

KfK 5375
September 1994

Miniaturisierte fluidische Strahlelemente in LIGA-Technik mit integrierter elektrischer Steuerung

J. Vollmer, H. Hein
Institut für Mikrostrukturtechnik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

Kernforschungszentrum Karlsruhe

Institut für Mikrostrukturtechnik

KfK 5375

**Miniaturisierte fluidische Strahlelemente in LIGA-Technik
mit integrierter elektrischer Steuerung**

J. Vollmer*), H. Hein

*) von der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe
genehmigte Dissertation

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0303-4003

Miniaturisierte fluidische Strahlelemente in LIGA-Technik mit integrierter elektrischer Steuerung

Zusammenfassung

Zur Steuerung von Fluidströmen in einem Mikroaktor werden in dieser Arbeit zwei spezielle Typen fluidischer Strahlelemente, Strahlablenkelemente und bistabile Wandstrahlelemente mit dem LIGA-Verfahren aus Plexiglas hergestellt. Ihre Betriebseigenschaften mit Gasen werden untersucht.

Die Strahlablenkelemente, die als fluidische Proportionalverstärker bezeichnet werden können, haben Höhen bis zu 500 μm , Düsenweiten von 55 μm und sind mit Stickstoff als Fluid funktionsfähig. Bei einem Versorgungsdruck von 20 hPa beträgt die Verstärkung etwa 3.5.

Bistabile Wandstrahlelemente, welche die Funktion von fluidischen Flip Flops haben, werden mit Höhen bis zu 500 μm und Düsenweiten von 30 μm und 60 μm hergestellt. Sie sind mit den Gasen Argon, Kohlendioxid und Stickstoff funktionsfähig. Das bistabile Verhalten ist erst ab einem minimalen Versorgungsdruck beobachtbar. Beim Betrieb mit Stickstoff ist dieser Druck für ein Aspektverhältnis (=Elementhöhe/Düsenweite) größer als 5 unabhängig von der Höhe. Er beträgt in diesem Fall bei einer Düsenweite von 30 μm etwa 260 hPa und bei einer Düsenweite von 60 μm etwa 140 hPa.

Der Steuerdruck zum Schalten der fluidischen Flip Flops liegt bei niedrigem Versorgungsdruck unter 20 hPa und nimmt tendenziell mit der Elementhöhe ab. Der am beschalteten Ausgang maximal nutzbare Druck hängt linear vom Versorgungsdruck ab und ist für eine Elementhöhe größer als 250 μm unabhängig von der Höhe. Er beträgt 40 hPa bei einer Höhe von 500 μm , einer Düsenweite von 30 μm und einem Versorgungsdruck von 330 hPa.

Die stationäre Strömung in einem fluidischen Flip Flop wird zweidimensional mit Finite-Elemente-Methoden simuliert. Dabei werden die Flüsse durch die verschiedenen Öffnungen mit etwa 10 % Übereinstimmung zum Experiment berechnet und die Drücke an den Ausgängen mit etwa 20 % Übereinstimmung. Aus den Finite-Elemente-Simulationen werden konkrete Ansätze für eine Optimierung der Elementgeometrie gewonnen und experimentell umgesetzt. Die Betriebseigenschaften der Elemente werden verbessert, indem die Geometrie des Steuerraumes und der Öffnungswinkel der Haftwände optimiert werden.

Die elektrische Steuerung der fluidischen Strahlelemente wird realisiert. Dabei wird durch ein elektrisches Signal ein Titanmäander im Steuereingang der Elemente aufgeheizt. Das den Mäander umgebende Gas erhitzt sich und ein Druckpuls wird erzeugt, welcher die Elemente steuert. Zur Herstellung freitragender Mäander in einer PMMA-Mikrostruktur wird die Röntgentiefenlithographie mit einem Siliziumätzprozess kombiniert.

Mit der elektro-thermopneumatischen Signalwandlung werden die fluidischen Strahlelemente gesteuert. Die fluidischen Proportionalverstärker werden mit einer elektrischen Leistung von 100 mW über eine Zeitdauer von 1 ms gesteuert. Dabei werden maximale Ausgangsdifferenzdrücke von etwa 3 hPa erreicht. Ein fluidisches Flip Flop wird mit einer elektrischen Leistung von etwa 500 mW über die Zeitdauer von 1 ms geschaltet. Der Versorgungsdruck beträgt 240 hPa und der Druck am beschalteten, geschlossenen Ausgang ist gleich 25 hPa.

Microminiature fluidic beam elements in LIGA-technique with integrated electrical control

Abstract

In order to control fluid flow within a microactuator, two special types of fluidic beam element, beam deflection amplifiers and bistable wall attachment amplifiers are miniaturised and investigated. The elements are fabricated out of Plexiglas by means of the LIGA-technique and their characteristics with different kinds of gas as working fluid are determined.

Beam deflection amplifiers, which are fluidic proportional amplifiers, are fabricated with heights up to 500 μm and a nozzle width of 55 μm . They are operated with nitrogen and have a gain of 3.5 at a supply pressure of 20 hPa.

Bistable wall attachment amplifiers, which are fluidic flip flops, are fabricated with heights up to 500 μm and nozzle widths of 30 μm and 60 μm . They are working with Argon, Carbon dioxide and Nitrogen as working fluid. The bistable behaviour can be observed for supply pressures higher than a certain value. Working with nitrogen, this value does not depend on the element height if the aspect ratio (=element height/width of supply nozzle) is greater than 5. In this case it is 260 hPa for elements of 30 μm nozzle width and 140 hPa for elements of 60 μm nozzle width.

The control pressure to switch the fluidic flip flop is about 20 hPa at low supply pressures and decreases with decreasing element height. The maximum pressure at the output port at which the jet is directed depends linearly on the supply pressure. It does not depend on the element height for heights greater than 250 μm . The value of the maximum output pressure is about 40 hPa at an element height of 500 μm , a nozzle width of 30 μm and a supply pressure of 330 hPa.

The steady state flow within a fluidic flip flop is calculated numerically with finite-element-simulations. The flow through the ports is calculated with 10 % difference to the experiment and the pressure at the output ports with 20 % difference. By means of the calculations an optimization of the element geometry is achieved. In detail the geometry of the control area and the angle of the attachment walls is optimized and the characteristics of the elements are improved.

In order to control the fluidic beam elements with electrical signals, titanium meanders lying in the control ports of the elements are heated electrically. The surrounding gas is heated and the pressure pulse to switch the element is generated. In order to separate the meander from the substrate, the meander is fabricated over a hole etched into a silicon wafer by combining the deep x-ray lithography with a silicon etching process.

Fluidic proportional amplifiers are controlled with an electrical signal of 100 mW electrical power and 1 ms length. Maximum output pressures of about 3 hPa can be achieved. Fluidic flip flops are controlled with electrical signals of 500 mW electrical power and 1 ms length. A maximum output pressure of 25 hPa is switched from one output port to the other.

Inhaltsverzeichnis

Liste der häufig verwendeten Symbole	1
Einleitung	3
Teil I Pneumatisch gesteuerte fluidische Strahlelemente in LIGA-Technik	7
1 Funktionsweise fluidischer Strahlelemente	7
1.1 Strahlablelemente und bistabile Wandstrahlelemente, 1.2 Miniaturisierung fluidischer Strahlelemente	
2 Herstellung fluidischer Strahlelemente mit der LIGA-Technik	11
2.1 Das LIGA-Verfahren, 2.2 Konstruktion der Elemente, 2.3 Hergestellte fluidische Strahlelemente	
3 Anschlußtechnik zum Betrieb miniaturisierter fluidischer Strahlelemente	16
3.1 Prinzip, 3.2 Leckrate und Druckabfall an den Zuführungen, 3.3 Filtern der Gase	
4 Strahlablelemente (SAE)	20
4.1 Einführung, 4.2 Eigenschaften der Versorgungsdüse, 4.3 Druckverstärkung, 4.4 Eigenschaften der Steuereingänge	
5 Bistabile Wandstrahlelemente (WSE)	24
5.1 Eigenschaften eines bistabilen WSE	24
5.1.1 Einführung, 5.1.2 Kennlinie der Versorgungsdüse, 5.1.3 Stabilitätsdruck, 5.1.4 Schaltverhalten und Eigenschaften der Steuereingänge, 5.1.5 Eigenschaften der Ausgänge	
5.2 Einfluß der Elementhöhe und der lateralen Skalierung	31
5.3 Einfluß der Gasart	34
6 Finite-Elemente-Simulation bistabiler Wandstrahlelemente zur Geometrieoptimierung	37
6.1 Einführung	37
6.2 Miniaturisiertes bistabiles Wandstrahlelement	39
6.2.1 Modell des bistabilen WSE, 6.2.2 Simulation der Versorgungsdüse mit Steuer- und Haftraum, 6.2.3 Bistabiles WSE mit geöffneten Ausgängen, 6.2.4 Bistabiles WSE mit geschlossenen Ausgängen	
6.3 Änderung der Versorgungsdüsengeometrie	48
6.3.1 Simulation, 6.3.2 Experiment	
6.4 Vereinfachen der Steuerraumgeometrie	51
6.5 Optimierung des Öffnungswinkels der Haftwände	53
6.6 Bistabile Wandstrahlelemente ohne mittlere Ausgleichsöffnung	54
6.6.1 Simulation, 6.6.2 Experiment	
6.7 Kombination mehrerer Änderungen	56

Teil II	Elektro-thermopneumatische Signalwandlung zur Steuerung fluidischer Strahlelemente	57
7	Konzept der Signalwandlung und Herstellung der Bauteile	57
	7.1 Konzept der Signalwandlung, 7.3 Herstellung von Titan-Heizmäandern über Silizium-Ätzgruben in LIGA-Mikrostrukturen	
8	Elektrische, mechanische und thermische Eigenschaften der Heizmäander	60
	8.1 Einführung, 8.2 Spezifischer elektrischer Widerstand, 8.3 Mechanische und thermische Belastbarkeit	
9	Elektro-thermopneumatische Signalwandlung	63
9.1	Einführung	63
9.2	Signalwandlung im geschlossenen Volumen	63
	9.2.1 Versuchsaufbau, 9.2.2 Signalwandlung	
9.3	Signalwandlung in den Steuereingängen fluidischer Strahlelemente	67
10	Elektrisch gesteuerte fluidische Strahlelemente	69
10.1	Einführung	69
10.2	Strahlablelemente	69
10.3	Bistabile Wandstrahlelemente	71
	 Zusammenfassung und Ausblick	 74
11	Zusammenfassung	74
12	Ausblick	76
	 Anhang A Fluidgeschwindigkeit nach Durchlaufen einer Düse	 79
	Anhang B Konstruktionsdaten der fluidischen Strahlelemente	81
	Anhang C Parameter zur Finite-Elemente-Simulation bistabiler Wandstrahlelemente	86
	 Literatur	 87

Liste der häufig verwendeten Symbole

Symbole

Symbol	Einheit	Größe
d	μm	Weite der Versorgungsdüse fluidischer Strahlelemente
D	ms	Zeitdauer elektrischer Signale
h	μm	Höhe fluidischer Strahlelemente
$L = p \cdot Q$	mW	fluidische Leistung (= Überdruck · Normvolumenfluß)
L_{el}	mW	elektrische Leistung (= Spannung · Strom)
n	1	Parameter zum Gitterentwurf für FEM-Rechnungen
p	hPa	Überdruck (Differenzdruck zum Atmosphärendruck)
p^*	hPa	Absolutdruck
Δp	hPa	Differenzdruck zwischen den Steuereingängen oder den Ausgängen
p_v	hPa	Versorgungsdruck
Q	sccm *)	Normvolumenfluß
Q_v	sccm *)	Versorgungsfluß
R	Ω	elektrischer Widerstand eines Titanmäanders
t	ms	Zeit
T	K	Temperatur

*) Der Normvolumenfluß wird hier in Standardkubikzentimeter pro Minute angegeben.

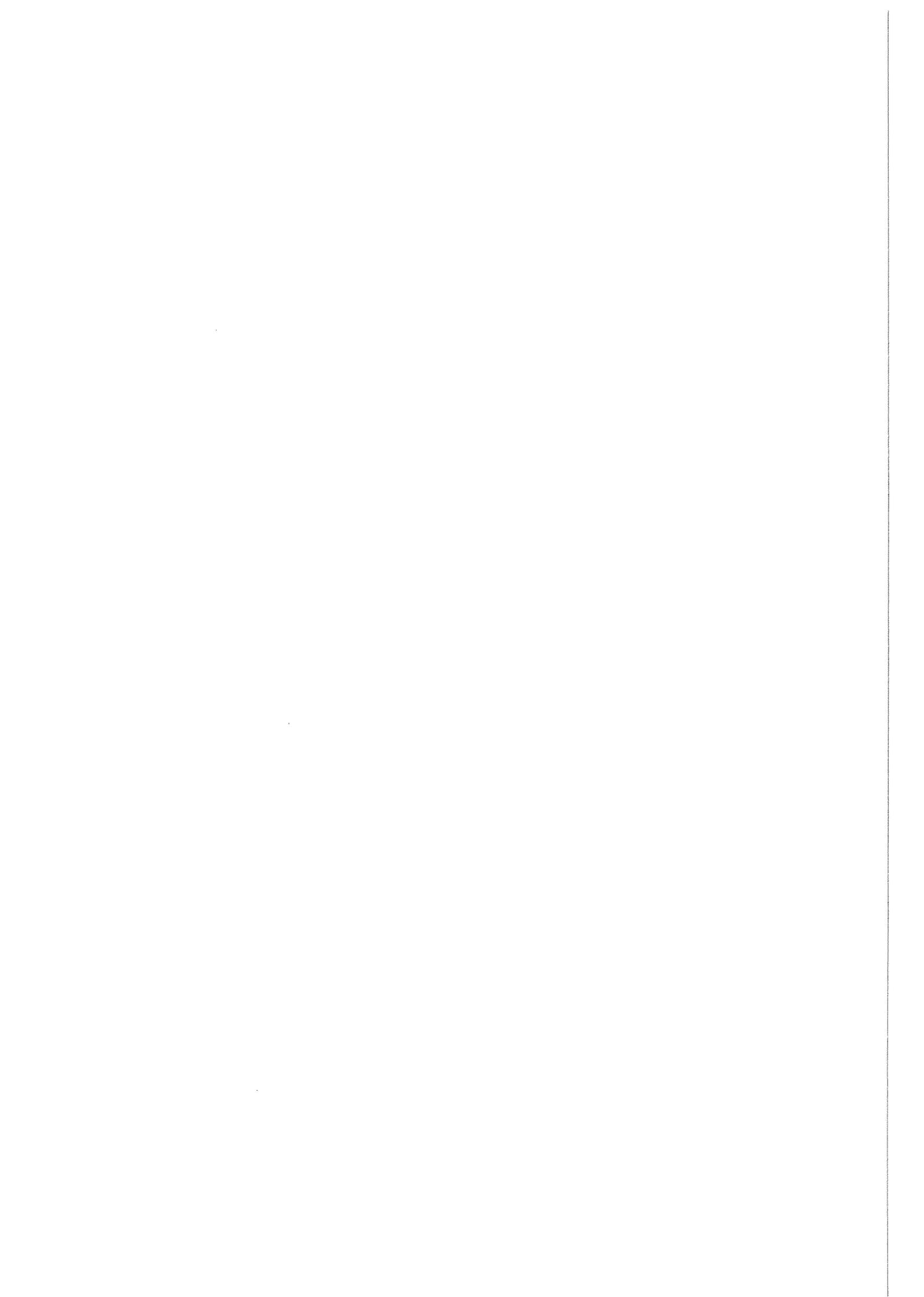
Ein Standardkubikzentimeter ist die Zahl der Teilchen des betrachteten Gases, die bei $T = 273.15 \text{ K}$ und $p^* = 101325 \text{ Pa}$ in einem Kubikzentimeter enthalten ist.

Indizes

v	Versorgungsdüse
e	Steuereingänge
a	Ausgänge

Abkürzungen

WSE	Wandstrahlelement
SAE	Strahlablelement



Einleitung

In fast allen Bereichen des täglichen Lebens hat die Mikroelektronik in den letzten drei Jahrzehnten große Bedeutung erlangt. Beispiele sind die Daten- und Textverarbeitung und die Steuerung und Überwachung von Produktionsabläufen. Voraussetzung für den verbreiteten Einsatz mikroelektronischer Komponenten war eine Steigerung der Leistungsfähigkeit der Bauteile bei gleichzeitiger Reduzierung der Herstellungskosten. Dies wurde durch die parallele Fertigung vieler identischer Bauteile mit immer kleineren Abmessungen auf einem Silizium-Substrat erreicht.

Die Mikroelektronik, die hauptsächlich zur Verarbeitung von Signalen und Daten eingesetzt wird, hat heute einen hohen Entwicklungsstand erreicht. Dagegen ist der Stand der Entwicklung von Sensoren, die physikalische und chemische Größen aus der Umwelt aufnehmen und in elektrische Signale umwandeln und Aktoren, die umgekehrt Stellgrößen ausgeben, nicht mit dem Entwicklungsstand der Mikroelektronik vergleichbar.

Sensoren und Aktoren, die mit feinmechanischen Mitteln hergestellt werden, müssen aufwendig mit mikroelektronischen Komponenten verbunden werden und stellen in vielen Fällen die teuersten und am stärksten leistungsbegrenzenden Komponenten der Gesamtsysteme dar (Brendecke et al. 1986). Die Herstellung leistungsfähiger und kostengünstiger Sensoren und Aktoren ist Ziel der Mikrostrukturtechnik, in welcher Bauteile ähnlich wie in der Mikroelektronik auf einem Substrat mit lithographischen Methoden hergestellt werden (Menz und Bley 1993). Ganze Mikrosysteme, bestehend aus mikromechanischen und mikroelektronischen Komponenten, können in vielen Bereichen der Technik, wie z. B. der Mess-, Regel- und Fertigungstechnik, ihren Einsatz finden. Daneben gibt es in der Medizintechnik, besonders in der minimalinvasiven Therapie, ein großes Anwendungspotential für mikromechanisch gefertigte Bauteile.

Viele Techniken zur Herstellung mikromechanischer Bauteile basieren auf Herstellungsverfahren der Mikroelektronik. Eine Übersicht über die Techniken ist in Heuberger (1991) und Menz und Bley (1993) zu finden. Die meisten mikromechanischen Bauteile werden mit Verfahren der Siliziumtechnologie hergestellt. Dabei sind im wesentlichen drei Verfahren zu unterscheiden, welche unterschiedliche Bauteilhöhen erlauben. Das erste Verfahren ist das isotrope, naßchemische Ätzen von Polysiliziumschichten. Damit werden Bauteile mit beliebigen lateralen Geometrien und Höhen bis zu einigen Mikrometern hergestellt. Bauteile mit Höhen bis zu einigen zehn Mikrometern und freier lateraler Geometrie werden mit dem zweiten Verfahren, dem anisotropen Ionenätzverfahren hergestellt. Das dritte Verfahren ist das anisotrope, naßchemische Ätzen von einkristallinem Silizium; dabei können Bauteile mit Höhen bis zu einigen hundert Mikrometern hergestellt werden, allerdings ist die mögliche Geometrie der Bauteile durch die Kristallstruktur des Silizium stark eingeschränkt.

Ein weiteres wichtiges Verfahren ist das am Kernforschungszentrum Karlsruhe entwickelte LIGA-Verfahren (Becker und Ehrfeld 1987), welches eine Kombination aus Lithographie,

Galvanik und Abformung ist. Es erlaubt die Herstellung von Bauteilen mit Höhen bis zu einigen hundert Mikrometern bei freier lateraler Geometrie und mit charakteristischen Abmessungen bis unter einem Mikrometer. Die Bauteile können aus Kunststoff und verschiedenen Metallen hergestellt werden.

Mit den beschriebenen Verfahren zur Herstellung von Mikrobauteilen wurden viele Komponenten aus den Bereichen der Sensorik und der Aktorik hergestellt. Eine Übersicht über die große Zahl der Mikrosensoren ist in Muller et al. (1991) zu finden. Beispiele leistungsfähiger Mikroaktoren gibt es allerdings noch wenige, da Bauteile mit kleinen Abmessungen im Prinzip nur kleine Kräfte erzeugen können. Eine Möglichkeit zur Erzeugung von dennoch relativ großen Kräften bieten Mikroaktoren, die auf fluidischen Prinzipien beruhen (Trimmer 1989). Der Einsatz der Mikrofluidtechnik ist aus verschiedenen Gründen von großem Interesse. Zum einen kann fluidische Leistung einfach durch Kanäle weitergeleitet werden, und es können verschiedene Komponenten ohne großen Aufwand zu einem Gesamtsystem verbunden werden. Desweiteren läßt die mögliche, relativ hohe Leistungsdichte von Fluiden darauf hoffen, einen großen Bereich von Antriebsbewegungen und -kräften in Mikrobauteilen realisieren zu können. Zusätzlich bieten elektronisch steuerbare mikrofluidische Komponenten die Möglichkeit, Schnittstellen zwischen Mikroelektronik und makroskopischer Fluidtechnik zu realisieren (Schwarz et al. 1992).

Als Komponenten der fluidischen Mikroaktuatorik werden heute hauptsächlich Mikroventile und Mikropumpen hergestellt (Benecke und Petzold 1992). Einige Komponenten sind relativ preiswert käuflich, wie z. B. in Siliziumtechnik hergestellte Mikroventile für Gase (Euro Sensor 1993, Redwood Microsystems 1993). Weitere Beispiele der fluidischen Mikroaktuatorik sind mikrofluidische Strahlelemente, die zur Steuerung von Fluidströmen dienen können (Gravesen et al. 1993).

In den Strahlelementen tritt aus einer Düse ein Fluidstrahl in einen Freiraum oder eine Kammer und trifft in eine oder mehrere Auffangdüsen, die wiederum mit Fluidleitungen verbunden sind. Das Ausgangssignal der Elemente kann durch fluidische Steuersignale beeinflusst werden, viele Elemente haben dadurch Verstärkereigenschaften. Fluidische Strahlelemente wurden erstmals 1960 von den Diamond Ordnance Fuze Laboratories (Washington) vorgestellt. Dabei stieß die Tatsache, daß die Elemente ohne bewegliche Teile auskommen, auf großes Interesse (Kirshner und Katz 1975). Es gibt verschiedene Typen fluidischer Strahlelemente, z. B. das Strahlablenelement und das bistabile Wandstrahlelement (Kirshner und Katz 1975, Rechten 1976). Bei einem Strahlablenelement wird ein Hauptstrahl durch einen seitlichen Steuerstrahl abgelenkt; es hat die Funktion eines fluidischen Proportionalverstärkers. Ein bistabiles Wandstrahlelement ist ein fluidisches Flip Flop. In dem Element haftet ein Hauptstrahl aufgrund des Coanda-Effektes an einer von zwei Haftwänden und kann durch einen kurzzeitigen, seitlichen Steuerstrahl von einer Position in die andere geschaltet werden. Die physikalischen Grundlagen der fluidischen Strahlelemente sind schon seit längerem bekannt, z. B. wurde der Hafteffekt von Fluidstrahlen etwa 1930

von dem Rumänen Coanda in Frankreich untersucht, war aber auch schon weitaus früher bekannt (Rechten 1976).

Zum Betrieb solcher Elemente werden als Fluide sowohl Flüssigkeiten wie Wasser, als auch Gase eingesetzt. Elemente mit kleinen Dimensionen werden vorwiegend mit Gas betrieben, da die relativ große Zähigkeit von Flüssigkeiten im Vergleich zu der von Gasen einen hohen Betriebsdruck notwendig macht.

Zur Charakterisierung der Dimensionen fluidischer Strahlelemente ist die Weite der Hauptdüse geeignet. Mit konventionellen Herstellungstechniken wurden Elemente mit Düsenweiten von einigen Zentimetern hergestellt. Spezielle Wirbelkammerelemente, die als fluidische Dioden dienen, werden in der Wassertechnik mit Düsenweiten bis zu 0.25 m benutzt (Töpfer und Schwarz 1988). Wandstrahlelemente mit Düsenweiten von 0.1 mm wurden aus geätzten und gestapelten Metallfolien von Rechten (1973) hergestellt und untersucht. Fluidische Strahlelemente in Mikrotechnik sind, nach Wissen des Autors, bis jetzt nur an einem Beispiel vorgestellt worden. Zdeblick et al. (1988) haben mit einem anisotropen Ionenätzverfahren Strahlablelemente in Silizium hergestellt und mit Stickstoff als Fluid betrieben. Die Düsenweite und die Höhe der Elemente betrug dabei etwa 35 µm.

Das LIGA-Verfahren ist zur Herstellung miniaturisierter fluidischer Strahlelemente gut geeignet. Zum einen können durch die lateral freie Formgebung die Strömungskanäle und Kammern so konstruiert werden, daß keine scharfen Kanten und abrupte Übergänge vorhanden sind, an denen Turbulenzen die Bauteileigenschaften nachteilig beeinflussen. Zum anderen ist der Einfluß der Reibung an den Deckplatten bei großer Elementhöhe relativ gering. Das LIGA-Verfahren wurde ursprünglich zur Herstellung miniaturisierter Trenndüsen zur Urananreicherung entwickelt (Becker und Ehrfeld 1987). In den Trenndüsen strömt Helium mit einem Uranhexafluoridanteil durch eine gekrümmte Düse, so daß sich aufgrund der Zentrifugalkräfte die unterschiedlich schweren Uranisotope entmischen. Aus wirtschaftlichen Gründen mußten die Trenndüsen möglichst klein sein; dies führte zur Entwicklung des LIGA-Verfahrens.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, mit dem LIGA-Verfahren miniaturisierte fluidische Strahlelemente herzustellen und eine integrierte elektrische Steuerung der Elemente zu realisieren. Die elektrisch gesteuerten Elemente stellen Steuerelemente für Fluidströme dar, mit denen Mikroaktoren betrieben werden können. Die Elemente können zum einen Komponenten eines komplexen Mikrosystemes bilden oder auch allgemein als Schnittstelle zwischen Mikroelektronik und Fluidtechnik verwendet werden.

Als fluidische Strahlelemente werden Proportionalverstärker und Flip Flops untersucht. Der Schwerpunkt der Untersuchungen liegt auf den Flip Flops, da bei diesen Elementen das Ausgangssignal nach der elektrischen Ansteuerung stabil bleibt und somit eine einfache Steuerung von Mikroaktoren, z. B. Mikrohubzylindern, erlaubt. Das Ausgangssignal der elektrisch gesteuerten Proportionalverstärker hängt dagegen stetig vom Steuersignal ab. Um mit diesen Elementen z. B. einen Mikrohubzylinder anzusteuern, müßte das Steuersignal über

längere Zeit angelegt werden. Deshalb kann der Proportionalverstärker nur in Spezialfällen zur Ansteuerung von Mikroaktoren verwendet werden. In der vorliegenden Arbeit wird der Proportionalverstärker zur Untersuchung der Signalwandlung verwendet.

Es wird zuerst die prinzipielle Funktion fluidisch gesteuerter Elemente in LIGA-Technik nachgewiesen und ihre Eigenschaften werden bestimmt. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Teil I dargestellt. Erste miniaturisierte Proportionalverstärker und Flip Flops werden entworfen, hergestellt und ihre Eigenschaften beim Betrieb mit Gasen untersucht. Im Einzelnen wird bei den Proportionalverstärkern der Arbeitsbereich und die Verstärkung bestimmt. Bei der Untersuchung der Flip Flops wird der Stabilitätsbereich, d. h. der Bereich der Strahlgeschwindigkeit, bei dem das bistabile Verhalten auftritt, bestimmt. Ebenso werden der Steuerdruck zum Schalten des Strahles und der erreichbare Ausgangsdruck gemessen.

Mit Finite-Elemente-Rechnungen wird die Geometrie der ersten Entwürfe der Flip Flops so optimiert, daß ein möglichst großer Ausgangsdruck bei kleinem Steuerdruck und geringen Reibungsverlusten erreicht wird. Dazu wird zuerst die erzielbare Übereinstimmung der Simulationen zu experimentellen Messungen bestimmt und dann der Einfluß konkreter Geometrieänderungen numerisch untersucht. Anhand der Ergebnisse werden Elemente mit veränderter Geometrie und verbesserten Eigenschaften hergestellt.

Nach der Entwicklung pneumatisch gesteuerter Strahlelemente wird die Steuerung der Elemente mit elektrischen Signalen untersucht; die Ergebnisse dazu beschreibt Teil II der vorliegenden Arbeit. Die Steuerung erfolgt über die elektrische Aufheizung eines freitragenden Mäanders, der ihn umgebendes Gas aufheizt und so einen Druckpuls erzeugt. Dieser Druckpuls ersetzt das ursprünglich rein pneumatische Steuersignal. Die Integration der freitragenden Mäander in eine PMMA-Mikrostruktur wird durch eine Kombination der LIGA-Technik mit einem Silizium-Ätzverfahren realisiert. Zur Beurteilung der Effektivität der Signalwandlung wird zuerst die elektrisch-thermisch-pneumatische Signalwandlung getrennt von den fluidischen Strahlelementen untersucht. Danach wird die Signalwandlungskette in den Steuereingängen der Elemente realisiert und die Eigenschaften der elektrisch gesteuerten Elemente werden untersucht.

Teil I Pneumatisch gesteuerte fluidische Strahlelemente in LIGA-Technik

1 Funktionsweise fluidischer Strahlelemente

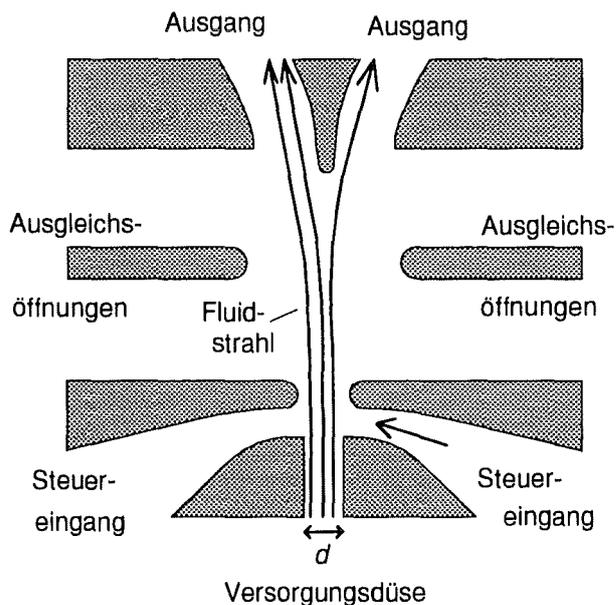
1.1 Strahlablelemente und bistabile Wandstrahlelemente

Die in dieser Arbeit untersuchten Strahlablelemente und bistabilen Wandstrahlelemente haben eine Struktur, die als zweidimensional bezeichnet werden kann. Ein wesentlicher Bestandteil der Elemente ist eine Versorgungsdüse, an die auf der einen Seite ein Versorgungsdruck angelegt wird und dadurch auf der anderen Seite der Hauptstrahl austritt. Diese Versorgungsdüse hat am Ausgang eine Weite d , zu der alle funktionellen Teile des Elementes in einem festen Verhältnis stehen. Deshalb ist die Weite d eine charakteristische Größe, die die Gesamtdimension eines Elementes mit Ausnahme der Fluidzuführungen bestimmt.

Das Prinzip eines Strahlablelementes (SAE) zeigt Abb. 1-1. Aus der Versorgungsdüse tritt ein Fluidstrahl in einen Freiraum. Der Strahl durchläuft diesen Raum, trifft auf die beiden Ausgänge und wird durch einen Keil zwischen den beiden Ausgängen gleichmäßig aufgeteilt. Sind die beiden Ausgänge geschlossen, so baut der Strahl in beiden Ausgängen den gleichen Druck auf; der Differenzdruck Δp_a zwischen den beiden Ausgängen ist gleich Null. Ist zwischen den beiden Steuereingängen ein Differenzdruck Δp_e vorhanden, so wird der Hauptstrahl abgelenkt und zwischen den beiden geschlossenen Ausgängen ist ein Druck $\Delta p_a \neq 0$ zu beobachten.

Der Ausgangsdifferenzdruck Δp_a hängt in einem bestimmten Bereich linear vom Eingangsdifferenzdruck Δp_e ab. In der Regel ist die Proportionalitätskonstante größer als eins, so daß

Abb. 1-1. Prinzip eines Strahlablelementes (SAE).



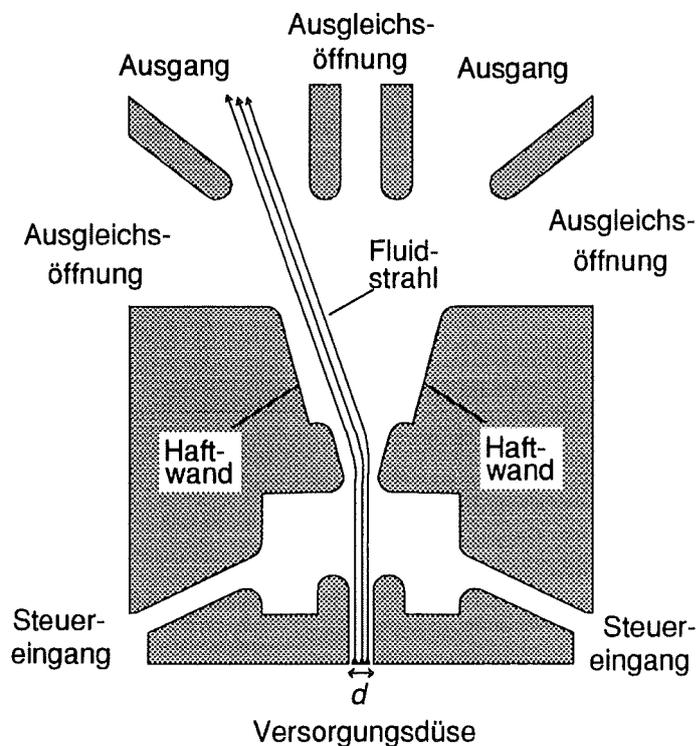
eine Verstärkung der Druckdifferenz auftritt. Ein Strahlablenelement ist dann ein fluidischer Proportionalverstärker.

Damit bei geschlossenen Ausgängen das Fluid abfließen kann, sind Ausgleichsöffnungen zur Atmosphäre vorhanden. Im Bereich dieser Ausgleichsöffnungen sind Blenden eingefügt, die die Bildung von Wirbeln verhindern und damit unerwünschte Effekte wie z. B. Hystereseeffekte unterdrücken.

In bistabilen Wandstrahlelementen (WSE), siehe Abb. 1-2, tritt aus der Versorgungsdüse ein Fluidstrahl in eine Kammer aus und reißt aufgrund der Viskosität des Fluides weiteres Fluid aus der Umgebung mit sich. Anders als beim Strahlablenelement ist der Strahlverlauf beim bistabilen Wandstrahlelement durch Wände beschränkt; im wesentlichen durch die zwei Haftwände in Abb. 1-2. Ist der Strahl einer dieser beiden Haftwände zugeneigt, so kann aufgrund der begrenzenden Haftwand auf der einen Seite nicht soviel Fluid nachströmen, wie der Strahl mit sich reißt. Zwischen dem Fluidstrahl und der Haftwand bildet sich ein Unterdruck aus, der den Strahl an die Haftwand zieht, so daß er dort haftet. Diesen Hafteffekt bezeichnet man als Coanda-Effekt. Anfangs sind beide Haftwände gleichberechtigt. Der Strahl wird sich allerdings sofort durch kleine Fluktuationen einer der beiden Wände zuneigen und dann an dieser Wand haften.

Der haftende Strahl kann durch Anlegen eines Druckes einer bestimmten Minimaldauer an den entsprechenden Steuereingang von einer Position in die andere geschaltet werden. Nach

Abb. 1-2. Prinzip eines bistabilen Wandstrahlelementes (WSE);
Haften eines Fluidstrahles durch den Coanda-Effekt.



dem Schalten haftet er an der anderen Wand, auch wenn der Steuerdruck wieder zurückgesetzt wird. Ein bistabiles Wandstrahlelement hat damit die Funktion eines fluidischen Flip-Flops.

Entsprechend den beiden Strahlpositionen sind Ausgangsöffnungen angebracht. Bei geschlossenen Ausgangsöffnungen wird in dem Ausgang, in den der Strahl trifft, ein Druck aufgebaut, während im anderen Ausgang der Druck gleich Null ist. Damit bei geschlossenen Ausgängen das Fluid abfließen kann und die Strahlposition stabil bleibt, sind Ausgleichsöffnungen angebracht, die zur Atmosphäre offen sind.

1.2 Miniaturisierung fluidischer Strahlelemente

Zur Herstellung miniaturisierter fluidischer Strahlelemente kann man auf die Ergebnisse zurückgreifen, die bei Untersuchungen makroskopischer Elemente gewonnen wurden. Sie sind z. B. in Kirshner und Katz (1975) und Rechten (1976) beschrieben. Die Strömung innerhalb der Elemente wird durch die Reynoldszahl Re und die Machzahl M des Fluidstrahles am Ende der Versorgungsdüse charakterisiert. Es ist

$$Re = \frac{d \cdot \bar{v} \cdot \rho}{\eta} \quad (1-1)$$

$$M = \frac{\bar{v}}{v_s} \quad (1-2)$$

d - charakteristische Dimension

\bar{v} - mittlere Geschwindigkeit des Fluidstrahles

ρ - Dichte des Fluides

η - dynamische Zähigkeit des Fluides

v_s - Schallgeschwindigkeit im Fluid

Elemente unterschiedlicher Skalierung besitzen ähnliche Eigenschaften, wenn sie bei gleicher Reynoldszahl betrieben werden. Die charakteristische Dimension der Reynoldszahl ist in der Regel die Düsenweite d , manche Autoren benutzen aber auch die Elementhöhe (Cycon und Schaffer 1982).

Unter der Annahme der Skalierbarkeit bei gleicher Reynoldszahl ergibt sich, daß durch Verkleinern der Elementdimensionen der zum Betrieb benötigte Versorgungsdruck und damit die Versorgungsleistung ansteigen. Aufgrund der höheren Strahlgeschwindigkeit und der kleineren Dimension sinken die Ansprechzeiten; bei miniaturisierten fluidischen Strahlelementen erwartet man also kleinere Schaltzeiten als bei makroskopischen Elementen. Sind die Dimensionen der Elemente zu klein, so gibt es allerdings Einschränkungen. Da die Strahlgeschwindigkeit sehr groß wird, muß als weitere Kennzahl die Machzahl

betrachtet werden; bei einer Machzahl größer als etwa 0.2 ist keine exakte mechanische Ähnlichkeit mehr vorhanden (Glättli 1965). Daneben spielt auch das Aspektverhältniss (=Elementhöhe/Düsenweite) eine große Rolle; eine Vergrößerung des Aspektverhältnisses verbessert die Stabilitätseigenschaften (Rechten 1973).

Eine weitere Größe, die bei einer Verkleinerung fluidischer Strahlelemente betrachtet werden muß, ist die Viskosität des Fluides. Wegen der wesentlich größeren Viskosität von Flüssigkeiten als von Gasen (dynamische Viskosität von Wasser:dynamische Viskosität von Luft = 55:1) wird beim Betrieb von Elementen mit Flüssigkeiten ein wesentlich größerer Versorgungsdruck als beim Betrieb mit Gasen benötigt. Verkleinert man nun die Elementdimensionen, so kann der Versorgungsdruck beim Betrieb der Elemente mit Flüssigkeiten schon bei Düsenweiten von einigen 10 µm im Bereich von einigen 10 bar liegen, während er beim Betrieb mit Gas im Bereich von etwa 1 bar liegt (unter der Annahme der Ähnlichkeit bei gleicher Reynoldszahl). In der vorliegenden Arbeit werden ausschließlich Gase zum Betrieb der Elemente benutzt.

2 Herstellung fluidischer Strahlelemente mit der LIGA-Technik

2.1 Das LIGA-Verfahren

Das LIGA-Verfahren ist ein Verfahren zur Herstellung von Mikrostrukturen mit einer Kombination aus Lithographie, Galvanik und Abformung (Becker und Ehrfeld 1978). Anhand von Abb. 2-1 wird die Herstellung von Kunststoffstrukturen mit diesem Verfahren beschrieben.

Aus den Konstruktionsdaten der herzustellenden Mikrostruktur wird mit Hilfe der Elektronenstrahl- und der Röntgenlithographie eine Maske erzeugt. Die Maske besteht aus einer Membran, auf die Absorberstrukturen aufgebracht sind. Die Membran ist durchlässig für Röntgenstrahlung, während das Absorbermaterial aufgrund seiner hohen Ordnungszahl Röntgenstrahlung stark absorbiert.

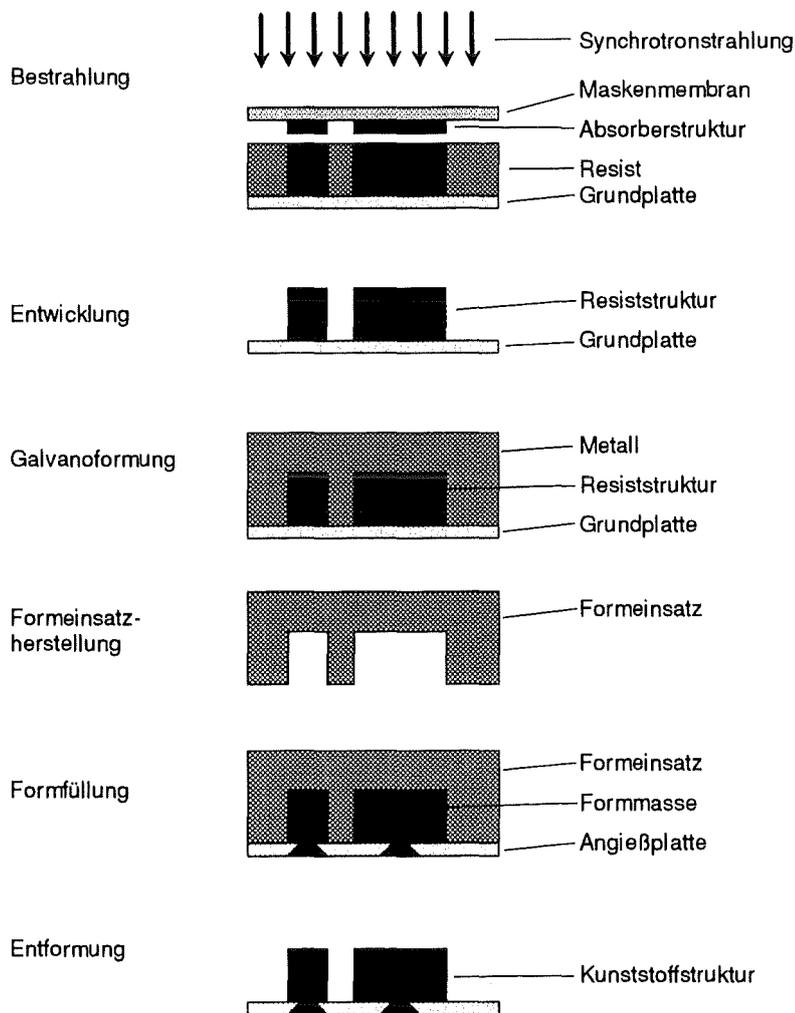


Abb. 2-1. Herstellung von Kunststoffstrukturen mit dem LIGA-Verfahren.

Mit sehr paralleler und energiereicher Synchrotronstrahlung wird durch die Maske eine Schicht aus strahlungsempfindlichen Kunststoff (Resist) bestrahlt. Als Resist wird Polymethylmethacrylat (PMMA) verwendet, welches auf einer metallischen Grundplatte aufgebracht ist und eine Höhe von mehreren hundert Mikrometern besitzen kann. In den bestrahlten Bereichen ist die Löslichkeit des Resists in einem geeigneten Lösungsmittel um einige Größenordnungen erhöht, so daß er an diesen Stellen entfernt werden kann (Entwicklung). Das Verfahren der Bestrahlung des Resists und der anschließenden Entwicklung wird als Röntgentiefenlithographie bezeichnet.

Im nächsten Schritt werden die Zwischenräume dieser "Primärstruktur" galvanisch mit Metall aufgefüllt, wobei die Grundplatte als Elektrode benutzt wird. Nach der Entfernung des Resists erhält man eine metallische Struktur, die als Formeinsetzung verwendet werden kann, um eine Massenfertigung der Mikrostruktur mit Hilfe verschiedener Abformtechniken zu ermöglichen.

Die in Kunststoff gefertigten Strukturen können schon das Endprodukt darstellen. Man kann aber die entstandene Kunststoffstruktur selbst wieder galvanisch auffüllen und erhält somit metallische Endprodukte als Komplement der Kunststoffstruktur.

In der vorliegenden Arbeit werden direkt die durch Röntgentiefenlithographie hergestellten PMMA-Strukturen verwendet. Es wird keine Galvanoformung durchgeführt, so daß die Grundplatte nicht aus Metall sein muß oder auch ganz entfallen kann. Die hier untersuchten fluidischen Strahlelemente werden sowohl auf Keramikplatten und Siliziumwafern, als auch ohne Grundplatte (freitragend) hergestellt. Im letzten Fall müssen die Elemente eine zusammenhängende Struktur besitzen, um nicht in einzelne Teile zu zerfallen.

2.2 Konstruktion der Elemente

Der Entwurf von Strahlableitern erfolgt anhand typischer Geometrien makroskopischer Elemente, die in Cycon und Schaffer (1982) beschrieben sind. In Abb. 2-2 ist das gesamte Element und eine Vergrößerung des Innenbereiches abgebildet (in Anhang B sind die genauen Konstruktionszeichnungen zu finden). Die Düsenweite des entworfenen Strahlableiters beträgt $d = 50.0 \mu\text{m}$, die Gesamtabmessung beträgt etwa $6 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$. Den größten Teil des Entwurfes nehmen Fluidführungen ein, die vom Zentrum des Elementes nach außen führen, um eine Verbindung der Mikrostruktur mit makroskopischen Kanülen und Schläuchen zu ermöglichen.

Bistabile Wandstrahlelemente werden in einer Zusammenarbeit mit Schwarz (1991b) entworfen. Die Grundlage der Elemente bildet dabei die Geometrie von Elementen aus König und Lang (1972). Die Elemente werden in zwei verschiedenen Größen hergestellt und als Typ A und Typ B bezeichnet (die genauen Konstruktionszeichnungen sind in Anhang B zu finden). Die Düsenweite des Elementes vom Typ A beträgt $d = 28.0 \mu\text{m}$; der Entwurf ist in

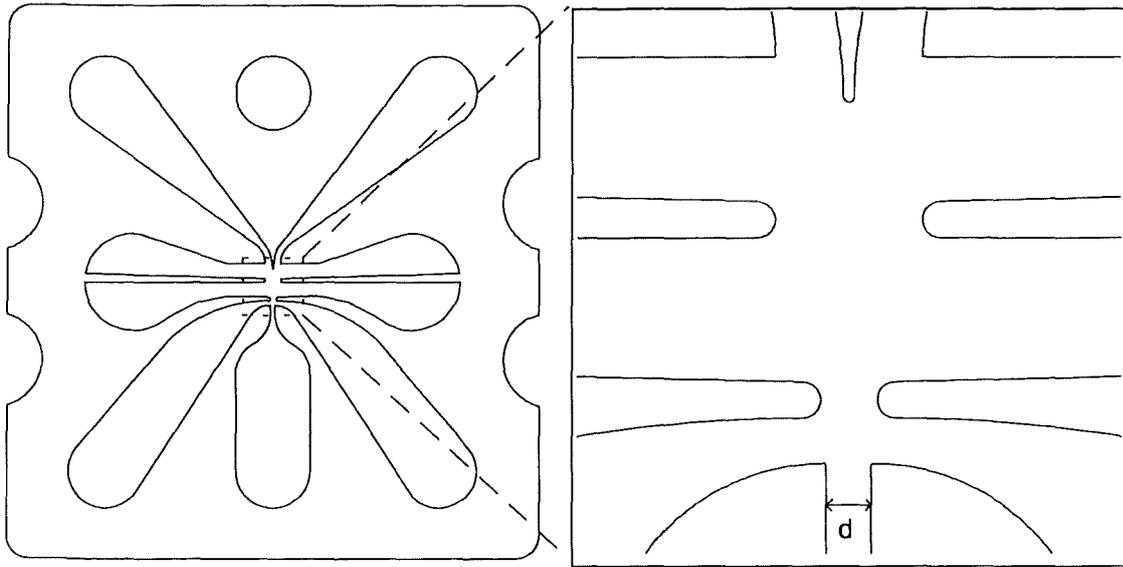


Abb. 2-2. Entwurf des SAE, Gesamtansicht und Innenbereich
(Elementabmessungen: 5.75 mm x 6.00 mm, Düsenweite $d = 50.0 \mu\text{m}$)

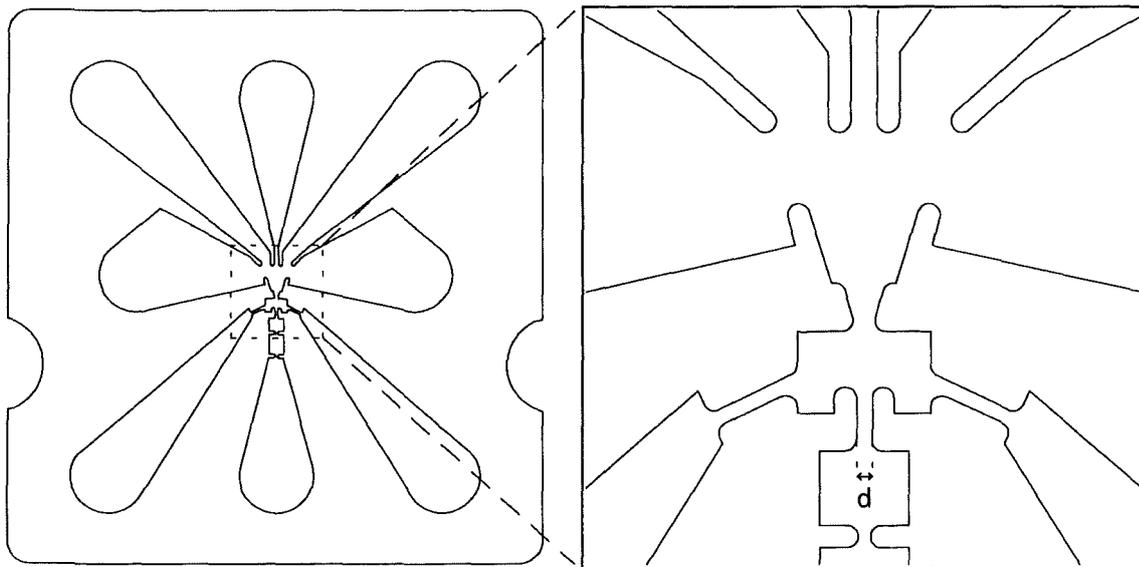


Abb. 2-3. Entwurf des bistabilen WSE Typ A, Gesamtansicht und Innenbereich
(Elementabmessung: 5.75 mm x 6.00 mm, Düsenweite $d = 28.0 \mu\text{m}$).

Abb. 2-3 zu sehen. Beim Element vom Typ B ist der Innenbereich des Typ A um einen Faktor 1.8 skaliert und es hat eine Düsenweite $d = 50.0 \mu\text{m}$. Die Gesamtabmessungen beider Elemente betragen hier wie beim Strahlablenkelement etwa 6 mm x 6 mm. Den Großteil des Elementes nehmen auch hier die Fluidführungen für die Anschlußtechnik ein.

Die entworfenen bistabilen Wandstrahlelemente unterscheiden sich in ihren Geometrien von Elementen, wie sie z. B. in Rechten (1976) beschrieben sind. Alternativ zu einer

kontinuierlichen Versorgungsdüse, wie sie auch bei den Strahlablenkerelementen vorhanden ist, ist hier eine Düse mit Blendenstruktur vorhanden. Die Haftwände der hier entworfenen Elemente sind gestuft, um die Haftung des Fluidstrahles zu verbessern (König und Lang 1972).

2.3 Hergestellte fluidische Strahlelemente

Nach dem oben beschriebenen Verfahren werden Elemente aus Kunststoff in verschiedenen Höhen $h = 80 \dots 500 \mu\text{m}$ hergestellt. In Abb. 2-4 ist eine Rasterelektronenmikroskop(REM)-Aufnahme des Innenbereiches eines Strahlablenkerelementes einer Höhe $h = 500 \mu\text{m}$ zu sehen. Die Düsenweite des Elementes beträgt hier $d = 55 \mu\text{m}$, das sind 10 % mehr als bei der Konstruktion festgelegt wurde.

Abbildung 2-5 zeigt eine REM-Aufnahme eines bistabilen Wandstrahlelementes Typ A, mit einer Höhe $h = 500 \mu\text{m}$. Hier ist die Düsenweite von $d = 28 \mu\text{m}$ in der Konstruktion auf $d = 32 \mu\text{m}$ vergrößert.

Die hier beobachtete Maßabweichung tritt bei der Röntgentiefenlithographie auf. Durch thermische Effekte bei der Bestrahlung mit Synchrotronstrahlung und der Entwicklung des Resists sind die aus dem PMMA herausgelösten Bereiche größer als die entsprechenden Bereiche auf der Maske. Diese Maßabweichung kann durch einen Maßvorhalt bei der Konstruktion der Mikrostrukturen korrigiert werden (Kowanz und Ehrfeld 1991).

Die hergestellten fluidischen Strahlelemente weisen in den Düsenweiten Abweichungen von $4 \mu\text{m}$ bis $11 \mu\text{m}$ auf. Dabei sind die Düsenweiten auf der Seite des Resists, die der Synchrotronstrahlungsquelle zugewandt ist, größer als auf der anderen Seite. Die beobachteten Maßabweichungen sind zwar relativ groß, doch es zeigt sich, daß dadurch die wesentliche Funktion der Elemente nicht beeinträchtigt wird. Deshalb wird auf eine Herstellung von Elementen, bei deren Konstruktion ein Maßvorhalt berücksichtigt ist, verzichtet. Für die folgenden Untersuchungen wird immer der Mittelwert der Düsenweite benutzt.

Abb. 2-4. REM-Aufnahme eines SAE aus PMMA, hergestellt mittels Röntgentiefenlithographie (Innenbereich, $d = 55 \mu\text{m}$, $h = 500 \mu\text{m}$).

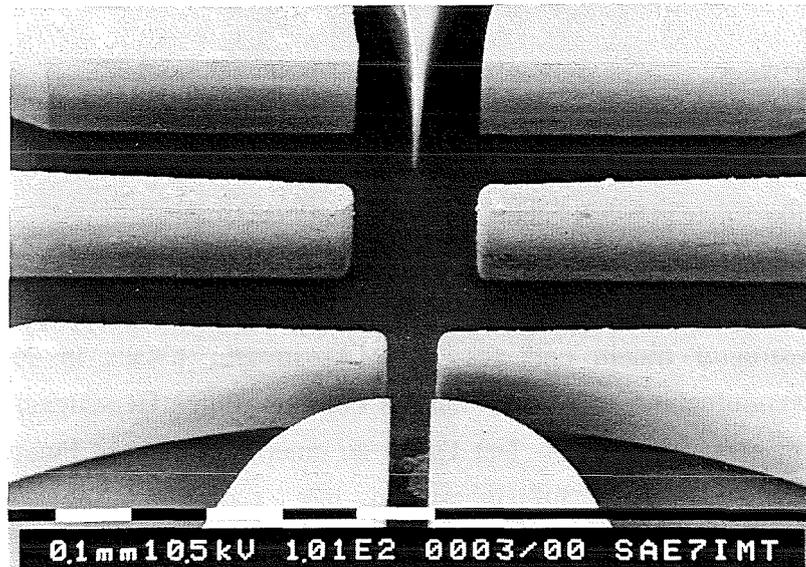
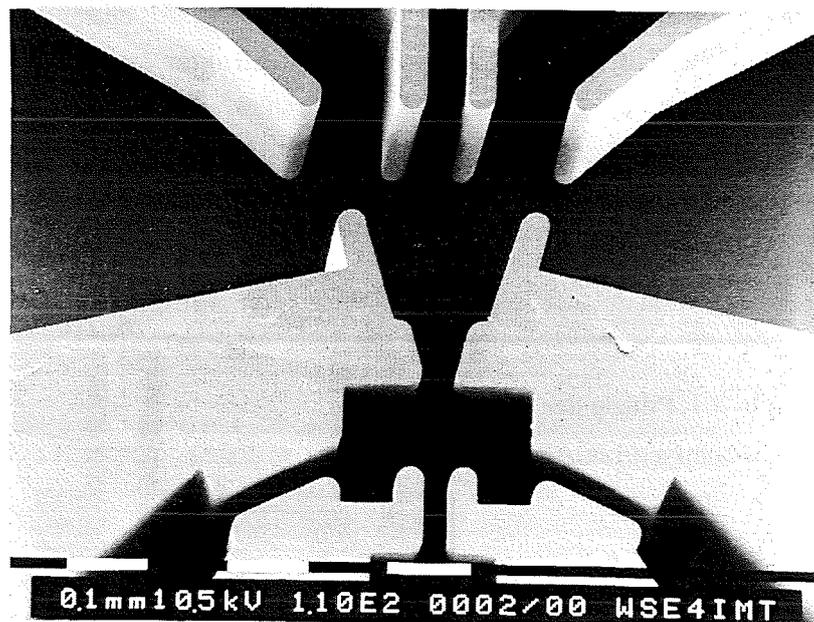


Abb. 2-5. REM-Aufnahme eines bistabilen WSE Typ A aus PMMA, hergestellt mittels Röntgentiefenlithographie (Innenbereich, $d = 32 \mu\text{m}$, $h = 500 \mu\text{m}$).



3 Anschlußtechnik zum Betrieb miniaturisierter fluidischer Strahlelemente

3.1 Prinzip

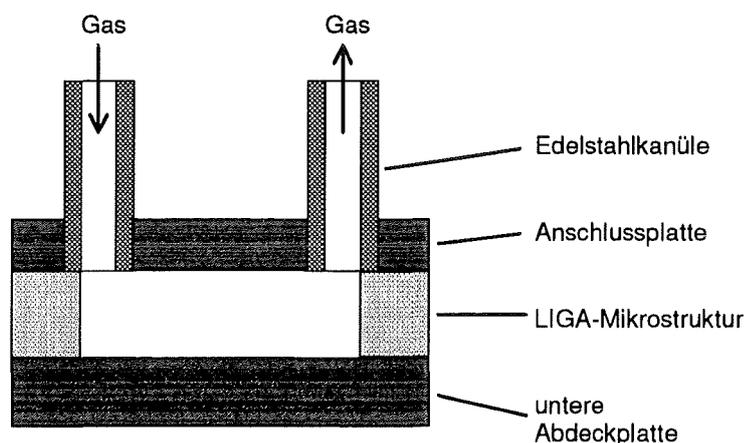
Zum Betreiben fluidischen Strahlelemente wird Gas (z. B. Stickstoff) aus einer Druckflasche benutzt. Alle Gase, die in die fluidischen Strahlelemente hineinfließen, werden mit einem Submikrofilter gefiltert (siehe auch Kap. 3.4).

Das Gas wird über Schläuche mit einem Innendurchmesser von minimal 3 mm zur Mikrostruktur geleitet. Mit thermischen Flußmessern wird der Normvolumenfluß in die Mikrostruktur hinein und aus der Mikrostruktur hinaus in sccm^{*)} gemessen. Je nach Meßwertempfänger kann der Fluß mit einer absoluten Genauigkeit von einigen sccm bis zu 1 sccm gemessen werden. Der Druck an einem bestimmten Punkt der Zuführung wird mit piezoresistiven Druckaufnehmern in hPa gemessen. Die gemessenen Drücke sind Differenzdrücke zum Atmosphärendruck. Je nach Druckaufnehmer sind sie mit einer Genauigkeit von einigen hPa bis zu 0.1 hPa bestimmbar.

Die Druckaufnehmer sind immer zwischen dem Flußmesser und der Mikrostruktur eingefügt, damit ein Druckabfall am Flußmesser die Druckmessung nicht verfälscht. Die Länge des Schlauches zwischen Druckaufnehmer und Mikrostruktur beträgt maximal 0.5 m.

Die eigentliche Zufuhr von Gas auf die Mikrostruktur erfolgt über eine Anschlußplatte aus Messing (Abb. 3-1), in welche Edelstahlkanülen eingebracht sind, die wiederum mit den Schläuchen verbunden sind. Die LIGA-Struktur ist zwischen die Anschlußplatte und eine weitere, untere Abdeckplatte gepreßt. Diese untere Abdeckplatte kann auch das Substrat aus

Abb. 3-1. Prinzip der Gaszufuhr auf LIGA-Mikrostrukturen.



^{*)} 1 sccm = 1 Standardkubikzentimeter pro Minute; 1 Standardkubikzentimeter ist die Teilchenzahl, die in einem Kubikzentimeter bei $T = 273.15 \text{ K}$ und $p^* = 101325 \text{ Pa}$ enthalten ist.

Keramik oder Silizium sein. Der Anpressdruck beträgt etwa 0.5 MPa. Die Edelstahlkanülen haben einen Innendurchmesser von 0.8 mm und eine Länge von 30 mm. Es sind acht Kanülen auf einer Fläche von etwa 6 mm x 6 mm untergebracht. Die Anschlußplatte wird mit Paßstiften so zur LIGA-Struktur justiert, daß die Kanülen direkt über den Fluidführungen in der LIGA-Struktur liegen (vgl. Abb. 2-2 und Abb. 2-3).

3.2 Leckrate und Druckabfall an den Zuführungen

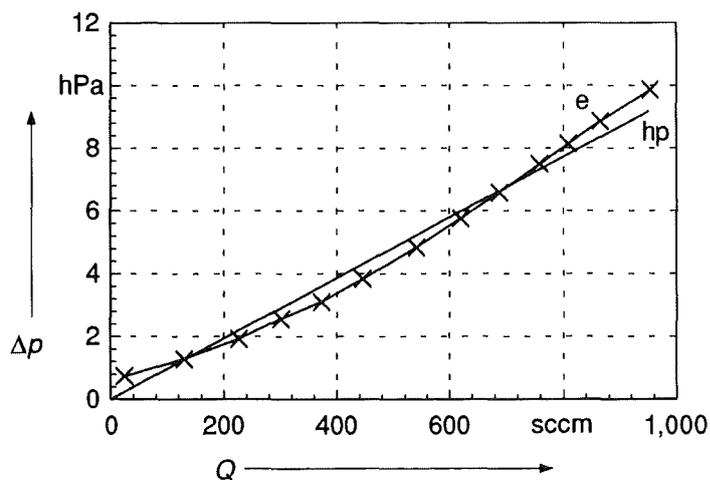
Prinzipiell können die Fluß- und Druckmessungen durch zwei Effekte verfälscht werden. Zum einen kann zwischen der Anschluß- bzw. Abdeckplatte und der LIGA-Struktur ein Leckfluß nach außen fließen, da die Abdeckplatte nur trocken auf die Mikrostruktur gepreßt wird. Desweiteren ist beim Betrieb ein Druckabfall an den Fluidzuführungen vorhanden, so daß ein größerer Druck gemessen wird, als an der Mikrostruktur anliegt.

Um den Leckfluß gering zu halten, werden die Anschlußplatte und die untere Abdeckplatte poliergefräst, so daß sie eine Rauigkeit von unter 0.1 µm besitzen. Die hergestellten PMMA-Mikrostrukturen haben etwa die gleiche Rauigkeit. Der Leckfluß, der vorhanden ist, wenn ein Druck $p = 1000$ hPa an einer Zuführung anliegt und alle anderen Anschlüsse verschlossen sind, beträgt etwa 1.0 sccm. Er liegt damit in der gleichen Größenordnung wie die Meßgenauigkeit und wird in der vorliegenden Arbeit vernachlässigt.

Der Druckabfall Δp an einer Zuleitung, bestehend aus Schlauch und Edelstahlkanüle, ist in Abhängigkeit vom Durchfluß Q in Abb. 3-2 dargestellt (Kurve e). Das Ende der Edelstahlkanüle liegt bei dieser Messung auf Atmosphärendruck ($p^* = 1013$ hPa).

Der gemessene Druckabfall kann sehr gut mit dem Hagen-Poiseuilleschen Gesetz beschrieben werden. Das Gesetz gilt für laminare Strömungen, also für Strömungen mit einer Reynoldszahl kleiner als etwa 2300 (Reynoldskriterium, Schaedel 1979). In der Kanüle, wo die größte Reynoldszahl erwartet wird, beträgt diese für einen Fluß $Q = 1000$ sccm etwa 1900

Abb. 3-2. Druckabfall Δp an einer Zuführung (e- experimentell ermittelte Werte, hp- Hagen-Poiseuillesches Gesetz für eine Kanüle).



(nach Gl. (1-1), (A-6) und (A-7)), d. h. es liegt sowohl in der Kanüle als auch im Schlauch eine laminare Strömung vor. Es gilt also:

$$\Delta p = \frac{8 \cdot \dot{M} \cdot \eta \cdot l}{\pi \cdot \rho \cdot R^4} \quad (3-1)$$

Δp - Druckdifferenz ($\Delta p \ll p^*$)

\dot{M} - Massenfluß

η - dynamische Zähigkeit ($17.8 \cdot 10^{-6}$ Pa·s)

l - Rohrlänge

ρ - Dichte (1.17 kg/m^3 bei Atmosphärendruck)

R - Rohrradius

Der größte Druckabfall ist in den Edelstahlkanülen vorhanden, da der Radius einer Fluidleitung mit der vierten Potenz in den Druckabfall eingeht, während die Leitungslänge nur linear eingeht. Der nach Gl. (3-1) berechnete Druckabfall an einer Kanüle ist in Abb. 3-2 als Gerade eingetragen (Kurve hp). Man sieht, daß dieser den Druckabfall an der gesamten Zuführung bestimmt.

Beim Betrieb der Elemente ist zu beachten, daß bei einer Erhöhung des Absolutdruckes über den Atmosphärendruck $p^* = 1013 \text{ hPa}$ die Dichte ρ des Fluides größer wird (Gl. A-2) und damit der Druckabfall kleiner ist, als in Abb. 3-2 dargestellt. Bei einem typischen Versorgungsfluß $Q_v = 120 \text{ sccm}$ und einem Versorgungsdruck $p_v = 300 \text{ hPa}$ beträgt der Druckabfall weniger als 1 hPa . Deshalb wird er bei den hier durchgeführten Untersuchungen vernachlässigt.

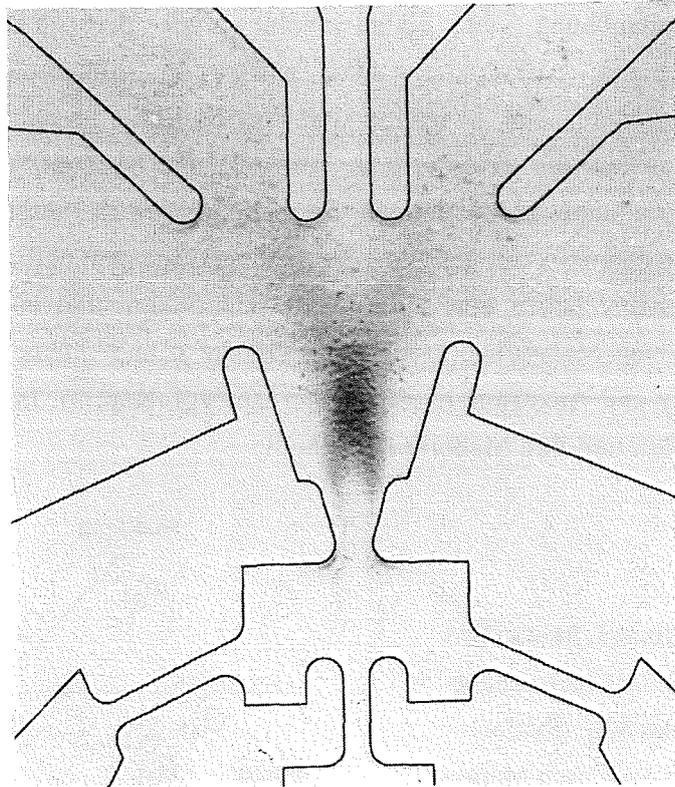
3.3 Filtern der Gase

Alle Gase, die in die Mikrostruktur fließen, werden mit einem Submikrofilter gefiltert, um eine Verstopfung der Mikrostrukturen durch Schmutzteilchen zu verhindern. Um zu untersuchen, wie empfindlich die Elemente auf Verschmutzungen sind, wird ein freitragendes bistabiles Wandstrahlelement (Typ B) aus PMMA etwa 35 h mit ungefiltertem Stickstoff betrieben. Danach wird das bistabile Wandstrahlelement entfernt und die untere Abdeckplatte (Plexiglas) untersucht. In Abb. 3-3 ist ein Foto der Abdeckplatte zu sehen, eingezeichnet sind die Konturen des Wandstrahlelementes. Man sieht, wie sich zwischen den Haftwänden Schmutz abgelagert hat. Dieser Schmutz beeinträchtigt zwar die Funktion des Elementes in diesem Stadium nicht, kann aber bei längeren Betriebszeiten zu wesentlichen Änderungen des Betriebsverhaltens führen (Hazard 1968).

Zusätzlich zum Submikrofilter sind in den Zuleitungen kurz vor der Anschlussplatte Grobfilter mit einer Porenweite von $25 \mu\text{m}$ eingefügt. Diese Filter halten Späne u. ä. zurück,

die beim Schneiden der Schläuche entstehen oder als Abrieb der verwendeten Pneumatik-Verbindungsstücke vorhanden sind. Der Druckabfall an diesen Filtern liegt im ähnlichen Bereich wie der an den Kanülen. Bei einem Fluß von 1000 sccm beträgt er weniger als 10 hPa und wird deshalb vernachlässigt.

Abb. 3-3. Verschmutzung der unteren Abdeckplatte eines bistabilen WSE Typ B, nach ca. 35h Betrieb mit ungefiltertem Stickstoff.



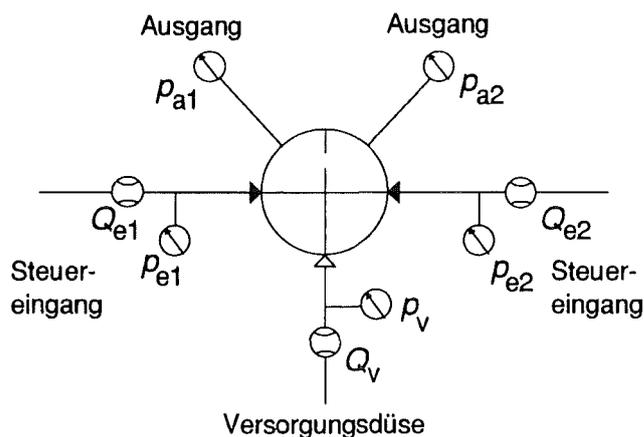
4 Strahlblenkelemente (SAE)

4.1 Einführung

In diesem Kapitel werden die pneumatischen Eigenschaften eines Strahlblenkelementes (SAE) beim Betrieb mit Stickstoff untersucht. Die Strahlblenkelemente werden in Kap. 10.2 zur Untersuchung der Signalwandlung bei der elektrischen Steuerung fluidischer Strahlelemente verwendet. Die elektrische Steuerung erfolgt bei geschlossenen Steuereingängen. Die Ausgänge sind dort ebenfalls geschlossen, da allein die vorhandenen Drucksensoren die erforderliche Ansprechzeit besitzen, um den zeitlichen Verlauf des Ausgangssignales zu bestimmen. Deshalb werden in diesem Kapitel die Eigenschaften der Elemente ebenfalls mit geschlossenen Steuereingängen und Ausgängen bestimmt.

Die Elemente haben eine Düsenweite $d = 58 \mu\text{m}$ und eine Höhe $h = 250 \mu\text{m}$. Mit dem vorhandenen Meßaufbau können die Drücke p und Flüsse Q an bzw. in die verschiedenen Eingänge und Ausgänge bestimmt werden (vgl. Kap. 3). In Abb. 4-1 sind die verschiedenen Meßgrößen und ihre Meßorte dargestellt.

Abb. 4-1. Meßgrößen bei der Untersuchung eines SAE (Symbol des SAE nach Multrus (1970)).



4.2 Eigenschaften der Versorgungsdüse

Zunächst wird die Kennlinie der Versorgungsdüse, d. h. der Versorgungsfluß Q_v in Abhängigkeit vom Versorgungsdruck p_v bestimmt, um daraus die Geschwindigkeit des Hauptstrahles zu berechnen. Die gemessene Versorgungskennlinie ist in Abb. 4-2 dargestellt. Durch die Viskosität des Fluides hat der Strahl ein Saugvermögen, welches in den geschlossenen Steuereingängen einen Unterdruck p_e erzeugt. Der Unterdruck p_e ist proportional zu p_v und hat einen Betrag von ca. 8 % des Versorgungsdruckes.

Aus dem Versorgungsfluß Q_v wird die mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeit \bar{v} nach Gl. (A-6, A-7) berechnet, sie ist in Abb. 4-3 in Abhängigkeit von p_v dargestellt. Dort ist zusätzlich die Geschwindigkeit eingezeichnet, die, nach dem Energiesatz, ein reibungsfreies Fluid hat, wenn es die Druckdifferenz $p_v - p_e$ durchläuft (Symbol E, Gl. A-4). Die gemessenen Geschwindigkeiten erreichen ca. 70-80 % der Werte nach dem Energiesatz.

Abb. 4-2. Versorgungskennlinie des SAE
($d = 58 \mu\text{m}$,
 $h = 250 \mu\text{m}$).

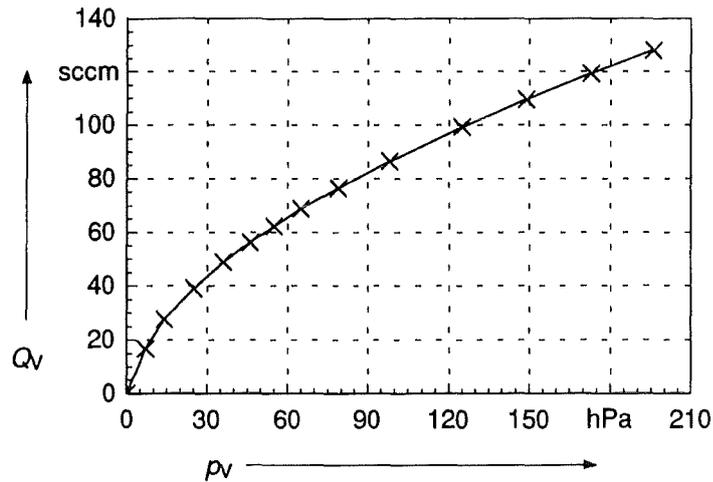
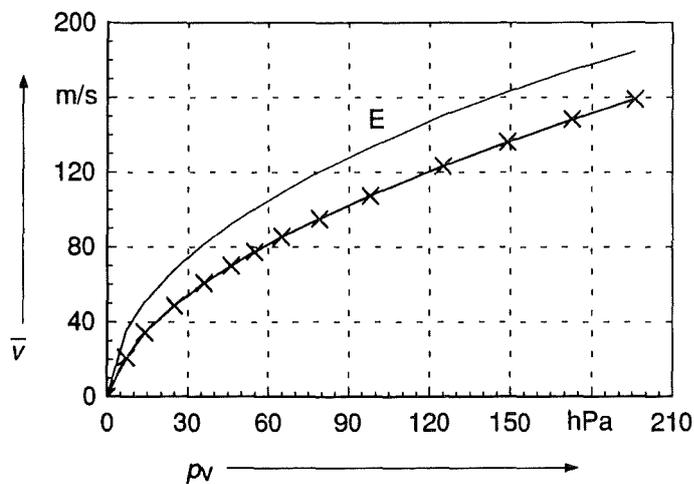


Abb. 4-3. Mittlere Strahlaustrittsgeschwindigkeit \bar{v} beim SAE
(E- Energiesatz,
 $d = 58 \mu\text{m}$,
 $h = 250 \mu\text{m}$).



Die mittlere Geschwindigkeit des Strahles hat bei $p_v = 20 \text{ hPa}$ einen Wert $\bar{v} = 45 \text{ m/s}$. Die Zeit T_d , die eine Störung braucht, um sich vom Austritt des Steuereinganges bis zum Keil zwischen den beiden Ausgängen fortzupflanzen, ist durch $T_d = 2 \cdot \frac{\Delta x}{\bar{v}}$ gegeben (Δx - Abstand zwischen Ausgang der Versorgungsdüse und Ausgangskeil, Cycon und Schaffer 1982). Hier ist $T_d = 18 \mu\text{s}$ (mit $\Delta x = 400 \mu\text{m}$). Bei höherem Versorgungsdruck verringert sich T_d , z. B. $T_d = 5 \mu\text{s}$ für $p_v = 200 \text{ hPa}$. Die Zeitdauer T_d bestimmt u. a. die Bandbreite der Strahlablenkelemente bei einem dynamischen Betrieb. Neben T_d müssen dann noch die Signallaufzeiten durch die Steuereingänge und Ausgänge berücksichtigt werden.

4.3 Druckverstärkung

Die eigentliche Funktion des Strahlablenkelementes als Differenzdruckverstärker wird nun untersucht. Dazu wird zuerst bei festem Versorgungsdruck an einem der beiden Steuereingänge ein Druck p_e angelegt und variiert, und es wird sowohl der Differenzdruck $\Delta p_e = p_{e1} - p_{e2}$ zwischen den beiden Steuereingängen als auch der Differenzdruck

$\Delta p_a = p_{a2} - p_{a1}$ zwischen den beiden Ausgängen gemessen. Danach wird am anderen Steuereingang der Druck p_e angelegt und variiert, und es werden ebenso Δp_e und Δp_a gemessen.

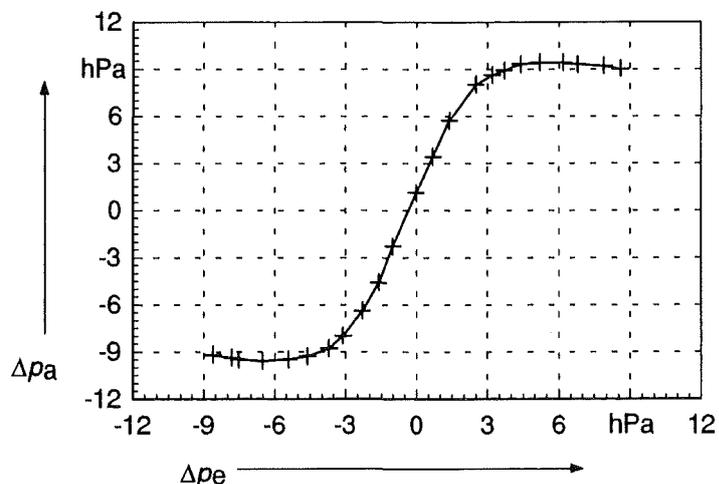
Es zeigt sich, daß für Versorgungsdrücke $p_v > 20$ hPa Schwingungen im Ausgangssignal zu beobachten sind, die wahrscheinlich durch Turbulenzen am Keil zwischen den beiden Ausgangsöffnungen (vgl. Abb. 2-2) verursacht werden. Der Keil hat bei der Konstruktion einen Verrundungsradius von $6 \mu\text{m}$. Durch die Maßabweichungen (vgl. Kap. 2) ist in den hergestellten Strukturen eine Spitze vorhanden, welche bei hohen Strahlgeschwindigkeiten Turbulenzen verursachen kann. Dadurch ist der Arbeitsbereich der hier untersuchten Elemente stark eingeschränkt. Prinzipiell kann er durch die Herstellung von Elementen mit einem verrundeten Keil vergrößert werden. In Kapitel 10 zeigt sich jedoch, daß ein Betrieb bei $p_v = 20$ hPa ausreichend für die Untersuchung der elektrischen Steuerung der Elemente ist.

Die Druckverstärkungskennlinie für $p_v = 20$ hPa ist in Abb. 4-4 dargestellt. Man sieht einen kleinen Offset von $\Delta p_a = 1$ hPa bei $\Delta p_e = 0$. Dieser Offset ist wahrscheinlich durch die bei der Herstellung auftretende Maßabweichung (vgl. Kap. 2) verursacht, da schon kleinste Ungenauigkeiten bei der Herstellung große Auswirkungen auf den Offset haben können (Cycon und Schaffer 1982).

Im Bereich $|\Delta p_e| < 2$ hPa ist der Verlauf der Kennlinie etwa linear; der Verstärkungsfaktor $V = \frac{d(\Delta p_a)}{d(\Delta p_e)}$ beträgt dort $V = 3.5$. Dieser Wert entspricht in etwa der Verstärkung makroskopischer Elemente (Cycon und Schaffer 1982). Dort werden Werte bis zu $V = 8$ erreicht; die Werte sind aber stark von der Strahlgeschwindigkeit abhängig.

Der Ausgangsdruck Δp_a überschreitet ein Minimum bzw. Maximum von ± 9.5 hPa nicht. Bei Drücken $|\Delta p_e| > 2$ hPa wird der Fluidstrahl zu stark abgelenkt und trifft weniger in die Ausgangsöffnungen. Das führt dazu, daß für $|\Delta p_e| > 6$ hPa der Betrag des Ausgangsdruckes $|\Delta p_a|$ mit wachsendem $|\Delta p_e|$ wieder abnimmt.

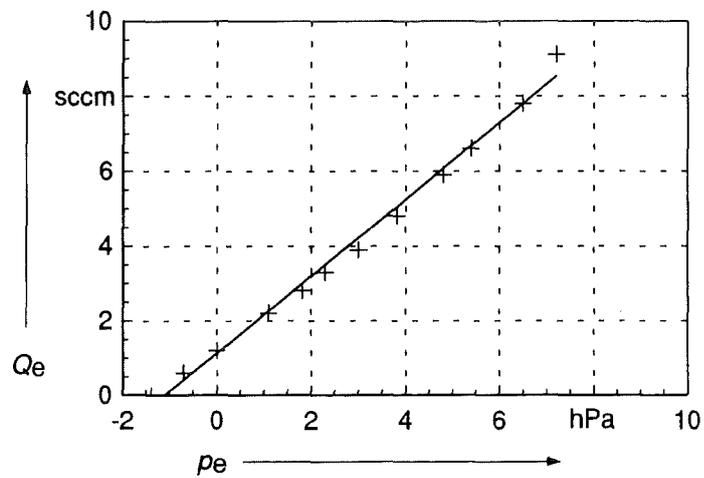
Abb. 4-4. Druckverstärkungskennlinie des SAE ($d = 58 \mu\text{m}$, $h = 250 \mu\text{m}$, $p_v = 20$ hPa).



4.4 Eigenschaften der Steuereingänge

Für die Realisierung der elektro-thermopneumatischen Signalwandlungskette ist die Kennlinie der Steuereingänge von Bedeutung. Die Signalwandlung (Kap. 10) erfolgt in den Fluidführungen der Steuereingänge des Strahlablenkelementes. Es wird ein Druckpuls erzeugt und es fließt Gas durch den Steuereingang ab. Der maximal erzeugbare Druck in dem Volumen ist im Prinzip durch die Kennlinie der Steuereingänge bestimmbar. Die Kennlinie, d. h. der Steuerfluß Q_e in Abhängigkeit vom Steuerdruck p_e , ist in Abb. 4-5 für $p_v = 20$ hPa dargestellt; sie hat einen linearen Verlauf. Für eine einfache Berechnung der Vorgänge bei der Signalwandlung kann der differentielle Eingangswiderstand $R_e = \frac{dp_e}{dQ_e}$ bei $Q_e = 0$ verwendet werden, er beträgt hier etwa $R_e = 0.97$ hPa/sccm.

Abb. 4-5. Kennlinie des Steuereinganges des SAE
($p_v = 20$ hPa,
 $d = 58 \mu\text{m}$,
 $h = 250 \mu\text{m}$).



5 Bistabile Wandstrahlelemente (WSE)

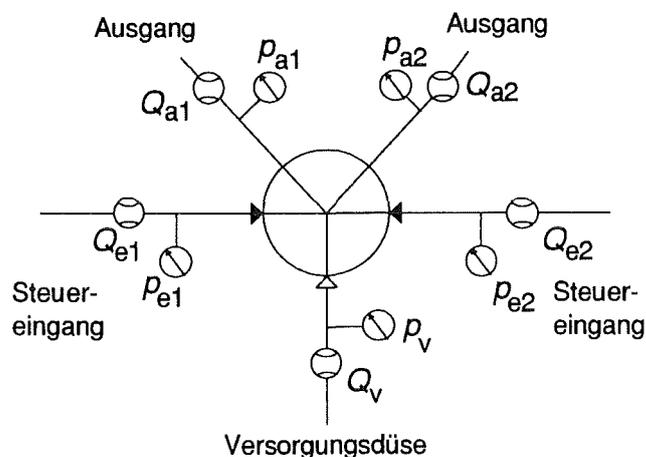
5.1 Eigenschaften eines bistabilen WSE

5.1.1 Einführung

In diesem Kapitel werden die Eigenschaften eines pneumatisch gesteuerten bistabilen Wandstrahlelementes (WSE) vom Typ A untersucht. Die Elemente sollen als Steuerelemente für Fluidströme dienen, und es soll in Kap. 10.3 eine elektrische Steuerung der Elemente realisiert werden. Die elektrische Steuerung erfolgt bei geschlossenen Steuereingängen, hier werden die Eigenschaften sowohl bei geschlossenen als auch bei geöffneten Steuereingängen bestimmt. Da die Elemente für die Ansteuerung eines Mikroaktors dienen sollen, müssen auch die Eigenschaften der Ausgänge bei verschiedenen Abschlüssen untersucht werden.

Für die Untersuchungen wird in diesem Kapitel eine Element einer Höhe $h = 500 \mu\text{m}$ und einer Düsenweite $d = 32 \mu\text{m}$ mit Stickstoff betrieben. In Abb. 5-1 sind die Meßgrößen und ihre Meßorte dargestellt. Im Einzelnen werden die Eigenschaften der Versorgungsdüse, das bistabile Verhalten und die Eigenschaften der Steuereingänge und der Ausgänge untersucht. Die wesentlichen Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Vollmer et. al. (1993a und 1993b) veröffentlicht.

Abb. 5-1. Meßgrößen bei der Untersuchung eines bistabilen WSE (Symbol des bistabilen WSE nach Multrus (1970)).



5.1.2 Kennlinie der Versorgungsdüse

Es wird zuerst die Kennlinie der Versorgungsdüse, d. h. der Versorgungsfluß Q_v in Abhängigkeit vom Versorgungsdruck p_v bestimmt, um daraus die mittlere Strahlaustrittsgeschwindigkeit zu bestimmen. Bei festem p_v ist der Fluß Q_v unabhängig von der Beschaltung der Ausgänge, hängt aber von der Beschaltung der Steuereingänge ab. Z. B. beträgt er bei $p_v = 300 \text{ hPa}$ und geöffneten Steuereingängen $Q_v = 106 \text{ sccm}$, während er bei geschlossenen Steuereingängen $Q_v = 110 \text{ sccm}$ beträgt. Dies kann durch das Saugvermögen des Hauptstrahles erklärt werden. Durch Schließen der Steuereingänge bildet sich aufgrund

des Saugvermögens am Düsenausgang ein vom Betrag größerer Unterdruck als bei geöffneten Steuereingängen aus. Dadurch erhöht sich das Druckgefälle, welches der Strahl durchläuft und damit auch der Fluß. Der Unterdruck, der sich in den geschlossenen Steuereingängen ausbildet, beträgt $p_e \approx -0.12 \cdot p_v$.

Die gemessene Kennlinie $Q_v(p_v)$ für geöffnete Steuereingänge ist in Abb. 5-2 dargestellt. Aus dem Fluß wird nach Gl. A-6 und Gl. A-7 die mittlere Strahlaustrittsgeschwindigkeit \bar{v} berechnet, sie ist in Abb. 5-3 zu sehen. Dort ist zusätzlich die Geschwindigkeit eingetragen, die der Strahl nach dem Energiesatz hat, wenn die innere Reibung des Fluides vernachlässigt wird (Symbol E, nach Gl. A-5). Die experimentell ermittelten Geschwindigkeiten betragen etwa 55 ... 65 % der maximal erreichbaren Geschwindigkeit, also weniger als beim Strahlablelement. Der Unterschied ist durch die unterschiedliche Düsenform und die unterschiedlichen Abmessungen zu erklären.

Abb. 5-2. Versorgungskennlinie des bistabilen WSE ($d = 32 \mu\text{m}$, $h = 500 \mu\text{m}$).

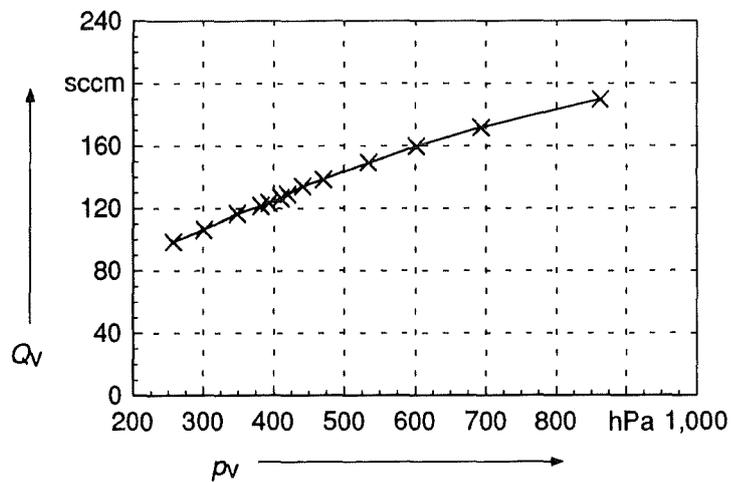
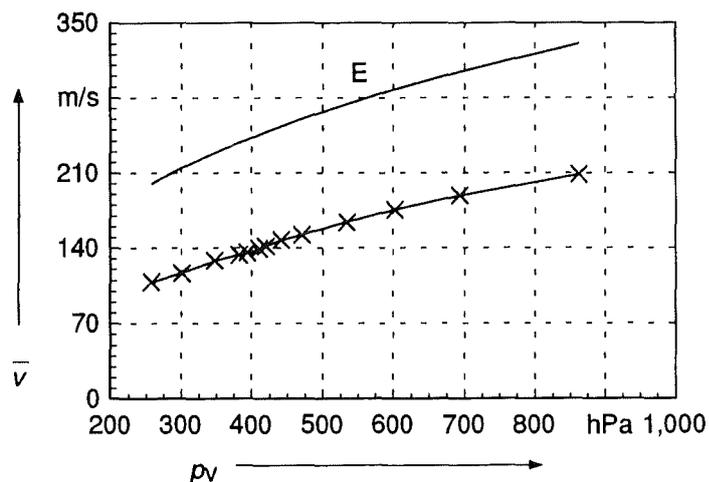


Abb. 5-3. Mittlere Strahlaustrittsgeschwindigkeit \bar{v} beim bistabilen WSE (E- Energiesatz, $d = 32 \mu\text{m}$, $h = 500 \mu\text{m}$).



5.1.3 Stabilitätsdruck

In diesem Kapitel wird das bistabile Verhalten des Elementes untersucht. Dazu wird der Versorgungsdruck p_v langsam erhöht, und bei geöffneten Steuereingängen und geschlossenen Ausgängen werden die Ausgangsdrücke p_{a1} und p_{a2} an den beiden Ausgängen gemessen. Anhand von Abb. 5-4 werden die Beobachtungen beschrieben.

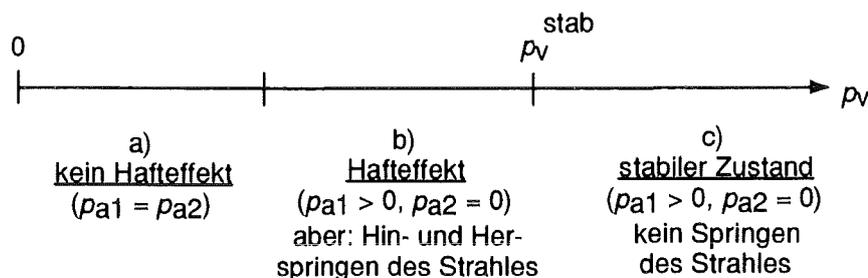


Abb. 5-4. Haften des Strahles im bistabilen WSE bei Erhöhen des Versorgungsdruckes p_v .

Bei kleinem Versorgungsdruck wird in beiden Ausgängen der gleiche Ausgangsdruck gemessen, es ist kein Haften des Strahles zu beobachten (a). Erst ab einem bestimmten Wert von p_v ist an einem Ausgang ein Druck $p_{a1} > 0$ zu beobachten, während am anderen Ausgang der Druck etwa Null ist; der Strahl haftet an einer der beiden Haftwände (b). Allerdings ist der Zustand noch nicht stabil, der Strahl springt in Abständen von etwa 1 s von einer Haftwand zur anderen.

Ein stabiler Zustand, bei dem der Strahl nicht mehr springt, ist erst ab einem Druck p_v^{stab} vorhanden (c). Beim bistabilen WSE Typ A ist $p_v^{\text{stab}} = 260 \pm 10$ hPa ($d = 32$ μm , $h = 502$ μm). Der Wert p_v^{stab} ist innerhalb des Fehlers von 10 hPa unabhängig von der Beschaltung der Steuereingänge und Ausgänge. Die Obergrenze des Stabilitätsbereiches liegt etwa bei $p_v = 4000$ hPa (Füner 1994).

5.1.4 Schaltverhalten und Eigenschaften der Steuereingänge

Im stabilen Bereich kann der Strahl durch Anlegen eines entsprechenden Steuerdruckes von einer stabilen Position in die andere geschaltet werden. Das typische Schaltverhalten ist in Abb. 5-5 dargestellt. Bei festem Versorgungsdruck wird der Druck p_e an einem Steuereingang schrittweise variiert, während der andere Steuereingang zur Atmosphäre geöffnet ist. Der Druck p_a am geschlossenen Ausgang diagonal gegenüber dem betrachteten Steuereingang wird gemessen.

In Punkt A haftet der Strahl an der dem Steuereingang benachbarten Wand, der Druck p_a ist etwa Null. Erhöht man p_e , so bleibt p_a zunächst unverändert, bis der Druck $p_e^{S,+}$ erreicht wird (Punkt B). Der Strahl wird nun in die andere Position geschaltet und der Druck im beobachteten Ausgang steigt an (Punkt C). Der Strahl bleibt stabil, auch wenn der

Steuerdruck p_e wieder auf Null gesetzt wird (Punkt D). Er kann durch einen Unterdruck $p_e^{S,-}$ wieder in seine ursprüngliche Position zurückgeschaltet werden (Punkt E und F). Im hier untersuchten Fall sind $p_e^{S,+}$ und $p_e^{S,-}$ vom Betrage gleich. Die Steuerdrücke zum Schalten des Strahles sind unabhängig von der Beschaltung der Ausgänge (bis auf etwa 0.5 hPa genau). Die Schaltzeit, d. h. die Zeit, die der Strahl braucht um von einer stabilen Position in die andere zu gelangen, ist durch die Strahlgeschwindigkeit festgelegt. Diese Zeit beträgt, je nach Abschluß der Ausgänge, bis zum 10fachen der Zeit, die der Strahl braucht, um von der Versorgungsdüse zum Ausgang zu gelangen (Rechten 1976). Bei $p_v = 330$ hPa ist $\bar{v} = 120$ m/s. Mit einer Weglänge von $480 \mu\text{m}$ ist die Schaltzeit also kleiner als $40 \mu\text{s}$. Die Schaltzeit bestimmt zusammen mit der Zeit, die der Druck am Steuereingang braucht, um auf den Wert $p_e^{S,+}$ anzusteigen, die Minimaldauer, die der Schaltdruck anliegen muß.

Wie beim Strahlablenelement wird nun die Kennlinie der Steuereingänge bestimmt, da mit ihr im Prinzip der Vorgänge bei der elektrischen Steuerung des Elementes bestimmt werden können. In einer Messung, wie sie zur Bestimmung des Schaltverhaltens durchgeführt wurde

Abb. 5-5. Schaltverhalten eines bistabilen WSE ($d = 32 \mu\text{m}$, $h = 500 \mu\text{m}$, $p_v = 330$ hPa).

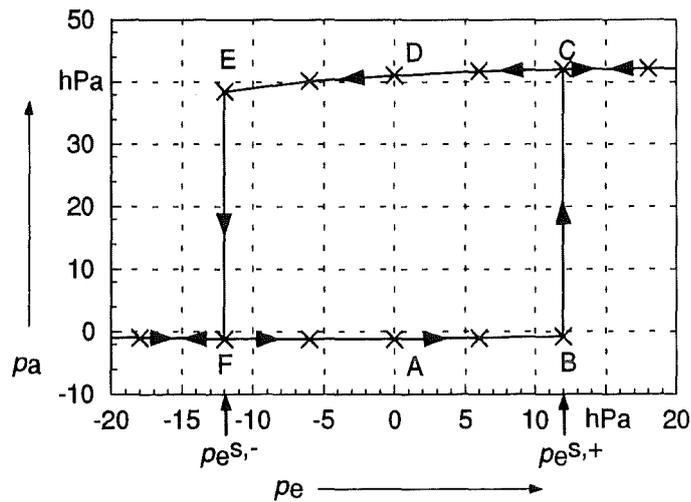
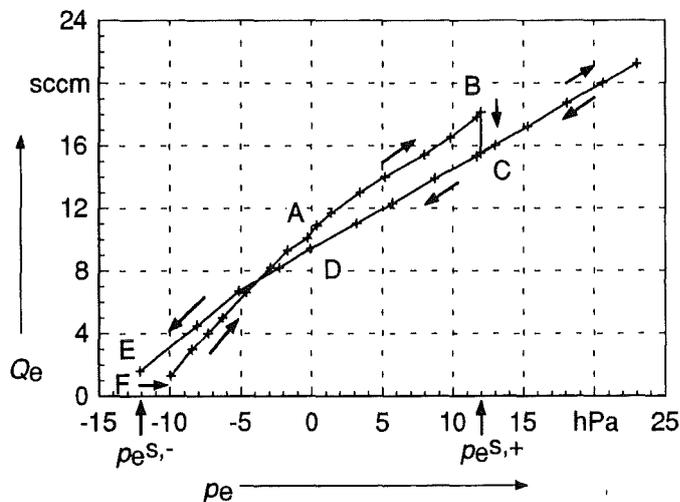


Abb. 5-6. Steuereingangskennlinie eines bistabilen WSE ($d = 32 \mu\text{m}$, $h = 500 \mu\text{m}$, $p_v = 330$ hPa).



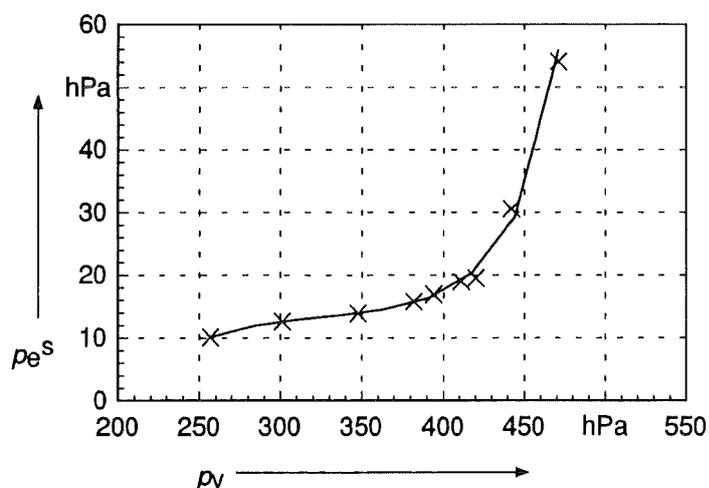
(Abb. 5-5), wird der Fluß Q_e durch einen Steuereingang in Abhängigkeit vom Steuerdruck p_e gemessen. In Abb. 5-6 sind die Ergebnisse dargestellt, die Punkte A ... F entsprechen den Punkten in Abb. 5-5. Beginnend mit Punkt A wird p_e erhöht und es erhöht sich auch Q_e . Am Schalterpunkt $p_e^{S,+}$ verringert sich der Fluß Q_e , da der Strahl sich vom Steuereingang entfernt und weniger Fluid durch den betrachteten Steuereingang ansaugt. Verringert man p_e , so sinkt Q_e . Bei einem Druck $p_e^{S,-}$ schaltet der Strahl wieder in seine ursprüngliche Lage zurück. Auffällig ist das Kreuzen der beiden Linien bei $p_e \approx -4$ hPa, es ist bei typischen Kennlinien makroskopischer Elemente nicht vorhanden (Rechten 1976).

Für eine einfache Berechnung der Vorgänge bei der elektrischen Steuerung kann auch hier der differentielle Eingangswiderstand $R_e = \frac{dp_e}{dQ_e}$ bei $Q_e = 0$ benutzt werden. Er hat in der ansteigenden Kurve einen Wert $R_e = 1.05$ hPa/sccm hat.

Bei der Realisierung der Signalwandlung sind -anders als bei den oben durchgeführten Untersuchungen- beide Steuereingänge geschlossen. Mit dem vorhandenen Meßaufbau kann zwar das Schalten des Strahles durch Anlegen eines Überdruckes an einen Steuereingang erreicht werden, wenn der andere Steuereingang geschlossen ist. Aufgrund von Wechselwirkungen zwischen beiden Steuereingängen kann aber der Schaltdruck nicht exakt bestimmt werden. Es zeigt sich, daß der in diesem Fall bestimmte Schaltdruck weniger als 10 % vom oben bestimmten Schaltdruck abweicht.

Die Abhängigkeit des Schaltdruckes $p_e^{S,+}$ vom Versorgungsdruck p_v ist in Abb. 5-7 für $p_v < 550$ hPa dargestellt. Im folgenden wird er der Einfachheit halber mit p_e^S bezeichnet. Es ist zu erkennen, wie p_e^S mit wachsendem p_v ansteigt, dabei gibt es zwei Bereiche mit unterschiedlicher Steigung von $p_e^S(p_v)$. Das Vorhandensein der zwei Bereiche ist eindeutig auf die Geometrie des Steuerraumes zurückzuführen (vgl. Kap. 6.4).

Abb. 5-7. Steuerdruck p_e^S zum Schalten eines bistabilen WSE ($d = 32 \mu\text{m}$, $h = 500 \mu\text{m}$).



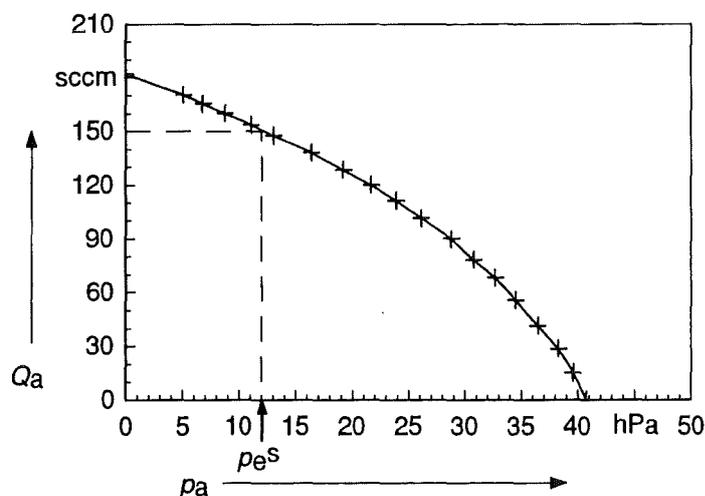
5.1.5 Eigenschaften der Ausgänge

Am beschalteten Ausgang ist je nach angeschlossenem Fluidwiderstand ein Druck p_a und ein Fluß Q_a nutzbar. Am nicht beschalteten, geschlossenen Ausgang ist ein kleiner Unterdruck vorhanden, er beträgt etwa 2-3 % des Druckes am beschalteten Ausgang. Die Werte Q_a , p_a , die sich am beschalteten Ausgang einstellen, stellen die Ausgangskennlinie dar. In Abb. 5-8 ist eine typische Ausgangskennlinie dargestellt. Bei geöffneten Ausgängen fließt ein maximaler Fluß von 182 sccm. Dieser Fluß ist aufgrund des Saugvermögens des Strahles wesentlich größer als der Versorgungsfluß von $Q_v = 112$ sccm. Der Flußrückgewinn beträgt $Q_a^{\max}/Q_v = 160$ %. Der maximale Ausgangsdruck ist bei geschlossenen Ausgängen vorhanden. Er beträgt hier 40.8 hPa, d. h. der Druckrückgewinn ist $p_a^{\max}/p_v = 12$ %. Die hier dargestellte Kennlinie wurde mit geöffneten Steuereingängen bestimmt. Durch Schließen der Steuereingänge verringert sich p_a^{\max} um etwa 20 % und Q_a^{\max} um etwa 10 %.

Man kann aus dieser Ausgangskennlinie zusammen mit der Kennlinie der Steuereingänge (Abb. 5-6) den Fan-out des bistabilen WSE bestimmen. Der Fan-out gibt an, wieviel weitere Elemente ein bistabiles WSE schalten kann. Wird der Ausgang eines Elementes mit den Steuereingängen weiterer Elemente verbunden, so teilt sich der Ausgangsfluß gleichmäßig auf die weiteren Steuereingänge auf. Fordert man, daß am Ausgang eines Elementes noch mindestens der benötigte Steuerdruck p_e^s vorhanden ist, so darf nur ein bestimmter Fluß Q_a^s durch den Ausgang fließen. Nach Abb. 5-6 ist $p_e^s = 12$ hPa, d. h. $Q_a^s = 150$ sccm. Am Schaltpunkt ist der Steuerfluß $Q_e^s = 18$ sccm, d. h. $Q_a^s / Q_e^s = 8.3$. Der Fan-out des untersuchten Elementes ist für $p_v = 300$ hPa gleich acht. Diese Größe ist wichtig, wenn mit diesem Flip-Flop logische Schaltungen realisiert werden.

Der Fan-out hängt wesentlich vom Versorgungsdruck p_v und von der Elementhöhe h ab, da zum einen der Steuerdruck wesentlich von p_v und h abhängt (vgl. Abb. 5-7 und auch Kap. 5.2.4), und zum anderen die Kennlinie des beschalteten Ausganges ebenso von p_v und h

Abb. 5-8. Ausgangskennlinie eines bistabilen WSE ($d = 32 \mu\text{m}$, $h = 500 \mu\text{m}$, $p_v = 330$ hPa, $Q_v = 112$ sccm, Steuereingänge auf).



abhängt. Z. B. hat der Fan-out für eine Elementhöhe $h = 255 \mu\text{m}$ bei $p_v = 300 \text{ hPa}$ einen Wert von 5 und bei $h = 255 \mu\text{m}$ und $p_v = 480 \text{ hPa}$ einen Wert von 3 (Füner 1994).

Aus der gemessenen Ausgangskennlinie wird die Kennlinie der nutzbaren fluidischen Leistung am Ausgang bestimmt. Sie berechnet sich nach Töpfer und Schwarz (1988) zu

$$L_a = p_a \cdot Q_a \quad (5-1)$$

Eine typische Leistungskennlinie ist in Abb. 5-9 dargestellt. Die maximal nutzbare Leistung kann nur mit einem angepassten Abschlußwiderstand erreicht werden. Sie beträgt hier $L_a^{\text{max}} = 4.5 \text{ mW}$. Die zum Betrieb aufgewandte fluidische Leistung berechnet sich zu

$$L_v = p_v \cdot Q_v \quad (5-2)$$

Sie ist hier $L_v = 77 \text{ mW}$, d. h. der Elementwirkungsgrad ist $L_a^{\text{max}}/L_v = 5.8 \%$.

Die Abhängigkeit des maximalen Ausgangsdruckes p_a^{max} und des maximalen Ausgangsflusses Q_a^{max} vom Versorgungsdruck p_v ist in Abb. 5-10 dargestellt. Beide Werte steigen in etwa linear mit dem Versorgungsdruck an.

Abb. 5-9. Ausgangsleistung L_a in Abhängigkeit vom Ausgangsdruck p_a ($d = 32 \mu\text{m}$, $h = 500 \mu\text{m}$, $p_v = 330 \text{ hPa}$, $Q_v = 112 \text{ sccm}$, Steuereingänge auf).

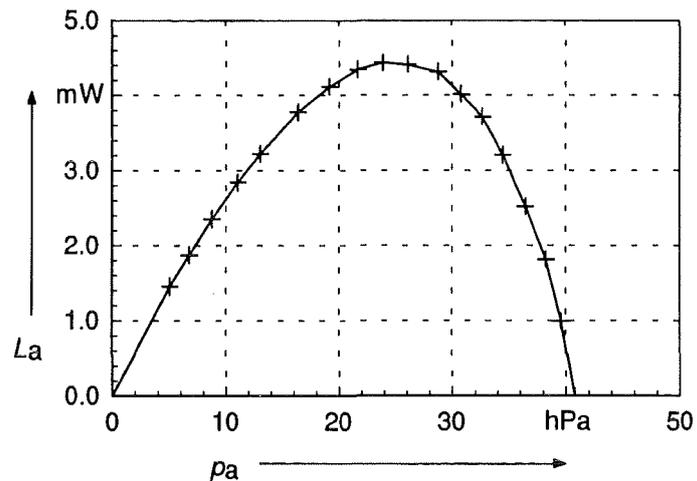
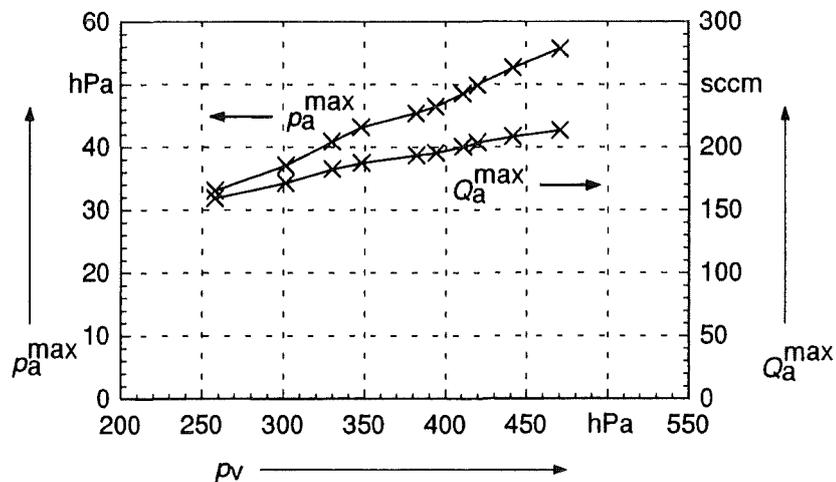


Abb. 5-10. Maximaler Ausgangsdruck p_a^{max} und Ausgangsfluß Q_a^{max} eines bistabilen WSE ($d = 32 \mu\text{m}$, $h = 500 \mu\text{m}$, Steuereingänge auf).



Mit dem bistabilen Wandstrahlelement kann ein Mikroaktor, z. B. ein doppelwirkender Kolbenzylinder, angesteuert werden, wenn man die Ausgänge des Elementes mit diesem verbindet. Damit der Mikroaktor eine möglichst große Kraft ausüben kann, muß der Ausgangsdruck des bistabilen Wandstrahlelementes möglichst groß sein; d. h. das Element muß bei einem großen Versorgungsdruck betrieben werden. Nach Abb. 5-7 wird allerdings bei einem Versorgungsdruck $p_v > 400$ hPa ein sehr großer Schaltdruck benötigt, so daß der Arbeitsbereich des hier untersuchten Elementes bei $p_v = 260 \dots 400$ hPa liegt und damit der maximale Ausgangsdruck begrenzt ist. Eine Vergrößerung des Arbeitsbereiches kann durch eine veränderte Steuerraumgeometrie erreicht werden (Kap. 6.4).

5.2 Einfluß der Elementhöhe und der lateralen Skalierung

Im folgenden wird der Einfluß der Elementhöhe h und der lateralen Skalierung (WSE Typ A und Typ B) auf die Eigenschaften der Elemente bestimmt. Elemente verschiedener Höhen vom Typ A und Typ B werden mit Stickstoff betrieben und ihre Eigenschaften werden vermessen. Die geometrischen Daten h und d der Elemente sind in Tab. 5-1 aufgelistet.

Wie in Kap. 5.1.2 werden aus dem Versorgungsfluß Q_v die mittleren Strahlaustrittsgeschwindigkeiten \bar{v} nach Gl. (A-6, A-7) berechnet. In Abb. 5-11 sind sie für Elemente vom Typ A und Typ B unterschiedlicher Höhe dargestellt. Die Geschwindigkeit \bar{v} ist für beide Elementtypen für $h \geq 170 \mu\text{m}$ unabhängig von der Höhe. Beim Element vom Typ A mit $h = 100 \mu\text{m}$ ist sie kleiner als für $h \geq 170 \mu\text{m}$. Elemente vom Typ B mit $h = 100 \mu\text{m}$ wurden hier nicht untersucht, da sie kein bistabiles Verhalten aufweisen. Die Geschwindigkeiten für $h \geq 170 \mu\text{m}$ unterscheiden sich für die beiden Elementtypen, sie sind für die Elemente vom Typ B kleiner als die vom Typ A.

Tab. 5-1. Höhen h und Düsenweiten d der untersuchten bistabilen WSE (Messfehler: $\Delta h = 3 \mu\text{m}$, $\Delta d = 0.5 \mu\text{m}$).

Typ A		Typ B	
$\frac{h}{\mu\text{m}}$	$\frac{d}{\mu\text{m}}$	$\frac{h}{\mu\text{m}}$	$\frac{d}{\mu\text{m}}$
500	32	500	61
350	33	350	60
250	33	250	61
170	33	170	55
100	33	100	58

Abb. 5-11. Mittlere Strahlaustrittsgeschwindigkeit \bar{v} für verschieden hohe bistabile WSE, Typ A und Typ B.

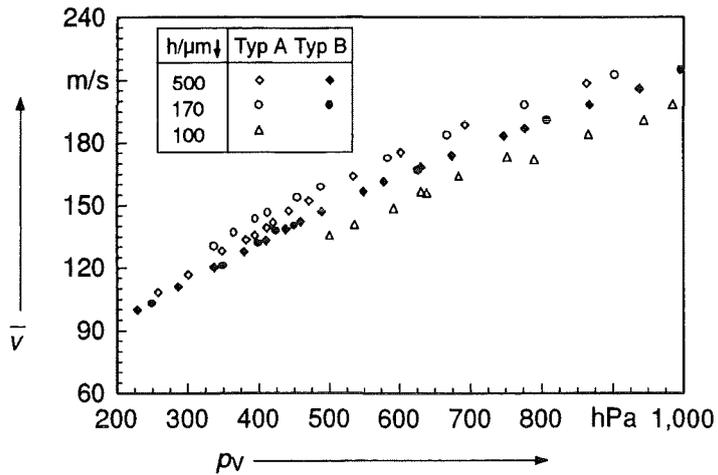
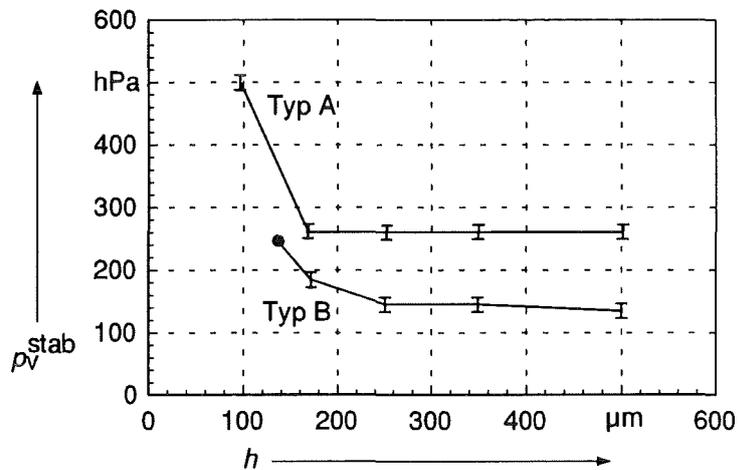


Abb. 5-12. Stabilitätsdruck p_v^{stab} in Abhängigkeit der Elementhöhe h für die bistabilen WSE Typ A und Typ B (• - für $h = 100 \mu\text{m}$ wird beim WSE Typ B kein stabiles Verhalten bis $p_v = 1000 \text{ hPa}$ beobachtet).



Die Abhängigkeit des Versorgungsdruckes p_v^{stab} , ab dem das bistabile Verhalten auftritt, von der Elementhöhe h ist in Abb. 5-12 für die beiden Elementtypen dargestellt. Der Wert p_v^{stab} ist ab einer bestimmten Höhe unabhängig von Höhe. Beim Element vom Typ A beträgt diese Höhe $h = 170 \mu\text{m}$ und beim Element vom Typ B etwa $250 \mu\text{m}$. Die Werte p_v^{stab} unterscheiden sich für die unterschiedlichen Elementtypen, sie sind für die Elemente vom Typ B niedriger als die vom Typ A. Beim Element vom Typ B konnte für $h = 100 \mu\text{m}$ kein bistabiles Verhalten bis zum einem Versorgungsdruck $p_v = 2500 \text{ hPa}$ festgestellt werden.

Die Abhängigkeit des zum Schalten benötigten Steuerdruckes von h und p_v ist für die beiden Elementtypen in Abb. 5-13 und Abb. 5-14 dargestellt. Die Kurven $p_e^s(p_v)$ der Elemente verschiedener Höhen weisen alle ein ähnliches Verhalten auf: die Drücke p_e^s haben etwa die gleichen Werte und steigen ab einem Druck $p_v \approx 450 \text{ hPa}$ stark an. Ausnahmen bilden hier die Elemente vom Typ A mit $h \leq 169 \mu\text{m}$. Bei $h = 170 \mu\text{m}$ ist für $p_v = 400 \text{ hPa}$ ein lokales Maximum zu sehen. Tendenziell nehmen für beide Elementtypen die Werte p_e^s mit der Elementhöhe ab. Anders als bei der Strahlaustrittsgeschwindigkeit und dem Stabilitätsdruck ist hier eine Abhängigkeit von der Höhe h für alle untersuchten Höhen zu beobachten.

Abb. 5-13. Steuerdruck p_e^S zum Schalten eines bistabilen WSE für verschieden hohe bistabile WSE (Typ A) (angegeben ist $h/\mu\text{m}$).

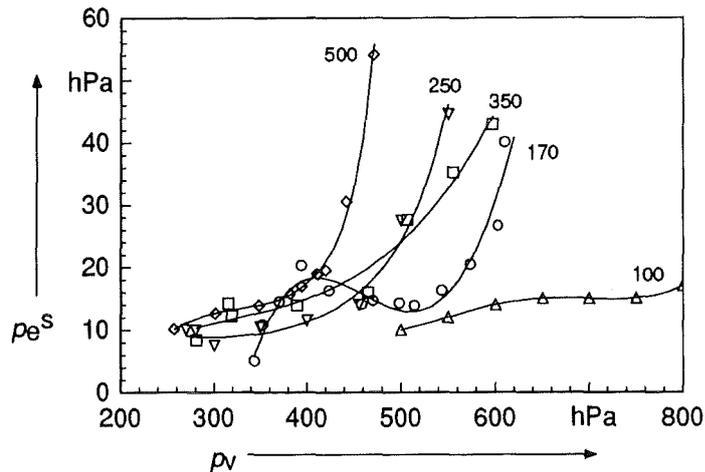
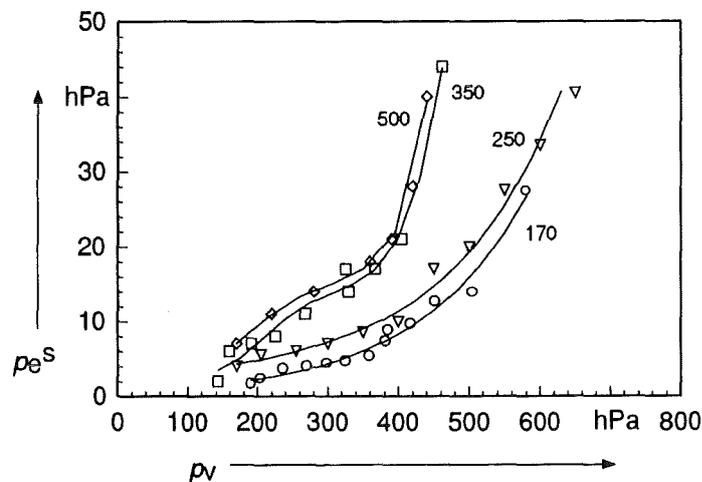


Abb. 5-14. Steuerdruck p_e^S zum Schalten eines bistabilen WSE für verschieden hohe bistabile WSE (Typ B) (angegeben ist $h/\mu\text{m}$).



Der maximal erreichbare Ausgangsdruck p_a^{max} ist für die beiden Elementtypen mit unterschiedlicher Höhe in Abb. 5-15 und Abb. 5-16 dargestellt. Beim Element vom Typ A sind die Werte p_a^{max} für $h \geq 250 \mu\text{m}$ unabhängig von der Höhe. Bei kleineren Höhen sinken sie, wahrscheinlich aufgrund der Reibung an den Abdeckplatten. Die Werte p_a^{max} des Elementes vom Typ B sind bis $p_v = 400 \text{ hPa}$ unabhängig von der Höhe. Für $p_v > 400 \text{ hPa}$ und $h < 350 \mu\text{m}$ nehmen sie mit der Elementhöhe ab.

Zusammengefaßt sind die stationären Eigenschaften des Elementes vom Typ A für $h \geq 250 \mu\text{m}$ unabhängig von der Elementhöhe, allein der Schaltdruck ist für alle hier untersuchten Höhen von h abhängig. Beim Element vom Typ B ist ein ähnliches Verhalten zu beobachten, dort liegt die Grenze bei $h = 350$.

Die Eigenschaften der hier untersuchten fluidischen Flip Flops sind in etwa mit denen makroskopischer Elemente ähnlicher Geometrie vergleichbar ($d = 280 \mu\text{m}$, $h \approx 500 \mu\text{m}$, Schwarz 1991b). Der Druckrückgewinn liegt dort bei geöffneten Steuereingängen etwa bei 7% im Vergleich zu 12% bei den hier untersuchten Elementen mit $h = 500 \mu\text{m}$. Die Abweichung ist wahrscheinlich durch das kleinere Aspektverhältnis der makroskopischen Elemente bedingt.

Abb. 5-15. Maximaler Ausgangsdruck p_a^{\max} für verschieden hohe bistabile WSE (Typ A).

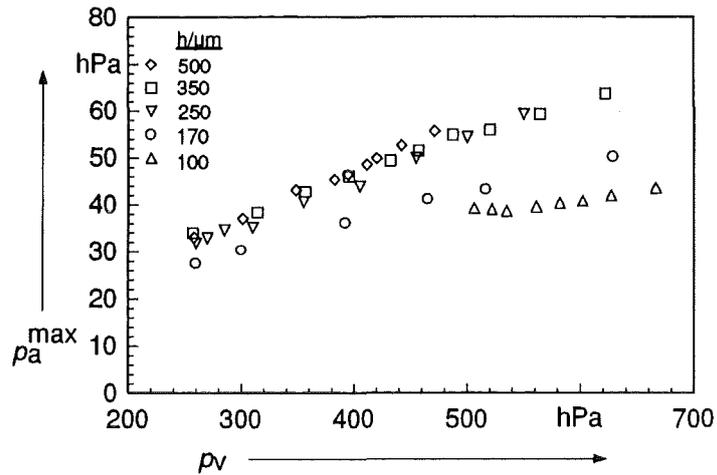
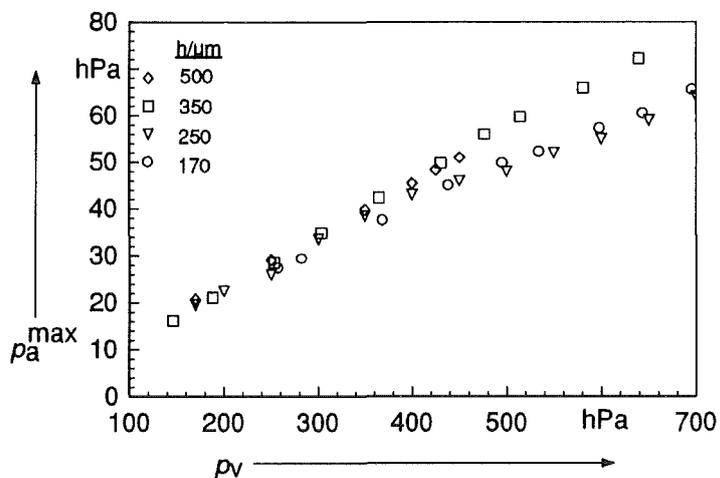


Abb. 5-16. Maximaler Ausgangsdruck p_a^{\max} für verschieden hohe bistabile WSE (Typ B).



5.3 Einfluß der Gasart

Der Betrieb eines bistabilen Wandstrahlelementes mit verschiedenen Gasen wird untersucht. Dazu wird ein Element vom Typ A mit $d = 32 \mu\text{m}$ und $h = 250 \mu\text{m}$ bei geöffneten Steuereingängen und geschlossenen Ausgängen untersucht. Die Gase unterscheiden sich in ihren Molmassen M_{mol} und dynamischen Viskositäten η (Tab. 5-2). Neben Stickstoff werden Helium, Argon und Kohlendioxid verwendet, die Ergebnisse für Stickstoff sind aus Kap. 5.2 entnommen. Während der Versorgungsdruck p_v^{stab} , ab dem das bistabile Verhalten auftritt, bei Stickstoff, Argon und Kohlendioxid zwischen 165 und 300 hPa liegt, zeigt sich mit Helium kein stabiles Verhalten bis zu $p_v = 2500 \text{ hPa}$ (Tab. 5-2). Deshalb werden im folgenden i. d. R. nur die drei anderen Gase betrachtet.

Die Strahlaustrittsgeschwindigkeit bei gleichem Versorgungsdruck hängt von der Molmasse der verwendeten Gase ab (Abb. 5-17), wie anhand des Energiesatzes erklärt werden kann. Mit sinkender Molmasse steigt die Geschwindigkeit an. Die potentielle Energie (Druck p_v) wird in die gleiche kinetische Energie $\frac{1}{2} \cdot M_{\text{mol}} \cdot v^2$ umgewandelt. Dadurch ist die Geschwindigkeit

Tab. 5-2. Molmasse M_{mol} , dynamische Viskosität η und Stabilitätsdruck p_v^{stab} der untersuchten Gase.

Gas ↓	$\frac{M_{\text{mol}}}{\text{g/mol}}$	$\frac{\eta}{\mu\text{Pa}\cdot\text{s}}$	$\frac{p_v^{\text{stab}}}{\text{hPa}}$
Helium	4.00	19.7	> 2500
Stickstoff	28.02	17.8	260±10
Argon	39.95	22.8	300±10
Kohlendioxid	44.01	14.8	165±10

Abb. 5-17. Mittlere Strahlaustrittsgeschwindigkeit \bar{v} für verschiedene Gase ($d = 32 \mu\text{m}$, $h = 250 \mu\text{m}$).

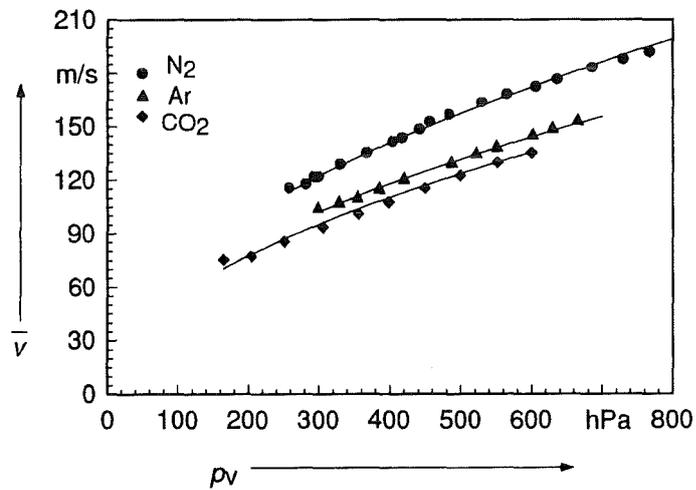
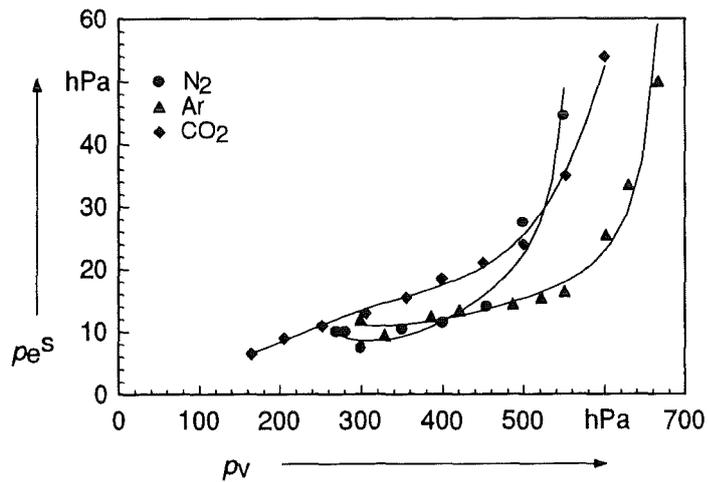


Abb. 5-18. Steuerdruck p_e^S zum Schalten eines bistabilen WSE für verschiedene Gase ($d = 32 \mu\text{m}$, $h = 250 \mu\text{m}$).



eines leichten Gases größer als die eines schwereren Gases. Die unterschiedliche Viskosität scheint hier eine untergeordnete Rolle zu spielen. Helium mit seiner sehr kleinen Molmasse erreicht danach hohe Geschwindigkeiten. Dies kann erklären, daß mit Helium kein bistabiles Verhalten beobachtet wurde.

Die zum Schalten benötigten Steuerdrücke p_e^s liegen für die drei Gase Stickstoff, Argon und Kohlendioxid im ähnlichen Bereich (Abb. 5-18). Die Kurven $p_e^s(p_v)$ haben in etwa den gleichen Verlauf. Die maximal erreichbaren Ausgangsdrücke beim Betrieb mit den drei Gasen weichen nur um etwa 5 % voneinander ab.

Damit sind die Eigenschaften der bistabilen Wandstrahlelemente beim Betrieb mit den drei Gasen, bei denen das bistabile Verhalten beobachtbar ist, sehr ähnlich. Im Vergleich zum Betrieb mit Stickstoff ändern sich beim Betrieb mit Argon und Kohlendioxid im wesentlichen der Stabilitätsdruck p_v^{stab} und die Strahlgeschwindigkeit.

6 Finite-Elemente-Simulation bistabiler Wandstrahlelemente zur Geometrieoptimierung

6.1 Einführung

Nachdem in Kap. 5 die Eigenschaften bistabiler Wandstrahlelemente experimentell untersucht wurden, wird in diesem Kapitel auf die theoretische Beschreibung der Strömung in den Elementen eingegangen. Mit den theoretischen Untersuchungen sollen physikalische Größen bestimmt werden, die experimentell nur mit großem Aufwand gemessen werden können (z. B. die Geschwindigkeitsverteilung). Die Beschreibung der Strömung soll Anhaltspunkte für Geometrieänderungen liefern, welche die Elementeigenschaften verbessern. Die Auswirkungen einzelner Geometrieänderungen sollen vorhergesagt und Elemente mit optimierter Geometrie entworfen werden. Ziel ist es, die Reibungsverluste und die Schalldrücke zu verringern und den Ausgangsdruck zu erhöhen. Desweiteren soll untersucht werden, ob die Zahl der Anschlüsse zur Mikrostruktur verringert werden kann.

Die Strömung in den vorhandenen Mikrostrukturen kann mit dem Kontinuitätsmodell der Strömungsmechanik (Töpfer und Schwarz 1988) beschrieben werden. In diesem Modell sind die vier Grundgrößen Druck p , Geschwindigkeit \bar{v} , Dichte ρ und Temperatur T durch verschiedene Gleichungen miteinander verknüpft (Navier-Stokes-Gleichung, Kontinuitätsgleichung usw.).

Im Prinzip können bei den kleinen Dimensionen, wie sie in den fluidischen Strahlelementen vorhanden sind, molekulare Effekte eine Rolle spielen. Das Vorhandensein solcher Effekte kann mit der Knudsenzahl Kn beurteilt werden, die die mittlere freie Weglänge λ eines Gases mit einer charakteristischen Dimension d des Bauteiles, z. B. einer Kanalweite, vergleicht. Es ist

$$Kn = \frac{\lambda}{d} \quad (6-1)$$

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \sigma \cdot n} \quad (6-2)$$

σ - Stoßquerschnitt

n - Anzahldichte der Teilchen

Liegt die berechnete Knudsenzahl unter 0.01, so kann das Fluid ohne Einschränkungen mit dem Kontinuitätsmodell beschrieben werden (Frohn 1979). Für Stickstoff unter Atmosphärendruck ist $\lambda \approx 60 \text{ nm}^*$; bei größerem Druck ist λ kleiner. Eine Knudsenzahl von 0.01 ist hier bei $d < 6 \text{ }\mu\text{m}$ vorhanden. Damit können die in dieser Arbeit untersuchten Mikrostrukturen ohne Einschränkungen mit dem Kontinuitätsmodell beschrieben werden. Bei kleineren Dimensionen befindet man sich, je nach Druck, in einem Übergangsbereich zur Molekularströmung.

*) Mit $\sigma = 5.0 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$ und $n = 2.4 \cdot 10^{25} / \text{m}^3$.

Die Strömung in Bauteilen mit einfacher Geometrie kann mit den Gleichungen des Kontinuitätsmodells analytisch beschrieben werden. Bistabile Wandstrahlelemente besitzen allerdings eine komplizierte Geometrie, so daß nur die Strömung in einzelnen Bereichen analytisch beschrieben werden kann (Kirschner und Katz 1975). In dieser Arbeit werden deshalb die Gleichungen des Kontinuitätsmodells numerisch mittels Finite-Elemente-Methoden (Schwarz 1991a) gelöst. Dabei wird die Geometrie eines Bauteils diskretisiert und die Werte von Druck, Geschwindigkeit, Dichte und Temperatur werden für eine endliche Zahl von Knoten berechnet; diese sind die Eckpunkte von Elementen endlichen Volumens ("finite" Elemente).

Für die FEM-Simulation wird das Lösungsmodul FLOTRAN (Flotran 1992) mit dem Pre- und Postprozessor von ANSYS (Ansys 1989) verwendet (PC-Version). Die Grundgleichungen des Kontinuitätsmodells können mit FLOTRAN zwei- und dreidimensional gelöst werden. Zu den Gleichungen für eine laminare Strömung kann das k - ϵ -Modell zur Beschreibung von Turbulenzen (Launder und Spalding 1974) bei Bedarf berücksichtigt werden. Bei Turbulenzen ist der Strömung des Fluides eine kleine Störung überlagert. Im k - ϵ -Modell wird diese Störung durch eine kinetische Energie k beschrieben, die in der Störung steckt, und durch eine Dissipationsrate ϵ , die die Reibungsverluste angibt. Dieses Modell ist zur numerischen Berechnung des gemittelten Einflusses der Turbulenzen geeignet.

Das Programm FLOTRAN ist ein iteratives Lösungsmodul. Für eine feste Knotenzahl wird die Lösung in vielen Iterationsschritten errechnet. Für einfache Modelle, z. B. einen Rechteckkanal, sind etwa 100 Iterationen ausreichend, während beim bistabilen WSE bis zu 1800 Iterationen benötigt werden. Die Ergebnisse der Simulationen hängen stark von der Wahl der Knotenverteilung ab. Die Knoten müssen dort dicht liegen, wo die Änderung der Größen, z. B. der Geschwindigkeit, groß ist.

Bei Voruntersuchungen an einer kontinuierlichen Düse, wie sie z. B. bei den SAE vorhanden ist, zeigt sich, daß bei Fluidgeschwindigkeiten von etwa 80 m/s sowohl bei isothermen als auch bei adiabatischen Wänden die Strömung selbst isotherm ist ($\Delta T/T < 0.1 \%$). Desweiteren weichen die berechneten Flüsse durch die Düse bei Berücksichtigung des Turbulenzmodelles weniger von den experimentell ermittelten Werten ab, als wenn rein laminar gerechnet wird. Deshalb werden in der vorliegenden Arbeit die Simulationen immer mit adiabatischen Wänden und unter Berücksichtigung des Turbulenzmodelles durchgeführt.

Zuerst wird die stationäre Strömung in einem bistabilen WSE untersucht. Da im stationären Fall für $h > 250 \mu\text{m}$ die Drücke p unabhängig von der Höhe h und die Flüsse Q proportional zu h sind (Kap. 5.2), genügt es, ein zweidimensionales Modell des Elementes zu simulieren. Die Flüsse werden dann auf eine Höhe $h = 500 \mu\text{m}$ umgerechnet und mit den experimentell ermittelten Werten aus Kap. 5 verglichen. Es werden für die Simulationen die physikalischen Parameter von Stickstoff verwendet (Anhang C, Tab. C-1). Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Vollmer (1992 und 1993c) veröffentlicht.

Die geometrischen Maße des simulierten Elementes und des experimentell untersuchten Elementes stimmen aufgrund der Maßabweichung bei der Herstellung (vgl. Kap. 2.3) nicht exakt überein. Beim Vergleich der experimentell und numerisch ermittelten Werte werden deshalb die experimentell ermittelten Flüsse durch die verschiedenen Öffnungen korrigiert. Dabei wird angenommen, daß der Fluß durch eine Öffnung in erster Näherung proportional zur Querschnittsfläche der Öffnung ist.

Aus den Ergebnissen der Simulationen eines bistabilen WSE werden Anhaltspunkte über Geometrieänderungen gewonnen, die eine Verbesserung der Elementeigenschaften erwarten lassen. Elemente mit veränderter Geometrie werden simuliert und so der Einfluß der Geometrieänderungen auf die Elementeigenschaften untersucht. Anhand der Ergebnisse werden neue Elemente entworfen und mit einer Höhe $h = 255 \mu\text{m}$ in PMMA hergestellt.

Die experimentellen Eigenschaften der Elemente mit verbesserter Geometrie werden im Rahmen einer Diplomarbeit bestimmt und sind in Fünér (1994) dargestellt. Sie werden hier mit den numerischen Vorhersagen verglichen.

6.2 Miniaturisiertes bistabiles Wandstrahlelement

6.2.1 Modell des bistabilen Wandstrahlelementes

Das Modell des bistabilen WSE ist in Abb. 6-1 zu sehen, es entspricht dem experimentell untersuchten Element (Abb. 2-3). Es besteht aus der Versorgungsdüse mit zwei Blenden, dem

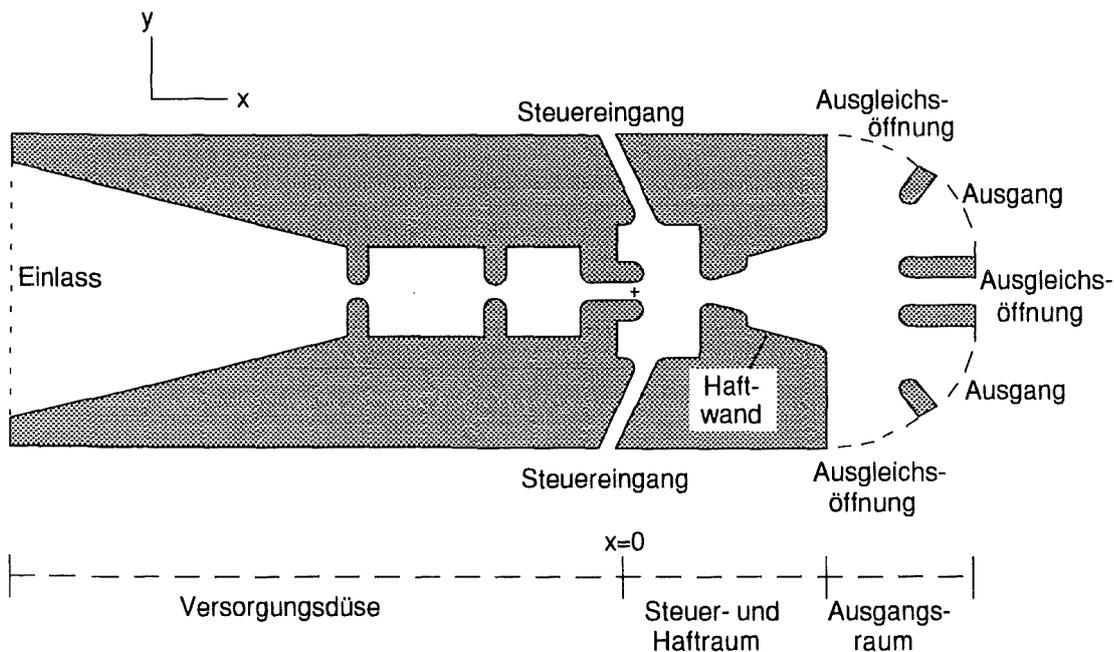


Abb. 6-1. FEM-Modell des bistabilen WSE (2-D-Modell; Düsenweite $d = 30 \mu\text{m}$).

Steuerraum mit den Steuereingängen, den Haftwänden, den Ausgleichsöffnungen und den Ausgängen. Die Düsenweite beträgt $d = 30 \mu\text{m}$ gegenüber $d = 28 \mu\text{m}$ bei der Konstruktion, um die Maßabweichung (Kap. 2.3) zu berücksichtigen. Der Koordinatenursprung (+) des Modells liegt in der Mitte des Düsenausganges.

Das Gitter des Modells wird durch den Gittergenerator des Programmes ANSYS erzeugt. Dazu müssen Flächen definiert werden, die durch Linien begrenzt werden. Für jede dieser Linien muß eine Unterteilung definiert werden. Dazu wird hier ein Parameter n verwendet. Die Versorgungsdüse ist bei $x = 0$ in y -Richtung in $2 \cdot n$ Elemente unterteilt. Alle anderen

Abb. 6-2.
Gitter der
Versorgungs-
düse (Aus-
schnitt; $n = 3$).

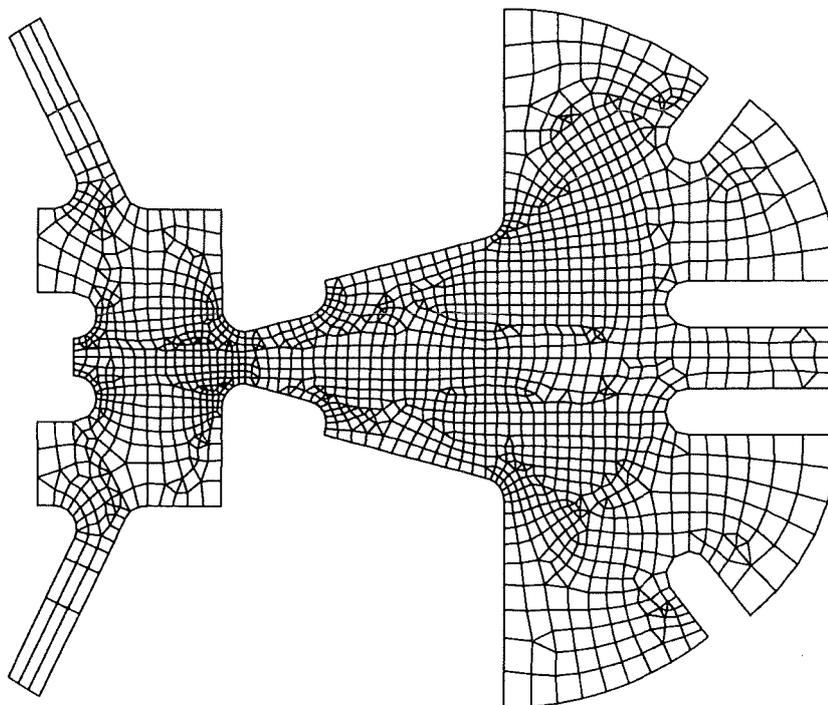
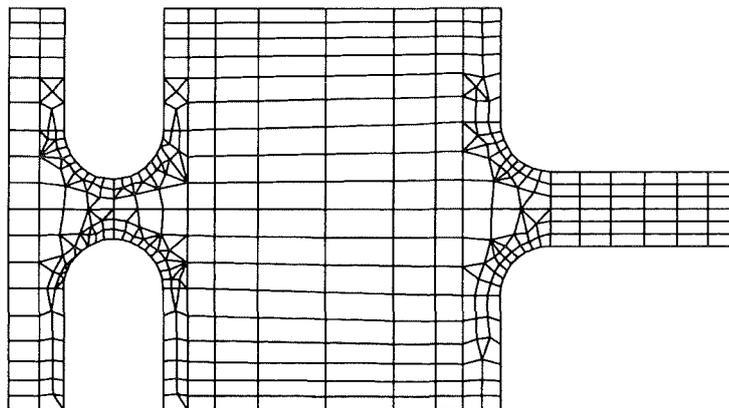


Abb. 6-3. Gitter des bistabilen WSE ohne Versorgungsdüse ($n = 3$).

Linienunterteilungen sind ebenfalls durch n festgelegt. Im Anhang C (Tab. C-2) ist der Parameter n den Knotenzahlen des Modells und den bei den Rechnungen benötigten Iterationen gegenübergestellt.

Beim Entwurf des Gitters wird versucht, die Knoten in den Bereichen dicht zu wählen, die wesentlich für die Strömung sind, also z. B. im Bereich der Blenden der Versorgungsdüse. Durch eine Variation des Parameters n kann die Knotendichte leicht variiert werden und so ihr Einfluß auf die Ergebnisse untersucht werden. Ausschnitte des Gitters sind in Abb. 6-2 und Abb. 6-3 zu sehen. In Abb. 6-2 ist der letzte Abschnitt der Versorgungsdüse und in Abb. 6-3 das Element ohne Versorgungsdüse zu sehen.

Aufgrund der komplexen Geometrie wird eine hohe Knotenzahl benötigt, um die Strömung in guter Übereinstimmung zum Experiment simulieren zu können. Der Rechenaufwand bei einer großen Knotenzahl ist aber sehr groß. Deshalb wird das Gesamtelement in zwei sich überlappende Teilmodelle geteilt: die Versorgungsdüse mit dem Steuer- und Haftraum sowie das Element ohne Versorgungsdüse (vgl. Abb. 6-1).

Im ersten Schritt wird am Einlaß der Versorgungsdüse ein Druck angelegt. Die Steuereingänge liegen auf Atmosphärendruck. Da die Ausgleichsöffnungen auf Atmosphärendruck liegen, ist auch der Druck an dem hier vorhandenen Auslaß am Haftwandende gleich dem Atmosphärendruck. Man könnte sich vorstellen, im ersten Teilschritt nur die Versorgungsdüse bis zum Düsenausgang ($x = 0$) zu betrachten. Der Druck am Düsenausgang ist aber zunächst nicht bekannt. Er ist nicht gleich dem Atmosphärendruck ($p = 0$); es zeigt sich bei den Rechnungen, daß dort ein Unterdruck von etwa -30 hPa vorhanden ist.

Als Ergebniss des ersten Schrittes erhält man die Geschwindigkeitsverteilung am Düsenausgang ($x = 0$). Diese Geschwindigkeitsverteilung wird als Randbedingung des zweiten Teilmodelles benutzt.

6.2.2 Simulation der Versorgungsdüse mit Steuer- und Haftraum

Beim ersten Teilmodell wird am Einlaß der Versorgungsdüse ein Druck $p_v = 300$ hPa angelegt. An den Steuereingängen und am Haftwandende ist $p = 0$. Für verschiedene Knotenzahlen (vgl. Tab. C-2) wird eine Simulation durchgeführt. Bei jeder der durchgeführten Simulationen haftet der Strahl an der oberen oder unteren Haftwand, abhängig vom benutzten Gitter für verschiedene Knotenzahlen.

Als Ergebnis der Simulationen erhält man den Normvolumenfluß Q_v durch die Versorgungsdüse, er ist in Abb. 6-4 in Abhängigkeit von der Knotenzahl N dargestellt. Zusätzlich ist in dieser Abbildung der experimentelle Wert mit seinem Fehler (Symbol e) eingezeichnet. Man erkennt, wie Q_v mit zunehmender Knotenzahl abnimmt. Bei einer Knotenzahl von etwa 14000 ist eine Abweichung vom experimentellen Wert von weniger als 5 % vorhanden, Simulationen mit größerer Knotenzahl wurden nicht durchgeführt.

Abb. 6-4. Fluß Q_V durch die Versorgungsdüse in Abhängigkeit von der Knotenzahl N ($p_V = 300$ hPa, e - experimenteller Wert mit Fehler).

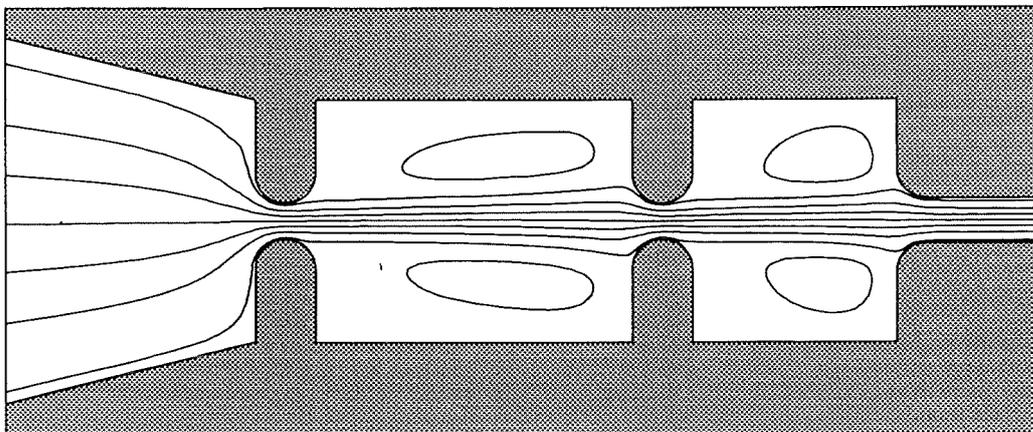
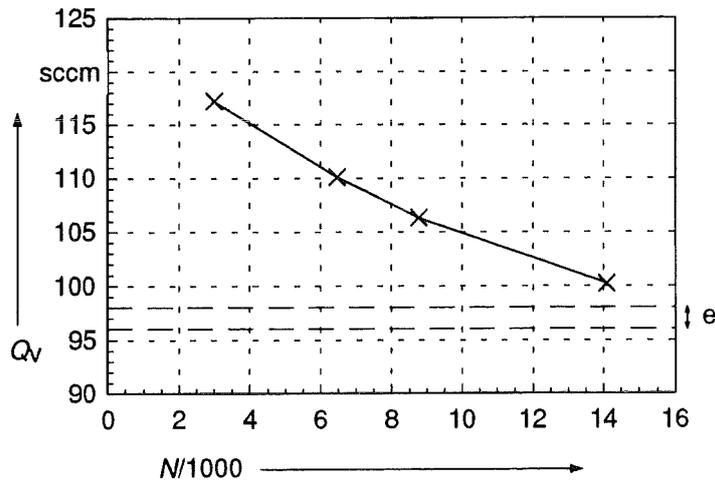


Abb. 6-5. Stromlinien in der Versorgungsdüse ($n = 9$, $p_V = 300$ hPa).

In Abb. 6-5 sind die bei der maximalen Knotenzahl berechneten Stromlinien dargestellt. Man erkennt, wie durch die Blenden der Strahl zentriert wird und sich in den einzelnen Kammern Wirbel ausbilden. Aus der Druckverteilung in der Versorgungsdüse kann man erkennen, daß der Hauptdruckabfall im Bereich der Blenden vorhanden ist. Im engsten Bereich der Blenden hat der Druck aufgrund der hohen Strahlgeschwindigkeit ein lokales Minimum (Bernoulli-Gleichung, vgl. Kneubühl 1990). Am Düsenausgang ist ein Unterdruck von -30 hPa vorhanden.

Um bei der Berechnung des zweiten Teilmodells die Randbedingungen am Düsenausgang ($x = 0$) einfach vorgeben zu können, werden die Geschwindigkeitsprofile am Düsenausgang durch Polynome beschrieben. Die Profile sind in Abb. 6-6 (x -Komponente v_x) und Abb. 6-7 (y -Komponente v_y) dargestellt. Die y -Komponente weist eine sichtbare Asymmetrie auf, die durch das Haften des Strahles an der oberen Haftwand bedingt ist. Der Maximalwert von v_x beträgt etwa 160 m/s, während der Maximalwert von v_y nur etwa 3 m/s beträgt. Der Strahl hat also am Düsenausgang einen sehr kleinen Öffnungswinkel. Die maximale Geschwindigkeit von 160 m/s beträgt etwa das 1.45fache der mittleren Geschwindigkeit von $\bar{v} = 110$ m/s.

Bei der Beschreibung der Geschwindigkeitsprofile durch Polynome wird die Asymmetrie der Profile nicht berücksichtigt, da beim zweiten Teilmodell prinzipiell beide Strahlagen simuliert werden sollen. Deshalb werden zunächst an die Geschwindigkeitsprofile Polynome angepaßt, aber es wird für v_x nur der symmetrische Teil ($v_x(y) = v_x(-y)$) und für v_y nur der antisymmetrische Teil ($v_y(y) = -v_y(-y)$) betrachtet. Man erhält:

$$\frac{v_x(y)}{\text{1m/s}} = 155.67 - 0.115 \cdot \left(\frac{y}{1\mu\text{m}}\right)^2 - 0.00256 \cdot \left(\frac{y}{1\mu\text{m}}\right)^4 \quad (6-3)$$

$$\frac{v_y(y)}{\text{1m/s}} = 0.34 \cdot \left(\frac{y}{1\mu\text{m}}\right) + 3.78 \cdot 10^{-4} \cdot \left(\frac{y}{1\mu\text{m}}\right)^3 - 8.24 \cdot 10^{-6} \cdot \left(\frac{y}{1\mu\text{m}}\right)^5 \quad (6-4)$$

Diese Polynome sind in den Abb. 6-6 und Abb. 6-7 als gestrichelte Linien eingetragen. Die scheinbar große Abweichung des Polynomes $v_y(y)$ vom simulierten Profil in Abb. 6-7 beträgt maximal 0.6 m/s, das sind aber nur 0.5 % des Maximalwertes von $v_x(y)$. Deshalb verursacht die Annäherung der Geschwindigkeitsprofile durch die Polynome keinen großen Fehler.

Abb. 6-6. Geschwindigkeitsprofil $v_x(y)$ am Düsenausgang (Gestrichelt: symmetrisches Polynom nach Gleichung (6-1); $n = 9, p_v = 300 \text{ hPa}$).

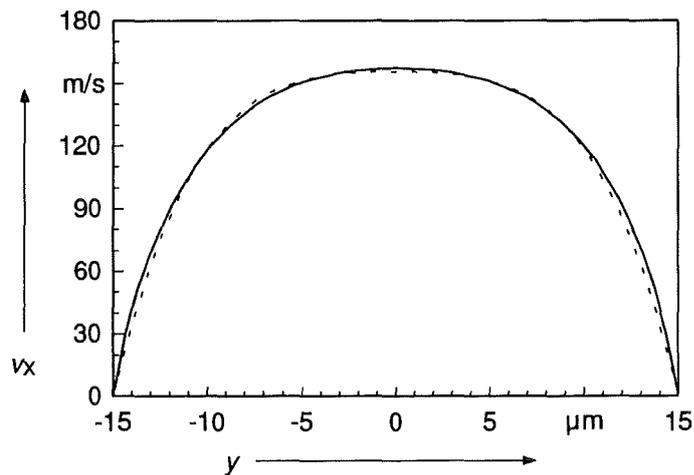
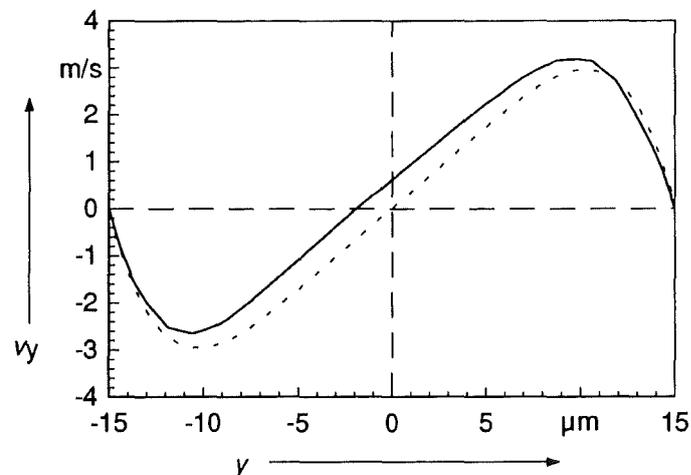


Abb. 6-7. Geschwindigkeitsprofil $v_y(y)$ am Düsenausgang (Gestrichelt: antisymmetrisches Polynom nach Gleichung (6-2); $n = 9, p_v = 300 \text{ hPa}$).



6.2.3 Bistabiles WSE mit geöffneten Ausgängen

Im folgenden wird nun das zweite Teilmodell simuliert. Als Randbedingung für den Ausgang der Versorgungsdüse dienen die Polynome nach Gl. (6-3) und Gl. (6-4). An allen anderen Öffnungen ist der Druck auf Null gesetzt. Es wird hier also das bistabile WSE mit geöffneten Ausgängen simuliert, das Element mit geschlossenen Ausgängen wird in Kap. 6.2.4 behandelt.

Zuerst wird eine Änderung der Flüsse durch die verschiedenen Öffnungen mit der Erhöhung der Knotenzahl untersucht. Die Flüsse durch die beiden Steuereingänge sind in Abb. 6-8 in Abhängigkeit der Knotenzahl N dargestellt. Der Fluß durch den Steuereingang auf der Seite an welcher der Strahl haftet ist mit Q_e^1 bezeichnet, der auf der anderen Seite mit Q_e^0 . Die waagerechten Linien (Symbol e) geben die experimentellen Werte mit ihrem Fehler an. Man erkennt hier, wie die errechneten Werte mit zunehmender Knotenzahl konvergieren. Bei einer Knotenzahl von etwa 14000 weichen die errechneten Flüsse etwa 10 % vom experimentellen Mittelwert ab. Übereinstimmend zu den experimentellen Werten ist der Fluß durch den Steuereingang auf der Strahlseite größer als der auf der strahlabgewandten Seite.

Abb. 6-8. Fluß Q_e durch die Steuereingänge für verschiedene Knotenzahlen N (Q_e^1 - Strahlseite, Q_e^0 - andere Seite; $p_v = 300$ hPa, e - experimenteller Wert mit Fehler).

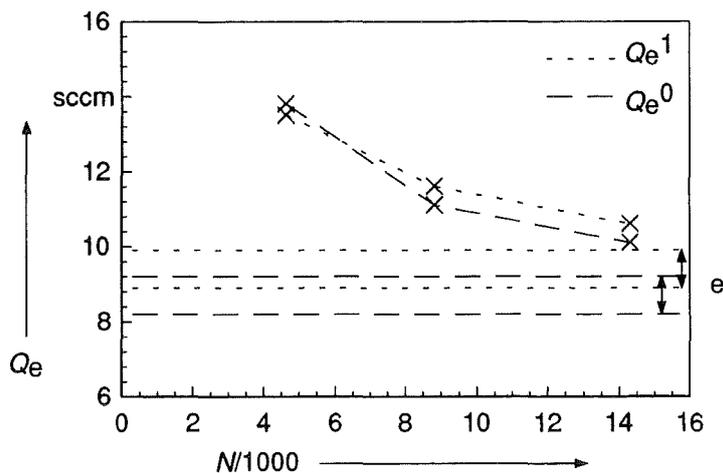
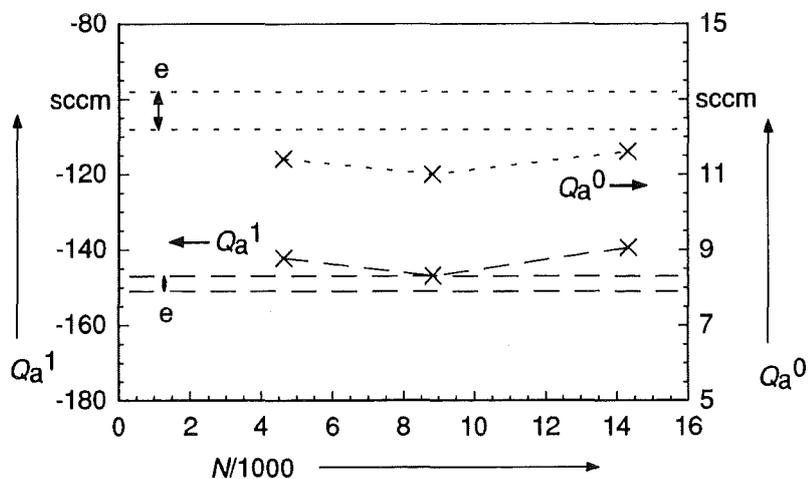


Abb. 6-9. Fluß Q_a durch die Ausgänge für verschiedene Knotenzahlen N (Q_a^1 - Strahlseite, Q_a^0 - andere Seite; $p_v = 300$ hPa, e - experimenteller Wert mit Fehler).



Die Flüsse durch die beiden Ausgänge sind in Abb. 6-9 in Abhängigkeit von der Knotenzahl N aufgetragen. Der Fluß durch den Ausgang, auf den der Strahl trifft ist mit Q_a^1 bezeichnet, der durch den anderen Ausgang mit Q_a^0 . Die waagerechten Linien (Symbol e) geben auch hier den experimentellen Wert an. Hier ist keine eindeutige Konvergenz der Werte mit wachsender Knotenzahl zu erkennen. Bei der maximal berechneten Knotenzahl weicht Q_a^1 etwa 7 % und Q_a^0 etwa 9 % vom experimentellen Mittelwert ab. Die Übereinstimmung zum Experiment ist ausreichend, deshalb wird darauf verzichtet, die Konvergenz der Ausgangsflüsse zu verbessern.

Die bei der maximalen Knotenzahl errechneten Stromlinien im bistabilen WSE sind in Abb. 6-10 dargestellt, dort sind auch die Flüsse durch die verschiedenen Öffnungen angegeben. Der Hauptstrahl saugt durch die geöffneten Steuereingänge Fluid an. Im Haftraum wird der Strahl nach oben abgelenkt und er haftet an der oberen Haftwand. Dabei trifft der Strahl im Ausgangsbereich nicht exakt in den oberen Ausgang, sondern ein Teil des Strahles fließt durch die obere Ausgleichöffnung ab. Durch das Saugvermögen des Strahles ist der Ausgangsfluß wesentlich größer als der Versorgungsfluß. Die Stromlinien im Steuerraum und an der oberen Haftwand sind in Abb. 6-11 vergrößert dargestellt. Man erkennt dort, wie sich im Steuerraum und an der Stufe der Haftwand Wirbel bilden.

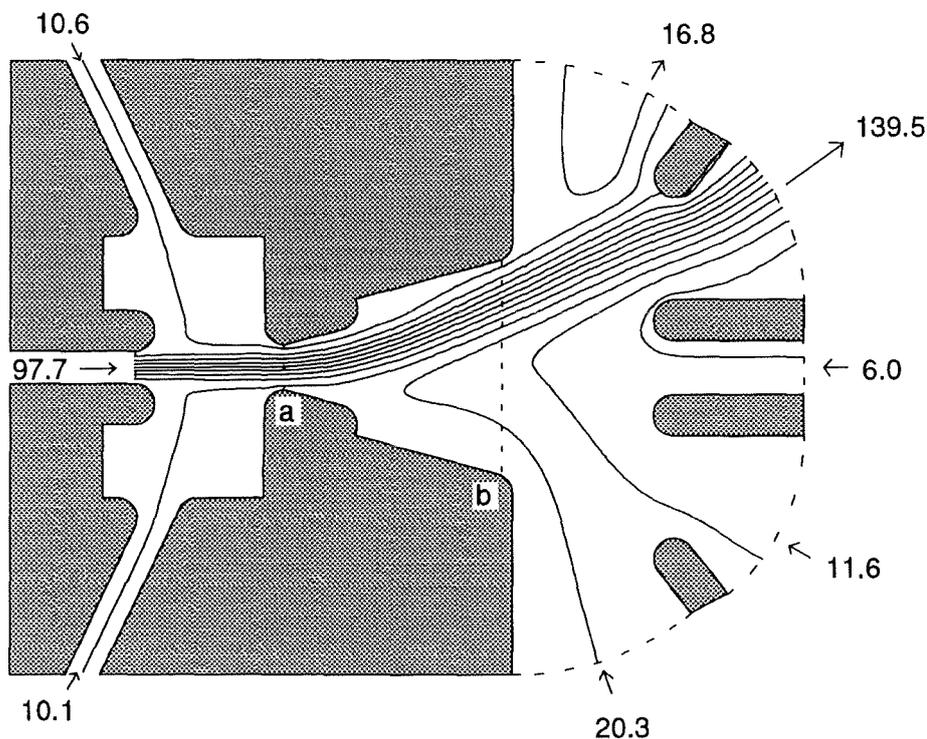


Abb. 6-10. Stromlinien und Flüsse im bistabilen WSE mit geöffneten Ausgängen, angegeben sind die Flüsse in sccm für eine Elementhöhe $h = 500 \mu\text{m}$ ($n = 9$, $p_v = 300 \text{ hPa}$).

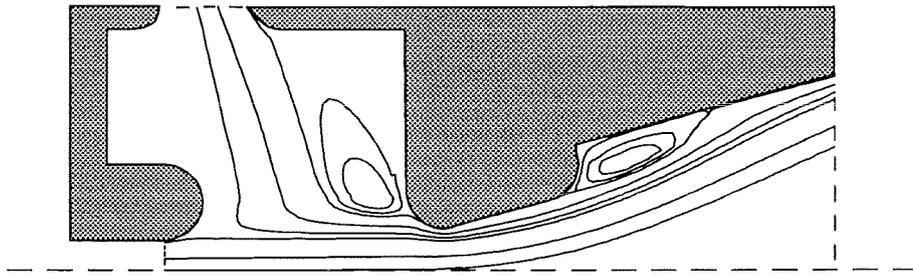
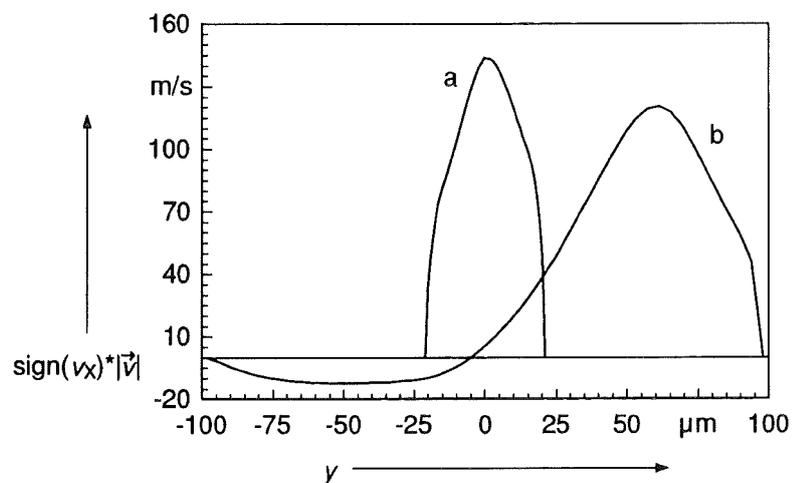


Abb. 6-11. Stromlinien im Steuer- und Haftraum des bistabilen WSE
(Ausschnitt aus Abb. 6-10).

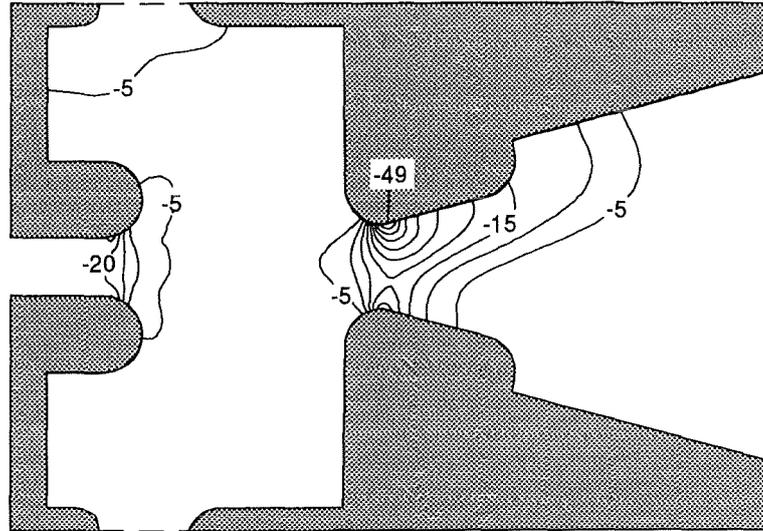
Abb. 6-12. Geschwindigkeitsprofile im bistabilen WSE entlang der Wege a und b aus Abb. 6-10.



In Abb. 6-12 sind die Geschwindigkeitsprofile entlang der Wege a und b aus Abb. 6-10 dargestellt. Dort ist der Betrag der Geschwindigkeit $|\vec{v}|$ multipliziert mit dem Vorzeichen der x -Komponente $\text{sign}(v_x)$ aufgetragen; ist der Geschwindigkeitsvektor nach rechts gerichtet, so ist der Wert positiv, ist er nach links gerichtet, so ist der Wert negativ. Man erkennt, wie der Strahl sich stromabwärts in Richtung der oberen Haftwand ($y > 0$) neigt, wie die Strahlbreite zunimmt und die maximale Geschwindigkeit abnimmt. Am Haftwandende (Kurve b) ist bei $y < 0$ eine Rückströmung zu sehen.

Die Druckverteilung im Steuer- und Haftraum des bistabilen Wandstrahlelementes ist in Abb. 6-13 für die maximal berechnete Knotenzahl aufgetragen. Am Düsenausgang ist ein Unterdruck vorhanden, der an der Wand minimale Werte von -30 hPa annimmt. Im Steuerraum liegt der Druck etwa bei -5 hPa. Im Bereich des stromaufwärts gelegenen Teiles der Haftwände liegt der Druck bei -10 hPa bis -49 hPa, der minimale Druck von -49 hPa liegt am Anfang der oberen Haftwand. Die Asymmetrie der Druckverteilung im Bereich der Haftwände wird durch den Saugeffekt des Strahles verursacht. An der Haftwand wird ein Unterdruck erzeugt, während auf der anderen Seite der Strahles Fluid ungehindert nachströmt. Dieser Unterdruck bewirkt das Haften des Strahles an der oberen Haftwand, d. h. den Coanda Effekt.

Abb. 6-13. Isobaren im Steuer- und Haft-raum des bistabilen WSE mit geöffneten Ausgängen, eingetragen ist der Druck in hPa ($\Delta p = 5$ hPa; $n = 9$, $p_v = 300$ hPa).

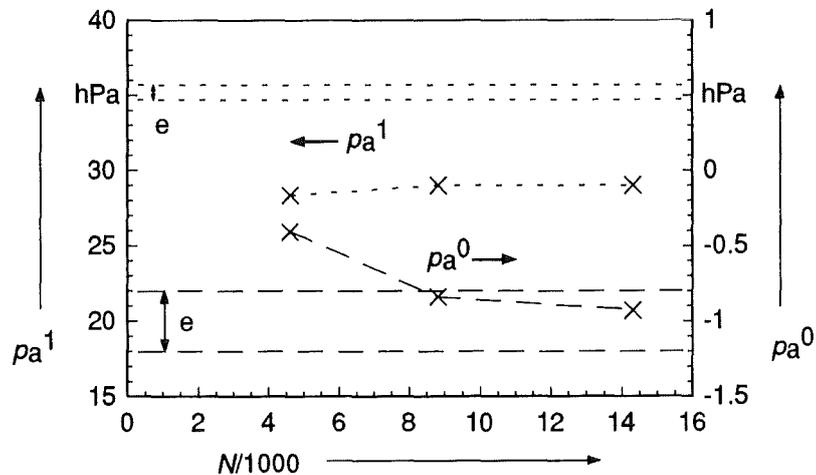


6.2.4 Bistabiles WSE mit geschlossenen Ausgängen

In diesem Kapitel wird das bistabile WSE mit geschlossenen Ausgängen untersucht. Die Randbedingungen sind die gleichen wie in Kap. 6.2.3, außer daß die Ausgänge als undurchdringliche Wände definiert sind ($\vec{v} = 0$). Es wird die Änderung des Ausgangsdruckes mit der Erhöhung der Knotenzahl untersucht.

In Abb. 6-14 ist der Ausgangsdruck für die verschiedenen Knotenzahlen N dargestellt. Der Druck an dem Ausgang, auf den der Strahl trifft wird als p_a^1 , der am anderen Ausgang als p_a^0 bezeichnet. Die waagerechten Linien (Symbol e) geben die Meßwerte mit Fehler an. Der Druck p_a^0 konvergiert mit zunehmender Knotenzahl und liegt bei einer Knotenzahl von etwa 14000 innerhalb der Fehlergrenzen des Meßwertes. Die Werte von p_a^1 konvergieren nicht eindeutig mit der Knotenzahl. Bei der maximal berechneten Knotenzahl weicht der Wert 20 % vom experimentell ermittelten Wert ab. Denkbar ist hier, daß das Gitter im Ausgangsbereich nicht dicht genug ist (vgl. Abb. 6-3). Eine Anpassung der Knotendichte an

Abb. 6-14. Ausgangsdrücke p_a für verschiedene Knotenzahlen N (p_a^1 - Strahlseite, p_a^0 - andere Seite; $p_v = 300$ hPa, e - experimenteller Wert mit Fehler).



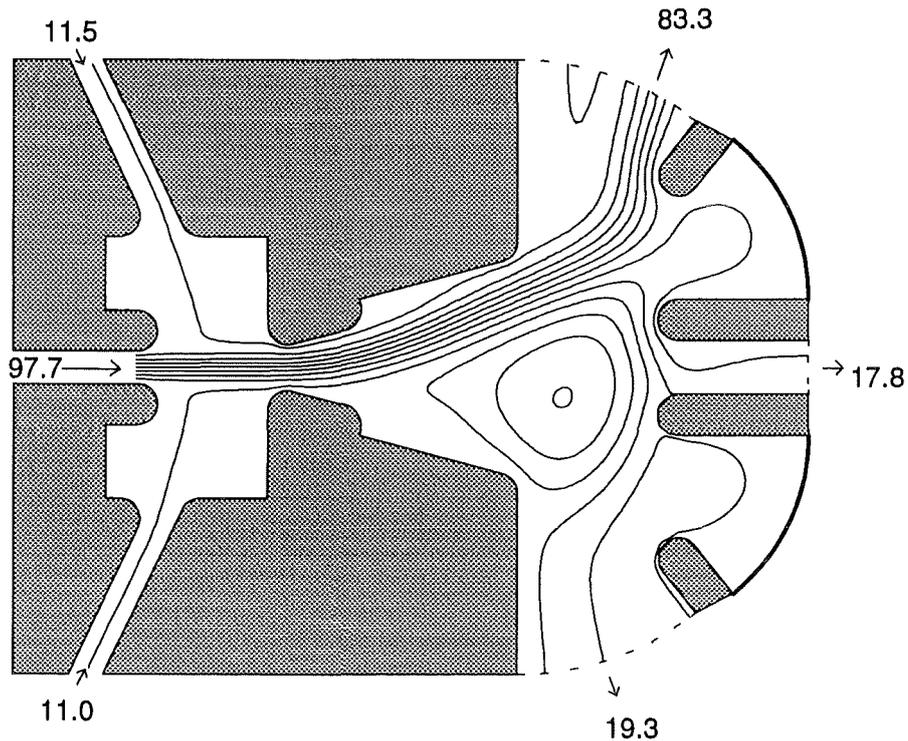


Abb. 6-15. Stromlinien und Flüsse im bistabilen WSE mit geschlossenen Ausgängen, angegeben sind die Flüsse in sccm für eine Elementhöhe $h = 500 \mu\text{m}$ ($n = 9$, $p_V = 300 \text{ hPa}$).

den Strömungsverlauf kann wahrscheinlich eine bessere Übereinstimmung zum Experiment liefern, wird hier aber nicht durchgeführt.

Die Stromlinien bei geschlossenen Ausgängen und die Flüsse durch die Öffnungen sind für die maximal berechnete Knotenzahl in Abb. 6-15 dargestellt. Auch hier wird durch die geöffneten Steuereingänge Fluid angesaugt. Der Strahl haftet an der oberen Haftwand. Er trifft in den oberen Ausgang und wird, da der Ausgang geschlossen ist, in die obere Ausgleichsöffnung geleitet. Auch hier trifft der Strahl nicht mittig auf den Ausgang. Am Ende der Haftwände bildet sich ein Wirbel.

Zusammenfassend können mit diesen zweidimensionalen Berechnungen die Flüsse durch die verschiedenen Öffnungen eines bistabilen WSE mit etwa 10 % Übereinstimmung zum Experiment berechnet werden und die Drücke am geschlossenen Ausgang mit etwa 20 % Übereinstimmung zum Experiment.

6.3 Änderung der Versorgungsdüsengeometrie

6.3.1 Simulation

In der Versorgungsdüse der bistabilen WSE Typ A bilden sich aufgrund der Blendenstruktur Wirbel in den einzelnen Kammern (vgl. Abb. 6-5). In den Wirbeln geht durch Reibung Energie verloren. Es wird deshalb untersucht, ob die Reibungsverluste einer kontinuierlichen

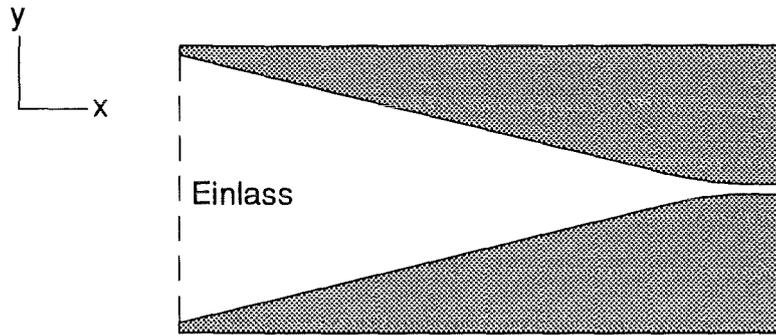
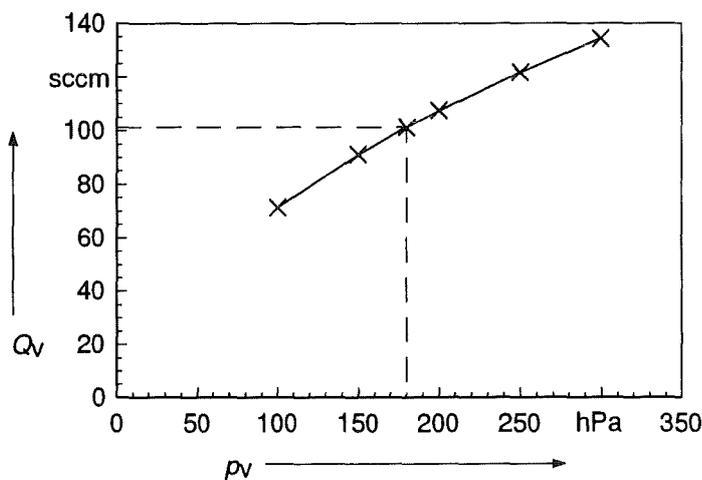


Abb. 6-16.. Modell der kontinuierlichen Versorgungsdüse (2-D-Modell; Düsenweite $d = 30 \mu\text{m}$).

Abb. 6-17. Berechnete Versorgungskennlinie der kontinuierlichen Düse ($n = 9$, $h = 500 \mu\text{m}$; unverändertes Element: $Q_V = 100 \text{ sccm}$ bei $p_V = 300 \text{ hPa}$).



Düse geringer sind als bei einer Düse mit Blenden. Desweiteren wird untersucht, ob sich mit der neuen Düsenform die wesentlichen Eigenschaften des bistabilen WSE ändern. Das Modell der geänderten Versorgungsdüse ist in Abb. 6-16 dargestellt. Die Weite der Düse verringert sich kontinuierlich und beträgt am Düsenausgang $d = 30 \mu\text{m}$.

Wie in Kap. 6.2 wird in einem ersten Schritt ein Teilmodell simuliert (Düse mit Steuer- und Haftraum, vgl. Abb. 6-1). Für eine Knotenzahl von 8201 ($n = 9$) wird der Fluß Q_V durch die Versorgungsdüse für verschiedene p_V berechnet. In Abb. 6-17 ist Q_V gegen p_V aufgetragen. Bei der kontinuierlichen Düsenform ist ein Fluß von $Q_V = 100 \text{ sccm}$ schon bei $p_V = 180 \text{ hPa}$ vorhanden, während er bei der Düse mit Blenden erst bei $p_V = 300 \text{ hPa}$ vorhanden ist. Die fluidische Leistung ($L_V = p_V \cdot Q_V$), die aufbracht werden muß, um einen Fluß von $Q_V = 100 \text{ sccm}$ zu bekommen, ist bei der kontinuierlichen Düse um 40 % kleiner als bei der Düse mit Blendenstruktur.

Es wird nun analog zu Kap. 6.2 das Geschwindigkeitsprofil am Düsenausgang betrachtet. In Abb. 6-18 und Abb. 6-19 sind die Komponenten v_x und v_y für einen Versorgungsdruck $p_V = 180 \text{ hPa}$ dargestellt. Zusätzlich ist das Profil der Düse mit Blenden für $p_V = 300 \text{ hPa}$

Abb. 6-18. Geschwindigkeitsprofil $v_x(y)$ am Düsenausgang der kontinuierlichen Düse (symmetrisches Polynom nach Gleichung (6-3); $n = 9$, $p_V = 180$ hPa).

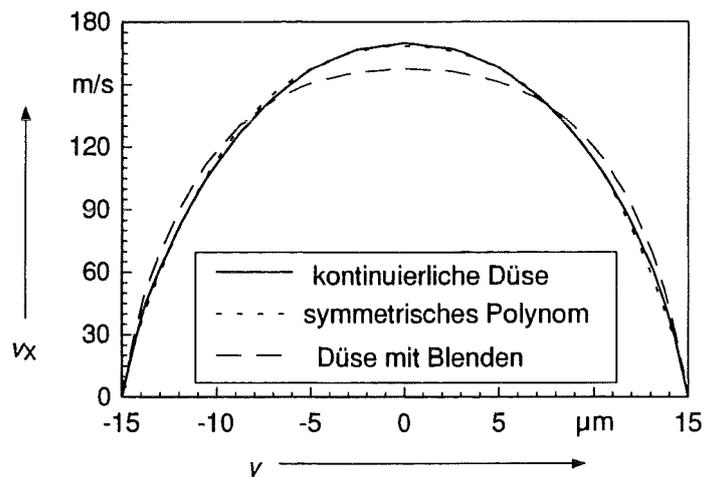
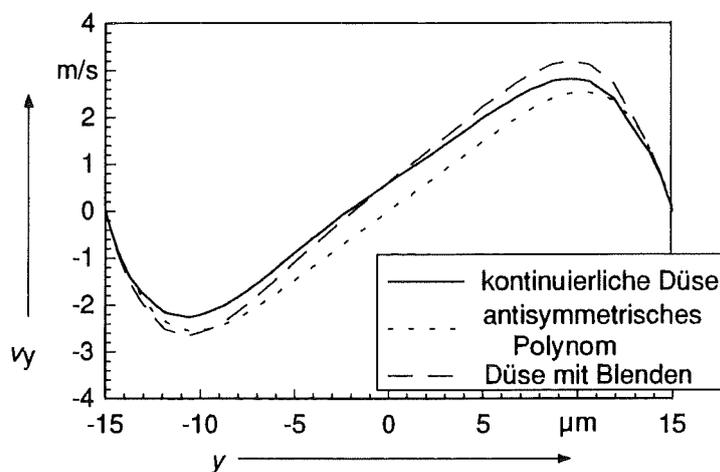


Abb. 6-19. Geschwindigkeitsprofil $v_y(y)$ am Düsenausgang der kontinuierlichen Düse (antisymmetrisches Polynom nach Gleichung (6-4); $n = 9$, $p_V = 180$ hPa).



eingezeichnet, d. h. die Geschwindigkeitsprofile bei gleichem Versorgungsfluß werden miteinander verglichen. Die Profile der beiden Düsenformen weichen voneinander ab, die Abweichung von v_x beträgt bei $y = 0$ etwa 8 %.

An die numerisch berechneten Profile der neuen Düsenform (Abb. 6-18 und Abb. 6-19) wird ein symmetrisches und ein antisymmetrisches Polynom angepaßt (vgl. Kap. 6.2.2). Die Polynome sind ebenfalls in die Abbildungen eingetragen. Es ergibt sich:

$$\frac{v_x(y)}{1\text{m/s}} = 168.29 - 0.400 \cdot \left(\frac{y}{1\mu\text{m}}\right)^2 - 0.00143 \cdot \left(\frac{y}{1\mu\text{m}}\right)^4 \quad (6-5)$$

$$\frac{v_y(y)}{1\text{m/s}} = 0.29 \cdot \left(\frac{y}{1\mu\text{m}}\right) + 3.66 \cdot 10^{-4} \cdot \left(\frac{y}{1\mu\text{m}}\right)^3 - 7.25 \cdot 10^{-6} \cdot \left(\frac{y}{1\mu\text{m}}\right)^5 \quad (6-6)$$

Diese Geschwindigkeitsprofile werden nun als Randbedingungen zur Simulation des zweiten Teilmodells verwendet. Es wird das Element mit geöffneten Ausgängen simuliert, und die Flüsse durch die verschiedenen Öffnungen werden bestimmt. Bei gleichem Versorgungsfluß sind die Flüsse durch die Steuereingänge gegenüber dem Element mit der Düse mit Blenden

um etwa 10 % angestiegen. Die Ausgangsflüsse ändern sich dagegen nur innerhalb von etwa 1 %.

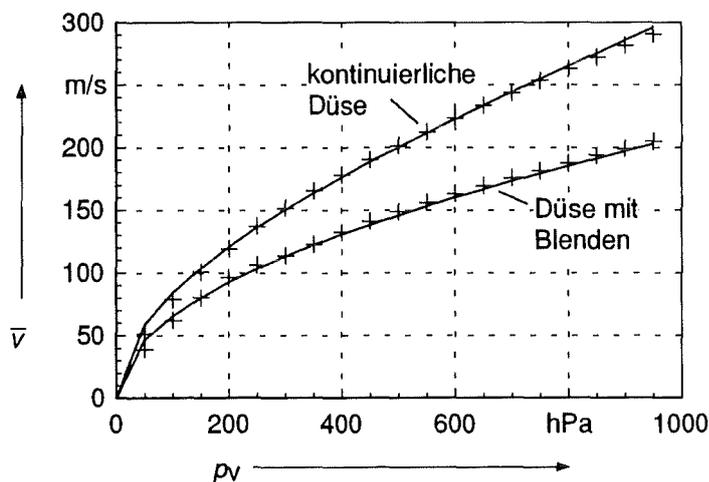
Zusammengefaßt sind in der kontinuierlichen Düse die Reibungsverluste wesentlich geringer als in der Düse mit Blendenform, während das stationäre Verhalten des Elementes sich nicht wesentlich ändert.

6.3.2 Experiment

Elemente mit der hier untersuchten kontinuierlichen Versorgungsdüse werden konstruiert und hergestellt (die Konstruktionszeichnungen der Elemente sind in Anhang B zu finden). Ihre Eigenschaften werden experimentell bestimmt (Füner 1994). Erwartungsgemäß erhöht sich die Strahlaustrittsgeschwindigkeit \bar{v} wesentlich gegenüber der Geschwindigkeit beim Element mit Blendendüse. In Abb. 6-20 ist sie für beide Düsenformen dargestellt. Die Erhöhung der Geschwindigkeit durch die Verwendung einer kontinuierlichen Düse beträgt 20 ... 40 %.

Die wesentlichen Eigenschaften des Elementes mit geöffneten Steuereingängen ändern sich nicht, wenn die Größen Schaltdruck, Ausgangsdruck etc. bei gleichem Versorgungsfluß verglichen werden. Allerdings ändern sich die Stabilitätseigenschaften bei geschlossenen Steuereingängen und geschlossenen Ausgängen stark. Dort ist nur bei einem Versorgungsdruck im Bereich $p_v = 250 \dots 450$ hPa das bistabile Verhalten beobachtbar. Damit ist mit geschlossenen Steuereingängen, wie sie bei elektrisch gesteuerten Elementen vorhanden sind, nur ein eingeschränkter Arbeitsbereich vorhanden.

Abb. 6-20. Gemessene Strahlaustrittsgeschwindigkeit \bar{v} für die verschiedenen Düsenformen ($h = 255 \mu\text{m}$, $d = 33 \mu\text{m}$, Ausgänge zu, Steuereingänge auf).



6.4 Vereinfachen der Steuerraumgeometrie

Im Bereich des Steuerraumes (Abb. 6-11) bilden sich Wirbel aus, die prinzipiell Energieverluste verursachen und auch das Schaltverhalten des Elementes bestimmen können. Es wird deshalb ein Element mit vereinfachtem Steuerraum entworfen (Abb. 6-21, in Anhang B sind die genauen Konstruktionsdaten aufgeführt). Die Steuerdüsen haben die gleiche Länge und

Abb. 6-21. Entwurf des bistabilen WSE mit vereinfachtem Steuerraum (Ausschnitt; Elementabmessung: 5.75 mm x 6.00 mm, Weite der Versorgungsdüse $d = 28.0 \mu\text{m}$).

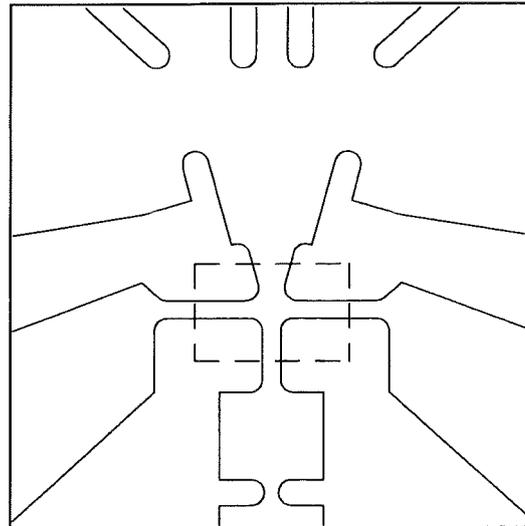
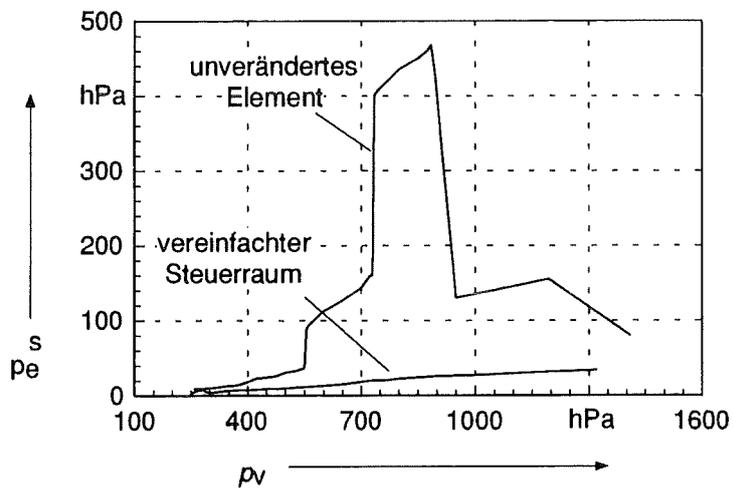


Abb. 6-22. Gemessener Steuerdruck p_e^S des bistabilen WSE mit vereinfachtem Steuerraum im Vergleich zum unveränderten Element ($h = 255 \mu\text{m}$, $d = 33 \mu\text{m}$).



Weite wie die des unveränderten Elementes, sie sind aber senkrecht zur Versorgungsdüse angeordnet. Der Abstand der Haftwände zum Ende der Versorgungsdüse hat sich verringert. Elemente nach diesem Entwurf werden hergestellt, ohne daß vorher ihre Eigenschaften mittels FEM bestimmt werden. Die Elemente werden experimentell untersucht (Füner 1994). Die Kennlinie der Versorgungsdüse ändert sich bei diesem Element nicht gegenüber dem unveränderten Element und auch der Stabilitätsbereich ist in etwa unverändert geblieben. Dagegen weist das Element ein wesentlich anderes Schaltverhalten als das unveränderte Element auf (Abb. 6-22). Während beim unveränderten Element der Schaltdruck p_e^S in Abhängigkeit vom Versorgungsdruck mehrere Bereiche mit unterschiedlichen Werten aufweist, steigt beim Element mit vereinfachtem Steuerraum der Druck p_e^S kontinuierlich mit p_v an. Die Werte von p_e^S verringern sich durch Vereinfachen des Steuerraumes. Beim unveränderten Element deuten die Stufen in der Kurve $p_e^S(p_v)$ auf verschiedene Schaltmechanismen hin, die in verschiedenen Bereich von p_v vorhanden sind (Füner 1994).

Beim Element mit vereinfachtem Steuerraum scheint nur ein Schaltmechanismus über den hier betrachteten Bereich von p_v vorhanden zu sein. Durch die Verringerung des Schaltdruckes vergrößert sich damit der Arbeitsbereich, in dem das Element betrieben werden kann. Zusätzlich zum verringerten Schaltdruck hat das Element mit vereinfachtem Steuerraum einen um etwa 25 % erhöhten maximalen Ausgangsdruck.

6.5 Optimierung des Öffnungswinkels der Haftwände

Die Stromlinien im ursprünglichen bistabilen WSE zeigen, daß der Fluidstrahl nicht exakt in den Ausgang trifft (Abb. 6-10): Er trifft auf den Keil zwischen der oberen Ausgleichsöffnung und dem oberen Ausgang. Damit der Strahl exakt auf die obere Ausgangsöffnung trifft, wird nun der Öffnungswinkel φ der Haftwände verringert (Abb. 6-23). Dabei werden die Haftwände um den Punkt 'z' in Abb. 6-23 gedreht werden, wobei die Weite zwischen den Haftwänden unverändert bleibt. Während beim unveränderten Element der Winkel $\varphi = 14.8^\circ$ beträgt, werden weitere Simulationen für $\varphi = 13^\circ$ und $\varphi = 11.2^\circ$ durchgeführt. Der Winkel $\varphi = 13^\circ$ wird als der Winkel abgeschätzt, bei dem in Abb. 6-10 der Strahl mittig auf den oberen Ausgang trifft. Es wird der Druck p_a^{\max} am beschalteten Ausgang bestimmt. Dabei

Abb. 6-23. Definition des Öffnungswinkels φ zwischen den beiden Haftwänden und der Drehpunkte z bei der Variation des Winkels φ beim bistabilen WSE.

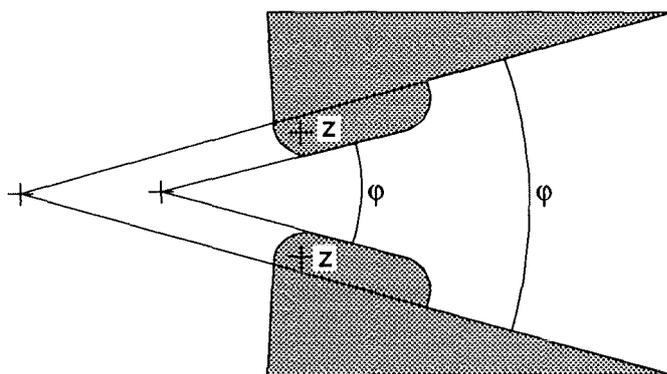
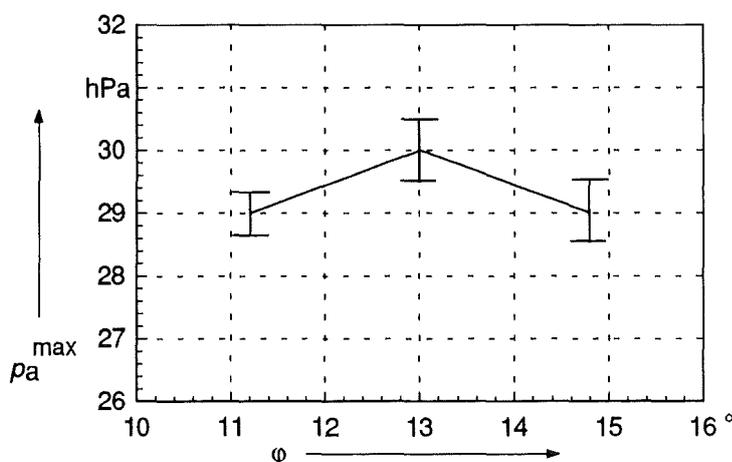


Abb. 6-24. Berechneter Ausgangsdruck p_a^{\max} in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel φ der Haftwände.



zeigt sich, daß die Werte p_a^{\max} mit der Zahl der durchgeführten Iterationen um einen bestimmten Wert schwanken. Es wird deshalb solange iteriert, bis die Amplitude der Schwankungen etwa 3 % des Absolutwertes von p_a^{\max} betragen.

In Abb. 6-24 ist der Druck p_a^{\max} am beschalteten Ausgang für die verschiedenen Öffnungswinkel dargestellt. Er weist bei $\phi = 13^\circ$ ein Maximum auf. Die Änderung liegt aber nur im Bereich von etwa 3 %.

Im Experiment zeigen die Elemente mit optimierten Haftwandwinkel die erwartete Erhöhung des Ausgangsdruckes von etwa 3 %, obwohl die berechneten Absolutwerte von p_a^{\max} etwa 20 % von den experimentell bestimmten Werten abweichen.

Während sich im Experiment die Versorgungskennlinie und die Schalteigenschaften des geänderten Elementes nicht gegenüber dem unveränderten Element ändern, sinkt der Versorgungsdruck p_v^{stab} , ab dem das bistabile Verhalten auftritt, von etwa 260 hPa auf 50 hPa bei geöffneten Steuereingängen und auf 20 hPa bei geschlossenen Steuereingängen.

6.6 Bistabiles WSE ohne mittlere Ausgleichsöffnung

6.6.1 Simulation

Die Zahl der Fluidzuführungen auf eine Mikrostruktur sollte möglichst klein sein, um den Aufwand zur Verbindung der Mikrostruktur mit Anschlüssen gering zu halten. Es wird hier untersucht, ob die Ausgleichsöffnung zwischen den beiden Ausgängen für die wesentliche Funktion des Elementes nötig ist. Sie wird deshalb so verschlossen, daß eine halbkugelförmige Aussparung zwischen den beiden Ausgängen vorhanden ist (vgl. Abb. 6-25). Mit dem Geschwindigkeitsprofil der Düse mit Blenden (Gl. 6-3 und Gl. 6-4) wird das Element sowohl mit geöffneten als auch mit geschlossenen Ausgängen simuliert ($n = 9$, 14367 Knoten). In Abb. 6-25 sind die Stromlinien und Flüsse durch die Öffnungen bei geöffneten Ausgängen dargestellt.

Durch das Verschließen der mittleren Ausgleichsöffnung ändern sich die Flüsse durch die Steuereingänge und durch den geöffneten, beschalteten Ausgang nur innerhalb von 1 %. Der Druck am ungeöffneten, beschalteten Ausgang erhöht sich um etwa 3 %. Damit ändern sich die stationären Eigenschaften nicht wesentlich, wenn die mittlere Ausgleichsöffnung verschlossen wird.

6.6.2 Experiment

Elemente ohne mittlere Ausgleichsöffnung werden ebenfalls hergestellt und experimentell untersucht (Füner 1994). Während sich die Versorgungskennlinie durch das Verschließen der mittleren Ausgleichsöffnung nicht ändert, steigt der Versorgungsdruck p_v^{stab} , ab dem das bistabile Verhalten auftritt, bei geschlossenen Ausgängen von etwa 260 hPa auf etwa 350 hPa

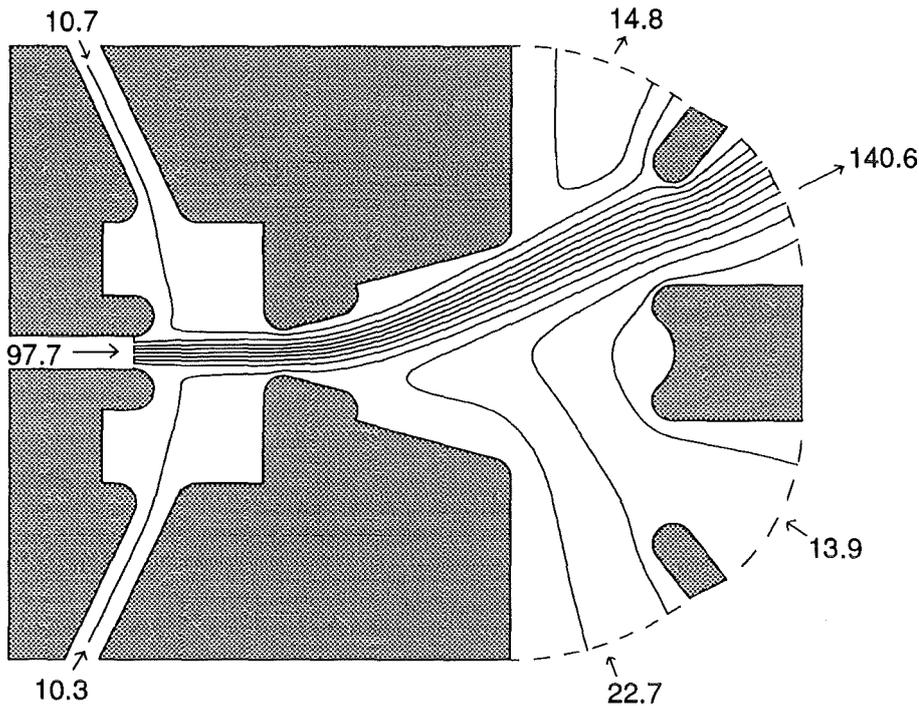
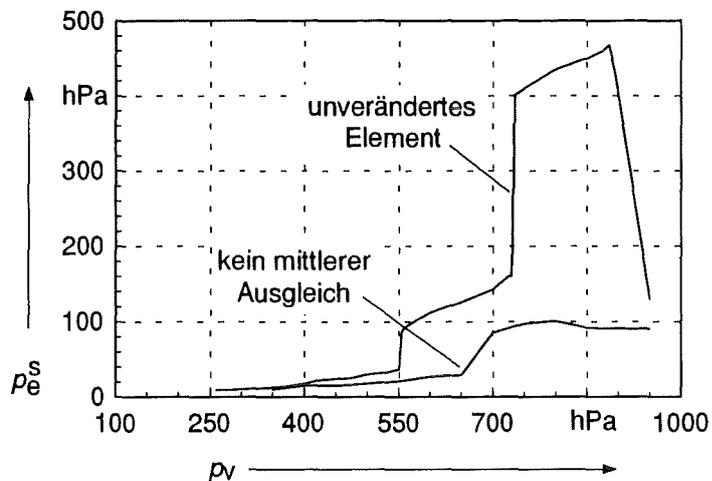


Abb. 6-25. Stromlinien und Flüsse im bistabilen WSE ohne mittlere Ausgleichsöffnung, angegeben sind die Flüsse in sccm für eine Elementhöhe $h = 502 \mu\text{m}$ (Ausgänge geöffnet, $n = 9$, $p_v = 300 \text{ hPa}$).

an. Das Schaltverhalten ändert sich wesentlich. In Abb. 6-26 ist der Schaltdruck p_e^S für die Elemente mit und ohne mittlere Ausgleichsöffnung dargestellt. Man erkennt, wie durch das Verschließen der Ausgleichsöffnung der Schaltdruck sinkt. Der Übergang vom niedrigsten Niveau von p_e^S zum nächsthöheren verschiebt sich von 550 hPa auf 650 hPa . Zusätzlich erhöht sich der Ausgangsdruck im beschalteten Ausgang um etwa 10% , also mehr als die in der Simulation vorhergesagten 3% .

Abb. 6-26. Gemessener Steuerdruck p_e^S beim bistabilen WSE mit und ohne mittlere Ausgleichsöffnung ($h = 255 \mu\text{m}$, $d = 33 \mu\text{m}$).



6.7 Kombination mehrerer Änderungen

Neben den Elementen mit den oben beschriebenen Änderungen werden auch Elemente hergestellt und untersucht, die eine Kombination der bisher untersuchten Änderungen enthalten (Füner 1994). In Tab. 6-1 sind die Kombinationen aufgelistet.

Sie enthalten alle die kontinuierliche Versorgungsdüse und den vereinfachten Steuerraum. Die Versorgungskennlinien aller Elemente weisen keinen Unterschied zum Element auf, welches als einzige Änderung die kontinuierliche Versorgungsdüse besitzt.

Es zeigt sich jedoch, daß alle hier untersuchten Elemente instabil sind, wenn die Ausgänge geschlossen sind. Der Strahl haftet an keiner der beiden Haftwände, er kann auch nicht durch anlegen eines Steuerdruckes zum Haften gebracht werden. Bei geöffneten Ausgängen beträgt der Stabilitätsdruck p_v^{stab} bei allen Elementen unabhängig von der Beschaltung der Steuereingänge etwa $p_v^{\text{stab}} = 30 \text{ hPa}$. Aber schon bei geringer Belastung des beschalteten Ausganges ist kein stabiler Zustand mehr vorhanden.

Die Eigenschaften eines Elementes mit einer Kombination der verschiedenen geometrischen Änderungen kann also nicht aus den Eigenschaften von Elementen angegeben werden, die nur einzelne Änderungen enthalten. So geht die Stabilität des Elementes mit kontinuierlicher Versorgungsdüse ganz verloren, wenn man noch weitere Änderungen vornimmt.

Die durchgeführten Untersuchungen zeigen, daß sich die Eigenschaften der Elemente verbessern, wenn man den Steuerraum vereinfacht und den Öffnungswinkel der Haftwände optimal wählt. Das Element ohne mittlere Ausgleichsöffnung erlaubt eine einfachere Verbindung mit Fluidzuführungen. Die Eigenschaften von Elementen mit einer Kombination dieser Änderungen müssen noch bestimmt werden.

Tab. 6-1. Untersuchte bistabile WSE mit mehreren Änderungen.

Nr. ↓	kontinuierliche Versorgungs- düse	vereinfachter Steuerraum	veränderter Haftwand- winkel	keine mittlere Ausgleichs- öffnung
1	x	x		
2	x	x	x	
3	x	x		x
4	x	x	x	x

Teil II Elektro-thermopneumatische Signalwandlung zur Steuerung fluidischer Strahlelemente

7 Konzept der Signalwandlung und Herstellung der Bauteile

7.1 Konzept der Signalwandlung

Zur Steuerung der fluidischen Strahlelemente wird über eine Signalwandlungskette ein elektrisches Signal in ein pneumatisches Signal umgewandelt und so das ursprünglich rein pneumatische Steuersignal ersetzt. Da aus den bisherigen Untersuchungen bekannt ist, welcher Steuerdruck beim Strahlablenkelement ein bestimmtes Ausgangssignal erzeugt, bzw. das bistabile Wandstrahlelement zum Schalten bringt, sind konkrete Vorgaben zur Entwicklung der Signalwandlung gegeben.

Die elektrisch-pneumatische Signalwandlung erfolgt über einen thermischen Zwischenschritt. Dabei wird ein elektrischer Widerstand durch ein elektrisches Signal aufgeheizt. Der Widerstand gibt seine Wärme an das ihn umgebende Gas ab. Dadurch erhitzt sich das Gas, erhöht seinen Druck und erzeugt das pneumatische Steuersignal. Ein ähnliches Konzept wurde von van de Pol (1989) zum Antrieb einer Siliziummikropumpe verwendet.

Die elektrischen Widerstände sind in den Fluidführungen der Steuereingänge untergebracht (vgl. Abb. 2-2 und Abb. 2-3) und als Mäander ausgelegt. Sie werden aus gesputterten Titanschichten ($h_{Ti} = 2 \dots 4 \mu\text{m}$) mittels konventioneller lichtoptischer Lithographie und verschiedenen Ätztechniken hergestellt. Sie haben typischerweise eine Leiterbahnbreite von $25 \mu\text{m}$, eine Leiterbahnlänge von 8 mm und einen Widerstandswert von $50 \dots 100 \Omega$. Zur Vermeidung von Wärmeverlusten werden die Mäander als freitragende Strukturen innerhalb der fluidischen Strahlelemente hergestellt. Die Herstellung erfolgt ohne einen zusätzlichen Montageschritt.

Das hier vorgestellte Konzept hat den Vorteil, daß es gleichermaßen in den Steuereingängen der Strahlablenkelemente und der bistabilen Wandstrahlelemente realisiert werden kann, aber auch unabhängig von der fluidischen Strahlelementen untersucht werden kann. Im folgenden wird die Signalwandlung zunächst in einem geschlossenen Volumen untersucht. Dann wird sie am Strahlablenkelement untersucht, da hier das Ausgangssignal stetig vom Steuersignal abhängt und danach am bistabilen Wandstrahlelement.

7.3 Herstellung von Titan-Heizmäandern über Siliziumätzgruben in Kombination mit dem LIGA-Verfahren

Die Titanmäander werden auf einem Siliziumwafer hergestellt. Auf dem strukturierten Titan werden die PMMA-Mikrostrukturen aufgebracht. Die Oberfläche des Titans ist oxidiert und dient als Haftschicht für die PMMA-Mikrostruktur (Mohr 1988). Die Oxidschicht ist nur einige 10 nm dick und beeinflußt die elektrischen Eigenschaften der Mäander nicht.

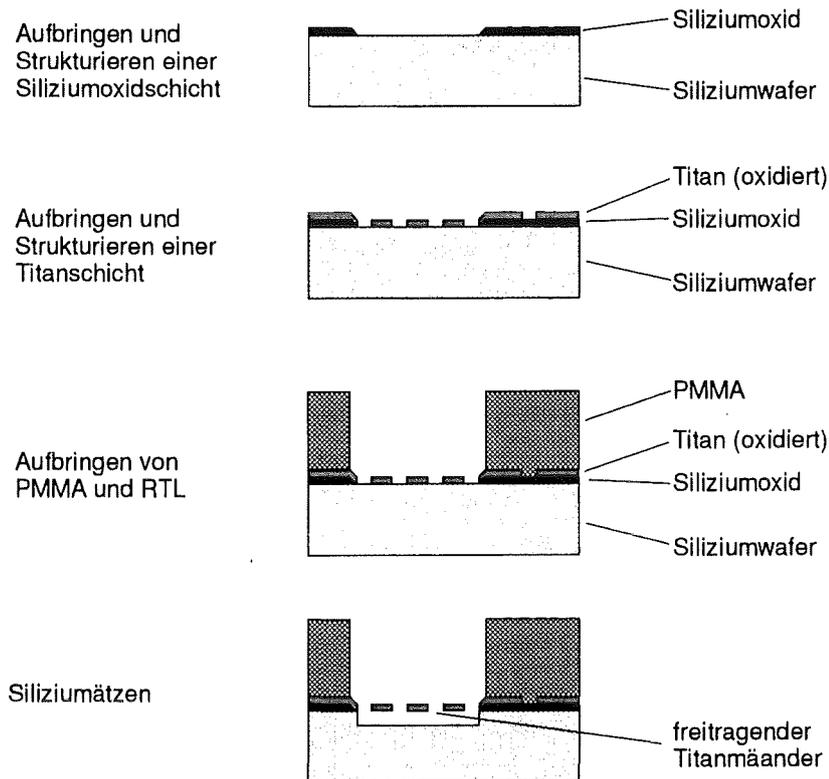


Abb. 7-1. Herstellung freitragender Titanmäander, Kombination der Siliziumätztechnik mit dem LIGA-Verfahren.

Mit einem Trockenätzverfahren wird das Silizium unter den Titanmäandern entfernt und man erhält freitragende Mäander. Dabei dient eine Siliziumoxidschicht zwischen dem Silizium und dem Titan als Maskierung für das Siliziumätzen.

Der Ablauf zur Herstellung fluidischer Strahlelemente mit Titanheizmäandern ist in Abb. 7-1 dargestellt. Im ersten Schritt wird auf einem Siliziumwafer eine Siliziumoxidschicht ($h_{\text{SiO}_2} \approx 1 \mu\text{m}$) durch Oxidation in heißem Wasserdampf gebildet. Danach werden mit Flußsäure Fenster in die Oxidschicht geätzt, durch welche später Gruben in das Silizium geätzt werden können.

Im zweiten Schritt wird eine Titanschicht aufgesputtert ($h_{\text{Ti}} = 2 \dots 4 \mu\text{m}$). Die Oberfläche der Schicht wird oxidiert und die Schicht wird ebenfalls mit Flußsäure strukturiert. Da das Ätzen von Titan mit Flußsäure wesentlich schneller erfolgt als das Ätzen des Siliziumoxides, ist der unerwünschte Abtrag von Siliziumoxid in diesem Schritt vernachlässigbar. Mit der Titanstrukturierung werden Mäander hergestellt, die in den Siliziumoxidfenstern liegen und später über der Siliziumätzgrube hängen.

Im dritten Schritt wird mit Mitteln des LIGA-Verfahrens die PMMA-Mikrostruktur auf dem Siliziumwafer hergestellt. Dazu wird PMMA aufgebracht und mit der Röntgentiefenlithographie strukturiert. Die Fluidzuführungen der Steuereingänge der fluidischen Strahlelemente liegen dabei über den Heizmäandern.

Im letzten Schritt wird das Silizium mit halogenhaltigen Gasen in einem plasmalosen Prozeß geätzt (Guber et al. 1994). Es erfolgt dabei eine Unterätzung des Siliziumoxides von der gleichen Dimension wie die Ätzgrubentiefe.

In Abb. 7-2 ist ein Strahlableitkelement mit Heizmäandern in den Fluidführungen der Steuereingänge zu sehen. Abbildung 7-3 zeigt vergrößert den Mäander in der Fluidführung des linken Steuereinganges. Der Mäander ist aufgrund einer inhomogenen Spannungsverteilung der Titan-Titanoxidschicht außen leicht nach oben gebogen. Bei der Ätzung ist die Maskierung stark unterätzt. Im optischen Mikroskop ist die Unterätzung als Welligkeit der Siliziumoxid-Titan-Schicht zu sehen, sie liegt in der gleichen Größenordnung wie die Ätztiefe von etwa 200 µm.

Abb. 7-2. REM-Aufnahme eines SAE aus PMMA mit integrierten Titanmäandern (Ausschnitt, $h = 285 \mu\text{m}$, $d = 58 \mu\text{m}$).

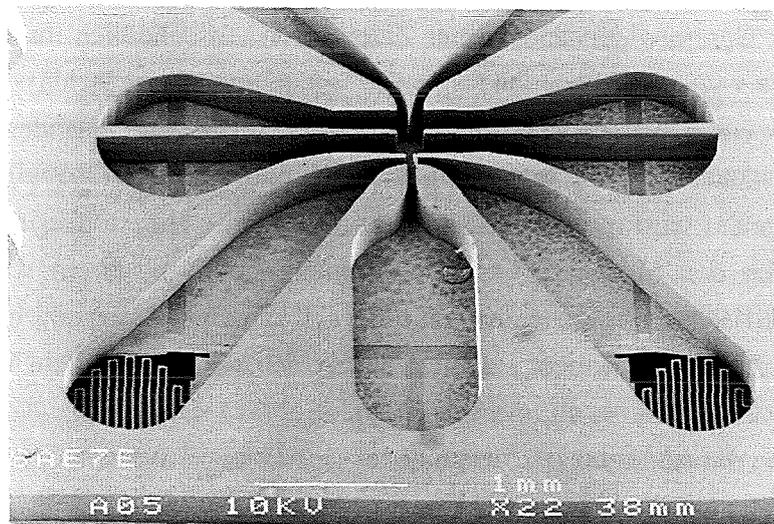
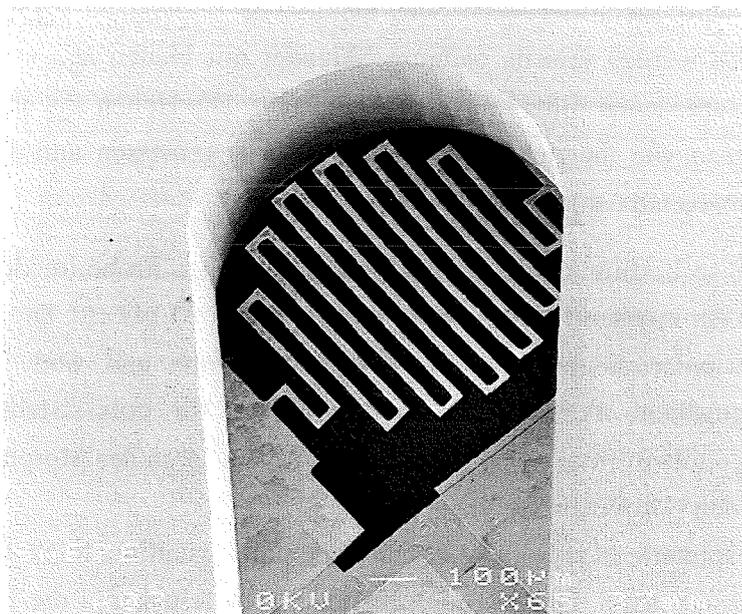


Abb. 7-3. REM-Aufnahme eines freitragenden Heizmäanders in einer PMMA-Mikrostruktur ($h = 285 \mu\text{m}$; Mäander: Breite 20 µm, Höhe 3 µm, Länge 7.7 mm, Widerstand 100 Ω; Grubentiefe 200 µm).



8 Elektrische, mechanische und thermische Eigenschaften der Heizmäander

8.1 Einführung

Die elektrischen, mechanischen und thermischen Eigenschaften der Mäander werden in diesem Kapitel untersucht. Dazu werden Mäander verschiedener Breite $b = 30 \dots 60 \mu\text{m}$ und Länge $l = 7.7 \dots 20.6 \text{ mm}$ entworfen. Im Entwurf der Mäander wurde ein Maßvorhalt berücksichtigt, da beim Ätzen der Titanschichten eine Unterätzung der Maskierung stattfindet. Die Tiefe der Unterätzung ist im Idealfall gleich der Titanhöhe, beträgt in der Praxis aber wesentlich mehr (Burbaum und Mohr 1991).

Die elektrische Kontaktierung der Mäander erfolgt über Kontaktstifte aus Wolfram. Um einen niederohmigen Kontakt zu gewährleisten, wird das Titanoxid an den Kontaktstellen entfernt. Der Gesamtwiderstand zweier Zuleitungen einschließlich ihrer Kontakte zum Titan beträgt etwa 4Ω , er wird bei den folgenden Betrachtungen vernachlässigt.

Zur Untersuchung der Signalwandlung wird an die Mäander das elektrische Signal eines Pulsgenerators angelegt (Dauer $D \approx 1 \text{ ms}$). Der zeitabhängige Verlauf der Spannung am Mäander wird mit einem Oszilloskop bestimmt, ebenso über einen Vorwiderstand der Strom durch den Mäander. Aus der Spannung und dem Strom wird der zeitliche Verlauf des elektrischen Widerstandes und der elektrischen Leistung berechnet. Da die elektrische Leistung den Mäander aufheizt, ändert sich zeitabhängig sein Widerstand und damit auch die elektrische Leistung, die am Mäander abfällt. Durch eine Anpassung des Vorwiderstandes kann die Änderung der Leistung auf einen kleinen Bereich beschränkt werden.

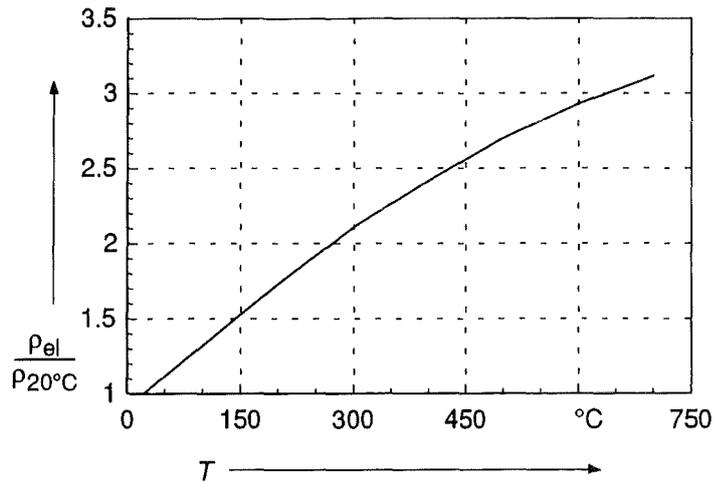
8.2 Spezifischer elektrischer Widerstand

Es wird zuerst der spezifische elektrische Widerstand ρ_{el} des gesputterten Titans bestimmt. Dazu werden jeweils mehrere Mäander mit Höhen $h_{Ti} \approx 2 \mu\text{m}$ und $h_{Ti} \approx 4 \mu\text{m}$ auf zwei verschiedenen Siliziumwafern hergestellt. Die Höhen h_{Ti} und Breiten b der Mäander werden ebenso wie ihr elektrischer Widerstand R gemessen und daraus der spezifische elektrische Widerstand nach $\rho_{el} = R \cdot \frac{b \cdot h_{Ti}}{l}$ berechnet.

Die so bestimmten Werte liegen bei der ersten Probe im Bereich $\rho_{el} = 49 \dots 52 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ und bei der zweiten Probe im Bereich $\rho_{el} = 56 \dots 61 \mu\Omega \cdot \text{cm}$. Die Werte einer Probe streuen leicht. Sie unterscheiden sich von Probe zu Probe und sind größer als der in der Literatur angegebene Wert von $\rho_{el} = 47 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ für polykristallines Titan bei Raumtemperatur (Landolt-Börnstein 1982). Der Grund dafür ist in der Morphologie des gesputterten Titans zu finden (Grovenor 1989).

Gesputterte Materialien besitzen eine polykristalline, feinkörnige Struktur mit Fehlstellen und Versetzungen. Die Körnung ist dabei sehr feiner und die Fehler in der Kristallstruktur sind

Abb. 8-1. Temperaturabhängigkeit des spezifischen elektrischen Widerstandes ρ_{el} von polykristallinem Titan nach Landolt-Börnstein (1982).



häufiger als bei nicht gesputtertem, polykristallinem Material. Diese Effekte erhöhen den elektrischen Widerstand des Materials. Dabei treten, abhängig von den Sputterparametern, Schwankungen bei den elektrischen Widerständen verschiedener Proben auf.

Zur Bestimmung der Temperatur eines Mäanders kann die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes benutzt werden. Für die folgenden Untersuchungen wird diese aus der Literatur für polykristallines Titan entnommen (Landolt-Börnstein 1982); in Abb. 8-1 ist sie für den spezifischen elektrischen Widerstand dargestellt.

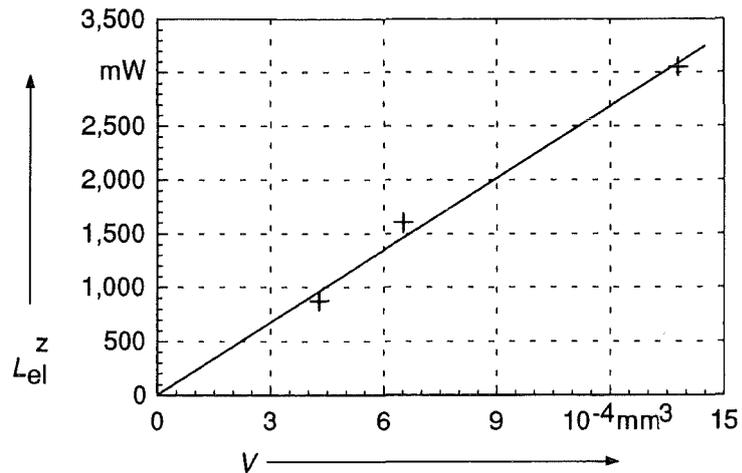
Der Unterschied von gesputtertem Titan zu polykristallinem Titan wird hier vernachlässigt. Prinzipiell sind die Werte von $\rho_{el}/\rho_{20^\circ\text{C}}$ von gesputtertem Material kleiner als die von polykristallinem Material, da nach der Matthiesen-Regel (Grimsehl 1985) die feinkörnige Struktur und die Fehlstellen einen temperaturunabhängigen Beitrag zum Widerstand liefern. Eine Temperaturbestimmung über den elektrischen Widerstand wird also immer zu kleine Werte für die Temperatur liefert. Die Abweichung wird hier auf weniger als 10% geschätzt.

8.3 Mechanische und thermische Belastbarkeit

In diesem Kapitel wird die Belastbarkeit der Mäander untersucht. Die Mäander dürfen nicht über ihre Schmelztemperatur hinaus erhitzt werden, da sie sonst zerstört werden. Zur Untersuchung der maximal in die Mäander einkoppelbaren elektrischen Leistung bei einer bestimmten Pulsdauer werden Mäander verschiedener Länge und Breite mit $h \approx 3 \mu\text{m}$ auf einem Siliziumwafer hergestellt und unterätzt. An die Mäander werden elektrische Pulse verschiedener Leistung für eine Dauer $D = 1 \text{ ms}$ angelegt. Der zeitliche Verlauf des elektrischen Widerstandes wird bestimmt und nach Abb. 8-1 die Temperatur des Mäanders am Pulsende bestimmt.

Die elektrische Leistung wird schrittweise bis zur Zerstörung erhöht und die Obergrenze der Leistung L_{el}^Z und der Temperatur T^Z bestimmt. Die Temperaturen T^Z liegen für die verschiedenen Mäander im Bereich 430 ... 510 °C, also weitaus weniger als die

Abb. 8-2. Obergrenze L_{el}^z der Leistung in Abhängigkeit vom Meandervolumen V ($D = 1$ ms).



Schmelztemperatur von Titan von $1700 \text{ }^\circ\text{C}$ (Landolt-Börnstein 1982). Das liegt u. a. daran, daß mit dem hier vorgestellten Verfahren nur eine mittlere Temperatur bestimmt wird. Dadurch, daß die Mäander an ihren Enden mit dem Substrat verbunden sind, haben sie dort etwa die Substrattemperatur. In der Mäandermitte und an Stellen, die durch Inhomogenitäten einen erhöhten elektrischen Widerstand besitzen, wird die Temperatur weitaus größer als die bestimmte Temperatur T^z sein.

Die maximal einkoppelbare Leistung L_{el}^z hängt vom Mäandervolumen ab, da dieses die Gesamtwärmekapazität des Mäanders bestimmt. In Abb. 8-2 ist L_{el}^z für die verschiedenen Mäander in Abhängigkeit vom Mäandervolumen V aufgetragen. Es zeigt sich, daß bei den hier untersuchten Mäandern der Verlauf in etwa linear ist. Beim Entwurf neuer Mäandergeometrien kann aus Abb. 8-2 abgeschätzt werden, welche maximale Leistung in die Mäander eingekoppelt werden darf.

Es wird die Dauerbelastung eines freitragenden Mäanders eine Breite $b = 22 \text{ } \mu\text{m}$, einer Leiterbahnlänge $l = 7.7 \text{ mm}$ und einer Höhe $h = 2.6 \text{ } \mu\text{m}$ untersucht. Dazu werden an den Mäander Pulse mit einer elektrischen Leistung $L_{el} = 400 \text{ mW}$ und einer Dauer $D = 1 \text{ ms}$ mit einer Wiederholrate von 50 Hz angelegt. Nach mehr als 10^7 Pulsen ist der Heizmäander immer noch funktionstüchtig.

Die leichte Verbiegung der Mäander, wie sie in Abb. 7-3 zu sehen ist, kann sich prinzipiell bei der Aufheizung der Mäander vergrößern. Werden die Strukturen mit Plexiglas abgedeckt (vgl. Kap. 10), so könnte es zur Verklebung des Mäanders mit dem Plexiglas kommen, wenn der Mäander an das Plexiglas stößt und es zum Schmelzen bringt. In den verschiedenen Experimenten sind aber keine Effekte zu beobachten, die auf eine störende thermische Verbiegung hinweisen. Im Prinzip kann die Verbiegung der Mäander durch Stützstrukturen aus Siliziumoxid verhindert werden. Solche Stützstrukturen bewirken aber eine zusätzliche, unerwünscht Wärmeableitung und werden hier nicht weiter untersucht.

9 Elektro-thermopneumatische Signalwandlung

9.1 Einführung

In diesem Kapitel wird die elektro-thermopneumatische Signalwandlung mit den hergestellten Titanheizmäandern untersucht. In den Fluidführungen der Steuereingänge konkurrieren zwei Effekte miteinander: zum einen der Druckanstieg durch Aufheizen des Gases und zum anderen die Druckerniedrigung durch Ausfließen des Fluides.

Um die Druckerhöhung durch Aufheizen getrennt von der Druckerniedrigung durch Ausfluß des Fluides zu untersuchen, wird zunächst die Signalwandlung in einem geschlossenen Volumen ohne Ausfluß untersucht. Danach werden die Vorgänge in den Steuereingängen fluidischer Strahlelemente betrachtet.

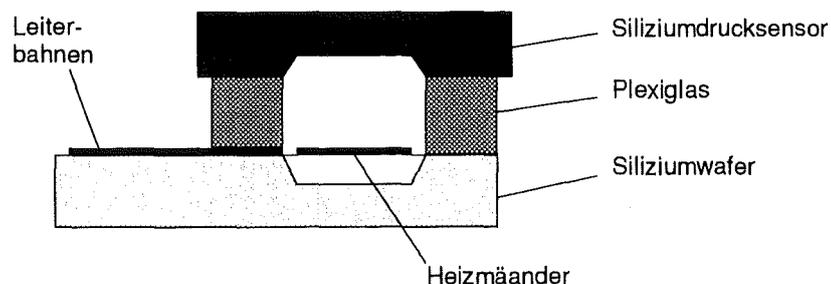
9.2 Signalwandlung im geschlossenen Volumen

9.2.1 Versuchsaufbau

Zur Untersuchung der Signalwandlung in geschlossenen Volumen werden Titanmäander auf einem Siliziumsubstrat hergestellt und unterätzt. Über die freitragenden Mäander werden Plexiglas-Plättchen mit einem gebohrten Loch aufgeklebt, das Loch liegt dabei direkt über den Mäandern (siehe Abb. 9-1). Auf die Plexiglas-Plättchen wird ein Silizium-Drucksensor der Fa. Sensor Technics (1991), Typ SX01D, aufgeklebt. Am Drucksensor kann, bei Anlegen einer Versorgungsspannung, eine Meßspannung abgegriffen werden, die proportional zum Druck im eingeschlossenen Volumen ist. Der zeitliche Verlauf der Meßspannung wird mit dem Oszilloskop bestimmt.

Es ist sichergestellt, daß bei dem verwendeten Versuchsaufbau kein Leckfluß vorhanden ist: Durch Anlegen der Versorgungsspannung an den Drucksensor fließt ein kleiner Strom durch diesen und erwärmt den Versuchsaufbau leicht. Dadurch erhöht sich der Druck im eingeschlossenen Volumen um einige hPa. Ist nun ein Leck vorhanden, so findet ein meßbarer Druckausgleich zur Atmosphäre statt; dies ist bei den hier beschriebenen Untersuchungen nicht der Fall.

Abb. 9-1.
Versuchsaufbau zur
Untersuchung der
Signalwandlung im
geschlossenen
Volumen.



Tab. 9-1. Kennwerte des Versuchsaufbaus.

Mäander	Höhe h_{Ti}	2.6 μm
	Breite b	$(21.5 \pm 1.0) \mu\text{m}$
	Länge l	7.7 mm
	Volumen V	$(4.3 \pm 0.2) \cdot 10^{-4} \text{ mm}^3$
	elektrischer Widerstand R ($T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$)	105 Ω
Plexiglaskammer	Höhe h_K	1.2 mm
	Durchmesser d_K	1.1 mm
Ätzgrube	Tiefe	200 μm
	Durchmesser	800 μm
Sensor	inneres Volumen	$(1.9 \pm 0.3) \text{ mm}^3$
	Eichung $\frac{\Delta U}{\Delta p}$	$1.01 \frac{\text{mV}}{\text{hPa}}$
Gesamtvolumen der Kammer V_K		$(3.2 \pm 0.3) \text{ mm}^3$

9.2.2 Signalwandlung

Zur Untersuchung der Signalwandlung wird zunächst ein Mäander einer bestimmten Breite und Länge verwendet; die Daten des Mäanders und des Versuchsaufbaus sind in Tab. 9-1 aufgelistet. Es wird eine elektrische Leistung $L_{eI} \approx 65 \text{ mW}$ für die Dauer $D = 1 \text{ ms}$ angelegt; die Abhängigkeit von L_{eI} und R von der Zeit t ist in Abb. 9-2 dargestellt. Während die elektrische Leistung L_{eI} in etwa konstant ist, steigt der Widerstand R linear mit der Zeit t an und damit nach Abb. 8-1 auch die Mäandertemperatur T .

Der Druck p in dem gekapselten Volumen ist in Abb. 9-3 in Abhängigkeit von der Zeit t dargestellt. Der Druckanstieg ist etwas verzögert, da der Drucksensor eine Verzögerungszeit von etwa 0.05 ms besitzt. In der Zeit, in der der elektrische Puls anliegt ($0 < t < 1 \text{ ms}$), steigt der Druck p linear an. Ein Druckanstieg ist aufgrund der im Titan gespeicherten Energie auch dann noch zu beobachten, wenn der elektrisch Puls nicht mehr anliegt ($1 \text{ ms} < t < 2 \text{ ms}$). Bei $t \approx 2 \text{ ms}$ erreicht der Druck ein Maximum und fällt dann innerhalb von etwa 20 ms wieder auf seinen ursprünglichen Wert ab; der Druckabfall ist durch die Abfuhr der Wärme durch die Wände bedingt.

Zur Beurteilung der Vorgänge in der Aufheizphase werden der lineare Temperaturanstieg des Mäanders und der lineare Anstieg des Gasdrucks durch Leistungen L_{Ti} und L_g beschrieben. Diese Leistungen stellen die Anteile der elektrischen Leistung dar, die die Aufheizung des Titans und der Luft bewirken. Die Berechnung dieser Leistungen ist in Tab. 9-2

Abb. 9-2. Zeitlicher Verlauf des elektrischen Widerstandes R und der elektrischen Leistung L_{el} an einem Titanheizmäander.

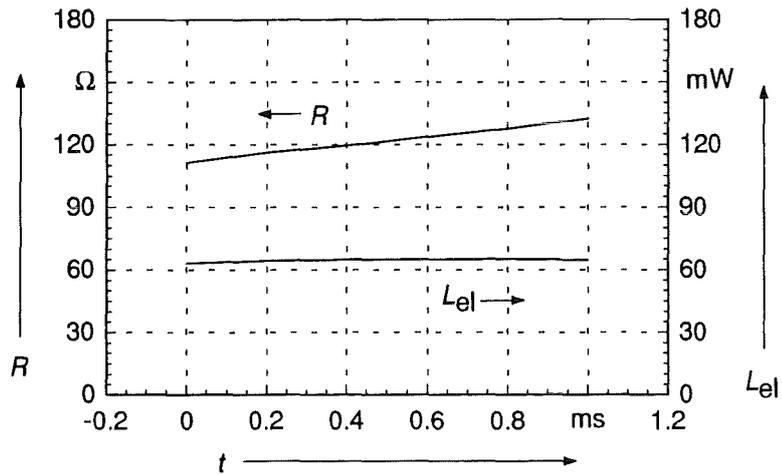
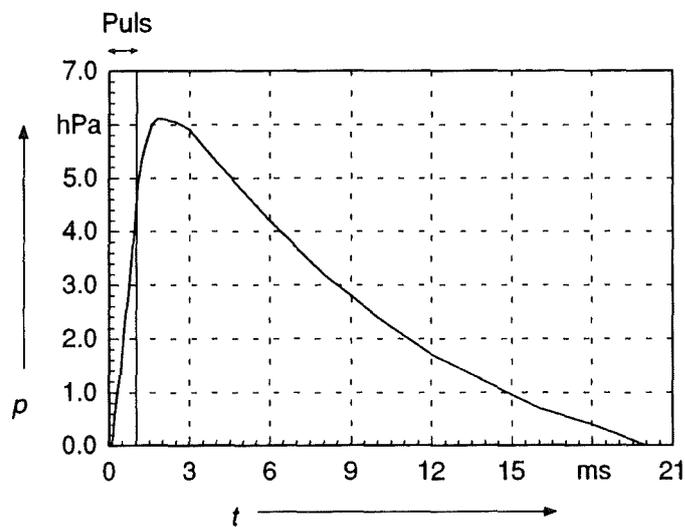


Abb. 9-3. Signalwandlung im geschlossenen Volumen: Druck p in Abhängigkeit von der Zeit t ($L_{el} = 64 \pm 1$ mW, $D = 1$ ms).



Tab. 9-2. Berechnung der Leistungsanteile L_{Ti} und L_g , die die Erhöhung der Titan-temperatur T und des Gasdruckes p beschreiben.

	Leistung	Bemerkung
Titanmäander, Gl. (9-1)	$L_{Ti} = C_v \cdot V \cdot \frac{\Delta T}{\Delta t}$ $C_v - \text{spezifische Wärme}$ $V - \text{Mäandervolumen}$	- nach Kneubühl (1990) - C_v wird nach der Debeyschen Näherung bestimmt (Kopitzki 1986) mit: $\Theta_D = 420 \text{ K}, \rho = 4.52 \cdot 10^3 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3},$ $M_{\text{mol}} = 47.9 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}$ - V nach Tab. 9-1
Luft, Gl. (9-2)	$L_g = 0.4 \cdot V_K \cdot \frac{\Delta p}{\Delta t}$ $V_K - \text{Kammervolumen}$	- nach Kneubühl (1990) - V_K nach Tab. 9-1

zusammengefaßt. Aus dem Widerstand am Pulsende von $R/R_{20^{\circ}\text{C}} = 1.20$ wird die Temperaturerhöhung des Mänders zu $\Delta T = 54 \pm 5$ mW bestimmt (nach Abb. 8-1). Damit ist $L_{\text{Ti}} = 51 \pm 5$ mW. Die aus dem Druckanstieg $\Delta p/\Delta t = 5.7$ hPa/ms bestimmte Leistung beträgt $L_{\text{g}} = 4.6 \pm 0.4$ mW.

In der Aufheizphase werden somit bei einer elektrischen Leistung $L_{\text{el}} = 65$ mW nur ca. 7 % der elektrischen Leistung in die Luft eingekoppelt, während etwa 80 % im Titan verbleiben (und später abgegeben werden). Die Differenz wird durch Wärmeleitung über die elektrischen Anschlüsse des Mänders und vom Gas über die Wände an die Umgebung abgegeben. Die Wärmestrahlung spielt hier keine Rolle; bei dem hier betrachteten Mäander beträgt die abgestrahlte Leistung nach dem Stefan-Boltzmann Gesetz (Kneubühl 1990) weniger als 1% der elektrischen Leistung (für $L_{\text{el}} < 800$ mW).

Das Aufteilen der elektrischen Leistung L_{el} wird nun in der gleichen Weise für verschiedene elektrische Leistungen bestimmt. In Abb. 9-4 sind die Leistungen L_{Ti} und L_{g} normiert auf L_{el} dargestellt. Während das Verhältnis $L_{\text{g}}/L_{\text{el}}$ etwa bei 6 % liegt und sich nur wenig mit Erhöhung von L_{el} ändert, sinkt das Verhältnis $L_{\text{Ti}}/L_{\text{el}}$ mit wachsendem L_{el} .

Bei der maximal untersuchten elektrischen Leistung $L_{\text{el}} = 800 \pm 50$ mW erreicht der Mäander eine Temperatur von 480 °C. Die Gastemperatur wird um etwa 17 °C erhöht und der Gasdruck steigt um etwa 57 hPa an.

Dier hier erreicht Effizienz $L_{\text{g}}/L_{\text{el}}$ von etwa 6 % kann durch eine Variation der Mäandergeometrie und durch die Verwendung eines anderen Mäandermaterials erhöht werden. Die Wärmekapazität des Mänders, die durch das Mäandervolumen und die spezifische Wärmekapazität des Materials gegeben ist, bestimmt die Temperaturerhöhung des Materials bei fester elektrischer Leistung. Bei fester Temperaturdifferenz zwischen Mäander und Gas ist der Wärmestrom vom Mäander zum Gas proportional zur Mäanderoberfläche. Durch Vergrößern der Mäanderoberfläche und Verkleinern des Mäandervolumens kann die Effizienz erhöht werden. Dabei muß zusätzlich die Wärmeleitung durch die elektrischen Leitungen zum Mäander und Wärmeabgabe vom Gas an das umgebende Material

Abb. 9-4. Aufteilen der elektrischen Leistung L_{el} in der Aufheizphase in einen Anteil zum Erhitzen des Titans L_{Ti} und einen Anteil zum Erhitzen des Gases L_{g} ($D = 1$ ms).

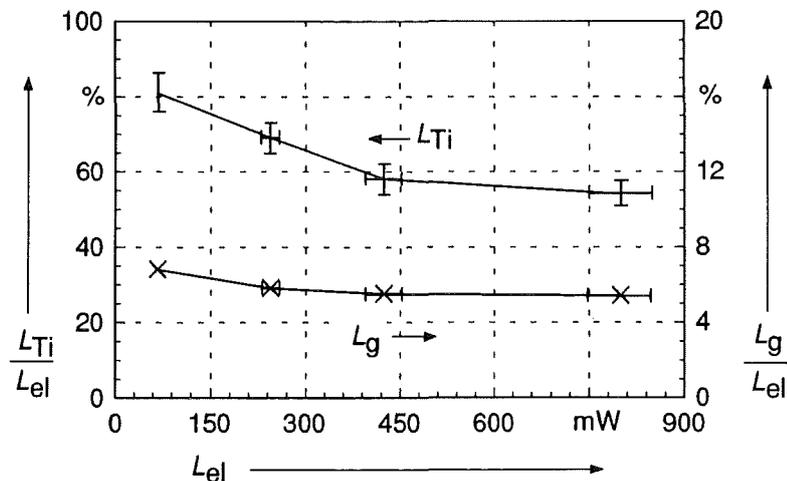
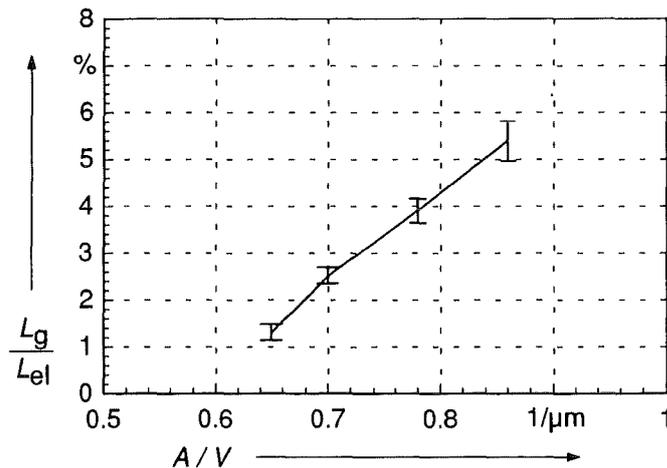


Abb. 9-5. Effizienz L_g/L_{el} der Signalwandlung für Heizmäander mit verschiedenen Verhältnissen von Oberfläche A zu Volumen V .



berücksichtigt werden. Grenzen der Effizienzerhöhung bilden die Maximaltemperatur T^Z des Mäanders (vgl. Kap. 8.3) und zusätzlich die eingeschränkte mechanische Stabilität sehr dünner Mäander.

Zur Untersuchung des Einflusses der Mäanderoberfläche und des Mäandervolumens auf die Effizienz werden die Mäander verschiedener Breite und Länge aus Kap. 8 untersucht. In Abb. 9-5 ist die Effizienz der Signalwandlung in Abhängigkeit des Verhältnisses von Mäanderoberfläche zu Mäandervolumen A/V aufgetragen. Die Effizienz steigt mit wachsendem A/V . Anhand von Abb. 9-5 kann beim Entwurf neuer Mäandergeometrien die Effizienz bei gegebenem A/V abgeschätzt werden.

9.3 Signalwandlung in den Steuereingängen der fluidischen Strahlelemente

In diesem Kapitel werden einige grundlegende Betrachtungen über die Vorgänge in den Steuereingängen der fluidischen Strahlelemente gemacht. Die beiden konkurrierenden Effekte, der Druckanstieg durch Aufheizen des Gases und der Druckabfall durch Ausfließen von Gas werden getrennt betrachtet und durch charakteristische Zeiten beschrieben.

In einem mit Gas gefüllten Volumen V_s steigt der Druck durch die Einkopplung einer Leistung L_g an. Die Zeit τ_+ , die der Druck braucht, um auf einen Wert p_e anzusteigen, ist nach Tab. 9-2 durch

$$\tau_+ = \frac{5}{2} \cdot \frac{p_e}{L_g} \cdot V_s \quad (9-1)$$

gegeben. Betrachtet man das gleiche Volumen mit einer Ausgangsöffnung, die einen fluidischen Widerstand R_e besitzt, so fließt bei einem Überdruck p_e im Volumen Gas durch die Öffnung aus. Unter der Annahme, daß die Temperatur konstant ist und $p_e \ll 10^5$ Pa, gilt

$$Q_m = \frac{p_e}{R_e} \quad \text{und außerdem} \quad Q_m = -\dot{p} \cdot V_s \quad (9-2)$$

- Q_m - Massenfluß durch die Öffnung
- R_e - Widerstand der Öffnung
- ρ - Dichte im Volumen

Der Druck im Volumen erniedrigt sich und mit dem allgemeinen Gasgesetz (Gl. B-2) gilt

$$\dot{p}_e = -p_e \frac{R \cdot T}{M_{\text{mol}} \cdot R_e \cdot V_s}, \quad \text{d. h.} \quad p_e = p_e^0 \cdot \exp\left(-\frac{R \cdot T}{M_{\text{mol}} \cdot R_e \cdot V_s} \cdot t\right) \quad (9-3)$$

M_{mol} - Molmasse des Gases
 R - allgemeine Gaskonstante
 T - Temperatur des Gases

Die Zeit τ_- , in der der Druck auf 1/e abfällt, wird hier als charakteristische Zeit gewählt, es gilt

$$\tau_- = \frac{M_{\text{mol}} \cdot R_e \cdot V_s}{R \cdot T} \quad (9-4)$$

Die Werte dieser charakteristischen Zeiten sind in Tab. 9-3 für die Steuereingänge der untersuchten fluidischen Elemente für typische Betriebsbedingungen angegeben. Beide Zeiten liegen in der gleichen Größenordnung von einigen μs . Damit dominiert keiner der zwei Effekte eindeutig. Die charakteristische Zeiten des Druckabfalls sind allerdings in beiden Fällen etwas größer als die des Druckanstieges. Der Druck im Steuereingang der fluidischen Strahlelemente wird zunächst ansteigen. Aufgrund der vergrößerten Wärmeableitung bei großen Temperaturen wird er nach einiger Zeit ein Maximum erreichen und danach wieder abfallen.

Die Gleichungen (9-1) und (9-4) erlauben es, die Parameter zu bestimmen, mit denen ein möglichst großer Druck erzeugt werden kann. Eine Erhöhung der Leistung L_g verringert die charakteristische Zeit des Druckanstieges. Das Volumen V_s spielt nur eine untergeordnete Rolle, da es in beide charakteristische Zeiten linear eingeht. Eine Änderung des Widerstandes R_e ändert zwar die charakteristische Zeit des Druckabfalles, aber auch den benötigten Steuerdruck, da in erster Näherung zum Steuern der fluidischen Strahlelemente nur ein bestimmter Steuerfluß nötig ist. Somit ist nach diesem einfachen Modell die Leistung L_g der wesentliche Parameter.

Tab. 9-3. Charakteristische Zeiten der elektro-thermopneumatischen Signalwandlung in den Steuereingängen der untersuchten fluidischen Strahlelemente.

Element	$\frac{V_s}{\text{mm}^3}$ *)	$\frac{L_g}{\text{mW}}$	$\frac{p_e}{\text{hPa}}$	$\frac{\tau_+}{\mu\text{s}}$	$\frac{R_e}{\text{hPa / sccm}}$ **)	$\frac{p_v}{\text{hPa}}$	$\frac{\tau_-}{\mu\text{s}}$
SAE	0.425	5	1	3.4	0.97	20	22.7
bistabiles WSE, Typ A	0.324	25	10	5.2	2.10	330	37.5

*) $h = 250 \mu\text{m}$, **) Nach Kap. 4.4 und 5.1.4, $h = 250 \mu\text{m}$

10. Elektrisch gesteuerte fluidische Strahlelemente

10.1 Einführung

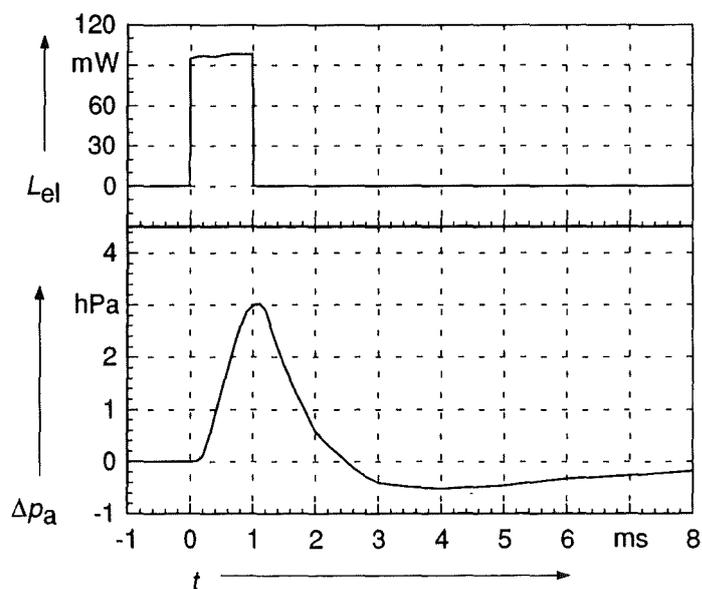
In diesem Kapitel wird die elektrische Steuerung der fluidischen Strahlelemente untersucht. Dabei wird die prinzipielle Funktion der elektrischen Steuerung bei kleinen Versorgungsdrücken nachgewiesen und es werden Möglichkeiten zur Vergrößerung des Arbeitsbereiches der elektrisch gesteuerten Elemente aufgezeigt.

Die fluidischen Strahlelemente werden mit einer Anschlussplatte aus Plexiglas verpresst, so daß die Steuereingänge geschlossen sind. Es wird an die Versorgungsdüse ein Druck p_V angelegt. An die Mäander wird, wie in Kap. 8.3 beschrieben, eine elektrische Leistung über eine begrenzte Zeitdauer angelegt. Die Ausgänge sind mit Kanülen verbunden (Innendurchmesser 0.8 mm, Länge 16 mm), an die wiederum Drucksensoren angebracht sind, so daß die Ausgänge verschlossen sind. Der Druck an den beiden Ausgängen kann mit einem Oszilloskop in Abhängigkeit von der Zeit bestimmt werden.

10.2 Strahlableitkelemente

Ein Strahlableitkelement einer Höhe $h = 250 \mu\text{m}$ wird mit ein Versorgungsdruck $p_V = 20 \text{ hPa}$ betrieben. Es wird eine elektrische Leistung $L_{el} = 100 \text{ mW}$ für eine Dauer $D = 1 \text{ ms}$ an einen der beiden Heizmäander angelegt und der Differenzdruck Δp_a zwischen den beiden Ausgängen des Elementes wird gemessen. In Abb. 10-1 sind L_{el} und Δp_a in Abhängigkeit von der Zeit t aufgetragen. Man erkennt, wie mit einer Verzögerung von etwa 0.1 ms der Ausgangsdifferenzdruck Δp_a linear ansteigt. Er erreicht am Pulsende ($t = 1 \text{ ms}$) sein Maximum von $\Delta p_a = 3 \text{ hPa}$. Danach fällt der Ausgangsdifferenzdruck innerhalb von 1.5 ms auf Null ab, erreicht bei $t \approx 4 \text{ ms}$ seinen Minimalwert von $\Delta p_a = -0.6 \text{ hPa}$ und steigt dann innerhalb von etwa 5 ms wieder auf den Ausgangswert $\Delta p_a = 0$ an. Das Strahlableit

Abb. 10-1. Elektrische Steuerung eines SAE, dargestellt sind das Eingangssignal (elektrische Leistung L_{el}) und das Ausgangssignal (Ausgangsdifferenzdruck Δp_a) ($d = 57 \mu\text{m}$, $h = 250 \mu\text{m}$, $p_V = 20 \text{ hPa}$; $R = 90 \Omega$).



element läßt sich also mit der hier benutzten elektrisch-thermisch-pneumatischen Signalwandlung steuern.

Die beobachtete Verzögerung des Druckanstieges von etwa 0.1 ms ist u. a. durch die Zeit T_D bestimmt, die eine Störung braucht, um vom Steuereingang zum Keil zwischen den beiden Ausgängen zu gelangen. Nach Kap. 4.2 beträgt sie $T_D = 18 \mu\text{s}$. Dazu kommt die Zeit, die das Signal braucht, um die Kanülen an den Ausgängen zu durchlaufen, sie wird zu etwa 40 μs geschätzt (nach Töpfer und Schwarz 1988). Mit der Reaktionszeit des Drucksensors von 50 μs (Kap. 9.2.2) beträgt die gesamte Signallaufzeit etwa 0.1 ms und entspricht damit der beobachteten Verzögerung.

Aus dem zeitabhängigen Verlauf von Δp_a kann der Druckverlauf im Steuereingang bestimmt werden. Da die Signallaufzeiten kleiner als die Pulslänge sind, entspricht der Druckverlauf im Steuereingang qualitativ dem Verlauf von Δp_a . Der Betrag des Druckes im Steuereingang läßt sich aus der Druckverstärkung abschätzen (siehe Kap. 4.3, Abb. 4-4). Im stationären Fall beträgt der Druckverstärkungsfaktor 3.5. Überträgt man diesen Wert auf den hier vorliegenden dynamischen Betrieb des SAE, so wird im Steuereingang etwa ein maximaler Druck von etwa 1 hPa aufgebaut.

Im Steuereingang wird durch die Aufheizung des Gases zuerst ein Überdruck aufgebaut. Es fließt Fluid aus dem Steuereingang aus, lenkt den aus der Versorgungsdüse kommenden Fluidstrahl ab und erzeugt somit den beobachteten Anstieg von Δp_a . Nach der Aufheizphase ($0 < t < 1 \text{ ms}$) kühlt das Gas wieder ab und es entsteht ein Unterdruck, der den negativen Wert von Δp_a verursacht.

Das Abkühlen des Gases erfolgt in einer längeren Zeitspanne als das Aufheizen, da u. a. im Titanmäander thermische Energie gespeichert ist, die auch nach der Aufheizphase an das Gas abgegeben wird (Kap. 9.2.2). Dadurch ist der Betrag des Minimums von Δp_a kleiner als der Betrag des Maximums von Δp_a .

Es wird nun die Abhängigkeit des maximalen Wertes Δp_a^{max} und des minimalen Wertes Δp_a^{min} des Ausgangsdifferenzdruckes von der elektrischen Leistung L_{eI} untersucht. Dazu wird der Druckverlauf $\Delta p_a(t)$ für verschiedene L_{eI} bestimmt, er ähnelt dem Verlauf $\Delta p_a(t)$ in Abb. 10-1. Aus dem Druckverlauf werden Δp_a^{max} und Δp_a^{min} ermittelt, in Abb. 10-2 sind die Ergebnisse dargestellt. Während für Leistungen $L_{eI} < 200 \text{ mW}$ die Maximaldruckdifferenz in etwa linear ansteigt, überschreitet Δp_a^{max} bei größeren Leistungen eine obere Grenze von etwa 5 hPa nicht. Diese obere Grenze ist nicht der Maximalwert beim stationären Betrieb des Strahlablenkelementes (Kap. 4.3); dort liegt die Grenze bei etwa 9.5 hPa. Der hier beobachtete Effekt ist wahrscheinlich durch die prinzipiellen Vorgänge der Signalwandlung in einem Volumen mit einer Öffnung bestimmt (vgl. Kap. 9.3).

Ein ähnlicher Effekt ist zu beobachten, wenn ein Signal mit einer Leistung $L_{eI} = 97 \pm 2 \text{ mW}$ für eine Zeit $D = 2 \text{ ms}$ anliegt. In Abb. 10-3 ist der zeitabhängige Verlauf von Δp_a zusammen

Abb. 10-2. Maximaler und minimaler Ausgangsdifferenzdruck eines elektrisch gesteuerten SAE ($d = 57 \mu\text{m}$, $h = 250 \mu\text{m}$, $p_v = 20 \text{ hPa}$; $R = 90 \Omega$, $D = 1 \text{ ms}$).

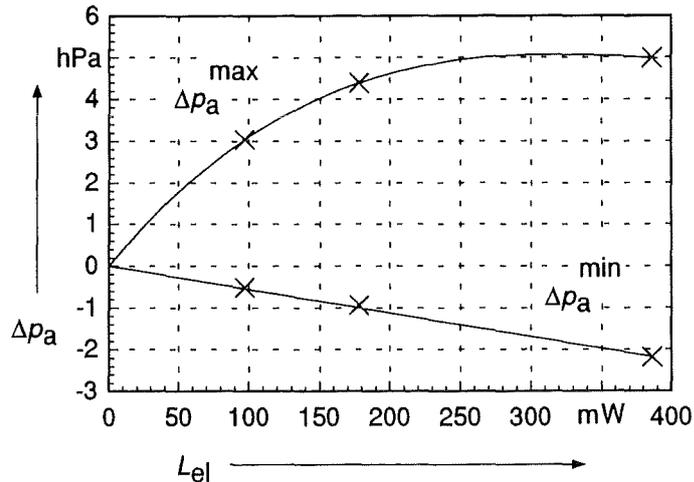
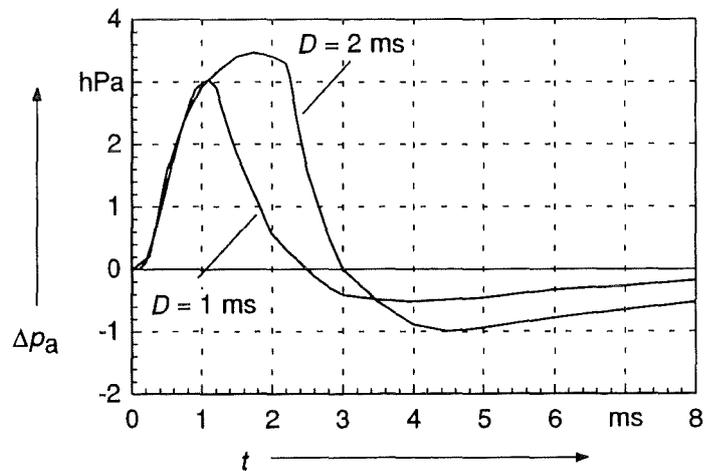


Abb. 10-3. Ausgangsdifferenzdruck Δp_a eines elektrisch gesteuerten SAE in Abhängigkeit von der Zeit t für verschiedene Pulsdauern D ($d = 57 \mu\text{m}$, $h = 250 \mu\text{m}$, $p_v = 20 \text{ hPa}$; $R = 90 \Omega$, $L_{el} = 97 \pm 2 \text{ mW}$).



mit dem Verlauf für $D = 1 \text{ ms}$ dargestellt. Man erkennt hier deutlich wie bei $t \approx 1.7 \text{ ms}$ ein Maximum erreicht wird und der Druck danach wieder abfällt.

Der Minimaldruck Δp_a^{min} aus Abb. 10-2 hängt im Gegensatz zu Δp_a^{max} linear von L_{el} ab. Der Wert Δp_a^{min} aus Abb. 10-3 hängt linear von der Signaldauer D ab. Damit hängt also im untersuchten Bereich Δp_a^{min} linear von der eingekoppelten Energie $E_{el} = L_{el} \cdot D$ ab, während für Δp_a^{max} ein nichtlineares Verhalten zu beobachten ist.

10.3 Bistabile Wandstrahlelemente

Das Schalten eines bistabilen Wandstrahlelementes durch elektrische Signale wird an einem Element mit $h = 285 \mu\text{m}$ untersucht. Dazu wird ein Versorgungsdruck $p_v = 240 \text{ hPa}$ angelegt. Dieser Versorgungsdruck ist gleich dem Stabilitätsdruck bei geschlossenen Ausgängen und geschlossenen Steuereingängen, d. h. das Element wird am unteren Bereich seines Stabilitätsdruckes betrieben. Es wird an den Mäander auf der Seite, an der der Strahl an der Haftwand liegt, eine elektrische Leistung $L_{el} \approx 500 \text{ mW}$ für die Dauer $D = 1 \text{ ms}$ angelegt. In

Abb. 10-4. Elektrisches Schalten eines bistabilen WSE, dargestellt sind das Eingangssignal (elektrische Leistung L_{el}) und die Ausgangssignale (Ausgangsdrücke p_a^0 und p_a^1) (Typ A; $d = 33 \mu\text{m}$, $h = 285 \mu\text{m}$, $p_v = 240 \text{ hPa}$; $R = 100 \Omega$).

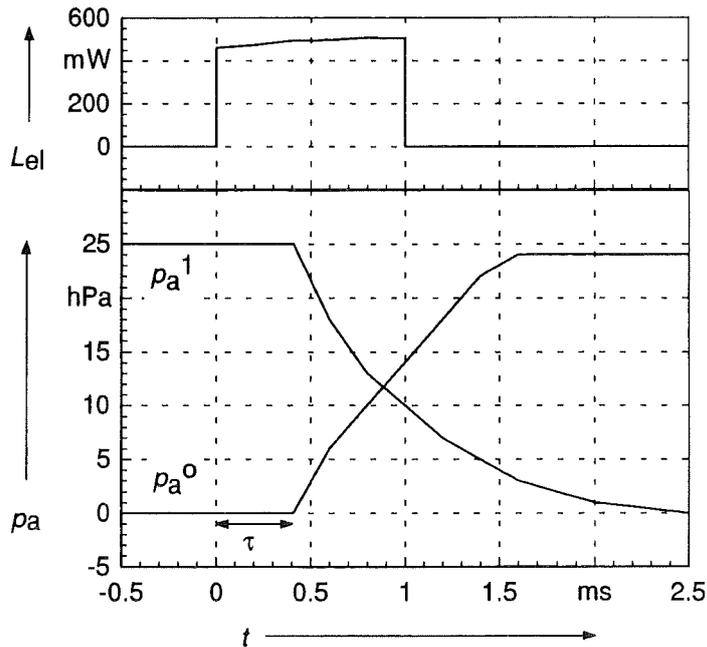


Abb. 10-4 sind sowohl L_{el} als auch die Drücke p_a^0 und p_a^1 an den beiden Ausgängen in Abhängigkeit der Zeit t aufgetragen. Man erkennt, wie nach einer Zeit $\tau = 0.4 \text{ ms}$ der Druck p_a^0 des zuvor unbeschalteten Ausganges ansteigt. Innerhalb von etwa 1 ms erreicht er seinen Maximalwert von 24 hPa . Der Druck p_a^1 des zuvor beschalteten Ausganges beginnt nach der Zeit $\tau = 0.4 \text{ ms}$ von ursprünglich 25 hPa abzufallen. Er erreicht innerhalb von etwa 2 ms der Wert Null. Das bistabile Wandstrahlelement läßt sich also mit der hier benutzten elektrisch-thermisch-pneumatischen Signalwandlungskette schalten.

Die Zeit τ läßt sich als die Zeit erklären, die der Druck im Steuereingang braucht, um den benötigten Schaltdruck zu erreichen. Die Schaltzeit, d. h. die Zeit, die der Strahl braucht um von einer definierten Position in die andere zu gelangen, beträgt nach Kap. 5.1.4 etwa $40 \mu\text{s}$, also weniger als die Gesamtpulslänge.

Die Zeit von etwa 1 ms , in der der Druck p_a^0 auf seinen Maximalwert ansteigt, ist deshalb wahrscheinlich durch die Zeit bestimmt, die der Fluidstrahl braucht, um im zuvor nicht beschalteten Ausgang mit seinem angeschlossenen Volumen einen Druck aufzubauen. Ebenso ist die Zeit von 2 ms , in der der Druck p_a^1 des zuvor beschalteten Ausganges auf Null abfällt, wahrscheinlich durch den Ausfluß des Fluides aus dem Ausgangsvolumen bestimmt.

Da der Strahl von einer Position in die andere geschaltet wird, ist auf jeden Fall der erzeugte Steuerdruck größer als der benötigte Schaltdruck. Desweiteren ist der nach dem Ende des elektrischen Pulses vorhandene Unterdruck (vgl. Abb. 10-1) vom Betrag kleiner als der Betrag des Unterdruckes, der den Strahl wieder zurückschalten kann (vgl. Kap. 5.1.4). Ansonsten würde der Strahl nach Ende des elektrischen Pulses wieder in seine ursprüngliche Position zurückgeschaltet.

Die hier nachgewiesene prinzipielle Funktion elektrisch gesteuerter bistabiler Wandstrahl-elemente muß auf den Betrieb mit höheren Versorgungsdrücken ausgedehnt werden, damit höhere Ausgangsdrücke erreicht werden können. Da auch der Schaltdruck mit wachsendem Versorgungsdruck ansteigt, wird man mit den hier untersuchten Bauteilen bald an Grenzen der Signalwandlung stoßen.

Um das Schalten der Elemente bei großem Versorgungsdruck zu realisieren, müssen die Vorgänge bei der Signalwandlung genauer untersucht werden und der Einfluß der verschiedenen Parameter muß bestimmt werden. Zum einen muß die Effizienz der Signalwandlung erhöht werden, indem die Mäandermaterialien und -geometrien variiert werden. Desweiteren muß der Einfluß des Volumens in dem die Signalwandlung stattfindet und der Einfluß des fluidischen Widerstandes der Steuereingänge untersucht werden. Eine Möglichkeit zum Betreiben der Elemente bei höherem Versorgungsdruck bietet auch die Kombination der Signalwandlung mit den Elementen mit verändertem Steuerraum (Kap. 6.4), da dort der Schaltdruck wesentlich geringer ist, als bei den hier untersuchten Elementen.

Eine weitere Möglichkeit zur Realisierung von Steuerelementen mit hohem Ausgangsdruck ist eine Kombination des hier elektrisch gesteuerten Elementes mit einem weiteren, pneumatisch gesteuerten Element, indem die Ausgänge des ersten Elements mit den Steuereingängen des zweiten Elementes verbunden werden. Der hier erreichte Ausgangsdruck von 25 hPa kann z. B. ein Element mit vereinfachtem Steuerraum (vgl. Kap. 6.4) schalten, welches bei einem Versorgungsdruck von 900 hPa betrieben wird und Ausgangsdrücke von etwa 100 hPa erreicht.

Zusammenfassung und Ausblick

11 Zusammenfassung

Im Rahmen der Arbeit wurden mit Mitteln des LIGA-Verfahrens zwei Typen fluidischer Strahlelemente, Strahlablenkelemente und bistabile Wandstrahlelemente aus Plexiglas hergestellt und ihre Betriebseigenschaften mit Gasen untersucht.

Die Strahlablenkelemente, die als fluidische Proportionalverstärker bezeichnet werden können, haben Höhen bis zu 500 μm , Düsenweiten von etwa 55 μm und sind mit Stickstoff als Fluid funktionsfähig. Bei einem Versorgungsdruck von 20 hPa beträgt die Verstärkung etwa 3.5. Diese Verstärkung ist vergleichbar mit der Verstärkung makroskopischer Elemente ($d \approx 0.5 \text{ mm}$) die mit Stickstoff betrieben werden und Werte bis zu 8 erreichen (Cycon und Schaffer 1982). Sie ist ebenfalls vergleichbar mit der Verstärkung miniaturisierter Elemente, die mit einem anisotropen Silizium-Ätzverfahren hergestellt wurden, ebenfalls mit Stickstoff betrieben wurden und Werte bis zu 3 erreichen ($d = h = 35 \mu\text{m}$, Zdeblick et al. 1988).

Bistabile Wandstrahlelemente, die die Funktion von fluidischen Flip Flops haben, wurden mit Höhen bis zu 500 μm und Düsenweiten von etwa 30 μm und 60 μm hergestellt. Sie sind mit den Gasen Argon, Kohlendioxid und Stickstoff funktionsfähig, allein beim Betrieb mit Helium konnte kein bistabiles Verhalten beobachtet werden. Das bistabile Verhalten ist erst ab einem minimalen Versorgungsdruck beobachtbar. Beim Betrieb mit Stickstoff ist dieser Druck für ein Aspektverhältnis (=Elementhöhe/Düsenweite) größer als etwa 5 unabhängig von der Höhe. Er beträgt in diesem Fall bei einer Düsenweite von 30 μm etwa 260 hPa und bei einer Düsenweite von 60 μm etwa 140 hPa.

Der Steuerdruck zum Schalten der fluidischen Flip Flops ändert sich stark bei einer Variation des Versorgungsdruckes. Es sind mehrere Bereiche mit unterschiedlichen Werten des Schaltdruckes zu beobachten, die auf verschiedene Schaltmechanismen hindeuten. Bei niedrigem Versorgungsdruck liegt der Schaltdruck unter 20 hPa und nimmt tendenziell mit der Elementhöhe ab.

Am beschalteten Ausgang kann je nach angeschlossenen fluidischen Widerstand ein Fluß und ein Druck genutzt werden. Der maximale Druck und der maximale Fluß hängen in etwa linear vom Versorgungsdruck ab. Der maximale Druck ist für eine Elementhöhe größer als 250 μm unabhängig von der Höhe. Er beträgt etwa 40 hPa bei einer Höhe von 500 μm , einer Düsenweite von 30 μm und einem Versorgungsdruck von 330 hPa.

Die Eigenschaften der fluidischen Flip Flops sind in etwa mit denen makroskopischer Elemente mit ähnlicher Geometrie vergleichbar ($d = 280 \mu\text{m}$, $h \approx 500 \mu\text{m}$, Schwarz 1991b). Der Druckrückgewinn liegt dort bei geöffneten Steuereingängen etwa bei 7 % im Vergleich zu 12 % bei den hier untersuchten Elementen. Die Abweichung ist wahrscheinlich durch das kleinen Aspektverhältnisses der makroskopischen Elemente bedingt. Die starke Variation des

Schaltdruckes ist bei den makroskopischen Elementen bis zu einem Versorgungsdruck von 800 hPa nicht vorhanden.

Die stationäre Strömung in einem fluidischen Flip Flop wurde zweidimensional mit Finite-Elemente-Methoden simuliert. Dabei wurden die Flüsse durch die verschiedenen Öffnungen mit etwa 10 % Übereinstimmung zum Experiment berechnet und die Drücke an den Ausgängen mit etwa 20 % Übereinstimmung. Die Finite-Elemente-Simulationen lieferten Ergebnisse über physikalische Größen, wie z. B. die Geschwindigkeitsverteilung, die experimentell nur mit großem Aufwand bestimmt werden können. Es konnten konkrete Ansätze für eine Geometrieoptimierung gewonnen werden. Die Auswirkungen einzelner Geometrieänderungen wurden mit Finite-Elemente-Methoden berechnet. Darauf aufbauend wurden fluidische Flip Flops hergestellt, bei denen einzelne Bereiche der Geometrie geändert sind.

Es zeigte sich, daß eine kontinuierliche Düse, die die ursprüngliche Düse mit Blenden ersetzt, zwar einen um 30 % erhöhten Versorgungsfluß besitzt, aber den Stabilitätsbereich des Elementes stark einschränkt.

Eine Vereinfachung des Steuerraumes bewirkt eine wesentliche Erniedrigung des Schaltdruckes und eine leichte Erhöhung des Ausgangsdruckes. Der Schaltdruck hängt in etwa linear vom Versorgungsdruck ab und es sind keine verschiedenen Bereiche mit wesentlich unterschiedlichen Schaltdrücken zu beobachten. Das deutet darauf hin, daß beim Element mit vereinfachtem Steuerraum über den hier untersuchten Bereich des Versorgungsdruckes nur ein einziger Schaltmechanismus vorhanden ist, anders als beim ursprünglichen Element.

Desweiteren bewirkt eine Optimierung des Öffnungswinkels der Haftwände eine Erhöhung des Ausgangsdruckes, die allerdings weniger als 5 % beträgt. Zur Verringerung der Zahl der Anschlüsse an das Element kann die mittlere Ausgleichsöffnung des Elementes verschlossen werden, ohne daß sich die Elementeeigenschaften verschlechtern. Es war sogar eine leichte Verringerung des Schaltdruckes und eine leichte Erhöhung des Ausgangsdruckes zu beobachten.

Bei der Untersuchung der geänderten Elemente wurde deutlich, daß sich einzelne Geometrieänderungen auf die gesamten Elementeeigenschaften auswirken. Eine Kombination verschiedener Änderungen kann Eigenschaften bewirken, die nicht aus den Eigenschaften der Elemente mit einer einzelnen Änderungen vorhergesagt werden können. So sind Elemente mit einer kontinuierlichen Versorgungsdüse und einer zusätzlichen Änderung nur noch sehr eingeschränkt funktionsfähig.

Die elektrische Steuerung der fluidischen Strahlelemente wurde realisiert. Dabei wird durch ein elektrisches Signal ein Titanmäander im Steuereingang der Elemente aufgeheizt. Dadurch wird das den Mäander umgebende Gas erhitzt und ein Druckpuls erzeugt, der die

Elemente steuert. Zur Herstellung freitragender Mäander in einer PMMA-Mikrostruktur wurde die Röntgentiefenlithographie mit einem Siliziumätzprozess kombiniert.

Die Titanmäander besitzen einen elektrischen Widerstand von etwa 100Ω und können als elektro-thermopneumatische Signalwandler eingesetzt werden. In einem geschlossenen Volumen wurde zuerst die Signalwandlung untersucht. Die Effizienz der Signalwandlung, d. h. der Anteil der elektrischen Leistung, der die Druckerhöhung des Gases in der Aufheizphase bestimmt, beträgt etwa 5 %. Die Parameter, die diese Effizienz bestimmen, sind im wesentlichen die Wärmekapazität des Mäanders und seine Oberfläche.

Mit der elektro-thermopneumatischen Signalwandlung wurden die fluidischen Strahlelemente gesteuert. Die fluidischen Proportionalverstärker wurden mit elektrischer Leistung von 100 mW über eine Zeitdauer von 1 ms gesteuert. Dabei wurden maximale Ausgangsdifferenzdrücke von etwa 3 hPa erreicht. Makroskopische Strahlablenkelemente, die mit einer opto-thermopneumatischen Signalwandlungskette gesteuert wurden, erreichen bei optischen Leistungen von etwa 40 mW und Frequenzen bis zu 1 kHz Ausgangsdifferenzdrücke von etwa 0.1 hPa ($d = 0.76 \text{ mm}$, $h = 1.0 \text{ mm}$, Yamamoto und Umeda 1989), also weitaus weniger als mit den miniaturisierten, elektrisch gesteuerten Elementen erreicht wurde.

Ein fluidisches Flip Flop wurde mit einer elektrischen Leistung von etwa 500 mW über die Zeitdauer von 1 ms geschaltet. Der Versorgungsdruck betrug dabei 240 hPa, d. h. das Element wurde an seiner unteren Grenze seines Stabilitätsbereiches betrieben. Der Druck am beschalteten, geschlossenen Ausgang war dabei 25 hPa.

Ausblick

Miniaturisierte fluidische Proportionalverstärker und miniaturisierte fluidische Flip Flops sind funktionsfähig und können elektrisch gesteuert werden. Das Ausgangssignal des Proportionalverstärkers besteht aus Druckpulsen, während das Ausgangssignal der Flip Flops nach der Ansteuerung stabil bleibt. Der Einsatz der fluidischen Proportionalverstärker in der Mikroaktorik ist damit auf einige Spezialanwendungen beschränkt. Die fluidischen Flip Flops können direkt zur Ansteuerung fluidischer Mikroaktorelemente, z. B. Mikrohubzylindern, verwendet werden. Sie können in ein Mikrosystem integriert werden, bei dem der elektrische Steuerpuls in einem Mikrochip erzeugt wird.

Bei beiden Elementtypen ist eine Kombination mehrerer Elemente denkbar. Leitet man die Ausgangssignale eines Proportionalverstärkers auf die Steuereingänge eines weiteren Proportionalverstärkers, so kann der elektrisch erzeugte Druckpuls in mehreren Stufen um ein Vielfaches verstärkt werden. Eine solche mehrstufige Verstärkung wurde z. B. von Gurney (1984) für optisch gesteuerte Proportionalverstärker realisiert. Verbindet man in gleicher Weise die Ausgänge eines elektrisch gesteuerten Flip Flops mit den Steuereingängen eines

weiteren Flip Flops, so können mit den hier vorgestellten Elementen schon Ausgangsdrücke bis zu 100 hPa geschaltet werden.

Eine Kombination mehrerer Flip Flops kann zu Funktionseinheiten mit neuen Eigenschaften führen. Es ist denkbar, Einheiten mit logischen Funktionen herzustellen, bei denen die Ausgänge der Flip Flops in unterschiedlicher Art und Weise mit den Steuereingängen weiterer Flip Flops verbunden werden.

Fluidischen Strahlelemente können desweiteren direkt als Interface zwischen Mikroelektronik und makroskopischer Fluidtechnik eingesetzt werden. Die schaltbaren Ausgangsdrücke entsprechen den Drücken, die in der Niederdruckpneumatik benutzt werden. Dort steht auch die fluidische Energie zum Betreiben der Elemente einfach zur Verfügung.

Für einen Einsatz sollte Effizienz der Signalwandlung verbessert werden, indem die Wärmekapazität des Mäanders und die Parameter des Wärmeüberganges vom Mäander zum Gas optimiert werden. Die mechanische Stabilität des Mäanders kann durch zusätzliche Stützstrukturen aus Siliziumoxid erhöht werden. Dabei ist zu beachten, daß zusätzliche Verbindungen zum Substrat, ebenso wie die Verbindung des Mäanders zu den Leiterbahnen, eine Ableitung von Wärme verursachen.

Desweiteren kann eine effizientere Signalwandlungskette mit den Elementen aus einer Optimierung der Geometrie kombiniert werden. Proportionalverstärker, deren Keil zwischen den Ausgängen einen Verrundungsradius in der Größenordnung von 10 µm besitzt, können bei wesentlich höheren Versorgungsdrücken betrieben werden und somit wesentlich höhere Ausgangssignale liefern. Zur Steuerung von Fluidströmen mit den Flip Flops kann ein Element mit vereinfachtem Steuerraum verwendet werden. Dort ist der Schaltdruck wesentlich geringer als beim ursprünglichen Element. Auch können Elemente hergestellt werden, die mehrere der in dieser Arbeit vorgestellten Änderungen besitzen; deren Eigenschaften müssen vorher bestimmt werden. Die Elemente können dann mit einem hohen Versorgungsdruck betrieben werden und damit einen hohen Ausgangsdruck liefern.

Um in einem ersten Schritt ein kompaktes Bauteil zur Steuerung von Fluidströmen auf der Basis der elektrisch gesteuerten fluidischen Flip Flops zu realisieren, sollte die Anschlußtechnik zum Betreiben der Elemente verändert werden. So können Deckel z. B. aus Plexiglas, die auf die hergestellten Elemente aufgeklebt werden und die Fluidzuführungen enthalten, die Handhabung erleichtern. Dabei können die Elemente noch verkleinert werden. Bei festen Abmessungen des Elementinnenbereiches können die Abmessungen des Außenbereiches, der die Führung des Fluides von den Kanülen zum eigentlichen Element darstellt, verringert werden. Auch ist eine Verkleinerung der Gesamtabmessungen durch eine Skalierung der Gesamtgeometrie denkbar.

Zusätzlich kann ein solches Bauteil durch einen elektrischen Schaltkreis ergänzt werden, der den benötigten elektrischen Steuerpuls erzeugt. Ein solcher Schaltkreis kann zunächst in

einem hybriden Aufbau mit der Mikrostruktur kombiniert werden oder prinzipiell im Siliziumwafer integriert sein, auf dem die Mikrostruktur hergestellt wird.

Die hier vorgestellten Elemente können mit anderen Fluiden als den in dieser Arbeit untersuchten betrieben werden. Ein Betrieb der Elemente mit einer physiologischen Kochsalzlösung kann z. B. Anwendungen in der minimalinvasiven Therapie ermöglichen.

Mit den hier benutzten Techniken können weitere Bauteile hergestellt werden. Freitragende Leiterbahnen können zur Herstellung von thermischen Flußsensoren benutzt werden. Auch können weitere Bauteile der Fluidik untersucht werden. Fluidische Dioden (Rechten 1976), können die meist aus beweglichen Teilen bestehenden Ventile einer Mikropumpe darstellen. Verbindet man zwei solche Dioden mit einer Kammer, in der sich ein freitragender Heizmäander befindet, so kann eine Mikropumpe für Gase ohne bewegliche Teile realisiert werden.

Anhang A Fluidgeschwindigkeit nach Durchlaufen einer Düse

A.1 Theoretische Berechnung nach dem Energiesatz

Der Fluß Q durch eine Düse kann einfach berechnet werden, wenn man die innere Reibung des Fluides nicht berücksichtigt. Dabei wird die Geschwindigkeit v des Fluides nach Durchlaufen einer Druckdifferenz $p_1^* - p_2^*$ aus dem Energiesatz bestimmt (Prandtl 1965). Die Anhangsgeschwindigkeit sei näherungsweise Null. Es gilt dann:

$$\frac{1}{2} \cdot v^2 + \int_{p_1^*}^{p_2^*} \frac{1}{\rho(p^*)} dp^* = 0, \quad p^* - \text{Absolutdruck} \quad (\text{A-1})$$

Die Dichte ρ ist prinzipiell eine Funktion des Absolutdruckes p^* und der Temperatur T . Bei den FEM-Untersuchungen zeigte sich aber, daß die Strömung in den in dieser Arbeit untersuchten Bauteilen isotherm ist ($T = 293 \text{ K}$). Nach dem allgemeinen Gasgesetz gilt dann:

$$\rho(p^*) = \frac{p^* \cdot M_{\text{mol}}}{R \cdot T} \quad (\text{A-2})$$

M_{mol} - Molmasse

R - allgemeine Gaskonstante

Aus den Gleichungen (A-1) und (A-2) ergibt sich dann für die Geschwindigkeit v :

$$v(p_1^*, p_2^*) = \sqrt{2 \cdot \frac{R \cdot T}{M_{\text{mol}}} \cdot \ln \frac{p_1^*}{p_2^*}} \quad (\text{A-3})$$

Bei den hier untersuchten fluidischen Strahlelementen ist die Druckdifferenz, die das Fluid durchläuft, davon abhängig, ob die Steuereingänge geöffnet oder geschlossen sind. Bei geschlossenen Steuereingängen ist am Düsenausgang ein Unterdruck p_e vorhanden (vgl. Kap. 4 und 5). Es gilt:

$$v(p_v, p_e) = \sqrt{2 \cdot \frac{R \cdot T}{M_{\text{mol}}} \cdot \ln \left(\frac{p_0^* + p_v}{p_0^* + p_e} \right)}, \quad p_0^* = 101325 \text{ Pa} \quad (\text{A-4})$$

Bei geöffneten Steuereingängen ist der Druck am Düsenausgang in erster Näherung der Atmosphärendruck p_0^* . Es gilt:

$$v(p_v) = \sqrt{2 \cdot \frac{R \cdot T}{M_{\text{mol}}} \cdot \ln \left(1 + \frac{p_v}{p_0^*} \right)}, \quad p_0^* = 101325 \text{ Pa} \quad (\text{A-5})$$

A.2 Berechnung der mittleren Strahlaustrittsgeschwindigkeit aus dem Fluß

Die mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeit \bar{v} kann aus dem Massenstrom \dot{M} durch die Düse errechnet werden:

$$\bar{v} = \frac{\dot{M}}{\rho \cdot A} \quad (\text{A-6})$$

ρ - Dichte des Fluides am Düsenausgang

A - Querschnittsfläche des Düsenausganges

Der Massenstrom \dot{M} ist nach dem allgemeinen Gasgesetz proportional zum Normvolumenstrom Q :

$$\frac{Q}{\text{lscm}} = \frac{\dot{M}}{\text{kg/s}} \cdot \frac{R \cdot T_0 \cdot \text{kg} \cdot 60}{M_{\text{mol}} \cdot p_0^* \cdot 10^{-6} \text{m}^3} \quad (\text{A-7})$$

R - Gaskonstante

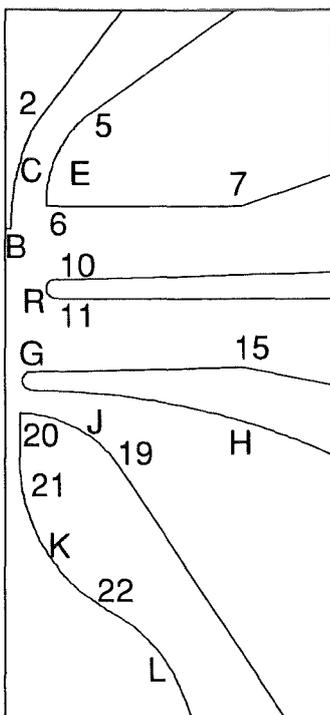
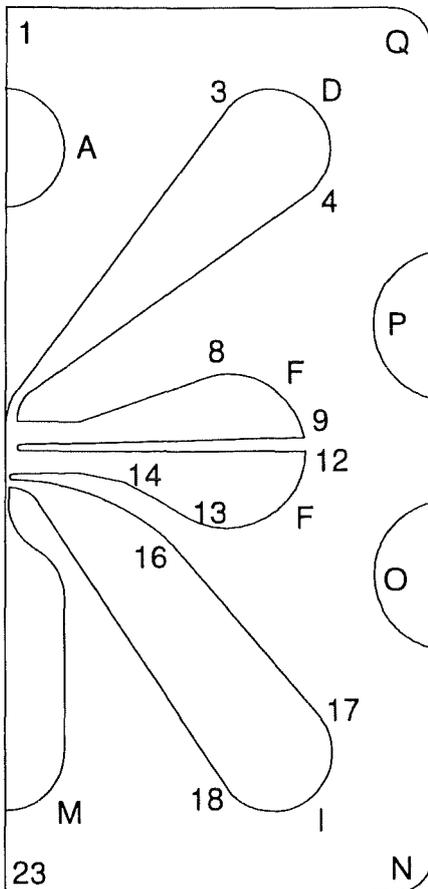
T_0 - Normaltemperatur (273.15K)

M_{mol} - Molmasse des Gases

p_0^* - Normaldruck (101325 Pa)

Anhang B Konstruktionsdaten der fluidischen Strahlelemente

Konstruktionsdaten SAE



Punkte:

1	0/3250	13	1100/-120
2	55.65/621.53	14	800/40
3	1517.15/2528.84	15	500/100
4	2082.84/2017.15	16	1143.43/-400.16
5	158.31/638.36	17	2082.84/-1517.15
6	81.25/450	18	1517.15/-2082.84
7	500/450	19	232.25/-110.2
8	1363.19/750.87	20	25/0
9	2017.02/341.16	21	25/-100
10	101.25/290	22	212.5/-424.76
11	101.25/250	23	0/-2750
12	2025.0/249.99		

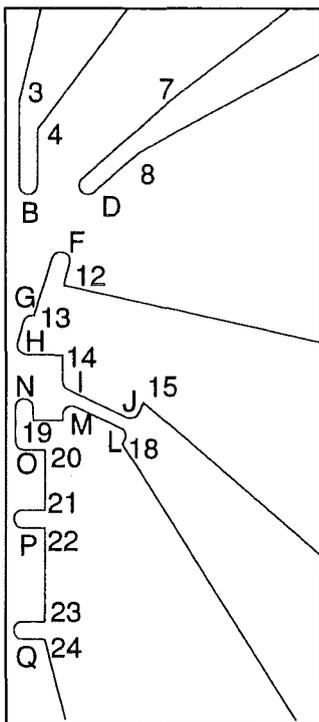
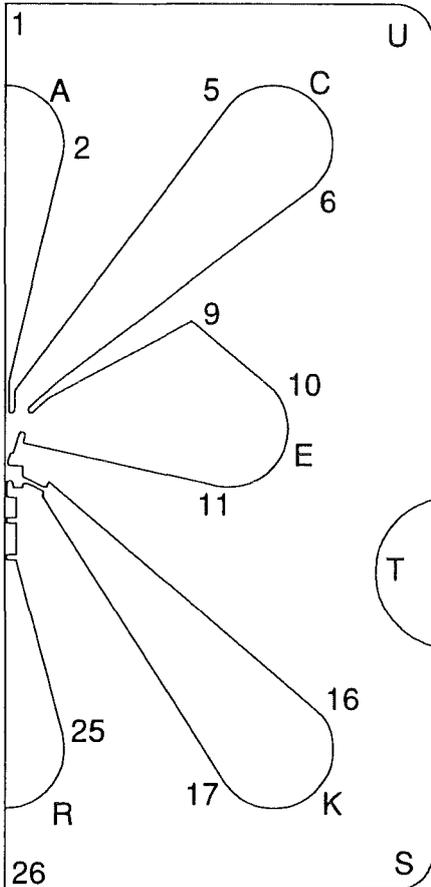
Kreisbögen:

	Mittelpunkt	Radius
A	0/2300	400
B	0/406.25	6.25
C	500/406.25	493.75
D	1800/2300	400
E	350/450	268.75
F	1500/250	525
G	51.25/70	20
H	51.25/-1500	1550
I	1800/-1800	400
J	25/-250	250
K	400/-100	375
L	25/-749.52	375
M	0/-1800	400
N	2625/-2500	250
O	3000/-600	510
P	3000/1100	510
Q	2625/3000	250
R	101.25/270	20

Alle Koordinaten und Radien in μm .

Alle Ecken sind mit 5 μm Radius verrundet.

Konstruktionsdaten WSE Typ A



Punkte:

1	0/3250	14	120/119
2	400/2300	15	298/13
3	24/688	16	2127.65/-1570.56
4	64/625	17	1472.34/-2029.43
5	1517.15/2582.84	18	253/-82
6	2082.84/2017.15	19	54/-28
7	356/688	20	80/-95
8	290/575	21	80/-230
9	1250/1100	22	80/-270
10	1806.41/632.11	23	80/-480
11	1363.19/-0.87	24	80/-520
12	123/275	25	386.37/-1696.47
13	62/206	26	0/-2750

Kreisbögen

	Mittelpunkt	Radius
A	0/2300	400
B	44/500	20
C	1800/2300	400
D	177/500	20
E	1500/375	400
F	117/331	20
G	53/188	20
H	40/140	20
I	140/59	20
J	269/-3	20
K	1800/-1800	400
L	240/-63	20
M	140/-16	20
N	34/0	20
O	34/-75	20
P	31/-250	20
Q	31/-500	20
R	0/-1800	400
S	2625/-2500	250
T	3000/-600	510
U	2625/3000	250

Alle Koordinaten und Radien in µm.

Konstruktionsdaten WSE Typ B

Konstruktionsskizze wie WSE Typ A

Punkte:

1	0/3250	14	214.29/212.5
2	400/2300	15	532.14/23.21
3	42.86/1228.57	16	2127.65/-1570.56
4	114.29/1116.07	17	1472.34/-2029.43
5	1517.15/2582.84	18	451.79/-146.43
6	2082.84/2017.15	19	96.43/-50
7	635.71/1228.57	20	142.86/-169.64
8	517.86/1026.79	21	142.86/-410.71
9		22	142.86/-482.14
10	1806.41/632.11	23	142.86/-857.14
11	1363.19/-0.87	24	142.86/-928.57
12	219.64/491.07	25	386.37/-1696.47
13	110.71/367.86	26	0/-2750

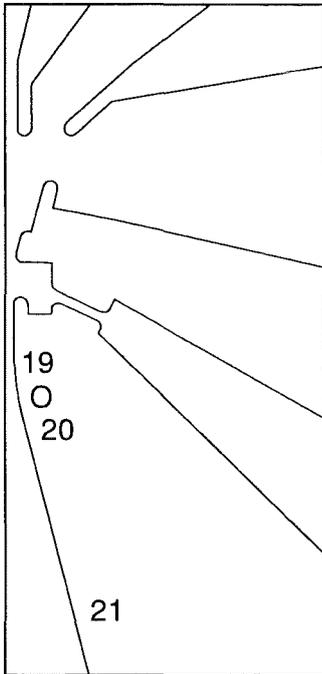
Kreisbögen

	Mittelpunkt	Radius		Mittelpunkt	Radius
A	0/2300	400	L	428.57/-112.5	35.71
B	78.57/892.86	35.71	M	250/-28.57	35.71
C	1800/2300	400	N	60.71/0	35.71
D	316.07/892.86	35.71	O	60.71/-133.93	35.71
E	1500/375	400	P	55.36/-446.43	35.71
F	208.93/591.07	35.71	Q	55.36/-892.86	35.71
G	94.64/335.71	35.71	R	0/-1800	400
H	71.43/250	35.71	S	2625/-2500	250
I	250/105.36	35.71	T	3000/-600	510
J	480.36/-5.36	35.71	U	2625/3000	250
K	1800/-1800	400			

Alle Koordinaten und Radien in μm .

Konstruktionsdaten WSE Typ A mit kontinuierlicher Versorgungsdüse

(Änderungen gegenüber WSE Typ A mit Blenden in der Versorgungsdüse)



Punkte:

19	14/-100
20	41.65/-331.85
21	386.37/-1696.47

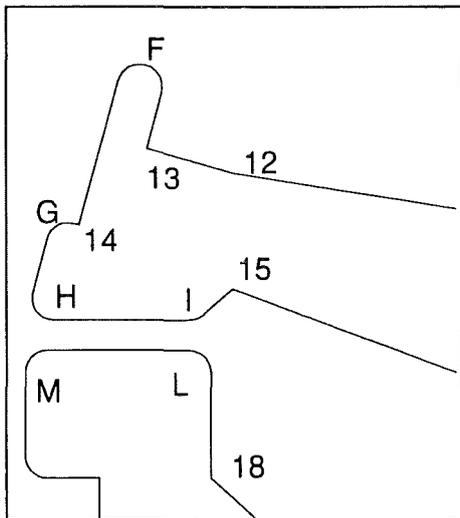
Kreisbögen:

	Mittelpunkt	Radius
O	1000/-100	986

Alle Koordinaten und Radien in μm .

Konstruktionsdaten WSE Typ A mit verändertem Steuerraum

(Änderungen gegenüber dem alten Typ)



Punkte:

12	200/180
13	123/202
14	62/133
15	200/75
18	180/-95

Kreisbögen

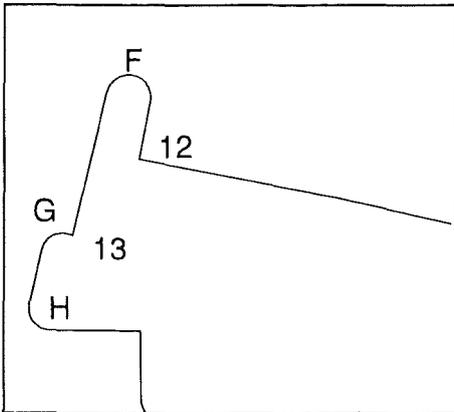
	Mittelpunkt	Radius
F	117/258	20
G	53/115	20
H	40/67	20
I	160/67	20
M	34/0	20
L	160/0	20

Alle Koordinaten und Radien in μm .

Die Punkte 3,4,7,8,B, D sind um $\Delta y = -73 \mu\text{m}$ verschoben.

Konstruktionsdaten WSE Typ A mit verändertem Haftwandwinkel

(Änderungen gegenüber dem ursprünglichen Element)



Punkte:

12 119/275
13 59.5/206

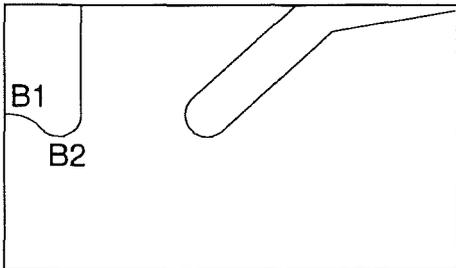
Kreisbögen:

	Mittelpunkt	Radius
F	110/331	20
G	51/188	20
H	40/140	20

Alle Koordinaten und Radien in μm .

Konstruktionsdaten WSE Typ A ohne mittlere Ausgleichsöffnung

(Änderungen gegenüber dem ursprünglichen Element)



Kreisbögen

	Mittelpunkt	Radius
B1	0/461.6	38.4
B2	44/500	20

Alle Koordinaten und Radien in μm .

Anhang C Parameter zur Finite-Elemente-Simulation bistabiler Wandstrahlelemente

Tab C-1. Physikalische Parameter von Stickstoff nach Landolt-Börnstein (1969,1971) und Kneubühl (1991).

Temperatur (Raumtemperatur)	$T = 293 \text{ K}$
Referenzdruck	$p_0^* = 1013 \text{ hPa}$
Dichte (allgemeines Gasgesetz)	$\rho(p) = 1.17 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \cdot \frac{p + p_0^*}{p_0^*}$
dynamische Viskosität	$\eta = 17.8 \text{ } \mu\text{Pa} \cdot \text{s}$
thermische Leitfähigkeit	$\lambda = 0.025 \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}}$
spezifische Wärme	$c_p = 1031.4 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$
Adiabatexponent	$\frac{c_p}{c_v} = 1.4$

Tab C-2. Knotenzahlen der Teilmodelle des bistabilen WSE und benötigte Iterationen.

n ↓	Versorgungsdüse, Steuer- und Haftraum		Element ohne Versorgungsdüse		
	Knotenzahl	Iterationen	Knotenzahl	Iterationen	Iterationen
4	3006	300	-	-	-
5	-	-	4632	500	700
6	6467	300	-	-	-
7	8786	300	8827	800	1200
9	14097	300	14314	1500	1800

Literatur

- ANSYS User's Manual, Swanson Analysis Systems Inc., Houston, PA, USA (1989).
- Becker E. W., Ehrfeld W., "Das LIGA-Verfahren zur Herstellung von Mikrostrukturkörpern mit großem Aspektverhältnis und großer Strukturhöhe", KfK-Nachrichten, Karlsruhe, Jahrgang 19, Heft 4 (1987), Seiten 167ff.
- Benecke W., Petzold H.-C. (eds.), "Micro Electro Mechanical Systems", Travemünde, Germany, 4-7 February 1992, IEEE Catalog Number 92CH3093-2.
- Brendecke H., Heilmann G., Wartmann G., "Mikroperipherik", in: Sensoren 86/87, VDI-Verlag, Düsseldorf (1986), Seiten 22-25.
- Burbaum C., Mohr J., "Herstellung von mikromechanischen Beschleunigungssensoren in LIGA-Technik", KfK-Bericht 4859, Kernforschungszentrum Karlsruhe, (1991).
- Cycon M. F., Schaffer D. H., "Design Guide for Laminar Flow Fluidic Amplifiers", HDL-CR-82-288-1, US-Gov. Rep. (1982).
- Euro Sensor, Datenblatt "Microvalve Model 4425", London, UK (1993).
- FLOTRAN User's Manual, Swanson Analysis Systems Inc., Houston, PA, USA (1992).
- Frohn A., "Einführung in die kinetische Gastheorie", Akademische Verlagsgesellschaft Wiesbaden (1979).
- Füner T., "Experimentelle Bestimmung des Betriebsverhaltens von miniaturisierten bistabilen Wandstrahlelementen mit unterschiedlichen Geometrien", Diplomarbeit Universität Karlsruhe, Fakultät für Maschinenbau, 28.2.1994.
- Glättli H. H., "Miniaturisierungsprobleme bei strömungsmechanischen Elementen", Konferenzband des IFAC/IFIP Symposiums, München, Oktober 1965, Seiten 35-41.
- Gravesen P., Branebjerg J., Jensen O. S., "Microfluidics - A Review", Konferenzband Micro Mechanics Europe 1993, Neuchâtel, Schweiz, September 7-8 1993, Seiten 143-164.
- Grimsehl, "Lehrbuch der Physik, Bd. 2 Elektrizitätslehre", Teubner-Verlag Leipzig (1985), Seite 73.
- Grovenor C. R. M., "Microelectronic Materials", IOP Publishing Ltd. Philadelphia USA (1989), Seiten 194ff.
- Guber A., Köhler U., Bier W., "FTIR Spectroscopy as an Analytical Tool for Etching Investigations of Silicon", Proceedings of the 9th Int. Conf. on Fourier Transform Spectroscopy, 23-27 August 1993, Calgary, Canada, Seiten 368-369.
- Gurney J. O., Jr., "Photofluidic Interface", J. of Dynamic Systems, Measurement and Control, 106 (1984) 1, Seiten 90-97.
- Hazard R. E., "Effect of Environment on Fluidic Equipment", Third Cranfield Fluidics Conference, 8th-10th May 1968, Turin, Paper L2.
- Heuberger A. (Hrsg.), "Mikromechanik", Springer-Verlag Berlin/Heidelberg (1991).
- Kirshner J. M., Katz S., "Design Theory of Fluidic Components", Academic Press New York (1975), Seiten ix ff und Seiten 315ff.

- Kneubühl F. K., "Repetitorium der Physik", Teubner-Verlag Stuttgart (1990), Seiten 149ff, 375ff und Seite 427.
- König G., Lang D., "Über Besonderheiten neuer Wandstrahlmodule", 4. Internat. fluidics conf., Varna, 14. - 18. 10. 1972, Beitrag B5/1-11.
- Kopitzki K., "Einführung in die Festkörperphysik", Teubner Verlag Stuttgart (1986), Seite 79 und Anhang C.
- Kowanz B., Ehrfeld W., "Systemtechnische Analyse und Entwicklung eines Mikroventils in LIGA-Technik", KfK-Bericht 4886, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1991).
- Landolt-Börnstein, "Zahlenwerte und Funktionen", Bd. II 5, Springer Verlag (1969), Abschnitt 25110.
- Landolt-Börnstein, "Zahlenwerte und Funktionen", Bd. II 1, Springer Verlag (1971), Abschnitt 211121.
- Landolt-Börnstein, "Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology", Bd. III 15 a, Springer Verlag (1982), Abschnitt 1.2.2, Fig. 130, Tab. 3 und Tab. 4.
- Lauder B. E., Spalding D. B., "The Numerical Computation of Turbulent Flows", Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 3 (1974), Seiten 269-289.
- Menz W., Bley P., "Mikrosystemtechnik für Ingenieure", VCH-Verlag Weinheim (1993).
- Mohr J., Ehrfeld W., Münchmeyer D., "Analyse der Defektursachen und der Genauigkeit der Strukturübertragung bei der Röntgentiefenlithographie mit Synchrotronstrahlung", KfK-Bericht 4414, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1988).
- Muller R. S., Howe R. T., Senturia S. D., Smith R. L., White R. M. (eds), "Microsensors", IEEE Press (1991).
- Multrus V., "Fluidik. Pneumatische Logikelemente und Steuerungssysteme", Krausskopf-Verlag Mainz (1970).
- van de Pol F. C. M., Wonnink D. G. J., Elwenspoek M., Fluitman J. H. J., "A thermopneumatic actuation principle for a microminiature pump and other micromechanical devices", Sensors and Actuators, 17 (1989), Seiten 139-143.
- Prandtl L., "Führer durch die Strömungslehre", Vieweg-Verlag Braunschweig (1965), Seiten 100ff, Seite 150 und Seite 168.
- Rechten A., "Miniaturisierung uni- und bistabiler Fluidikelemente", Siemens FuE-Berichte (1973) vol 2, Seiten 113-120.
- Rechten A. W., "Fluidik", Springer-Verlag Berlin/Heidelberg (1976), Seiten 43ff und Seiten 75ff.
- Redwood Microsystems, Datenblatt "The Fluistor Microvalve", Menlo Park (CA), USA (1993).
- Schaedel H. M., "Fluidische Bauelemente und Netzwerke", Vieweg-Verlag Braunschweig (1979).
- Schwarz H. R., "Methode der finiten Elemente", Teubner-Verlag Stuttgart (1991a).
- Schwarz A., Private Mitteilungen, ZfK Rossendorf bei Dresden (1991b).

- Schwarz A., Schmidt B., Bley P., Hein H., Menz W., Vollmer J., "Techniken zur Entwicklung fluidischer Mikroaktorelemente", Konferenzband des 10. Aachener Fluidtechnischen Kolloquiums, Aachen, 17. - 19. März 1992, Seiten 153-170.
- Sensor Technics, "Pressure Sensor Handbook 1991/1992", Puchheim, Germany (1991).
- Töpfer H., Schwarz A. (Federführende), "Wissensspeicher Fluidtechnik", VEB Fachbuchverlag Leipzig (1988), Seiten 15ff, 37, 63ff und 74 ff.
- Trimmer W. S. N., "Microrobots and Micromechanical systems", Sensors and Actuators, 19 (1989), Seiten 267-287.
- Vollmer J., "Numerische Simulation von Mikroströmungselementen mit mehreren stabilen Strömungszuständen", Konferenzband des ANSYS Users' Meeting 1992, 28.-30. Oktober 1992, Arolsen bei Kassel, Beitrag 43.
- Vollmer J., Hein H., Menz W., Walter F., "Bistable Fluidic Elements in LIGA-Technique as Microactuators", Konferenzband Transducers '93, The 7th, Int. Conf. on Solid State Sensors and Actuators, June 7-10th, Yokohama, Japan (1993a), Seiten 116-119.
- Vollmer J., Hein H., Menz W., Walter F., "Fluidische Mikrostrukturen in LIGA-Technik am Beispiel fluidischer Elemente", Konferenzband des 1. PMT-Statuskolloquium, 23./24. September 1993, KfK (1993b), Seiten 111-115.
- Vollmer J., "Numerische Simulation von Mikroströmungselementen im Vergleich zum Experiment", Konferenzband des CAD FEM Users' Meeting 1993, 27.-29. Oktober 1993, Bamberg (1993c), Beitrag 19.
- Yamamoto K., Umeda N., "Opto-Fluidic Control Device", Proceedings of the 1st JHPS Int. Sympos. on Fluid Power, Tokyo 1989, Japan, Seiten 333-338.
- Zdeblick M. J., Barth P. P., Angell J. B., "A Microminiature Fluidic Amplifier", Sensors and Actuators, 15 (1988), Seiten 427-433.