmodellen anderer Teile oder physikalischer Domänen des Mikrosystems kombiniert werden, so daß ein Mixed-Level-Modell (MLM) des Gesamtsystems entsteht, das dort räumlich aufgelöst (d.h. auf kontinuierlicher Feldebene) rechnet, wo es nötig ist, und dort abstrahiert (Kompaktmodelle), wo dies möglich ist. Beispiele, in denen MLM eingesetzt werden, finden sich in [62, 65, 139] und in Kap. 5.4 dieser Arbeit.

Ein gravierender Nachteil der FN-Modelle besteht allerdings in ihrer im Vergleich zu Kompaktmodellen großen Zahl an Freiheitsgraden, was hinsichtlich des Rechenaufwands insbesondere dann problematisch wird, wenn das Teilsystem durch Vektorfelder beschrieben werden muß, wie dies in kontinuumsmechanischen oder fluidischen Systemen der Fall ist. Dann wird die Dimension des zu lösenden Gleichungssystems sehr groß, was die Rechenzeit besonders für gekoppelte Probleme stark erhöht und die FN-Methode als Alternative zu den für kontinuierliche Feldprobleme spezialisierten Methoden wie FEM in Frage stellt oder zumindest relativiert. Die Modelle sind außerdem nicht skalierbar, d.h. sie müssen für eine Änderung in der Bauelementegeometrie neu erstellt werden, so daß die Durchführung von Designstudien umständlich ist.

Kompaktmodellierung

Die Modellierung ganzer Mikrosysteme auf der Basis von Finiten Netzwerken ist aufgrund der großen Zahl an Freiheitsgraden zeitaufwendig, in vielen Fällen sogar unmöglich. Daher ist es nötig und erwünscht, die Komplexität des Systems zu reduzieren, um Modelle zu erhalten, mit denen schnell und effizient Design- und Optimierungsstudien im Entwicklungsprozeß eines Bauelementes oder Mikrosystems durchgeführt werden können. Hierzu werden Kompaktmodelle für einzelne Teile des Gesamtsystems benötigt, bei denen die Freiheitsgrade des Systems so stark kondensiert wurden, daß sich sein Betriebsverhalten mit nur wenigen konzentrierten Variablen beschreiben läßt.

Die existierenden Ansätze, Kompaktmodelle aus Modellen auf kontinuierlicher Feldebene abzuleiten, lassen sich aufteilen in äquivalente Netzwerkmodelle, Verhaltensmodelle, physikalisch basierte Kompaktmodelle und Entwicklung nach Basisfunktionen.

Äquivalente lineare Netzwerkmodelle: Es besteht bereits eine lange Tradition, nicht-elektrische Bauelemente über elektrische Analogien zu beschreiben. Das heißt, es werden Standard-Netzwerkelemente wie Widerstände, Induktivitäten oder Kapazitäten verwendet, um das nichtelektrische Verhalten mittels eines äquivalenten RLC-Netzwerkes nachzubilden, was z.B. im Bereich der Mechanik seit langem erfolgreich durchgeführt wird [75]. Der Nachteil der Methode ist, daß sie auf lineare Effekte beschränkt ist. Um auch nichtlineares Verhalten modellieren zu können, müssen neue Modelle implementiert werden. Hier kann man grundsätzlich zwei Vorgehensweisen unterscheiden, die Beschreibung mit Verhaltensmodellen und die Beschreibung mit physikalisch-basierten, (semi-) analytischen Modellen.

Verhaltensmodelle: Sogenannte Verhaltensmodelle basieren darauf, das Bauelementeverhalten mittels verhältnismäßig einfacher Charakteristiken zu beschreiben, die bei-

spielsweise aus Messungen oder FEM-Simulationen mit Hilfe von Kurvenanpassungsverfahren („curve fitting“) gewonnen werden. In der Regel werden dazu Polynomansätze verwendet, die jedoch die physikalischen Abhängigkeiten von relevanten Parametern nicht enthalten.

Der Vorteil der Methode ist, daß sie sich relativ einfach automatisieren läßt (z.B. [123]). Ausgehend von einem FEM-Modell werden statische und dynamische Simulationen durchgeführt, aus denen mittels Extraktions- und Anpassungsalgorithmen die Verhaltensmodelle extrahiert werden können. Der Nachteil hierbei ist, daß die damit gewonnenen Kompaktmodelle keine Abhängigkeiten von Größen wie Geometrie-, Design- oder Materialparametern enthalten, so daß mit ihnen nicht auf unterschiedliche Bauelementevarianten extrapoliert werden kann. Für eine veränderte Bauelementegeometrie muß also der gesamte Vorgang wiederholt werden, was für Parameterstudien im Entwurfs- und Optimierungsprozeß einen hohen Rechenaufwand bedeutet.

Physikalisch basierte Kompaktmodelle: Eine Alternative zu den Verhaltensmodellen stellen physikalisch basierte Kompaktmodelle dar, bei denen das Bauelementeverhalten so weit wie möglich mittels analytischer, physikalisch begründeter Gleichungen beschrieben wird. Die Zahl der internen Variablen soll dabei so gering wie möglich gehalten werden, als Eingabeparameter dienen Design-, Geometrie- und Materialparameter, und idealerweise werden keine Fitparameter benötigt. In der Regel sind aber Bauelementegeometrie und -verhalten zu komplex, als daß sie durch analytisch abgeleitete Formeln exakt wiedergegeben werden können. Dann müssen Fitparameter eingeführt werden, die diesen Abweichungen von der analytischen Idealisierung Rechnung tragen. Diese Fitparameter sollten keine globalen, sondern gut verstandene, physikalisch transparente Parameter sein, die das Bauelementeverhalten in bestimmten, eingegrenzten Bereichen des Betriebs anpassen. Ist dies der Fall, können gezielt Strategien zur Parameterextraktion entwickelt werden, mit denen diese Fitparameter aus FEM-Rechnungen oder Meßdaten bestimmt werden können. Hierbei kann auf bereits vorhandene Extraktionsprogramme aus der Halbleiterelektronik zurückgegriffen werden [143].

Die Stärken analytischer, physikalisch basierter Kompaktmodelle sind ihre guten Extrapolationseigenschaften. Da alle Eingangs- und Fitparameter eine anschauliche physikalische Bedeutung haben, sind die Modelle skalierbar, physikalisch transparent und daher ideal geeignet, um Design- und Parameterstudien schnell und effizient durchzuführen. Der Nachteil dieser Modelle ist, daß eine automatisierte Ableitung in der Regel nicht möglich ist, da sie Expertenwissen über das zu modellierende System und die Erfahrung des Entwicklers voraussetzt. Beispiele für physikalisch basierte Kompaktmodellierung finden sich beispielsweise in [64, 103, 139, 141, 142] und in Kapitel 5.2 dieser Arbeit.

Ordnungsreduktion durch Zerlegung nach Basisfunktionen: Eine weitere Methode, die weniger anschaulich ist, sich dafür aber gut systematisieren und automatisieren läßt, ist die Entwicklung der Systemdynamik nach einem vollständigen Satz von speziell gewählten, vorzugsweise orthogonalen Basisfunktionen φ_i :

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{u}_0 + \sum_{i=1}^m a_i(t) \cdot \varphi_i(\mathbf{r}) \quad (5.1)$$

wobei $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ hier den Vektor der Zustandsvariablen bezeichnet, \mathbf{u}_0 einen definierten Anfangszustand festlegt und die $a_i(t)$ die zeitabhängigen Koeffizienten der Basisfunktionen darstellen.

Die Idee hinter dieser Methode ist, die Basisfunktionen so zu wählen, daß nur wenige von ihnen genügen, um das Systemverhalten in einem für die Anwendung relevanten Teil des Zustandsraums hinreichend genau wiederzugeben. Die Bewegungsgleichungen für die verallgemeinerten Koordinaten $\mathbf{q} = (a_1, a_2, \dots, a_m)$ werden über Variationsprinzipien gewonnen. Für elektromechanische Strukturen kann dies beispielsweise über den Lagrangeformalismus geschehen. Mit Hilfe der Lagrangefunktion \mathcal{L}

$$\mathcal{L}(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) = T(\dot{\mathbf{q}}) - U(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) \quad (5.2)$$

erhält man dann durch Differentiation nach den verallgemeinerten Koordinaten \mathbf{q} bzw. Geschwindigkeiten $\dot{\mathbf{q}}$ die Bewegungsgleichungen für \mathbf{q} als System gewöhnlicher Differentialgleichungen:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\mathbf{q}}} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \mathbf{q}} = F_V \quad (5.3)$$

$T(\dot{\mathbf{q}})$ bezeichnet die kinetische und $U(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}})$ die potentielle Energie des Systems. Nicht-konservative Effekte, wie beispielsweise dissipative Reibungskräfte, können über verallgemeinerte Kräfte F_V berücksichtigt werden.

Kernpunkt der Methode ist nun, geeignete Basisfunktionen zu finden und die Lagrangefunktion $\mathcal{L}(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}})$ zu bestimmen. Je angepaßter die Basisfunktionen an die im tatsächlichen Betrieb auftretenden Konfigurationen des zugrundeliegenden dynamischen Systems sind, um so weniger werden benötigt, um das Problem angemessen zu beschreiben, und um so geringer ist die Zahl der generalisierten Koordinaten und damit der Freiheitsgrade des Kompaktmodells.

Als Basisfunktionen können beispielsweise Modalfunktionen, Polynom- und Fourierreihenentwicklungen oder auch empirisch angepaßte Formfunktionen verwendet werden. Welche davon geeignet sind, hängt vom jeweiligen Problem ab. Gabbay [43, 44] verwendet beispielsweise lineare Moden, um dynamische Kompaktmodelle für elektromechanische Systeme abzuleiten. Die kinetische und die lineare elastostatische Energie des Systems lassen sich damit sehr einfach bestimmen. Die elektrostatische Energie und die nichtlineare elastostatische Energie müssen aber mittels Parameteranpassung über einem Konfigurationsraum von Betriebszuständen ermittelt werden, die mittels problemspezifischer Simulationen auf kontinuierlicher Feldebene bestimmt werden müssen. Für stark gekoppelte Probleme genügt es oft nicht mehr, die Moden des ungekoppelten Problems als Basisfunktionen zu verwenden. Dann müssen Moden des gekoppelten Systems bestimmt werden, wie beispielsweise in [53], die aber oft mit kommerziell erhältlichen Standardsimulatoren nicht berechnet werden können.

Eine andere Methode, geeignete Basisfunktionen zu generieren, besteht darin, typische Betriebszustände des gekoppelten Systems zu berechnen und daraus mittels Verfahren wie Singulärwertzerlegung, Karhunen-Loeve-Verfahren oder Principal Components Analyse (PCA) angepaßte Basisfunktionen für das gekoppelte Problem zu extrahieren. Beispiele hierfür finden sich in [58, 59] – hier werden Basisfunktionen mittels Singulärwertzerlegung für einen elektrostatisch ausgelenkten, fluidisch gedämpften Balken bestimmt – oder

in [139], wo PCA zur Bestimmung angepaßter Basisfunktionen für einen mikromechanischen Beschleunigungssensor angewendet wird.

Vorteile der Methode, die Dynamik des Systems durch eine Zerlegung nach Basisfunktionen zu beschreiben, sind, daß sie universell, d.h. auf viele Problemstellungen anwendbar sowie standardisierbar und somit auch automatisierbar ist. Sie kann damit in ihrem gesamten Ablauf in eine bestehende Simulationsumgebung integriert werden. Dies wurde in [42] für elektromechanische Systeme demonstriert. Einen großen Rechenaufwand stellen allerdings die gekoppelten Simulationen auf kontinuierlicher Feldebene dar, die für einen typischen Satz an Betriebszuständen im relevanten Teil des Konfigurationsraums durchgeführt werden müssen, um entweder Basisfunktionen oder Energiefunktionale bestimmen zu können. Da sich die resultierenden Kompaktmodelle allenfalls linear, aber nicht allgemein extrapolieren lassen, muß diese Prozedur bei Variation von Designparametern wie z.B. Geometrievariationen in der Regel erneut durchgeführt werden, was einen hohen Rechenaufwand erfordert. Der Reiz der Methode liegt allerdings in ihrem theoretisch fundierten und universellen konzeptionellen Ansatz, so daß sich zeigen muß, ob sie sich in Richtung standardisierter Ableitung von Kompaktmodellen über die bereits vorgestellten Beispiele [42, 43, 44, 53, 58, 59, 132, 139] hinaus auch für den universellen Gebrauch in Standardsimulationsumgebungen ausbauen läßt.

5.2 Makromodellierung mit konzentrierten Variablen am Beispiel elektromechanischer und fluidmechanischer Wandler

In diesem Kapitel wird die Makromodellierung mit konzentrierten Variablen anhand zweier typischer Beispiele demonstriert. Erstes Beispiel ist der in Kap. 3.1 vorgestellte mikromechanische Drucksensor, bei dem vor allem das Zusammenspiel elektrischer und mechanischer Teilstrukturen eine Rolle spielt. Als zweites Beispiel dient die Mikromembranpumpe aus Kap. 3.2 als relativ komplexes Gesamtsystem, das durch Kopplungen zwischen drei physikalischen Energiedomänen (elektrisch, mechanisch, fluidisch) und durch komplexes Systemverhalten gekennzeichnet ist und daher auf kontinuierlicher Feldebene nicht oder nur sehr schwer adäquat modelliert werden kann.

Für die Makromodellierung beider Demonstratoren wird der Standardsystemsimulator Spectre [23] verwendet, der durch seine analoge Hardwarebeschreibungssprache (Spectre-HDL, bzw. VHDL-AMS) eine sehr große Flexibilität hinsichtlich der Modellbildung und Parametrisierung bietet. Den Ausgangspunkt für die Ableitung der Kompakt- und Systemmodelle bilden die Simulationen auf kontinuierlicher Feldebene aus den Kapiteln 4.2, 4.3 und 4.4. Wie sich dort gezeigt hat, sind solche Untersuchungen zwar meist sehr zeitaufwendig, aber auch unabdingbar, um Einsicht in die Vorgänge im Inneren des Bauelementes zu gewinnen, Verständnis für das Bauelementeverhalten zu entwickeln und schließlich dadurch relevante Parameter für die Ableitung der Kompaktmodelle identifizieren und extrahieren zu können.

5.2.1 Makromodell für den kapazitiven BiCMOS-integrierten mikromechanischen Drucksensor

Für den mikromechanischen Drucksensor haben die Simulationen auf kontinuierlicher Feldebene in den Kapiteln 4.2 und 4.4 gezeigt, daß sich bei elektrischer Charakterisierung des Bauelements das Meßsignal aus einem komplexen Zusammenspiel zwischen zu messender mechanisch veränderlicher Kapazität und parasitären Effekten, die in derselben Größenordnung liegen, ergibt.

Umfassende Untersuchungen der gekoppelten Effekte (Kap. 4.4) ermöglichten es, ein fundiertes Verständnis für das beobachtete Bauelementeverhalten zu erhalten, den Einfluß aller Effekte zu klären und aus den gewonnenen Erkenntnissen ein Ersatzschaltbild für das Gesamtsystem abzuleiten, das in Abb. 5.1 dargestellt und bereits in Kap. 4.4.1 und 4.4.2 diskutiert wurde. Demnach setzt sich das Signal aus einer Überlagerung mehrerer MIS-Kapazitäten mit variierender Kopplung untereinander zusammen. Die in Abb. 5.1 eingezeichneten MOS-Transistoren modellieren Elektronen- bzw. Löcherkanäle, die sich bei ca. +10 V bzw. -20 V ausbilden und die entsprechenden Feldoxidkapazitäten anschließen.

Da dieses Ersatzschaltbild alle relevanten Einzeleffekte enthält, kann daraus die zu messende Sensorkapazität extrahiert werden, läßt sich der Meßprozeß nachbilden und können

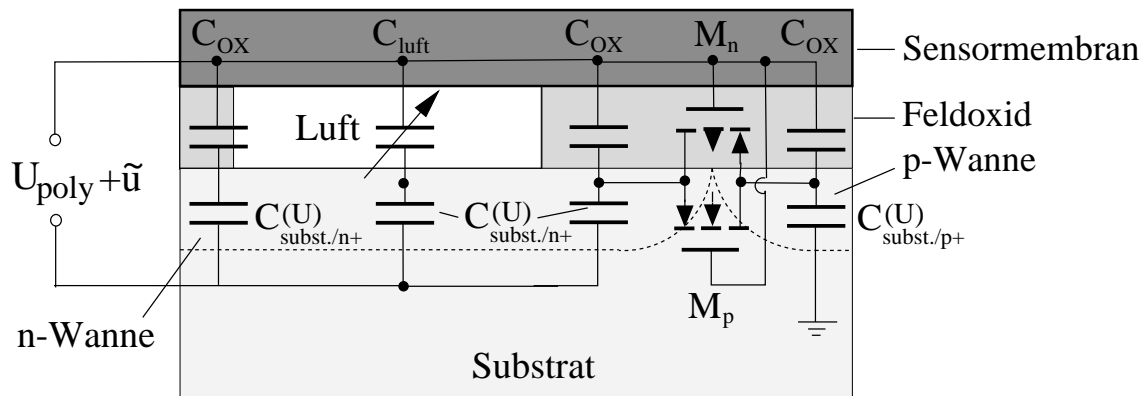


Abbildung 5.1: Ersatzschaltbild für den mikromechanischen Drucksensor inklusive parasitärer Kapazitäten (vgl. Kap. 4.4).

damit Meßvorschriften abgeleitet werden. Im folgenden soll dieses Makromodell für den gesamten Sensor realisiert werden, indem die entsprechenden Kompaktmodelle für die elektrischen und mechanischen Bestandteile des Drucksensors abgeleitet und zu einem Modell des Gesamtsystems zusammengefügt werden.

Ableitung des Makromodells

Um ein Makromodell eines Mikrosystems zu erstellen, wird die Gesamtstruktur zunächst in Einzelkomponenten unterteilt, für die dann jeweils Kompaktmodelle abgeleitet werden können, die das Betriebsverhalten durch zueinander konjugierte Paare von Fluß- und Potentialgrößen („through-“ und „across-“ Größen) beschreiben. Für den Fall des mikromechanischen Drucksensors ergibt sich die Aufteilung des Systems für die elektrische Domäne gemäß des in Abb. 5.1 dargestellten Ersatzschaltbildes in verschiedene MIS-Kapazitäten, die Sensorkapazität (MIS-Kapazität mit variabler Isolatorstärke), die

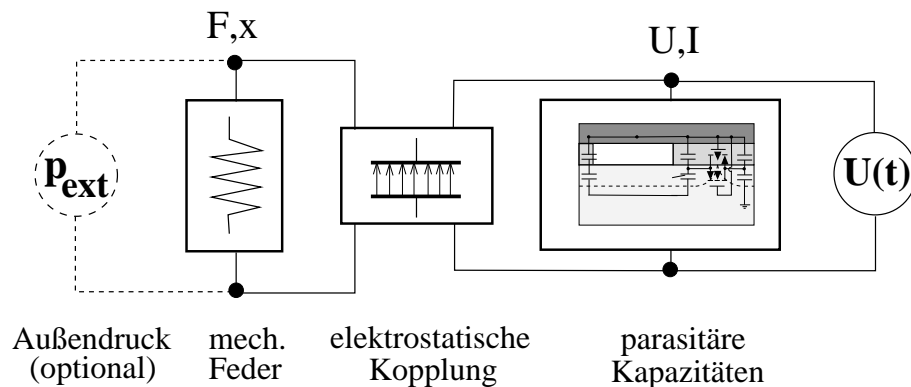


Abbildung 5.2: Makromodell des Drucksensors realisiert als verallgemeinertes Kirchhoffsches Netzwerk. Die mechanische Domäne koppelt über die bewegliche Sensormembran an die elektrische Domäne des Systems.

als Wandlerelement zwischen mechanischer und elektrischer Domäne fungiert, und die MOS-Transistoren, die die sich ausbildenden Elektronen- bzw. Löcherkanäle im Halbleitersubstrat modellieren. Alle Kompaktmodelle haben zwei Anschlüsse in der elektrischen Domäne, die beschreibenden Variablen sind hier elektrische Spannung und Strom. Die mechanische Domäne koppelt gemäß Abb. 5.2 über die Membran als elektromechanisches Wandlerelement an das elektrische Subsystem und besteht desweiteren nur aus einem mechanischen Federelement, das die elastische Rückstellkraft der Membran modelliert. Da keine dynamischen Effekte modelliert werden sollen, müssen Trägheitskräfte hier nicht berücksichtigt werden. „Through-“ bzw. „across-“ Größe des mechanischen Subsystems ist die Kraft auf die Membran bzw. ihre Auslenkung.

Kompaktmodell für die MIS-Kapazitäten: Das Kompaktmodell für die MIS-Kapazitäten – Feldoxid über n-Wanne bzw. p-Wanne und Luftspalt über n-Wanne – besteht aus einer Serienschaltung aus der Kapazität eines Plattenkondensators C_{OX} , bzw. C_{luft} und einer spannungsabhängigen Kapazität $C_{subst/n+}(U)$ bzw. $C_{subst/p+}(U)$, die Akkumulation, Verarmung und Inversion der Ladungsträger im Substrat nachbildet (s. Skizze in Abb. 5.3). Die CV-Charakteristik dieser Substratkapazität kann mittels eines analytischen, physikalisch basierten Modells beschrieben werden [85], nach dem sich die elektrische Ladung Q_S an der Grenzfläche zwischen Halbleiter und Isolator ergibt zu:

$$Q_S = \frac{\sqrt{2}\varepsilon_s\varepsilon_0}{\lambda_i} \left(\frac{kT}{q} \right) \operatorname{sgn}(u_B - u_s) [(u_B - u_s) \sinh u_b - \cosh u_B + \cosh u_s]^{\frac{1}{2}} \quad (5.4)$$

Hierbei bedeuten $\lambda_i = [(\varepsilon_s\varepsilon_0kT)/(2q^2n_i)]^{\frac{1}{2}}$ die intrinsische Debye-Länge, ε_0 die Dielektrizitätskonstante für das Vakuum, ε_s die relative Dielektrizitätskonstante für Silizium, q die Elementarladung, k die Boltzmannkonstante, T die Temperatur, n_i die intrinsische Ladungsträgerdichte, $u_B = \ln(N_i/n_i)$ das Bulkpotential (mit $N_i =$ Donator- bzw. Akzeptorkonzentration) und u_s das Potential an der Halbleiter-Isolator-Grenzfläche, beide auf kT/q normiert.

Daraus kann die Hochfrequenzkapazität C_{HF} , die den Verlauf der Kennlinie bestimmt, abgeleitet werden:

$$\begin{aligned} C_{HF}(v_{s0}) &= C_{HF}(v_{s0}) && \text{für } v_{s0} < v_m \\ C_{HF}(v_{s0}) &= C_{HF}(v_m) = \text{const} && \text{für } v_{s0} > v_m \end{aligned} \quad (5.5)$$

mit $C_{HF} = \frac{1}{\sqrt{2}} C_{FB} \operatorname{sgn}(v_{s0}) [\exp(v_{s0}) - 1] [-(v_{s0} + 1) + \exp(v_{s0})]^{-\frac{1}{2}}$
für n-Typ-Silizium

mit $v_{s0} = u_s - u_B$ und der Flachbandkapazität $C_{FB} = \varepsilon_s\varepsilon_0/\lambda_n$. Als optimaler Punkt v_m wird in [85] $v_m = 2,1 \cdot u_B + 1,33$ angegeben. Dieses Modell gibt exakt die CV-Charakteristik einer MIS-Struktur wieder, wie der Vergleich zwischen Bauelemente- und Kompaktsimulation für eine MIS-Struktur mit Luft als Isolatorschicht in Abb. 5.3 zeigt. Das Modell enthält keine Fitparameter; Eingabeparameter sind Prozeß-, Material- und Designparameter wie Dotierung, Dicke der Isolatorschicht und Fläche der Struktur, so daß das Modell skalierbar ist und für alle im Drucksensor vorhandenen MIS-Strukturen angewendet werden kann.

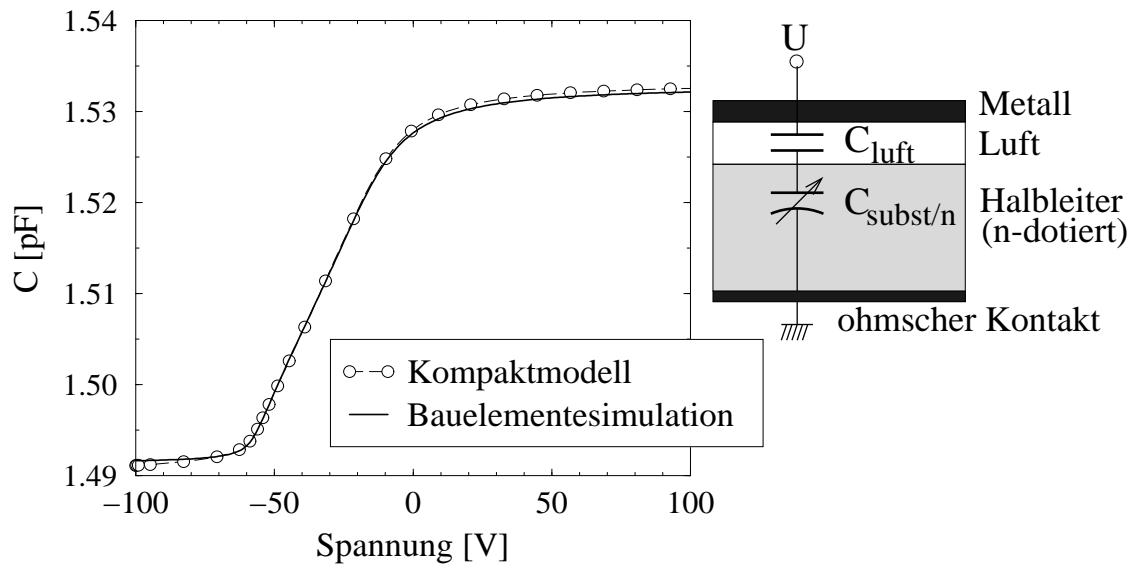


Abbildung 5.3: CV-Charakteristik einer MIS-Struktur (Luft als Isolator, n-Substrat) als Test für das Kompaktmodell: Vergleich zwischen Ergebnissen der Bauelementesimulation und der Makromodellierung.

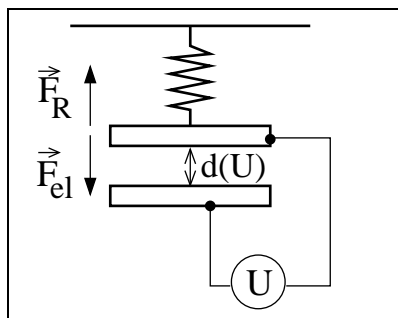
Ausbildung von Elektronen- und Löcherkanälen in den MIS-Randstrukturen: Die am Rand befindlichen MIS-Strukturen Feldoxid über n-Wanne bzw. Feldoxid über p-Wanne, tragen ab Schwellspannungen von ca. -20 V und $+10\text{ V}$ merklich zur Gesamtkapazität bei. Der Anschluß der beiden Kapazitäten erfolgt über elektrisch leitfähige Kanäle, die sich an der Grenzfläche Halbleiter/Isolator ausbilden (s. Kap. 4.4.1), und wird im Ersatzschaltbild in Abb. 5.1 durch die beiden MOS-Transistoren realisiert. Für die Ladungsträgerdichten q_{ch} im Kanal eines MOS-Transistors unterhalb der Schwellspannung gilt nach [124]:

$$q_{ch} \sim e^{(\psi_s - \psi_B)/kT} \quad \text{mit } \psi_s \approx U - U_{th} \quad (5.6)$$

(ψ_s = Oberflächenpotential, ψ_B = Bulkpotential, U_{th} = Schwellspannung der Struktur, U = Spannung an der Gateelektrode).

Die Beiträge zur Kapazität aufgrund der sich ausbildenden leitfähigen Kanäle können damit vereinfacht nach $C = dQ/dU$ berechnet und als Serienkapazitäten zu den jeweiligen Feldoxidkapazitäten berücksichtigt werden. Die Steilheit der Kurve wird über den Fitparameter m im Exponenten angepaßt: $q_{ch} \sim \exp m(U - U_{th})/kT$, da sie u.a. durch Oberflächen- und Grenzflächenladungen bestimmt wird, über die aber keine Daten vorliegen.

Kompaktmodell für die mechanisch veränderliche Sensorkapazität:



Die variable Sensorkapazität wird als Plattenkondensator mit veränderlichem Abstand modelliert, der über eine mechanische Feder ausgelenkt wird (siehe Abbildung rechts). Dies ist gerechtfertigt, da sich der Stempel in der Mitte des Sensors nur wenig verformt und nahezu parallel absenkt, die Membran sich also fast ausschließlich im freigeätzten Kragenbereich verbiegt. Aus der Kräftebilanz zwischen elektrischer Anziehungskraft und Rückstellkraft $|\vec{F}_{el}| = |\vec{F}_R|$ läßt sich dann einfach der Platten-

abstand d als Funktion der angelegten elektrischen Spannung U und damit die variable Kapazität $C(d(U))$ berechnen. Die Federkonstante D , die die Größe der mechanischen Rückstellkraft bestimmt, kann näherungsweise analytisch aus der Federkonstante eines Balkens abgeschätzt werden; um sie genauer zu erhalten, wird sie aus mechanischen Finite-Element-Rechnungen extrahiert. Alle anderen Eingabeparameter sind wieder Design-, Material- und Geometrieparameter.

Die Kompaktmodelle der Teilstrukturen werden nun entsprechend des Ersatzschaltbildes in Abb. 5.1 bzw. 5.2 verschaltet und bilden so das Makromodell des Drucksensors.

Simulationsergebnisse und Diskussion

Mit diesem Modell kann nun das Verhalten des gesamten Sensors simuliert werden. Abb. 5.4 zeigt die CV-Charakteristiken für Referenz und Sensor, und man erkennt eine sehr gute qualitative und quantitative Übereinstimmung mit den Messungen. Bei dem in Kapitel 3.1 beschriebenen Meßvorgang wird die Differenz der Kapazitäten von Sensor und Referenz ausgewertet. Vollzieht man dies in der Systemsimulation nach, so erhält man das in Abb. 5.5 mittels ausgefüllten Kreisen dargestellte Ergebnis. Die Kompaktsimulation stimmt hervorragend mit dem Experiment überein, was erst durch die Kopplung zwischen mechanischer und elektrischer Simulation auf kontinuierlicher Feldebene erreicht wird. Dies zeigt die Zuverlässigkeit des entwickelten Gesamtsystemmodells.

Hiermit steht nun ein Makromodell für den Sensor zur Verfügung, das erlaubt, das Sensorverhalten schnell und effizient inklusive aller auftretender Kopplungen zu simulieren. Dies ist wichtig für Design- und Optimierungsstudien, aber in diesem Falle auch, um eine zuverlässige Messung des Sensorsignals zu gewährleisten. Denn umgekehrt kann nun auch aus dem Makromodell die interessierende Sensorkapazität direkt bestimmt werden. Dies ist meßtechnisch nicht unbedingt möglich, da sich die parasitären Effekte aufgrund der auftretenden Kopplungen zur mechanisch veränderlichen Kapazität nicht durch eine einfache Differenzbildung zwischen Sensor- und Referenzsignal abtrennen lassen.

Damit ergibt sich nun auch ein Lösungsansatz für die Ausgangsproblematik dieser Untersuchungen, nämlich die Möglichkeit, die aufwendige, druckabhängige Charakterisierung des Sensors durch eine rein elektrische Messung zu ersetzen. Dazu müssen aus den $C(U)$ -Kennlinien Parameter extrahiert werden, die für die druckabhängige Kennlinie maßgeblich sind, nämlich die laterale Unterstützung unter der Sensormembran, die Anfangsauslenkung des Sensors aufgrund von mechanischen Vorspannungen und die Federkonstante

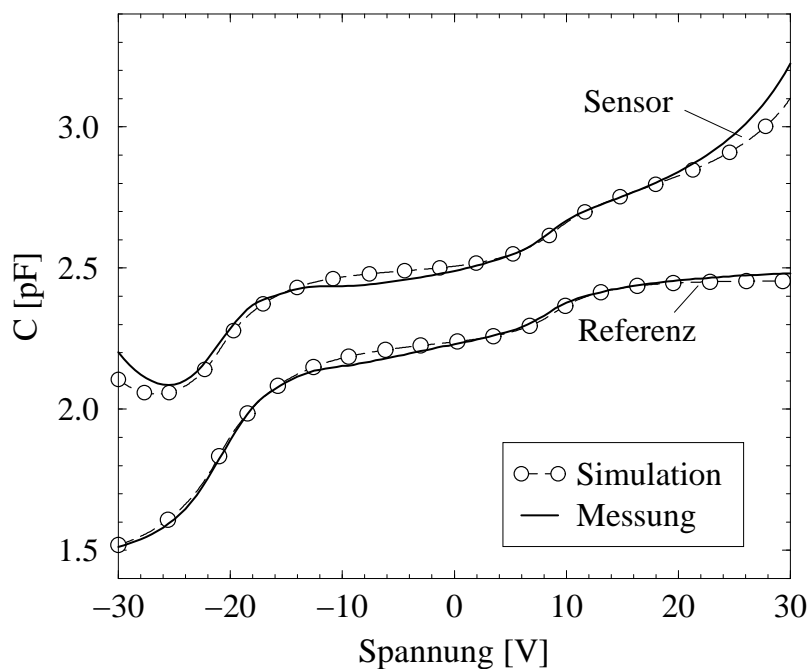


Abbildung 5.4: CV-Charakteristik von Sensor und Referenzstruktur: Vergleich zwischen Makromodell und Messung.

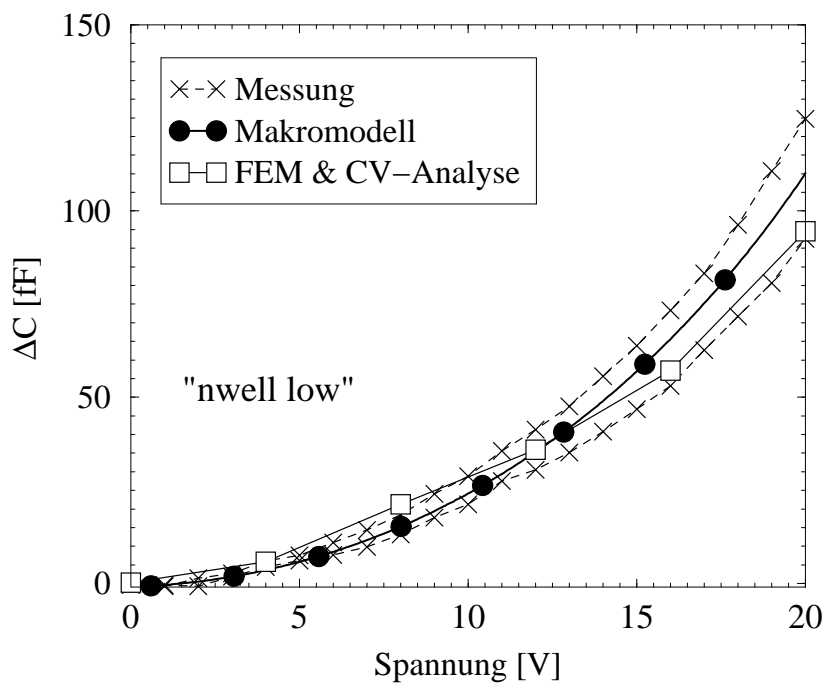


Abbildung 5.5: Differenzkapazität zwischen Sensor und Referenz (wie gemessen): Vergleich zwischen Messung, Makromodell und Bauelementesimulation.

des Sensors. Man könnte dazu folgendermaßen vorgehen:

- Da die Dotierung der n-Wanne aufgrund des verwendeten Standard-CMOS-Prozesses hinreichend stabil oder zumindest mittels Prozeßmonitoren gut überwacht ist, kann aus der Schwellspannung der n-Wannen-MIS-Struktur die Feldoxid-dicke extrahiert werden.
- Aus dem Kapazitätswert bei $U = 0$ V kann danach die Fläche der Kavität bestimmt werden. Alternativ kann aus dem Kapazitätshub bei der Schwellspannung der n-Wanne der Flächenanteil der n-Wanne unter Feldoxid bestimmt werden, woraus auch auf die Fläche der Kavität und damit auf die seitliche Unterätzung geschlossen werden kann.
- Aus dem Absolutwert der Kapazität des Sensors bei $U = 0$ V läßt sich nun die Anfangsauslenkung des Sensors aufgrund prozeßbedingter, mechanischer Verspannungen in den Sensorschichten bestimmen, und damit die absolute Höhe der Kavität.
- Schließlich ergibt sich aus dem Verlauf der CV-Kennlinie die Federkonstante des Sensors.

Da alle Größen explizit im Modell enthalten und zugänglich sind, könnten sie gemäß dieser Strategie über Messung und inverse Modellierung extrahiert werden. Zu klären bleibt, ob die beteiligten Messungen hinreichend genau sind, um die C(P)-Kurven mit der gewünschten Zuverlässigkeit wiederzugeben. Dies müßte anhand einer größeren Anzahl von Bauelementen überprüft werden, um diesbezüglich eine ausreichend gute Statistik zu erhalten. Kann dies gezeigt werden, so sollte es möglich sein, die aufwendige Eichung des Drucksensors über druckabhängige Charakterisierung durch eine mit inverser Modellierung kombinierte elektrische Messung mit anschließender Berechnung der C(P)-Kennlinie zu ersetzen.

5.2.2 Makromodell für eine elektrostatisch angetriebene Mikromembranpumpe

Am Beispiel der in Kap. 3.2 bereits vorgestellten Mikromembranpumpe soll die System-simulation eines relativ komplexen Systems durch analytisch basierte, physikalische Kompaktmodellierung demonstriert werden.

Mittels der in Kap. 4.3.4 durchgeführten Rechnungen auf kontinuierlicher Feldebene, FEM-Simulationen des vollgekoppelten fluid-mechanischen Problems, kann gezeigt werden, daß der hydrostatische Druck fast vollständig über dem Spalt zwischen geöffneter Ventilklappe und Ventilsitz abfällt und in der Pumpkammer nahezu konstant ist. Daher ergibt sich gemäß des in Kap. 2.2 beschriebenen Vorgehens eine Zerlegung des Gesamtsystems, wie in Abb. 5.6 gezeigt, geometrisch in die funktionalen Einheiten „elektrostatischer Membranantrieb“, „Ventileinheit“ und „Ein- bzw. Auslaßschläuche“. Die Zerlegung

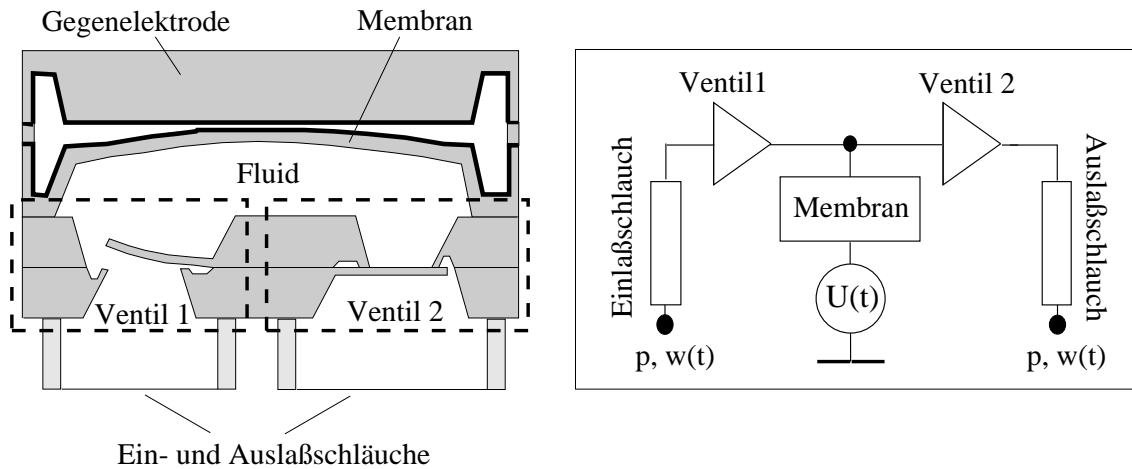


Abbildung 5.6: Schematischer Querschnitt durch die elektrostatisch betriebene Mikro membranpumpe. Die Aufteilung in Teilsysteme erfolgt entlang der gestrichelt eingezeichneten Linien, die Flächen konstanten Drucks repräsentieren. Das Makromodell (rechts) besteht aus dem elektrostatischen Membranantrieb mit zugehöriger Versorgungsspannung, den Ventilen und den Ein- bzw. Auslaßschläuchen.

ist dort durch die gestrichelten Linien verdeutlicht. Das Makromodell, das aus dieser Zerlegung resultiert, ist ebenfalls in Abb. 5.6 abgebildet, die Flächen konstanten Drucks im Kontinuumsmodell entsprechen hier den Knoten. Als Basis für die Ableitung und Kalibrierung der einzelnen Kompaktmodelle wurden für Teile der Mikropumpe im Rahmen dieser Arbeit detaillierte Untersuchungen auf kontinuierlicher Feldebene durchgeführt. Sie sind in den Kapiteln 4.2.4 und 4.3.4 dargestellt. Die Kompaktmodelle selbst wurden im Rahmen der Arbeit von P. Voigt [139] entwickelt, daher sollen hier lediglich die Grundzüge der Modelle als Beispiel für eine physikalisch basierte Kompaktmodellierung wiedergegeben werden. Für Details sei auf die Dissertation von P. Voigt [139] sowie auf zahlreiche Veröffentlichungen [102, 141, 142] verwiesen.

Kompaktmodell für den elektrostatischen Membranantrieb

Das Kompaktmodell für den elektrostatischen Membranantrieb besteht im wesentlichen aus der analytischen Formel für eine eingespannte Membran, mit Hilfe derer sich die Mittenauslenkung aufgrund eines äußeren Druckes berechnen läßt [126]. Das Modell besitzt vier Anschlüsse, zwei in der fluidischen Domäne für den hydrostatischen Druck p und den Massenfluß w_m und zwei in der elektrischen Domäne für die elektrische Spannung U und den Strom I . Interne Variablen des Modells sind die Mittenauslenkung h_{max} der Membran und ihre effektive Länge l_{eff} . Die effektive Länge der Membran wird eingeführt, um das Anschlagen der Membran und das anschließende Anschmiegen an die Gegenelektrode korrekt wiedergeben zu können. Bevor die Membran die Gegenelektrode berührt, ist l_{eff} gleich der Länge der Membran l_m und konstant, und die Mittenauslen-

kung h_{max} variiert gemäß der in [126] abgeleiteten Beziehung:

$$h_{max} = 0,00126 \frac{p \cdot l_m^4}{D \cdot d_m^3} \quad \text{mit} \quad D = \frac{E}{12(1 - \nu)} \quad (5.7)$$

Hierbei steht p für den hydrostatischen Druck, d_m für die Dicke der Pumpmembran, E für den Elastizitätsmodul und ν für die Poissonzahl. Die ortsabhängige Membrandurchbiegung $h(x, y)$ ergibt sich daraus gemäß:

$$h(x, y) = h_{max} \cdot \cos\left(\frac{\pi x}{l_m}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{l_m}\right) \quad (5.8)$$

Nach dem Anschlagen bleibt h_{max} konstant und die freitragende Länge l_{eff} verkleinert sich mit zunehmendem Anschmiegen der Membran an die Gegenelektrode. Der an der Gegenelektrode anliegende Flächenanteil der Membran wird aus der Kräftebilanz herausgenommen, die verbleibende Membranfläche kann dann näherungsweise als lange, rechteckige Membran (2D-Näherung) aufgefaßt werden [139]. Damit ergibt sich für die Mittenauslenkung h_{max} und die Biegelinie der Membran $h(x)$ nach [126]:

$$h_{max} = 0,0026 \frac{p \cdot l_{eff}^4}{D \cdot d_m^3} \quad (5.9)$$

$$h(x) = h_{max} \cdot \cos\left(\frac{\pi x}{l_m}\right) \quad (5.10)$$

Der elektrostatische Druck aufgrund der anliegenden elektrischen Spannung wird über eine Mittelung der elektrischen Kraft über die Membranbiegelinie berechnet und zum hydrostatischen Druck hinzuaddiert, wobei wegen des großen Aspektverhältnisses ein paralleler Feldverlauf zwischen Membran und Gegenelektrode angenommen wird. Aus der Biegelinie der Membran 5.8 bzw. 5.10 läßt sich dann die Volumenverdrängung und damit der Massenfluß w_m berechnen, der als konzentrierte „through-“ Variable über die Terminals an den angeschlossenen Netzwerkknoten übergeben wird.

Analytische Formeln enthalten meist, und so auch hier, Vereinfachungen gegenüber der in der Regel viel komplexeren Wirklichkeit. Daher müssen Fitparameter eingeführt werden, um das Betriebsverhalten nicht nur qualitativ, sondern auch quantitativ richtig wiedergeben zu können. Das Kompaktmodell für die elektrostatische Antriebseinheit enthält mehrere Fitparameter, deren physikalisch-intuitive Bedeutung und Wirkung aber genau bekannt ist, und für die daher gezielte Parameterextraktionsstrategien entwickelt werden können [143]. Sie werden mit Hilfe der gekoppelten FEM-Simulationen aus Kap. 4.2.4 und Messungen kalibriert.

Wie aus den statischen Kennlinien in Abb. 5.7 zu ersehen ist, zeigt das resultierende Kompaktmodell eine sehr gute Übereinstimmung mit den aus FEM-Rechnungen gewonnenen Ergebnissen (vgl. auch Kap. 4.2.4) und Messungen. Die Bedeutung physikalisch basierter Modellierung wird deutlich aus Abb. 5.8, in der das Kompaktmodell nur durch Änderung von Modellparametern auf einen Membranantrieb mit veränderter Geometrie extrapoliert wird, ohne dabei die einmal extrahierten Fitparameter zu ändern. Die Übereinstimmung mit den FEM-Ergebnissen und den Meßkurven belegt die Skalierbarkeit des Modells und macht die Vorteile einer physikalisch basierten Kompaktmodellierung für Design- und Optimierungsstudien offensichtlich.

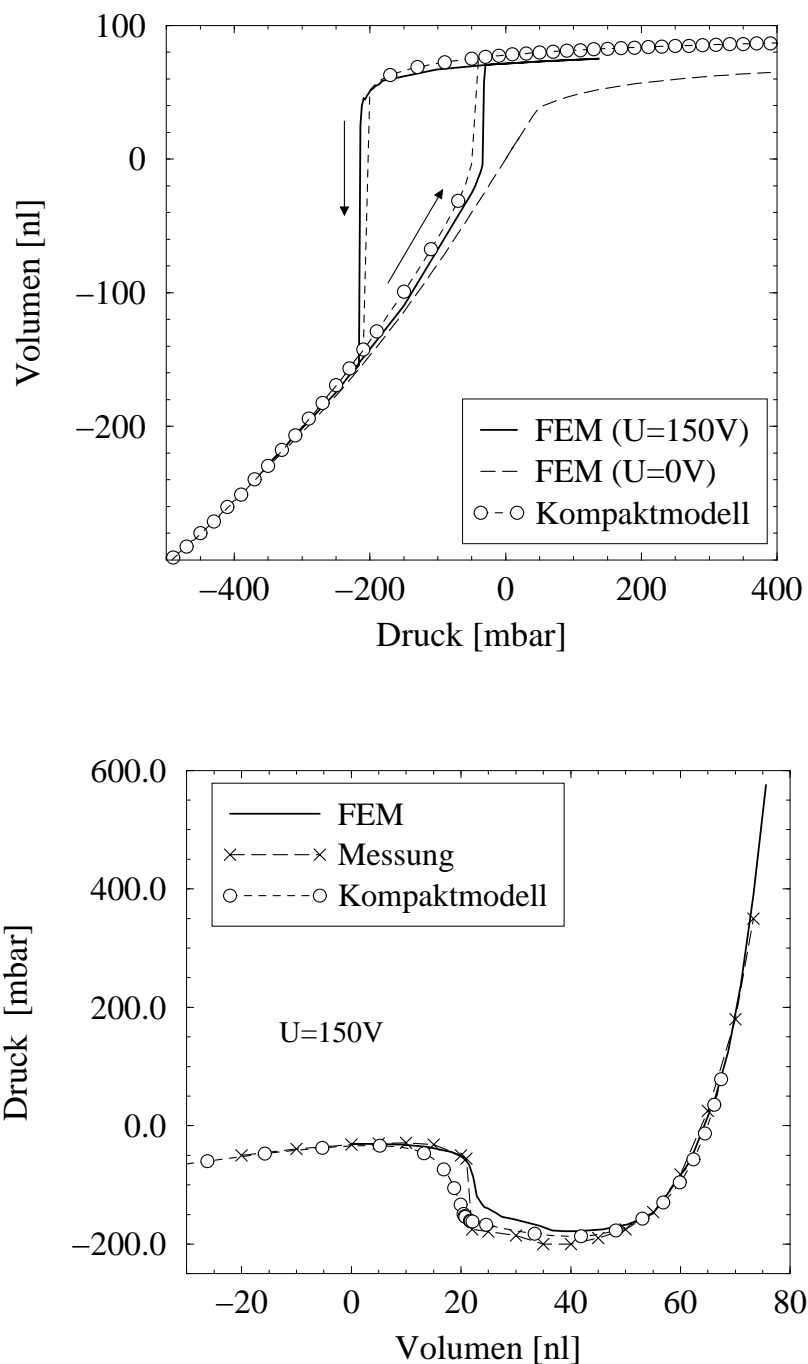


Abbildung 5.7: Statische Membrankennlinien. Oben: Volumenverdrängung bei eingepprägtem Druck; unten: resultierender Druck bei vorgegebener Volumenverdrängung. Vergleich zwischen Kompaktmodell und FEM-Simulation (Ergebnisse Kompaktmodell aus [139]). Abstand Membran-Gegelektrode $3 \mu\text{m}$, angelegte Spannung 150 V.

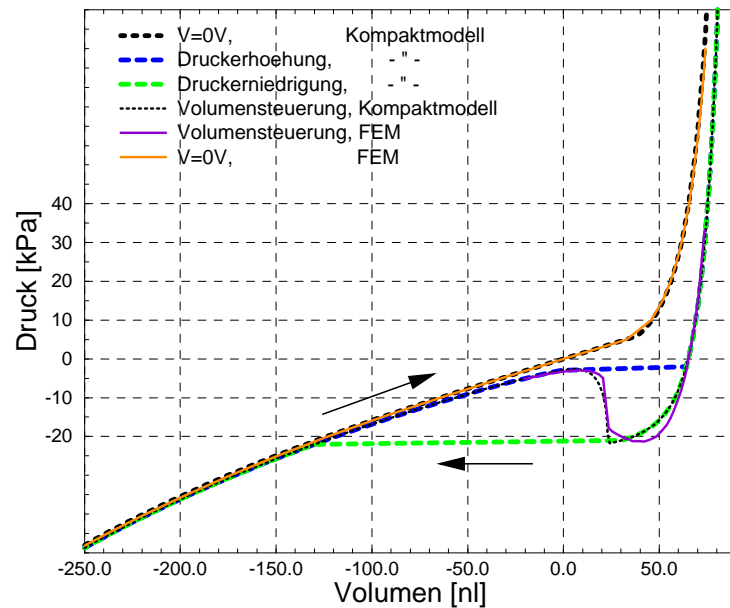


Abbildung 5.8: Statische Membrankennlinien: Extrapolation auf eine Membran mit einem Abstand von $5 \mu\text{m}$ zwischen Membran und Gegenelektrode (aus [139]).

Kompaktmodell für die Ventileinheit

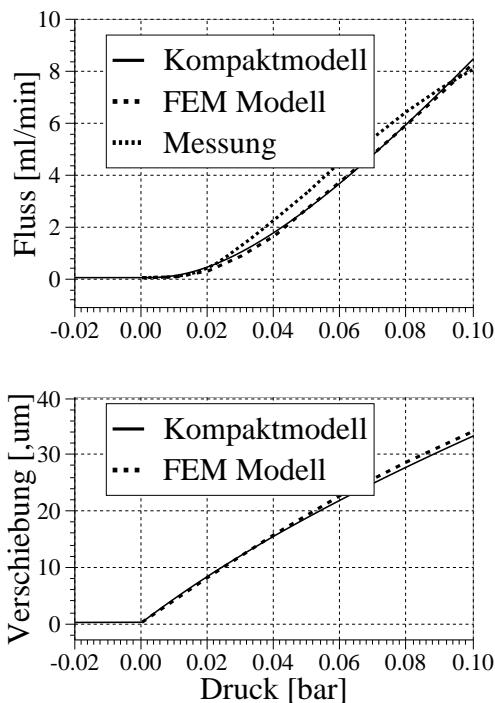


Abbildung 5.9: Statische Ventilcharakteristik (Durchflußrate und Auslenkung der Ventilklappe): Vergleich zwischen Kompaktmodell und FEM-Simulationen [139].

Das statische Verhalten der Ventilklappe wird im Modell durch eine interne Variable, die Mittenauslenkung der Klappe y_{mid} beschrieben. Die FEM-Rechnungen aus Kap. 4.3.4 zeigen, daß der hydrostatische Druck hauptsächlich in der Klappenmitte über der Ventilöffnung angreift, so daß diese Vereinfachung gerechtfertigt ist. y_{mid} kann über die Balkenformel bestimmt werden:

$$y_{mid} = \frac{\Delta p \cdot A \cdot l_{mid}^3}{3D} \quad (5.11)$$

$$\text{mit } D = \frac{E d_{fl}^3}{12(1 - \nu)}$$

mit p = hydrostatischer Druck, A = Querschnittsfläche des Ventils, l_{mid} = Abstand von der Klappenmitte zum Auflagepunkt des Ventils, E = Elastizitätsmodul, d_{fl} = Klappendicke und ν = Poissonzahl.

Über die Auslenkung der Ventilklappe, also die Größe des Spaltes zwischen Klappe und Ventilsitz, läßt sich dann die statische Durchflußrate für eine bestimmte hydro-

statische Druckdifferenz zwischen Ventilein- und -auslaß näherungsweise über die Beziehung für eine Strömung durch einen Rechteckspalt berechnen [139]:

$$w_m = l_{peri} \cdot y_{mid} \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho \left(\lambda \frac{l_{pdrop}}{l_{peri}} + 1,5 \right)}} \quad (5.12)$$

l_{peri} steht hier für die Gesamtlänge des Ventilsitzes und l_{pdrop} für die Länge der Strecke, entlang der nahezu der gesamte Druckabfall im Ventil erfolgt. l_{pdrop} hängt über einen Fitparameter von der Mittenauslenkung der Klappe y_{mid} ab. Alle Fitparameter, die für das Kompaktmodell der Ventilklappe verwendet werden, werden aus FEM-Rechnungen bestimmt (siehe Kap. 4.3.4).

Abb. 5.9 zeigt die statische Durchflußrate und die Auslenkung der Ventilklappe über dem Ventilsitz. Das Kompaktmodell liefert eine hervorragende Übereinstimmung mit den FEM-Rechnungen aus Kap. 4.3.4 und den Meßdaten [38].

Für das transiente Verhalten spielen die Dämpfungskraft des Wassers auf die sich bewegendende Ventilklappe sowie die zusätzliche Trägheitskraft aufgrund des mitbewegten Wassers in der unmittelbaren Umgebung der Ventilklappe eine entscheidende Rolle. Beide Effekte können aus den transienten, gekoppelten Finite-Element-Rechnungen aus Kap. 4.3.4 extrahiert und in die Kräftebilanz für die Ventilklappe einbezogen werden. Zusätzlich muß ein Verschiebefluß durch die Ventilklappe berücksichtigt werden, der wesentlich für die Frequenzabhängigkeit der Pumprate verantwortlich ist.

Das resultierende Kompaktmodell besitzt zwei Anschlüsse, über die die konzentrierten Variablen Druck p und Massenfluß w_m an das Netzwerk übergeben werden.

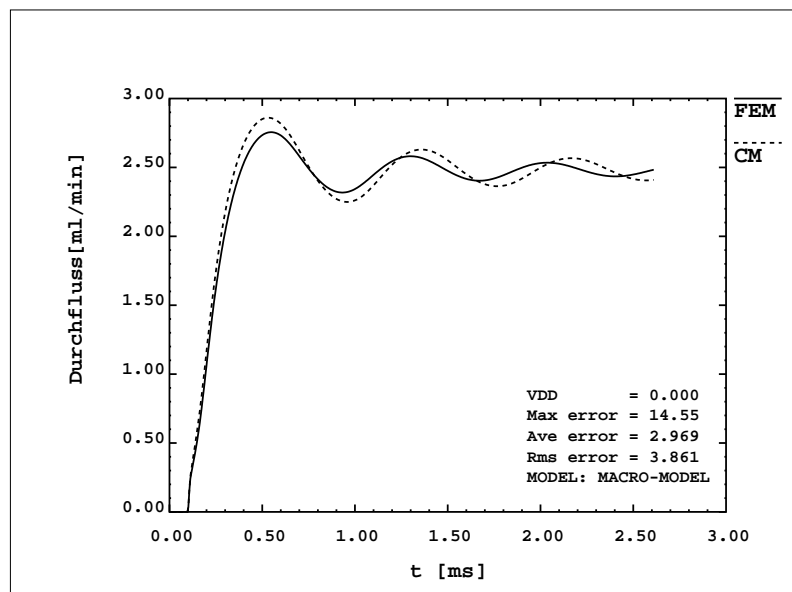


Abbildung 5.10: Transiente Antwort einer Ventilklappe auf eine Anregung mit stufenförmigem Druckverlauf (Vergleich Kompaktmodell (CM) und FEM) [139]. Parameter, die die transienten Eigenschaften wie Eigenfrequenz und Dämpfung der Ventilklappe bestimmen, werden aus Finiten-Element-Rechnungen (Kap. 4.3.4) extrahiert.

Kompaktmodell für Ein- und Auslaßschläuche

Für die Ein- und Auslaßschläuche wird in [139] ein Kompaktmodell abgeleitet, das auf der Ausbreitung von Wellen in einem dehnbaren Schlauch beruht, es findet seine elektrische Entsprechung in Modellen für elektrische „Transmissionlines“. Die Schläuche werden durch Hintereinanderschalten vieler Elementarzellen modelliert, die aus Widerständen, Induktivitäten und Kapazitäten bestehen. Untersuchungen haben gezeigt, daß die Schläuche einen wesentlichen Einfluß auf die frequenzabhängige Pumprate haben [139], und es daher wichtig ist, bei der Ableitung des Kompaktmodells mit Sorgfalt vorzugehen.

Gesamtmodell (Makromodell) der Pumpe

Für ein Gesamt- oder Makromodell der Pumpe werden die Kompaktmodelle der einzelnen Teilsysteme zu einem verallgemeinerten Kirchhoffschen Netzwerk gemäß Abb. 5.6 zusammenschaltet, mit dem hydrostatischen Druck p und dem Massenfluß w_m als konjugiertem Variablenpaar. Abb. 5.11 zeigt die frequenzabhängige Pumprate als Ergebnis einer Gesamtsystemsimulation. Sie zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten, und zwar sowohl für die Pumpe, an der die Modelle der Teilsysteme kalibriert worden sind (Abb. 5.11 a)) als auch für ein System mit veränderter Geometrie (Abb. 5.11 b)). Hier wird deutlich, daß, solange die Kompaktmodelle physikalisch basiert und transparent sind und daher die Skalierbarkeit mit Designparametern gewährleistet ist, es möglich ist, nicht nur das Verhalten von Teilsystemen, sondern auch das Gesamtsystemverhalten durch einfache Änderung der Modellparameter zu extrapolieren.

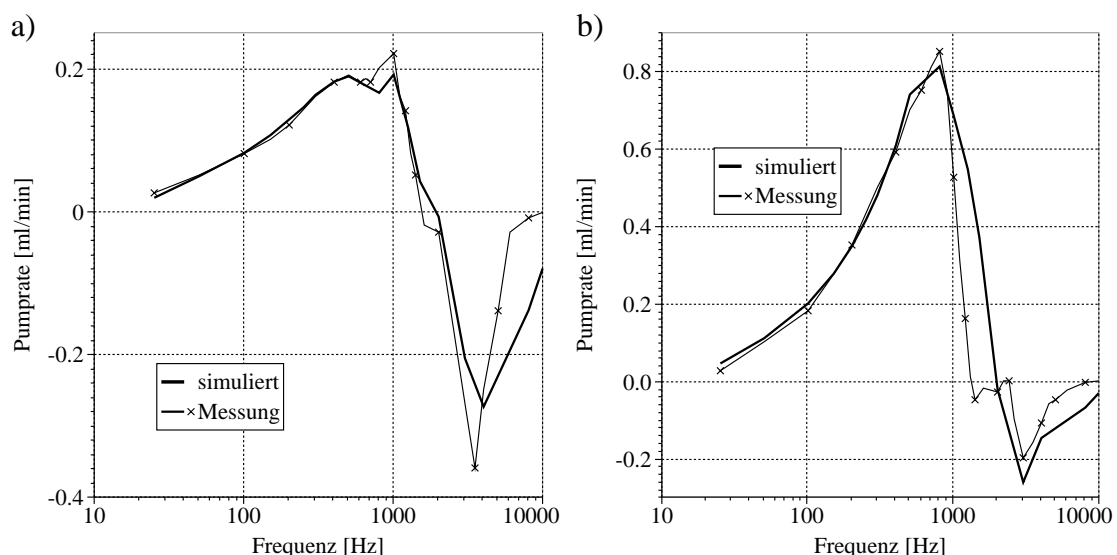


Abbildung 5.11: Frequenzabhängige Pumprate für einen Membranantrieb mit 3 μm Abstand zwischen Membran und Gegenelektrode (a) und 5 μm Abstand (b). Vergleich zwischen Systemsimulation und Messung.

Mit Hilfe des Makromodells lassen sich nun auch Sachverhalte untersuchen, die mit Simulationen auf kontinuierlicher Feldebene nur schwer oder gar nicht untersucht werden können, wie z.B. das transiente Verhalten der Ventilkappen, das in Abb. 5.12 dargestellt ist. Auf FEM-Ebene müßte dazu eine transiente, fluid-mechanisch gekoppelte Simulation inklusive Anschlagproblematik durchgeführt werden, was in den meisten Fällen sehr aufwendig oder wegen großer Konvergenzschwierigkeiten nicht zu realisieren ist. Die in Abb. 5.12 dargestellten Charakteristiken zeigen die transiente Auslenkung beider Ventilkappen, die mittlere abfallende Druckdifferenz und die Durchflußrate für einen vollständigen Pumpzyklus. Für eine Anregungsfrequenz nahe der Eigenfrequenz der Klappen (Abb. 5.12, links) schließen und öffnen die beiden Ventile vollständig und in Phase mit dem Druck, in der Summe entsteht ein positiv gerichteter Volumenfluß, und die Pumpe pumpt vorwärts. Bei Anregungsfrequenzen oberhalb der Resonanzfrequenz der Klappen (Abb. 5.12, rechts) sind beide Ventilkappen nie ganz geschlossen, die Phasenverschiebung zwischen Durchfluß und Druck nimmt zu, und es fließt ein Nettofluß in Rückwärtsrichtung.

Mit Hilfe der Untersuchungen auf Systemebene lassen sich also Einsichten gewinnen, die auf der Ebene der kontinuierlichen Feldsimulation wegen des immensen Aufwandes nicht ohne weiteres und zumindest nicht so einfach zu erhalten sind. Anhand dieses Beispiels wird zudem deutlich, wie wichtig es ist, physikalisch basierte und transparente Modelle zu

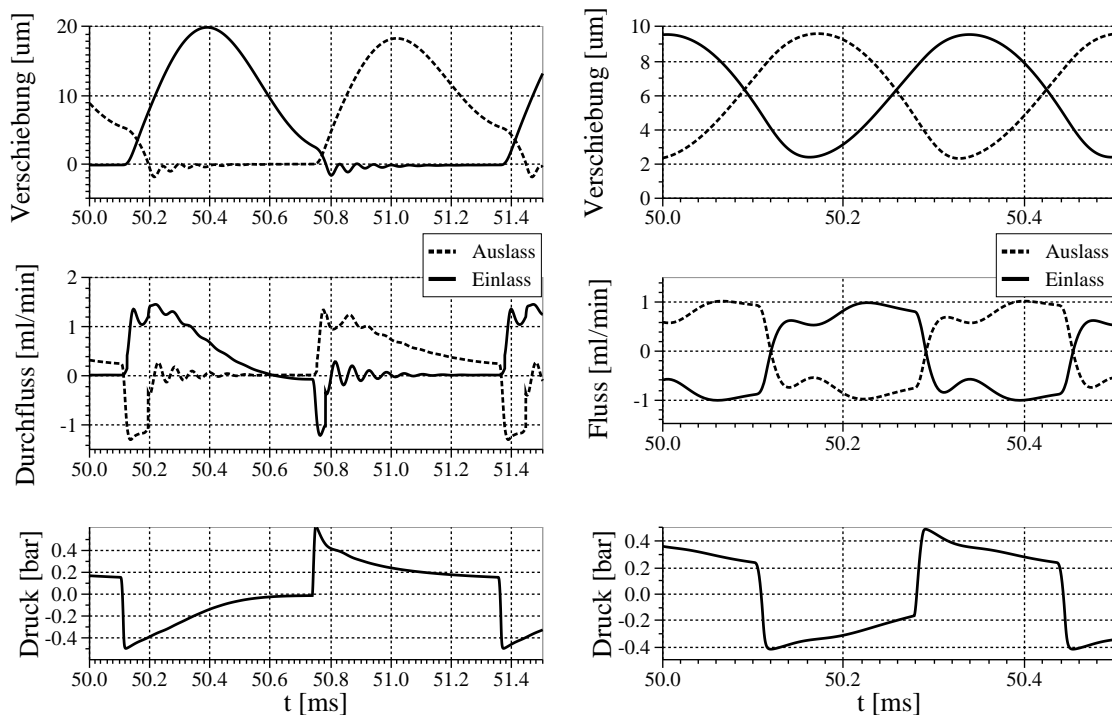


Abbildung 5.12: Verschiebung der Ventilkappen, Durchfluß und Druck während eines Pumpzyklus: Pumpe betrieben mit einer Frequenz nahe bei (links) und oberhalb (rechts) der Resonanzfrequenz der Ventilkappen [139].

erstellen. Erst dadurch, daß sich die Modelle der Teilsysteme zuverlässig kalibrieren lassen und skalierbar mit allen wichtigen Design-, Geometrie- und Materialparametern sind, wird das sehr komplexe Verhalten des Gesamtsystems so gut beschrieben, daß mit sehr großer Genauigkeit sowohl qualitativ wie auch quantitativ auf Systeme mit veränderter Geometrie extrapoliert werden kann und so zuverlässige und effiziente Designoptimierung und Systemdimensionierung möglich werden.

5.3 Systemsimulation mit verteilten Variablen am Beispiel der Squeeze-Film-Dämpfung in Mikrobauelementen

Viskose Dämpfungseffekte bestimmen maßgeblich das Verhalten in vielen dynamisch betriebenen Mikrosystemen [27, 122]. Einerseits gibt es Fälle, in denen Bauelemente gezielt gedämpft werden sollen, um ihren zuverlässigen Einsatz zu gewährleisten, wie beispielsweise bei Beschleunigungssensoren, in anderen Fällen, wie beispielsweise bei Mikroresonatoren oder Mikrorelais, ist möglichst geringe Dämpfung erwünscht, um hohe Güten bzw. kurze Schaltzeiten zu erhalten.

Auf der einen Seite lassen sich viskose Dämpfungseffekte sehr genau mit Hilfe der Navier-Stokes-Gleichung auf kontinuierlicher Feldebene beschreiben. Wie aber in Kap. 4.3 bereits erörtert wurde, ist dies ein technisch anspruchsvoller und sehr rechenzeit-aufwendiger Ansatz, da zum einen mit der Navier-Stokes-Gleichung eine komplizierte und hochgradig nichtlineare Gleichung zu lösen ist – und zwar aufgrund der dynamischen Natur der Dämpfungseffekte immer als transientes Problem –, zum anderen muß zumindest eine bidirektionale Kopplung zu einer anderen physikalischen Energiedomäne berücksichtigt werden, nämlich zur Strukturmechanik. Oft ergeben sich hier Konvergenzschwierigkeiten, vor allem im Falle straff gekoppelter Probleme (wie es z.B. bei der in Abschnitt 4.3.4 diskutierten Ventilklappe der Fall ist), oder die Probleme werden für komplexe Strukturen zu groß, als daß sie mit vertretbarem Rechenaufwand gelöst werden können, insbesondere wenn dreidimensionale Modellierung erforderlich ist (was meist der Fall ist). Prinzipielle Untersuchungen an vereinfachten Strukturen mittels Berechnung der Navier-Stokes-Gleichung sind zwar durchaus sinnvoll und auch durchführbar, für schnelle und effiziente Design- und Optimierungsstudien aber nicht geeignet.

Auf der anderen Seite können Dämpfungseffekte auf der jeweiligen Modellierungsebene (mechanische FEM-Simulation, Systemsimulation) durch Einführung meist empirisch bestimmter Dämpfungskonstanten berücksichtigt werden, die jedoch keinerlei Abhängigkeit von physikalischen Parametern aufweisen. Die Berechnung wird dann zwar weniger zeitaufwendig und das Modell ist leichter zu handhaben, aber es ist nicht mehr physikalisch transparent, skaliert nicht mit Geometrie-, Design- oder Materialparametern und ist daher nicht für zuverlässige Design- und Optimierungsstudien einsetzbar.

Daher soll in dieser Arbeit ein Modell entwickelt werden, das erlaubt, Dämpfungseffekte effizient und schnell, aber dennoch mit genügend großer Genauigkeit zu behandeln. Wir beschränken uns hier auf den Fall der sogenannten Squeeze-Film-Dämpfung. Diese Art der Dämpfung tritt vor allem bei vertikal bewegten Strukturen auf und ist, neben der Gleitfilmdämpfung bei lateral bewegten Bauelementen, eine der beiden viskosen Dämpfungsmechanismen, die das dynamische Verhalten vieler Mikrobauelemente bestimmen. Im folgenden wird ein vereinfachter Ansatz zur Beschreibung der Squeeze-Film-Dämpfung abgeleitet und in ein Modell umgesetzt, das die Implementierung der Dämpfungseffekte in ein Systemmodell, und damit schnelle und effiziente, aber dennoch akkurate Untersuchungen des dynamischen Verhaltens von Mikrosystemen ermöglicht. Anschließend wird die Anwendbarkeit dieses Ansatzes auf typische mikromechanische Bauelemente überprüft und bewertet.

5.3.1 Squeeze-Film-Dämpfung in Mikrobauelementen

Squeeze-Film-Dämpfung (SQFD, Schmierfilmdämpfung oder auch Gasfilmdämpfung) ist ein in der Lagerreibung (Tribologie) bekanntes Phänomen, das auch das dynamische Verhalten vieler mikromechanischer Bauelemente bestimmt (z.B. [122]). Sie spielt eine Rolle, wenn sich Strukturen vertikal gegeneinander oder gegen eine nicht bewegliche Oberfläche bewegen, wobei sich ein schmaler Fluid- oder Gasfilm zwischen den beiden Strukturteilen befindet. SQFD äußert sich, wie bereits in Kap. 4.3.5 erörtert, in einer Reaktionskraft auf die sich bewegende Struktur, die in eine Dämpfungskraft und eine Federkraft aufgeteilt werden kann. Kann das Fluid frei aus dem Spalt entweichen, wie es bei langsamer Bewegung der Struktur geschieht, überwiegt die Dämpfungskraft; ist dies nicht der Fall, so kommt es aufgrund der Kompressibilität des Gases zu einer zusätzlichen Federkraft.

Zur Modellierung von SQFD-Effekten existieren bereits aus der Lagertribologie bekannte Ansätze, die das Problem schon auf kontinuierlicher Feldebene hinsichtlich des gegebenen Sachverhaltes vereinfachen. Aus der komplexen Navier-Stokes-Gleichung läßt sich damit die sogenannte Reynoldsgleichung ableiten, der eine Mittelung über die Höhe des Fluidfilms zugrundeliegt, was zu einer beträchtlichen Reduzierung der Freiheitsgrade und damit zu einer erheblichen Vereinfachung des Modells führt.

Ableitung der allgemeinen Reynoldsgleichung

Um die allgemeine Reynoldsgleichung aus der Navier-Stokes-Gleichung abzuleiten, gehen wir gemäß [48, 51] vor und betrachten ein Fluid, das sich zwischen zwei starren Oberflächen befindet. Der vertikale Abstand h_0 zwischen den beiden Flächen sei viel kleiner als ihre lateralen Abmessungen, ihre Oberflächen müssen dabei nicht notwendigerweise parallel sein. Abb. 5.13 verdeutlicht die Anordnung sowie die Ori-

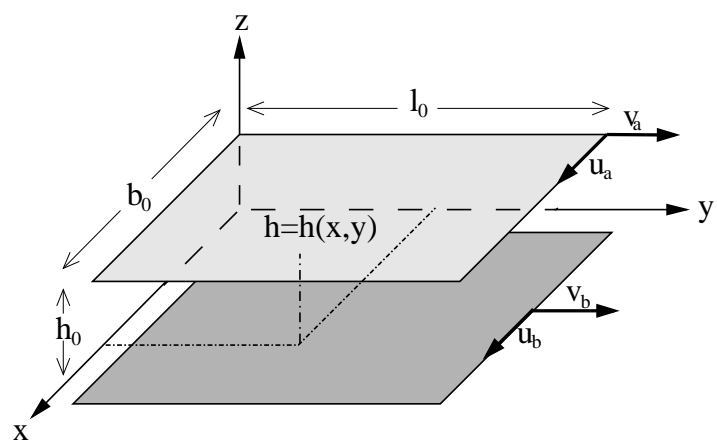


Abbildung 5.13: Anordnung zur Ableitung der Reynoldsgleichung.

entrichtung der Platten im kartesischen Koordinatensystem; u , v und w bezeichnen die Geschwindigkeitskomponenten in x -, y - und z -Richtung.

Es seien folgende Voraussetzungen gegeben, die in der Lagerreibung wie auch bei vielen Problemstellungen in der Mikromechanik gerechtfertigt sind:

- Die Trägheitskräfte sind vernachlässigbar klein gegenüber den Reibungskräften

($\mathcal{R}e \ll 1$, laminare Strömung).

- Externe Volumenkräfte sind zu vernachlässigen ($\vec{f} = 0$).
- Die Geschwindigkeiten des Fluids in z -Richtung sind klein verglichen mit den Komponenten in lateraler Richtung und daher zu vernachlässigen: $w \ll u, v$.
- Die lateralen Abmessungen der Platte sind viel größer als die Filmdicke h_0 :

$$h_0 \ll l_0, b_0 \Rightarrow \frac{\partial \vec{v}}{\partial x}, \frac{\partial \vec{v}}{\partial y} \ll \frac{\partial \vec{v}}{\partial z}$$

mit $\vec{v} = (u, v, w)$.

Diese Annahmen vereinfachen die Navier-Stokes-Gleichung wesentlich, und wir erhalten somit für die drei Komponenten in x -, y - und z -Richtung:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (5.13)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (5.14)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (5.15)$$

Aus Gleichung 5.15 ersieht man, daß der Druck p nicht von der z -Koordinate abhängt. Daher lassen sich die Gleichungen 5.13 und 5.14 leicht zweifach über die Fluidfilmdicke h in z -Richtung integrieren, und man erhält folgende Beziehungen für die Geschwindigkeitskomponenten u und v in x - und y -Richtung:

$$u = \frac{z^2}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial x} + A_1 \frac{z}{\eta} + A_2 \quad (5.16)$$

$$v = \frac{z^2}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial y} + B_1 \frac{z}{\eta} + B_2 \quad (5.17)$$

Hierbei stellen A_1 , A_2 , B_1 und B_2 Integrationskonstanten dar, die über die Randbedingungen für die Geschwindigkeiten an den Platten festgelegt sind. Im allgemeinen kann man für die Geschwindigkeit des Fluids an den Platten Hafrandbedingungen annehmen, d.h. das Fluid bewegt sich mit derselben Geschwindigkeit wie die angrenzende Wand. Wann dies bei mikromechanischen Strukturen nicht mehr gerechtfertigt ist, und welche Korrekturen gegebenenfalls angewendet werden müssen, ist in Kapitel 4.3.2 dargestellt; im folgenden werden allerdings zunächst Hafrandbedingungen angenommen, d.h. es gilt für die Geschwindigkeiten u und v :

$$u(0) = u_b \quad (5.18)$$

$$u(h) = u_a \quad (5.19)$$

$$v(0) = v_b \quad (5.20)$$

$$v(h) = v_a \quad (5.21)$$

Hierbei steht der Index a für die obere, der Index b für die untere Platte (s. Abb. 5.13), und man erhält folgende Beziehungen für die Geschwindigkeiten in x - und y -Richtung:

$$u = -z \left(\frac{h-z}{2\eta} \right) \frac{\partial p}{\partial x} + u_b \frac{h-z}{h} + u_a \frac{z}{h} \quad (5.22)$$

$$v = -z \left(\frac{h-z}{2\eta} \right) \frac{\partial p}{\partial y} + v_b \frac{h-z}{h} + v_a \frac{z}{h} \quad (5.23)$$

Setzt man die Gleichungen 5.22 und 5.23 in die Kontinuitätsgleichung (siehe Gleichung 4.24 in Kapitel 4.3.1) ein und integriert diese unter Einbeziehung der Randbedingungen 5.18 – 5.21 über die Filmdicke h , so erhält man die allgemeine Reynoldsgleichung [51], wie sie in der Theorie der Lagerreibung angewendet wird:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{\rho h^3}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(-\frac{\rho h^3}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\rho h (u_a + u_b)}{2} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\rho h (v_a + v_b)}{2} \right] + \\ \rho (w_a - w_b) - \rho u_a \frac{\partial h}{\partial x} - \rho v_a \frac{\partial h}{\partial y} + h \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \end{aligned} \quad (5.24)$$

Die allgemeine Reynoldsgleichung 5.24 beschreibt die Einflüsse sowohl von vertikalen Änderungen der Filmdicke als auch von lateralen Bewegungen der beiden Oberflächen auf die Druckverteilung und damit auf die Strömung im Fluid unter der sich bewegenden Struktur. So liefern die beiden ersten Terme einen Beitrag aufgrund eines Druckgradienten (Poiseuille-Strömung), die Terme drei und vier in Gleichung 5.24 beschreiben die Durchflußleistung aufgrund der horizontalen Bewegung der beiden Platten, die Terme fünf bis sieben den Durchfluß aufgrund vertikaler Variation des Plattenabstandes und der letzte Term den Beitrag, der durch lokale Volumenänderung des Fluids entsteht und daher nur in kompressiblen Medien eine Rolle spielt. Eine laterale Bewegung ruft eine sogenannte Couette-Strömung hervor, bei der die Dämpfung dem Geschwindigkeitsgradienten proportional ist, die Variation in der Filmdicke erzeugt den sogenannten „Squeeze-Film-Effekt“, bei dem die Dämpfung mit kleiner werdender Filmdicke stark zunimmt (Dämpfungskraft $\sim h^{-3}$).

Für die Anwendung der allgemeinen Reynoldsgleichung im Hinblick auf die SQFD in mikromechanischen Strukturen werden die horizontalen Geschwindigkeiten der Platten null gesetzt, d.h. die Oberflächen bewegen sich nur senkrecht zueinander, und man erhält:

$$\nabla \left(\frac{\rho h^3}{12\eta} \nabla p \right) = \frac{\partial}{\partial t} (\rho h) \quad (5.25)$$

Bei polytroper Zustandsänderung gilt $pp^\gamma = const.$ und Gleichung 5.25 vereinfacht sich zu:

$$\nabla \left(\frac{h^3}{12\eta} p^{-1/\gamma} \nabla p \right) = \frac{\partial}{\partial t} (h p^{-1/\gamma}) \quad (5.26)$$

Die Reynoldsgleichung 5.26 ist trotz ihrer Vereinfachungen gegenüber der allgemeineren Navier-Stokes-Gleichung eine hoch nichtlineare Gleichung, die im allgemeinen nur numerisch gelöst werden kann. Unter der Voraussetzung kleiner Filmdickevariationen $\delta h \ll h$ (mit $h = h_0 + \delta h$, $h_0 =$ nominelle Filmdicke) und kleiner Druckvariationen $\delta p \ll p$ (mit $p = p_a + \delta p$, $p_a =$ Umgebungsdruck) kann sie linearisiert werden, und man erhält für isotherme Bedingungen ($\gamma = 1$) die linearisierte Reynoldsgleichung:

$$\nabla^2 P - \sigma^* \frac{\partial P}{\partial t} = \sigma^* \frac{\partial H}{\partial t} \quad (5.27)$$

mit $H = \frac{\delta h}{h_0}$, $P = \frac{\delta p}{p_a}$ und $\sigma^* = 12\eta/h_0^2 p_a$.

Sie weist dieselbe Form auf wie eine Diffusionsgleichung und ist damit einfacher zu lösen als die allgemeine Reynoldsgleichung.

Anmerkungen zur Fluid-Struktur-Kopplung:

Die Kopplung zwischen Fluidik und Mechanik ist in der Reynoldsgleichung direkt über die Variation der Fluidfilmdicke enthalten, d.h. sie muß nicht über zusätzliche Koppelbedingungen formuliert werden, wie dies im allgemeinen Fall nötig ist (siehe Kapitel 4.3.1). Auch in diesem Punkt erreicht man also eine Vereinfachung gegenüber der Navier-Stokesschen Bewegungsgleichung.

Ansätze zur Modellierung von Squeeze-Film-Dämpfung

Tritt SQFD auf, z.B. bei senkrechter Bewegung einer Platte gegenüber eines Substrates, kann die Reaktionskraft im Fluid immer in zwei Anteile aufgespalten werden, in einen Anteil proportional zur Plattenauslenkung und einen Anteil proportional zur Plattengeschwindigkeit. Der Anteil der Reaktionskraft, der proportional zur Plattenauslenkung ist, wirkt als zusätzliche Federkraft und erhöht damit die Gesamtfederkraft des Systems. Der zur Plattengeschwindigkeit proportionale Anteil stellt eine Reibungskraft dar, aufgrund derer Energie dissipiert und das System gedämpft wird. Eine Kennzahl für die jeweilige Dominanz eines der beiden Anteile ist die sogenannte Squeezeszahl σ , eine dimensionslose, geometrieabhängige Kennzahl, die für eine Rechteckplatte beispielsweise folgende Form hat [19, 47]:

$$\sigma = \frac{12\eta\omega b^2}{h_0^2 p_a} \quad (5.28)$$

Sie hängt von der Viskosität η des Fluids, der Frequenz ω der Plattenbewegung, der Plattenbreite b , der nominellen Filmdicke h_0 und dem Umgebungsdruck p_a ab. Für kleine σ kann das Fluid zwischen den Platten entweichen und die Reibungskraft dominiert, für große σ dagegen überwiegt die Federkraft. Die Squeeze-Zahl, bei der Feder- und Dämpfungskraft gleich sind, wird als kritische Squeeze-Zahl bezeichnet, ihre Größe variiert mit der Strukturgeometrie.

Die Reynoldsgleichung läßt sich allgemein nur numerisch, für einige Fälle, insbesondere für kleine Variationen der nominellen Fluidfilmdicke (d.h. für die linearisierte Form der Gleichung) aber auch analytisch lösen. Analytische Lösungen für bestimmte Problemklassen wie rechteckige oder kreisförmige Plattenpaare werden in [19, 47, 74] und, spe-

ziell für mikromechanische Strukturen, in [163] aus der linearisierten Reynoldsgleichung abgeleitet.

Einen relativ universellen Lösungsansatz verfolgt Darling [28], der die linearisierte Reynoldsgleichung für den Fall mikromechanischer Plattenstrukturen mittels der Methode der Greenschen Funktion löst. Dabei ist es möglich, auch Lösungen für Fälle zu finden, in denen das Fluid nicht an allen Plattenrändern frei entweichen kann, was in mikromechanischen Strukturen meist gegeben ist. Die Schwierigkeit der Methode liegt jedoch darin, die geeigneten Eigenfunktionen zu finden, die zur Ableitung der Greenschen Funktion benötigt werden, besonders wenn die Geometrie der Struktur komplexer, also nicht rechtwinklig ist, und/oder die Platten Löcher aufweisen. Für solche Fälle kann man die strukturelle Ähnlichkeit von Gleichung 5.27 zu anderen diffusionsartigen, partiellen Differentialgleichungen wie der Wärmediffusionsgleichung ausnutzen, die in bestehenden Finite-Element-Simulationsprogrammen schon implementiert sind. Unter der Voraussetzung, daß die Gültigkeit der linearisierten Reynoldsgleichung gegeben ist, können so auch für komplexere Geometrien die Reaktionskräfte des Fluids auf die sich bewegende Struktur berechnet werden (siehe z.B. [10, 77, 122, 157] und Kap. 5.3.3 in dieser Arbeit).

Wird der Gültigkeitsbereich der linearisierten Reynoldsgleichung verlassen, muß die allgemeine Reynoldsgleichung gelöst werden. Sadd und Stiffler [96] gelingt dies im Falle von Rechteck- und Kreisplatten für kleine Squeeze-Zahlen analytisch. Im allgemeinen muß dies aber numerisch geschehen, z.B. mittels der Methode der Finiten Differenzen wie in [156, 157].

Es existieren bereits auch einige Ansätze, SQFD-Effekte basierend auf der Reynoldsgleichung in Modelle auf Systemebene zu integrieren, um das dynamische Verhalten des Gesamtsystems berechnen zu können. Meist beruhen sie darauf, daß für eine bestimmte, vorgegebene Geometrie eine analytische Lösung gefunden werden kann, die dann auf Kompakt- oder Makromodellebene, beispielsweise in äquivalente Netzwerke, umgesetzt wird [135, 137]. Diese Ansätze sind aber meist auf spezielle Geometrien oder auf die linearisierte Reynoldsgleichung beschränkt. Daher wird in Kap. 5.3.2 dieser Arbeit ein Finiter Netzwerk-Ansatz realisiert, der ebenfalls in das Modell eines Gesamtsystems integriert werden kann, aber auch erlaubt, komplexe Geometrien sowie nicht-lineares Dämpfungsverhalten zu untersuchen.

Grenzen der Kontinuumstheorie

Für den Fall, daß die mittlere freie Weglänge λ in dieselbe Größenordnung wie die geometrischen Abmessungen des betrachteten Bauelementes kommt, müssen, wie bereits in Kapitel 4.3.2 dargelegt, die aus der Kontinuumstheorie abgeleiteten Modelle modifiziert werden. Im Falle der Schmierfilmtheorie existieren dafür einige Ansätze in der Literatur. Der einfachste Ansatz besteht darin, die Reynoldsgleichung unter Verwendung von Schlupfrandbedingungen aus der Navier-Stokes-Gleichung abzuleiten. Das Ergebnis ist eine modifizierte Reynoldsgleichung:

$$\nabla \left(\frac{h^3}{12\eta_{eff}} p \nabla p \right) = \frac{\partial}{\partial t} (hp) \quad (5.29)$$

	Burgdorfer [21]	Hsia, Domoto [57]	Mitsuya [83]
$f(Kn)$	$6(\lambda/h)$	$6(\lambda/h) + 6(\lambda/h)^2$	$6(\lambda/h) + \frac{8}{3}(\lambda/h)^2$
Randbed.	1. Ordnung	2. Ordnung	2. Ordnung (modif.)*
gültig	$Kn < 0,01$	$Kn \leq 1$	bis $Kn \approx 2 - 3$

Tabelle 5.1: Änderungen in der effektiven Viskosität für verschiedene Modelle zur Berücksichtigung der „verdünnten Gas-Effekte“ im SQFD-Modell. (* Bei diesem Modell wurde zur Ableitung der Randbedingungen die Geschwindigkeit der Moleküle am Ort $2/3\lambda$ von der Wand entfernt betrachtet (siehe Grundlagen zu verdünnten Gasen in Kap. 4.3.2), es wird auch als Modell 1,5. Ordnung bezeichnet.).

in der die „verdünnten-Gas-Effekte“ formal durch eine effektive Viskosität berücksichtigt werden:

$$\eta_{eff} = \frac{\eta_0}{1 + f(Kn)} \quad (5.30)$$

Die Funktion $f(Kn)$ hängt dabei von der Form der angewendeten Randbedingungen ab. Verschiedene Ansätze sowie deren Gültigkeitsbereich sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Alle Ansätze gehen dabei von der Navier-Stokes-Gleichung aus, liefern also allenfalls im Bereich der Schlupfströmung, d.h. für Knudsenzahlen kleiner als 1, zuverlässige Lösungen. Für das Modell von Mitsuya wird die Gültigkeit bis zu Knudsenzahlen von ca. 2-3 angegeben, eine Aussage, die aber noch durch umfassendere Experimente unterstützt werden sollte.

Einen allgemein gültigen Ansatz verfolgen Fukui und Kaneko [39], die für die typische Gleitlageranordnung (vgl. Abb. 5.13) mittels linearisierter Boltzmann-Gleichung die Massenflüsse berechnen und daraus eine verallgemeinerte Reynoldsgleichung ableiten. Die effektive Viskosität ist nun eine Funktion der inversen Knudsenzahl $D = \sqrt{\pi}/(2Kn)$ und der Poiseuilleschen Durchflußrate $Q_P(D, \alpha_1, \alpha_2)$ (mit $\alpha_1, \alpha_2 =$ Akkomodationskoeffizienten der beiden Platten) und hat die Form:

$$\eta_{eff} = \frac{D}{6Q_P(D, \alpha_1, \alpha_2)} \eta_0 \quad (5.31)$$

$Q_P(D, \alpha_1, \alpha_2)$ kann über die Lösung der linearisierten Boltzmann-Gleichung berechnet werden und ist im allgemeinen ein komplizierter, für die praktische Anwendung unhandlicher Ausdruck. Fukui und Kaneko [40] haben daher mittels Reihenentwicklung Näherungen für drei Knudsenzahlbereiche ($0,01 \leq D < 0,15$; $0,15 \leq D < 5$ und $5 \leq D$) ermittelt, die eine Genauigkeit von $\pm 1\%$ aufweisen. Daraus wurde eine numerische Näherung von Veijola [135] abgeleitet, die für Knudsenzahlen zwischen 0 und 880 mit einer Genauigkeit von $\pm 5\%$ gilt und ihrer Einfachheit wegen in vielen Fällen in der Modellie-

rung von Mikrobauelementen, wie auch in dieser Arbeit, eingesetzt wird:

$$\eta_{eff} = \frac{\eta}{1 + 9,638Kn^{1,159}} \quad (5.32)$$

Die Ableitung von Gleichung 5.32 erfolgte für diffuse Reflexion der Gasmoleküle an beiden Platten, d.h. $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$, was meist für praktische Anwendungen angenommen wird. Für den Fall unterschiedlicher Akkomodation an den beiden Platten oder anderer Koeffizienten muß $Q_P(D, \alpha_1, \alpha_2)$ erneut mit Hilfe der linearisierten Boltzmann-Gleichung berechnet werden. Dies ist in [134] für ausgewählte Fälle durchgeführt.

5.3.2 Finiter-Netzwerk-Ansatz zur Modellierung der Reynoldsgleichung

Die Reynoldsgleichung stellt eine sehr gute Näherung dar, Squeeze-Film-Dämpfungseffekte effizient und akkurat zu beschreiben, solange die in Kap. 5.3.1 gemachten Voraussetzungen gegeben sind. Sie ist aber in der Regel nicht in kommerziell erhältliche Programme implementiert. Ziel ist es daher, die beträchtliche Vereinfachung gegenüber der Navier-Stokes-Gleichung möglichst flexibel, d.h. auch für beliebige Bauelementegeometrie, nutzbar und den Ansatz für die Systemsimulation in einer Standardsimulationsumgebung zugänglich zu machen, um so Dämpfungseffekte in adäquater Weise in der Simulation ganzer Mikrosysteme berücksichtigen zu können. Zu diesem Zweck wird der in Abb. 5.14 skizzierte Finite-Netzwerk-Ansatz (FN-Modell) verfolgt: Mittels eines Konvertierungsprogrammes wird aus einem zweidimensionalen Finite-Element-Modell eine Netzliste erstellt, die alle relevanten Daten des Modells enthält, wie beispielsweise Abstände zwischen den Knoten, ihre Relation zueinander und die ihnen zugeordneten Flächen. Das zugrundeliegende physikalische Modell besteht aus der über die Fluidfilmdicke integrierten Kontinuitätsgleichung:

$$\text{div}(\rho \vec{v}) + \frac{\partial}{\partial t}(\rho h(t)) = 0 \quad (5.33)$$

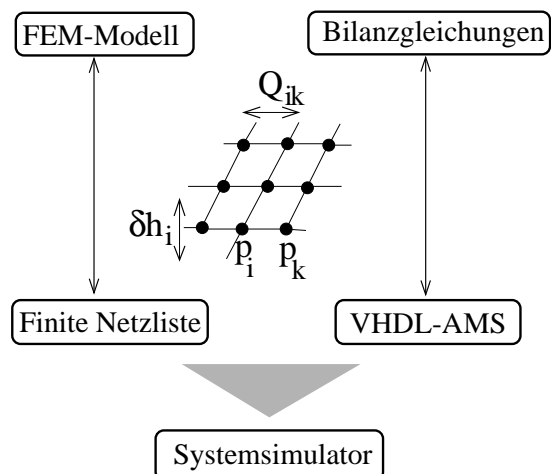


Abbildung 5.14: Finiter-Netzwerk-Ansatz zur Lösung der Reynoldsgleichung innerhalb eines Standard-Systemsimulators. Jeder Knoten des FN wird durch drei Variable charakterisiert, den Massenfluß Q_{ik} , den Druck p_i und die lokale Änderung der Spalthöhe $\delta h_i(t)$.

und den in Kap. 5.3.1 aus der Ableitung der Reynoldsgleichung erhaltenen Beziehungen 5.22 und 5.23 für die lateralen Geschwindigkeiten v_x bzw. v_y des Fluids im Spalt, einer Vorstufe der Reynoldsgleichung, die noch über die Spalthöhe integral gewichtet werden müssen. Im Falle der SQFD werden nur senkrecht bewegte Strukturen betrachtet, so daß die lateralen Geschwindigkeiten u und v der Platten null gesetzt werden, und man erhält:

$$\bar{v}_x = \int_0^{h(t)} v_x(x, y, z) dz = -\frac{h^3(t)}{12\eta} \frac{\partial p(x, y)}{\partial x} \quad (5.34)$$

$$\bar{v}_y = \int_0^{h(t)} v_y(x, y, z) dz = -\frac{h^3(t)}{12\eta} \frac{\partial p(x, y)}{\partial y} \quad (5.35)$$

η und ρ bezeichnen hierbei die Viskosität und Dichte des Gases, $h(t)$ die veränderliche Spalthöhe und $p(x, y)$ die Druckverteilung unter der sich bewegenden Struktur.

Ziel ist es, ein FN-Modell zu realisieren, das es erlaubt, SQFD-Effekte im Sinne einer verallgemeinerten Kirchhoffschen Netzwerktheorie mittels eines Paares zueinander konjugierter, konzentrierter Variablen zu beschreiben, hier mit dem Druck p als „across-“ Variable und dem Massenfluß Q als „through-“ Variable. Hierzu werden die Gleichungen 5.33-5.35 diskretisiert und in ein VHDL-AMS-Modell umgesetzt, das sich einfach in einen Standardsystemsimulator implementieren läßt.

Während die Kontinuitätsgleichung bereits aufgrund der Kirchhoffschen Netzwerkregeln (Knotenregel) automatisch erfüllt ist, muß darauf geachtet werden, daß die Abhängigkeit des Massenflusses an den einzelnen Knoten vom dort herrschenden Druck korrekt formuliert wird. Aus den Gleichungen 5.34 und 5.35 ergibt sich für den Massenfluß Q_{ik} zwischen zwei Knoten i und k folgende Beziehung:

$$Q_{ik} = -\bar{\rho}_{ik} A_{\perp} \frac{h_i(t)^3}{12\eta_{eff}} \left(\frac{p_k - p_i}{r_{ik}} \right) \quad (5.36)$$

Zusätzlich muß an jedem Knoten der Beitrag zum Massenfluß Q_i berücksichtigt werden, der durch die Kompressibilität des Fluidfilms verursacht wird:

$$Q_i = -A_{\parallel} \left(h_i(t) \frac{\partial}{\partial t} \rho_i + \rho_i \frac{\partial}{\partial t} h_i(t) \right) \quad (5.37)$$

$h_i(t)$ steht hier für die lokale Fluidfilmdicke am Knoten i , η_{eff} für die effektive Viskosität, p_i , p_k für den Druck am Knoten i bzw. k und r_{ik} für den Abstand zwischen den beiden Knoten. A_{\perp} und A_{\parallel} bezeichnen die jeweils für die Berechnung der Massenflüsse relevanten Flächen senkrecht zur Verbindung zwischen zwei Knoten bzw. die zu einem Knoten zugehörige Fläche. Für das Gas werden isotherme Bedingungen angenommen, d.h. die lokalen Dichten ρ_i bzw. $\bar{\rho}_{ik}$ (Mittelung der Dichte über die Knoten i und k) können unter Annahme der Zustandsgleichung für ideale Gase über den lokalen Druck p_i bzw. \bar{p}_{ik} ausgedrückt werden.

Die in VHDL-AMS kodierte Gleichungen 5.36 und 5.37 werden zusammen mit der Netzliste in einen Systemsimulator integriert und bilden ein FN-Modell, das erlaubt, die allgemeine Reynoldsgleichung schnell und effizient auch für komplexe Geometrien zu

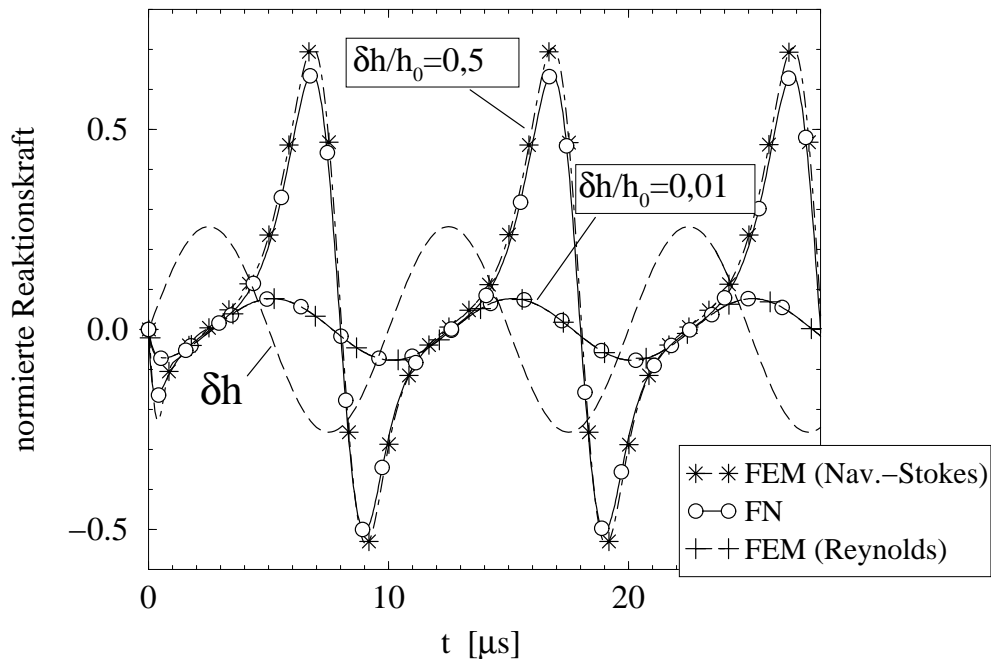


Abbildung 5.15: Normierte Reaktionskräfte auf eine sinusförmig bewegte Rechteckplatte für $\sigma = 1$ und zwei unterschiedliche relative Auslenkungen $\delta h/h_0$: Vergleich zwischen Ergebnissen des FN- und FEM-Modells.

lösen. Jeder Knoten i wird in diesem Modell nach außen durch drei Variable charakterisiert (vgl. Abb. 5.14), den Massenfluß Q_{ik} , den Druck p_i und die lokale Änderung der Spalthöhe $\delta h_i(t) = h_i(t) - h_0$ (mit $h_0 =$ ursprüngliche Spalthöhe).

Die Validierung des Modelles erfolgte anhand einer sich sinusförmig gegenüber einem festen Substrat auf- und abbewegenden, unendlich langen Rechteckplatte. Für die Rechnungen wurden das Finite-Element-Programm ANSYS sowie der Schaltkreissimulator Spectre verwendet. Vergleichsrechnungen wurden mittels FEM durchgeführt, wobei für kleine Auslenkungen die linearisierte Reynoldsgleichung, für große Auslenkungen die vollständige, kompressible Navier-Stokes-Gleichung gelöst wurde (siehe auch Kap. 4.3.5). Für die FEM-Rechnungen wurden in beiden Fällen die Programme ANSYS und FLOTRAN verwendet. Abb. 5.15 und 5.16 zeigen die normierten Reaktionskräfte auf die Platte für kleine und große Squeezezahlen ($\sigma = 1$, bzw. $\sigma = 20$). Die Ergebnisse des FN-Ansatzes zeigen sehr gute Übereinstimmung mit den FEM-Rechnungen sowohl für kleine als auch für große Bewegungsamplituden ($\delta h/h_0 = 0,01$, bzw. $\delta h/h_0 = 0,5$) und belegen damit die Qualität und Zuverlässigkeit des FN-Modells.

Im Vergleich zur Finiten-Element-Methode ist die Rechenzeit mit dem FN-Modell stark verkürzt. Besonders augenfällig wird dies, wenn man mit Navier-Stokes-basierten FEM-Rechnungen vergleicht, für die, auch im Falle eines zweidimensionalen Modells mehrere Stunden benötigt werden, während dies für den FN-Ansatz nur wenige Minuten sind. Dies liegt hauptsächlich in der durch die Verwendung der Reynoldsgleichung reduzierten Komplexität begründet, aber auch die Lösung der Reynoldsgleichung mittels FEM ist für ein Beispiel mit gleicher Knotenzahl immer noch langsamer als die FN-Rechnung, was

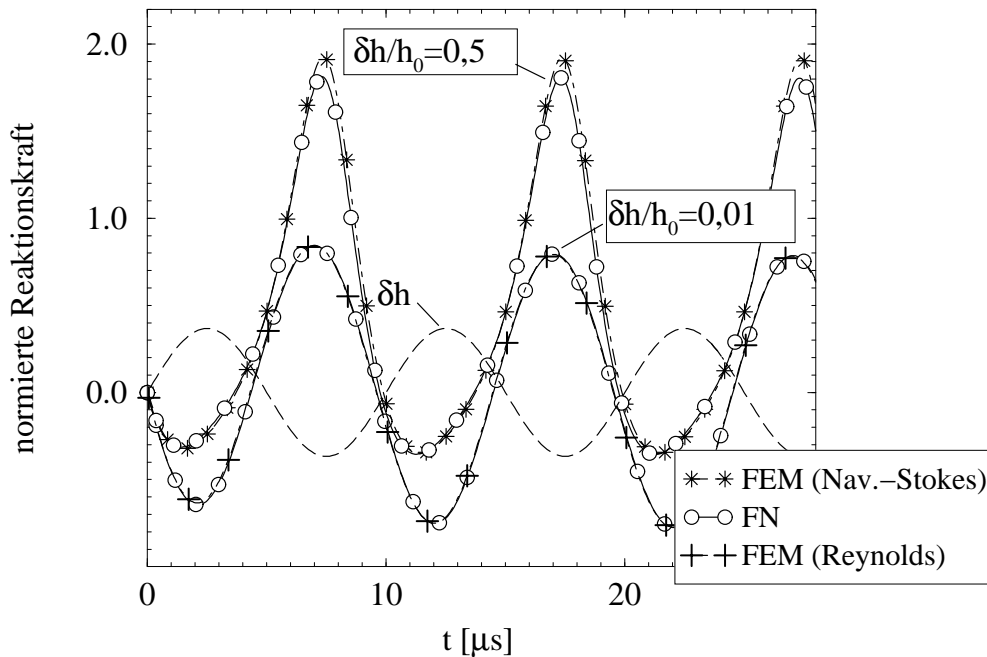


Abbildung 5.16: Normierte Reaktionskräfte auf eine sinusförmig bewegte Rechteckplatte für $\sigma = 20$ und zwei unterschiedliche relative Auslenkungen $\delta h/h_0$: Vergleich zwischen Ergebnissen des FN und FEM-Modells.

wohl in der größeren Effizienz des Schaltkreissimulators begründet liegt. Das FN-Modell läßt sich problemlos innerhalb eines Schaltkreissimulators mit Kompaktmodellen anderer Mikrobauelemente oder Mikrosystemkomponenten kombinieren und erlaubt somit die detaillierte Beschreibung von Dämpfungseffekten in der Modellierung von ganzen Mikrosystemen. Gemäß ihrer Natur stellen FN-Ansätze Modelle mit verteilten Variablen dar. Die bisher in der Literatur bereits vorgestellten kompakteren Ansätze beruhen aber fast ausnahmslos auf analytischen Lösungen der Reynoldsgleichung – meist der linearisierten – für bestimmte, sehr einfache Geometrien, die meist in VHDL-AMS- oder äquivalente Netzwerkmodelle umgesetzt werden [135, 137]. Im Gegensatz zu diesen Modellen ist der abgeleitete FN-Ansatz auch auf komplexere Geometrien und für beliebig große Bewegungsamplituden der Strukturen anwendbar und liefert sehr gute, detailgetreue Ergebnisse, solange der Gültigkeitsbereich der Reynoldsgleichung nicht verlassen wird.

Für viele mikromechanische Bauelemente sind jedoch die in Kap. 5.3.1 gemachten Annahmen nicht unbedingt erfüllt. Daher sollen im folgenden Abschnitt die Grenzen des obigen Ansatzes im Hinblick auf seine Anwendbarkeit auf mikromechanische Strukturen ausgelotet werden, bevor er in Kap. 5.4 so erweitert wird, daß Dämpfungseffekte auch bei Bauelementen, die diesen Kriterien nicht genügen, effizient und mit ausreichender Genauigkeit untersucht werden können.

5.3.3 Untersuchungen zur Anwendbarkeit der Reynoldsgleichung in der Mikromechanik

In Kapitel 5.3.1 werden zur Ableitung der allgemeinen Reynoldsgleichung aus der Navier-Stokes-Gleichung einige Annahmen gemacht, deren Gültigkeitsbereich im folgenden für mikromechanische Strukturen überprüft werden soll. Dazu betrachten wir vornehmlich die linearisierte Reynoldsgleichung, d.h. den Fall kleiner Bewegungsamplituden, da dieser, wie bereits in Kapitel 5.3.1 dargestellt, numerisch mittels kommerziell erhältlichen Softwareprogrammen lösbar ist. Hierbei nutzt man aus, daß die Reynoldsgleichung dieselbe Form wie die thermische Diffusionsgleichung aufweist:

$$\text{Reynoldsgleichung:} \quad \nabla^2 P - \sigma^* \frac{\partial P}{\partial t} = \sigma^* \frac{\partial H}{\partial t} \quad (5.38)$$

$$\text{therm. Diffusionsgleichung:} \quad \nabla^2 T - \left(\frac{\rho c_p}{\kappa} \right) \frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{Q}{\kappa} \quad (5.39)$$

mit T = Temperatur, ρ = Dichte, c_p = spezifische Wärmekapazität, κ = Wärmeleitfähigkeit, Q = mit der Umgebung ausgetauschte Wärmemenge pro Volumen und Zeiteinheit (Wärmestromdichte).

Gleichung 5.39 ist in viele kommerziell erhältliche Programme implementiert, wie z.B. in das hier verwendete FEM-Programm ANSYS [7], so daß sich Gleichung 5.38 durch einfachen Transfer der analogen Größen für beliebige Geometrien lösen läßt.

Für die weiteren Untersuchungen wird ein Paar gleicher Rechteckplatten in Luft betrachtet, das sich in einem Abstand h_0 zueinander befindet. Die obere Platte führe eine sinusförmige Bewegung in Richtung der anderen Platte aus, die sich in Ruhe befindet. Für diese Anordnung existieren analytische Lösungen der linearisierten Reynoldsgleichung [19, 28, 47, 74], so daß sie sich hervorragend zur Überprüfung der numerischen Berechnung eignet. Die analytischen Ausdrücke für die durch SQFD verursachte normierte¹ Reibungs- bzw. Federkraft lauten [28, 47]:

$$f_{reib} = \frac{64\sigma}{\pi^6} \sum_{m,n=\text{ungerade}} \frac{m^2 + n^2\beta^2}{(mn)^2[(m^2 + n^2\beta^2)^2 + \sigma^2/\pi^4]} \quad (5.40)$$

$$f_{fed} = \frac{64\sigma^2}{\pi^8} \sum_{m,n=\text{ungerade}} \frac{1}{(mn)^2[(m^2 + n^2\beta^2)^2 + \sigma^2/\pi^4]} \quad (5.41)$$

mit σ = Squeezezahl, m, n = ganzzahlige Zählindizes und dem Seitenverhältnis $\beta = l/b$ der Platten (l = Länge und b = Breite der Platte). Der Verlauf beider Kraftanteile in Abhängigkeit von der Squeezezahl ist in Abb. 5.18 aufgetragen. Man sieht, daß mit zunehmendem σ der Anteil der Reibung an der Kraft ab- und der Anteil der Federkraft und damit die Phasenverschiebung bezüglich der Auslenkung der Struktur zunimmt.

Zur numerischen Lösung der linearisierten Reynoldsgleichung wurde das in Abb. 5.17 dargestellte FEM-Modell verwendet. Das Seitenverhältnis β der Platten wurde zu 0,01

¹ „Normierte Reaktionskraft“ bedeutet im folgenden immer, daß die Kraft der einfacheren Darstellung halber auf die Plattenfläche, den Umgebungsdruck p_a und die relative Amplitude der Plattenbewegung $h_{rel} = \delta h/h_0$ normiert ist.

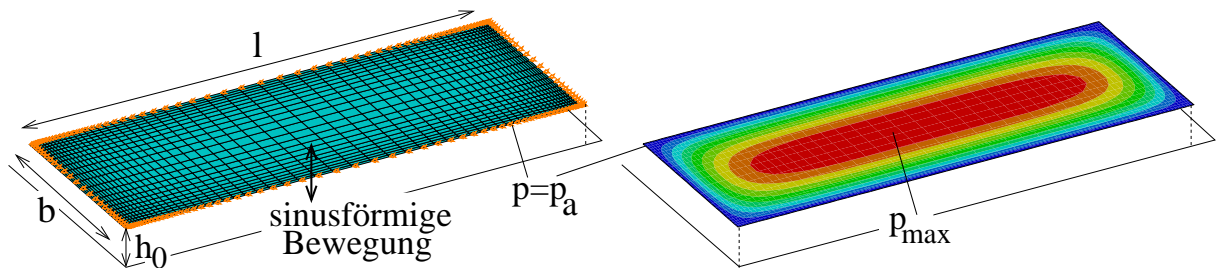


Abbildung 5.17: FEM-Modell für numerische Berechnung der linearisierten Reynoldsgleichung für den Fall langer Rechteckplatte (links). Die dargestellte Platte bewegt sich sinusförmig gegenüber einer starren Platte im Abstand h_0 , es werden ideale Randbedingungen ($p = p_a$, mit $p_a =$ Umgebungsdruck) angenommen. Rechts: Druckverteilung unter der Rechteckplatte.

gewählt, was bereits ziemlich gut einer unendlich langen Rechteckplatte entspricht, die Amplitude der Plattenbewegung betrug ein Hundertstel vom Plattenabstand, d.h. $0,01 \mu\text{m}$ bei einer Fluidfilmdicke von $1 \mu\text{m}$ zwischen den Platten, um die Voraussetzungen für die Gültigkeit der linearisierten Reynoldsgleichung zu gewährleisten. Für die Rechnung wurden lineare, quadrilaterale Elemente (ein Freiheitsgrad Temperatur bzw. Druck) verwendet, als Randbedingung wurde Umgebungsdruck ($p = p_a$) angenommen. Die resultierende Druckverteilung ist ebenfalls in Abb. 5.17 dargestellt, und zwar für den Fall der Abwärtsbewegung der oberen Platte, d.h. die Druckmaxima relativ zum Umgebungsdruck befinden sich in der Mitte der Platte. Durch Integration der Druckverteilung über die Fläche wird nun die Reaktionskraft auf die sich bewegende Platte berechnet. Der Vergleich der numerisch erhaltenen Ergebnisse mit der analytischen Lösung in Abb. 5.18 zeigt eine hervorragende Übereinstimmung, so daß für die weiteren Untersuchungen von der Zuverlässigkeit der numerischen Berechnungen auch für komplexere Geometrien ausgegangen werden kann.

Für die Ableitung der Reynoldsgleichung wird gemäß Kapitel 5.3.1 vorausgesetzt, daß die Strömung im Fluidfilm laminar ist, d.h. $Re \ll 1$, daß die lateralen Abmessungen der Anordnung viel größer sind als die Fluidfilmdicke ($h_0 \ll l, b$), daß also Randeﬀekte eine untergeordnete Rolle spielen, und daß die z -Komponenten der Geschwindigkeit vernachlässigbar klein sind. Im folgenden soll anhand detaillierter Untersuchungen für eine sinusförmig auf- und abbewegte lange Rechteckplatte geklärt werden, inwieweit diese Annahmen im Falle mikromechanischer Strukturen adäquat sind, und wann Abweichungen vom idealisierten Modell auftreten.

Zu diesem Zwecke wurden Vergleichsrechnungen gemacht, in denen auf der Basis der FEM die vollständige Navier–Stokes–Gleichung für kompressible Strömung gelöst wurde. Verwendet wurde dazu das Programm FLOTRAN, das im Programmpaket ANSYS enthalten ist. Da das gewählte Seitenverhältnis β von 0,01 bereits ziemlich gut dem Fall von in z -Richtung unendlich ausgedehnten Rechteckplatten der Breite b entspricht, ist eine

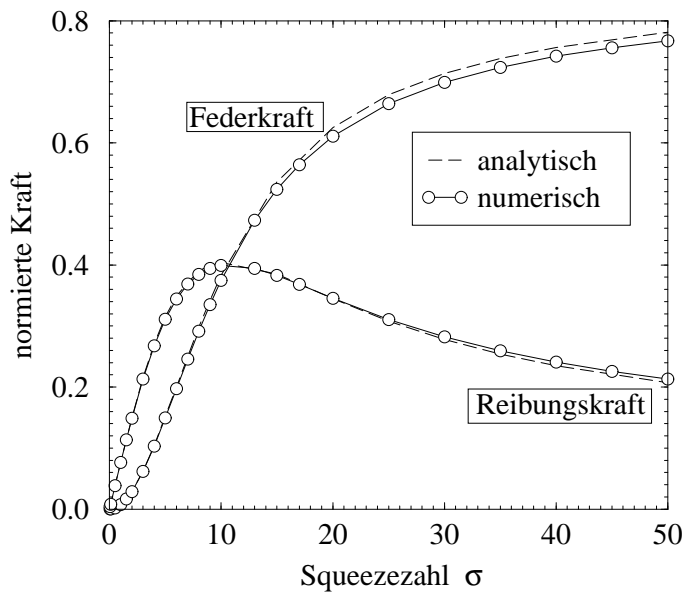


Abbildung 5.18: Normierte Reibungs- und Federkraft auf eine lange Rechteckplatte in Abhängigkeit von der Squeezezahl σ : Vergleich zwischen analytischer und numerischer Lösung. Den Berechnungen liegt die linearisierte Reynoldsgleichung zugrunde.

zweidimensionale Behandlung des Problems gerechtfertigt. Das Finite-Element-Modell sowie die Geometrie der Anordnung sind in Abb. 4.24 in Kapitel 4.3.5 dargestellt. Zur Berechnung werden quadrilaterale Fluidelemente mit den Geschwindigkeitskomponenten v_x, v_y , dem Druck p und der Temperatur T als Freiheitsgrade verwendet. Das Simulationsgebiet für das Fluid muß ausreichend groß gewählt werden, damit gewährleistet bleibt, daß seine äußeren Begrenzungen die Strömung zwischen den Platten nicht beeinflussen. Als Randbedingungen an den Platten werden Hafttrandbedingungen angenommen, d.h. am Plattenrand hat das Gas/Fluid dieselbe Geschwindigkeit wie die Platte. Die obere Platte bewegt sich sinusförmig auf und ab, während die untere in Ruhe verbleibt. Der resultierende Druck an den Rändern der oberen Platte wird dann über die Flächen integriert und daraus die normierte Reaktionskraft auf die Platte berechnet. Variiert wurden Plattenbreite b ($5 \mu\text{m} - 100 \mu\text{m}$), Plattenabstand h_0 ($1 \mu\text{m} - 5 \mu\text{m}$), Amplitude und Frequenz der Anregung sowie der Umgebungsdruck p_a der Luft.

Die resultierende Druck- bzw. Geschwindigkeitsverteilung zwischen den Platten während der Abwärtsbewegung der oberen Platte sind in den Abbildungen 5.19 und 5.20 dargestellt, die Plattenbreite b betrug für diesen Fall $5 \mu\text{m}$, der Abstand der Platten h_0 $1 \mu\text{m}$. In beiden Abbildungen ist bereits zu erkennen, daß im Randbereich Nichtidealitäten, sowohl in der Geschwindigkeits- wie auch in der Druckverteilung, auftreten: Der Druck ist hier nicht unabhängig von der z -Koordinate, und die z -Komponente der Geschwindigkeit verschwindet nicht. Diese Abweichungen fallen um so mehr ins Gewicht, je kleiner das Verhältnis b/h_0 ist, und sie schränken daher die Anwendbarkeit der Reynoldsgleichung für solche Fälle ein.

Die oben angesprochenen Annahmen für die Ableitung der Reynoldsgleichung sollen im folgenden Punkt für Punkt einzeln untersucht werden.

Laminare Strömung, $Re \ll 1$: Die Reynoldszahl als Kennzahl für laminare bzw. turbulente Strömung ist definiert über $Re = \rho v_0 l_0 / \eta$. Bei den durchgeführten Simulationen liegen die auftretenden Geschwindigkeiten typischerweise in der Größenordnung von

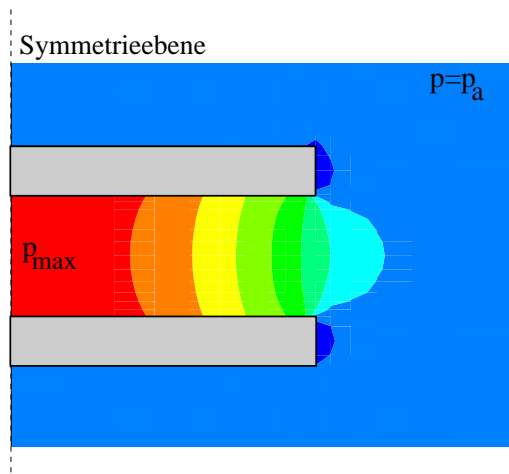


Abbildung 5.19: Druckverteilung zwischen zwei in z -Richtung unendlich ausgedehnten Rechteckplatten bei sinusförmiger Bewegung der oberen Platte.

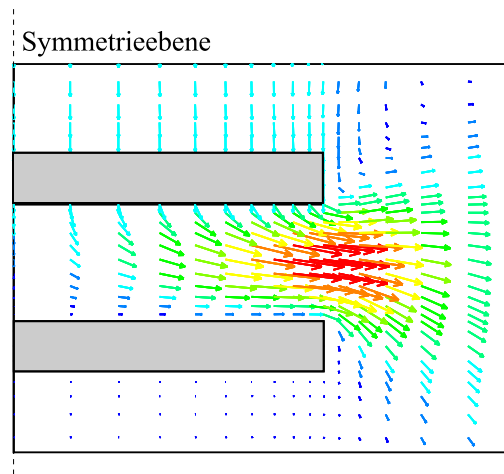


Abbildung 5.20: Geschwindigkeitsverteilung zu Abb. 5.19.

maximal $0,2 \text{ m/s}$, die charakteristische Länge, hier der Abstand der beiden Platten h_0 , betrug $1 \mu\text{m}$. Mit der Dichte von Luft $\rho = 1,29 \text{ kg/m}^3$ und der Viskosität von Luft $\eta = 18,1 \cdot 10^{-6} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ erhält man damit eine Reynoldszahl von $\mathcal{R}e = 1,4 \cdot 10^{-2} \ll 1$. Das heißt, daß die Voraussetzung für laminare Strömung bei den betrachteten Anordnungen gegeben ist. Da es sich hierbei um typische Strukturgrößen in der Mikromechanik handelt, ist diese Annahme also hinreichend allgemein gültig.

Anwendbarkeit der linearisierten Reynoldsgleichung: Für die Linearisierung der allgemeinen Reynoldsgleichung wurde vorausgesetzt, daß die Amplitude der Plattenbewegung klein im Vergleich zur Filmdicke zwischen den beiden Strukturen ist. In Abb. 5.21 sind die Reaktionskräfte für verschieden große relative Bewegungsamplituden $\delta h_{rel} = \delta h/h_0$ über die Zeit aufgetragen. Die Rechnungen zeigen, daß bei Verwendung der linearisierten Gleichung die Amplitude der Reaktionskraft schon um ca. 1,3% zu klein berechnet wird, wenn die relative Abstandsänderung $\delta h_{rel} = \delta h/h_0$ von 0,01 auf 0,05 erhöht wird. Ab $\delta h \simeq 0,01$ ist die Amplitude der Reaktionskraft um mehr als 5% gegenüber dem Fall kleiner Bewegungsamplituden erhöht, der Verlauf weicht von der ursprünglichen Sinusform ab, wird zunehmend verzerrt und für große Squeezeszahlen unsymmetrisch bezüglich der Nulllinie, das heißt, der Zusammenhang zwischen Anregung und Reaktionskraft wird hoch nichtlinear. Möchte man also eine entsprechende Genauigkeit der Ergebnisse erreichen, so ist es ab einer relativen Auslenkung von $1/20$, spätestens aber $1/10$ der Fluidfilmdicke nicht mehr ratsam, die linearisierte Reynoldsgleichung zu verwenden. Die Lösung der allgemeinen Reynoldsgleichung ist jedoch in der Regel nicht in kommerziell erhältliche Programme implementiert, so daß eigene Lösungsverfahren entwickelt werden müssen. Der in Kap. 5.3.2 realisierte Finite-Netzwerk-Ansatz stellt hier eine Methode dar, auch nichtlineare Betriebszustände von Bauelementen innerhalb einer Standardsimulationsumgebung zu behandeln, da er die Reynoldsgleichung in nicht-

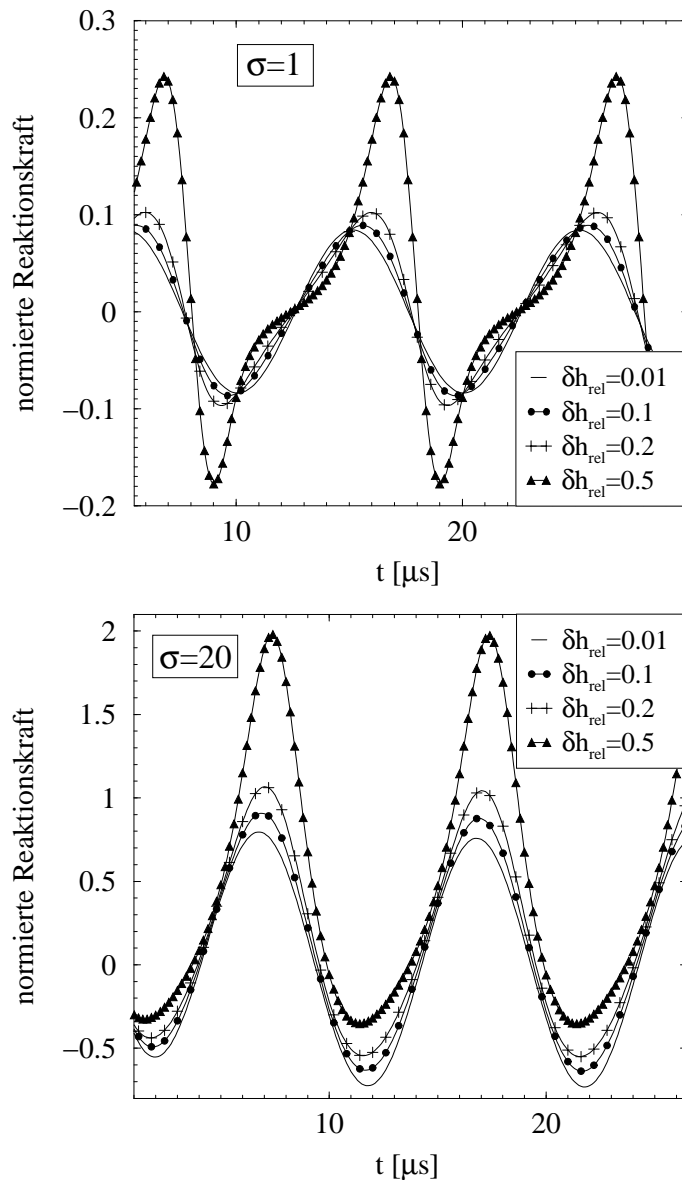


Abbildung 5.21: Navier-Stokes-basierte FEM-Simulationen der Reaktionskraft auf eine in z -Richtung unendlich ausgedehnte Rechteckplatte für unterschiedlich große Bewegungsamplituden $\delta h_{rel} = \delta h/h_0$ der oberen Platte relativ zum Plattenabstand h_0 . Oben: Squeezezahl $\sigma = 1$, unten: Squeezezahl $\sigma = 20$. Ab $h_{rel} \simeq 0,01$ wird der Zusammenhang zwischen Anregung und Reaktionskraft deutlich nichtlinear. Die Kurvenform wird verzerrt und unsymmetrisch bezüglich der Nulllinie.

linearisierter Form enthält.

Variation der Plattenbreite: Abb. 5.22 zeigt die normierte Amplitude der Reaktionskraft und ihre Phasenverschiebung bezüglich der Anregung in Abhängigkeit von der Squeezezahl σ für Plattenbreiten b zwischen $5 \mu\text{m}$ und $100 \mu\text{m}$ bei konstanter Fluidfilmhöhe von $h_0 = 1 \mu\text{m}$ zwischen den beiden Platten. Die relative Auslenkung der oberen Platte wurde klein gegenüber h_0 gewählt ($\delta h_{rel} \leq 0,01$), so daß die Gültigkeit der linearisierten Reynoldsgleichung gewährleistet war. Der Vergleich in Abb. 5.22 zwischen Ergebnissen, die mittels numerischer Lösung der linearisierten Reynoldsgleichung und Lösung der kompletten Navier-Stokes-Gleichung erhalten wurden, zeigt, daß die Amplitude und Phase der Reaktionskräfte erst für sehr große Werte des Verhältnisses von Plattenbreite zu Fluidfilmdicke b/h_0 miteinander übereinstimmen. Dies ist auf Randeinflüsse zurück-

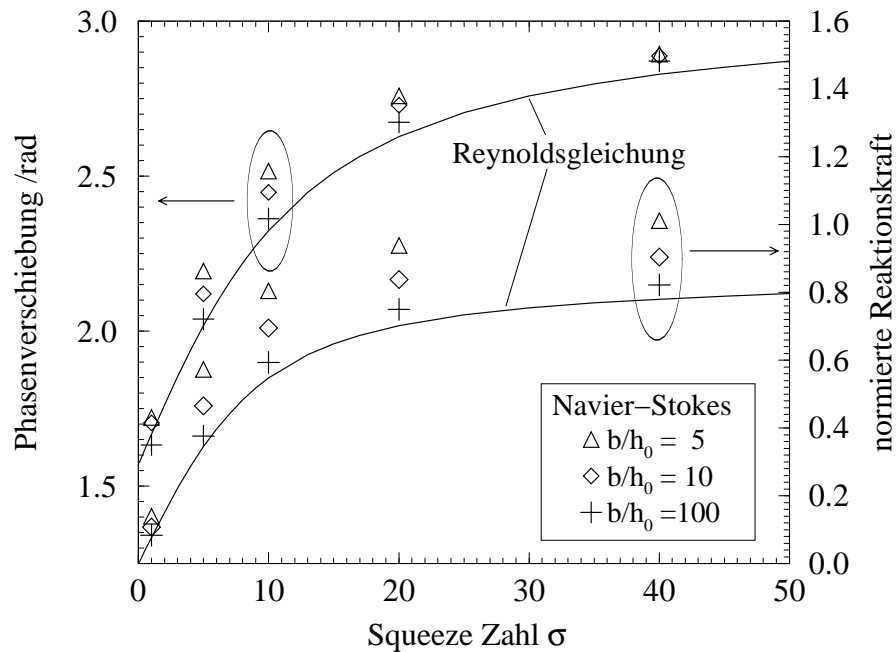


Abbildung 5.22: Normierte Amplitude und Phasenverschiebung der Reaktionskraft auf eine lange Rechteckplatte: Vergleich zwischen Lösungen der linearisierten Reynoldsgleichung und Lösungen der Navier-Stokes-Gleichung für unterschiedliche Verhältnisse von Plattenbreite zu Fluidfilmdicke b/h_0 .

zuführen, die in der Reynoldsgleichung nicht erfaßt werden, und die um so mehr ins Gewicht fallen, je schmäler die Platte im Verhältnis zur Fluidfilmhöhe ist. Am Beispiel der Druck- und Geschwindigkeitsverteilung für eine $5 \mu\text{m}$ breite Platte (siehe Abb. 5.19 und 5.20) kann man ersehen, daß für geringe Plattenbreiten die z -Komponente der Geschwindigkeit nicht mehr vernachlässigbar ist und in der Folge der Druck über die Spalthöhe nicht mehr als konstant betrachtet werden kann, was nicht mehr den idealisierten Annahmen in der Ableitung der Reynoldsgleichung in Kap. 5.3.1 entspricht. Deutlich ist auch zu sehen, daß der Druck nicht direkt am Plattenrand bereits auf den Wert des Umgebungsdrucks p_a abgefallen ist, sondern erst in einem gewissen Abstand außerhalb des Plattenbereiches, d.h. daß die idealisierten Randbedingungen von $p = p_a$, die für die Reynoldsgleichung angenommen werden, streng genommen nicht gelten. Dieser sogenannte Anlaufbereich ist für alle Plattenbreiten zu beobachten und bewirkt einen zusätzlichen Druckabfall und damit eine im Vergleich zum idealisierten Modell erhöhte Reaktionskraft auf die Platte. Dies wird in Abb. 5.23 deutlich, in der Druckverteilungen unterhalb der sich bewegenden Platte verglichen werden, die mit beiden Methoden für eine $10 \mu\text{m}$ und eine $100 \mu\text{m}$ breite Platte berechnet wurden. Für die breite Platte (Abb. 5.23, rechts) ist die Differenz zwischen beiden Methoden am Rand so gering, daß sie kaum ins Gewicht fällt, und man von einer Übereinstimmung der beiden Ergebnisse sprechen kann. Je schmäler jedoch die Platte wird, um so größer wird der Anteil, den dieser Anlaufbereich am Rand zur Gesamtkraft beiträgt; die Druckverteilungen, die mit Navier-Stokes-basierten Rechnungen erhalten werden, weichen deutlich von den Ergebnissen der Reynoldsgleichung

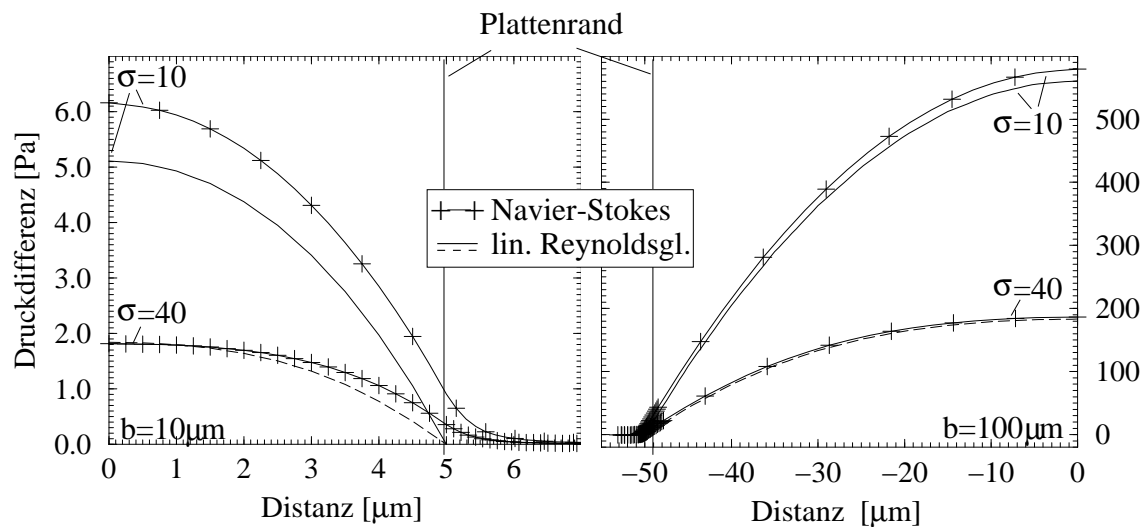


Abbildung 5.23: Druckverteilung unter einer $10\ \mu\text{m}$ breiten Platte (links) und unter einer $100\ \mu\text{m}$ breiten Platte (rechts) (jeweils Halbstruktur): Vergleich zwischen Lösungen der linearisierten Reynoldsgleichung und der Navier-Stokes-Gleichung für zwei verschiedene Squeezezahlen.

ab (Abb. 5.23, links). Das erklärt, warum die Diskrepanzen zur Reynoldsgleichung für kleinere Werte von b/h_0 immer größer werden (siehe Abb. 5.22).

Für die Modellierung von Dämpfungseffekten in mikromechanischen Bauelementen bedeutet das, daß in vielen Fällen die Reynoldsgleichung nicht ohne weiteres angewendet werden darf, wie z.B. bei den meisten Balkenstrukturen, in denen das Verhältnis von lateraler Ausdehnung zu Fluidfilmhöhe zu gering ist, oder, noch ausgeprägter, bei perforierten Strukturen wie beispielsweise bei oberflächenmikromechanisch hergestellten Bauelementen, die typischerweise Ätzlöcher für die Opferschichtätzung enthalten.

Zusammenfassung: Die Ergebnisse zur Untersuchung der Anwendbarkeit der Reynoldsgleichung bei der Modellierung von Squeeze-Film-Dämpfung in mikromechanischen Bauelementen lassen sich nun folgendermaßen zusammenfassen:

Die Reynoldsgleichung stellt gegenüber der Navier-Stokes-Gleichung eine erhebliche Vereinfachung bezüglich des Rechenaufwands und der Formulierung der Fluid-Struktur-Wechselwirkung dar und eignet sich unter gewissen Voraussetzungen hervorragend zur Modellierung des Squeeze-Film-Effekts. Insbesondere die vereinfachte, linearisierte Reynoldsgleichung läßt sich mit verhältnismäßig geringem Aufwand für einige Fälle analytisch oder aber mittels bestehender Simulationsprogramme lösen. Allerdings liefert letztere nur zuverlässige Ergebnisse für den Fall kleiner Auslenkungen, womit ihre Anwendung in vielen Fällen ausscheidet. Mit dem in Kap. 5.3.2 realisierten FN-Ansatz steht aber eine effiziente Methode zur Verfügung, auch die nichtlineare Reynoldsgleichung für beliebige Bauelementegeometrie innerhalb eines Standardsystemsimmersors zu lösen und damit auch auf einfache und akkurate Weise die Dämpfungseffekte in Makromodelle von gesamten Mikrosystemen zu integrieren.

Die Voraussetzung laminarer Strömung ist aufgrund der Kleinheit der mikromechanischen Bauelemente meist erfüllt. Dagegen treffen die geometrischen Idealisierungen, die bei der Ableitung der Reynoldsgleichung gemacht werden (die lateralen Abmessungen müssen viel größer als die mittlere Fluidfilmdicke sein), und die daraus resultierenden Vereinfachungen im Druck- und Geschwindigkeitsfeld für viele mikromechanische Bauelemente nicht zu, insbesondere bei Balkenstrukturen oder Bauelementen, die Perforationen enthalten. Diesen Effekten kann streng genommen nur durch die allgemeine, aber viel komplexere Navier-Stokes-Gleichung Rechnung getragen werden (siehe Kap. 4.3.5). In Kap. 5.4 wird jedoch eine Methode entwickelt, mit der diese geometrischen Effekte über Korrekturterme, wie beispielsweise zusätzliche fluidische Widerstände, angemessen berücksichtigt werden können, so daß es möglich ist, die reduzierte Komplexität der Reynoldsgleichung weiterhin auszunutzen, aber trotzdem zuverlässige Ergebnisse auch für Bauelementegeometrien zu erhalten, die nicht den idealisierten Annahmen der Reynoldsgleichung entsprechen.

5.4 Mixed-Level-Ansatz zur Modellierung von SQFD für beliebige Geometrien

5.4.1 Ansatz zur Modellierung von Bauelementen mit beliebiger Geometrie

Viele mikromechanische Bauelemente erfüllen die für die Ableitung der Reynoldsgleichung notwendigen Voraussetzungen hinsichtlich der Strukturgeometrie nicht, d.h. Randeinflüsse und/oder Perforationen in der Struktur beeinflussen die Druck- und Geschwindigkeitsverteilung im Fluid. Daraus resultiert, wie im vorangegangenen Kapitel bereits gezeigt wurde, eine gegenüber dem Fall idealer Randbedingungen ($p = p_a$ an den Rändern, mit $p_a =$ Umgebungsdruck) erhöhte Reaktionskraft auf die sich bewegende Struktur. Die-

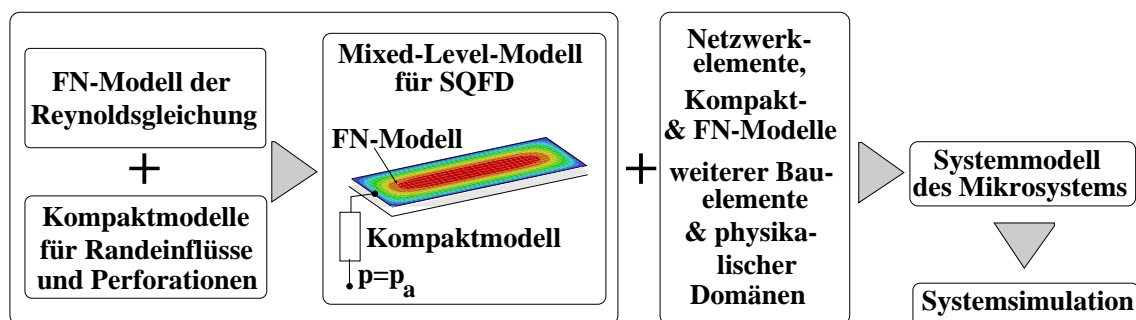


Abbildung 5.24: Mixed-Level-Ansatz zur Modellierung von SQFD-Effekten in Mikrobauelementen. Das Dämpfungsmodell kann einfach in Makromodelle für ganze Mikrosysteme integriert werden, um Systemsimulationen durchzuführen.

se Effekte sind exakt nur unter Anwendung der Navier-Stokeschen Bewegungsgleichung zu modellieren. Um dennoch die beachtliche Vereinfachung, die die Reynoldsgleichung gegenüber der Navier-Stokes-Gleichung bietet, nutzen und trotzdem Bauelemente von beliebiger Geometrie untersuchen zu können, wird in dieser Arbeit der in Abb. 5.24 skizzierte Mixed-Level(ML)-Ansatz vorgeschlagen. Der in Kap. 5.3.2 vorgestellte FN-Ansatz zur Modellierung der Reynoldsgleichung wird hierzu mit Kompaktmodellen kombiniert, die geometrischen Nichtidealitäten wie Randeinflüssen und Perforationen Rechnung tragen. Die Kompaktmodelle können dabei durch einfache Netzwerkelemente oder Verhaltensmodelle realisiert werden, oder aber durch physikalisch basierte, skalierbare Kompaktmodelle, je nachdem, welchen Anforderungen das Modell genügen soll. Damit bietet dieser Ansatz folgende Vorteile:

- Angemessene Ordnungsreduktion: Die Komplexität gegenüber der Navier-Stokes-Gleichung ist deutlich reduziert, durch die Kombination aus verteilten und konzentrierten Variablen (FN bzw. Kompaktmodellen) bleibt das Modell aber physikalisch basiert und detailliert genug, um die Dämpfungseffekte mit ausreichender Genauigkeit modellieren zu können.
- Modellierung beliebiger Geometrien: Die Lösung der Reynoldsgleichung mit verteilten Variablen (FN-Ansatz) ist zwar nicht so kompakt wie beispielsweise analoge Netzwerkansätze oder analytische Modelle (z.B. [133, 135, 137]), bietet aber dafür große Flexibilität bezüglich der Geometrie der Bauelemente. Während kompaktere Modelle meist auf einfache Geometrien (z.B. rechteckige oder kreisförmige Platten) und Starrkörper beschränkt sind, können mit der ML-Methode also auch beliebig geformte und flexible Strukturen wie Membranen oder Biegebalken, sowie, in Kombination mit Kompaktmodellen, die den geometrischen Nichtidealitäten Rechnung tragen, auch Strukturen mit beliebiger Geometrie modelliert werden.
- Flexible Wahl der Modelle: Durch ihre Modularität läßt die Methode eine pragmatische Herangehensweise an die Dämpfungsproblematik zu, denn das Modell kann nach den jeweiligen Bedürfnissen und Zielsetzungen maßgeschneidert werden, da man in der Gestaltung der Kompaktmodelle sehr frei ist. In dieser Arbeit wird hierbei immer angestrebt, physikalisch basierte und mit Design- und Materialparametern skalierbare Kompaktmodelle für geometrische Nichtidealitäten abzuleiten, um zuverlässige und breit einsetzbare Dämpfungsmodelle zu erhalten.
- Realisierung beliebiger Kopplungen: Basierend auf einer Beschreibung mittels verallgemeinerten Kirchhoffschen Netzwerken können alle Arten von zueinander konjugierten, thermodynamischen Zustandsvariablen („through-“ und „across-“ Größen) auf transparente Weise in einen Systemsimulator implementiert und somit beliebige Kopplungen zwischen verschiedenen physikalischen Energiedomänen konsistent und physikalisch basiert realisiert werden. Die vorgestellte ML-Methode ermöglicht es also, das Dämpfungsmodell leicht mit Kompakt- oder Netzwerkmodellen anderer Mikrosystemkomponenten, wie z.B. mechanischer Federn oder elektrostatischem Antrieb, zu kombinieren, und man erhält damit ein Makromodell des

Gesamtsystems, das die Simulation des Systemverhaltens auf der Basis physikalischer und skalierbarer Modelle in konsistenter Weise erlaubt.

- *Konsistente Simulationsumgebung:* Das ML-Modell ist in analoger Hardware-Beschreibungssprache (VHDL-AMS, Spectre-HDL) realisiert und daher leicht in gängige Systemsimulatoren integrierbar. Innerhalb einer einzigen Simulationsumgebung kann also ein Gesamtmodell für ein Mikrosystem erstellt werden, das alle physikalischen Effekte konsistent enthält und ihre Kopplungen untereinander automatisch und auf natürliche Weise realisiert, ohne daß die Kopplung unterschiedlicher Simulatoren benötigt wird.
- *Verwendung von Standardsoftware:* Die Einbettung des Modells in einen Standardsystemsimulator macht die Neuentwicklung von Software zur Lösung der Reynoldsgleichung überflüssig.

Im folgenden werden nun Kompaktmodelle für Randeffekte und Perforationen abgeleitet. Dies sind die beiden wichtigsten Effekte in Mikrobauelementen, die eine Abweichung von der Reynoldsgleichung verursachen. Wegen der Modularität des ML-Ansatzes können diese Modelle an grundlegenden Strukturen – lange Rechteckplatten bzw. quadratische Plattensegmente, die ein Loch enthalten – getestet und leicht anhand von FEM-Rechnungen validiert und kalibriert werden, bevor sie zur Simulation komplexerer Mikrosysteme eingesetzt werden, für die Untersuchungen auf kontinuierlicher Feldebene zu kompliziert und zeitaufwendig wären. Die Anwendung dieser grundlegenden Modelle in der Simulation ganzer Mikrosysteme wird dann in Kap. 5.4.2 demonstriert.

Modellierung von Randeinflüssen

Um ein geeignetes Kompaktmodell für den Einfluß des Strukturrandes auf die Dämpfungskraft zu entwickeln, wurden lange, rechteckige Platten untersucht, die sich sinusförmig bezüglich einer festen Oberfläche auf- und abbewegen. Wie bereits in Kap. 5.3.3 dargelegt, gewinnen Randeinflüsse an Bedeutung, wenn die Strukturbreite b gegenüber der Dicke des Fluidfilms h_0 nicht groß genug ist, was schon bei Werten von $b/h_0 \leq 100$ zu signifikanten Abweichungen von der Reynoldsgleichung führt (siehe Abb. 5.22, Kap. 5.3.3).

Das ML-Modell für die Rechteckplatte ist in Abb. 5.25 dargestellt. Die mittels der Reynoldsgleichung berechnete Druckverteilung unter der Platte ist dort auf das Modell projiziert und zeigt für den dargestellten Zeitschritt das Druckmaximum in der Mitte der Platte. Das Modell besteht aus einem FN-Modell, das die Reynoldsgleichung auf dem Gebiet der Rechteckplatte löst, und aus einem Kompaktmodell, das die nichtidealen Randbedingungen und somit die Randeffekte erfaßt. Die Seitenlänge b der Platte wurde zwischen $10 \mu\text{m}$ und $50 \mu\text{m}$, das Verhältnis b/h_0 zwischen 3 und 100 variiert und das Dämpfungsverhalten für unterschiedliche Squeezeszahlen σ untersucht. Navier-Stokes-basierte FEM-Rechnungen entsprechender Strukturen wurden herangezogen, um wichtige Parameter zu identifizieren und zu extrahieren und so ein angemessenes Kompaktmodell ableiten, kalibrieren und schließlich hinsichtlich seiner Skalierbarkeit validieren zu können.

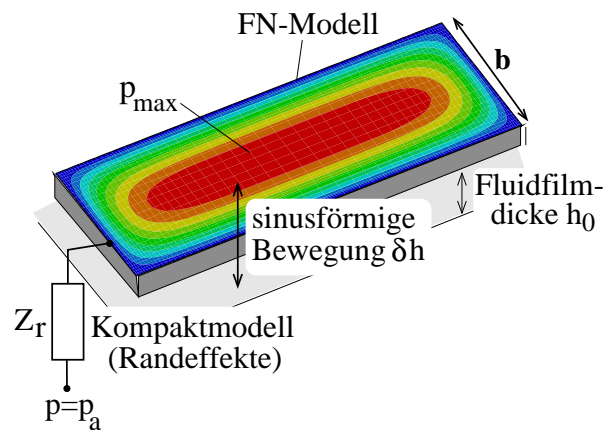


Abbildung 5.25: Modell zur Berechnung der Reaktionskräfte auf eine sich sinusförmig gegenüber einer festen Oberfläche bewegende lange Rechteckplatte. Die mittels der Reynoldsgleichung berechnete Druckverteilung unter der Platte ist auf das Modell projiziert. Das Kompaktmodell Z_r berücksichtigt die Einflüsse der Ränder.

Es zeigte sich, daß sich als Kompaktmodell zur Modellierung des Randeinflusses im wesentlichen ein fluidischer Widerstand Z_r eignet, der weitestgehend wie der fluidische Widerstand einer Kanalströmung mit rechteckigem Querschnitt skaliert (z.B. [20]):

$$Z_r = 8\varphi\eta_{eff} \frac{l_{add}d_h^2}{h^3l_g^3} \quad (5.42)$$

Hierbei bedeuten h die variable Spalthöhe, l_g die Gesamtlänge der Plattenumrandung, d_h der hydraulische Durchmesser, η_{eff} die effektive Viskosität der Luft, abhängig von der herrschenden Knudsenzahl, und φ eine geometrische Konstante, deren Wert sich aus dem Verhältnis h/l_g bestimmt [20]. Die Länge l_{add} bezeichnet hier den sogenannten Anlaufbereich, die Strecke vom Rand der Platte zur Mitte hin, die benötigt wird, um das „ideale“ Strömungs- und Druckprofil unterhalb der Platte auszubilden, das bei der Ableitung der Reynoldsgleichung zugrundegelegt wird. Diese Anlaufstrecke l_{add} skaliert mit der Fluidfilmdicke h : $l_{add} = \lambda_a \cdot h(t)$, wobei λ_a ein geometrischer Fitparameter ist, der über FEM-Simulationen bestimmt wurde. Dabei ergab sich ein Wert von $\lambda_a = 0,51$ (bei festgelegtem φ), d.h. der Bereich über den sich die nichtideale Druck- und Geschwindigkeitsverteilung erstreckt, beträgt ca. die Hälfte der Fluidfilmdicke h . Für alle weiteren Berechnungen wurde dieser Wert für λ_a beibehalten.

Für den Fall der langen Rechteckplatten wurden alle Randknoten des Finiten Netzwerkes zu einem Knoten zusammengefaßt und über das Kompaktmodell Z_r mit dem Knoten für den Umgebungsdruck p_a verbunden (siehe Abb. 5.25). Für komplexere Berandungen, bei denen keine so uniformen Druckverteilungen an den Rändern vorliegen, wie z.B. im Falle der gelochten Platte in Kap. 5.4.2, wurde die Möglichkeit geschaffen, jeden Randknoten für sich mit einem eigenen Kompaktmodell zu verbinden, das den Randeinfluß beschreibt. Die Länge l_g repräsentiert dann nicht mehr die Gesamtlänge der Plattenumrandung, sondern jeweils die Distanz zwischen zwei benachbarten Knoten.

Alle im folgenden vorgestellten Ergebnisse wurden mit einem einmal kalibrierten Parametersatz erhalten. Der Vergleich mit den entsprechenden FEM-Rechnungen zeigt eine gute Übereinstimmung, Parametervariationen demonstrieren die Skalierbarkeit des Modells über weite Bereiche. Abb. 5.26 zeigt die Amplitude der normierten Reaktionskraft für zwei verschiedene Squeezeszahlen σ in Abhängigkeit vom Verhältnis b/h_0 für den Fall kleiner relativer Auslenkungen $\delta h/h_0$, d.h. den Gültigkeitsbereich der linearisierten

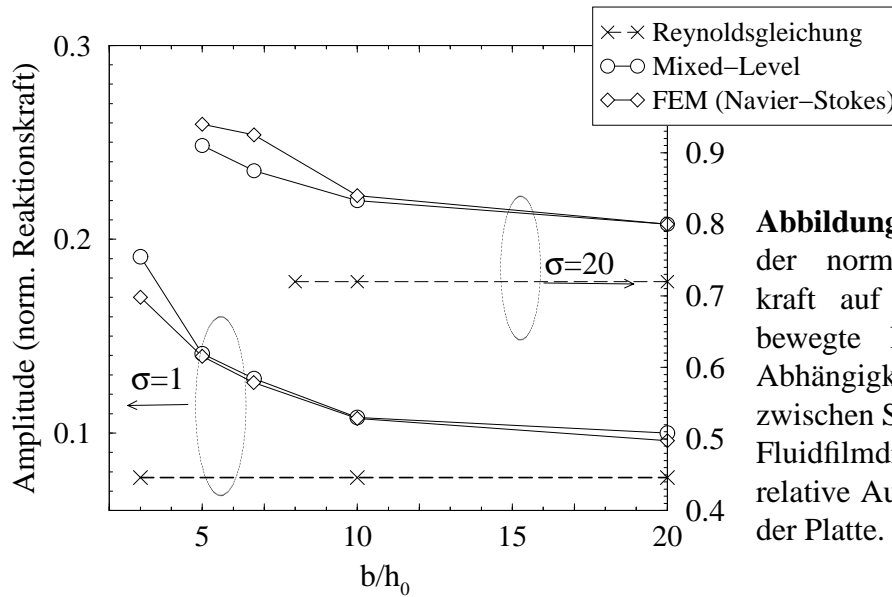


Abbildung 5.26: Amplitude der normierten Reaktionskraft auf eine sinusförmig bewegte Rechteckplatte in Abhängigkeit vom Verhältnis zwischen Strukturbreite b und Fluidfilmdicke h_0 für kleine relative Auslenkungen $\delta h/h_0$ der Platte.

Reynoldsgleichung. Die ebenfalls eingezeichneten Ergebnisse der Reynoldsgleichung ohne Korrektur verdeutlichen nochmals die Abweichung von den Navier-Stokes-basierten FEM-Rechnungen, die auftreten, wenn die Randeinflüsse vernachlässigt werden. Es zeigt sich, daß das ML-Modell für kleine Squeezezahlen (hier $\sigma = 1$) hervorragende Ergebnisse liefert, auch wenn b/h_0 sehr kleine Werte ($b/h_0 \approx 4$) annimmt. Selbst für ein Verhältnis von $b/h_0 = 3$ beträgt die Abweichung zu den FEM-Ergebnissen nun lediglich noch ca. 10% im Vergleich zu 55%, wenn die Reynoldsgleichung ohne Korrekturen angewendet wird. Im Falle großer Squeezezahlen (hier $\sigma = 20$) erhält man immer noch zufriedenstellende Ergebnisse, auch wenn die Diskrepanzen zu den Finite-Elemente-Ergebnissen für sehr kleine b/h_0 nun größer sind als für kleine Squeezezahlen. Für diese sehr klei-

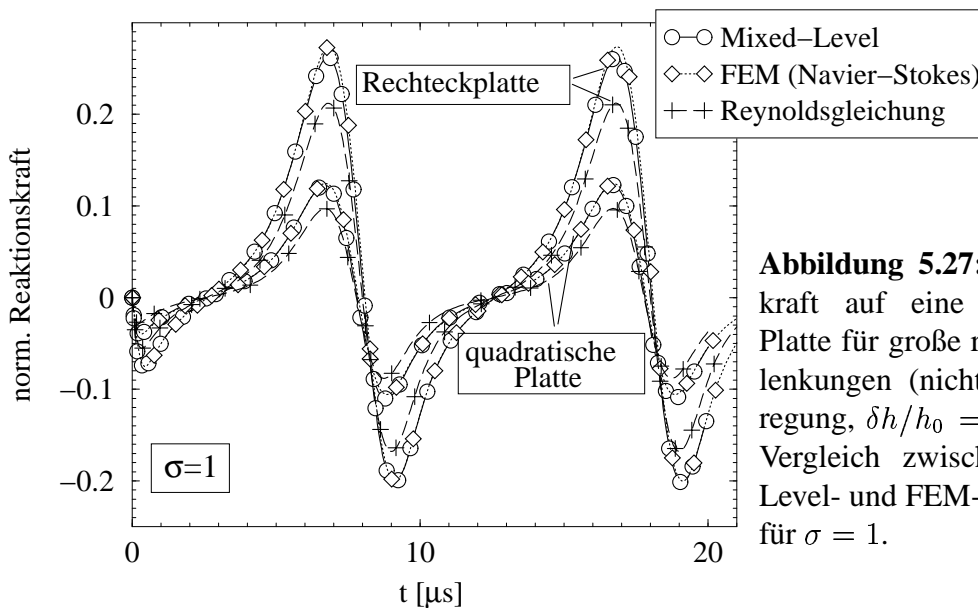


Abbildung 5.27: Reaktionskraft auf eine rechteckige Platte für große relative Auslenkungen (nichtlineare Anregung, $\delta h/h_0 = 0,5$): Vergleich zwischen Mixed-Level- und FEM-Ergebnissen für $\sigma = 1$.

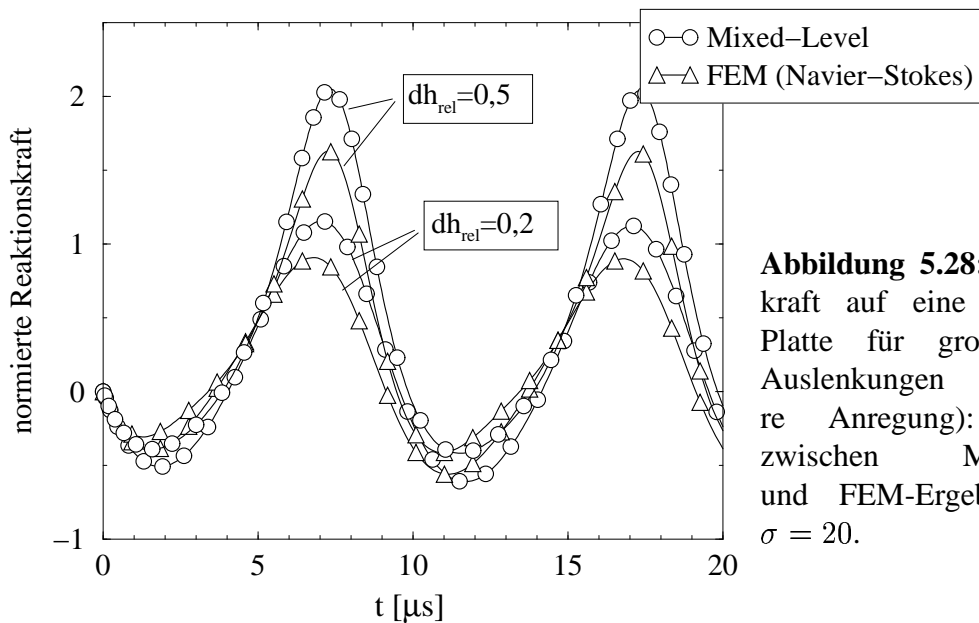


Abbildung 5.28: Reaktionskraft auf eine rechteckige Platte für große relative Auslenkungen (nichtlineare Anregung): Vergleich zwischen Mixed-Level- und FEM-Ergebnissen für $\sigma = 20$.

nen b/h_0 -Werte, die weit jenseits des Gültigkeitsbereichs der Reynoldsgleichung liegen, kann allerdings durch eine erneute Kalibrierung des Parameters λ_a mittels einer genauen FEM-Rechnung die Übereinstimmung weiter verbessert werden, womit das Modell auch für diese Fälle akkurate Ergebnisse liefert. Gleiche Verhältnisse ergeben sich auch für nichtlineare Anregung der Platte, d.h. für große Auslenkungen aus der Ruhelage bezogen auf die Fluidfilmdicke, für die der Zeitverlauf der Reaktionskräfte in Abb. 5.27 und 5.28 aufgetragen ist. Für $\sigma = 1$ (Abb. 5.27) ergibt sich wieder eine hervorragende Übereinstimmung zwischen Mixed-Level-Ansatz und FEM-Rechnung, während bei großen Squeezeszahlen zwar das Modell immer noch zufriedenstellend mit den wichtigen Designparametern skaliert, die Diskrepanzen zur FEM-Rechnung aber größer ausfallen (siehe Abb. 5.28). Dies zeigt, daß das hier abgeleitete Modell zwar hinsichtlich seiner Genauigkeit bei großen Squeezeszahlen und großen relativen Auslenkungen noch verbessert werden kann, aber über weite Bereiche schon gute Ergebnisse liefert.

Das Mixed-Level-Modell ermöglicht es also, die Reynoldsgleichung auch unter geometrischen Gegebenheiten und Betriebszuständen anzuwenden, bei denen sie sonst bereits erhebliche Fehler liefern würde. Bemerkenswert ist auch, daß das Modell nicht nur bei langen Rechteckplatten gute Ergebnisse liefert, sondern auch bei quadratischen Platten, wo die Randeinflüsse wegen der vier gleich langen Seiten viel stärker ins Gewicht fallen (vgl. Abb. 5.27). Dies zeigt, daß das Modell den Einfluß der Randeinflüsse sehr gut wiedergibt und sich auch für beliebige Plattengeometrien einsetzen läßt.

Modellierung von Perforationen in mikromechanischen Strukturen

Als Basiselement für die Modellierung perforierter mikromechanischer Bauelemente wird ein gelochtes Plattensegment betrachtet, eine Struktur, die hauptsächlich die Topographie oberflächenmikromechanisch hergestellter Bauelemente bestimmt. Die Geometrie sowie das Simulationsmodell der Anordnung sind in Abb. 5.29 dargestellt. Für die Untersuchungen wurde die Dicke der Platte d_{pl} zwischen $0,01 \mu\text{m}$ und $4 \mu\text{m}$ und die Lochabmessungen b_h zwischen $0,5 \mu\text{m}$ und $4 \mu\text{m}$ variiert, sowie unterschiedliche Verhältnisse von Plattensegmentbreite b_s zu Lochbreite b_h untersucht. Die Druckverteilung unter der Platte wird wieder mit Hilfe des FN-Ansatzes für die Reynoldsgleichung modelliert. Der Einfluß des Loches wird durch drei Kompaktmodelle Z_r , Z_b und Z_k erfaßt, die mit den Randknoten des Finiten Netzwerkes im Loch verbunden werden. Z_r modelliert den Randeinfluß an der Öffnung, der durch das bereits für rechteckige und quadratische Platten abgeleitete Kompaktmodell beschrieben wird (Gleichung 5.42). Das zweite Modell Z_b beschreibt den Fluß durch eine Blende und bestimmt maßgeblich das Verhalten für sehr dünne Platten. Der Massenfluß Q ist hier im wesentlichen proportional zur Querschnittsfläche $A = b_h^2$ des Loches und der Wurzel der über dem Loch abfallenden Druckdifferenz Δp :

$$Q \sim b_h^2 \sqrt{\Delta p} \cdot \lambda_{bl} \quad (5.43)$$

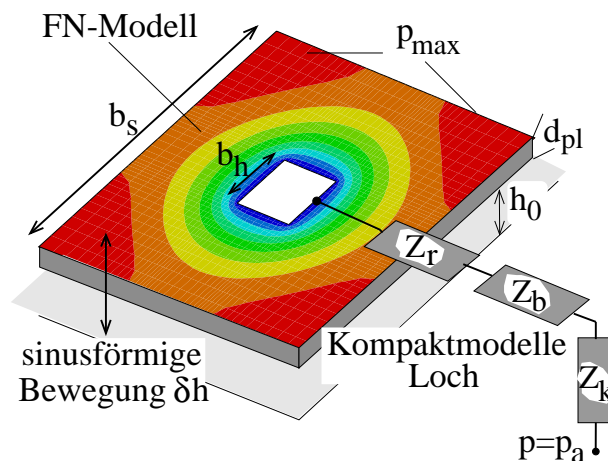
λ_{bl} ist eine geometrische Konstante, die über die FEM-Simulation des Massenflusses durch ein Loch in einer sehr dünnen Platte ($d_{pl} = 0,01 \mu\text{m}$) bestimmt wird.

Das dritte Kompaktmodell Z_k beschreibt die Strömung durch den vom Loch gebildeten Kanal der Länge d_{pl} ($d_{pl} =$ Plattendicke) und leitet sich aus dem Massenfluß durch einen Kanal mit rechteckigem Querschnitt ab (siehe z.B. [20]):

$$Q \sim \frac{b_h^4}{\eta_{eff} \cdot d_{pl}(1 + \lambda_k)} \cdot \Delta p \quad (5.44)$$

Bei der analytischen Ableitung strömungsmechanischer Beziehungen werden in der Regel voll ausgebildete Strömungen vorausgesetzt. Da diese Annahme bei den meist kurzen Lochkanälen in der Mikromechanik nicht zutrifft, muß eine Anlaufstrecke $l_a = \lambda_k \cdot d_{pl}$ berücksichtigt werden, entlang derer sich das ideale Strömungsprofil ausbildet. λ_k ist dabei wieder eine geometrische Konstante, die durch eine FEM-Simulation bestimmt wird,

Abbildung 5.29: Modell zur Berechnung der Reaktionskräfte auf ein perforiertes, quadratisches Plattensegment. Die mittels der Reynoldsgleichung berechnete Druckverteilung unter der Platte ist auf das Modell projiziert. Die Kompaktmodelle berücksichtigen die Einflüsse durch das Loch.



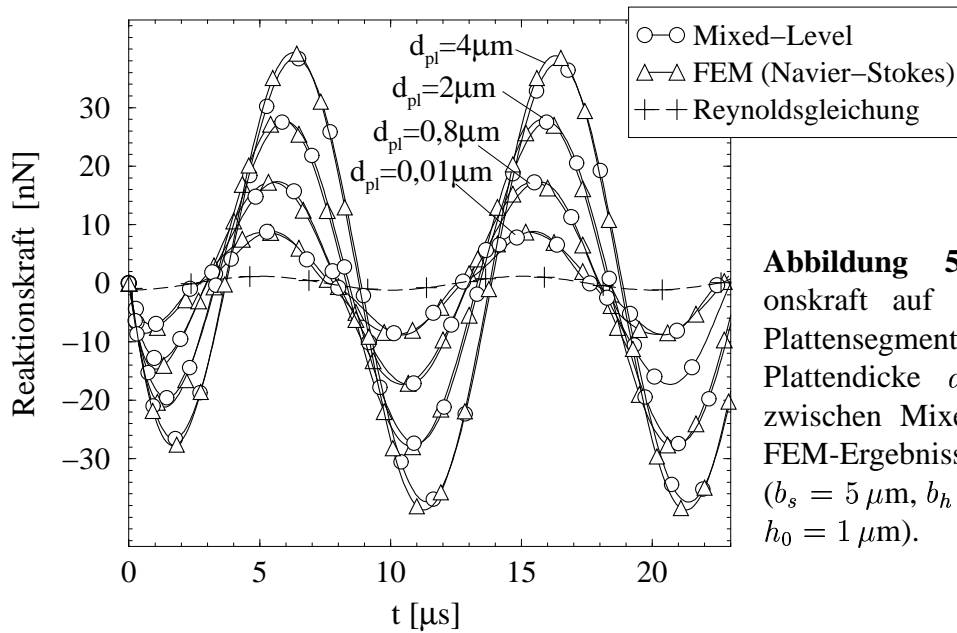


Abbildung 5.30: Reaktionskraft auf ein gelochtes Plattensegment für variable Plattendicke d_{pl} : Vergleich zwischen Mixed-Level- und FEM-Ergebnissen ($b_s = 5 \mu\text{m}$, $b_h = 1 \mu\text{m}$, $h_0 = 1 \mu\text{m}$).

die in den anderen Kompaktmodellen Z_r und Z_b enthaltenen Parameter werden dabei konstant gehalten.

Die Reaktionskräfte auf das Plattensegment, die man mit dem durch die Gleichungen 5.42–5.44 beschriebenen Modell erhält, werden in Abb. 5.30 und 5.31 mit Ergebnissen aus dreidimensionalen FEM-Rechnungen verglichen. Sowohl für variable Plattendicke d_{pl} als auch für variable Lochabmessungen b_h ergibt sich hervorragende Übereinstimmung, während man mit der Reynoldsgleichung allein viel zu kleine Kräfte auf die Struktur erhält. Dies zeigt die Qualität des ML-Modells ebenso wie seine Skalierbarkeit

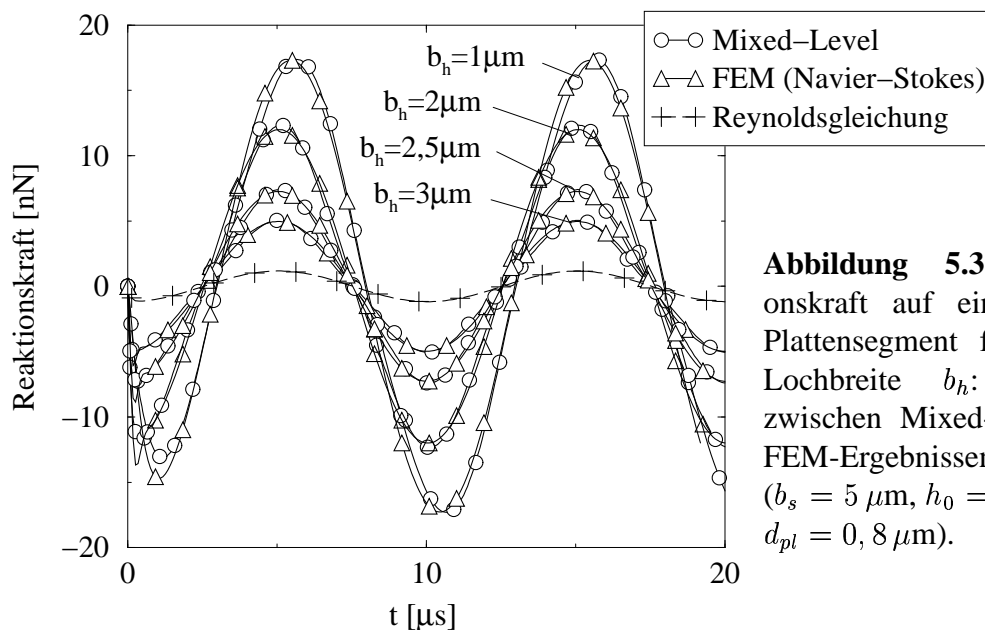


Abbildung 5.31: Reaktionskraft auf ein gelochtes Plattensegment für variable Lochbreite b_h : Vergleich zwischen Mixed-Level- und FEM-Ergebnissen ($b_s = 5 \mu\text{m}$, $h_0 = 1 \mu\text{m}$, $d_{pl} = 0,8 \mu\text{m}$).

mit allen wichtigen Geometrieparametern. Zusammen mit dem im vorigen Abschnitt abgeleiteten Modell für die Randeinflüsse lassen sich nun geometrisch beliebige Strukturen und damit eine große Palette realistischer Bauelemente effizient modellieren.

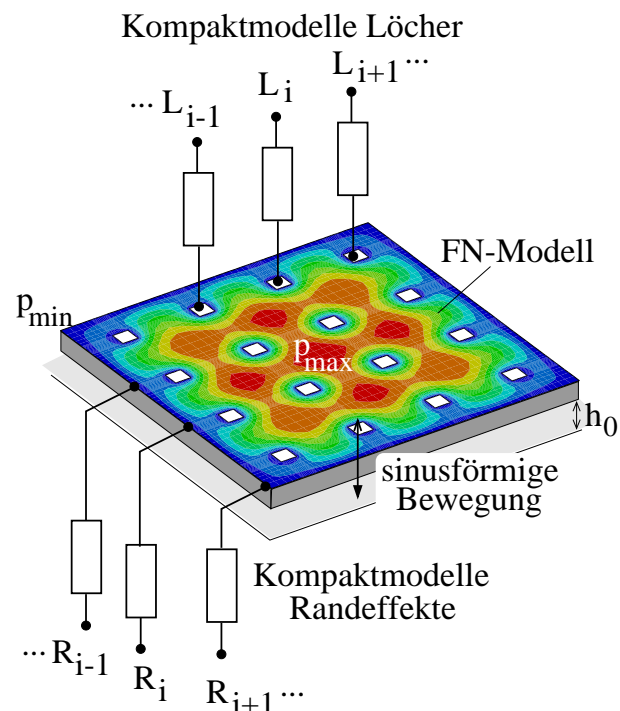
5.4.2 Modellierung mikromechanischer Gesamtsysteme

Die in Kap. 5.4.1 abgeleiteten Kompaktmodelle, die den Einfluß von Randeinflüssen und Löchern auf das Dämpfungsverhalten bei bewegten Mikrostrukturen beschreiben, bilden Basiselemente, um – entsprechend kombiniert – komplexere Mikrostrukturen zu modellieren. Im folgenden soll dies anhand zweier Beispiele verdeutlicht werden, deren dynamisches Verhalten durch beide Effekte beeinflusst wird. Zunächst wird das Dämpfungsverhalten gelochter Platten untersucht, die an Federn aufgehängt sind und beispielsweise in Beschleunigungssensoren zur Anwendung kommen. Das zweite Beispiel, perforierte und nicht perforierte, drehbar gelagerte mikromechanische Aktoren als Grundelemente für mikromechanische Relais und Torsionsspiegel, zeigt, daß sich das Mixed-Level-Modell erfolgreich auf allgemeinere Bewegungen erweitern läßt und somit bei einem breiten Spektrum mikromechanischer Bauelemente und -systeme eingesetzt werden kann.

An Federn aufgehängte, perforierte Platten

Die bereits in Kap. 4.3.5 betrachteten, gelochten Platten wurden als Teststrukturen für die Validierung von Dämpfungsmodellen entworfen, bilden aber auch wichtige Grundelemente für viele mikromechanische Bauelemente, wie beispielsweise Beschleunigungssensoren. Da die entworfenen Teststrukturen aufgrund technologischer Schwierigkeiten

Abbildung 5.32: Modell zur Berechnung der Reaktionskräfte auf eine perforierte quadratische Platte. Die mittels der Reynoldsgleichung berechnete Druckverteilung unter der Platte ist auf das FN-Modell projiziert. Die Kompaktmodelle L_i bzw. R_i berücksichtigen die Einflüsse durch die Löcher und die Randeinflüsse.



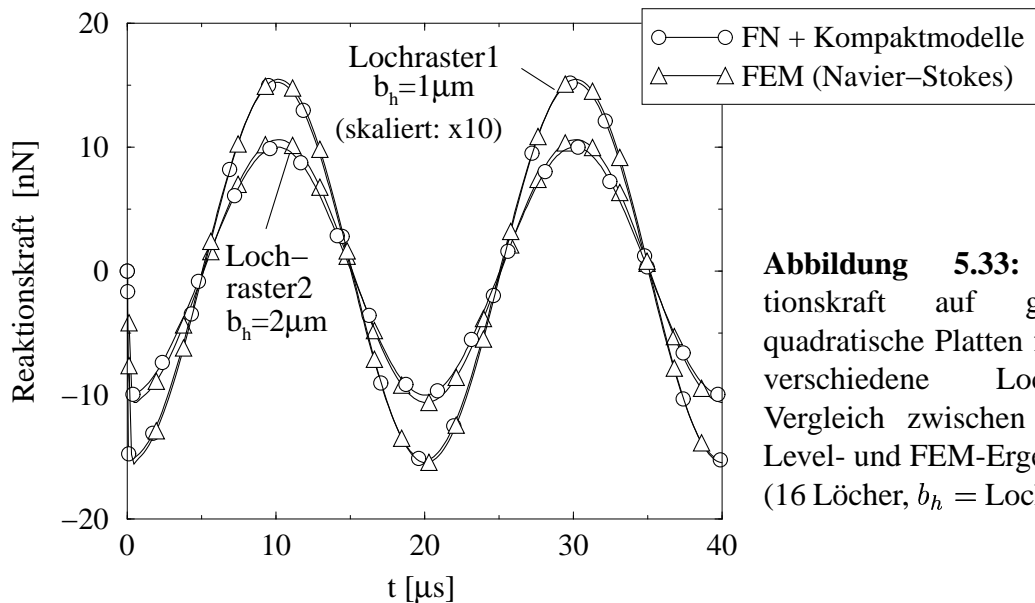


Abbildung 5.33: Reaktionskraft auf gelochte, quadratische Platten für zwei verschiedene Lochraster: Vergleich zwischen Mixed-Level- und FEM-Ergebnissen (16 Löcher, $b_h = \text{Lochbreite}$).

nicht vermessen werden konnten, wurde eine vereinfachte, kleinere Version, eine Platte mit weniger Löchern, wie sie in Abb. 5.32 dargestellt ist, als Teststruktur verwendet. Mittels Finiter-Element-Rechnungen wurden die Reaktionskräfte auf Platten mit unterschiedlichen Lochrastern auf kontinuierlicher Feldebene berechnet, wobei die Struktur wiederum sinusförmig bezüglich eines festen Substrates auf- und abbewegt wurde. Details zu den FEM-Rechnungen finden sich in Kap. 4.3.5. Sie dienen als Referenz für die Ergebnisse, die mit Hilfe des in Abb. 5.32 dargestellten Mixed-Level-Modells erhalten werden. Das FN-Modell der gelochten Platte wird mit den oben abgeleiteten Kompaktmodellen kombiniert, um den Einfluß der Löcher und des Randes auf die Dämpfungskraft zu berücksichtigen, wobei jedes Loch mit einem separaten Kompaktmodell modelliert wurde. Die Druckverteilung unter der Platte, die in Abb. 5.32 auf das FN-Modell projiziert dargestellt ist, wird im Vergleich zu einer ungelochten Platte durch die Löcher stark modifiziert und ist am Rand sehr inhomogen. Daher wird jeder Randknoten mit jeweils einem Kompaktmodell versehen, das den Randeffect für die Strecke zwischen zwei Knoten des Finiten Netzes berücksichtigt. In den Kompaktmodellen für Löcher und Randeffecte wurden lediglich die Geometrieparameter angepaßt, die aus der Ableitung der Basismodelle gewonnenen Fitparameter wurden für alle Rechnungen beibehalten.

Die Ergebnisse, die mit diesem Ansatz erhalten werden, sind für zwei verschiedene Lochraster (16 Löcher, Lochbreiten $b_h = 1 \mu\text{m}$ und $b_h = 2 \mu\text{m}$) in Abb. 5.33 aufgetragen; der besseren Darstellbarkeit wegen wurde die Reaktionskraft für die Platte mit Lochraster 1 um den Faktor 10 skaliert. Für beide Varianten zeigen die Ergebnisse, die mit dem ML-Modell erhalten werden, eine beachtliche Übereinstimmung mit den FEM-Rechnungen, das heißt, auch die Kombination der oben abgeleiteten Kompaktmodelle liefert sehr gute Ergebnisse und stellt damit ein physikalisch basiertes, skalierbares Makromodell für die Dämpfung von gelochten Platten dar. Die Rechenzeit von ca. mehreren Tagen für ein adäquat vernetztes FEM-Modell eines Viertels der dargestellten Struktur (ca. 30000-40000 FEM Knoten, vgl. Abb. 4.29 in Kap. 4.3.5) wird durch den Mixed-

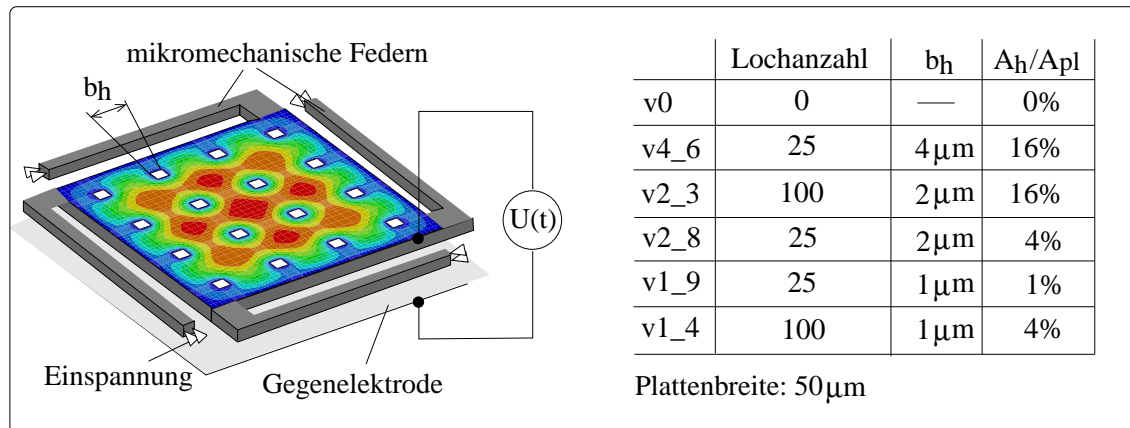


Abbildung 5.34: Gelochte Platte, aufgehängt an vier mikromechanischen Federn als Testsystem zur Systemsimulation. Mittels einer elektrischen Spannung zwischen Platte und Gegenelektrode kann die Platte elektrostatisch ausgelenkt werden. Die Perforation der Platte wurde gemäß der abgebildeten Tabelle variiert, wobei die Abmessungen der Platte konstant gehalten wurden. Es ergaben sich dabei Verhältnisse von Loch- zu Gesamtplattenfläche A_h/A_{pl} von 0 % bis 16 %.

Level-Ansatz auf wenige Minuten verkürzt, was eine erhebliche Reduktion des Rechenaufwandes darstellt und dadurch Untersuchungen wie diese erst möglich macht.

Das Dämpfungsmodell kann jetzt problemlos mit Kompaktmodellen weiterer Bauelemente, wie z.B. mikromechanischen Federn oder elektrischen Beschaltungen, verknüpft werden, d.h. es können ganze Mikrosysteme samt Auswerteschaltung simuliert werden. Um dies zu demonstrieren, wurde die Platte mit vier mikromechanischen Federn und einem elektrostatischen Antrieb, realisiert über eine Gegenelektrode, versehen. Das untersuchte Testsystem ist in Abb. 5.34 dargestellt, das Lochraster in der Platte wurde gemäß der dort angegebenen Tabelle variiert. Dabei wurden sowohl die Lochanzahl als auch die Lochabmessungen bei gleichbleibender Plattenabmessung verändert, so daß sich unterschiedliche Verhältnisse von Loch- zu Gesamtplattenfläche A_h/A_{pl} ergeben.

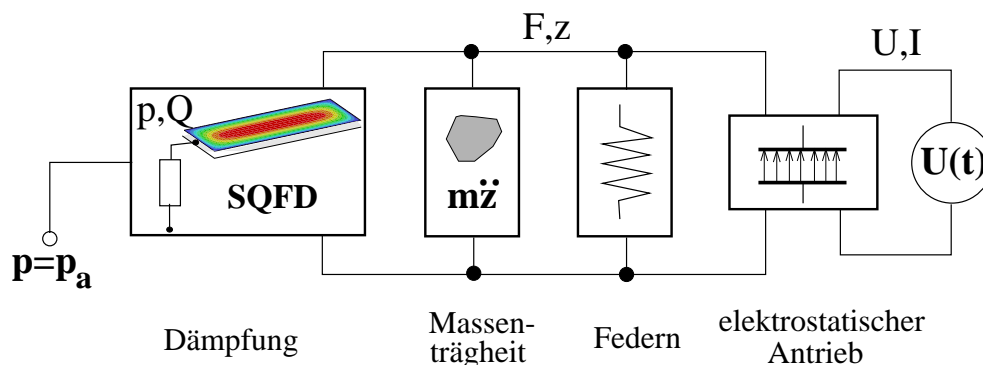


Abbildung 5.35: Makromodell für das in Abb. 5.34 dargestellte mikromechanische Testsystem (verallgemeinertes Kirchhoffsches Netzwerk).

Das entsprechende verallgemeinerte Kirchhoffsche Netzwerk ist in Abb. 5.35 abgebildet. Beschreibende Variablenpaare sind nun neben elektrischer Spannung U und Strom I die mechanische Auslenkung z und die Kraft F sowie, als interne Variable des Dämpfungsmodells, der Druck p und der Massenfluß Q . Das Makromodell enthält neben dem Dämpfungsmodell Kompaktmodelle für die mikromechanischen Federn, die auf analytischen Formeln für die Biegung eines Balkens beruhen:

$$F_{fed}(z) = \frac{2}{3} \cdot E \frac{bd_s^3}{l^3} \cdot z \quad (5.45)$$

(mit E = Elastizitätsmodul, b = Breite, d_s = Dicke und l = Länge der mikromechanischen Feder), ein Modell für die Trägheitskraft der Platte: $F_{tr} = m \cdot \ddot{z}$ und ein Kompaktmodell für den elektrostatischen Antrieb, das im wesentlichen aus der Kraft auf einen Plattenkondensator mit veränderlichem Plattenabstand besteht und die angelegte elektrische Spannung $U(t)$ in eine mechanische Auslenkung wandelt:

$$F_{elmech} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_r A_{pl} \frac{U^2}{d(U)^2} \quad (5.46)$$

(mit ε_0 , ε_r = Dielektrizitätskonstante des Vakuums bzw. relative Dielektrizitätskonstante von Luft, U = elektrische Spannung, d = variabler Abstand der Platte zur Gegenelektrode und A_{pl} = Fläche der Platte).

Mit diesem Modell kann nun die Antwort des Systems auf verschiedene Anregungen untersucht werden. Zunächst wurde ein Spannungspuls zwischen Platte und Gegenelektrode angelegt, wie er in Abb. 5.36a dargestellt ist. Graph b in Abb. 5.36 zeigt die daraus resultierende Auslenkung der nichtperforierten Platte v_0 für Umgebungsdrücke zwischen 1 mbar und 1 bar. Für Drücke oberhalb von 100 mbar ist die Platte bereits überkritisch gedämpft, erwartungsgemäß verringert sich aber die Dämpfung durch Löcher in der Platte, was in Graph c derselben Abbildung für die Platte mit der Perforation v_{4_6} verdeutlicht ist, sie oszilliert auch noch für Drücke bis zu 1 bar. Vergleicht man für einen festen Umgebungsdruck verschieden perforierte Platten, so zeigen die Platten mit dem größten Anteil von Lochfläche an der Gesamtfläche erwartungsgemäß auch die geringste Dämpfung (Abb. 5.36d). Untersuchungen wie diese sind beispielsweise wichtig für die Dimensionierung von Beschleunigungssensoren, die weder zu sehr überschwingen noch zu stark gedämpft sein sollen. Je nach Anwendung ist daher die Perforation geeignet zu wählen, um die Dämpfungseigenschaften des Systems zu optimieren.

Die Antwort des Systems auf eine Anregung mit sinusförmiger Spannung ist in den Abbildungen 5.37 und 5.38 dargestellt. In Abb. 5.37 wird das System mit einer Sinusspannung der Frequenz 48 kHz und einer Schwingungsamplitude von 10 V angeregt. Die Platte schwingt mit ungefähr der doppelten Erregerfrequenz, da die elektrische Spannung quadratisch in die Anregungskraft eingeht. Nach einer entsprechenden Einschwingzeit, die vom Umgebungsdruck und der Perforation der Platte, also von der Dämpfung abhängt, schwingt die Platte mit dieser Frequenz um die neue Gleichgewichtslage. Überlagert man der Wechselspannung eine Gleichspannung (hier DC=5 V), so schwingt die Platte hauptsächlich mit der Anregungsfrequenz. Das Signal enthält zusätzlich einen Anteil der doppelten Frequenz, der aber aufgrund seiner kleinen Amplitude nicht in Erscheinung tritt. Wie zu erwarten ist, sind die Einschwingzeiten für perforierte Platten aufgrund

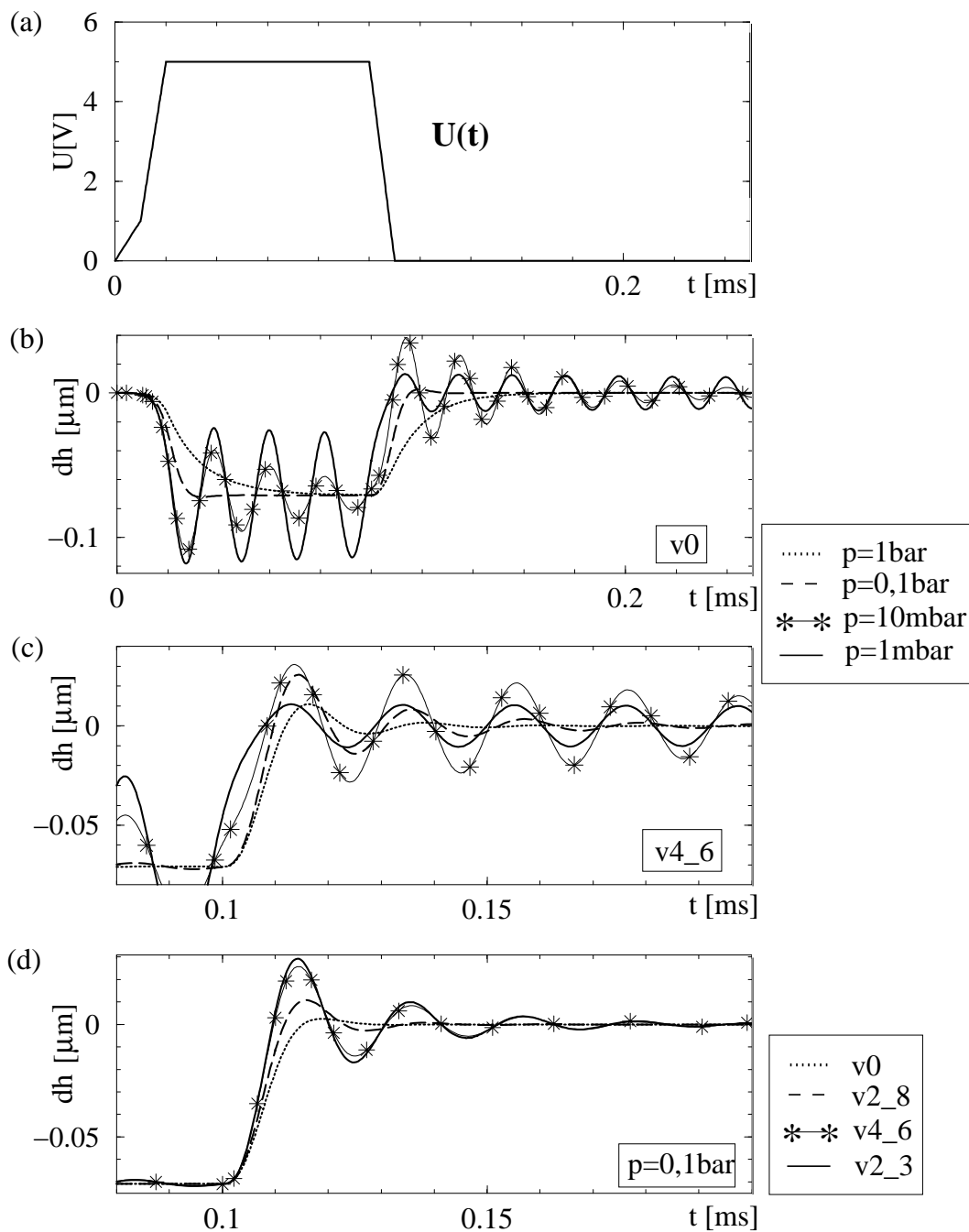


Abbildung 5.36: Ergebnisse der Systemsimulation für das in Abb. 5.34 dargestellte Testsystem: An das System wurde ein pulsartiger Spannungsverlauf angelegt (a). Die Graphen b und c zeigen den zeitlichen Verlauf der Plattenauslenkung $dh(t)$ für die ungelochte Platte v_0 (b) und die perforierte Platte v_{4_6} (c) für Umgebungsdrücke p zwischen 1 mbar und 1 bar. In Graph d werden Auslenkungen verschieden perforierter Platten bei gleichem Umgebungsdruck ($p = 100 \text{ mbar}$) verglichen. Die Dämpfung des Systems läßt sich mit solchen Untersuchungen für die jeweilige Anwendung geeignet dimensionieren.

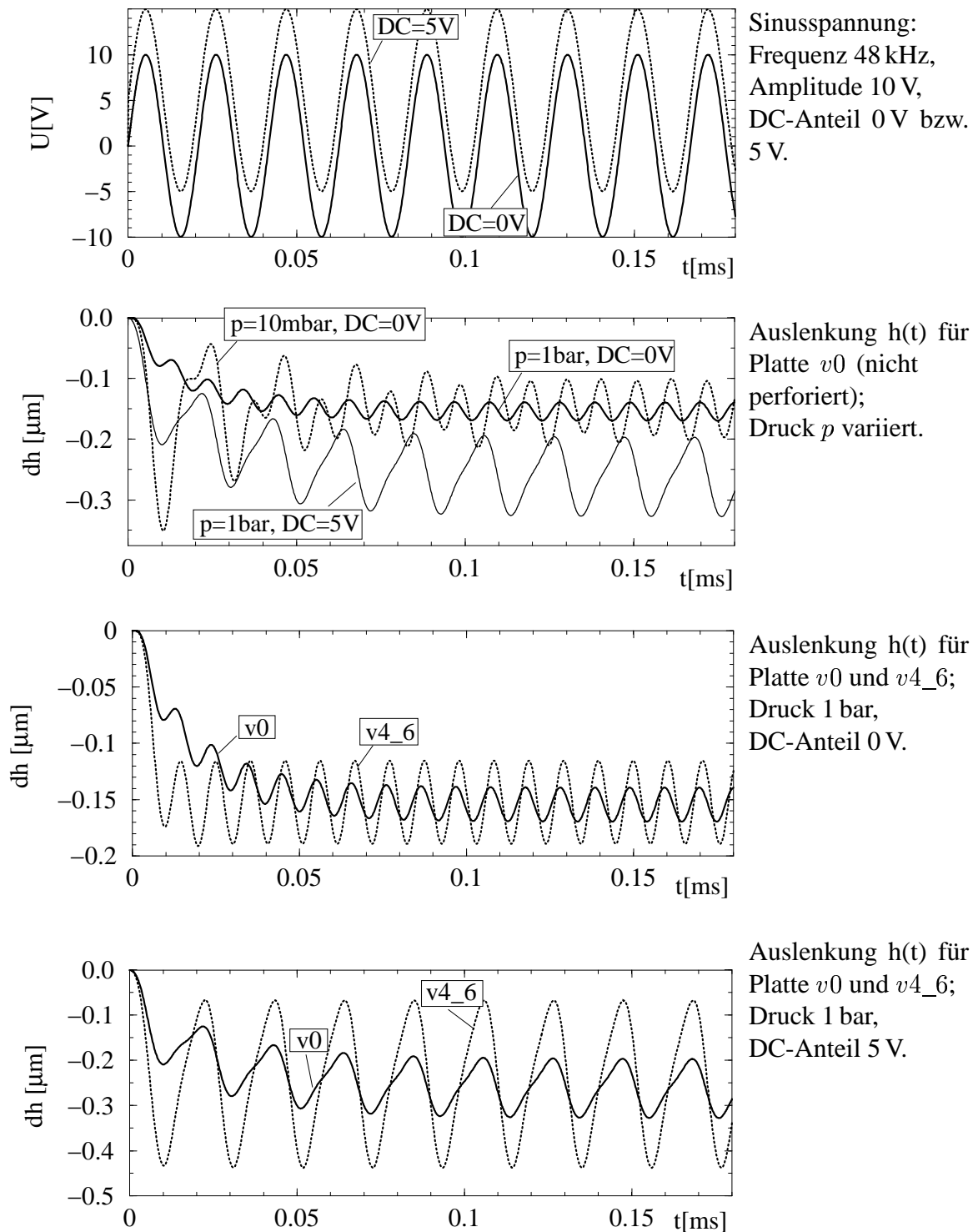


Abbildung 5.37: Ergebnisse der Systemsimulation für das in Abb. 5.34 dargestellte Testsystem: Antwort des Systems auf die Anregung mittels einer Sinusspannung (Frequenz 48 kHz, Amplitude 10 V, DC-Anteil 0 V bzw. 5 V).

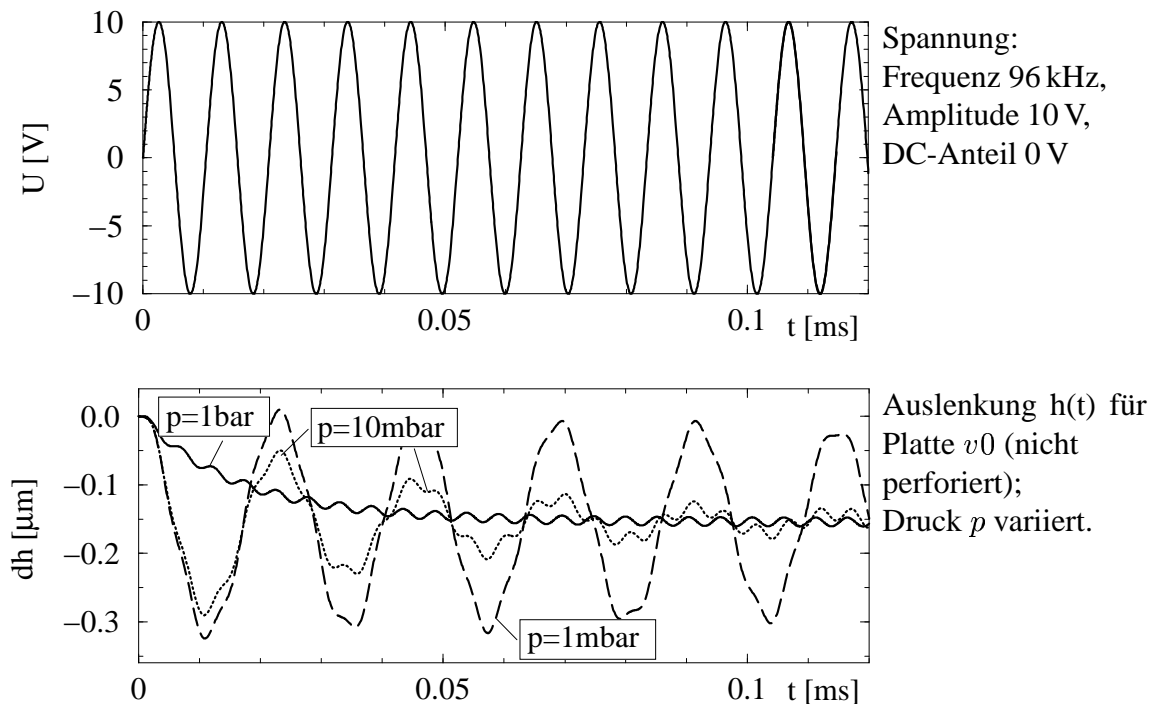


Abbildung 5.38: Ergebnisse der Systemsimulation für das in Abb. 5.34 dargestellte Testsystem: Antwort des Systems auf die Anregung mittels einer Sinusspannung (Frequenz 96 kHz, Amplitude 10 V, DC-Anteil 0 V).

der kleineren Dämpfung geringer als für Platten ohne Löcher und die Schwingungsamplituden bei gleicher Spannungsamplitude größer. Beides wird durch das Modell korrekt wiedergegeben.

Für die Rechnungen in Abb. 5.38 wurde die Platte mit einer Frequenz von 96 kHz und einer Amplitude von 10 V angeregt (Gleichspannungsanteil DC=0 V). Gezeigt ist die Auslenkung einer ungelochten Platte für verschiedene Drücke. Für den überkritisch gedämpften Fall bei $p=1$ bar schwingt sich die Platte mit doppelter Anregungsfrequenz auf die neue Gleichgewichtslage ein. Für kleinere Drücke, also geringere Dämpfung der Platte erhält man eine überlagerte Schwingung, die sich aus der Eigenfrequenz des elektromechanischen Systems ($\nu_{elmech} \leq 48$ kHz) und der Anregungsfrequenz ($\nu_a = 96$ kHz) zusammensetzt. Für kleine Anregungsspannungen ist ν_{elmech} gleich der Eigenfrequenz der mikromechanischen Federn ($\nu_{elmech} = 48$ kHz) und verringert sich durch die zusätzliche „negative Federkonstante“ aufgrund der elektrischen Anziehungskraft für größere elektrische Spannungen ($\nu_{elmech} \rightarrow 40$ kHz) [52]. Im Falle niedriger Umgebungsdrücke dominiert diese Eigenschwingung das Signal für hochfrequente Anregung oberhalb von ν_{elmech} , für hohe Drücke wird sie jedoch so stark gedämpft, daß nur noch die Anregungsfrequenz im Systemsignal in Erscheinung tritt (Abb. 5.38).

Die Antwort des Systems ist hier also durch ein komplexes Zusammenspiel aus externen Einflüssen (Druck, Verlauf der elektrischen Spannung) und Systemeigenschaften (Dämpfungsverhalten, mechanische Eigenschaften) bestimmt und läßt sich nur dann korrekt mo-

dellieren, wenn einerseits die fluidische Dämpfung in Abhängigkeit von den geometrischen Parametern richtig beschrieben wird, man andererseits aber auch gleichzeitig das Verhalten des gesamten Systems simulieren kann.

Durch konsistente, physikalisch basierte Ableitung des Dämpfungsmodells wird sichergestellt, daß bei dem hier entwickelten Mixed-Level-Ansatz die Skalierbarkeit mit Design- und Materialparametern gegeben ist. Die Transparenz der abgeleiteten Modelle sowie der darin verwendeten Parameter macht effiziente Design- und Optimierungsstudien möglich und die Ergebnisse einer schnellen Deutung zugänglich, und schließlich erlaubt der auf diese Problemklasse maßgeschneiderte Abstraktionsgrad der Modelle die Simulation ganzer – auch komplexer – Systeme mit einem vertretbaren Zeit- und Rechenaufwand. Hiermit steht also ein geeignetes Werkzeug zur Verfügung, mit dem sich Mikrosysteme, deren Betriebsverhalten durch SQFD-Effekte bestimmt wird, adäquat und effizient modellieren lassen.

Drehbar gelagerte Platten

Ein weiteres Basiselement vieler mikromechanischer Bauelemente und Systeme, wie beispielsweise mikromechanisch hergestellter Relais oder Kippschalter (z.B. [93, 94]) sowie Torsionsspiegel, bilden gelochte oder ungelochte Platten, die drehbar gelagert sind, also sich nicht nur in rein vertikaler Richtung bewegen. Auch bei diesen Bauelementen beeinflusst die Squeeze-Film-Dämpfung maßgeblich das dynamische Betriebsverhalten.

Als Teststruktur für die Evaluierung des in Kap. 5.4 abgeleiteten Mixed-Level-Modells in Bezug auf solche Bauelemente, die eine Kippbewegung ausführen, betrachten wir die in Abb. 5.39 skizzierte Anordnung eines Torsionsaktors. Die geometrischen Abmessungen wurden so gewählt, daß sie beispielsweise in Bezug auf die Luftspalthöhe, die Dicke der Platte sowie die Abmessungen der Perforationen den Verhältnissen des in [93, 94] dargestellten, oberflächenmikromechanisch hergestellten Relais nahekommen, daß aber eine Untersuchung des Dämpfungsverhaltens auch noch mittels FEM-Methoden unter einem

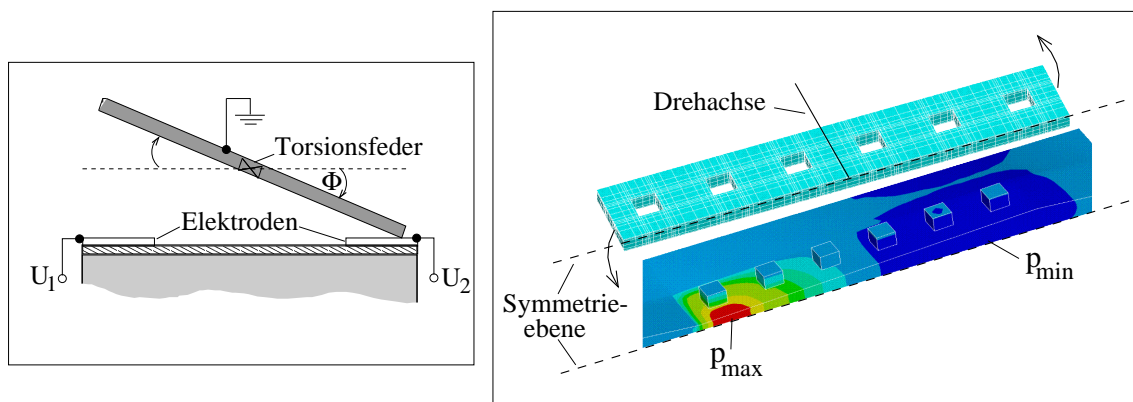


Abbildung 5.39: Drehbar gelagerter Torsionsaktor. Links: Schematische Darstellung im Querschnitt. Rechts: FEM-Modell der drehbar gelagerten, perforierten Platte und mittels FEM berechnete Druckverteilung unterhalb der Platte (Halbstruktur).

vertretbaren Rechenaufwand möglich ist. Die Länge der Platte beträgt daher nur $36 \mu\text{m}$, die Breite $12 \mu\text{m}$, und die Platte enthält lediglich 12 Perforationslöcher, die jeweils eine Fläche von $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ aufweisen. Das FEM-Modell der Platte sowie die Druckverteilung unter der Platte, die sich aus der FEM-Rechnung ergeben, ist ebenfalls in Abb. 5.39 dargestellt; um den Modellierungsaufwand zu minimieren, wird die Spiegelsymmetrie des Bauelementes senkrecht zur Drehachse ausgenutzt. Berechnet wird das auf die Struktur wirkende Drehmoment, das sich aus einer sinusförmigen Variation des Drehwinkels Φ ergibt, und zwar für den Fall einer gelochten und einer ungelochten Platte. Mittels FEM-Simulation benötigt man hierfür mehrere Tage, da das Modell bei schon relativ moderater Vernetzung ca. 40 000 bis 50 000 Finite-Element-Knoten umfaßt.

Um das in Kap. 5.4 abgeleitete Mixed-Level-Modell anwenden zu können, wird die Drehbewegung über die Längenkoordinate in eine lokale Höhenänderung des darunterliegenden Luftspaltes umgesetzt. Die Einflüsse von Löchern und den Rändern werden mittels der in den Gleichungen 5.42 bis 5.44 abgeleiteten Kompaktmodelle berücksichtigt, wobei die dort über Finite-Element-Rechnungen bestimmten Fitparameter jeweils unverändert beibehalten werden. Das Ergebnis, das mit dem ML-Modell erhalten wird, wird in Abb. 5.40 dargestellt und mit den Ergebnissen der FEM-Rechnungen verglichen. Es zeigt eine sehr gute Übereinstimmung des Drehmoments für den Fall ungelochter Platten und für moderate Drehwinkel Φ bei gelochten Platten. Auch die asymmetrische Kurvenform, die aufgrund der Kippbewegung bei großer Auslenkung hervorgerufen wird,

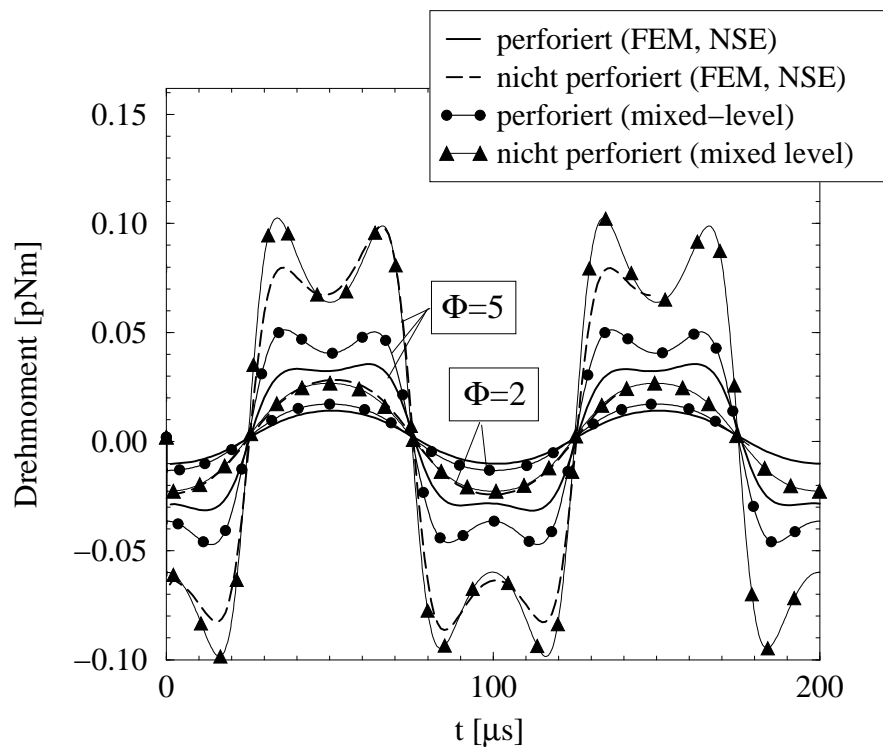


Abbildung 5.40: Resultierendes Moment auf den Torsionsaktor (ungelocht und gelocht). Vergleich zwischen FEM-Rechnung (Navier-Stokes: NSE) und Mixed-Level-Modell.

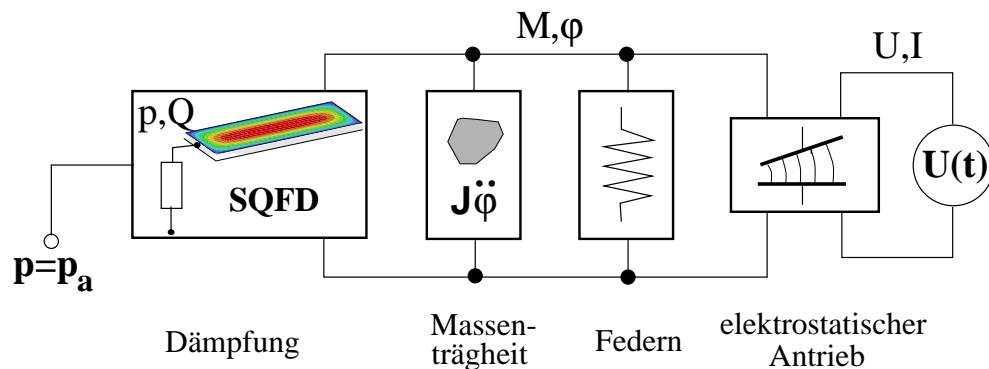


Abbildung 5.41: Makromodell für den in Abb. 5.39 dargestellten mikromechanischen Torsionsaktor (verallgemeinertes Kirchhoffsches Netzwerk).

wird durch das Modell hervorragend wiedergegeben. Lediglich bei großen Verkipfungen, d.h. großen Werten für Φ (maximale Auslenkung bis zum Anschlag: $\Phi \approx 6,4^\circ$) zeigt sich zwischen FEM- und ML-Rechnung noch eine Diskrepanz in der Maximalamplitude des Drehmoments, die aber höchstwahrscheinlich durch eine weitere Verfeinerung der Kompaktmodelle für die Perforationen verringert werden kann. Es zeigt sich also, daß sich dieser Modellierungsansatz zur Beschreibung von SQFD-Effekten ohne weiteres erfolgreich auch auf kippende Strukturen erweitern läßt, ohne daß die Einzelmodelle entscheidend abgeändert oder rekali­briert werden müssen.

Damit steht nun ein Dämpfungsmodell zur Verfügung, mit dem sich in Verbindung mit der elektrostatischen Antriebseinheit, den mechanischen Feder- und Trägheitskräften und einem Modell für das Anschlagen der Platte an die Gegenelektrode das dynamische Verhalten eines derartigen, elektrostatisch betriebenen Aktors umfassend untersuchen läßt. Das entsprechende verallgemeinerte Kirchhoffsche Netzwerk für ein solches System ist in Abb. 5.41 dargestellt. Im Vergleich zu den gelochten Platten des vorhergehenden Ab-

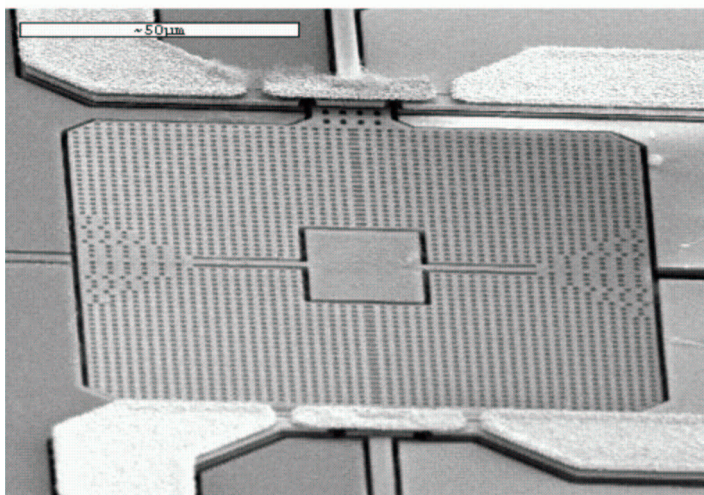


Abbildung 5.42: Raster­elektronenmikroskopie-Aufnahme eines oberflächenmikromechanisch hergestellten Torsionsschalters (aus [93, 94]). Er enthält typischerweise einige Tausend Ätzlöcher.

schnitts bilden hier der Drehwinkel Φ und das Drehmoment M das zueinander konjugierte Variablenpaar der mechanischen Domäne. Mit dem nun zur Verfügung stehenden Makromodell für den gesamten Aktor lassen sich nun prinzipiell alle Untersuchungen, z.B. statische, transiente oder Kleinsignalanalysen, durchführen, die in dem verwendeten Systemsimulator zur Verfügung stehen.

Oberflächenmikromechanisch hergestellte Bauelemente weisen herstellungsbedingt eine sehr große Zahl an Ätzlöchern auf, typischerweise einige Tausend. Dies wird deutlich an der Rasterelektronenmikroskopieaufnahme des in Abbildung 5.42 dargestellten Mikrorelais. Um den Rechenaufwand akzeptabel zu halten und den ML-Ansatz hier gewinnbringend zur Untersuchung von SQFD einsetzen zu können, ist es daher nötig, Gruppen von Löchern zusammenzufassen, also eine weitere Abstraktionsebene einzuführen. Gelingt dies, so können auch hier die Dämpfungseffekte in physikalisch basierter, aber dennoch handhabbarer Weise in ein Systemmodell integriert werden.

5.4.3 Bewertung und Einordnung der Methode - Ausblick

Der in diesem Kapitel abgeleitete Mixed-Level-Ansatz zur Modellierung von SQFD in mikromechanischen Bauelementen mit beliebiger Geometrie liefert eine beträchtliche Reduktion in der Komplexität des Problems verglichen mit der allgemeinen Navier-Stokes-Gleichung, d.h. die benötigten Rechenzeiten liegen nicht mehr im Bereich von Stunden oder Tagen, sondern im Bereich weniger Minuten, was zur Designoptimierung und für Parameterstudien eine vertretbare Größenordnung darstellt. Wie die Rechnungen in den Kapiteln 5.4.1 und 5.4.2 gezeigt haben, läßt sich die Methode sowohl für einfache Basisstrukturen wie Rechteckplatten oder perforierte Plattensegmente als auch für komplexere Mikrostrukturen wie gelochte Platten oder mikromechanische Relais erfolgreich anwenden. Die abgeleiteten Kompaktmodelle für die geometrischen Nichtidealitäten Randeinfluß und Perforation sind physikalisch basiert, skalieren mit allen wichtigen Geometrie- und Materialparametern und enthalten wenige, über gezielte FEM-Simulationen extrahierbare Fitparameter, deren physikalische Bedeutung klar definiert ist. Es konnte zudem gezeigt werden, daß die einmal bestimmten Parameter auch für komplexere Modelle, die aus mehreren Kompaktmodellen zusammengesetzt werden, gültig bleiben. Durch die Simulation zweier Testsysteme in Kap. 5.4.2 wurde demonstriert, daß das Dämpfungsmodell problemlos in ein Systemmodell integriert werden kann.

Aufgrund des verteilten Ansatzes zur Lösung der allgemeinen Reynoldsgleichung weist dieses Mixed-Level-Modell allerdings eine erheblich größere Zahl an Freiheitsgraden auf als andere, in der Literatur vorgeschlagene Kompaktmodelle zur Modellierung von SQFD (z.B. [135, 136, 137]). Diese basieren allerdings auf analytischen Lösungen der Reynoldsgleichung, meist für kleine Auslenkungen der betrachteten Strukturen (linearisierter Fall), und sind daher nur für eingeschränkte Geometrien, meist rechteckige oder quadratische Platten, und/oder eingeschränkte Betriebszustände anwendbar. Abweichungen von der Reynoldsgleichung aufgrund geometrischer Gegebenheiten sind entweder nicht [135] oder über eine Fitlänge [137] berücksichtigt. In [136] werden sie mittels Einführung akustischer Impedanzen analytisch einbezogen, was aber aufgrund mangelnder Vergleiche zu

Navier-Stokes-Simulationen oder Messungen noch nicht bewertet werden kann. Auch die Skalierbarkeit dieser Ansätze ist entweder nicht gegeben oder muß sich erst noch zeigen. Im Vergleich zu diesen Ansätzen bietet die hier vorgestellte Mixed-Level-Methode in vieler Hinsicht Vorteile, die die größere Anzahl an Freiheitsgraden aufwiegen:

- * Modellierung beliebiger Bauelementegeometrien unter beliebigen Betriebsbedingungen: Der verteilte FN-Ansatz ermöglicht es, die Reynoldsgleichung auf beliebig geformten Gebieten zu lösen, wobei man durch die Verwendung der allgemeinen Reynoldsgleichung nicht auf lineare Betriebsbedingungen, d.h. kleine Auslenkungen der Strukturen beschränkt ist. Die Modularität des ML-Ansatzes gestattet es, Einflüsse, die durch nichtideale Topologie der Struktur wie Randeffekte und Perforationen entstehen, über Kompaktmodelle zu berücksichtigen, so daß auch viele Fälle korrekt behandelt werden können, in denen die Reynoldsgleichung alleine fehlerhafte Ergebnisse liefert.
- * Behandlung kippender und flexibler Strukturen: Mit diesem Modell können auch kippende oder flexible Strukturen wie Torsionsspiegel, Kippschalter oder Membran- und Balkenstrukturen behandelt werden, d.h. das Modell ist prinzipiell nicht beschränkt auf vertikale Starrkörperbewegungen der gedämpften Struktur.
- * Einbettung in eine Standardsimulationsumgebung: Das Modell kann in einen beliebigen, kommerziell erhältlichen Systemsimulator eingebunden werden, d.h. zur Lösung des Problems ist keine Neuentwicklung von Software nötig. Das SQFD-Modell kann so leicht mit Kompakt- oder FN-Modellen anderer Mikrosystemteile und physikalischer Energiedomänen kombiniert werden, wodurch die Kopplung zwischen unterschiedlichen physikalischen Domänen automatisch und auf natürliche Weise realisiert wird, und so die Möglichkeit eröffnet wird, das Mikrosystem inklusive Dämpfung und elektrischer Beschaltung als Gesamtsystem untersuchen oder optimieren zu können.
- * Reduktion der Rechenzeit vs. Genauigkeit: Die Reduktion der Rechenzeit gegenüber Navier-Stokes-basierten FEM-Rechnungen ist enorm. Im Gegensatz zur Einführung einfacher Dämpfungskonstanten oder einfacher analytischer Formeln bleibt das Modell aber akkurat, physikalisch basiert und, durch die Qualität der fehlerkompensierenden Kompaktmodelle, skalierbar mit allen wichtigen Designparametern.

Der Mixed-Level-Ansatz bietet dem Entwickler also viel Freiheit im Hinblick auf die Bauelementegeometrie bzw. auf die Zusammensetzung der betrachteten Mikrosysteme. Dies ist nicht zuletzt deshalb gewährleistet, weil er den in Kap. 2.1 vorgestellten Prinzipien der Transparenz, der Konsistenz und der maßgeschneiderten Gültigkeit („tailoring of models“) genügt.

Die oben vorgestellte Methode wurde allerdings bisher nur auf relativ einfache Strukturen angewendet, die bis zu max. 200 Löcher enthalten und eine vertikale oder kippende Starrkörperbewegung ausführen. Für eine breitere Anwendung und eine Verfeinerung des Ansatzes wären daher noch folgende Verbesserungen und Weiterentwicklungen wünschenswert:

- * Umfassende experimentelle Überprüfung der Modelle: Wegen der in Kap. 3.3 bereits genannten, experimentellen Widrigkeiten konnte das entwickelte Modell nur mit Ergebnissen der Navier-Stokes-Gleichung verglichen werden, daher sollte eine umfassende experimentelle Überprüfung des Ansatzes anhand von Kalibrier- und Teststrukturen durchgeführt werden. Mit Hilfe des hier entwickelten Modells können diese spezifisch für die Fragestellung entworfen und ausgelegt werden.
Neben der Validierung des Modells sollte hier auch der am Ende dieses Ausblicks aufgeführte Aspekt der verdünnten Gase beachtet und überprüft werden.
- * Erweiterung der Methode auf flexible Strukturen: Neben vertikal beweglichen bzw. drehbar gelagerten Platten bilden Membranen und Balkenstrukturen wichtige Bestandteile vieler Mikrosysteme. Der hier entwickelte Ansatz läßt sich relativ einfach auch auf solche Strukturen erweitern, was an ausgewählten Beispielen zu zeigen ist.
- * Ableitung von Modellen für stark perforierte Bauelemente: Gerade in oberflächenmikromechanisch hergestellten Strukturen ist die Anzahl der benötigten Ätzlöcher oft sehr groß, auch um die Dämpfung aufgrund des kleinen Abstands zum Substrat möglichst gering zu halten. Ab einer gewissen Anzahl an Löchern ist es jedoch nicht mehr sinnvoll, jedes Loch durch ein eigenes Kompaktmodell zu modellieren und die Flächen dazwischen fein zu vernetzen, so daß eine weitere Hierarchisierung vorgenommen werden muß. Hier müssen Untersuchungen erfolgen, wie der Einfluß vieler Löcher zusammengefaßt werden kann, um weiterhin ein physikalisch basiertes und skalierbares Modell zu erhalten. Erste Hinweise hierzu ergeben sich bereits aus den Ergebnissen der Systemsimulationen in Kap. 5.4.2.
- * Erweiterung des Konvertierungsprogramms ANTOS: Im Hinblick auf kippende und flexible Strukturen wie Membranen oder Biegebalken und eine automatisierte Umwandlung des FEM-Modells der Struktur in ein Finites Netz (FN) ist eine Erweiterung des Konvertierungsprogramms ANTOS, das in [139] entwickelt und in dieser Arbeit modifiziert wurde, wünschenswert. Denkbar wäre hier, eine allgemeine, benutzerfreundliche Schnittstelle zu schaffen, die es erlaubt, das FEM-Modell einfach und eventuell basiert auf eine graphische Oberfläche durch Eingabe aller notwendigen Parameter in ein FN zu überführen. Die Methode ließe sich dann auch auf andere physikalische Domänen erweitern, wie dies z.B. bereits für die thermische Domäne gezeigt wurde [139], so daß FN-Modelle für verschiedene Energiedomänen innerhalb des Programms auf einfache Weise erzeugt werden könnten.
- * Modellbibliothek: Wünschenswert wäre auch, eine umfassende Modellbibliothek für grundlegende Einflüsse auf das Dämpfungsverhalten zu erstellen, die durch die Reynoldsgleichung nicht erfaßt werden. Ein Anfang ist bereits in dieser Arbeit mit der Ableitung von Kompaktmodellen für Randeinflüsse und Perforationen gemacht.
- * Grenzen der Kontinuumstheorie: Es ist zur Zeit weitestgehend ungeklärt, wie sich „verdünnte Gas-Effekte“ akkurat und möglichst allgemeingültig in ein Systemmodell einbeziehen lassen. Der in dieser Arbeit verwendete Ansatz beruht auf der Ableitung einer verallgemeinerten Reynoldsgleichung, in der diese Effekte in einer effek-

tiven Viskosität zusammengefaßt werden können (s. Kapitel 5.3.1). Auch für die FEM-Rechnungen, denen die Navier-Stokes-Gleichung zugrundeliegt, wurde in dieser Arbeit eine effektive Viskosität angenommen. Der Beziehung für diese effektive Viskosität liegen aber dieselben geometrischen Voraussetzungen zugrunde, die auch für die Ableitung der klassischen Reynoldsgleichung angenommen werden, also sehr große laterale Ausdehnung der Strukturen im Vergleich zur Höhe des darunterliegenden Fluidfilms. Bis dato wird in der Mikrosystemtechnik der Einfachheit halber meist dieser Ansatz – speziell der Ausdruck für die effektive Viskosität aus [135] – verwendet, er muß aber für andere geometrische Gegebenheiten, wie beispielsweise für Strukturen, die viele Perforationen enthalten, theoretisch fundiert überprüft werden.

Nach den ersten erfolgreichen Anwendungen des entwickelten Mixed-Level-Ansatzes erscheinen besonders die drei Punkte am Anfang dieses Ausblicks für eine breite Anwendung in der Praxis sehr vielversprechend, daher sollte ihre Umsetzung möglichst umgehend in Angriff genommen werden. Der Themenbereich „verdünnte Gase“ ist von sehr grundlegender Natur und könnte daher eine umfangreiche, weiterführende Arbeit notwendig machen, in der bereits bestehende Ansätze für die speziellen Gegebenheiten in der Mikrosystemtechnik theoretisch und vor allem auch experimentell überprüft und weiterentwickelt werden sollten.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Um den Entwicklungsprozeß eines Mikrobauelements oder -systems erfolgreich unterstützen zu können, müssen auf allen Modellierungsstufen (s. Abb. 2.1) adäquate Verfahren zur Verfügung stehen. Die einzelnen Stufen können hierbei allerdings nicht als unabhängig voneinander betrachtet werden: Erst mittels umfassender Detailanalysen auf kontinuierlicher Feldebene kann das zur Ableitung von Systemmodellen erforderliche Verständnis der Teilkomponenten gewonnen und für das Betriebsverhalten wichtige Parameter identifiziert und extrahiert werden; unterstützt wird dieser Prozeß durch dedizierte Messungen an Teststrukturen. Umgekehrt können physikalisch basierte und exakte Systemmodelle wiederum helfen, Parameter zu extrahieren, Meßvorschriften und -konzepte abzuleiten und Funktionsprinzipien zu verifizieren, die durch Messungen oder Simulationen auf Bauelementeebene nicht oder nur schwer zugänglich sind, wie beispielsweise das Zusammenspiel der verschiedenen Komponenten einer Mikromembranpumpe unter Betriebsbedingungen (vgl. Abb. 5.12).

Ziel dieser Arbeit war es, Ansätze und Methoden zu entwickeln, um gekoppelte Effekte in mikromechanischen Bauelementen und Systemen auf kontinuierlicher Feldebene und Systemebene effizient und exakt zu modellieren. Im Mittelpunkt standen dabei die elektromechanische Kopplung und die Fluid-Struktur-Wechselwirkung, beides bidirektional gekoppelte Probleme, die im Betriebsverhalten von Mikrosystemen aufgrund der geringen Dimensionen eine große Rolle spielen. Diese Kopplungen weisen schwierig zu behandelnde Aspekte auf, wie z.B. die elektromechanische Instabilität und den Hysterese-Effekt im Falle der elektromechanischen Kopplung, oder die Komplexität der zu lösenden Gleichungen und die straffe Kopplung im Falle der Fluid-Struktur-Kopplung. Da in der Regel gekoppelte Effekte nur für einzelne Bauelemente oder Teile von Mikrosystemen auf kontinuierlicher Feldebene behandelt werden können, muß die Komplexität der Probleme reduziert, d.h. es müssen Kompaktmodelle zur Systemsimulation abgeleitet werden. Das Vorgehen auf beiden Hierarchieebenen wurde anhand der folgenden drei Demonstratoren exemplifiziert: einem BiCMOS-integrierten mikromechanischen Drucksensor, einer elektrostatisch betriebenen Mikromembranpumpe und beweglichen, gelochten Platten und Membranen als Teststrukturen für die Modellierung viskoser Dämpfungseffekte. Das Betriebsverhalten dieser Demonstratoren wird durch die oben genannten Effekte auf unterschiedliche Weise beeinflusst, weshalb sie sich gut zur Validierung der verschiedenen Ansätze und Methoden eignen.

Um möglichst schnell und effizient Lösungen für die jeweils gegebene Problematik zu erhalten, wurde in dieser Arbeit auf die Verwendung etablierter Programme und Simulationsumgebungen gesetzt, wodurch man auf einen bereits gewonnenen Erfahrungsschatz aufbauen, auf bestehende Simulationsumgebungen zurückgreifen und typische, in der

Neuentwicklung von Programmen auftretende Anfangsschwierigkeiten vermeiden kann. Alle in dieser Arbeit verfolgten Ansätze beruhen auf der grundlegenden Methode des „tailored modeling“ [147, 149], die basierend auf allgemeinen Prinzipien der irreversiblen Thermodynamik erlaubt, „maßgeschneiderte“ Modelle für Mikrobaulemente abzuleiten, die in ihrer Detailtreue gegebenen, problemspezifischen Anforderungen an Genauigkeit und numerischem Aufwand genügen, aber dennoch physikalisch konsistent und transparent bleiben. Die Grundzüge des Konzepts wurden eingangs der Arbeit in Kapitel 2.2 dargelegt. Zusätzlich wurde gezeigt, daß sich dieses Konzept auch auf Systemebene erweitern läßt, wo es mit der Methode der „verallgemeinerten Kirchhoffschen Netze“ eine adäquate und leistungsfähige Umsetzung in die Praxis erfährt.

Die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit, gegliedert nach thematischen Schwerpunkten, stellen sich wie folgt dar.

Simulation gekoppelter Effekte auf kontinuierlicher Feldebene

Bei der elektromechanischen Kopplung sowie der Fluid-Struktur-Wechselwirkung handelt es sich um gekoppelte Effekte zwischen physikalischen Domänen mit nichtüberlappenden Simulationsgebieten, d.h. die Kopplung erfolgt über die Grenzflächen der beiden Domänen. Für die Lösung der Einzelprobleme (Mechanik, Fluidik, Elektrostatik) wurden daher bereits bewährte, für die einzelnen Domänen spezialisierte Simulationsprogramme verwendet. Die Koppelbedingung wurde über eine Lastvektorkopplung zwischen den einzelnen Simulatoren realisiert, d.h. die Teilproblemlösungen werden nach jedem Lösungsschritt an den jeweils anderen Simulator als Randbedingung übergeben, was so lange erfolgen muß, bis Konvergenz erreicht ist. Für die Iteration wurde ein relaxiertes Gauß-Seidel-Verfahren angewendet, was bei den betrachteten elektromechanischen Problemen gut funktioniert, bei straff gekoppelten fluid-mechanisch gekoppelten Problemen allerdings nur schwer konvergiert. Der Relaxationsparameter mußte hier sehr klein gewählt werden, wodurch die Rechenzeit stark erhöht wurde. Bessere Konvergenz ließe sich unter gewissen Bedingungen mit einem Newton-Verfahren erreichen, das aber wesentlich aufwendiger ist als das Gauß-Seidel-Verfahren; praktische Tests unter Abwägung der Vor- und Nachteile der einzelnen Verfahren müßten hier anhand von ausgewählten, auch geometrisch komplexeren Bauelementen noch erfolgen.

Dieser iterative Ansatz zur Lösung gekoppelter Probleme wurde auf die vorgestellten Demonstratoren angewendet, um das Zusammenwirken aller beteiligter physikalischer Effekte und deren Einfluß auf ihre Funktionsweise detailliert auf Bauelementeebene zu untersuchen. So bestimmt die Kopplung zwischen Elektrostatik und Mechanik das spannungsabhängige Verhalten des mikromechanischen Drucksensors und des elektrostatischen Membranantriebs der Mikromembranpumpe. Die Fluid-Struktur-Wechselwirkung kommt bei der Charakteristik der Ventilkappen der Mikromembranpumpe und natürlich bei den viskos gedämpften gelochten Membranen und Platten zum Tragen.

Bei vielen Bauelementen treten zudem Kopplungen zu parasitären Effekten auf. Dies ist besonders bei vollständig integrierten Mikrobaulementen der Fall, da hier durch die Vorgaben im Herstellungsprozeß oft zusätzliche, prozeßtypische Strukturen in den Bauelementen in Kauf genommen werden müssen. Ein Beispiel dafür bildet der BiCMOS-

integrierte mikromechanische Drucksensor, bei dem durch gekoppelte Simulation gezeigt werden konnte, daß das Meßsignal bei spannungsabhängiger Charakterisierung maßgeblich durch die Kopplung zu parasitären Strukturen im Siliziumsubstrat bestimmt ist. Basierend darauf konnte ein Ersatzschaltbild abgeleitet werden, das aufzeigt, wie das Signal für den Fall der spannungsabhängigen Charakterisierung korrekt auszuwerten ist.

Die Simulation auf kontinuierlicher Feldebene liefert also entscheidende Einsichten in Funktionsprinzipien und Erkenntnisse über physikalische Effekte, die das Betriebsverhalten des Bauelementes bestimmen. Für größere oder komplexere Bauelemente oder gar ganze Systeme werden jedoch diese Methoden zu aufwendig und lassen sich daher meist nicht mehr einsetzen, so daß die Komplexität der Modelle reduziert werden muß, um die Simulation solcher Systeme zu ermöglichen. Als Basis für solche physikalisch basierten Kompakt- und Makromodelle, die zuverlässige und prädiktive Simulation auch auf Systemebene zulassen, sind diese detaillierten Untersuchungen auf kontinuierlicher Feldebene aber unabdingbar. Nur auf diese Weise können nämlich erst alle in einem Bauelement oder Mikrosystem relevanten Effekte verstanden und sowohl qualitativ als auch quantitativ korrekt modelliert werden, insbesondere in der vorliegenden Arbeit die elektromechanische Instabilität und Hysterese beim elektrostatischen Membrantrieb der Mikropumpe, das komplexe Zusammenspiel aller parasitären Effekte mit den mechanischen Eigenschaften des mikromechanischen Drucksensors und die fluidische Dämpfung bei Ventilklappe und gelochten Platten und Membranen.

Parameteridentifikation und -extraktion, Ableitung und Verifizieren von Meßkonzepten

Für prädiktive und quantitativ aussagekräftige Simulationen von gekoppelten Effekten sowohl auf Bauelemente- als auch auf Systemebene ist die genaue Kenntnis und korrekte Extraktion physikalischer Parameter äußerst wichtig. Hierzu trägt die Simulation auf kontinuierlicher Feldebene entscheidend bei. In dieser Arbeit geschieht dies unter den folgenden Aspekten:

- * Kalibrierung der Simulationsmodelle: Materialparameter hängen oft stark vom Herstellungsprozeß der Bauelemente ab, aber auch andere Entwurfsparameter wie Schichtdicken und geometrische Abmessungen unterliegen prozeßbedingten Schwankungen. Daher müssen solche Parameter, die wichtige Eingangsgrößen für die Simulation sind, vorab bestimmt werden. Da verschiedene Parameter oft komplex zusammenwirken, ist inverse Modellierung auf kontinuierlicher Feldebene hier ein adäquates Mittel zur Kalibrierung der Parameter eines Simulationsmodells. In dieser Arbeit wurde diese Methode zusammen mit problemspezifischen Messungen bei einem mikromechanischen Drucksensor erfolgreich eingesetzt. Hier liefert das Modell nach Extraktion eines kalibrierten Parametersatzes sehr gute Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen.
- * Identifikation und Extraktion von Parametern für Kompakt- und Makromodelle: Durch den detaillierten Einblick in die Funktionsweise des Bauelementes und die beteiligten physikalischen Effekte lassen sich Parameter identifizieren und extrahieren,

die für die Beschreibung des Bauelementeverhaltens relevant sind. Im Falle des mikromechanischen Drucksensors konnte mittels gekoppelter Simulation der Einfluß der parasitären Effekte auf das Meßsignal untersucht und quantifiziert werden, und somit ein Ersatzschaltbild als Basis für ein Systemmodell extrahiert werden. Für die Mikromembranpumpe als komplexeres Mikrosystem waren Untersuchungen auf kontinuierlicher Feldebene auch wichtig, um basierend auf den Ergebnissen eine geeignete Unterteilung des Systems in Subsysteme vornehmen zu können. Auch hier waren detaillierte, gekoppelte Untersuchungen auf Basis der FEM unabdingbar, um physikalisch basierte Kompaktmodelle abzuleiten und die darin enthaltenen Parameter zu eichen.

- * Ableiten und Verifizieren von Meßkonzepten: Läßt sich das gewünschte Meßsignal oder ein Modellparameter, etwa für ein Kompakt- oder Makromodell, rein meßtechnisch nicht isolieren, z.B. aufgrund von Kopplungen zu parasitären Effekten, so kann durch eine Modellierung des Meßvorgangs eine Vorschrift gewonnen werden, wie sich das gewünschte Meßsignal extrahieren läßt. Dies wurde anhand des mikromechanischen Drucksensors demonstriert, für den basierend auf einem Ersatzschaltbild, das aus gekoppelter Simulation erhalten wurde, eine Kalibrierungsvorschrift vorgeschlagen wurde.

Simulation auf Systemebene

Für die Simulation auf Systemebene wurde ein Überblick über bereits bestehende Ansätze gegeben, eine Einordnung und Bewertung derselben vorgenommen und dargelegt, für welche Anwendungen diese Ansätze besondere Stärken und Schwächen aufweisen. Es zeigt sich, daß im Moment eine systematische, allgemein anwendbare Methode, Kompaktmodelle aus einer kontinuierlichen Feldbeschreibung abzuleiten, nicht existiert. Vielmehr ist ein Kompromiß zu finden, weil Kompaktmodelle um so weniger skalierbar und universell einsetzbar sind, je automatischer sie generiert werden und umgekehrt.

In dieser Arbeit werden zwei grundsätzlich verschiedene Ansätze zur Kompaktmodellbildung demonstriert, die Modellierung mit konzentrierten Variablen und die Modellierung mit verteilten Variablen, sowie Kombinationen aus beiden Methoden („Mixed-Level-Ansätze“).

Modelle mit konzentrierten Variablen werden für den mikromechanischen Drucksensor und die Mikromembranpumpe abgeleitet. Sie sind analytisch basiert und enthalten nur wenige, in ihrer Wirkung genau definierte Fitparameter, die sich daher auch über speziell auf das jeweilige Problem zugeschnittene Parameterextraktionsstrategien extrahieren lassen [139]. Für die Simulation des Gesamtsystems wurden die Kompaktmodelle der Teilsysteme jeweils zu einem verallgemeinerten Kirchhoffschen Netzwerk zusammengefügt und in einen Standardsimulator für analoge Schaltkreissimulation implementiert. Damit ließ sich in beiden Fällen das Systemverhalten sehr gut reproduzieren, womit nun Modelle für zuverlässige Design- und Optimierungsstudien einerseits und für effiziente Untersuchung des Gesamtsystemverhaltens andererseits zur Verfügung stehen.

Verteilte Variablen und Mixed-Level-Ansätze wurden verwendet, um ein Modell für die

effiziente und dennoch detailgetreue und physikalisch basierte Beschreibung von Dämpfungseffekten, speziell von Squeeze-Film-Dämpfung (SQFD), in Mikrobauelementen abzuleiten. SQFD bildet einen Schwerpunkt dieser Arbeit, daher werden die Ergebnisse dieser Untersuchung gesondert im nächsten Abschnitt zusammengefaßt.

Squeeze-Film-Dämpfung in Mikrobauelementen

Squeeze-Film-Dämpfung (SQFD) bestimmt neben der sogenannten Gleitfilmdämpfung („slide film damping“) maßgeblich das Betriebsverhalten vieler dynamisch betriebener Mikrobauelemente. Sie tritt auf bei Strukturen, die sich aufeinander zu bewegen und dabei einen dünnen Fluidfilm einschließen. Die effiziente Modellierung solcher viskoser Dämpfungseffekte in Mikrobauelementen und -systemen ist derzeit ein sehr aktuelles und brisantes Forschungsgebiet, denn sie sollten schon im Entwicklungsprozeß und der Modellbildung korrekt berücksichtigt werden. Hier stellen sich jedoch hauptsächlich zwei Probleme:

- * Dämpfungseffekte lassen sich akkurat nur über die komplexe, weil nichtlineare Navier-Stokes-Gleichung beschreiben. Da zusätzlich noch mindestens die Kopplung zu einer anderen physikalischen Domäne, der Mechanik, betrachtet werden muß, und das Problem inhärent transient ist, werden diese Effekte auf kontinuierlicher Feldebene nicht mehr handhabbar, vor allem, wenn komplexe Bauelemente vorliegen und das Problem dreidimensional behandelt werden muß, was in der Regel der Fall ist. Gezielte und eingegrenzte Fragestellungen können zwar detailliert auf kontinuierlicher Feldebene untersucht werden, für Design- und Optimierungsstudien ist aber ein so großer Rechenaufwand nicht mehr tragbar. Daher ist es unbedingt nötig, die Komplexität des Problems zu reduzieren, ohne allzuviel Genauigkeit zu verlieren, wie dies zum Beispiel bei Einführung von empirischen Dämpfungskonstanten der Fall wäre.
- * Die kleinen Dimensionen in mikromechanischen Bauelementen führen dazu, daß die Grenze der Kontinuumstheorie erreicht wird. Hier stellt sich die Frage nach adäquaten Modellen, die die Dynamik des viskosen Mediums in diesen Grenzbereichen korrekt wiedergeben.

Zur Modellierung von Fluiden im Grenzbereich zwischen Kontinuums- und Molekularregime existieren schon einige theoretische Ansätze, es herrscht aber auch noch wenig Systematik, wie und wann welche Ansätze bei der Modellierung von Dämpfungseffekten in Mikrosystemen anzuwenden sind. Daher wurden in den Kapiteln 4.3.2 und 5.3.1 die bestehenden Theorien zusammengestellt und bewertet. Für die Berechnungen in dieser Arbeit wurde pragmatisch der für die spezifische Problemstellung des SQFD am besten geeignet erscheinende Ansatz gewählt, nämlich die Einführung einer effektiven Viskosität nach [135]. Man muß sich allerdings darüber im Klaren sein, daß zu dieser Problematik noch erheblicher Forschungsbedarf besteht, sowohl die Modellbildung als auch die experimentelle Überprüfung der Ansätze betreffend.

Die Komplexität des Problems wurde in dieser Arbeit durch die Anwendung der Reynoldsgleichung reduziert, einer Vereinfachung der Navier-Stokes-Gleichung für

dünne Filme. Mit Hilfe Finiter-Element-Simulationen auf der Basis der Navier-Stokes-Gleichung wurde die Anwendbarkeit dieser Gleichung auf mikromechanische Bauelemente überprüft und ihr Einsatzbereich eingegrenzt. Als wichtigste Bedingung ergeben sich hier vor allem Einschränkungen in der Geometrie der Bauelemente. Die Reaktionskraft des Fluids auf die sich bewegende Struktur wird durch die Reynoldsgleichung unterschätzt, sobald die lateralen Dimensionen im Vergleich zur Dicke des Fluidfilms nicht groß genug sind, und/oder die Struktur perforiert ist.

Basierend auf der Reynoldsgleichung gelang es nun, ein Modell abzuleiten, das

- * die Komplexität des Problems drastisch reduziert,
- * auf allgemeine Geometrien anwendbar ist,
- * dennoch akkurat und physikalisch basiert bleibt
- * und die einfache Integration in ein Gesamtmodell von ganzen Mikrosystemen erlaubt.

Um die Reynoldsgleichung auf dem Gebiet beliebig geformter Mikrostrukturen lösen zu können, wurde ein Finiter Netzwerkansatz (FN) verwendet. Ausgehend von einem FEM-Modell des Bauelements wurde mit einem dafür entwickelten Konvertierungsprogramm eine Finite Netzliste der Struktur erzeugt, die auf den Geometrie- und Vernetzungsdaten des FEM-Modells basiert. Die zugrundeliegenden Bilanzgleichungen wurden diskretisiert und in Spectre-HDL bzw. VHDL-AMS kodiert, so daß das Modell einfach in einen Standardsystemsimulator implementiert und damit auch in Makromodelle ganzer Systeme integriert werden kann. Wie durch Vergleich mit Navier-Stokes-Rechnungen gezeigt wurde, liefert das FN-Modell zur Lösung der Reynoldsgleichung exakte Ergebnisse sowohl für lineare als auch für nichtlineare Anregung der Struktur, solange die Voraussetzungen zur Ableitung der Reynoldsgleichung erfüllt sind.

Für Geometrien, bei denen dies nicht mehr der Fall ist, wurde das FN-Modell zum Mixed-Level-Modell erweitert, indem für geometrische Nichtidealitäten wie Ränder der Struktur oder Perforationen physikalisch basierte, skalierbare Kompaktmodelle mit konzentrierten Variablen abgeleitet und an den entsprechenden Stellen zum FN-Modell hinzugefügt wurden. Der Vergleich mit FEM-Rechnungen zeigt, daß damit sowohl für einfache wie auch komplexere mikromechanische Strukturen sehr gute Ergebnisse erreicht werden, wobei die Rechenzeit von einigen Tagen auf einige Minuten verkürzt wird.

Das Mixed-Level-Modell zur Behandlung von Squeeze-Film-Dämpfung in Mikrosystemen ist äußerst flexibel, da es dem Entwickler gestattet, das Modell gemäß seinen Anforderungen an Genauigkeit, Skalierbarkeit, numerischem und modellbildnerischem Aufwand und Anwendbarkeit maßzuschneidern.

Die Integration des Dämpfungsmodells in ein Gesamtmodell eines Mikrosystems wurde ebenfalls erfolgreich an einfachen Testsystemen demonstriert. Die Handhabbarkeit der Methode für komplexere Mikrosysteme, speziell im Falle oberflächenmikromechanisch hergestellter Strukturen, die typischerweise einige tausend Perforationen enthalten, muß allerdings noch getestet werden. Hier ist sicherlich noch eine weitere Abstraktionsebene im Modell nötig, um einen akzeptablen Rechenaufwand auf Systemebene zu erreichen.

Ausblick

Ausgehend von den in dieser Arbeit erzielten Ergebnissen sollten nun in verschiedenen Richtungen weitere Anstrengungen erfolgen.

Ein wichtiger Punkt ist hier, die entwickelte Methodik zur Behandlung von Squeeze-Film-Dämpfung in Mikrobauelementen und -systemen zu vervollständigen. Hierzu sollte der Mixed-Level-Ansatz zunächst auf flexible Strukturen erweitert und Konzepte zur Behandlung komplexerer Mikrostrukturen, z.B. stark perforierter Bauelemente, entwickelt werden. Da die Reynoldsgleichung in ihrer allgemeinsten Form auch die laterale Bewegung der Strukturen enthält, sollte sich der Ansatz auch auf bestimmte Fälle der Gleitfilmdämpfung erweitern lassen. Zur Überprüfung der Methode und Validierung der Modelle müssen dann umfangreiche experimentelle Untersuchungen sowohl an einfachen Teststrukturen als auch an komplexeren Bauelementen und ganzen Mikrosystemen erfolgen. An nächster Stelle steht dann die Systematisierung und Verallgemeinerung der Methode hinsichtlich automatisierter Modellentwicklung und Erweiterung auf andere physikalische Domänen.

Allgemein gibt es hinsichtlich der Simulation von Mikrosystemen auf allen Hierarchieebenen der Modellierung noch offene Punkte. Auf kontinuierlicher Feldebene gilt es, die Behandlung gekoppelter Effekte in Standardsimulatoren zu realisieren und zu etablieren, wobei hier sicherlich ein Schwerpunkt auf der Verbesserung der Algorithmen und Verfahren zur effizienten und vor allem stabilen Lösung der gekoppelten Probleme liegt. Für die Systemebene bleibt hauptsächlich noch in der Frage nach systematischer Ableitung von Kompaktmodellen viel Raum für die Entwicklung neuer Konzepte und Methoden. In dieser Arbeit wie auch in parallel dazu angestellten Untersuchungen von P. Voigt [139] hat es sich gezeigt, daß es nach dem bisherigen Erkenntnisstand kaum möglich ist, Kompaktmodelle automatisiert abzuleiten, wenn man eine große Reduktion der Freiheitsgrade, aber dennoch physikalisch basierte und über Modell- und Designparameter richtig skalierende Modelle für schnelle Design- und Optimierungsstudien erhalten will. Ein vielversprechender Ansatz ist hier, wie im Falle der Dämpfungsproblematik gezeigt, Konzepte und Modelle für bestimmte Problemklassen zu entwickeln, die sich dann leicht auf andere Anwendungen und Problemstellungen anpassen lassen. Teilweise kann die Ableitung der Modelle dann, je nach Problemstellung, auch automatisiert erfolgen (z.B. bei Finiten Netzwerken). Vor allem aber muß eine Standardisierung der Verfahren angestrebt werden, damit die Entwicklungsaktivitäten fokussiert und effizienter erfolgen können. Mit Modellbibliotheken, die für mikromechanische Systeme aufgebaut werden, ist hier bereits ein Anfang gemacht.

Ziel muß es sein, anwendungsspezifische TCAD-Umgebungen für Mikrosysteme zu entwickeln, in denen ein Designfluß von der Idee eines Bauelements über das Maskenlayout, die Prozeß- und Bauelementesimulation bis hin zum Systemverhalten durchgängig simuliert werden kann. Wünschenswert wäre hier auch, daß neben dem „bottom-up-“ Entwurf (von der Maske zum System), der bisher meist verfolgt wird, die umgekehrte Strategie, der „top-down-“ Entwurf (von der Funktionalität, also dem Systemverhalten, zur Maske) realisiert wird, so daß die volle Bandbreite an Entwurfsmöglichkeiten für den Mikrosystementwurf innerhalb einer Simulationsumgebung zur Verfügung steht.

Appendix

Symbolverzeichnis

Der besseren Übersicht halber werden die verwendeten Symbole und ihre Bedeutung kapitelweise aufgelistet. Doppelbelegungen mancher Symbole lassen sich nicht immer vermeiden, wenn gebräuchliche Konventionen eingehalten werden sollen, die entsprechende Bedeutung der Symbole geht an den betreffenden Stellen aber eindeutig aus dem Textzusammenhang hervor.

Kapitel 2

Kapitel 2.2

Symbol	Bedeutung
B	magnetische Induktion
C_L	Wärmekapazität des Substrats
c	Tensor der elastischen Konstanten
c_k	Teilchenzahlkonzentration der Teilchenart k
D	Vektor der dielektrischen Verschiebungsdichte
E	elektrischer Feldstärkevektor
e	Tensor der piezoelektrischen Konstanten
\vec{F}	mechanische Kraft
\mathcal{F}	verallgemeinerte Kraft (ortsabhängige Variable)
H	magnetischer Feldstärkevektor
I	elektrischer Strom
j_k^u	Energiestromdichte der Teilchenart k
J_k	Teilchenstromdichte der Teilchenart k
\mathcal{J}	verallgemeinerter Fluß (ortsabhängige Variable)
k_B	Boltzmannkonstante
$L_{\alpha\beta}$	Matrix einzelner Transportkoeffizienten
\mathcal{L}	Gesamtmatrix aller Transportkoeffizienten
m	Masse
M_{ik}	Elemente der Zustandsmatrix
n	Elektronenkonzentration
$n_{ie,n} \ n_{ie,p}$	intrinsische Elektronen-, bzw. Löcherkonzentration

Symbol	Bedeutung
p	Löcherkonzentration
\mathbf{p}	Tensor der pyroelektrischen Koeffizienten
p_h	hydrostatischer Druck
\vec{p}	mechanischer Impuls
Q_{el}	elektrische Ladung
\vec{r}	Ortskoordinate
s_k	Entropiedichte für die Teilchenart k
\mathbf{S}_{rad}	Poyntingvektor
T_k	Temperatur der Teilchenart k
\mathbf{t}	Tensor der thermoelastischen Koeffizienten
\mathbf{v}	mittlere Driftgeschwindigkeit
\vec{v}	Geschwindigkeit
U	elektrische Spannung
\mathcal{V}	verallgemeinertes Potential (konzentrierte Variable)

Kapitel 3

Symbol	Bedeutung
w_m	Volumenstrom
\mathcal{W}	verallgemeinerter Fluß (konzentrierte Variable)
\mathbf{X}	Vektor der intensiven Zustandsvariablen
\mathbf{Y}	Vektor der extensiven Zustandsvariablen
ϵ	Verzerrungstensor
$\hat{\epsilon}$	Tensor der elektrischen Permittivitäten
Γ_{AB}	Grenzfläche zwischen System A und System B
Φ_k	elektrochemisches Potential der Teilchenart k
Ψ	elektrisches Potential
σ	mechanischer Spannungstensor
C	elektrische Kapazität
d	Dämpfungskonstante
d_L	Abstand zwischen Pumpmembran und Gegenelektrode
F_{el}	elektrische Kraft
k	mechanische Federkonstante
K_{mod}	modifizierte Federsteifheit
m	Masse
t	Zeit
U	elektrische Spannung
U_0	elektrischer Gleichspannungsanteil
\hat{U}	elektrischer Wechselspannungsanteil
W_{el}	elektrostatistische Energie
ω	Kreisfrequenz

Kapitel 4

Kapitel 4.1

Symbol	Bedeutung
C	elektrische Kapazität
δC	mittlerer Kapazitätshub
E	Elastizitätsmodul
f	Frequenz
J	Jacobimatrix
s	Newtonkorrektur
\mathbf{u}, \mathbf{v}	Zustandsvektoren
α_r	Relaxationsparameter
α_{th}	thermischer Ausdehnungskoeffizient
ε_r	relative Dielektrizitätskonstante
φ	Iterationsvorschrift
ν	Poissonzahl
ρ	Massendichte

Kapitel 4.2

Symbol	Bedeutung
A_i	Fläche des i-ten Plattenkondensatorelements
\mathbf{C}	Tensor der mechanischen Materialeigenschaften
d_i	lokaler Plattenabstand
\vec{D}	dielektrische Verschiebungsdichte
\vec{E}	elektrische Feldstärke
F_i	elektrische Kraft auf das i-te Plattenkondensatorelement
\vec{g}	Koppelbedingung an der Grenzfläche
\vec{n}	Normalenvektor auf eine Grenz- bzw. Oberfläche
\vec{u}	Verschiebung
U	elektrische Spannung
t	Zeit
ϵ	Dehnungstensor
ε_0	Dielektrizitätskonstante für das Vakuum
ε_r	relative Dielektrizitätszahl
ρ	Massendichte
ρ_{el}	elektrische Ladungsdichte
ψ	elektrisches Potential
σ	elastischer Spannungstensor

Kapitel 4.3

Symbol	Bedeutung
b_h	Lochabmessung (bei gelochten Platten)
f_i	Volumenkräfte
h_0	Fluidfilmdicke
δh	zeitliche Änderung der Fluidfilmdicke
Kn	Knudsenzahl
l_0	charakteristische Länge
p	hydrostatischer Druck
Re	Reynoldszahl
t	Zeit
u_s	Schlupfgeschwindigkeit
u_t	Tangentialgeschwindigkeit
u_w	Wandgeschwindigkeit
v_i	Geschwindigkeitskomponenten im Fluid
x_i	Ortskoordinaten
α	Akkommodationskoeffizient
η	Scherviskosität
λ	mittlere freie Weglänge
Π_{ik}	Tensor der Impulsstromdichte
ρ	Massendichte
σ'_{ik}	zäher Spannungs-/Reibungstensor
ζ	Volumenviskosität

Kapitel 4.4

Symbol	Bedeutung
C	elektrische Kapazität
C_{OX}	Oxidkapazität
C_{IS}	Isolatorkapazität
C_{RLZ}	Kapazität der Raumladungszone
C_l	Kapazität des mit Luft gefüllten Plattenkondensators
C_{D1}, C_{D2}	Kapazitäten der Verarmungszone
f	Frequenz
G	Leitwert
$j_{n,p}$	Elektronen- bzw. Löcherstromdichte
k	Boltzmannkonstante
n	Elektronendichte
n_i	intrinsische Ladungsträgerdichte
N_D	Donatorkonzentration
p	Löcherdichte
q	Elementarladung

Symbol	Bedeutung
R	Rekombinationsrate
t	Zeit
T	Temperatur
U_0	elektrische Gleichspannung
\tilde{U}	elektrische Wechselfspannung
U_{th}	Schwellspannung
Y	Admittanz
ε	Dielektrizitätskonstante
ε_{hl}	Dielektrizitätskonstante im Halbleiter
ε_{ox}	Dielektrizitätskonstante im Oxid
$\varphi_{n,p}$	Quasi-Ferminiveaus für Elektronen bzw. für Löcher
$\mu_{n,p}$	Elektronen- bzw. Löcherbeweglichkeit
ω	Kreisfrequenz
ψ	elektrisches Potential
ψ_B	Bulkpotential
σ_{int}	Grenzflächenladungsträgerdichte

Kapitel 5

Kapitel 5.1

Symbol	Bedeutung
$a_i(t)$	zeitabhängige Koeffizienten
F_V	verallgemeinerte Kräfte
\mathcal{L}	Lagrange Funktion
\mathbf{q}	verallgemeinerte Koordinaten
T	kinetische Energie
$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$	Vektor der Zustandsvariablen
U	potentielle Energie
$\varphi_i(\mathbf{r})$	Basisfunktionen

Kapitel 5.2

Symbol	Bedeutung
C_{HF}	Hochfrequenzkapazität
C_{FB}	Flachbandkapazität
d_{fl}	Dicke der Ventilklappe
d_m	Dicke der Membran
E	Elastizitätsmodul
\vec{F}_{el}	elektrische Kraft

Symbol	Bedeutung
\vec{F}_R	Rückstellkraft
$h(x, y), h(x)$	Biegelinie der Membran
h_{max}	Mittenauslenkung der Membran
k	Boltzmannkonstante
l_{eff}	effektive Membranlänge
l_m	Membranlänge
l_{drop}	Länge im Ventil, entlang der der Druckabfall erfolgt
l_{mid}	Abstand Ventilkappenmitte – Auflagepunkt des Ventils
l_{peri}	gesamter Umfang des Ventilsitzes
N_i	Donator- bzw. Akzeptorkonzentration
p	Druck
q	Elementarladung
q_{ch}	Ladungsträgerdichte im Kanal
Q	Ladung
Q_S	Grenzflächenladung
T	Temperatur
u_B	normiertes Bulkpotential
u_s	normiertes Oberflächenpotential
U	elektrische Spannung
U_{th}	Schwellspannung
y_{mid}	Mittenauslenkung der Ventilklappe
w_m	Massenfluß
ε_s	relative Dielektrizitätskonstante von Silizium
ε_0	Dielektrizitätskonstante des Vakuums
λ_i	intrinsische Debeyelänge
ν	Poissonzahl
ρ	Ladungsträgerdichte

Kapitel 5.3 und 5.4

Symbol	Bedeutung
A	Fläche
A_h	Gesamtfläche Löcher
A_{pl}	Gesamtfläche Platte
b	Balkenbreite
b_0	Plattenbreite
b_h	Lochabmessung
d	Plattenabstand
d_h	hydraulischer Durchmesser
d_{pl}	Plattendicke
d_s	Balkendicke

Symbol	Bedeutung
D	Inverse Knudsenzahl
E	Elastizitätsmodul
f_{reib}	normierte Reibungskraft
f_{fed}	normierte Federkraft
F	mechanische Kraft
h	nominelle Fluidfilmdicke
h_0	Fluidfilmdicke
δh	Änderung der Fluidfilmdicke
H	normierte Fluidfilmdicke
I	elektrischer Strom
Kn	Knudsenzahl
l	Balkenlänge
l_0	Plattenlänge
l_{add}	fluidische Anlaufstrecke
p	Druck
p_a	Umgebungsdruck
P	normierter Druck
Q_P	Poiseuillesche Durchflußrate
Q	Massenfluß
Re	Reynoldszahl
t	Zeit
U	elektrische Spannung
Z	fluidischer Widerstand
α_1, α_2	Akkomodationskoeffizienten
β	Seitenverhältnis einer Rechteckplatte
ε_0	Dielektrizitätskonstante für das Vakuum
ε_r	relative Dielektrizitätskonstante
η	Scherviskosität
η_{eff}	effektive Scherviskosität
γ	Polytropenexponent
λ	mittlere freie Weglänge
λ_a	Fitparameter (Kompaktmodell Randeffekte)
λ_{bl}	Fitparameter (Kompaktmodell Blendenströmung)
λ_k	Fitparameter (Kompaktmodell Löcherkanal)
ν_{elmech}	Eigenfrequenz des elektromechanischen Systems
φ	geometrische Konstante
ρ	Massendichte
σ	Squeezenzahl
ω	Kreisfrequenz

Literaturverzeichnis

- [1] ABAQUS, Hibbit, Karlsson & Sorenson, Inc., Pawtucket, Rhode Island, <http://www.hks.com>.
- [2] ADINA, ADINA R&D, Inc., Watertown, MA, USA, <http://www.adina.com>.
- [3] M. ALLEN, M. MEHREGANY, R. HOWE UND S. SENTURIA, *Microfabricated structures for the in situ measurement of residual stress, young's modulus, and ultimate strain of thin films*, Appl. Phys. Lett., 51 (4) (1987), S. 241–243.
- [4] N. ALURU UND J. WHITE, *An efficient numerical technique for electromechanical simulation of complicated microelectromechanical structures*, Sensors and Actuators A, 58 (1997), S. 1–11.
- [5] N. ALURU UND J. WHITE, *A Multi-level Newton Method for Static and Fundamental Frequency Analysis of Electromechanical Systems*, in Proceedings of SISPAD, Cambridge, MA, Sept. 1997, S. 125–128.
- [6] M. ANDREWS, I. HARRIS UND G. TURNER, *A comparison of squeeze-film theory with measurements on a microstructure*, Sensors and Actuators A, 36 (1993), S. 79–87.
- [7] ANSYS, ANSYS Inc., Canonsburg, PA, USA, <http://www.ansys.com>.
- [8] K. ARBENZ UND A. WOHLHAUSER, *Numerische Mathematik für Ingenieure*, R. Oldenbourg Verlag, München, Wien, 1982.
- [9] M. BÄCHTOLD, J. KORVINK, J. FUNK UND H. BALTES, *New Convergence Scheme for Self-consistent Electromechanical Analysis of iMEMS*, in Proc. of Int. Electron Devices Meeting (IEDM), Washington, DC, 1995, S. 605–608.
- [10] R. BARTL, *Experimentelle und numerische Analyse des Einflusses von Reibungseffekten auf das dynamische Verhalten von mikromechanischen Bauelementen*, Diplomarbeit, Technische Universität München, München, 1998.
- [11] W. BEADLE, *Quick Reference Manual for Silicon Integrated Circuit Technology*, Wiley & Sons, New York, 1985.
- [12] L. BERGMANN UND C. SCHÄFER, *Lehrbuch für Experimentalphysik, Band 5: Vielteilchensysteme*, Verlag de Gruyter, Berlin, 1992.

- [13] A. BESKOK UND G. E. KARNIADAKIS, *Simulation of Slip-Flows in Complex Micro-Geometries*, ASME Micromechanical Systems, DSC.-Vol. 40 (1992), S. 355–370.
- [14] A. BESKOK UND G. E. KARNIADAKIS, *A Model for Flows in Channels, Pipes and Ducts at Micro and Nano Scales*, Microscale Thermophysical Engineering, 3 (1999), S. 43–77.
- [15] A. BESKOK UND T. WARBURTON, *Micro-Fluidic Design and Fluid-Structure Interaction Analysis of a Micro-Pump*, in Proceedings of ASME IMECE meeting, CA, Nov. 15–20, 1998.
- [16] P. BHATNAGAR, E. GROSS UND K. KROOK, *A Model for Collision Processes in Gases*, Phys. Review, 94 (1954), S. 511–524.
- [17] M. BIEBL, T. SCHEITER, C. HIEROLD, H. V. PHILIPSBORN UND H. KLOSE, *Micromechanics compatible with an 0.8 μm CMOS process*, Sensors and Actuators A, 46–47 (1995), S. 593–597.
- [18] G. BIRD, *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows*, Clarendon Press, Oxford, 1994.
- [19] J. J. BLECH, *On Isothermal Squeeze Films*, ASME Journal of Lubrication Technology, 105 (1983), S. 615–620.
- [20] W. BOHL, *Technische Strömungslehre*, VEB Fachbuchverlag Leipzig, Leipzig, 1984.
- [21] A. BURGENDORFER, *The Influence of the Molecular Mean Free Path on the Performance of Hydrodynamic Gas Lubricated Bearings*, ASME Journal of Basic Engineering, March (1959), S. 94–100.
- [22] R. BUSER UND N. DE ROOIJ, *CAD for silicon anisotropic etching*, in Proc. of Int. Workshop on Micro Electro Mechanical Systems 1990 (MEMS'90), Napa Valley, CA, USA, 1990, S. 111–112.
- [23] CADENCE, *SpectreHDL Reference manual*, San Jose, CA
<http://www.cadence.com>.
- [24] H. CALLEN, *Thermodynamics and an Introduction to Thermostatistics*, John Wiley & Sons, New York, 1985.
- [25] CFD-ACE+, CFD Research Corporation, Huntsville, AL, USA
<http://www.cfdrc.com>.
- [26] CFD-ACE+MEMS, CFD Research Corporation, Huntsville, AL, USA,
<http://www.cfdrc.com>.
- [27] Y.-H. CHO, B. M. KWAK, A. P. PISANO UND R. T. HOWE, *Slide film damping in laterally driven microstructures*, Sensors and Actuators A, 40 (1994), S. 31–39.

- [28] R. B. DARLING, C. HIVICK UND J. XU, *Compact analytical modeling of squeeze film damping with arbitrary venting conditions using a Green's function approach*, Sensors and Actuators A, 70 (1998), S. 32–41.
- [29] DESSIS, ISE Integrated Software Engineering, Zürich, <http://www.ise.com>.
- [30] J. ELDERS, H. TILMANS, S. BOUWSTRA UND M. ELWENSPOEK, *Mechanical parameter extraction using resonant structures*, in Material Research Society Symposia proceedings (no. 308), ISSN 0272-9172, S. 171–176.
- [31] ELDO, Mentor Graphics Corp., Wilsonville, OR, USA, <http://www.mentorg.com>.
- [32] W. FAHRNER, D. BRÄUNIG, P. OSTROP UND S. RUHL, *Admittance properties of thin/thick metal-oxide-semiconductor structures. I. Experiment and equivalent network*, J. Appl. Phys., 71 (7) (1992), S. 3381–3387.
- [33] P. FELIPPA UND K. PARK, *Staggered Transient Analysis Procedure for Coupled Mechanical Systems: Formulation*, in Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 24, 1980, S. 61–111.
- [34] FIDAP, Fluent Deutschland GmbH, Darmstadt, <http://www.fluent.de>.
- [35] FIDAP, Fluent Deutschland GmbH, Darmstadt, <http://www.fluent.de>.
- [36] FLOTRAN, ANSYS, Inc., Canonsburg, PA, USA, <http://www.ansys.com>.
- [37] H. FORSTER, *MST Support Programs as Investment in the European Economical Future*, in Micro System Technologies'94, Düsseldorf, 1994, VDI Verlag, S. 27.
- [38] Fraunhoferinstitut für Zuverlässigkeit und Mikrointegration, München, Private Mitteilungen, 1995.
- [39] S. FUKUI UND R. KANEKO, *Analysis of Ultra-Thin Gas Film Lubrication Based on Linearized Boltzmann Equation: First Report—Derivation of a Generalized Lubrication Equation Including Thermal Creep Flow*, ASME Journal of Tribology, 110 (1988), S. 253–262.
- [40] S. FUKUI UND R. KANEKO, *A database for interpolation of Poiseuille flow rates for high Knudsen number lubrication problems*, ASME Journal of Tribology, 112 (1990), S. 78–83.
- [41] J. M. FUNK, J. G. KORVINK, J. BÜHLER, M. BÄCHTHOLD UND H. BALTES, *SOLIDIS: A Tool for Microactuator Simulation in 3-D*, J. of Microelectromechanical Systems, 6 (1997), S. 70–81.
- [42] L. GABBAY, *Computer-aided macromodeling for MEMS*, Dissertation, Dept. Elect. Eng. Comput. Sci., Massachusetts Inst. of Technol., Cambridge, MA, 1998.

- [43] L. GABBAY, J. MEHNER UND S. SENTURIA, *Computer-Aided Generation of Non-linear Reduced-Order Dynamic Macromodels–I: Non-Stress-Stiffened Case*, J. of Microelectromechanical Systems, 9, No. 2 (2000), S. 262–269.
- [44] L. GABBAY UND S. SENTURIA, *Automatic generation of dynamic macro-models using quasistatic simulations in combination with modal analysis*, in Proc. Solid-State Sensor & Actuator Workshop, Hilton Head, SC, 1998, S. 197–220.
- [45] J. GILBERT, R. LENGENBERG UND S. SENTURIA, *3D coupled electromechanics for MEMS: application of CoSolve-EM*, in Proc. of Int. Workshop on Micro Electro Mechanical Systems 1995 (MEMS'95), Amsterdam, Netherlands, Jan. 1995, S. 122–127.
- [46] W. GREINER UND H. STOCK, *Theoretische Physik*, Band 2A (Hydrodynamik), Harri-Deutsch-Verlag, Frankfurt am Main, 1991.
- [47] W. S. GRIFFIN, H. H. RICHARDSON UND S. YAMANAMI, *A Study of Fluid Squeeze-Film Damping*, ASME Journal of Basic Engineering, (June 1966), S. 451–456.
- [48] W. GROSS, *Fluid Film Lubrication*, Wiley & Sons, New York, 1981.
- [49] C. GROSSMANN UND H.-G. ROOS, *Numerik partieller Differentialgleichungen*, B.G. Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart, Leipzig, 1994.
- [50] A. GROVE, *Physics and Technology of Semiconductor Devices*, Wiley & S., New York, 1967.
- [51] B. J. HAMROCK, *Fundamentals of Fluid Film Lubrication*, McGraw-Hill Inc., 1994.
- [52] M. HANDTMANN, R. AIGNER, A. MECKES UND G. WACHUTKA, *Sensitivity enhancement of MEMS inertial sensors using negative springs and active control*, in Proc. of 4th Int. Conference on Modeling and Simulation of Microsystems (MSM'01), March 19–21, 2001, S. 64–67.
- [53] M. HANDTMANN, R. AIGNER, R. NADAL UND G. WACHUTKA, *Methodology of Macromodeling Demonstrated on Force Feedback σ/δ -Architectures*, in Proc. of 3rd Int. Conference on Modeling and Simulation of Microsystems (MSM'00), San Diego, CA, March 27–29, 2000, S. 138–141.
- [54] A. HEUBERGER, *Mikromechanik*, Springer Verlag, Berlin, 1991.
- [55] C. HIEROLD, B. CLASBRUMMEL, D. BEHREND, T. SCHEITER, M. STEGER, K. OPPERMANN, H. KAPELS, E. LANDGRAF, D. WENZEL UND D. ETZRODT, *Low power integrated pressure sensor system for medical applications*, Sensors and Actuators A, 73 (1999), S. 58–67.

- [56] R. H. W. HOPPE, E.-R. SIEBER, G. WACHUTKA UND U. WIEST, *Mathematical Modeling and Numerical Simulation of a Free Boundary Problem for an Electro-mechanical Micropump*, Tech. Report 358, University Augsburg, 1996.
- [57] Y.-T. HSIA UND G. A. DOMOTO, *An Experimental Investigation of Molecular Rarefaction Effects in Gas Lubrication Bearings at Ultra-Low Clearances*, ASME Journal of Lubrication Technology, 105 (1983), S. 120–130.
- [58] E. S. HUNG UND S. D. SENTURIA, *Generating Efficient Dynamical Models for Microelectromechanical Systems from a few Finite-Element Simulation Runs*, J. of Microelectromechanical Systems, 8, No. 3 (1999), S. 280–289.
- [59] E. S. HUNG, Y.-J. YANG UND S. D. SENTURIA, *Low-order models for fast dynamical simulation of MEMS microstructures*, in Proc. of 1997 Int. Conference on Solid-State Sensors and Actuators (Transducers'97), Chicago, June 16–19, 1997, S. 1101–1104.
- [60] IEEE, *Standard VHDL Analog and Mixed-Signal Extensions*, New York, 1999.
- [61] INTELLISUITE, IntelliSense Corporation, Wilmington, MA, USA, <http://www.intellisense.com>.
- [62] M. JAKOVLJEVIC, P. FOTIU, Z. MRCARICA UND H. DETTER, *A system-level simulation of complex multi-domain microsystems by using analog hardware description languages*, Sensors and Actuators A, 82 (2000), S. 30–39.
- [63] H. KAPELS UND T. SCHEITER, *Mündliche Mitteilung*. Siemens AG (jetzt: Infineon Technologies AG), 1997.
- [64] A. KLEIN, *Modellierung und Simulation von Mikromembranpumpen*, Dissertation, Technische Universität Dresden, w.e.b. Universitätsverlag, Dresden, 1999.
- [65] A. KLEIN UND G. GERLACH, *Modelling of piezoelectric bimorph structures using an analog hardware description language*, in MICROSIM II, Simulation and Design of Microsystems and Microstructures, Southampton, UK, 1997, S. 229–238.
- [66] B. KLEIN, *FEM Grundlagen und Anwendungen der Finite-Element-Methode*, Vieweg Verlag, Braunschweig, 1997.
- [67] M. KLEINER, S. KÜHN UND W. WEBER, *Thermal Conductivity Measurements of Thin Silicon Dioxide Films in Integrated Circuits*, IEEE Trans. Electron Devices, 43, No. 9 (1996), S. 1602–1609.
- [68] E.-R. KÖNIG, P. GROTH UND G. WACHUTKA, *New Coupled-field Device Simulation Tool for MEMS based on the TP2000 CAD Platform*, Sensors and Actuators A, 76 (1999), S. 9–18.

- [69] E.-R. KÖNIG UND G. WACHUTKA, *Analysis of Unstable Behavior Occurring in Electro-Mechanical Microdevices*, in Proc. of 2nd Int. Conf. on Modeling and Simulation of Microsystems (MSM'99), San Juan, Puerto Rico, Apr. 19–21, 1999, S. 330–333.
- [70] KUCHLING, *Taschenbuch der Physik*, Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main, 1988.
- [71] A. KUNOW, *Finite-Element-Methode*, Hüthig Verlag, Heidelberg, 1998.
- [72] L. LANDAU UND E. LIFSCHITZ, *Lehrbuch der Theoretischen Physik*, Band 1 (Mechanik), Akademie-Verlag, Berlin, 1971.
- [73] L. LANDAU UND E. LIFSCHITZ, *Lehrbuch der Theoretischen Physik*, Band VI (Hydrodynamik), Akademie-Verlag, Berlin, 1971.
- [74] W. E. LANGLOIS, *Isothermal Squeeze Films*, Quarterly of Applied Mathematics, Vol. XX, No. 2 (1962), S. 131–150.
- [75] A. LENK, *Elektromechanische Systeme*, Band 1: Systeme mit konzentrierten Parametern, VEB Verlag Technik, Berlin, 1973.
- [76] J. MEHNER, *Entwurf in der Mikrosystemtechnik*, Dresden University Press, Dresden-München, 2000.
- [77] J. MEHNER, S. KURTH, D. BILLEP, C. KAUFMANN UND W. DÖTZEL, *Simulation of gas damping in microstructures with nontrivial geometries*, in Proc. of Int. Workshop on Micro Electro Mechanical Systems 1998 (MEMS'98), Heidelberg, January 1998, S. 172–177.
- [78] MEMCAD, Coventor, Cary, NC, USA, <http://www.coventor.com>.
- [79] MEMS XPLORER, MEMSCAP S.A., St. Ismier, France
<http://www.memscap.com>.
- [80] J. MEYER, *Retina Implant – A BioMEMS Challenge*, in Proc. of the 11th int. Conf. on Solid-State Sensors and Actuators, Transducers'01, Munich, Germany, June 10–14, 2001, S. 12–18.
- [81] S. MIDDELHOEK, *The Sensor Cube Revisited*, Sensors and Materials, 10, No. 7 (1998), S. 397–404.
- [82] S. MIDDELHOEK UND A. HOOGERWERF, *Classifying Solid-State Sensors: the “Sensor Effect Cube”*, Sensors and Actuators, 10 (1986), S. 1–8.
- [83] Y. MITSUYA, *Modified Reynolds Equation for Ultra-Thin Film Gas Lubrication Using 1.5-Order Slip-Flow Model and Considering Surface Accomodation Coefficient*, ASME Journal of Tribology, 115 (1993), S. 289–294.

- [84] NEXUS, Network of Excellence in Multifunctional Microsystems, Grenoble, F, <http://www.nexus-emsto.com>.
- [85] E. NICOLLIAN UND J. BREWS, *MOS (Metal Oxide Semiconductor) – Physics and Technology*, John Wiley & Sons, New York, 1982.
- [86] L. ONSAGER, *Reciprocal Relations in Irreversible Processes*, Physical Review, 37 (1931), S. 405–426.
- [87] P. OSTERBERG UND S. SENTURIA, *M-TEST: A Test Chip for MEMS Material Property Measurement Using Electrostatically Actuated Test Structures*, J. of Microelectromechanical Systems, 6 (1997), S. 107–118.
- [88] K. PARK, *Partitioned transient analysis procedures for coupled-field problems: stability analysis*, Transactions of the ASME, 47 (1980), S. 370–376.
- [89] K. PARK UND C. A. FELIPPA, *Partitioned transient analysis procedures for coupled-field problems: accuracy analysis*, Transactions of the ASME, 47 (1980), S. 919–926.
- [90] O. PAUL UND H. BALTES, *Measuring Thermogalvanomagnetic Properties of Polysilicon for the Optimization of CMOS Sensors*, in Proc. of the 7th Int. Conf. on Solid-State Sensors and Actuators (Transducers'93), Yokohama, Japan, June 6–10, 1993, S. 606–609.
- [91] O. PAUL, M. VON ARX UND H. BALTES, *Process-dependent Thermophysical Properties of CMOS IC Thin Films*, in Proc. of 8th Int. Conf. on Solid-State Sensors and Actuators (Transducers'95 and Eurosensors IX), Stockholm, Sweden, June 25–29, 1995, S. 178–181.
- [92] K. PETERSEN, *Silicon as a mechanical material*, Proc. of the IEEE, 70 (1982), S. 420–457.
- [93] F. PLÖTZ, S. MICHAELIS, R. AIGNER, H. TIMME, J. BINDER UND R. NOÉ, *A low-voltage torsional actuator for application in RF-microswitches*, Sensors and Actuators A, 92 (2001), S. 312–317.
- [94] F. PLÖTZ, S. MICHAELIS, G. FATTINGER, R. AIGNER UND R. NOÉ, *Performance and Dynamics of a RF MEMS Switch*, in Proc. of 11th Int. Conference on Solid-State Sensors and Actuators, Transducers '01, Munich, Germany, June 10–14, 2001, S. 1560–1563.
- [95] B. ROMANOWICZ, C. SCHOTT, M. LAUDON, P. LERCH, P. RENAUD, R. POPOVIC, H. AMANN, A. BOEGLI, V. MOSER UND F. PELLANDINI, *Microsystem modelling using VHDL 1076.1*, in MICROSIM II, Simulation and Design of Microsystems and Microstructures, Southampton, UK, Boston, USA, 1997, S. 179–188.
- [96] M. H. SADD UND A. K. STIFFLER, *Squeeze Film Dampers: Amplitude Effects at Low Squeeze Numbers*, ASME Journal of Engineering for Industry, November (1975), S. 1366–1370.

- [97] S. SCHAAF UND P. CHAMBRE, *Flow of rarefied gases*, Princeton University Press, Princeton, 1961.
- [98] H. SCHAUMBURG, *Halbleiter*, B.G. Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart, 1991.
- [99] T. SCHEITER, *Integration mikromechanischer Sensoren in einer CMOS/BiCMOS-Prozessumgebung*, Dissertation, Technische Universität München, München, 1996.
- [100] T. SCHEITER, H. KAPELS, K.-G. OPPERMAN, M. STEGER, C. HIEROLD, W. WERNER UND H.-J. TIMME, *Full integration of a pressure-sensor system into a standard BiCMOS process*, Sensors and Actuators A, 67 (1998), S. 211–214.
- [101] T. SCHEITER, U. NÄHER UND C. HIEROLD, *Stiction-free sacrificial oxide etching in gaseous hf. A quantitative model and its application*, in Proc. of Eurosensors XI, Warsaw, Poland, 21.–24. Sept., 1997, S. 1369–1372.
- [102] G. SCHRAG, P. VOIGT, E.-R. SIEBER, U. WIEST, R. HOPPE UND G. WACHUTKA, *Device- and System-Level Models for Micropump Simulation*, in Micro Mat'97, B. Michel und T. Winkler, Hrsg., Berlin, April 16–18, 1997, S. 941–944.
- [103] G. SCHRAG, G. ZELDER UND G. WACHUTKA, *Investigation of Cross-Coupling and Parasitic Effects in Microelectromechanical Devices on Device and System Level*, in Proc. of 3rd Int. Conf. on Modeling and Simulation of Microsystems (MSM'00), San Diego, CA, Mar. 27–28, 2000, S. 193–196.
- [104] H. SCHRÖDER, E. OBERMEIER, A. HORN UND G. WACHUTKA, *Convex Corner Undercutting of {100} Silicon in Anisotropic KOH Etching: The New Step-Flow Model of 3-D Structuring and First Simulation Results*, J. of Microelectromechanical Systems, 10 (2001), S. 88–97.
- [105] A. SCHROTH, T. BLOCHWITZ UND G. GERLACH, *Simulation of a complex sensor system using coupled simulation programs*, Sensors and Actuators A, 54 (1996), S. 632–635.
- [106] S. SCHULTE, *Modulare und hierarchische Simulation gekoppelter Probleme*, No. 271 in Reihe 20: Rechnergestützte Verfahren, VDI Verlag, Düsseldorf, 1998.
- [107] P. SCHWARZ, *Microsystem CAD: From FEM to System Simulation*, in Simulation of Semiconductor Processes and Devices (Sispad'98), K. D. Meyer und S. Biesemans, Hrsg., Leuven, Sept. 2–4, 1998, Springer Verlag, S. 141–148.
- [108] H. SCHWETLICK UND H. KRETZSCHMAR, *Numerische Verfahren für Naturwissenschaftler und Ingenieure*, Fachbuch Verlag, Leipzig, 1991.
- [109] S. SENTURIA, *CAD for MicroElectroMechanical Systems*, in Proc. of 8th Int. Conf. on Solid-State Sensors and Actuators (Transducers'95 – Eurosensors IX), Stockholm, 1995, S. 5–8.
- [110] S. SENTURIA, *CAD Challenges for Microsensors, Microactuators and Microsystems*, Proc. of the IEEE, 86 (1998), S. 1611–1626.

- [111] S. SENTURIA, N. ALURU UND J. WHITE, *Simulating the Behavior of MEMS Devices: Computational Methods and Needs*, IEEE CSE, (1997), S. 30–43.
- [112] C. SEQUIN, *Computer simulation of anisotropic etching*, in Proc. 6th Int. Conf. Solid-State Sensors and Actuators (Transducers'91), San Francisco, CA, USA, 24–28 June, 1991, S. 801–806.
- [113] SESES, Numerical Modelling GmbH, Winterthur, CH, <http://www.nmtech.ch>.
- [114] F. SHAPIROV, *Data on the Slip Coefficients*, in Proc. of MSM'00, San Diego, CA, March 27–29, 2000, S. 570–573.
- [115] SILVACO INTERNATIONAL, *Announcing: the virtual wafer fab, Simulation Standard, Vol.3, No. 6*, Santa Clara, CA, USA, <http://www.silvaco.com>.
- [116] SILVACO INTERNATIONAL, *ATLAS User's manual*, Santa Clara, CA, USA, <http://www.silvaco.com>.
- [117] SILVACO INTERNATIONAL, *SmartSpice User's manual*, Santa Clara, CA, USA, <http://www.silvaco.com>.
- [118] SIMODE, GEMAC, Gesellschaft für Mikroelektronikanwendungen Chemnitz mbH, Chemnitz, <http://www.gemac-chemnitz.de>.
- [119] M. SMALL, J. VLASSAK UND W. NIX, in Material Research Society Symposia proceedings (no. 308), W. Nix, J. Bravman, E. Arzt und L. Freund, Hrsg., Boston, 1991, S. 257–262.
- [120] SOLIDIS, ISE Integrated Software Engineering, Zürich, <http://www.ise.com>.
- [121] SPEKTRUM DER WISSENSCHAFT, *Sonderheft: Dossier4 'Mikrosystemtechnik'*. Spektrum Verlagsgesellschaft mbH, Heidelberg, 1996.
- [122] J. B. STARR, *Squeeze-Film Damping in Solid-State Accelerometers*, in Tech. Digest Solid-State Sensor and Actuator Workshop, Hilton Head, S. C., June 1990, S. 44–47.
- [123] N. SWART, S. BART, M. ZAMAN, M. MARIAPPAN, J. GILBERT UND D. MURPHY, *AutoMM: Automatic Generation of Dynamic Macromodels for MEMS Devices*, in Proceedings of MEMS'98, Heidelberg, 1998, S. 178–183.
- [124] S. SZE, *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons, New York, 1981.
- [125] M. TABIB-AZAR, *Integrated Optics, Microstructures and Sensors*, Kluwer, Boston, 1995.
- [126] S. TIMOSHENKO, *Theory of Plates and Shells*, McGraw-Hill, New York, 1959.
- [127] H. TRAH, *Mikrosystemtechnik in Kraftfahrzeugen*. 5. Chemnitzer Fachtagung „Mikromechanik und Mikroelektronik“, 23./24. Oktober 2001.

- [128] J. ULRICH UND E.-R. KÖNIG, *Dämpfung in schwingenden Kammstrukturen*. Interner Bericht, Technische Universität München und Siemens AG München, 1995.
- [129] J. ULRICH UND R. ZENGERLE, *Static and dynamic flow simulation of a KOH-etched microvalve using the finite-element method*, Sensors and Actuators A, 53 (1996), S. 379–385.
- [130] B. VAN DER SCHOOT, S. JEANNERET, A. VAN DEN BERG UND N. DE ROJI, *A silicon integrated miniature chemical analysis system*, Sensors and Actuators B, 6 (1992), S. 57–60.
- [131] D. VAN DUYN UND S. MIDDELHOEK, *Information Transduction in Solid-state Transducers: A General Thermodynamic Systems Approach*, Sensors and Actuators A, 21-23 (1990), S. 25–32.
- [132] M. VARGHESE, V. RABINOVICH UND S. SENTURIA, *Reduced-order modeling of Lorentz force actuation with modal basis functions*, in Proc. of 2nd Int. Conf. on Modeling and Simulation of Microsystems (MSM'99), San Juan, Puerto Rico, Apr. 19–21, 1999, S. 155–158.
- [133] T. VEIJOLA, *Compact Damping Model for Lateral Structures Including Gas Rarefaction Effects*, in Proc. of 3rd Int. Conf. on Modeling and Simulation of Microsystems (MSM'00), San Diego, CA, March 27–29, 2000, S. 162–165.
- [134] T. VEIJOLA, H. KUISMA UND J. LADENPERÄ, *The influence of gas-surface interaction on gas-film damping in a silicon accelerometer*, Sensors and Actuators A, 66 (1998), S. 83–92.
- [135] T. VEIJOLA, H. KUISMA, J. LADENPERÄ UND T. RYHÄNEN, *Equivalent-circuit model of the squeezed gas film in a silicon accelerometer*, Sensors and Actuators A, 48 (1995), S. 239–248.
- [136] T. VEIJOLA, K. RUOKONEN UND I. TITTONEN, *Compact Model for Squeeze Film Damping Including the Open Border Effects*, in Proc. of 4th Int. Conf. on Modeling and Simulation of Microsystems (MSM'01), Hilton Head Island, SC, March 19–21, 2001, S. 76–79.
- [137] S. VEMURI, G. K. FEDDER UND T. MUKHERJEE, *Low-order Squeeze Film Model for Simulation of MEMS Devices*, in Proc. of 3rd Int. Conf. on Modeling and Simulation of Microsystems (MSM'00), San Diego, CA, March 27–29, 2000, S. 205–208.
- [138] G. VENOS, „*Mikromechanische Sensoren in Airbag-Anwendungen*“. Seminarvortrag am Lehrstuhl für Techn. Elektrophysik, Technischen Universität München, Juli 2000.
- [139] P. VOIGT, *Compact Modeling of Microsystems*, Dissertation, Technische Universität München, München, 2002.

- [140] P. VOIGT, R. SATTLER, P. SASSE, S. HOFFMANN, R. NOÉ UND G. WACHUTKA, *Parameterextraktion für Mikrosysteme am Beispiel eines Gyroskopes*, in Mikrosystemtechnik'99, Chemnitz, 12.–13. Okt., 1999, S. 156–159.
- [141] P. VOIGT, G. SCHRAG UND G. WACHUTKA, *Electrofluidic full-system modeling of a flap valve micropump based on Kirchhoffian network theory*, Sensors and Actuators A, 66 (1998), S. 9–14.
- [142] P. VOIGT, G. SCHRAG UND G. WACHUTKA, *Microfluidic system modeling using VHDL-AMS and circuit simulation*, Microelectronics Journal, 29 (1998), S. 791–797.
- [143] P. VOIGT UND G. WACHUTKA, *Compact MEMS Modeling for Design Studies*, in Proc. of 3rd Int. Conf. on Modeling and Simulation of Microsystems (MSM'00), San Diego, CA, Mar. 27–28, 2000, S. 134–137.
- [144] M. VON ARX, O. PAUL UND H. BALTES, *Determination of the heat capacity of CMOS layers for optimal CMOS sensor design*, Sensors and Actuators A, 46–47 (1995), S. 428–431.
- [145] M. VON ARX, O. PAUL UND H. BALTES, *Test Structures to Measure the Seebeck Coefficient of CMOS IC Polysilicon*, IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing, 10, No. 2 (1997), S. 201–208.
- [146] G. WACHUTKA, *Rigorous Thermodynamic Treatment of Heat Generation and Conduction in Semiconductor Device Modeling*, IEEE Trans. on CAD, CAD-9 (1990), S. 1141–1149.
- [147] G. WACHUTKA, *Tailored Modeling of Miniaturized Electrothermomechanical Systems Using Thermodynamic Methods*, in Micromechanical Systems, DSC-Vol. 40, D. Cho, J. Peterson, A. Pisano und C. Friedrich, Hrsg., The American Society of Mechanical Engineers, New York, 1992, S. 183–198.
- [148] G. WACHUTKA, *Problem-Oriented Modeling of Microtransducers: State of the Art and Future Challenges*, Sensors and Actuators A, 41 (1994), S. 279–283.
- [149] G. WACHUTKA, *Tailored modeling: a way to the 'virtual microtransducer fab'?*, Sensors and Actuators A, 46–47 (1995), S. 603–612.
- [150] G. WACHUTKA, *The Art of Modeling Coupled-Field Effects in Microdevices and Microsystems*, in Proc. of 2nd Int. Conf. on Modeling and Simulation of Microsystems (MSM'99), San Juan, Puerto Rico, USA, April 19–21, 1999, S. 14–17.
- [151] G. WACHUTKA UND G. FAHRNER, *Admittance properties of thin/thick metal-oxide-semiconductor structures. II. Exact modeling by two-dimensional simulation*, J. Appl. Phys., 71 (7) (1992), S. 3388–3393.
- [152] G. WACHUTKA, C. RICCOBENE, R. CASTAGNETTI UND H. BALTES, *Determination of characteristic magnetotransistor parameters by measurements and inverse modeling*, Sensors and Actuators A, 37–38 (1993), S. 158–166.

- [153] R. WECHSUNG, N. ÜNAL, J. ELOY UND H. WICHT, *Market analysis for microsystems 1996 – 2002 (A NEXUS Task Force Report)*, tech. report, NEXUS (Network of Excellence in Multifunctional Microsystems), 1998.
- [154] J. WIBBELER, D. SCHEIBNER UND J. MEHNER, *Improved Coupled-Field FE Analysis of Micromachined Electromechanical Transducers*, in Proc. 11th Int. Conf. on Solid-State Sensors and Actuators (Transducers'01), Munich, Germany, June 10–14, 2001, S. 240–243.
- [155] P. WOIAS, S. KOCH, E. MÜLLER, D. BARROW, J. CEFAL, G. CURTIS UND H. HUGHES, *An ISFET-FIA system for high precision pH recording*, Sensors and Actuators B, 15–16 (1993), S. 15–16.
- [156] Y.-J. YANG, M.-A. GRETILLAT UND S. D. SENTURIA, *Effect of air damping on the dynamics of nonuniform deformation of microstructures*, in Proc. of 9th Int. Conf. on Solid-State Sensors and Actuators (Transducers'97), Chicago, June 16–19, 1997, S. 1093–1096.
- [157] Y.-J. YANG UND S. D. SENTURIA, *Numerical simulation of compressible squeeze-film damping*, in Tech. Digest Solid-State Sensor and Actuator Workshop, Hilton Head, S. C., June 2–6, 1996, S. 76–79.
- [158] H. YIE, X. CAI UND J. WHITE, *Convergence Properties of Relaxation versus Surface-Newton Generalized-Conjugate Residual Algorithm for Self-consistent Electromechanical Analysis of 3-D Micro-Electro-Mechanical Structures*, in Proc. Numerical Process and Device Modeling (NUPAD) V, Honolulu, HI, 1994, S. 137–140.
- [159] G. ZELDER, *Numerische Analyse und experimentelle Charakterisierung eines BiCMOS-integrierten mikromechanischen Drucksensors*, Diplomarbeit, Technische Universität München, München, 1998.
- [160] R. ZENGERLE, *Mikro-Membranpumpen als Komponenten für Mikro-Fluidsysteme*, Dissertation, Univ. der Bundeswehr, Verlag Shaker, Aachen, 1994.
- [161] R. ZENGERLE, S. KLUGE, M. RICHTER UND A. RICHTER, *A bidirectional silicon micropump*, in Proceedings of IEEE Micro Electro Mechanical Systems, Amsterdam, 1995, S. 19–24.
- [162] R. ZENGERLE, J. ULRICH, S. KLUGE, M. RICHTER UND A. RICHTER, *A bidirectional silicon micropump*, Sensors and Actuators A, 50 (1995), S. 81–86.
- [163] L. ZHAN, D. CHO, H. SHIRAISHI UND W. TRIMMER, *Squeeze Film Damping in Microelectromechanical Systems*, ASME Micromechanical Systems, DSC-Vol. 40 (1992), S. 149–161.
- [164] X. ZHANG UND W. C. TANG, *Viscous Air Damping in Laterally Driven Microresonators*, Sensors and Materials, Vol. 7, No. 6 (1995), S. 415–430.

- [165] O. ZIENKIEWICZ, *Coupled Problems and their Numerical Solution*, in Numerical Methods in Coupled Systems, R. Lewis, P. Bettness und E. Hinton, Hrsg., Wiley, Chichester, 1984, S. 35–68.

Mein Dank ...

gilt allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle danke ich meinem Doktorvater Prof. Dr. Gerhard Wachutka, der mich durch die Bereitstellung einer guten Infrastruktur, durch die Möglichkeit zur Mitarbeit in interessanten und herausfordernden Projekten sowie durch Rat und Tat jederzeit fachlich wie auch mental in meiner Arbeit am Institut unterstützt hat. Seine unkonventionelle und pragmatische Einstellung ermöglichte es, den Spagat zwischen Familie und Beruf zu verringern und schuf ein Umfeld für produktives Arbeiten in angenehmer Atmosphäre. Herrn Prof. Dr. Ignaz Eisele danke ich für sein Interesse an meiner Arbeit und die Übernahme des Zweitgutachtens.

Ein großer Dank gilt allen Mitarbeitern des Lehrstuhls für Technische Elektrophysik. Die Arbeit am Lehrstuhl wird mir durch die angenehme und kollegiale Atmosphäre in guter Erinnerung bleiben. Besonders erwähnen möchte ich meinen langjährigen Zimmergenossen und Mitstreiter auf der MEMS-Strecke Peter Voigt – viele anregende Diskussionen und Gespräche sowie fruchtbarer fachlicher Austausch schufen die Basis für eine angenehme und produktive Arbeit und eine Vielzahl an gemeinsamen Ergebnissen und Veröffentlichungen – und die übrigen Mitglieder der „Doktorandengruppe der ersten Stunde“, Martin Lades, Eva-Renate König und Robert Thalhammer, die durch ihren Teamgeist über die Anfangsturbulenzen und die Durststrecken bei der Neuordnung des Lehrstuhls hinweggeholfen haben.

Vielen Dank auch an meine Kooperationspartner bei der Infineon Technologies AG, München, Dr. C. Hierold, Dr. R. Aigner, Dr. T. Scheiter, Dr. H. Kapels, K. Oppermann und M. Földner, sowie beim Fraunhoferinstitut für Zuverlässigkeit und Mikrointegration München (ehemals: Fraunhoferinstitut für Festkörpertechnologie) für die Bereitstellung von Demonstratoren und Meßergebnissen sowie die Unterstützung bei den Messungen. In diesem Zusammenhang möchte ich auch meinen beiden Diplomanden Gerhard Zelder und Rainer Bartl für ihre Beiträge zu dieser Arbeit danken. Die Zusammenarbeit mit ihnen ist mir in guter Erinnerung geblieben.

Ein besonderer Dank gebührt den fleißigen Korrekturlesern dieser Arbeit, Eva-Renate König, Andreas Mayr, Robert Sattler und allen voran Anton Horn und Gerhard Groos, die mit ihren wertvollen und kritischen Bemerkungen wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Last but not least ein ganz herzliches Dankeschön an meine Familie und Freunde, die mich, besonders in der Endphase der Arbeit, tatkräftig wie auch mental unterstützt haben, speziell an meinen Sohn Max, der mich in dieser Zeit bei so mancher Unternehmung am Wochenende entbehren mußte. Besonders danken möchte ich in diesem Zusammenhang meinem Mann Gerhard Groos, der es mir durch seine Unterstützung und seinen Rückhalt ermöglicht hat, meiner Arbeit effektiv und mit (meist) freiem Kopf nachgehen zu können.