



DISSERTATION

Entwicklung miniaturisierter thermischer Strömungssensoren basierend auf aGe-Thermistoren

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der technischen Wissenschaften unter der Leitung von

Ao. Univ. Prof. Dr. Franz Keplinger

eingereicht an der Technischen Universität Wien
Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik

von

Samir Čerimović

Matr.-Nr. 9526956

Wien, im März 2017

Betreuer: *Ao. Univ.-Prof. Dr. Franz Keplinger*
Dr. Franz Kohl

Gutachter: *Ao. Univ.-Prof. Dr. Franz Keplinger*
Institut für Sensor- und Aktuatorssysteme
Technische Universität Wien, Österreich

Ao. Univ.-Prof. Dr. Thilo Sauter
Institut für Computertechnik
Technische Universität Wien, Österreich

Univ.-Prof. Dr. Gerald Urban
Institut für Mikrosystemtechnik
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Deutschland

Kurzfassung

Thermische Strömungssensoren werten strömungsabhängige Temperaturverteilungen um eine oder mehrere Wärmequellen mit Hilfe von Temperatursensoren aus. Sie werden in drei Hauptarten unterteilt: Kalorimetrische Strömungssensoren, Hitzdraht- bzw. Heißfilmsensoren und Time-of-flight-Sensoren. Ausgangspunkt dieser Arbeit war ein kalorimetrischer Strömungssensor, bei dem die Temperatursensoren als miniaturisierte Thermistoren aus amorphem Germanium (aGe) realisiert wurden. Diese weisen einen hohen Temperaturkoeffizienten von etwa $-2\%/K$ auf und scheinen daher eine gute Alternative zu metallischen Dünnschichtwiderständen zu sein, deren Temperaturkoeffizient betragsmäßig um ein Vielfaches kleiner ist. Im Betrieb mit konstanter Heizspannung zeigt der kalorimetrische Sensor zwar eine hohe Anfangsempfindlichkeit, der Messbereich bleibt jedoch stets begrenzt. Abhilfe bringt der Betriebsmodus mit konstanter Übertemperatur, aber auch hier sättigt das Ausgangssignal mit steigender Strömungsgeschwindigkeit. Das Ziel dieser Arbeit war es, einerseits zu untersuchen, inwieweit sich Thermistoren auf Basis von amorphem Germanium für andere Arten thermischer Strömungssensoren, wie z. B. Heißfilmsensoren eignen. Andererseits sollte versucht werden durch alternative Betriebsarten mit entsprechender Auswerteelektronik die Eigenschaften des vorhandenen kalorimetrischen Strömungssensors zu verbessern.

Die Charakterisierung der Thermistoren aus aGe wurde weit über den Stand des Wissens erweitert. Erstmals wurden Eigenerwärmungen von über 110 K zerstörungsfrei erreicht, wobei die korrespondierenden Betriebstemperaturen nahe an die Stabilitätsgrenze des metastabilen Thermistormaterials herankamen. Damit wurde bewiesen, dass solche Thermistoren, neben reiner Temperaturerfassung wie bei kalorimetrischen Strömungssensoren, auch als Wärmequellen in Heißfilmsensoren gut geeignet sind. Allerdings hat sich ebenfalls gezeigt, dass der Temperaturkoeffizient bezüglich der Umgebungstemperatur eine Funktion der Selbsterwärmung ist. Dies sowie der an sich nichtlineare Temperaturgang der aGe-Thermistoren bewirken, dass entsprechende Sensorausgangssignale im Allgemeinen von der Umgebungstemperatur abhängen. Besonderes Augenmerk wurde daher auf die Untersuchung dieser Temperaturabhängigkeiten sowie auf deren Reduktion gelegt.

Ein wichtiger Bestandteil dieser Arbeit stellt die Entwicklung eines semi-analytischen Sensormodells dar, mit dem sich unterschiedliche Wandlermechanismen anschaulich untersuchen lassen. Danach wendet sich die Arbeit dem vorhandenen kalorimetrischen Sensor zu. Zusätzlich zum üblichen Betrieb mit analoger Temperaturregelung wurde zu diesem Zweck erstmals auch ein Σ - Δ -Modulator eingesetzt. Dadurch ist es gelungen, die Steigung der Ausgangskennlinie zu steuern und somit die Sensorempfindlichkeit insbesondere bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten zu steigern, allerdings auf Kosten der Temperaturabhängigkeit.

Der letzte Teil beschäftigt sich mit der Entwicklung und Charakterisierung von Heißfilmsensoren. Diese Art thermischer Strömungssensoren hat den wesentlichen Nachteil, dass mit ihnen die Strömungsrichtung im Kanal nicht unterschieden werden kann. Daher wurde ein innovatives Design vorgestellt, bei dem ein aGe-Heißfilm in vier Segmente aufgeteilt wird. Diese werden zu einer Messbrücke zusammengeschaltet, wobei das Vorzeichen der Brückenspannung von der Strömungsrichtung abhängt. Besonders empfindlich wird der Sensor, wenn man die Segmente räumlich voneinander trennt. Dies ermöglicht eine optimale Zusammenschaltung der Thermistoren, sodass Strömungsgeschwindigkeiten von Gasen weit unter 1 cm/s mit dieser Sensorart noch erfasst werden können.

Abstract

Thermal flow sensors rely on temperature sensors, to evaluate the flow dependent temperature distribution around one or more heat sources. Three main types of thermal flow sensors can be distinguished: calorimetric flow sensors, hot-wire or hot-film sensors, and time-of-flight flow sensors. A starting point of this work was a calorimetric flow sensor, that exploits miniaturized thermistors made of amorphous germanium (aGe) as temperature sensors. These thermistors exhibit a very high temperature coefficient of resistance (TCR) of about $-2\%/K$. Therefore, they seem to be a good alternative to common metal resistors characterized by much lower TCR. Applying a constant heating voltage, the calorimetric flow sensors feature a high initial sensitivity but a limited flow range. Operating the sensors in a constant overtemperature mode helps to extend the flow range, however the output signal saturates at higher flow velocities. One goal of this work was to investigate the suitability of aGe-thermistors for other types of thermal flow sensors, such as hot-film sensors. Another aim was to find out, whether the properties of the existing calorimetric flow sensor could be improved by implementing alternative operating modes with appropriate electronic circuits.

The conducted comprehensive characterizations extend far more the currently available data of aGe-thermistors. For the very first time, overtemperatures of more than 110 K have been safely reached, which comes close to the maximum operating temperature of the metastable aGe material. Thus, besides solely temperature measurements (as it is the case with calorimetric sensors), this kind of thermistors can also be used as heat sources in hot-film sensors. However, it was also shown that their TCR with regard to the ambient temperature depends on the self heating. This effect, as well as the non-linear temperature dependence of the aGe-film resistance, imply that output signals of the sensors are typically functions of ambient temperature. Therefore, particular focus was put on the investigation and the reduction of the respective temperature dependence.

An important part of the theses represents a semi-analytical sensor model enabling vivid studies of different transduction mechanisms. Subsequently, the existing calorimetric flow sensor is comprehensively characterized. Besides the commonly used analog temperature control techniques, a sophisticated Σ - Δ -Modulator has been applied for the very first time, to establish constant overtemperature operation. As a result, the slope of the transduction characteristic can be controlled. This in turn improves the sensor sensitivity, especially for high flow rates, however at the cost of a more pronounced temperature dependence.

The last part deals with the development and characterization of hot-film sensors. This kind of thermal flow sensors can not distinguish between the flow directions in the channel, which is their major disadvantage. In order to overcome this drawback, a novel sensor design was implemented featuring an aGe-film divided into four segments. The segments can be connected to form a Wheatstone-bridge, where the algebraic sign of the bridge voltage depends on the flow direction. The sensitivity of such sensors can be improved by separating the segments spatially from each other, which enables the optimal arrangement of the segments in the Wheatstone-bridge. As a result, a very sensitive device was achieved enabling detection of gas flow velocities far below 1 cm/s.

*Meiner Mutter
und meinem Vater
in Liebe und Dankbarkeit gewidmet*

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Motivation und Zielsetzung	5
2	Thermistoren auf Basis von amorphem Germanium	9
3	Physikalische Grundlagen und analytische Modellierung	25
3.1	Grundlagen der Wärmeleitung und der Strömungslehre	25
3.2	Analytische Modellierung thermischer Strömungssensoren	34
3.2.1	Heißfilmströmungssensor	40
3.2.2	Kalorimetrischer Strömungssensor	44
3.2.3	Transientes Verhalten	49
4	Kalorimetrischer Strömungssensor	55
4.1	Sensorherstellung	56
4.2	FEM-Modellierung	58
4.3	Messaufbauten	63
4.3.1	Messaufbau für stationäre Charakterisierung	63
4.3.2	Messaufbau für transiente Charakterisierung	64
4.3.3	Messaufbau für Charakterisierung der Temperaturabhängigkeit	65
4.4	CV-Betriebsmodus	66
4.4.1	Stationäre Charakterisierung	68
4.4.2	Transiente Charakterisierung	72
4.4.3	Charakterisierung der Temperaturabhängigkeit	73
4.5	PSpice Modellierung	77
4.6	CT-Betriebsmodus mit Analogregler	85
4.6.1	Stationäre Charakterisierung	86
4.6.2	Charakterisierung der Temperaturabhängigkeit	88
4.7	CT-Betriebsmodus mit Σ - Δ Modulator	92
5	Segmentierter Heißfilmströmungssensor	105
5.1	FEM-Simulationen	106
5.2	CCA-Betriebsmodus	108
5.2.1	Stationäre Charakterisierung	112
5.2.2	Transiente Charakterisierung	117
5.2.3	Charakterisierung der Temperaturabhängigkeit	119

5.3	CTA-Betriebsmodus	123
5.3.1	Stationäre Charakterisierung	125
5.3.2	Charakterisierung der Temperaturabhängigkeit	130
6	Heißfilmströmungssensor mit verteilten Thermistoren	141
6.1	Gewöhnlicher kalorimetrischer Betriebsmodus	144
6.2	Kalorimetrischer Betriebsmodus mit Messbrücke	145
6.3	Anemometrischer Betriebsmodus	151
6.3.1	CCA-Betriebsmodus	152
6.3.2	CTA-Betriebsmodus	158
6.3.3	CCA-Betriebsmodus mit Relaxationsoszillator	163
7	Ausblick	175
7.1	TOF-Strömungssensor	175
7.2	Windsensoren	177
8	Zusammenfassung und Schlussfolgerung	181
A	Sensorvergleich	185
B	TOF Strömungssensor	191
C	Windsensor	201
	Abkürzungsverzeichnis	209
	Symbolverzeichnis	211
	Literaturverzeichnis	221
	Danksagung	231

Kapitel 1

Einführung

Strömungssensoren (engl. flow sensors) sind ein Sammelbegriff für alle Sensoren, die Geschwindigkeit und in manchen Ausführungen auch Richtung strömender Fluide (Gase oder Flüssigkeiten) erfassen. In den meisten Fällen erfolgt die Fluidströmung durch ein Rohr, sodass die mittlere Strömungsgeschwindigkeit \bar{v} durch den Rohrquerschnitt A im Vordergrund steht. In diesem Zusammenhang spricht man auch von Durchflusssensoren (engl. flow meter), die entweder den Volumen- oder Massendurchfluss messen [1]. Der Volumendurchfluss gibt an wie viel Volumen des Fluids pro Zeiteinheit durch den Querschnitt transportiert wird und hängt von dem Rohrquerschnitt sowie der mittleren Strömungsgeschwindigkeit ab $Q_V = \dot{V} = dV/dt = A \cdot \bar{v}$. Während sich bei Flüssigkeiten die Dichte ρ kaum ändert, hängt sie bei Gasen stark von Druck und Temperatur ab. Neben dem Volumenstrom interessiert man sich daher auch für den Massendurchfluss, der als transportierte Masse durch den Querschnitt je Zeiteinheit $Q_m = \dot{m} = dm/dt$ definiert wird. Mit dem Volumendurchfluss ist er durch die Fluiddichte verbunden $Q_m = \rho \cdot Q_V$.

Ein Fluid muss aber nicht zwangsweise an einen geschlossenen Kanal gebunden sein. Beispiele für „ungebundene“ Strömungen sind der Wind über der Erdoberfläche oder der Wasserfluss in offenen Gerinnen [2]. Oft sind solche Strömungen stark turbulent, weisen also eine räumlich und zeitlich stochastisch variierende Komponente auf. In diesen Fällen steht die örtliche und zeitliche Auflösung des Geschwindigkeitsfeldes im Vordergrund, wobei neben Mittelwerten auch Momentanbetrag und -richtung des Geschwindigkeitsvektors von Interesse sind. Die Strömungssensoren müssen dafür entsprechend miniaturisiert werden.

Strömungssensoren sind heutzutage nicht nur aus vielen technischen Bereichen sondern auch aus dem Alltag nicht mehr wegzudenken: Gas- oder Wasserzähler befinden sich in jedem modernen Haushalt, an den Tankstellen bestimmen die Durchflusssensoren die Menge des entnommenen Kraftstoffes, Windsensoren in kleinen, mobilen Wetterstationen messen die Windgeschwindigkeit im Garten und vieles mehr. Ein sehr verbreitetes Anwendungsbeispiel findet man in der Autoindustrie, wo Luftmassensensoren mittlerweile ein Bestandteil jedes modernen Autos sind. Sie messen den Luftanteil, der in den Motor strömt und helfen als Teil des Einspritzsystems das Mischungsverhältnis, das für die optimale Verbrennung des Kraftstoffes notwendig ist, sicherzustellen [3]. Aber auch in anderen industriellen Branchen haben Strömungssensoren eine große Bedeutung.

Typische Anwendungen sind z.B. Überwachung von Kühl- und Schmiermittelkreisläufen, Bemessung von Füllmengen oder Steuerung von Durchflussmengen im Rahmen der Prozess- und Fabrikautomation [4].

Im Rahmen der Bemühungen den Energieverbrauch in Gebäuden langfristig zu reduzieren, wird in der letzten Zeit viel an Strömungssensoren geforscht, die speziell im Bereich der Heizungs-, Lüftungs- und Klimaanlage (HVAC, engl. Heating, Ventilating, and Air Conditioning) eingesetzt werden. Etwa 50 % des Energieverbrauchs in Wohn- und Geschäftsgebäuden entfällt nur auf diesen Bereich [5], wobei verschiedene Analysen prognostizieren, dass bis zu 40 % Einsparungen durch Optimierung von HVAC-Systemen möglich sind [6, 7]. Ein wesentlicher Teil dieser Optimierung besteht in der Erfassung der Luftströme in Lüftungskanälen mittels Strömungssensoren [8].

Es gibt eine Vielzahl physikalischer Effekte, die zur Geschwindigkeitsmessung strömender Medien geeignet sind [1,9]. Entsprechend vielseitig sind verschiedene Ausführungen von Strömungssensoren. Einen Großteil machen „mechanische“ Strömungssensoren aus, die bewegliche Teile beinhalten und direkt oder indirekt vom Fluid angetrieben werden. Dazu gehören verschiedene Verdrängungszähler, Sensoren mit Messflügeln oder Klappen- und Schwebekörper-Durchflussmesser [10]. Auch Sensoren, die auf der Auswertung der Corioliskraft beruhen [11], kann man zu dieser Sensorgruppe zählen. Für gewöhnlich sind mechanische Strömungssensoren einfach aufgebaut und sehr robust, lassen sich aber sehr schwer miniaturisieren. Es gibt zwar Versuche mittels MEMS (engl. Micro Electro Mechanical Systems) Technologie miniaturisierte Strömungssensoren mit beweglichen Teilen herzustellen, ihre Fabrikation ist jedoch meist sehr komplex und aufwendig, sodass sie sich nicht für Massenproduktion eignen [12–15]. Außerdem sind sie sehr anfällig auf eventuelle Verunreinigungen des Fluids.

Viele Arten von Strömungssensoren kommen aber auch ohne bewegliche Teile aus. Sehr verbreitet sind Sensoren, die auf Druckmessungen basieren, wie z. B. verschiedene Rohrsonden oder Messblenden [1,4]. Muss jedoch eine nicht-invasive Messung durchgeführt werden, also eine Geschwindigkeitsmessung ohne die Kanalwand zu beschädigen und/oder das Strömungsfeld zu stören, empfehlen sich Sensoren, die die Laufzeit auswerten, wie das z. B. bei Ultraschall-Durchflussmessern der Fall ist [16, 17].

Thermische Strömungssensoren sind eine weitere, sehr verbreitete Gruppe von Strömungssensoren, die ohne bewegliche Teile auskommen. Sie werten den Einfluss der Fluidströmung auf die Verteilung eines Temperaturfeldes aus. Je nach Umsetzungsprinzip kann man thermische Strömungssensoren in drei Hauptgruppen unterteilen [18, 19]:

- Hitzdraht-Sensoren
- kalorimetrische Sensoren
- TOF-Sensoren

Hitzdraht-Sensoren (engl. hot wire) sind die einfachsten aller thermischen Strömungssensoren. Ihre Wirkungsweise wird anhand Abb. 1.1 erklärt. Der Übersichtlichkeit halber wird im Folgenden angenommen, dass Sensorelemente immer in der unteren Kanalwand integriert sind. Diese Annahme beschränkt jedoch nicht die allgemeine Gültigkeit des jeweiligen Umsetzungsprinzips. Der Hitzdraht-Strömungssensor besteht im

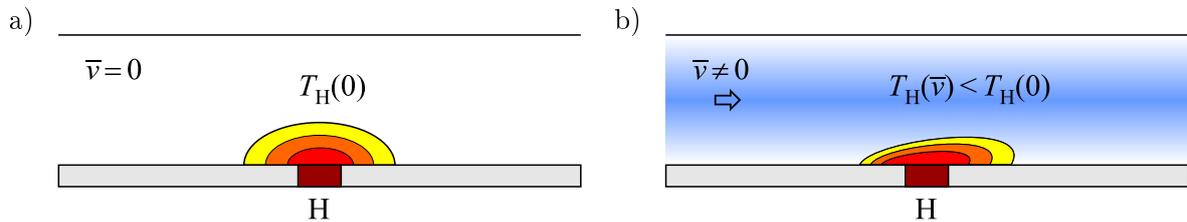


Abb. 1.1: Schematische Darstellung eines Hitzdraht-Sensors bei Abwesenheit der Strömung (a) und mit Fluidströmung im Kanal (b). Der Heizer H dient als Wärmequelle und Temperatursensor zugleich.

einfachsten Fall nur aus einem elektrischen Heizer (H). Wenn der Heizer mit konstantem Strom versorgt wird, erhitzt er sich und erreicht ohne Strömung seine Maximaltemperatur $T_{H,\max} = T_H(0)$ (Abb. 1.1a). Die Fluidströmung kühlt den Heizer ab, sodass seine Temperatur sinkt $T_H(\bar{v}) < T_{H,\max}$ und sein elektrischer Widerstand sich entsprechend ändert (Abb. 1.1b). Als Ausgangsgröße dient in diesem Fall der strömungsabhängige Spannungsabfall am Heizer. Im Falle dass der Heizer mit konstanter Spannung versorgt wird, wertet man als Ausgangssignal den elektrischen Strom durch den Heizer aus.

In einem weiteren Betriebsmodus wird die Heizerübertemperatur im Bezug auf Umgebungstemperatur $\Delta T_H = T_H - T_{\text{LAB}}$ von einem Regelkreis konstant gehalten. Dann ist die dafür notwendige, im Heizer dissipierte elektrische Leistung ein Maß für die Strömungsgeschwindigkeit. Dieser Betriebsmodus verlangt jedoch nach einem Temperatursensor, der die Umgebungstemperatur erfasst.

Der Heizer wird sehr oft als ein dünner, metallischer Draht ausgeführt [20], worauf auch der Name dieser Sensorart hindeutet. Wenn statt einem Draht ein dünner, elektrisch leitender Film als Heizer verwendet wird, bezeichnet man solche Sensoren auch als Heißfilmsensoren.

Beim Hitzdraht-Sensor fungiert der Heizer gleichzeitig als Wärmequelle und Temperatursensor, der die Abkühlung direkt an der Stelle der Wärmequelle misst. Die strömungsabhängige Änderung des Temperaturfeldes kann aber auch in der näheren Umgebung des Heizers ausgewertet werden. Auf diesem Prinzip beruhen **kalorimetrische Strömungssensoren**. Abbildung 1.2 zeigt die schematische Darstellung eines solchen Sensors. Im gleichen Abstand stromauf- und -abwärts vom Heizer H, der in diesem Fall ausschließlich als Wärmequelle dient, befinden sich zwei Sensoren S_1 und S_2 , mit denen die Temperaturverteilung ermittelt wird.

Ohne Strömung entsteht rund um den Heizer ein symmetrisches Temperaturfeld, sodass die Sensoren die gleiche Temperatur messen (Abb. 1.2a). Durch die Strömung wird diese Symmetrie gestört, wobei der stromaufwärts gelegene Sensorteil stärker abgekühlt wird als sein stromabwärts befindliches Gegenstück. Die dadurch entstandene Temperaturdifferenz $\Delta T = T_2 - T_1$ wird als Maß für die Strömungsgeschwindigkeit herangezogen (Abb. 1.2b). Auch bei dieser Sensorart ist ein Betriebsmodus mit variabler Heizleistung möglich. Diese wird von einem Regelkreis so eingestellt, dass die Differenz zwischen der mittleren Temperatur $T_M = (T_1 + T_2)/2$ und der Umgebungstemperatur konstant bleibt ($T_M - T_{\text{LAB}} = \text{konst}$). Als Ausgangsgrößen dienen dann sowohl die Temperaturdifferenz

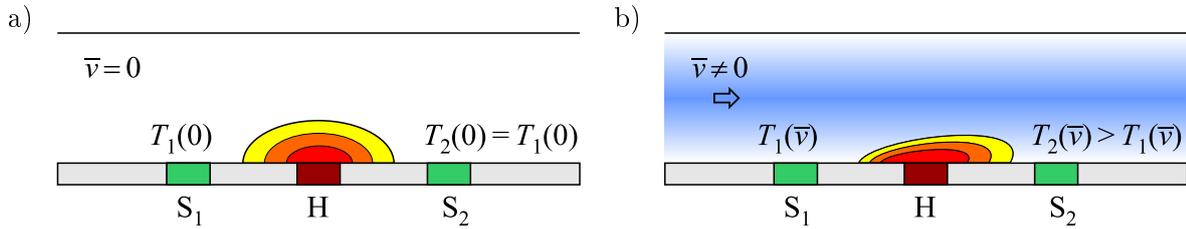


Abb. 1.2: Schematische Darstellung eines kalorimetrischen Strömungssensors bei Abwesenheit der Strömung (a) und mit Fluidströmung im Kanal (b). Der Heizer H dient als Wärmequelle, während mit den Temperatursensoren S_1 und S_2 die Temperatur stromauf- und -abwärts ermittelt wird.

$\Delta T = T_2 - T_1$ als auch die vom Regler eingestellte Heizleistung. Außerdem muss die Umgebungstemperatur T_{LAB} mit einem zusätzlichen Temperatursensor erfasst werden.

Bei Hitzdraht- und kalorimetrischen Sensoren erzeugt der Heizer kontinuierlich ein Temperaturfeld. Bei **TOF-Sensoren** (engl. Time Of Flight) hingegen wird der Heizer mit einem Rechteckpuls betrieben, wodurch sich das Temperaturfeld um den Heizer impulsartig ändert. Ein zum Zeitpunkt $t = 0$ erzeugter Temperaturimpuls wird von der Strömung fortgetragen und erreicht nach einer bestimmten Transitzeit, die von der Strömungsgeschwindigkeit abhängt, den stromabwärts gelegenen Sensor S (Abb. 1.3). Durch die Diffusion wird der Temperaturimpuls zudem verbreitet und abgeschwächt. Sowohl die Transitzeit t_{TOF} als auch die Impulshöhe am Sensor können als Ausgangssignal herangezogen werden. Im Pulsbetriebs liefert der Sensor zwar nur periodisch einen Ausgangswert, seine Leistungsaufnahme wird jedoch im Vergleich zu kontinuierlich betriebenen Sensoren erheblich reduziert.

Aufgrund ihres simplen Aufbaus lassen sich thermische Strömungssensoren einfach und kostengünstig miniaturisieren. Die Reduktion der Abmessungen, bringt nicht nur geringere Leistungsaufnahmen und höhere Empfindlichkeiten sondern auch kürzere Reaktionszeiten mit sich, sodass die Ansprechzeiten bei MEMS-Strömungssensoren in der Größenordnung von Millisekunden liegen. Dadurch sind sie in der Lage, turbulente Strömungen örtlich und zeitlich gut aufzulösen.

Bei thermischen MEMS-Strömungssensoren kommen meist Thermosäulen oder Thermistoren als Temperatursensoren zum Einsatz. Thermoelektrische Temperatursensoren (Thermoelementen bzw. Thermosäulen) haben den Vorteil, dass sie direkt eine Spannung

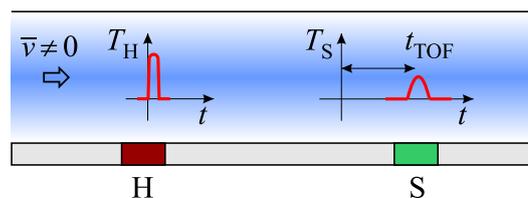


Abb. 1.3: Schematische Darstellung eines TOF-Strömungssensors. Am Heizer H wird zum Zeitpunkt $t = 0$ ein Temperaturimpuls erzeugt. Die Impulstransitzeit t_{TOF} ist ein Maß für die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Kanal \bar{v} .

als Ausgangssignal liefern und bei Nichtvorhandensein einer Temperaturdifferenz offsetfrei sind [21,22]. Allerdings kann man mit ihnen kein Temperaturfeld erzeugen, sodass sie in Verbindung mit einem Heizer nur bei kalorimetrischen und TOF-Strömungssensoren eingesetzt werden können [19].

Thermistoren (ein Kunstwort aus engl. thermal und resistor) sind elektrische Widerstände, deren Wert eine wohldefinierte Funktion der Temperatur ist. Unterteilt werden sie in Kaltleiter mit positiven Temperaturkoeffizienten (TCR, engl. Temperature Coefficient of Resistance) sowie Heißleiter, die bei niedrigen Temperaturen höherohmig sind, also einen negativen TCR aufweisen (daher auch als NTC-Thermistoren genannt, engl. Negative Temperature Coefficient Thermistors). Aufgrund der Selbsterwärmung eignen sich Thermistoren prinzipiell auch als Heizerelemente mit denen man Hitzdraht- bzw. Heißfilmsensoren realisieren kann. Eine weit verbreitete Gruppe machen metallische Widerstände aus, deren Widerstandswert näherungsweise linear von der Temperatur abhängt. Ihr größter Vorteil ist, dass das Ausgangssignal eines kalorimetrischen Sensors, aufgebaut mit solchen Thermistoren, aufgrund dieser Linearität näherungsweise von der Umgebungstemperatur unabhängig ist. Denn der kalorimetrische Sensor beruht auf der Temperaturdifferenz und solange beide Thermistoren identische, lineare Kennlinien aufweisen, haben Schwankungen der Umgebungstemperatur keinen Einfluss. Ihr Nachteil ist jedoch der relativ niedrige Temperaturkoeffizient, der bei den wichtigsten Metallen wie Platin, Kupfer, Aluminium oder Silber etwa 0,4 %/K beträgt [23]. Bei Widerständen aus Halbleitern, wie z. B. Polysilizium, hängt der TCR von der Dotierung ab und liegt meist in der Größenordnung von nur 0,1 %/K [24–26].

Wesentlich höhere Temperaturkoeffizienten (meist zwischen $-3\%/K$ und $-5\%/K$ bei Raumtemperatur) lassen sich mit Thermistoren auf Basis von Nickel-Manganit erreichen ($NiMn_2O_4$, oft dotiert mit anderen Metallen [27]). Es handelt sich um Heißleiter, deren negativer TCR stark von der Umgebungstemperatur abhängt, was sich auf das Ausgangssignal des jeweiligen Strömungssensors überträgt. Für gewöhnlich werden sie aus Pulvermischungen hergestellt, die zu einer Paste zusammengemischt, auf geeignete Träger aufgetragen und bei hohen Temperaturen behandelt werden (Sinterung [28,29]). Mit solchen Dickfilm-Widerständen lassen sich keine miniaturisierten Strömungssensoren realisieren [30]. Obwohl es Versuche gab, auch Dünnsfilm-Thermistoren auf dieser Basis zu realisieren [31,32], hat sich die Technologie bis jetzt noch nicht durchgesetzt.

Manchmal werden metallische Widerstände als Widerstandsthermometer (RTD, engl. Resistance Temperature Detector) bezeichnet, um sie von anderen Thermistoren, die meist einen negativen TCR aufweisen, zu unterscheiden. Durch Sputtern und Aufdampfen lassen sich hervorragende metallische Dünnschichten herstellen [33], sodass in vielen MEMS-Strömungssensoren metallische Heizer und/oder Temperatursensoren zu finden sind.

1.1 Motivation und Zielsetzung

In den Achtzigerjahren des vorigen Jahrhunderts wurden am damaligen Institut für allgemeine Elektrotechnik und Elektronik der Technischen Universität Wien Thermistoren auf Basis des amorphen Germaniums (aGe) entwickelt [34]. Sie weisen einen negativen

TRC von etwa $-2\%/K$ auf, was zwar weniger als bei keramischen NTC-Thermistoren, aber betragsmäßig um einen Faktor 5 höher ist als bei den meisten metallischen Widerständen. Ihr elektrischer Widerstand zeigt eine nichtlineare Abhängigkeit von der Temperatur, die gut durch eine exponentielle Funktion approximiert werden kann. Somit ist ihr TCR, im Gegensatz zu gängigen keramischen Thermistoren, näherungsweise unabhängig von der Umgebungstemperatur.

Aufgrund der hohen Empfindlichkeit, hervorragender Temperaturlösung von nur $0,1\text{ mK}$ sowie einer Ansprechzeit im Millisekundenbereich wurden sie anfangs als Biosensoren für kontinuierliches Erfassen von Gewebetemperatur oder Messungen in Mikrokalorimetern verwendet [35,36]. Bald folgten erste Versuche aGe-Thermistoren auch im Bereich der Strömungssensorik einzusetzen. Dabei begrenzte man sich jedoch darauf, Thermistoranordnungen, die ursprünglich für biomedizinische Versuche entwickelt wurden, als Heißfilmsensoren mit konstanter Übertemperatur zu betreiben [37,38]. Die erste Struktur mit aGe-Thermistoren, die ausschließlich zur Strömungsmessung konzipiert war, wurde erst in den Neunzigerjahren des vorigen Jahrhunderts entwickelt. Sie bestand aus sieben miniaturisierten Brücken aus Siliziumnitrid, die über einen Siliziumrahmen aufgespannt wurden und als Träger für aGe-Thermistoren fungierten [39]. Dieser Sensor konnte sowohl als Heißfilm- als auch als kalorimetrischer Sensor betrieben werden.

Nachdem diese ersten Machbarkeitsstudien die prinzipielle Eignung von aGe-Thermistoren für den Bereich der Strömungssensorik bewiesen hatten, wurde an der Technischen Universität Wien ein kalorimetrischer Strömungssensor entwickelt, bei dem das Temperaturfeld von einem Dünnschichtheizer aus Chrom erzeugt wird und die empfindlichen aGe-Thermistoren ausschließlich als Temperatursensoren dienen. Zu diesem Zweck wurde die Form und Kontaktierung der Thermistoren optimiert und die fragilen Siliziumnitrid-Brücken durch eine Membran als Träger der aktiven Sensorelemente ersetzt [40].

Die experimentelle Charakterisierung dieses Sensors hat gezeigt, dass bei der Versorgung des Heizers mit konstanter Spannung (entspricht näherungsweise einem Betrieb mit konstanter Heizleistung) die Temperaturdifferenz des stromab- und -aufwärts positionierten Thermistors nur in einem begrenzten Messbereich als Ausgangsgröße verwendet werden kann. Für einen breiteren Messbereich ist es notwendig, die Heizleistung mit einem Regler so nachzuführen, dass die mittlere Übertemperatur der Membranthermistoren konstant bleibt [41]. Das Ausgangssignal ist in diesem Fall zwar eine monoton steigende Funktion, sättigt jedoch mit steigender Strömungsgeschwindigkeit, wodurch die Empfindlichkeit immer kleiner wird. Neben der Untersuchung verschiedener Betriebsarten, wurden auch die Ansprechzeit und das transiente Verhalten eingehend untersucht [42]. Der Einfluss der Umgebungstemperatur auf das Sensorverhalten sowie geeignete Verfahren zur Korrektur des Ausgangssignals wurden jedoch weitgehend außer Acht gelassen.

Neben der Technischen Universität Wien wurde seit Ende des letzten Jahrhunderts auch an der Albert-Ludwigs-Universität in Freiburg an der Thermistor-Technologie auf Basis des amorphen Germaniums geforscht. Als Resultat entstanden mehrere Entwürfe kalorimetrischer Strömungssensoren, die für mikrofluidische Kanäle in Bio-MEMS-Systemen konzipiert wurden [43,44].

Ausgehend von diesen Ergebnissen verfolgt die vorliegende Arbeit folgende Ziele:

1. Die ersten Versuche in den Achziger- und Neunzigerjahren haben gezeigt, dass aGe-Thermistoren prinzipiell auch in Heißfilmströmungssensoren eingesetzt werden können, wo sie gleichzeitig als Wärmequelle und Temperatursensor dienen. Von einer detaillierten Charakterisierung im Hinblick auf die maximal zulässige Übertemperatur oder die Abhängigkeit der $U(I)$ -Kennlinien von der Strömungsgeschwindigkeit wurde jedoch nicht berichtet. Später wurde das Thermistor-Layout vom kalorimetrischen Strömungssensor unter der Annahme entworfen, dass die Thermistoren ausschließlich als Temperatursensoren eingesetzt werden. Ihre Selbsterwärmung wurde durch eine niedrige Versorgungsspannung weitgehend unterbunden und daher nicht näher untersucht. Die bei Charakterisierungen maximal erreichbare Thermistorübertemperatur betrug lediglich etwa 5 K [45].

Im ersten Schritt soll daher die letzte Generation von aGe-Thermistoren eingehend charakterisiert werden. Neben den $U(I)$ -Kennlinien muss dabei besonderes Augenmerk auf ihrer Selbsterwärmung liegen, um zu prüfen, inwieweit sie für den Einsatz in Heißfilmströmungssensoren geeignet sind. Außerdem soll untersucht werden, wie sich ihr Widerstand mit und ohne Selbsterwärmung durch die Schwankung der Umgebungstemperatur ändert. Denn dies hat einen direkten Einfluss auf die Temperaturabhängigkeit des Ausgangssignals von jeder Strömungssensorart.

2. Im zweiten Schritt werden die publizierten Ergebnisse vom kalorimetrischen Strömungssensor verifiziert. Durch alternative Regelungsverfahren (z. B. Zwei-Punkt-Regelung) soll dabei versucht werden, der Sättigung des Ausgangssignals bei steigenden Strömungsgeschwindigkeiten entgegen zu wirken.
3. Abhängig von den Ergebnissen aus Punkt 1. sollte ein Heißfilmströmungssensor auf Basis von aGe-Thermistoren entwickelt werden. Der große Nachteil dieser Sensorart ist, dass sie die Strömungsrichtung im Kanal nicht unterschieden kann. Bei der Entwicklung sollen daher auch alternative Sensorentwürfe angedacht werden, die neben der Abkühlung des Heißfilms auch eine von der Strömungsrichtung abhängige Temperaturdifferenz ermitteln.
4. Bei allen Sensorarten soll besonderes Augenmerk auf die Abhängigkeit des jeweiligen Ausgangssignal von der Schwankung der Umgebungstemperatur gelegt werden. Dabei sollen auch die Methoden zur Korrektur des Ausgangssignal diskutiert werden.
5. Die Sensorentwicklung soll sowohl durch analytische als auch numerische Simulationsmodelle unterstützt werden mit abschließendem Vergleich zwischen Simulations- und Messergebnissen. Auch die Entwicklung alternativer Regelungsverfahren soll nach Möglichkeit computerunterstützt erfolgen.

Kapitel 2

Thermistoren auf Basis von amorphem Germanium

Die ersten Publikationen, die Thermistoren auf Basis von amorphem Germanium beschreiben, reichen bis in die Achtzigerjahre des vorigen Jahrhunderts zurück. Während anfangs das amorphe Germanium noch mit Zinn dotiert wurde (um den Temperaturkoeffizienten sowie den Widerstand geeignet einzustellen [46]), hat man sich später auf die Verwendung von reinem amorphem Germanium beschränkt [34, 47]. Dabei konnte zum ersten Mal gezeigt werden, dass dieses Material, das sonst keine Verbreitung in integrierten Schaltungen findet, für den Bau hochempfindlicher Temperatursensoren geeignet ist [48].

Halbleiter, welche aus der Gasphase auf einem Substrat abgeschieden werden, liegen normalerweise in amorpher Form vor. Allerdings muss bei allen Herstellungsschritten darauf geachtet werden, dass das Temperaturlimit von etwa 500 K eingehalten wird [39]. So zeigt zum Beispiel Germanium, das auf Substraten mit konstanter Temperatur von 650 K in Ultrahochvakuum aufgedampft wurde, ein von aGe-Schichten abweichendes elektrisches Verhalten [34]. Als limitierender Faktor beim Herstellungsprozess von aGe-Thermistoren erwies sich jedoch nicht die Substrattemperatur sondern vielmehr das Auftragen der schützenden Passivierungsschicht aus Siliziumnitrid. Denn herkömmliche Prozesse chemischer Gasphasenabscheidung (CVD, engl. Chemical Vapour Deposition) verlangen nach einer Substrattemperatur von mindestens 275 °C, also etwa 550 K [49]. Der technologische Durchbruch kam erst durch die Anwendung einer plasmaunterstützten chemischen Gasphasenabscheidung, welche Ende Siebzigerjahre des vorigen Jahrhunderts am damaligen Institut für allgemeine Elektrotechnik und Elektronik der Technischen Universität Wien entwickelt wurde. Die so aufgetragenen Siliziumnitrid-Schichten verhindern die Oberflächenkontamination und zeigen hervorragende Isoliereigenschaften [46, 50].

Die allerersten Thermistoren aus amorphem Germanium wurden auf Glassubstraten hergestellt. Auf der Spitze eines etwa 100 µm dicken nadelförmigen Substrats wurde eine Reihe von sechs aGe-Thermistoren platziert und mit einer 3 µm dicken SiN_x-Schicht passiviert [38, 52]. Die Kontaktierung der einzelnen Thermistoren erfolgte durch jeweils zwei Elektroden, die auf dem aGe-Film einen mäanderförmigen Spalt bilden (Abb. 2.1a).

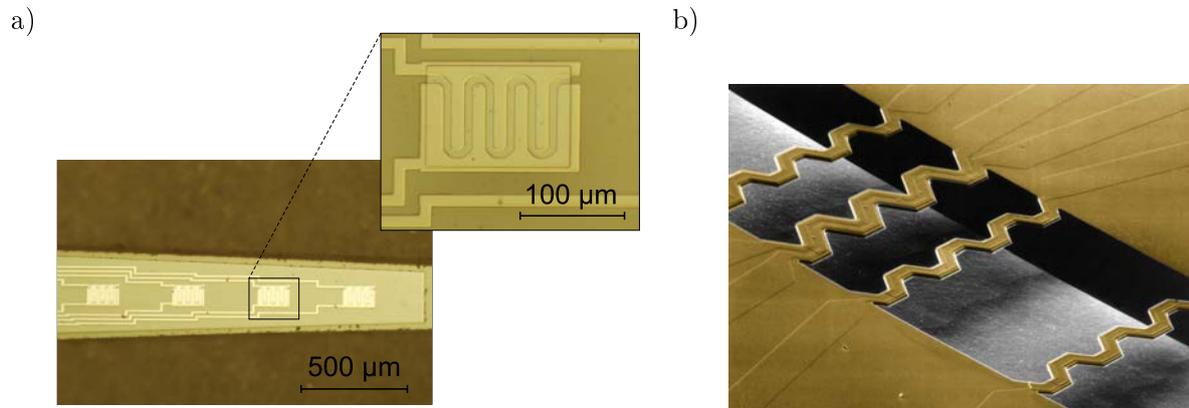


Abb. 2.1: (a) Reihe von aGe-Thermistoren aufgebracht auf einem dünnen Glassubstrat. Der Germanium-Film misst etwa $140 \times 100 \times 0,25 \mu\text{m}^3$. Zwei Metallelektroden bilden einen $8 \mu\text{m}$ breiten mäanderförmigen Spalt (Ausschnitt). (b) Rasterelektronenmikroskopaufnahme mit vier Thermistorbrücken (Bildquelle [51]). Die zweite Brücke von links ist breiter ($70 \mu\text{m}$, die restlichen $50 \mu\text{m}$), damit ihre Kontaktierungsstreifen auch als Heizer fungieren können. Alle Stege sind ca. $2,5 \mu\text{m}$ dick und $900 \mu\text{m}$ lang. Darunter wurde ein etwa $250 \mu\text{m}$ tiefer Kanal im Silizium geätzt. Bei beiden Strukturen (a und b) liegt der Thermistorwiderstand bei Raumtemperatur in der Größenordnung von $300 \text{ k}\Omega$ [39, 51, 52].

Positioniert in der Mitte eines Strömungskanals, konnte mit dieser Anordnung zum ersten Mal ein Strömungssensor auf Basis von aGe-Thermistoren realisiert werden [37].

Strömungssensoren basieren auf der Wärmeübertragung zwischen der Wärmequelle des Sensors und dem an der Sensoroberfläche vorbei strömenden Fluid (Konvektion). Beim Sensorentwurf wird daher darauf geachtet, den störenden strömungsunabhängigen Wärmefluss durch das Substrat (Konduktion) durch ein geeignetes Layout zu minimieren. Ein über $100 \mu\text{m}$ dickes Glassubstrat bietet zwar gute mechanische Stabilität, wirkt sich aber negativ auf Empfindlichkeit und Reaktionszeit des Sensors aus.

Um die Konvektion zu begünstigen werden aktive Sensorelemente (Heizer und Temperatursensoren) oft in dünne Brücken aus isolierendem Material eingebettet, die über geeigneten Trägern aufgespannt sind. Solch eine Struktur ist in Abb. 2.1b dargestellt. Die Gesamtdicke der Brücken, die aus Germaniumfilm, Metallelektroden und einer schützenden Siliziumnitrid-Schicht bestehen, beträgt nur etwa $2,5 \mu\text{m}$. Ein Teil des Strömungskanals wird direkt durch das Abtragen des Siliziums unterhalb der Brücken realisiert. Ergänzt durch ein passendes Gegenstück oberhalb der Brücken entsteht ein mikrofluidischer Kanal, in dessen Mitte die aGe-Thermistoren aufgespannt sind. Mit dieser Struktur lassen sich alle drei Arten thermischer Strömungssensoren realisieren.

Die beschriebene Bauweise minimiert die thermische Kopplung der Thermistoren an das Substrat und erhöht die Empfindlichkeit des Sensors. Allerdings sind solche Brückenstrukturen aufwendig in der Herstellung und außerdem mechanisch sehr empfindlich. Eine gute Alternative, die in der vorliegenden Arbeit angewendet wird, stellt das Einbetten aktiver Sensorelemente in Membranen dar. Abbildung 2.2 zeigt die neueste Generation der auf diese Weise hergestellten aGe-Thermistoren.

Bei dieser Bauweise werden Thermistoren von dünnen Membranen aus Siliziumni-

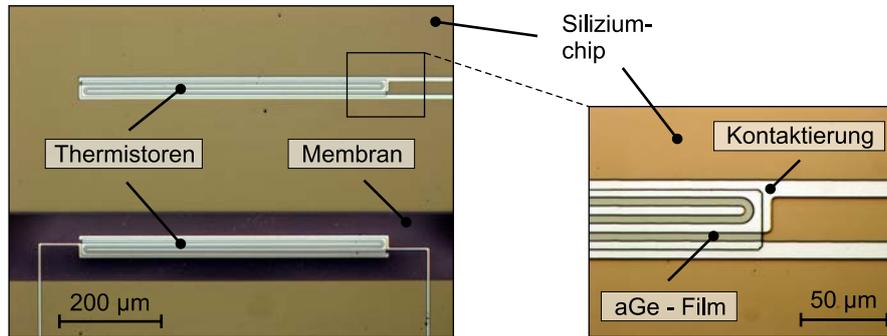


Abb. 2.2: aGe-Thermistoren können in dünne Membranen eingebettet (Membranthermistor unten) oder direkt auf Siliziumsubstrat aufgebracht werden (Substratthermistor oben). Kontaktierung erfolgt durch interdigitale Elektroden (Ausschnitt).

tirid getragen, die über die im Siliziumsubstrat geätzten Öffnungen aufgespannt sind. Aufgrund der geringen Membrandicken, die typischerweise unter $2\ \mu\text{m}$ liegen, sind solche Membranthermistoren vom Substrat weitgehend thermisch isoliert. Daher reagieren sie besonders empfindlich auf die vom vorbeiströmenden Fluid verursachten Verzerrungen des Temperaturfeldes. Da die Wärmeleitung in den Siliziumchip extrem reduziert wurde, lassen sich mit diesem Design außerdem hohe Übertemperaturen durch Selbsterwärmung der Thermistoren erzielen.

Möchte man jedoch die Umgebungstemperatur als Referenz messen, so werden zusätzliche Thermistoren direkt auf dem Siliziumsubstrat aufgebracht. Aufgrund der sehr guten thermischen Leitfähigkeit von Silizium befindet sich das Substrat näherungsweise auf Umgebungstemperatur. Außerdem ist die Temperatur, die mit Substratthermistoren gemessen wird, näherungsweise von der Strömungsgeschwindigkeit unabhängig, vorausgesetzt die Fluid- und Umgebungstemperatur sind gleich, was in dieser Arbeit stets angenommen wird. Weil die Wärme großteils durch das Substrat abgeleitet wird, ist eine starke Selbsterwärmung der Substratthermistoren nicht möglich und kann in den meisten Fällen vernachlässigt werden.

Wenn nicht anders angegeben, werden in dieser Arbeit Thermistoren mit Standardabmessungen $600 \times 35 \times 0,26\ \mu\text{m}^3$ (Länge \times Breite \times Höhe) und Layout wie in Abb. 2.2 verwendet. Die im Hochvakuum aufgedampften aGe-Schichten weisen bei Raumtemperatur typischerweise einen spezifischen Widerstand in der Größenordnung von $\rho_{\text{aGe}} = 5\ \Omega\text{m}$ auf [37, 51]. Die Kontaktierung erfolgt durch zwei kammartig ineinander geschobene Metallelektroden, die auf dem aGe-Film aufgetragen werden (interdigitale Elektroden). Diese teilen den Thermistor in drei Widerstandsbereiche auf, die miteinander in einer Parallelschaltung verbunden sind. Der elektrischer Widerstand einzelner Bereiche ergibt sich aus

$$R_i = \rho_{\text{aGe}} \cdot \frac{l}{A}, \quad (2.1)$$

wobei $A = 600 \times 0,26\ \mu\text{m}^2$ die stromdurchflossene Fläche des aGe-Films bezeichnet. Die Breite der Kontaktierungsstreifen sowie der Spalt dazwischen beträgt $5\ \mu\text{m}$. Nur am Thermistorrand sind die Streifen doppelt so breit, damit eine vollständige Abdeckung des aGe-Films gewährleistet wird (vergl. Ausschnitt in Abb. 2.2). Nimmt man

für l eine mittlere Länge des Strompfads von ungefähr $7,5\ \mu\text{m}$ an, so folgt aus (2.1) $R_i \approx 240\ \text{k}\Omega$ bei Raumtemperatur. Der gesamte Thermistorwiderstand ergibt sich dann zu $R = R_i/3 \approx 80\ \text{k}\Omega$. Da bei der Herstellung der Thermistoren vor allem die Dicke der aGe-Schicht leicht variiert, liegen die gemessenen Thermistorwiderstände bei Raumtemperatur zwischen 70 und $90\ \text{k}\Omega$. Der genaue Prozessablauf bei der Herstellung der aGe-Thermistoren wird in Abschnitt 4.1 detailliert beschrieben. Die Langzeitstabilität der Thermistoren auf Basis von aGe hängt von der Betriebsbedingungen ab und beträgt bis zu $1\ \%/ \text{Jahr}$, was deutlich schlechter ist als bei Widerstandsthermometern aus Platin [51].

Die wichtigste Charakteristik eines Thermistors ist sein Temperaturgang. Bei dessen Aufnahme muss besonders auf die richtige Wahl des Messbereichs des Ohmmeters geachtet werden, damit sich der Thermistor durch den Messstrom nicht merklich erwärmt. Denn wie das später noch im Detail ausgeführt wird, verfälscht die Selbsterwärmung den Wert des gemessenen Temperaturkoeffizienten des Thermistormaterials. Um die $R(T)$ -Charakteristik in einem breiten Temperaturbereich aufnehmen zu können, wird der Siliziumchip mit Thermistoren samt einem Pt100-Temperatursensor in einen Behälter mit flüssigem Stickstoff eingetaucht. Man lässt den Stickstoff verdunsten bis die Anordnung die Raumtemperatur erreicht hat und nimmt währenddessen in regelmäßigen Zeitabständen den momentanen Widerstandswert sowie die aktuelle Temperatur auf.

Abbildung 2.3 zeigt das Ergebnis eines solchen Messvorgangs [51], bei dem die Thermistortemperatur innerhalb von 15 Stunden von unter $-190\ ^\circ\text{C}$ auf ca. $15\ ^\circ\text{C}$ ansteigt, wobei etwa jede Minute ein Messwert aufgezeichnet wird. Der Thermistorwiderstand erstreckt sich über vier Dekaden und wird der Übersichtlichkeit halber im logarithmischen Maßstab aufgetragen (Abb. 2.3a). Der dominierende Transportmechanismus der Ladungsträger im aGe-Film ist das Variable-Range-Hopping [34, 53]. Als Konsequenz kann der Temperaturgang sehr gut durch folgenden Ausdruck angenähert werden

$$R(T) = A \cdot \exp\left(\frac{B}{\sqrt[4]{T}}\right), \quad (2.2)$$

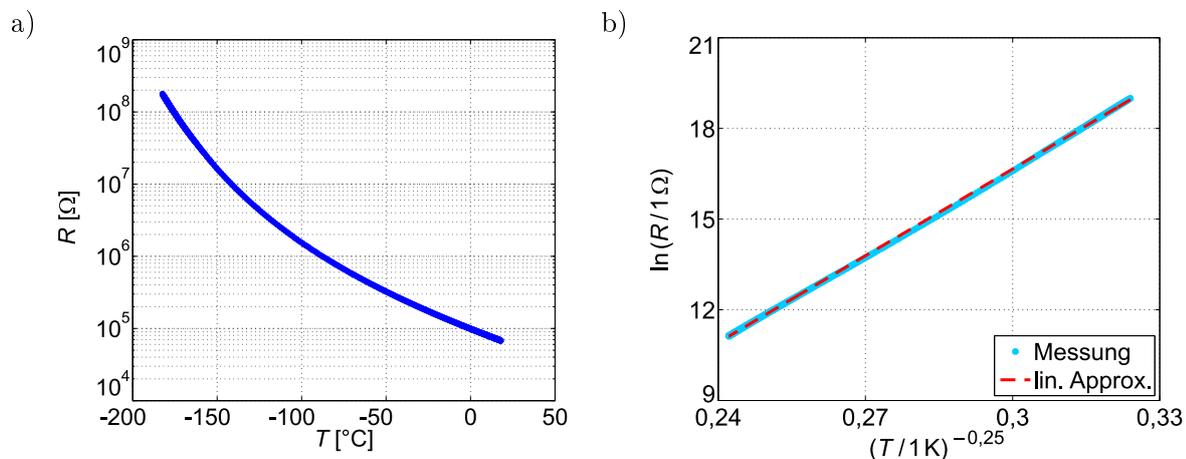


Abb. 2.3: (a) Temperaturgang des Thermistorwiderstandes $R(T)$ im Bereich zw. $-190\ ^\circ\text{C}$ und Raumtemperatur. (b) Ein in der gewählten Auftragung linear erscheinender Verlauf ist auf das Variable-Range-Hopping der Ladungsträger zurückzuführen.

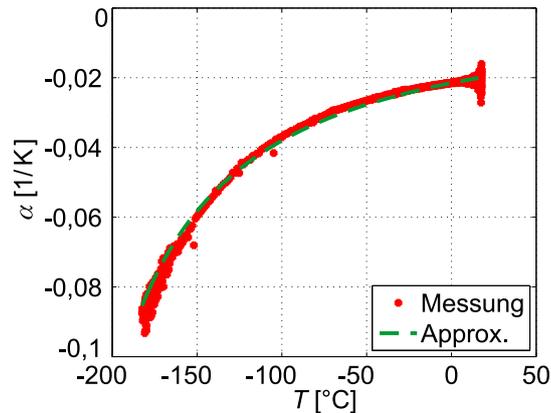


Abb. 2.4: Temperaturgang des Temperaturkoeffizienten α im Bereich von -190 °C bis Raumtemperatur sowie entsprechende Näherung nach Gl. (2.5).

wobei A von den jeweiligen Thermistorabmessungen abhängt und B eine Materialkonstante ist, die bei dünnen aGe-Filmen um den Wert von $100\text{ K}^{1/4}$ liegt.

Besonders anschaulich kann man diese Abhängigkeit in einem Diagramm darstellen, bei dem der natürliche Logarithmus des Thermistorwiderstands in Ohm über $x = (T/1\text{K})^{-0,25}$ aufgetragen wird. Es ergibt sich ein linearer Verlauf, aus dessen Steigung die Konstante B abgelesen werden kann (Abb. 2.3b). Man kann A und B aber auch aus Widerstandsmessungen bei zwei Umgebungstemperaturen berechnen

$$B = \frac{\ln R(T_1) - \ln R(T_2)}{T_1^{-0,25} - T_2^{-0,25}}, \quad A = \frac{R(T_1)}{\exp\left(\frac{B}{\sqrt[4]{T_1}}\right)} = \frac{R(T_2)}{\exp\left(\frac{B}{\sqrt[4]{T_2}}\right)}, \quad (2.3)$$

wobei T_1 und T_2 möglichst am Anfang bzw. am Ende des zu erwartenden Temperaturbereiches liegen sollen und Widerstand sowie Temperatur in Ohm bzw. Kelvin einzusetzen sind.

Der Temperaturkoeffizient, ein wichtiger charakteristischer Parameter des Thermistors, ist definiert als relative Änderung des Thermistorwiderstandes je Änderung der Thermistortemperatur T

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}. \quad (2.4)$$

Den Verlauf des Temperaturkoeffizienten über Temperatur erhält man aus der Messung der $R(T)$ -Charakteristik (Abb. 2.3a) und Gl. (2.4), indem man statt der infinitesimal kleinen Differenzen dR und dT die Differenzen zwischen zwei benachbarten Messpunkten ΔR bzw. ΔT berechnet. Das Ergebnis ist in Abb. 2.4 dargestellt. Die ebenfalls eingezeichnete Approximation (grüne gestrichelte Kurve) ergibt sich durch das Einsetzen von Gl. (2.2) in (2.4)

$$\alpha = \frac{-B \cdot T^{-1,25}}{4}. \quad (2.5)$$

Bei sehr tiefen Temperaturen um -190 °C liegt α in der Größenordnung von $-0,1\text{ K}^{-1}$ und nimmt mit der steigender Thermistortemperatur betragsmäßig ab. Ab etwa 0 °C bis hin zur Raumtemperatur pendelt der Temperaturkoeffizient um den Wert von $-0,02\text{ K}^{-1}$.

Hier ist die Messunsicherheit des angewandten Verfahrens besonders groß, da der Temperaturunterschied zwischen den Messpunkten verschwindend klein wird.

Der zu erwartende Temperaturbereich der aGe-Thermistoren, wenn sie als Temperaturfühler in Strömungssensoren eingesetzt werden, liegt zwischen Raumtemperatur und 100 °C. Die obigen Messergebnisse lassen vermuten, dass der Temperaturkoeffizient von aGe-Thermistoren in diesem Bereich näherungsweise als konstant angenommen werden kann. Aus Gl. (2.4) folgt die Differenzialgleichung

$$\frac{dR}{dT} - \alpha \cdot R = 0, \quad (2.6)$$

deren Lösung im Falle $\alpha = \text{konst}$

$$R(T) = R_{\text{ref}} \cdot e^{\alpha \cdot (T - T_{\text{ref}})} \quad (2.7)$$

lautet, wobei $R_{\text{ref}} = R(T_{\text{ref}})$ den Thermistorwiderstand bei einer Referenztemperatur T_{ref} bezeichnet. Meist wird als Referenztemperatur 0 °C oder 20 °C gewählt.

Um zu prüfen wie sich der Temperaturkoeffizient von aGe-Thermistoren im Temperaturbereich über der Raumtemperatur verhält, wird ein Substratthermistor in eine Temperatorkammer gelegt. Zur Aufnahme der momentanen Thermistortemperatur befindet sich in seiner unmittelbaren Nähe ein Pt100-Element. Die Kammer wird auf etwa 55 °C aufgeheizt und danach ausgeschaltet, sodass sie sich langsam auf Raumtemperatur abkühlt. Computerunterstützt werden jeweils 50 Messwerte mit einer Abtastrate von etwa 4 Hz aufgenommen und daraus Mittelwerte der jeweiligen Temperatur und des Thermistorwiderstandes gebildet und gespeichert. Dieser Vorgang wiederholt sich alle 15 s bis die Kammertemperatur den Wert von 27 °C erreicht hat.

In Abb. 2.5a ist die so gewonnene $R(T)$ -Charakteristik dargestellt. Sie lässt sich hervorragend mit einer exponentiellen Funktion approximieren (rote gestrichelte Kurve),

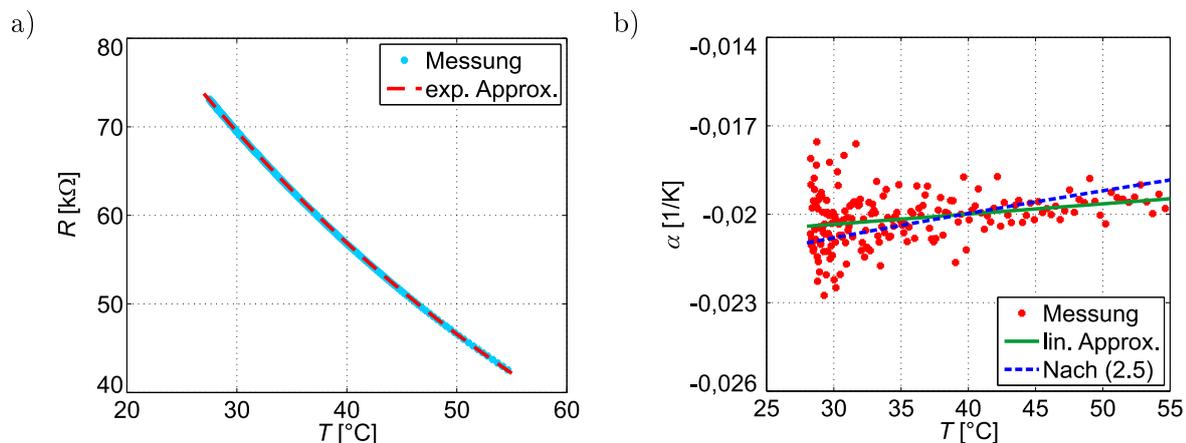


Abb. 2.5: (a) Temperaturgang des Thermistorwiderstandes $R(T)$ im Bereich von Raumtemperatur bis 55 °C sowie entsprechende exponentielle Näherung. (b) Temperaturkoeffizient α im gleichen Temperaturbereich. Zum Vergleich sind lineare Näherung sowie Verlauf nach Gl. (2.5) eingezeichnet.

aus deren Exponenten sich der mittlere Temperaturkoeffizienten im betrachteten Temperaturbereich ablesen lässt ($\alpha \approx -0,02 \text{ K}^{-1}$). Der Referenzwiderstandwert R_{ref} sowie der Temperaturkoeffizient α kann man aber auch aus Widerstandsmessungen bei zwei Umgebungstemperaturen berechnen

$$\alpha = \frac{\ln R(T_1) - \ln R(T_2)}{T_1 - T_2}, \quad R_{\text{ref}} = \frac{R(T_1)}{e^{\alpha \cdot (T_1 - T_{\text{ref}})}} = \frac{R(T_2)}{e^{\alpha \cdot (T_2 - T_{\text{ref}})}}, \quad (2.8)$$

wobei T_1 und T_2 möglichst am Anfang bzw. am Ende des Temperaturbereiches liegen sollen.

Mit Gl. (2.4) wird aus der $R(T)$ -Charakteristik der Verlauf des Temperaturkoeffizienten über der Umgebungstemperatur gewonnen, wobei statt dR und dT die Differenzen zwischen zwei benachbarten Messpunkten ΔR bzw. ΔT herangezogen werden. Das Ergebnis ist in Abb. 2.5b dargestellt. Eine lineare Approximation (grüne Linie) zeigt betragsmäßig eine Abnahme des Temperaturkoeffizienten mit steigender Temperatur, allerdings nicht so ausgeprägt wie man nach Gl. (2.5) erwarten würde (blaue gestrichelte Kurve). Somit kann der Temperaturkoeffizient im Temperaturbereich über der Raumtemperatur in guter Näherung tatsächlich als konstant angenommen werden.

Abschließend wird noch untersucht welche der beiden Näherungen (nach Gl. (2.2) oder nach Gl. (2.7)) die in Abb. 2.5a abgebildete $R(T)$ -Charakteristik besser approximiert. Dazu wird $T_1 = 30^\circ\text{C}$, $T_2 = 50^\circ\text{C}$ und $T_{\text{ref}} = 0^\circ\text{C}$ gewählt und die Parameter B und A sowie α und R_{ref} nach Gl. (2.3) bzw. (2.8) ausgerechnet. Der relative Fehler zwischen der jeweiligen Approximation und dem Messwert bei entsprechender Temperatur

$$F_{\text{rel}} = \frac{R_{\text{Approximation}}(T) - R_{\text{Messung}}(T)}{R_{\text{Messung}}(T)} \cdot 100 \% \quad (2.9)$$

ist in Abb. 2.6 dargestellt. Für beide Approximationen liegt der relative Fehler betragsmäßig unter 0,3 %, bei exponentieller Approximation (grüne Kurve) ist er jedoch etwas geringer als bei der Approximation nach Gl. (2.2).

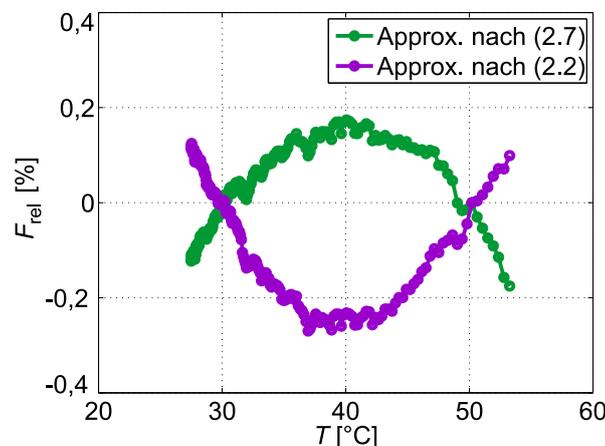


Abb. 2.6: Relativer Fehler zwischen gemessener $R(T)$ -Charakteristik aus Abb. 2.5a und ihren Approximationen nach Gl. (2.2) und (2.7).

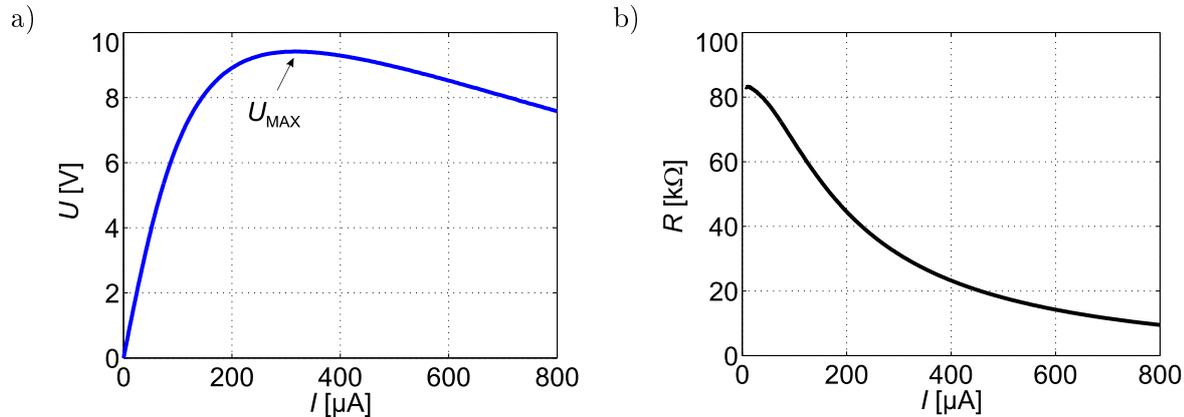


Abb. 2.7: $U(I)$ -Kennlinie eines Membranthermistors (a) sowie sein elektrischer Widerstand (b) als Funktion der eingprägten Stromstärke.

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird daher stets von einem konstanten Temperaturkoeffizienten ausgegangen und als Referenztemperatur der Wert $T_{\text{ref}} = 0^\circ\text{C}$ festgelegt. Die Approximation der $R(T)$ -Charakteristik lautet dann

$$R(T) = R_0 \cdot e^{\alpha \cdot T}, \quad (2.10)$$

wobei R_0 den Thermistorwiderstand bei 0°C bezeichnet und T in Grad Celsius angegeben wird.

Bei der Aufnahme des Temperaturgangs wurde stets darauf geachtet, dass die Selbsterwärmung vernachlässigbar bleibt und somit Thermistor- und Umgebungstemperatur immer gleich sind. Eine merkbare Selbsterwärmung der untersuchten Thermistoren hätte die $R(T)$ -Kennlinie verfälscht. Im Gegenzug dazu wird im Folgenden der Effekt der Selbsterwärmung bei *konstanter Umgebungstemperatur* näher untersucht. Dazu wurden Siliziumchips mit Thermistoren auf geeignete Leiterplatten angebracht, kontaktiert und anschließend auf einem massiven Aluminiumblock fixiert. Dies bewirkt, dass sich der Siliziumrahmen näherungsweise auf konstanter Umgebungstemperatur befindet. Um Temperaturschwankungen, die bei hoher Selbsterwärmung aufgrund der natürlichen Konvektion entstehen könnten zu reduzieren, wurde über der Chipoberfläche ein Strömungskanal angebracht, indem Stickstoff mit einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von $0,1 \text{ m/s}$ strömt. Diese Maßnahme verschiebt die aufgenommenen Kennlinien nur geringfügig und hat keinen qualitativen Einfluss auf ihren Verlauf. Der Messaufbau wird in Abschnitt 4.3 noch detailliert beschrieben (vergl. Abb. 4.5).

Die Selbsterwärmung wurde durch Einprägen eines elektrischen Stromes hervorgerufen. In Abb. 2.7a ist die $U(I)$ -Kennlinie eines Membranthermistors dargestellt. Durch die Membran ist der Thermistor thermisch vom Siliziumchip gut isoliert, sodass mit diesem Thermistortyp hohe Übertemperaturen erreicht werden können. Für kleine elektrische Stromstärken, solange der Thermistor noch relativ kalt bleibt, steigt die Thermistorspannung mit zunehmendem Strom an. Dadurch nimmt die dissipierte Leistung bzw. die Thermistorübertemperatur zu während sein Widerstand aufgrund des negativen TCR geringer wird. Dieser Effekt wird mit steigender Stromstärke immer ausgepräg-

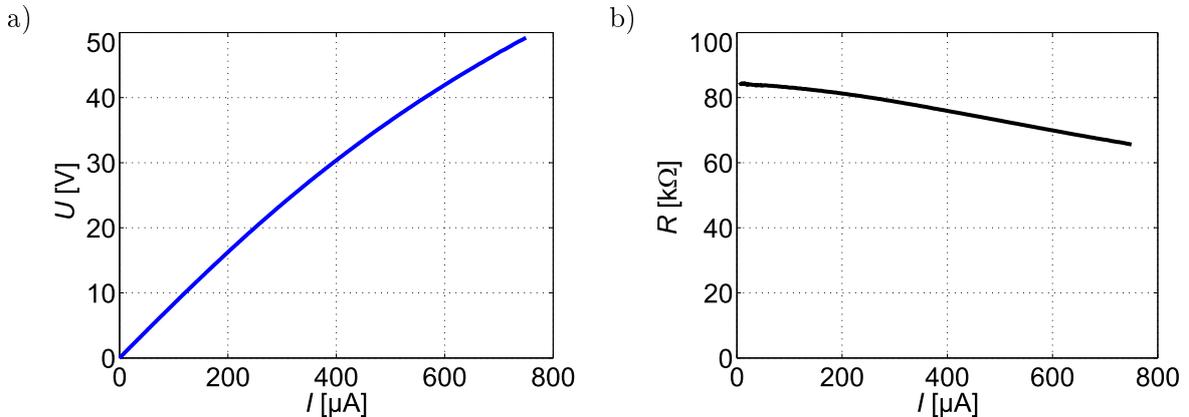


Abb. 2.8: $U(I)$ -Kennlinie eines Substratthermistors (a) sowie sein elektrischer Widerstand (b) als Funktion der eingepprägten Stromstärke.

ter, sodass die Thermistorspannung nach dem Erreichen eines Maximums sogar leicht monoton fallend verläuft. Aus der $U(I)$ -Charakteristik lässt sich den Verlauf des Thermistorwiderstands als Funktion des eingepprägten Stroms bestimmen ($R(I) = U(I)/I$, Abb. 2.7b).

Im Gegensatz zu Membranthermistoren erfahren Substratthermistoren nur eine geringfügige Selbsterwärmung, da die meiste Wärme durch das gut leitende Siliziumsubstrat abgeführt wird. Daher bleibt die $U(I)$ -Kennlinie eines Substratthermistors selbst bei sehr hohen Stromstärken stets monoton steigend (Abb. 2.8a). Auch die entsprechende $R(I)$ -Charakteristik (Abb. 2.8b) nimmt mit steigender Stromstärke im Vergleich zur gleichen Charakteristik eines Membranthermistors (Abb. 2.7b) nur mäßig ab.

Die Selbsterwärmung (die Thermistorübertemperatur) kann aus den aufgenommenen $U(I)$ - bzw. $R(I)$ -Charakteristika sowie Gl. (2.10) berechnet werden

$$\Delta T(I) = T(I) - T_{\text{LAB}} = \frac{\ln R(I) - \ln R_0}{\alpha} - T_{\text{LAB}}, \quad (2.11)$$

wobei T_{LAB} die Umgebungstemperatur bezeichnet. Gebräuchlich ist, dass $\Delta T(I)$ in einem Diagramm über der jeweiligen dissipierten Leistung $P(I) = I^2 \cdot R(I)$ aufgetragen wird. Das Ergebnis für beide Thermistorarten ist in Abb. 2.9 für einen Leistungsbereich bis 5 mW dargestellt.

In der gewählten Darstellung $\Delta T(P)$ ergibt sich ein näherungsweise linearer Verlauf der Übertemperatur. Während die Übertemperatur des Membranthermistors bei 5 mW Heizleistung fast 90 K erreicht, bleibt sie bei Substratthermistoren in der Größenordnung von einigen Kelvin. Daher werden die letzteren, betrieben mit geringen Versorgungsstromen, ausschließlich zur Erfassung der Chiptemperatur (die näherungsweise der Umgebungstemperatur entspricht) eingesetzt.

Vorsichtshalber wurde bei der Charakterisierung der Membranthermistoren darauf geachtet, dass die Übertemperatur den Wert von 100 K nicht sehr weit überschreitet. Denn beim Herstellungsprozess werden Thermistoren schrittweise erhitzt und anschließend bei 150 $^\circ\text{C}$ mehrere Stunden getempert (vergl. Abschnitt 4.1). Dies gewährleistet

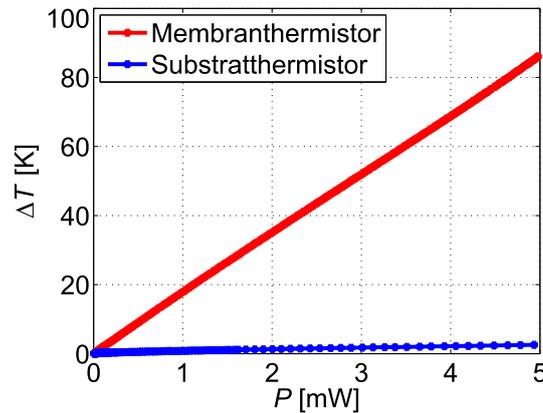


Abb. 2.9: Übertemperatur des getesteten Membran- bzw. Substratthermistors als Funktion der dissipierten Heizleistung.

gute Langzeitstabilität des Widerstandswertes bei niedrigen Temperaturen. Sollte die Thermistortemperatur im Betrieb den Wert von etwa $150\text{ }^{\circ}\text{C}$ überschreiten, so würde sich die amorphe Ge-Struktur irreversibel ändern, was eine Verringerung der Anzahl von nicht abgesättigten Bindungen (engl. dangling bonds) und somit eine dauerhafte Erhöhung des elektrischen Widerstands zur Folge hätte. Daher wurden die Membranthermistoren nur mit einer maximalen Heizleistung von etwas mehr als 6 mW getestet (Abb. 2.7), wobei die höchste Eigenerwärmung über 110 K lag. Die maximale Heizleistung bei der Charakterisierung von Substratthermistoren hingegen betrug mehr als 36 mW (Abb. 2.8). Trotz dieser sehr hohen dissipierten Leistung lag die Übertemperatur dabei unter 13 K .

Aus Abb. 2.9 lässt sich der thermische Widerstand, ein wichtiger charakteristischer Parameter, ableiten. Er gibt an, wie viel Heizleistung P notwendig ist, um eine bestimmte Übertemperatur ΔT zu erreichen

$$R_{\text{therm}} = \frac{\Delta T}{P}. \quad (2.12)$$

Aus dem näherungsweise linearen Verlauf in Abb. 2.9 folgt, dass der thermische Widerstand in erster Näherung als unabhängig vom jeweiligen Arbeitspunkt (d. h. vom eingepprägten Strom bzw. Heizleistung) betrachtet werden kann. Vielmehr hängt er von der Geometrie bzw. den Abmessungen, sowie von der Lage des Thermistors auf dem Sensorchip ab. Außerdem ist er eine Funktion der Strömungsgeschwindigkeit des Fluids, das über der Chipoberfläche strömt und den Thermistor zusätzlich konvektiv abkühlt. Daher ist der strömungsabhängige thermische Widerstand insbesondere bei Heißfilmströmungssensoren eine wichtige Kenngröße. Für den beschriebenen Messaufbau folgt aus den Messergebnissen (Abb. 2.9) ein thermischer Widerstand des Membranthermistors von etwa 18 K/mW , während er beim Substratthermistor um mehr als den Faktor 40 kleiner ist und in der Größenordnung von nur $0,4\text{ K/mW}$ liegt.

Der nicht lineare Verlauf der $U(I)$ -Kennlinie eines Membranthermistors (Abb. 2.7) kann durch die Widerstandsänderung aufgrund der starken Selbsterwärmung erklärt werden. Es stellt sich allerdings die Frage, ob es neben der Selbsterwärmung noch weitere Effekte gibt (wie z. B. nichtlineare Kontaktwiderstände), die zur Nichtlinearität beitra-

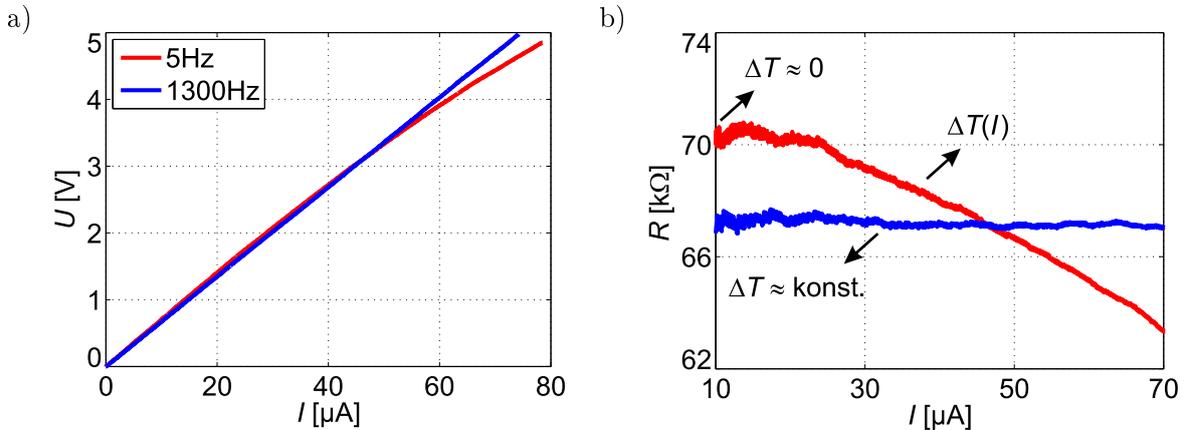


Abb. 2.10: $U(I)$ -Kennlinie eines Membranthermistors (a) sowie sein elektrischer Widerstand (b) als Funktion der periodisch variierenden Stromstärke. Der Strom weist näherungsweise einen Dreiecksverlauf mit der Frequenz von 5 Hz bzw. 1300 Hz auf. Beim getesteten Thermistorexemplar beträgt der Widerstand bei Raumtemperatur ($\Delta T = 0$) etwa 70 k Ω .

gen und bei der Modellierung des Thermistorwiderstands (vergl. Gl. (2.10)) berücksichtigt werden müssen. Um dies zu prüfen, wird ein Membranthermistor in Serie mit einem 1 k Ω -Widerstand mit einer Dreiecksspannung variabler Frequenz versorgt. Mit einem Oszilloskop werden Thermistorspannung und -strom¹ bei einer Frequenz von 5 Hz bzw. 1300 Hz aufgenommen. Bei kleinen Frequenzen folgt die Temperatur des Thermistors der momentanen Verlustleistung, wobei die Selbsterwärmung mit doppelter Frequenz der Versorgungsspannung schwingt. Als Resultat ergibt sich eine nichtlineare Kennlinie (rote Kurve in Abb. 2.10), wie es schon bei der stationären Charakterisierung der Fall war (vergl. Abb. 2.7).

Mit steigender Frequenz kann die Thermistortemperatur aufgrund der thermischen Trägheit den schnellen Spannungsänderungen nicht mehr verfolgen. Das thermische System verhält sich in diesem Zusammenhang wie ein Tiefpass, sodass der Thermistor ab etwa 300 Hz Spannungsfrequenz nur noch eine konstante mittlere Übertemperatur aufweist. Die resultierende $U(I)$ -Kennlinie zeichnet sich in diesem Fall durch einen linearen Verlauf aus (blaue Kurve in Abb. 2.10). Da nichtlineare elektrische Effekte bei niedrigen Frequenzen in der Größenordnung von 1 kHz noch immer sichtbar wären, folgt, dass alleine die Selbsterwärmung der Thermistoren für den nichtlinearen Verlauf seiner $U(I)$ -Kennlinie verantwortlich ist und die Modellierung des Thermistorwiderstands nach Gl. (2.10) und (2.12) mit $T = \Delta T + T_{\text{LAB}}$ ausreichend ist.

Bei der Aufnahme des Temperaturgangs $R(T)$ und der anschließenden Berechnung des Temperaturkoeffizienten α nach Gl. (2.4) (vergl. Abb. 2.5) wurde darauf geachtet, dass sich der Thermistor während der Messung nicht selbst erwärmt (d.h. dass stets $\Delta T \approx 0$ gilt). In diesem Fall ist die Thermistortemperatur gleich der Umgebungstemperatur $T = T_{\text{LAB}}$ und die Reaktion des Thermistors auf die Variationen der Umgebungstemperatur wird durch den Temperaturkoeffizienten beschrieben. Nun stellt sich die Frage, wie reagiert ein Thermistor mit einer Übertemperatur $\Delta T \neq 0$ auf die Änderun-

¹Der Strom wird indirekt durch die Messung der Spannung am 1 k Ω -Widerstand ermittelt.

gen der Umgebungstemperatur. Dazu definiert man einen weiteren Temperaturkoeffizienten

$$\beta = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT_{\text{LAB}}}. \quad (2.13)$$

Während α die relative Änderung des Thermistorwiderstands in Abhängigkeit der *gesamten Thermistortemperatur* $T = T_{\text{LAB}} + \Delta T$ angibt, berücksichtigt β nur die Änderungen der *Umgebungstemperatur* T_{LAB} . Diese Untersuchung ist wichtig, denn die Umgebungstemperatur ist typischerweise nicht konstant und ändert sich oft unvorhersehbar.

Die Änderung der Thermistorwiderstandes mit der Umgebungstemperatur ergibt sich durch Ableitung der Gl. (2.10) nach T_{LAB} zu

$$\frac{dR}{dT_{\text{LAB}}} = R_0 \cdot e^{\alpha T} \cdot \alpha \left(\frac{d\Delta T}{dT_{\text{LAB}}} + 1 \right) = R \cdot \alpha \left(\frac{d\Delta T}{dT_{\text{LAB}}} + 1 \right). \quad (2.14)$$

Die Übertemperatur wird entweder durch die Versorgung des Thermistors mit konstanter elektrischer Spannung oder mit konstantem elektrischem Strom hervorgerufen. Im Betrieb mit konstanter Spannungsversorgung U gilt

$$\begin{aligned} \Delta T &= R_{\text{therm}} \cdot P = R_{\text{therm}} \cdot \frac{U^2}{R}, \\ \frac{d\Delta T}{dT_{\text{LAB}}} &= R_{\text{therm}} \cdot \frac{U^2}{-R^2} \cdot \frac{dR}{dT_{\text{LAB}}} = -\Delta T \cdot \frac{1}{R} \frac{dR}{dT_{\text{LAB}}}, \end{aligned} \quad (2.15)$$

wobei angenommen wird, dass der thermische Widerstand in erster Näherung von der Umgebungstemperatur unabhängig ist². Setzt man den zweiten Ausdruck in Gl. (2.14) ein, erhält man den Temperaturkoeffizienten

$$\beta = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT_{\text{LAB}}} = \frac{\alpha}{1 + \alpha \cdot \Delta T}. \quad (2.16)$$

Die Versorgung mit konstanter Spannung ruft eine positive Rückkopplung durch die Übertemperatur hervor. Nimmt nämlich die Umgebungstemperatur zu, steigt auch die Gesamttemperatur des Thermistors $T = T_{\text{LAB}} + \Delta T$ während sein Widerstand R aufgrund des negativen TCR abnimmt. Dadurch wiederum steigt die dissipierte Leistung $P = U^2/R$, was mit einer Zunahme der Übertemperatur ΔT resultiert. Diesem Vorgang wirkt konvektive und konduktive Abkühlung entgegen, sodass sich je nach thermischer Zeitkonstante eine neue Thermistorgesamttemperatur $T = T_{\text{LAB}} + \Delta T$ einstellt. Wenn es keine Selbsterwärmung gibt (d. h. $\Delta T = 0$ und $T = T_{\text{LAB}}$) sind die beiden Temperaturkoeffizienten gleich ($\alpha = \beta$), sonst gilt aufgrund dieser positiven Rückkopplung stets $|\beta| > |\alpha|$.

²Der thermische Widerstand gibt jene Übertemperatur ΔT an, die sich einstellt, wenn im Thermistor die elektrische Leistung P dissipiert. Somit beschreibt er gewissermaßen den Widerstand gegen die Abkühlung des Thermistors. Diese hängt von Materialparametern des Sensorchips und des umgebenden Fluids ab, die wiederum in der Regel von der Umgebungstemperatur abhängig sind. Daher ist auch der thermische Widerstand eine Funktion der Umgebungstemperatur, allerdings kann man dies in den meisten Fällen vernachlässigen (vergl. auch Fußnote auf Seite 120).

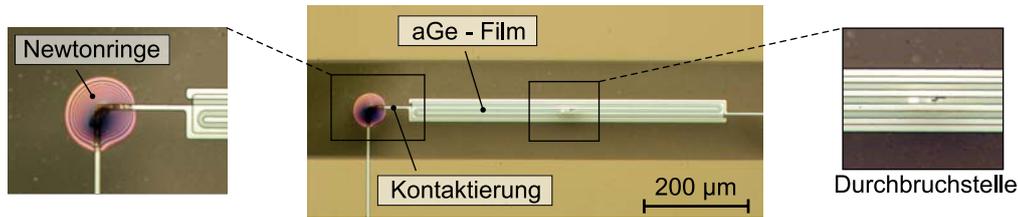


Abb. 2.11: Membranthermistor mit thermischem Durchbruch hervorgerufen durch zu hohe Versorgungsspannung. Vergrößert links: Beschädigung der Kontaktierungsleitung.

Die maximal zulässige Versorgungsspannung kann aus dem $U(I)$ -Diagramm abgelesen werden (U_{MAX} in Abb. 2.7). Bei Überschreitung $U > U_{\text{MAX}}$ schaukelt sich die beschriebene Temperaturzunahme immer weiter auf und kann durch die Wärmeabfuhr an die Umgebung nicht mehr abgefangen werden. Als Resultat kommt es zum thermischen Durchbruch, nach dem der Thermistorwiderstand nur noch in der Größenordnung von $\text{k}\Omega$ liegt. Die metallischen Kontaktierungsleitungen können dem sehr hohen elektrischen Strom, der dann durch den Thermistor fließt, nicht mehr standhalten und schmelzen ebenfalls durch. Abbildung 2.11 zeigt einen durch den thermischen Durchbruch zerstörten Membranthermistor, wobei Beschädigungen der Kontaktierungsleitung (links) und aGe-Films (rechts) zusätzlich vergrößert dargestellt sind. Aufgrund der sehr hohen Temperaturen wird beim Durchschmelzen der Kontaktierung auch die Siliziumnitrid-Schicht leicht angehoben, was an den deutlich sichtbaren Newtonringen erkennbar ist.

Spannung U_{MAX} hängt von der jeweiligen Abkühlung des Thermistors ab. Bei zunehmender Abkühlung, wie z. B. durch ein strömendes Fluid, steigt die maximal zulässige Spannung, während sie bei zunehmender Umgebungstemperatur zu den kleineren Werten verschoben wird. Ein Betrieb mit konstanter Versorgungsspannung ist daher nur weitab von diesem variablen maximalen Wert U_{MAX} sinnvoll. In der Praxis wird er nur bei Anwendungen, bei denen die Übertemperatur vernachlässigbar sein muss und die Versorgungsspannung daher niedrig bleibt (wie z. B. reine Temperaturmessung), implementiert.

Wenn ein Betrieb mit Selbsterwärmung erwünscht ist, werden Thermistoren, um einem thermischen Durchbruch vorzubeugen, für gewöhnlich mit konstantem Strom I versorgt. In diesem Fall gilt

$$\Delta T = R_{\text{therm}} \cdot P = R_{\text{therm}} \cdot I^2 \cdot R,$$

$$\frac{d\Delta T}{dT_{\text{LAB}}} = R_{\text{therm}} \cdot I^2 \cdot \frac{dR}{dT_{\text{LAB}}} = \Delta T \cdot \frac{1}{R} \frac{dR}{dT_{\text{LAB}}}, \quad (2.17)$$

wobei wieder angenommen wird, dass $dR_{\text{therm}}/dT_{\text{LAB}} = 0$. Aus dem zweiten Ausdruck und Gl. (2.14) folgt der Temperaturkoeffizient

$$\beta = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT_{\text{LAB}}} = \frac{\alpha}{1 - \alpha \cdot \Delta T}. \quad (2.18)$$

Im Gegensatz zur Versorgung mit konstanter Spannung, ruft die Versorgung mit konstantem Strom eine negative Rückkopplung durch die Übertemperatur hervor. Mit

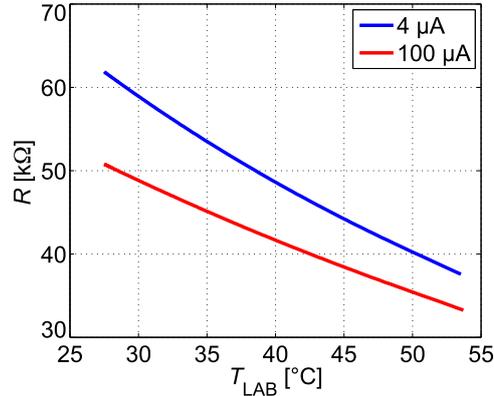


Abb. 2.12: Thermistorwiderstand als Funktion der Umgebungstemperatur bei kaltem Thermistor ($4 \mu\text{A}$ Versorgungsstrom) sowie im Fall, dass der Thermistor durch einen Versorgungsstrom von $100 \mu\text{A}$ eine merkliche Selbsterwärmung erfährt. Aus der blauen Charakteristik ergibt sich $\alpha \approx -0,0191 \text{ K}^{-1}$ und $R_0 \approx 104,7 \text{ k}\Omega$.

steigender Umgebungstemperatur nimmt in diesem Fall der Thermistorwiderstand und infolge auch die dissipierte Leistung $P = I^2 \cdot R$ ab. Dadurch verringert sich die Übertemperatur, was der Zunahme der Thermistorgesamttemperatur $T = T_{\text{LAB}} + \Delta T$ entgegenwirkt. Aus diesem Grund ist der Betrag von β immer kleiner oder gleich dem Betrag von α .

Um den Zusammenhang in Gl. (2.18) auch experimentell zu prüfen wird ein Membranthermistor bei verschiedenen Werten des Versorgungsstroms in eine Temperatorkammer gelegt. Während die Temperatur, wie vorher schon beschrieben, zwischen 27°C und etwa 53°C variiert, wird die Spannung am Thermistor gemessen und daraus der Thermistorwiderstand berechnet. Abbildung 2.12 illustriert die Messergebnisse für den Versorgungsstrom von etwa $4 \mu\text{A}$ und $100 \mu\text{A}$. Aufgrund der sehr niedrigen Stromstärke ist die Übertemperatur des Thermistors im ersten Fall vernachlässigbar. Man misst einen näherungsweise exponentiellen Verlauf, aus dem sich der Temperaturkoeffizient α sowie der charakteristische Parameter R_0 dieses Thermistorexemplars berechnen lassen.

Der Versorgungsstrom von $I = 100 \mu\text{A}$ verursacht schon eine merkliche Selbsterwärmung, sodass der Thermistor niederohmiger wird (rote Kurve in Abb. 2.12). Die Charakteristik verläuft auch flacher als im ersten Fall – ein Indikator dafür, dass der Temperaturkoeffizient betragsmäßig kleiner ist $|\beta| < |\alpha|$. Mit ermittelten Werten für α und R_0 sowie Gl. (2.11) lässt sich aus dem gemessenen Temperaturgang die Übertemperatur bestimmen (Abb. 2.13a). Aufgrund der oben beschriebenen negativen Rückkopplung nimmt sie mit steigender Umgebungstemperatur ab. Bei einem Versorgungsstrom von $100 \mu\text{A}$ und Raumtemperatur liegt die gemessene Übertemperatur deutlich über 10 K , sie sinkt jedoch auf unter 6 K bei $T_{\text{LAB}} = 55^{\circ}$.

Neben der Übertemperatur kann man auch den Temperaturkoeffizienten β anhand des gemessenen Temperaturgangs bestimmen. Dazu zieht man Gl. (2.13) heran, wobei statt dR und dT_{LAB} die Differenzen zwischen zwei benachbarten Messpunkten ausgewertet werden. Das Ergebnis für $I = 100 \mu\text{A}$ ist in Abb. 2.13b dargestellt. Die in grün ebenfalls eingezeichnete lineare Näherung deutet auf eine Abnahme der Charakteristik mit steigender Umgebungstemperatur hin.

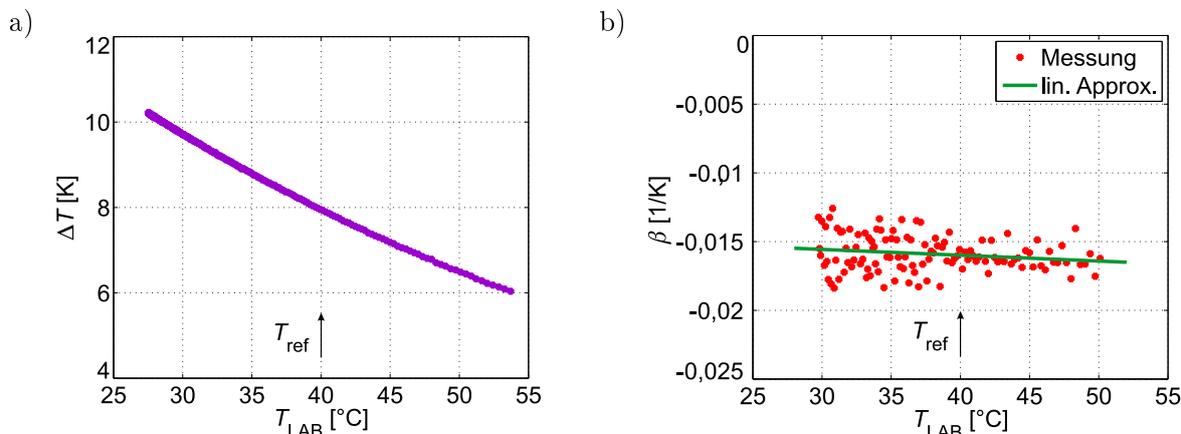


Abb. 2.13: (a) Übertemperatur eines Membranthermistors (a) sowie sein Temperaturkoeffizient β (b) als Funktion der Umgebungstemperatur bei einem konstanten Versorgungsstrom von $100 \mu\text{A}$.

Da also beide Größen (ΔT und β) von der Umgebungstemperatur abhängen, müssen sie jeweils bei einer bestimmten Referenztemperatur, z. B. bei $T_{\text{ref}} = 40^\circ\text{C}$ ausgewertet werden. Man wiederholt nun die Aufnahme des Temperaturgangs für verschiedene Werte des Versorgungsstroms und ermittelt daraus die zugehörigen $(\Delta T, \beta)$ Paare, die in ein gesondertes Diagramm eingetragen werden (Abb. 2.14). Zum Vergleich ist auch die analytisch gewonnene Approximation nach Gl. (2.18) eingezeichnet. Die geringe Abweichung ist auf die Annahme zurückzuführen, dass der thermische Widerstand näherungsweise unabhängig von der Umgebungstemperatur ist ($dR_{\text{therm}}/dT_{\text{LAB}} = 0$).

Die Übertemperatur eines Heißfilmströmungssensors ist eine Funktion der Strömungsgeschwindigkeit. Möchte man amorphes Germanium als Material für den Heißfilm verwenden folgt daraus, dass der Temperaturkoeffizient β solcher Heißfilmthermistoren von der Strömungsgeschwindigkeit abhängig sein muss. Dies macht aufwendige Korrekturmechanismen bzw. Methoden zur Reduktion der Temperaturabhängigkeit des Ausgangssignals notwendig.

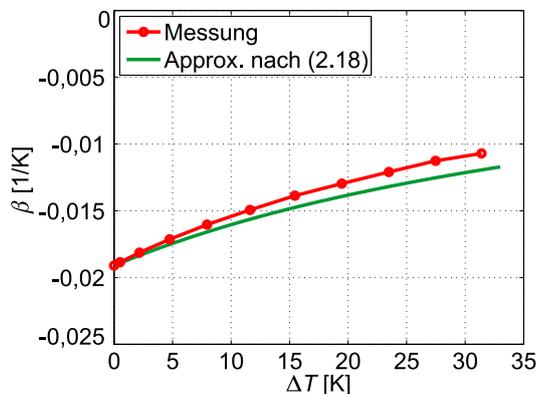


Abb. 2.14: Abhängigkeit des Temperaturkoeffizienten β von der Thermistorübertemperatur gemessen bei $T_{\text{ref}} = 40^\circ\text{C}$ bzw. nach Gl. (2.18).

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass sich mit aGe-Thermistoren Übertemperaturen von über 100 K problemlos erreichen lassen und diese daher zum Bau von Heißfilmströmungssensoren geeignet sind. Auf Basis dieser Untersuchung wurde ein Strömungssensor mit einem aGe-Heißfilm entworfen, dessen Charakterisierung im Kapitel 5 beschrieben wird. Besonders Augenmerk wird dabei auf Temperaturabhängigkeit der Ausgangssignale sowie Maßnahmen zur ihrer Reduktion gelegt.

Kapitel 3

Physikalische Grundlagen und analytische Modellierung

Thermische Strömungssensoren basieren auf dem Einfluss des zu messenden Strömungsfeldes auf das Temperaturfeld, welches durch eine geeignete Wärmequelle erzeugt wird. Die ihnen zu Grunde liegenden physikalischen Phänomene umfassen daher nicht nur Gebiete der Wärmeleitung und des konvektiven Wärmetransports, sondern auch Gebiete der Strömungslehre und der Grenzschicht-Theorie. Im Folgenden werden die grundlegenden Begriffe und Gleichungen, die für das Verständnis der Funktionsweise notwendig sind, kurz umrissen. Darauf aufbauend folgt im nächsten Abschnitt die Ableitung eines einfachen analytischen Modells, welches die Signalumsetzung anschaulich erklärt, sowie die Angabe von Designregeln erlaubt.

3.1 Grundlagen der Wärmeleitung und der Strömungslehre

Wärme kann infolge eines Temperaturunterschieds auf drei unterschiedliche Arten übertragen werden:

- Wärmestrahlung
- Wärmeleitung oder Konduktion
- Konvektion

Bei der **Wärmestrahlung** handelt es sich um elektromagnetische Strahlung, die von Festkörpern aber auch Fluiden aufgrund ihrer Temperatur emittiert wird. Im Unterschied zu den anderen beiden Phänomenen ist die Wärmeübertragung durch Strahlung nicht an Materie gebunden und findet auch im Vakuum statt. Betrachtet man einen Heizer mit konstantem Emissionsgrad ϵ , der Fläche A und der absoluten Temperatur T_H , umschlossen von einer viel größeren Hüllfläche mit der absoluten Temperatur T_U , wobei sich dazwischen Vakuum oder ein für die Strahlung hochtransparentes Medium

(wie z. B. Luft) befindet, so beträgt die Differenz zwischen emittierter und absorbierter Wärmestrahlung des Heizers [54]

$$\dot{Q}_H = \epsilon \sigma A (T_H^4 - T_U^4), \quad (3.1)$$

wobei $\sigma = 5,67051 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$ die Stefan-Boltzman-Konstante bezeichnet. Bei dem im Kapitel 5 beschriebenen Heißfilmströmungssensor beträgt zum Beispiel die maximale Übertemperatur des Heißfilms $\Delta T_H = T_H - T_U = 45 \text{ K}$ bei einer Gesamtheizleistung von ca. 2 mW (vergl. Abb. 5.4a sowie Abb. 5.6, für $\bar{v} = 0 \text{ m/s}$ und $I_0 = 150 \mu\text{A}$). Nimmt man für die Umgebungstemperatur $T_U = 293 \text{ K}$ (entspricht 20°C) und die Heizerfläche $A = 45 \mu\text{m} \times 600 \mu\text{m}$ an, so ergibt sich dafür eine Nettowärmestrahlung des Heizers von nur $\dot{Q}_H = 8,7 \mu\text{W}$. Also weniger als $0,5\%$ der Gesamtheizleistung wird durch die Wärmestrahlung abgegeben. Bei dieser Abschätzung wurde der Heizer noch dazu als ein idealer schwarzer Körper betrachtet ($\epsilon = 1$). Diese Art der Wärmeübertragung kann daher im Falle der thermischen Strömungssensoren gegenüber den anderen beiden Wärmetransportmechanismen in aller Regel vernachlässigt werden.

Besteht in einem Feststoff oder einem ruhenden Fluid ein Temperaturgradient, so wird die Wärme durch **Konduktion**, auch **Wärmeleitung** oder **Wärmediffusion** genannt, in Richtung geringerer Temperatur übertragen. Die Wärmestromdichte (thermische Energie bezogen auf Querschnitt und Zeitintervall, Einheit W/m^2) ist laut Fourier-Gesetz proportional zum Temperaturgradienten

$$\vec{q} = -k \vec{\nabla} T, \quad (3.2)$$

wobei k die Wärmeleitfähigkeit des Materials bezeichnet. Durch das Minuszeichen wird sichergestellt, dass Gl. (3.2) positive Werte ergibt, wenn die Wärmeübertragung in Richtung der Orte mit tieferer Temperatur erfolgt. Die durch eine Fläche \mathcal{A} übertragene Wärmeleistung \dot{Q} errechnet sich aus dem Flächenintegral

$$\dot{Q} = \int_{\mathcal{A}} \vec{q} \cdot \vec{n} \, dA, \quad (3.3)$$

wobei \vec{n} den Normaleneinheitsvektor des infinitesimalen Oberflächenelements dA darstellt.

Die Wärmeleitfähigkeit ist temperaturabhängig und im Allgemeinen anisotropen Fall ein Tensor zweiter Stufe. Häufig jedoch genügt es den Wert bei einer mittleren Temperatur heranzuziehen und das betreffende Material als isotrop zu betrachten. Außerdem ändert sich bei vielen Anwendungen die Temperatur nur in einer Raumrichtung merklich. Betrachtet man z. B. einen thermisch isolierten homogenen Stab mit dem Querschnitt A , Länge l und Wärmeleitfähigkeit k , dessen zwei Stirnflächen sich auf konstanten Temperaturen T_1 und $T_2 < T_1$ befinden. Dann fällt die Temperatur linear entlang der Stabsachse ab und ändert sich nicht über den Querschnitt (Abb. 3.1). In diesem Fall genügt eine vereinfachte, eindimensionale Betrachtung und die übertragene Wärmeleistung ergibt sich zu

$$\dot{Q}_{\text{kond}} = \frac{k \cdot (T_1 - T_2) \cdot A}{l} = \frac{k \cdot \Delta T \cdot A}{l}. \quad (3.4)$$

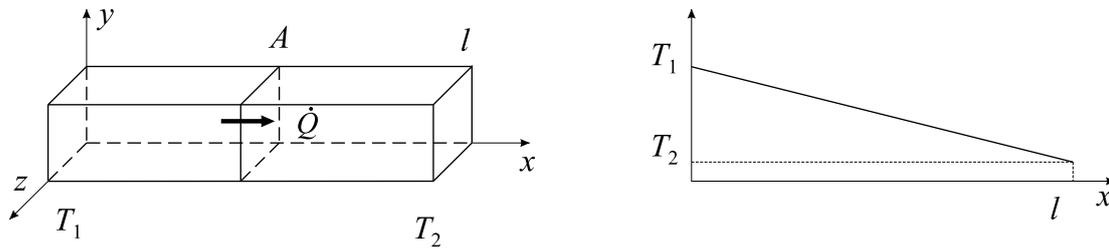


Abb. 3.1: Wärmeleistung \dot{Q} durch einen Stab mit dem Querschnitt A und der Länge l , dessen Außenhülle von der Umgebung thermisch isoliert ist, lässt sich durch einfache eindimensionale Betrachtungsweise bestimmen.

Daraus lässt sich dann der thermische Widerstand des Stabes errechnen

$$R_{\text{therm,kond}} = \frac{\Delta T}{\dot{Q}_{\text{kond}}} = \frac{l}{k \cdot A}. \quad (3.5)$$

Diese Betrachtungsweise ist im Falle schichtweise inhomogener Materialien günstig, da sich dann thermische Verhältnisse analog wie elektrische Netzwerke behandeln lassen. Ersetzt man die elektrische Stromstärke mit \dot{Q} und elektrische Spannung mit ΔT , so gelten die Regeln für Reihen- und Parallelschaltung von Widerständen, sowie die Kirchhoff-Gesetze in gleicher Weise auch für die thermische Netzwerke. Voraussetzung ist, dass die Wärme vorwiegend nur in einer Hauptrichtung übertragen wird (z. B. in x -Richtung in Abb. 3.1). Dabei gibt es zwei Betrachtungsweisen: a) Jede Fläche *senkrecht* zu dieser Richtung wird als isotherme Fläche angenommen (d. h. die Temperatur ändert sich nur in der Hauptrichtung) oder b) Jede Wand zwischen den Schichten *parallel* zur Hauptrichtung wird als adiabatische Grenzschicht angenommen (d. h. ohne Wärmeaustausch dazwischen). Beide liefern zwar unterschiedliche Widerstandsnetzwerke, aber näherungsweise gleiche Ergebnisse, die wiederum relativ gut mit den gemessenen Werten übereinstimmen [55].

Konvektion bedeutet sprachlich das Mitführen durch ein strömendes Fluid (von lateinisch *convectum*: mitgetragen). Im engeren Sinne versteht man unter Konvektion die Wärmeübertragung zwischen einem festen Körper und dem angrenzenden strömenden Fluid. Sie tritt also immer dann auf, wenn ein strömendes Fluid Wärme von einer Oberfläche aufnimmt oder auch an sie abgibt. Die Strömung kann erzwungen sein, z. B. durch Ventilatoren oder Pumpen (erzwungene Konvektion) oder sie wird durch Gravitation und Dichteunterschiede auf Grund des Temperaturgradienten angetrieben (natürliche Konvektion).

Die Konvektion kombiniert die Wärmeübertragung durch Konduktion mit der an den Massentransport gebundenen Wärmeübertragung. Man betrachte die Abkühlung eines Heizers durch ein Fluid (Abb. 3.2). Aufgrund der Wandhaftung und der Viskosität des Fluids ist die Strömungsgeschwindigkeit direkt an der Grenzfläche zwischen dem Fluid und der Wand gleich Null. Erfolgt die Strömung, wie in Abb. 3.2 dargestellt, tangential zur Grenzfläche in x -Richtung, so steigt der Betrag der Geschwindigkeit mit dem Abstand von der Grenzfläche in y -Richtung an, bis der Endwert u_∞ erreicht wird. Danach bleibt die Geschwindigkeit konstant. An der Heizeroberfläche wird die Wärme

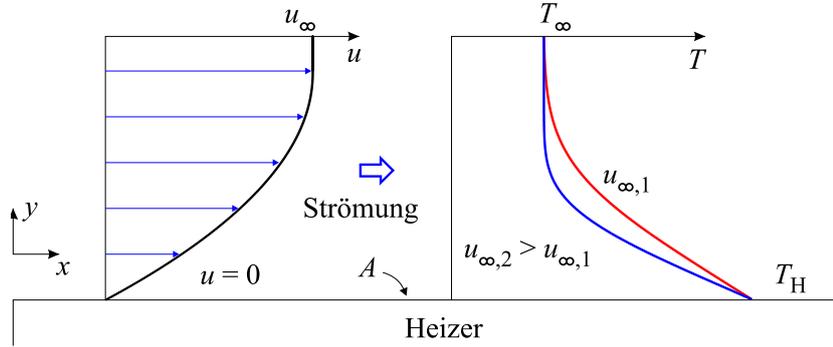


Abb. 3.2: Konvektive Abkühlung eines isothermen Heizers mit dem charakteristischen Geschwindigkeitsprofil über der Heizerfläche. Der Temperaturgradient hängt von der Anströmgeschwindigkeit ab.

ausschließlich durch die Konduktion in die angrenzende Fluidschicht übertragen. Während die abgegebene Wärme mit dem Massentransport abgeführt wird, strömt das kalte Fluid nach. Die Strömung verstärkt somit die Abkühlung des Heizers.

Da an der Grenzfläche nur die Konduktion statt findet, könnte man die übertragene Leistung durch das Fourier-Gesetz (3.2) bestimmen. Allerdings hängt der Temperaturgradient $\vec{\nabla}T$ von der Strömungsgeschwindigkeit u_∞ ab. Daher wird die übertragene Wärmeleistung üblicherweise durch das Newton'sche Abkühlungsgesetz beschrieben

$$\dot{Q}_{\text{konv}} = h \cdot A \cdot (T_H - T_\infty), \quad (3.6)$$

wobei T_∞ den Temperaturendwert bezeichnet, der sich weit entfernt von der Oberfläche einstellt. Der Wärmeübergangskoeffizient h hängt nicht nur von der Strömungsgeschwindigkeit, sondern auch von der Art des Fluids und den jeweiligen Abmessungen ab. Auch im Falle von Konduktion kann man einen thermischen Widerstand

$$R_{\text{therm,konv}} = \frac{\Delta T}{\dot{Q}_{\text{konv}}} = \frac{1}{h \cdot A} \quad (3.7)$$

definieren. Dadurch lassen sich bequem thermische Netzwerke mit konvektiv gekühlten Grenzflächen behandeln.

Bis jetzt wurde die Abkühlung eines Heizers durch eine (kältere) Fluidströmung behandelt. Ähnliche Überlegungen lassen sich jedoch auch für den Fall anstellen, dass der Körper auf einer niedrigeren Temperatur liegt als das Fluid. Dann ist der Temperaturgradient dT/dy in Abb. 3.2 positiv, die Wärme fließt vom Fluid durch die Oberfläche und der Körper wird erwärmt.

Aber auch wenn der Temperaturgradient verschwindet und sich Körper und Fluid auf der gleichen Temperatur befinden, wird Wärmeenergie aufgrund des Massentransports \dot{m} übertragen. Strömt ein Fluid mit mittlerer Geschwindigkeit \bar{v} und konstanter Temperatur T durch ein Rohr mit dem Querschnitt A so beträgt die Energie pro Zeiteinheit

$$\dot{Q}_{\text{fluid}} = \dot{m}c_p T = \rho A \bar{v} c_p T, \quad (3.8)$$

wobei $\rho(T)$ und $c_p(T)$ die Dichte bzw. die spezifische Wärmekapazität des Fluid bezeichnen. Beispiel dafür ist der Transport von heißem Wasser in Zulaufrohren einer Zentralheizung.

Das Strömungsfeld $\vec{v} = (u, v, w)$ bzw. das jeweilige Strömungsprofil (Geschwindigkeitsverteilung um den Sensor) bestimmen maßgeblich die Konvektion und somit auch das Ausgangssignal des Sensors. In der Praxis trifft man sehr oft Situationen, wo eine oder sogar zwei Geschwindigkeitskomponenten im betrachteten Raum näherungsweise gleich null sind. Bei der sogenannten ebenen Strömung z. B. handelt es sich um eine in die z -Richtung unendlich ausgedehnten Strömung mit $w = 0$. Sie verläuft in allen parallelen xy -Ebenen deckungsgleich, was die mathematische Beschreibung von $\vec{v} = (u, v)$ erleichtert. Denn die z -Abhängigkeit fällt aus der Rechnung heraus und es bleibt nur eine zweidimensionale Strömung in der xy -Ebene übrig [56]. Noch einfacher ist der Fall von Schichtenströmungen, bei denen nur eine Geschwindigkeitskomponente vorhanden ist und diese sich nur senkrecht zur Strömungsrichtung ändert [57, 58]. Erfolgt z. B. die Strömung nur in x -Richtung (v und w überall gleich null), so folgt aus der Kontinuitätsgleichung für inkompressible Fluide

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \quad (3.9)$$

die Bedingung $\partial u / \partial x = 0$. Somit kann u nicht von x abhängig sein und es gilt

$$\vec{v} = u(y, z) \vec{e}_x, \quad v = 0, \quad w = 0. \quad (3.10)$$

D. h. das Strömungsprofil hängt gegebenenfalls nur von y und/oder z ab, bleibt jedoch entlang der Ausbreitungsrichtung unverändert.

Abgesehen vom Fall turbulenter Strömung, treten bei den thermischen Strömungssensoren typischerweise folgende Geschwindigkeitsverteilungen auf:

- Gleichmäßige freie Strömung (konstante Geschwindigkeitsverteilung)
- Plattenströmung (Blasius-Profil)
- Kanalströmung (Poiseuille-Profil)

Der einfachste Fall eines Strömungsfeldes ist eine Strömung, die nur in einer Richtung mit konstanter Geschwindigkeit erfolgt (z. B. $u = \text{konst}$, $v = w = 0$). Sie ist durch keine Wand örtlich begrenzt und wird in allen Richtungen als unendlich ausgehnt angenommen. Es handelt sich um eine idealisierte Vorstellung, die man in der Praxis näherungsweise bei geringer Luftströmung in ausreichender Entfernung von einer Grenzfläche vorfindend. Auch in der Mitte eines langsam fließenden breiten Flusses, weit entfernt vom Flussbett, kann man näherungsweise eine gleichmäßige Strömung annehmen.

Bei der freien Strömung wirken keine Reibungskräfte, die Viskosität des Fluids spielt also keine Rolle. Trifft diese Strömung auf eine dünne ebene Platte, die parallel zur Strömungsrichtung liegt, so bildet sich infolge der Wandhaftung und der Viskosität in unmittelbarer Wandnähe eine Grenzschicht aus. Die Geschwindigkeit in dieser Reibungsschicht

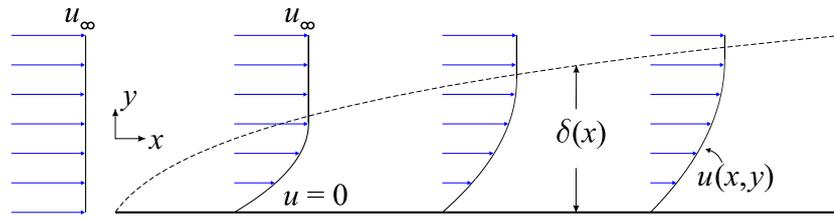


Abb. 3.3: Schematische Darstellung der Grenzschicht an einer längs angeströmten ebenen Platte. Die Abmessungen in der Querrichtung sind stark überhöht. Die Dicke der Grenzschicht $\delta(x)$ nimmt mit dem Abstand von der Vorderkante zu.

ist wesentlich kleiner als in größerem Abstand von der Platte und die Grenzschichtdicke $\delta(x)$ nimmt längs der Platte in Strömungsrichtung zu (Abb. 3.3).

Die Plattenströmung ist anfangs laminar, d.h. das Fluid strömt in Schichten unterschiedlicher Geschwindigkeiten ohne starken Austausch von Fluidteilchen quer zur Strömungsrichtung. Bei Experimenten werden die zugehörigen Stromlinien z.B. durch das Schleppen einer Platte durch einen Wasserbehälter mit Aluminiumteilchen sichtbar gemacht [57]. Mit wachsender Grenzschichtdicke geht die laminare Strömung nach einer Übergangszone in eine turbulente Strömung über, bei der starke Verwirbelungen auftreten, die der geordneten Grundströmung überlagert sind. Dadurch wird der Sensorheizer effektiver gekühlt, sodass sich die Sensorkennlinien für den laminaren und turbulenten Betrieb in der Regel deutlich unterscheiden. In der vorliegenden Arbeit wird der Sensorbetrieb auf laminare Strömungen beschränkt.

Der Abstand von der Plattenvorderkante x , nach dem die Grenzschicht turbulent wird, kann mit der dimensionslosen Reynolds-Zahl abgeschätzt werden

$$\text{Re}_x = \frac{u_\infty x}{\nu}, \quad (3.11)$$

wobei ν die kinematische Viskosität des Fluids bezeichnet, die proportional zur dynamischen Viskosität $\eta = \rho\nu$ ist. u_∞ stellt die Geschwindigkeit dar, mit der die Strömung auf die Platte trifft, bzw. die sich in großer Entfernung von der Platte einstellt. Experimente ergeben, dass der Übergang von laminarer in turbulente Grenzschicht bei einer kritischen Reynolds-Zahl von etwa $\text{Re}_{x,\text{krit}} \approx 5 \cdot 10^5$ stattfindet [57]. Daraus lässt sich für jedes Fluid und jede Anströmgeschwindigkeit die kritische Lauflänge x_{krit} berechnen.

Eine Grenzschichtdicke lässt sich nicht eindeutig angeben, da die wand-parallele Komponente asymptotisch in die Geschwindigkeit der Außenströmung u_∞ übergeht. Daher wird in der Literatur oft jene Stelle als Grenzschichtdicke definiert, bei der $u = 0,99 \cdot u_\infty$ gilt. Sie nimmt mit der Wurzel aus der Lauflänge x zu und beträgt näherungsweise

$$\delta(x) \approx 5 \cdot \sqrt{\frac{\nu x}{u_\infty}} = \frac{5x}{\sqrt{\text{Re}_x}}. \quad (3.12)$$

Die Reynolds-Zahl (3.11) hat eine große Bedeutung in der Strömungslehre bzw. Grenzschicht-Theorie. Sie gibt Antwort auf die Frage, wann eine Strömungen um zwei geometrisch ähnliche Körper (z. B. zwei Kugeln mit unterschiedlichem Durchmesser) bei unterschiedlichen Fluiden und Geschwindigkeiten (aber gleicher Anströmrichtung) ein

geometrisch ähnliches Stromlinienbild aufweisen. Solche Strömungen heißen mechanisch ähnliche Strömungen [57], da sich ihre Stromlinienbilder durch eine Ähnlichkeitsabbildung ineinander überführen lassen. In diesem Fall genügt es Experimente mit geeigneten Strukturen und Fluiden durchzuführen während die Ergebnisse ihre Gültigkeit auch bei allen mechanisch ähnlichen Strömungen bewahren.

Zwei Strömungen sind genau dann mechanisch ähnlich, wenn ihre Reynolds-Zahl gleich ist

$$\text{Re} = \frac{v_{\text{ch}} \cdot l_{\text{ch}}}{\nu} = \frac{\rho \cdot v_{\text{ch}} \cdot l_{\text{ch}}}{\eta}, \quad (3.13)$$

wobei v_{ch} eine charakteristische Geschwindigkeit und l_{ch} eine, für die vorliegende Geometrie charakteristische Länge bezeichnen. So sieht man z. B., dass im Falle der längs angeströmten ebenen Platte ($v_{\text{ch}} = u_{\infty}$ und $l_{\text{ch}} = x$) für jedes Fluid die Grenzschicht turbulent wird wenn die Reynolds-Zahl $\text{Re}_x \approx 5 \cdot 10^5$ erreicht wird. Diese Gesetzmäßigkeit heißt nach ihrem Entdecker Osborne Reynolds das Reynoldssche Ähnlichkeitsgesetz [59].

Platziert man auf der längs angeströmten ebenen Platte einen Heizer im Abstand x_0 von der Vorderkante und hält ihn auf konstanter Temperatur T_{H} , so bildet sich infolge der Strömung im Raum über dem Heizer ein charakteristisches Temperaturprofil $T(x, y)$ aus (Abb. 3.4, vergl. auch Abb. 3.2). Unmittelbar an der Platte beträgt die Fluidtemperatur $T(x, 0) = T_{\text{H}}$ und geht mit steigendem Abstand vom Heizer gegen die Temperatur der freien Außenströmung T_{∞} . Der Temperaturgradient ist dabei umso größer je näher man an die Sprungstelle der Temperatur x_0 (Beginn des Heizerelementes) kommt und je größer die Außengeschwindigkeit u_{∞} ist.

Analog zur Geschwindigkeitsgrenzschichtdicke wird auch die Dicke der Temperaturgrenzschicht δ_T als jene Distanz von der Oberfläche definiert, bei der $T - T_{\text{W}} = 0,99 \cdot (T_{\infty} - T_{\text{W}})$ gilt [55]. Dabei bezeichnet T_{W} die Wandtemperatur, die höher liegen kann als die Umgebungstemperatur ($T_{\text{W}} = T_{\text{H}} > T_{\infty}$, wie im Falle eines Heizers) aber auch niedriger, wenn z. B. eine warme Strömung eine kalte Wand erwärmt. Im

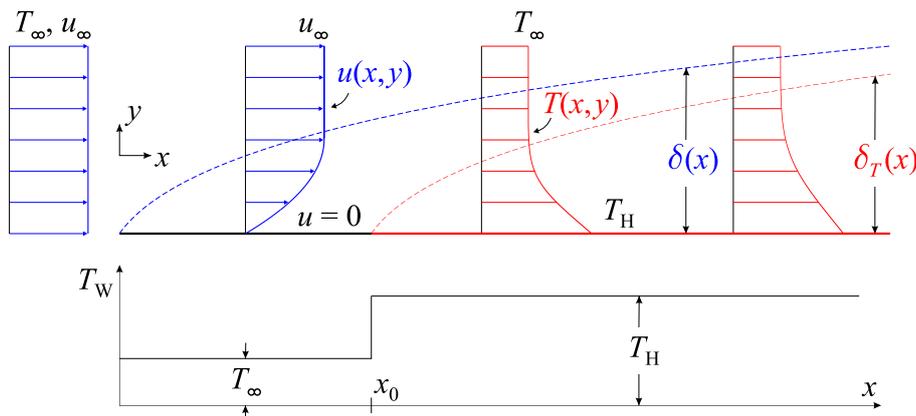


Abb. 3.4: Schematische Darstellung der Geschwindigkeits- und Temperaturgrenzschicht an einer längs angeströmten ebenen Platte. Die Wandtemperatur ist für $0 \leq x \leq x_0$ gleich der Außentemperatur (T_{∞}) danach gleich der Heizertemperatur T_{H} . Sowohl $\delta(x)$ als auch $\delta_T(x)$ nehmen mit dem Abstand von der Vorderkante bzw. von der Stelle des Temperatursprungs x_0 zu.

letzteren Fall hat das Temperaturprofil $T - T_W$ eine ähnliche Form wie das Geschwindigkeitsprofil. Das obige Kriterium für die Bestimmung der Grenzschichtdicke kann man im üblichen Fall eines Heizers auch folgendermaßen formulieren: $\Delta T = 0,01 \cdot \Delta T_H$, wobei $\Delta T_H = T_H - T_\infty$ die Heizerübertemperatur bezeichnet. Es ist also jene Distanz y , bei der die Fluidübertemperatur $\Delta T = T - T_\infty$ nur noch 1 % von Heizerübertemperatur beträgt.

Die Dicken der beiden Grenzschichten $\delta(x)$ und $\delta_T(x)$ hängen miteinander zusammen [60]. Wenn die ganze Wand geheizt wird ($x_0 = 0$) gilt

$$\frac{\delta_T}{\delta} = \text{Pr}^{-1/3}, \quad (3.14)$$

wobei Pr die Prandtl-Zahl ist, benannt nach dem deutschen Physiker Ludwig Prandtl, der das Grenzschicht-Konzept vorgeschlagen hat. Die Prandtl-Zahl ist eine dimensionslose Kennzahl definiert als

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{a} = \frac{\eta/\rho}{k/\rho c_p} = \frac{c_p \eta}{k}, \quad (3.15)$$

wobei $a = k/\rho c_p$ die Temperaturleitfähigkeit bezeichnet. Für die meisten Gase beträgt die Prandtl-Zahl $\text{Pr} \approx 0,7$. In diesem Fall sind die beiden Schichten also ungefähr gleich dick. Bei Wasser hängt die Prandtl-Zahl stark von der Temperatur ab. Bei 20 °C liegt sie um $\text{Pr} \approx 7$ und die Dicke der Temperaturgrenzschicht beträgt somit nur noch die Hälfte der Dicke der Geschwindigkeitsgrenzschicht.

Begrenzt man die reine Plattenströmung mit einer zusätzlichen, parallelen Platte im Abstand d , so bildet sich an jeder Platte eine Grenzschicht aus (Abb. 3.5). Die Grenzschichtdicken $\delta(x)$ nehmen mit steigendem Abstand von den Vorderkanten zu, bis sie in der Mitte des Kanals zusammenwachsen. Nach dieser Einlaufstrecke findet man für nicht zu große Strömungsgeschwindigkeiten im Kanal eine reine Schichtenströmung, deren Profil, im Falle zweier ebenen, parallelen und in z -Richtung unendlich ausgedehnten Platten nur von der y -Koordinate abhängt.

Die Länge der Einlaufstrecke l_E kann man aus der Bedingung $\delta(l_E) = d/2$ berechnen. Aus Gl. (3.12) ergibt sich für die Zwei-Platten-Strömung

$$l_E = 0,01 \frac{u_\infty d^2}{\nu} = 0,01 \cdot \text{Re} \cdot d, \quad (3.16)$$

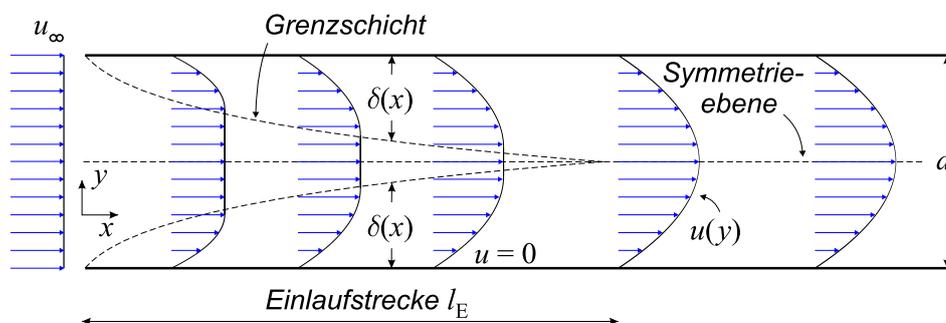


Abb. 3.5: Schematische Darstellung der Geschwindigkeitsprofile zwischen zwei parallelen, längs angeströmten ebenen Platten. Nach einer Einlaufstrecke bildet sich näherungsweise ein parabolisches Profil aus, das nur von y -Koordinate abhängt.

wobei Re die zugehörige Reynolds-Zahl nach Gl. (3.13) (mit $l_{\text{ch}} = d$ und $v_{\text{ch}} = u_{\infty}$) bezeichnet. Tatsächlich handelt es sich hierbei nur um eine grobe Abschätzung, da der Übergang asymptotisch verläuft. Die Einlaufphase gilt erst als beendet, wenn das Geschwindigkeitsprofil an keiner Stelle um mehr als 1% vom Endwert (des vollständig ausgebildeten Profils in großer Entfernung vom Eingang) abweicht [61].

Für den in der Praxis häufig auftretenden Fall einer *laminaren* Rohrströmung beträgt die Einlaufstrecke [55]

$$l_E \approx 0,05 \cdot Re \cdot D, \quad (3.17)$$

wobei $D = 2R$ den Rohrdurchmesser und R den Rohrradius bezeichnen. Die Reynolds-Zahl Re wird nach Gl. (3.13) mit $l_{\text{ch}} = D$ und $v_{\text{ch}} = u_{\infty}$ berechnet. Nach der Einlaufstrecke bildet sich ein Geschwindigkeitsprofil aus, das aufgrund der Zylindersymmetrie nur von der Radialkoordinate $r = \sqrt{y^2 + z^2}$ abhängt

$$u(r) = 2\bar{u} \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right). \quad (3.18)$$

Hier bezeichnet \bar{u} die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Rohr, die durch Integration über die Querschnittfläche

$$\bar{u} = \frac{\int_A u(y, z) \, dydz}{A} = \frac{2}{R^2} \int_0^R u(r)r \, dr \quad (3.19)$$

definiert wird. Die Rohrströmung mit ihrem charakteristisch paraboloid-förmigen Profil wird oft als Hagen-Poiseuille-Strömung bezeichnet. Am Kanalrand $r = R$ ist die Geschwindigkeit infolge der Wandhaftung null, nimmt aber mit dem wachsenden Abstand von der Wand zu und erreicht ihren höchsten Wert in der Kanalmitte $u_{\text{max}} = 2\bar{u}$ (vergl. Gl. (3.18) für $r = 0$).

Der Druck im Kanal fällt linear mit der Kanallänge (x -Koordinate) ab. Der Druckgradient ist somit konstant und beträgt [55, 60]

$$\frac{dP}{dx} = -\frac{8\eta\bar{u}}{R^2}. \quad (3.20)$$

Für ein Rohr mit der Gesamtlänge l und dem Durchmesser D beträgt die Druckdifferenz zwischen Ein- und Auslass

$$\Delta P = \frac{128\eta l \dot{V}}{\pi D^4}, \quad (3.21)$$

wobei $\dot{V} = \bar{u}A$ den Volumenstrom durch das Rohr repräsentiert. Diese Gleichung wird als Hagen-Poiseuille Gesetz bezeichnet. Wird der Druckabfall an einem Rohr bekannter Abmessungen mit einer Pumpe konstant gehalten, so kann man durch die Geschwindigkeitsmessung auf die Viskosität des durchströmenden Fluids η schließen. Dieses Messprinzip wurde mit den in dieser Dissertation vorgestellten thermischen Strömungssensoren erfolgreich demonstriert [62]. Als Testfluide wurden wässrige Glycerinlösungen herangezogen, da bei denen die Viskosität stark mit der Glycerinkonzentration variiert.

Mit steigender Strömungsgeschwindigkeit geht die laminare Rohrströmung in die turbulente über. Als Kriterium gilt wiederum die in Gl. (3.13) angegebene Reynolds-Zahl,

wobei als charakteristische Größen der Rohrdurchmesser D und die mittlere Geschwindigkeit \bar{u} angenommen werden. Die Experimente ergeben, dass der Übergang bei einer kritischer Reynolds-Zahl von $Re_{\text{krit}} \approx 2300$ stattfindet.

Für Strömungskanäle mit nicht-kreisförmigem Querschnitt zieht man statt dem Rohrdurchmesser den hydraulischen Durchmesser D_H heran [58]

$$D_H = \frac{4A}{s}, \quad (3.22)$$

wobei A die Querschnittsfläche und s den Umfang dieses Querschnitts repräsentiert. Für den Kreisquerschnitt gilt somit $D_H = D$, während es sich für einen rechteckigen Querschnitt mit Kanalbreite w und Kanalhöhe h

$$D_{\square} = \frac{2(w \cdot h)}{w + h} \quad (3.23)$$

ergibt. Neben Bestimmung der Reynolds-Zahl wird der hydraulische Durchmesser auch für die Berechnung des Druckabfalls an Kanälen mit nicht-kreisförmigem Querschnitt herangezogen (vergl. Gl. (3.21)).

3.2 Analytische Modellierung thermischer Strömungssensoren

Der entscheidende Vorteil analytischer Modellierung ist die geschlossene mathematische Beschreibung, in der idealerweise alle relevanten Eingangsparameter mit der betrachteten Ausgangsgröße in Verbindung stehen. Auch wenn die Lösungen meist relativ komplex sind, lassen sie sich mit Hilfe moderner Rechner rasch auswerten. Dadurch gewinnt man schnell einen Einblick in das Systemverhalten und kann den Einfluss der Parametervariation bequem untersuchen. Der Nachteil ist jedoch, dass bei der Modellierung oft sehr stark vereinfacht und idealisiert werden muss, um überhaupt eine mathematisch geschlossen darstellbare Lösung zu erhalten. Viele Vorgänge in der Natur sind aber sehr komplex, sodass sie durch solche Modelle nur noch mit unzureichender Genauigkeit beschrieben werden [63]. In der Praxis wird daher oftmals mit einem vereinfachten analytischen Modell das grundlegende Systemverhalten untersucht und mit genauen und auf die jeweilige Geometrie zugeschnittenen numerischen Modellen die weitere Systemoptimierung durchgeführt.

Ein einfaches analytisches Modell eines thermischen Strömungssensors präsentierten Lammerink *et al.* [64]. Ausgegangen wurde von einem dünnen Heizerstreifen in der Mitte eines rechteckigen Strömungskanals. Nguyen und Dötzel nahmen dieses Modell als Grundlage und erweiterten es unter der praxisnahen Annahme, dass sich der Heizer auf einem Siliziumchip befindet [65]. Eine Seite des Siliziumträgers wird dabei in die Kanalwand integriert und von der Strömung abgekühlt, während die andere Seite des Chips von der Umgebung thermisch isoliert bleibt. Reyes-Romero *et al.* beschrieben schließlich eine zusätzliche Modellerweiterung, die den in dieser Arbeit präsentierten Strömungssensoren am ehesten entspricht [66]. Der Heizer und die dazugehörigen Temperatursensoren

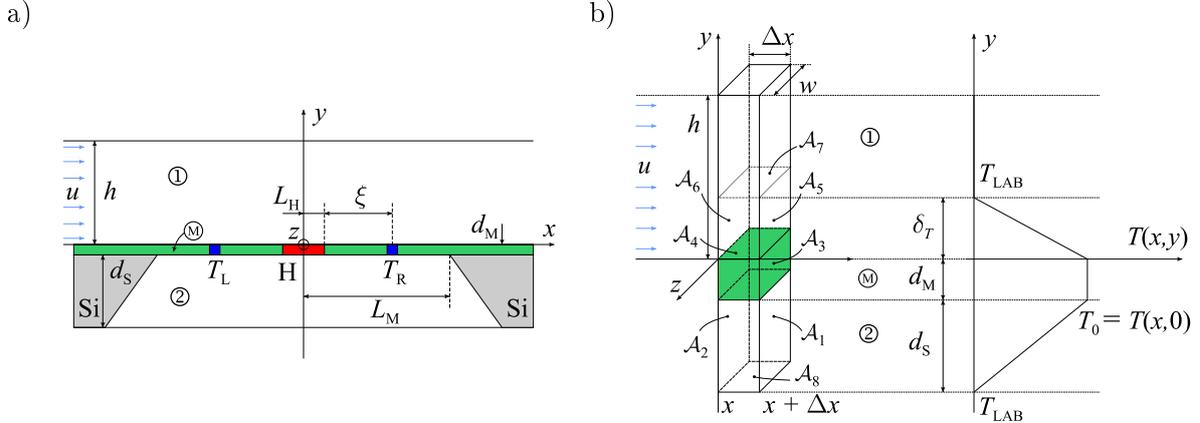


Abb. 3.6: Analytisches Modell eines thermischen Strömungssensors: (a) Querschnitt durch die Mitte des Strömungskanals. Untersucht wird das Temperaturfeld entlang der x -Achse (T_0), das vom Heizer H erzeugt wird. (b) Infinitesimaler dreidimensionaler Ausschnitt mit der Breite Δx in dem die Leistungsbilanz betrachtet wird und der zugehörige, stückweise linear angenommene Temperaturverlauf $T(x, y)$. Die Abmessungen in z -Richtung sind stark reduziert. Es gelte $w \gg 2L_H$ und $\partial T/\partial z = 0$.

befinden sich dabei in einer dünnen Membran, die den Kanalboden bildet. Die andere Seite der Membran ist jedoch nicht thermisch isoliert sondern von ruhendem Fluid umgeben.

Um die Komplexität der mathematischen Beschreibung zu reduzieren wurden zahlreiche Vereinfachungen getroffen. Ausgangspunkt ist die in Abb. 3.6a dargestellte Geometrie. Zuerst wird angenommen, dass sich das Temperaturfeld in z -Richtung (senkrecht zur Strömungsrichtung) nicht ändert. Diese Vereinfachung ist dann gerechtfertigt, wenn die Heizerausdehnung parallel zur z -Achse viel größer ist als die Heizervlänge in Strömungsrichtung $w \gg 2L_H$. Dann kann man das Temperaturfeld als ein ebenes Feld betrachten, das nicht von der z -Koordinate abhängt und sich nur an den Kanalrändern vom Feldbild in der Kanalmitte wesentlich unterscheidet. Die Annahme $\partial T/\partial z = 0$ impliziert nun eine adiabatische Randbedingung an den beiden Grenzflächen senkrecht zur z -Achse. Das ermöglicht eine zweidimensionale Betrachtung wie in Abb. 3.6a skizziert. Es handelt sich dabei um eine vereinfachte Darstellung des tatsächlichen Sensoraufbaus, der im nächsten Kapitel noch ausführlich beschrieben wird.

Ein Heizer ist in der Mitte einer dünnen Membran der Dicke d_M eingebettet, die über einen Siliziumchip der Dicke d_S aufgespannt wird. Die halbe Heizervlänge wird mit L_H und die halbe Membranlänge mit L_M bezeichnet. Die Ausdehnung der Membran und des Heizers in z -Richtung beträgt w . Über der Membran befindet sich ein rechteckiger Strömungskanal mit der gleichen Breite w sowie der Höhe h . Im Kanal wird vereinfacht eine gleichmäßige Fluidströmung angenommen und kein parabolisches Profil, wie in Abb. 3.5 dargestellt. Allerdings wird dem Einfluss des Strömungsprofils auf die Abkühlung des Heizers durch die Berücksichtigung der Temperaturgrenzschichtdicke δ_T Rechnung getragen (Abb. 3.6b). Unter der Membran befindet sich das ruhende Fluid. Das Modell kann somit in drei Bereiche unterteilt werden:

- ① Strömungskanal mit der gleichmäßigen Fluidströmung in x -Richtung $\vec{v} = u \vec{e}_x$,
- Ⓜ Membran mit dem eingebetteten Heizer in der Mitte und
- ② Bereich mit dem ruhenden Fluid unter der Membran.

Die Indizes in der folgenden Ausführungen beziehen sich auf diese Bereiche. Der Verlauf der y -Komponente des Temperaturgradienten ($\partial T / \partial y$) wird als stückweise konstant angenommen (Abb. 3.6b).

Als Resultat der analytischen Modellierung interessiert uns die Temperatur T_0 entlang der x -Achse als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit u sowie die im Heizer dissipierte Leistung P_H . Insbesondere sollen die Heizertemperatur T_H sowie die Temperaturen T_L und T_R an zwei Stellen im Abstand ξ strömungsauf- und -abwärts des Heizers untersucht werden, da deren Kenntnisse für den anemometrischen und kalorimetrischen Betriebsmodus relevant sind. Dazu betrachtet man die Leistungsbilanz an acht Flächen $\mathcal{A}_1 - \mathcal{A}_8$ eines infinitesimal kleinen, dreidimensionalen Ausschnitts mit der Breite Δx (Abb. 3.6b). Die Wärmestromdichten durch Konduktion in x - und y -Richtung ergeben sich aus Gl. (3.2) zu

$$\begin{aligned}\vec{q}_{\text{kond},x} &= -k \frac{\partial T}{\partial x} \vec{e}_x, \\ \vec{q}_{\text{kond},y} &= -k \frac{\partial T}{\partial y} \vec{e}_y\end{aligned}\quad (3.24)$$

und die Wärmestromdichte aufgrund des Massentransports durch den Kanal (vergl. Gl. (3.8)) zu

$$\vec{q}_{\text{konv},x} = \rho u c_p T \vec{e}_x, \quad (3.25)$$

wobei \vec{e}_x und \vec{e}_y die Einheitsvektoren in x - und y -Richtung bezeichnen.

Die durch die jeweilige Fläche \mathcal{A} übertragene Wärmeleistung \dot{Q} wird aus dem Flächenintegral (3.3) errechnet. Für jedes infinitesimal kleine Volumen muss die Energieerhaltung gelten, d. h. außerhalb des Heizerbereichs muss im stationären Fall die Summe der Wärmeleistung durch alle Flächen null sein

$$\sum_{i=1}^8 \dot{Q}_{\mathcal{A}_i} = 0. \quad (3.26)$$

Daraus ergibt sich

$$\begin{aligned}&\int_{\mathcal{A}_1} -k_2 \frac{\partial T(x + \Delta x, y)}{\partial x} dA + \int_{\mathcal{A}_2} k_2 \frac{\partial T(x, y)}{\partial x} dA + \int_{\mathcal{A}_3} -k_M \frac{\partial T(x + \Delta x, y)}{\partial x} dA + \\ &\int_{\mathcal{A}_4} k_M \frac{\partial T(x, y)}{\partial x} dA + \int_{\mathcal{A}_5} -k_1 \frac{\partial T(x + \Delta x, y)}{\partial x} dA + \int_{\mathcal{A}_5} \rho c_p u T(x + \Delta x, y) dA +\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \int_{\mathcal{A}_6} k_1 \frac{\partial T(x, y)}{\partial x} dA + \int_{\mathcal{A}_6} -\rho c_p u T(x, y) dA - \int_{\mathcal{A}_7} k_1 \frac{\partial T(x, \delta_T)}{\partial y} dA + \\
& \int_{\mathcal{A}_8} k_2 \frac{\partial T(x, -(d_M + d_S))}{\partial y} dA = 0,
\end{aligned} \tag{3.27}$$

wobei ρ und c_p die Dichte bzw. die Wärmekapazität des Fluids im Bereich ① bezeichnen. Bei allen Flächen außer \mathcal{A}_3 und \mathcal{A}_4 hängt die Temperatur von der y -Koordinate (Abb. 3.6b) ab, was bei der Berechnung der Flächenintegrale berücksichtigt werden muss

$$\begin{aligned}
& -k_2 w \int_{-(d_M+d_S)}^{-d_M} \frac{\partial T(x + \Delta x, y)}{\partial x} dy + k_2 w \int_{-(d_M+d_S)}^{-d_M} \frac{\partial T(x, y)}{\partial x} dy + \\
& -k_M \frac{\partial T(x + \Delta x, y)}{\partial x} w d_M + k_M \frac{\partial T(x, y)}{\partial x} w d_M - k_1 w \int_0^{\delta_T} \frac{\partial T(x + \Delta x, y)}{\partial x} dy + \\
& \rho c_p u w \int_0^{\delta_T} T(x + \Delta x, y) dy + k_1 w \int_0^{\delta_T} \frac{\partial T(x, y)}{\partial x} dy - \rho c_p u w \int_0^{\delta_T} T(x, y) dy + \\
& k_1 \frac{T_0(x) - T_{\text{LAB}}}{\delta_T} w \Delta x + k_2 \frac{T_0(x) - T_{\text{LAB}}}{d_S} w \Delta x = 0,
\end{aligned} \tag{3.28}$$

wobei durch die Kanalbreite w gekürzt werden kann. Nach der Auswertung der nunmehr als Linienintegral vorliegenden Terme ergibt sich daraus

$$\begin{aligned}
& \left(-k_2 \frac{d_S}{2} - k_M d_M - k_1 \frac{\delta_T}{2} \right) \left[\frac{dT_0(x + \Delta x)}{dx} - \frac{dT_0(x)}{dx} \right] + \\
& \rho c_p u \frac{\delta_T}{2} [T_0(x + \Delta x) + T_{\text{LAB}} - T_0(x) - T_{\text{LAB}}] + \\
& \left(k_1 \frac{T_0(x) - T_{\text{LAB}}}{\delta_T} + k_2 \frac{T_0(x) - T_{\text{LAB}}}{d_S} \right) \Delta x = 0.
\end{aligned} \tag{3.29}$$

Dividiert man die obige Gleichung durch die Länge des infinitesimalen Elements Δx und lässt es gegen Null gehen ($\Delta x \rightarrow 0$), so ergibt sich die gesuchte Differenzialgleichung, die den Verlauf der Membrantemperatur entlang der x -Achse $T_0(x) = T(x, 0)$ beschreibt

$$\boxed{\kappa \frac{d^2 T_0}{dx^2} - \frac{u}{2a} \frac{dT_0}{dx} - \frac{T_0}{\delta_T} D = -\frac{T_{\text{LAB}}}{\delta_T} D}. \tag{3.30}$$

Dabei wurden folgende Abkürzungen verwendet

$$\begin{aligned}\kappa &= \frac{1}{2} + \frac{d_S k_2}{2\delta_T k_1} + \frac{k_M d_M}{k_1 \delta_T}, \\ a &= \frac{k_1}{\rho c_p}, \\ D &= \frac{1}{\delta_T} + \frac{k_2}{d_S k_1}.\end{aligned}\tag{3.31}$$

Die Differenzialgleichung lässt sich durch den folgenden Ansatz lösen

$$T_0 = c_1 e^{\lambda x} + c_2, \quad \frac{dT_0}{dx} = \lambda c_1 e^{\lambda x}, \quad \frac{d^2 T_0}{dx^2} = \lambda^2 c_1 e^{\lambda x}.\tag{3.32}$$

Eingesetzt in die Gl. (3.30) ergibt sich daraus die charakteristische Gleichung mit den Eigenwerten

$$\lambda_{1,2} = \frac{u \pm \sqrt{u^2 + 16\kappa a^2 D / \delta_T}}{4a\kappa}.\tag{3.33}$$

Außerdem folgt sofort $c_2 = T_{\text{LAB}}$. Eine wesentliche Vereinfachung bringt die Annahme, dass die Membranlänge sehr groß ist ($L_M \rightarrow \infty$) und dass am Ende der Membran Umgebungstemperatur herrscht ($T_0(L_M) = T_{\text{LAB}}$). Daraus ergibt sich für negative x -Werte $\lambda = \lambda_1 > 0$ und für positive x -Werte $\lambda = \lambda_2 < 0$. Die Konstante c_1 kann aus der Randbedingung am Heizer bestimmt werden ($T_0 = T_H$ für $-L_H \leq x \leq -L_H$). Die Lösung der Gl. (3.30) lautet

$$T_0 = \begin{cases} \Delta T_H \cdot e^{\lambda_1(x+L_H)} + T_{\text{LAB}} & , \quad -\infty < x < -L_H \\ \Delta T_H + T_{\text{LAB}} & , \quad -L_H \leq x \leq -L_H \\ \Delta T_H \cdot e^{\lambda_2(x-L_H)} + T_{\text{LAB}} & , \quad L_H < x < +\infty \end{cases}\tag{3.34}$$

mit $\Delta T_H = T_H - T_{\text{LAB}}$ als Heizerübertemperatur.

Die Heizertemperatur T_H wiederum hängt von der in das Heizervolumen eingepprägten elektrischen Leistung P_H ab. Um diesen Zusammenhang zu bestimmen betrachtet man das Heizerelement in Abb. 3.7a und wendet eine ähnliche Berechnung wie im oben beschriebenen Fall des infinitesimalen Membranelements an. Die Leistungsbilanz für den 3D-Modellausschnitt mit dem $2L_H$ -breiten Heizerbereich ergibt

$$\sum_{i=1}^8 \dot{Q}_{A_i} = P_H.\tag{3.35}$$

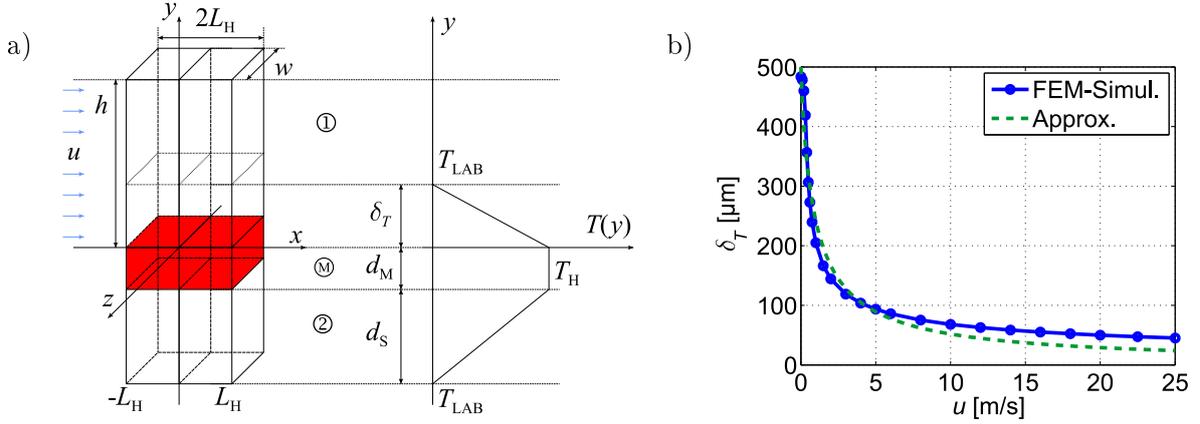


Abb. 3.7: (a) Dreidimensionaler Modellausschnitt mit dem Heizerbereich der Breite $2L_H$ in dem die Leistungsbilanz betrachtet wird, mit dem dazugehörigen, stückweise linear angenommenen Temperaturverlauf $T(y)$. Die Heizertemperatur T_H hängt von der eingepprägten elektrischen Leistung P_H ab. (b) Dicke der thermische Grenzschicht δ_T über dem Heizer ($x = 0$) und dazugehörige Approximation (3.40) in Abhängigkeit von der mittleren Strömungsgeschwindigkeit u .

Daraus folgt (vergl. Gl. (3.29))

$$\begin{aligned} & \left(-k_2 w \frac{d_S}{2} - k_M w d_M - k_1 w \frac{\delta_T}{2} \right) \left[\frac{dT_0(L_H)}{dx} - \frac{dT_0(-L_H)}{dx} \right] + \\ & \rho c_p u \frac{\delta_T}{2} w [T_0(L_H) + T_{LAB} - T_0(-L_H) - T_{LAB}] + \\ & \left(k_1 w \frac{T_H - T_{LAB}}{\delta_T} + k_2 w \frac{T_H - T_{LAB}}{d_S} \right) 2L_H = P_H. \end{aligned} \quad (3.36)$$

Mit

$$\begin{aligned} \frac{dT_0}{dx} \Big|_{x=L_H} &= \Delta T_H \lambda_2 e^{\lambda_2(x-L_H)} \Big|_{x=L_H} = \Delta T_H \lambda_2, \\ \frac{dT_0}{dx} \Big|_{x=-L_H} &= \Delta T_H \lambda_1 e^{\lambda_2(x+L_H)} \Big|_{x=-L_H} = \Delta T_H \lambda_1, \end{aligned} \quad (3.37)$$

ergibt sich

$$\Delta T_H = \frac{P_H}{k_1 w [2L_H D + (\lambda_1 - \lambda_2) \delta_T \kappa]}, \quad (3.38)$$

beziehungsweise nach Einsetzen von Gl. (3.33) und etwas Umformen

$$\Delta T_H = \frac{P_H}{k_1 w \left(2L_H D + \sqrt{u^2 \delta_T^2 / 4a^2 + 4\kappa D \delta_T} \right)}. \quad (3.39)$$

In den oben erwähnten Modellen aus der Literatur [64–66] wird angenommen, dass für gasförmige Fluide die Temperatur in y -Richtung von der Membran bis zur Kanaldecke linear abfällt, mit anderen Worten, dass $\delta_T = h$ gilt. Diese Annahme wird mit

einem einfachen 2D FEM (engl. Finite Element Method) Simulationsmodell geprüft. Das Modell entspricht dem in Abb. 3.6a dargestellten Querschnitt mit den Abmessungen $h = 500 \mu\text{m}$, $d_S = 350 \mu\text{m}$, $L_M = 2500 \mu\text{m}$, $L_H = 20 \mu\text{m}$ und $d_M \rightarrow 0$ (die Membran wird als Grenzschicht zwischen den Bereichen ① und ② modelliert). Die Werte für h und d_S entsprechen den tatsächlichen Abmessungen, die für die Sensoren im Rahmen dieser Arbeit gewählt wurden. Der Heizer wird auf konstanter Temperatur T_H gehalten, alle anderen Grenzflächen bis auf den Kanalauslass auf konstanter Umgebungstemperatur T_{LAB} . Die Kanalauslassfläche selbst wird als Grenzfläche mit konvektivem Wärmefluss modelliert ($\vec{n} \cdot (-k\vec{\nabla}T) = 0$, mit \vec{n} als Normaleneinheitsvektor). Gesucht wird jener Abstand von der Membran δ_T , bei dem die Fluidübertemperatur nur noch 1% der Heizerübertemperatur beträgt ($\Delta T = 0,01 \cdot \Delta T_H$, vergl. die Definition der thermischen Grenzschichtdicke auf der Seite 32). Als Fluid wird Stickstoff angenommen.

Abbildung 3.7b zeigt die Ergebnisse für die Grenzschicht über dem Heizer ($x = 0$). Die Grenzschichtdicke hängt stark von der mittleren Strömungsgeschwindigkeit im Kanal u ab. Die Annahme $\delta_T = h$ ist somit nicht gerechtfertigt und die jeweilige Grenzschichtdicke $\delta_T(u)$ muss bei der Modellierung berücksichtigt werden.

Neben der Strömungsgeschwindigkeit hängt die Grenzschichtdicke des Temperaturfelds auch von der Lage auf der Membran ab (vergl. Abb. 3.4). Der Einfachheit halber wird jedoch bei einer bestimmten Geschwindigkeit u eine gleichmäßige Grenzschichtdicke entlang der ganzen Membran angenommen, d. h. $\delta_T(u)$ hängt nicht von der x -Koordinate ab. Als Referenz wird die Grenzschicht über dem Heizer herangezogen, da diese insbesondere bei der Modellierung des Heißfilmströmungssensors relevant ist. Die Simulationsergebnisse aus Abb. 3.7b können durch folgende, sehr einfache Funktion angenähert werden (grüne gestrichelte Kurve)

$$\delta_T(u) = \frac{h}{1 + c_1 \cdot u^{c_2}}. \quad (3.40)$$

Die Konstanten c_1 und c_2 wurden dabei mittels der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt und betragen $c_1 = 1,0667$ und $c_2 = 0,9088$ (u wird in m/s eingesetzt).

3.2.1 Heißfilmströmungssensor

Geometrie- und Parameterwerte, welche für die weiter unten dargestellten Ergebnisse herangezogen wurden, sind in Tab. 3.1 zusammengefasst. Es handelt sich um gleiche oder ähnliche Werte wie bei dem im Kapitel 5 vorgestellten Heißfilmströmungssensor, was einen realistischen Vergleich zwischen den Simulations- und Messergebnissen ermöglichen sollte. Als Fluid wurde Stickstoff angenommen. Dies gilt auch für alle nachfolgenden Simulationsergebnisse in diesem Kapitel.

Bei einem Heißfilmanemometer betrachtet man nur die Abkühlung des Heizers, während der restliche Membranbereich außer acht gelassen wird. Im einfachsten Fall wird der Heizer mit konstantem Strom oder konstanter Spannung betrieben und Spannung bzw. Strom am Heizer als Maß für die Strömungsgeschwindigkeit herangezogen. Gebräuchlich ist außerdem jener Betriebsmodus, bei dem die Heizerübertemperatur konstant gehalten und die Strömungsabhängigkeit der dafür notwendigen Heizleistung ausgewertet wird.

w	600 μm	ρ	1,204 kg/m ³
h	500 μm	c_p	1038 J/kgK
L_H	22,5 μm	$k_1 = k_2$	0,026 W/mK
d_M	1,57 μm	k_M	1 W/mK
T_{LAB}	20 °C	R_0	390 k Ω

Tab. 3.1: Materialparameter und Sensorabmessung für die analytische Modellierung des Heißfilmströmungssensors.

Ausgangspunkt für die Berechnung der Kennlinien aller Betriebsarten ist der thermische Widerstand des Heißfilmanemometers, definiert als

$$R_{\text{therm}} = \frac{\Delta T_H}{P_H}. \quad (3.41)$$

Daraus lässt sich auch der Wärmeübergangskoeffizient h mit Gl. (3.7) berechnen. Der thermische Widerstand des Heißfilmanemometers $R_{\text{therm}}(u)$ ergibt sich aus Gl. (3.41) und (3.39) zu

$$R_{\text{therm}}(u) = \frac{1}{k_1 w \left(2L_H D + \sqrt{u^2 \delta_T^2 / 4a^2 + 4\kappa D \delta_T} \right)}. \quad (3.42)$$

Seine Abhängigkeit von der mittleren Strömungsgeschwindigkeit u ist in Abb. 3.8 dargestellt.

$R_{\text{therm}}(u)$ besagt allgemein, wie viel elektrische Leistung im Heizer dissipieren muss damit sich bei einer bestimmten Strömungsgeschwindigkeit eine Heizerüber Temperatur von einem Kelvin einstellt. Die tatsächliche Heizleistung hängt dann vom jeweiligen Betriebsmodus ab. Wie schon im Kapitel 2 detailliert ausgeführt wurde, weisen Heizer, die als Thermistoren aus amorphen Germanium realisiert werden, eine NTC-Temperaturkennlinie auf

$$R_H(\Delta T_H) = R_0 \cdot e^{\alpha T_H}, \quad T_H = T_{\text{LAB}} + \Delta T_H, \quad (3.43)$$

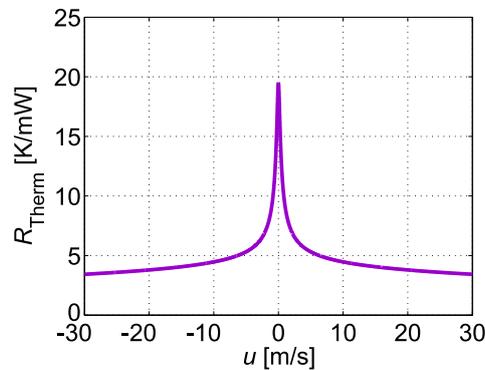


Abb. 3.8: Thermischer Widerstand des Heißfilmströmungssensor in Abhängigkeit von der mittleren Strömungsgeschwindigkeit u .

wobei R_0 den Heizwiderstand bei $T_H = 0^\circ\text{C}$, $\alpha \approx -0,02\text{ K}^{-1}$ den Temperaturkoeffizienten und T_{LAB} die Umgebungstemperatur bezeichnen. Um den thermische Durchbruch zu vermeiden, wird der Betrieb mit konstantem Versorgungsstrom I_H bevorzugt. Die im Heizer dissipierte Leistung stellt sich dabei so ein, dass

$$P_H = I_H^2 \cdot R_H(\Delta T_H) = \frac{\Delta T_H}{R_{\text{therm}}} \quad (3.44)$$

gilt. Mit Gl. (3.43) ergibt sich daraus der Ausdruck

$$I_H^2 \cdot R_0 \cdot e^{\alpha(T_{\text{LAB}} + \Delta T_H)} - \frac{\Delta T_H}{R_{\text{therm}}} = 0, \quad (3.45)$$

der numerisch nach $\Delta T_H(u)$ gelöst werden kann. Abbildung 3.9a zeigt das entsprechende Ergebnis. Setzt man die so gewonnene Heizerübertemperatur in Gl. (3.43) ein, kann man schließlich die Spannung über dem Heizer in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit $U_H(u) = R_H(u) \cdot I_H$ bestimmen (Abb. 3.9b).

Im zweiten Betriebsmodus wird die Heizerübertemperatur mit einem Regelkreis konstant gehalten $\Delta T_H = \text{konst.}$ Die dafür notwendige und von der Strömungsgeschwindigkeit abhängige Heizleistung ergibt sich aus Gl. (3.39) zu

$$P_H = \Delta T_H \cdot G_{\text{therm}} = \Delta T_H \cdot \left(2k_1 w L_H D + k_1 w \sqrt{\frac{u^2 \delta_T^2}{4a^2} + 4\kappa D \delta_T} \right), \quad (3.46)$$

wobei $G_{\text{therm}} = 1/R_{\text{therm}}$ den thermischen Leitwert bezeichnet. Die Auswertung von Gl. (3.46) ist in Abb. 3.10 dargestellt.

In beiden Betriebsmodi steigt die Empfindlichkeit ($\partial A/\partial u$, wobei A für die jeweilige Ausgangsgröße steht) anfangs stark mit der Strömungsgeschwindigkeit an, erreicht ihr Maximum und wird im höheren Strömungsbereich allmählich geringer (vergl. Bildauschnitte in Abb. 3.9b und Abb. 3.10).

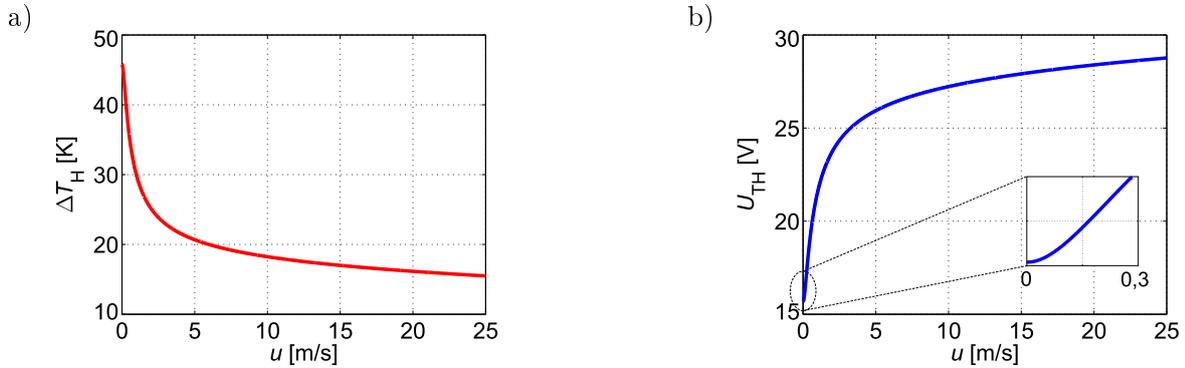


Abb. 3.9: (a) Heizerübertemperatur als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit im Kanal beim Betrieb mit konstantem Heizstrom. (b) Spannung über dem Heizer als Ausgangsgröße in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit (ausgewertet für $I_H = 150\ \mu\text{A}$, $R_0 = 390\ \text{k}\Omega$ und $\alpha = -0,02\ \text{K}^{-1}$ mit MATLAB).

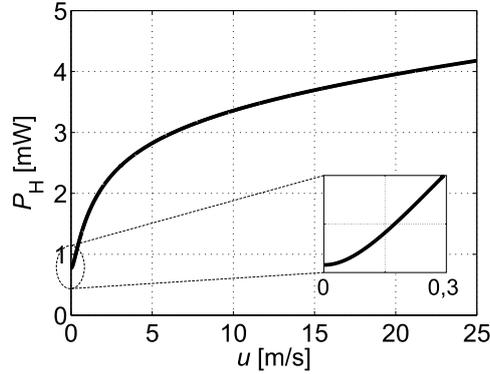


Abb. 3.10: Heizleistung $P_H(u)$ als Ausgangsgröße im Anemometerbetrieb mit konstanter Übertemperatur $\Delta T_H = 15$ K.

Eines der Ziele analytischer Modellierung ist es, Designregeln abzuleiten, die zu einem optimalen Sensorbetrieb führen. Dafür können verschiedene Kriterien herangezogen werden, wie z. B. die Empfindlichkeit oder damit eng verbunden, die Dynamik des Ausgangssignals (die Differenz zwischen dem maximalen und minimalen Ausgangssignal, d. h. zwischen den Ausgangswerten für $u = u_{\max}$ und $u = 0$). Zum Beispiel im zweiten Betriebsmodus für $u = 0$ ergibt sich aus der Gl. (3.46), unter der Annahme $k_1 = k_2$ (das ruhende Fluid unterhalb der Membran ist das gleiche wie das strömende oberhalb der Membran)

$$P_H(0) = \Delta T_H k_1 w \left[2L_H \left(\frac{1}{h} + \frac{1}{d_S} \right) + 2\sqrt{\left(\frac{1}{2} + \frac{d_S}{2h} + \frac{k_M d_M}{k_1 h} \right) \left(1 + \frac{h}{d_S} \right)} \right]. \quad (3.47)$$

Möchte man die Dynamik des Ausgangssignal in diesem Betriebsmodus optimieren ($FS = P_H(u_{\max}) - P_H(0) \rightarrow \max$, FS steht für engl. full scale range – voller Ausgangsbereich), so muss $P_H(0)$ minimiert und $P_H(u_{\max})$ maximiert werden. Die Analyse von Gl. (3.47) ergibt, dass $P_H(0)$ minimal wird, wenn das Produkt $k_M d_M$ sowie die Heizerlänge $2L_H$ möglichst klein sind und die Kanalhöhe etwa $h \approx 500 \mu\text{m}$ beträgt. Für $u \rightarrow \infty$ ist der Faktor $u^2 \delta_T^2 / 4a^2$ in Gl. (3.46) ausschlaggebend. Dieser wird maximal wenn die Grenzschichtdicke möglichst groß gewählt wird, welche wiederum direkt proportional zur Kanalhöhe h ist (vergl. Gl. (3.40) – bei sehr geringen Strömungsgeschwindigkeiten gilt sogar $\delta_T = h$). Darüber hinaus steigt das Ausgangssignal mit der Heizerlänge $2L_H$. Aus Gl. (3.46) ist außerdem ersichtlich, dass das Ausgangssignal und somit auch die Empfindlichkeit bzw. FS-Wert direkt proportional zur Kanalbreite w ist.

Aus den oben ausgeführten Überlegungen können somit folgende Designregeln für den Betriebsmodus mit konstanter Heizerübertemperatur abgeleitet werden:

- Die Membran muss dünn und aus einem gut thermisch isolierenden Material gebaut werden ($k_M d_M \rightarrow \min$), damit die Wärme nicht durch die Membran abgeleitet sondern an das vorbeiströmende Fluid abgegeben wird. Die untere Grenze für die Membrandicke wird durch die Anforderung der ausreichenden mechanischen Stabilität der Membran begrenzt.

- Bei Strömungsgeschwindigkeiten um $u \approx 0$ sollte die Heizerausdehnung in x -Richtung L_H möglichst klein ausfallen, damit die Hitze um den Membranzentrum ($x = 0$) konzentriert und $P_H(0)$ dadurch minimiert wird. Andererseits, je länger L_H desto größer ist die Heizeroberfläche, die konvektiv gekühlt wird. Bei großen Strömungsgeschwindigkeiten nimmt $P_H(u)$ daher mit Heizerausdehnung zu. Da der zweite Effekt für FS ausschlaggebend ist, sollte der Heizer möglichst breit dimensioniert werden.
- Eine größere Kanalhöhe h ist von Vorteil. Allerdings darf sie nicht allzu hoch gewählt werden, damit die zugehörige Reynold-Zahl nicht über den kritischen Wert steigt und somit die Strömung im Kanal turbulent wird.
- Die Heizeroberfläche, die von der Strömung gekühlt wird, hängt auch von der Heizbreite w ab. Diese sollte daher möglichst groß sein. Die obere Grenze wird hier durch die Anforderung der ausreichenden mechanischen Stabilität der Membran begrenzt.

Die Dicke des Silizium-Substrats d_S wurde bei dieser Analyse nicht variiert, da bei der Sensorherstellung handelsübliche Silizium-Wafer mit festgelegter Dicke zum Einsatz kommen.

3.2.2 Kalorimetrischer Strömungssensor

Der kalorimetrische Strömungssensor wertet den Temperaturunterschied zweier Membranzellen aus, die sich im gleichen Abstand stromauf- und -abwärts des Heizers befinden. Den Temperaturverlauf in der Membran erhält man, indem die Gl. (3.34) entlang der x -Achse ausgewertet wird. Dazu wird der Heizer vorerst mit konstanter elektrischer Leistung P_H versorgt. Abbildung 3.11a zeigt das Ergebnis für den strömungsfreien Fall, sowie für $u = 1 \text{ m/s}$.

Bei Abwesenheit der Strömung ist der Übertemperaturverlauf entlang der Membranoberfläche $\Delta T_0 = T_0 - T_{\text{LAB}}$ stromauf- und -abwärts identisch. Der Temperaturunterschied $\Delta T = T_{0,\text{R}} - T_{0,\text{L}} = \Delta T_{0,\text{R}} - \Delta T_{0,\text{L}}$ zweier Membranzellen, die sich im Abstand L_T stromauf- ($T_{0,\text{L}}$) bzw. -abwärts ($T_{0,\text{R}}$) befinden ist in diesem Fall null. Durch Konvektion wird die stromaufwärts liegende Stelle stärker gekühlt als ihr stromabwärts befindliches Gegenstück. Der dadurch verursachte Temperaturunterschied ist strömungsabhängig und kann zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit herangezogen werden. Die Übertemperaturen $\Delta T_{0,\text{L}} = T_{0,\text{L}} - T_{\text{LAB}}$ und $\Delta T_{0,\text{R}} = T_{0,\text{R}} - T_{\text{LAB}}$ lauten nach Gl. (3.34)

$$\begin{aligned}\Delta T_{0,\text{L}} &= \Delta T_H(u) \cdot e^{-\lambda_1(u)\xi}, \\ \Delta T_{0,\text{R}} &= \Delta T_H(u) \cdot e^{\lambda_2(u)\xi},\end{aligned}\tag{3.48}$$

wobei $\xi = L_T - L_H$ den Abstand zwischen dem Heizerrand und den Temperaturmesspunkten bezeichnet. ΔT_H ist die Heizerübertemperatur, die sich aus der eingepprägten elektrischen Leistung P_H und der Strömungsgeschwindigkeit ergibt (vergl. Gl. (3.39)). Die Ausgangscharakteristik ergibt sich dann zu

$$\Delta T(u) = \Delta T_H(u) \cdot [e^{\lambda_2(u)\xi} - e^{-\lambda_1(u)\xi}].\tag{3.49}$$

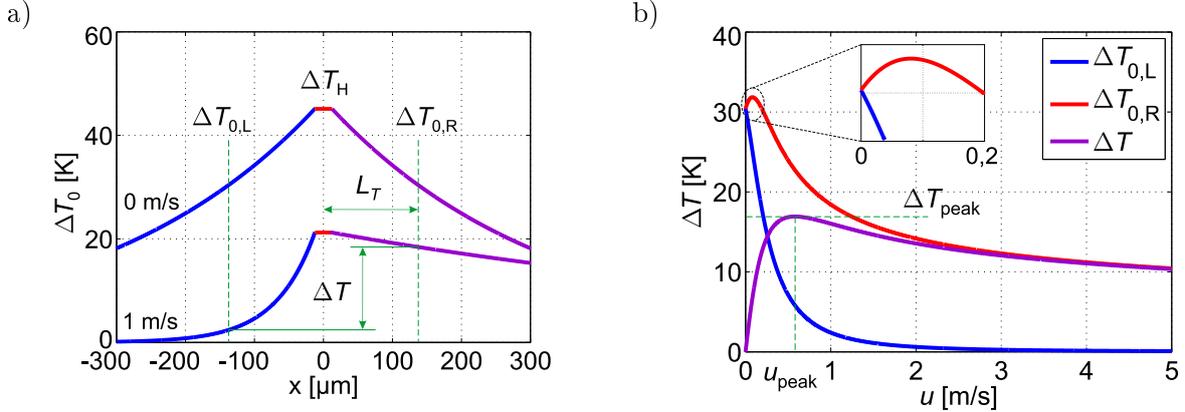


Abb. 3.11: (a) Übertemperaturverlauf der Membran entlang der x -Achse mit und ohne Strömung bei konstanter Heizleistung. (b) Übertemperatur zweier Membranpunkte im fixen Abstand L_T von der Heizmitte sowie ihre Differenz als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit u (ausgewertet für $P_H = 3,33$ mW und $L_T = 137,5$ μm).

In Abb. 3.11b sind sowohl die jeweiligen Übertemperaturen $\Delta T_{0,R}$ und $\Delta T_{0,L}$ als auch die Temperaturdifferenz ΔT als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit dargestellt. Wie aus dem Bildausschnitt zu erkennen ist, steigt die Übertemperatur des stromabwärts gelegenen Messpunkts für sehr kleine Strömungsgeschwindigkeiten sogar etwas an. Dieses Verhalten sorgt für große Empfindlichkeit (Steigung der ΔT -Charakteristik) im niedrigen Strömungsbereich. Das Ausgangssignal erreicht sein Maximum bei einer Geschwindigkeit von u_{peak} und fällt danach aufgrund intensiver konvektiver Kühlung beider Messpunkte mit steigender Strömungsgeschwindigkeit ab. Der kalorimetrische Sensor im Betrieb mit konstanter Heizleistung kann daher nur in einem Messbereich unter u_{peak} sinnvoll eingesetzt werden.

Sollte ein größerer Messbereich erwünscht sein, muss mit steigender Strömungsgeschwindigkeit die Heizleistung erhöht werden, um der starken konvektiven Abkühlung entgegen zu wirken. Dies wird üblicherweise erreicht, indem die mittlere Übertemperatur der beiden Membranpunkte

$$\Delta T_M = \frac{\Delta T_{0,R} + \Delta T_{0,L}}{2} = \Delta T_H \cdot \frac{e^{\lambda_2 \xi} + e^{-\lambda_1 \xi}}{2} \quad (3.50)$$

mit einem Regelkreis konstant gehalten wird. Der Regler sorgt dann bei steigenden Strömungsgeschwindigkeiten, dass der Heizer mit zunehmender elektrischer Leistung P_H versorgt wird. Diese ergibt sich aus Gl. (3.39) sowie (3.50) zu

$$P_H = \frac{2\Delta T_M}{e^{\lambda_2 \xi} + e^{-\lambda_1 \xi}} \cdot k_1 w \cdot \left(2L_H D + \sqrt{\frac{u^2 \delta_T^2}{4a^2} + 4\kappa D \delta_T} \right). \quad (3.51)$$

Die Strömungsabhängigkeit der vom Regler eingestellten Heizleistung $P_H(u)$ ist in Abb. 3.12a dargestellt. Die Ausgangscharakteristik zeichnet sich durch einen streng monoton steigenden Verlauf aus.

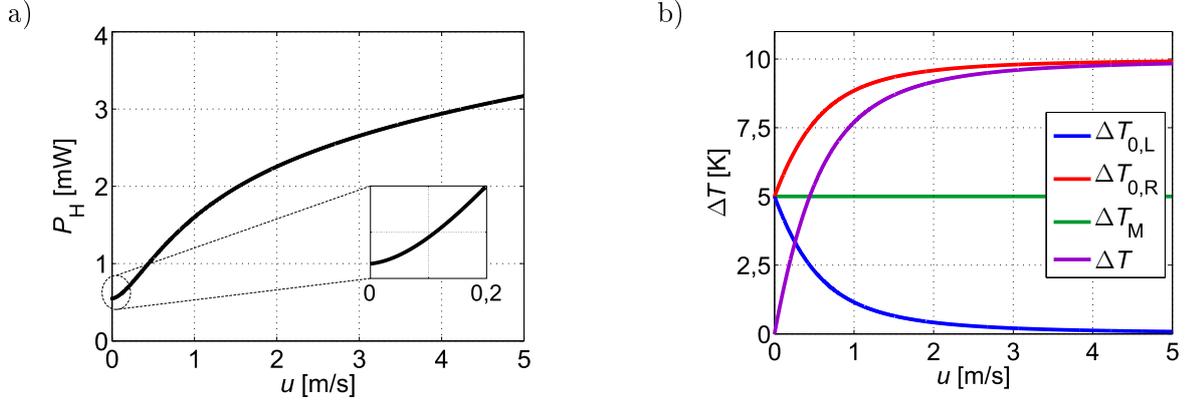


Abb. 3.12: (a) Heizleistung P_H als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit u im Betrieb mit konstanter mittlerer Membranübertemperatur. (b) Übertemperatur zweier Membranpunkte im fixen Abstand L_T von der Heizermitt ($\Delta T_{0,R}$ und $\Delta T_{0,L}$) sowie ihre Differenz ΔT als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit (ausgewertet für $\Delta T_M = 5$ K).

Neben der Heizleistung P_H kann man auch die Temperaturdifferenz ΔT als Ausgangsgröße heranziehen. Setzt man die Heizerübertemperatur aus Gl. (3.50) $\Delta T_H = 2\Delta T_M / (e^{\lambda_2 \xi} + e^{-\lambda_1 \xi})$ in Gl. (3.48) sowie (3.49) ein, so ergeben sich die in Abb. 3.12b illustrierten Übertemperaturverläufe. Im Unterschied zum Betrieb mit konstanter Heizleistung (vergl. Abb. 3.11b) ist die Übertemperatur des stromabwärts gelegenen Messpunkts eine monoton steigende Funktion, während die stromaufwärts gemessene Übertemperatur monoton fallend bleibt. Ihr Mittelwert (ΔT_M grüne Linie) wird vom Regler konstant gehalten und ändert sich daher nicht mit der Strömungsgeschwindigkeit. Ihre Differenz hingegen (ΔT violette Linie) weist in diesem Betriebsmodus einen monoton steigenden Verlauf auf, der allerdings mit steigender Strömungsgeschwindigkeit sättigt.

Der zweite Betriebsmodus des kalorimetrischen Strömungssensors verlangt nach komplexer Auswerteelektronik (Regler) und hat geringe Empfindlichkeit bei kleinen Strömungsgeschwindigkeiten (vergl. Bildausschnitt im Abb. 3.12a), sein Messbereich ist jedoch nicht beschränkt. Der Betriebsmodus mit konstanter Heizleistung kommt hingegen ohne einen Regelkreis aus und weist eine hohe Anfangsempfindlichkeit auf, allerdings mit stark begrenztem Geschwindigkeitsbereich.

Mit dem analytischen Modell können nun Designregel abgeleitet werden, mit denen sich der Messbereich im Betrieb mit konstanter Heizleistung erweitern lässt. Aus Abb. 3.11b ist ersichtlich, dass für $u > u_{\text{peak}}$ die Übertemperatur stromaufwärts $\Delta T_{0,L}$ mit steigender Strömungsgeschwindigkeit steil gegen null geht, während die Übertemperatur stromabwärts $\Delta T_{0,R}$ sättigt. Verantwortlich dafür ist die Strömungsabhängigkeit der Eigenwerte λ_1 und λ_2 , die im Exponenten von $\Delta T_{0,L}$ und $\Delta T_{0,R}$ vorkommen (vergl. Gl. (3.48)). Die Eigenwerte ändern ihren Verlauf merklich für $u^2 > (16\kappa a^2 D) / \delta_T$. Daraus lässt sich die größte noch eindeutig messbare Strömungsgeschwindigkeit in diesem Betriebsmodus abschätzen

$$u_{\text{peak}} \approx 4a \sqrt{\frac{\kappa D}{\delta_T}}. \quad (3.52)$$

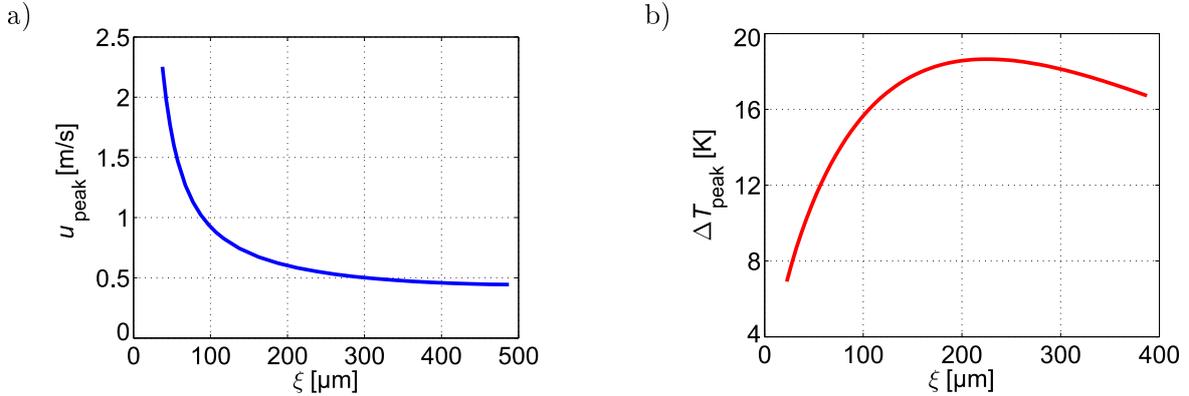


Abb. 3.13: (a) Größte noch eindeutig messbare Strömungsgeschwindigkeit u_{peak} des kalorimetrischen Sensors im Betrieb mit konstanter Heizspannung in Abhängigkeit vom Abstand ξ zwischen dem Heizer und Temperatursensor. (b) Maximal erreichbares Ausgangssignal ΔT_{peak} als Funktion von ξ . In beiden Fällen wurde konstante Kanalhöhe $h = 500 \mu\text{m}$ angenommen.

Sie ist direkt proportional zu Temperaturleitfähigkeit – je kleiner a , desto mehr rückt u_{peak} in Richtung niedriger Strömungsgeschwindigkeiten. Würde man für Simulationen, deren Ergebnisse in Abb. 3.11b dargestellt sind, Wasser ($a \approx 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$) statt Stickstoff ($a \approx 2,1 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$) als Fluid annehmen, so würde sich die maximale Geschwindigkeit um einen Faktor 100 verringern. Gleichung (3.52) kann nicht explizit gelöst werden, da die Grenzschichtdicke $\delta_T(u)$ strömungsabhängig ist. Nimmt man jedoch $\delta_T \approx h$ an, was nur bei kleinen Strömungsgeschwindigkeiten gilt, kann man damit zumindest die Größenordnung des nutzbaren Messbereichs abschätzen.

In Gl. (3.52) kommt der Abstand zwischen dem Heizerrand und den Temperaturmesspunkten $\xi = L_T - L_H$ nicht vor. Die Lage der Temperatursensoren wirkt sich aber ebenfalls auf das Ausgangssignal aus. Hält man die Kanalhöhe konstant und wertet das Ausgangssignal wie in Abb. 3.11b dargestellt für verschieden ξ -Werte aus, ergibt sich eine Abhängigkeit sowohl der größten messbaren Strömungsgeschwindigkeit u_{peak} als auch des zugehörigen maximal erreichbaren Ausgangssignals $\Delta T_{\text{peak}} = \Delta T(u_{\text{peak}})$ (Abb. 3.13). Je näher die zwei Messpunkte zueinander liegen, desto größer ist u_{peak} . Allerdings ist der Temperaturunterschied zwischen naheliegenden Messpunkten gering und somit sinkt der Ausgangssignal mit kleiner werdendem ξ . Dieses Verhalten ist für alle kalorimetrischen Sensoren charakteristisch, unabhängig von ihrer jeweiligen Herstellungstechnologie [67,68]. Bei wachsendem Abstand ξ hingegen steigt ΔT_{peak} bis ein Maximum erreicht wird, gleichzeitig verringert sich u_{peak} .

Der Betriebsmodus mit konstanter Heizleistung wird aufgrund hoher Anfangsempfindlichkeit bei bestimmten Anwendungen bevorzugt, bei denen der Messbereich von vornherein auf kleine Strömungsgeschwindigkeiten begrenzt ist. Die Simulationsergebnisse aus Abb. 3.13 legen nahe, dass es einen optimalen Abstand ξ_{opt} gibt, bei dem die Anfangsempfindlichkeit, definiert als

$$S_0 = \left. \frac{\partial \Delta T}{\partial u} \right|_{u=0}, \quad (3.53)$$

maximal wird. Im unteren Strömungsbereich gilt $\delta_T \approx h$, d. h. δ_T und somit auch D und κ (Gl. (3.31)) können als konstant betrachtet werden. Aus Gl. (3.49) folgt in diesem Fall

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial u} = \frac{\partial \Delta T_H}{\partial u} \cdot (e^{\lambda_2 \xi} - e^{-\lambda_1 \xi}) + \Delta T_H \cdot \xi \cdot \left(e^{\lambda_2 \xi} \cdot \frac{\partial \lambda_2}{\partial u} + e^{-\lambda_1 \xi} \cdot \frac{\partial \lambda_1}{\partial u} \right), \quad (3.54)$$

und aus Gl. (3.38) lässt sich ableiten

$$\frac{\partial \Delta T_H}{\partial u} = \frac{P_H \delta_T \kappa \left(\frac{\partial \lambda_2}{\partial u} - \frac{\partial \lambda_1}{\partial u} \right)}{k_1 w [2L_H D + (\lambda_1 - \lambda_2) \delta_T \kappa]^2}. \quad (3.55)$$

Für $u = 0$ folgt weiters

$$\begin{aligned} \lambda_1(0) &= -\lambda_2(0) = \sqrt{\frac{D}{\delta_T \kappa}}, \\ \frac{\partial \lambda_1}{\partial u} \Big|_{u=0} &= \frac{\partial \lambda_2}{\partial u} \Big|_{u=0} = \frac{1}{4a\kappa}, \\ \Delta T_H(0) &= \frac{P_H}{2k_1 w (L_H D + \sqrt{D \delta_T \kappa})}, \\ \frac{\partial \Delta T_H}{\partial u} \Big|_{u=0} &= 0. \end{aligned} \quad (3.56)$$

Eingesetzt in Gl. (3.54) ergibt sich schließlich für die Anfangsempfindlichkeit

$$S_0(\xi) = \frac{P_H \xi e^{-\xi \sqrt{D/\delta_T \kappa}}}{4a\kappa k_1 w (L_H D + \sqrt{D \delta_T \kappa})}. \quad (3.57)$$

Der optimalen Abstand zwischen den Temperaturmesspunkten ergibt sich aus der Bedingung $dS_0/d\xi = 0$ zu

$$\xi_{\text{opt}} = \sqrt{\frac{\delta_T \kappa}{D}}, \quad (3.58)$$

wobei $\delta_T = h$, da $u \rightarrow 0$. Die mit dem kalorimetrischen Sensor im Betriebsmodus mit konstanter Heizleistung maximal erreichbare Anfangsempfindlichkeit erhält man dann durch Einsetzen von ξ_{opt} in Gl. (3.57)

$$S_{0,\text{max}} = \frac{P_H \sqrt{\delta_T \kappa / D}}{4a \cdot e \cdot k_1 w (L_H D + \sqrt{D \delta_T \kappa})}. \quad (3.59)$$

Neben Geometrie- und Parameterwerte, die in der Tab. 3.1 aufgelistet sind, wurden folgende Parameter für Simulationen des kalorimetrischen Sensors in diesem Absatz herangezogen: $w = 890 \mu\text{m}$, $L_H = 12,5 \mu\text{m}$ und $L_T = 137,5 \mu\text{m}$ (nur bei Simulationen, bei denen der Abstand zwischen den Temperaturmesspunkten konstant ist). Diese Werte sind in Anlehnung an den im Kapitel 4 vorgestellten kalorimetrischen Strömungssensor abgeleitet worden, um einen sinnvollen Vergleich zwischen Simulations- und Messergebnissen zu ermöglichen (siehe z. B. Seite 69).

3.2.3 Transientes Verhalten

Beim transienten Verhalten geht es um die Frage, wie schnell ein in der Membran eingebetteter Heizer auf sprungartige Änderungen der Heizleistung reagiert. Dazu betrachtet man den dreidimensionalen Modellausschnitt mit dem Heizerbereich der Breite $2L_H$ dargestellt in Abb. 3.7a, welcher schon zur Berechnung der Heizerübertemperatur (3.39) herangezogen wurde. Allerdings wurde dabei nur die Leistungsbilanz des *stationären* Zustands betrachtet. Im *transienten* Fall muss für die vollständige Leistungsbilanz die Änderung des Wärmeinhalts ΔE pro Zeitintervall Δt für jedes infinitesimale Volumen zusätzlich berücksichtigt werden.

Bei der folgenden Herleitung wird angenommen, dass die Membran sehr dünn ist ($d_M \rightarrow 0$). Somit kann man den Einfluss des Bereichs \textcircled{M} vernachlässigen. Außerdem wird angenommen, dass die verbleibenden zwei Bereiche $\textcircled{1}$ und $\textcircled{2}$ mit gleichem Fluid ausgefüllt sind ($k_1 = k_2 = k$). Aus der Leistungsbilanz folgt dann (vergl. Gl. (3.36))

$$\begin{aligned} & \left(-kw \frac{d_S}{2} - kw \frac{\delta_T}{2} \right) \left[\frac{\partial T_0(L_H, t)}{\partial x} - \frac{\partial T_0(-L_H, t)}{\partial x} \right] + \\ & \rho c_p u \frac{\delta_T}{2} w \left[\overline{T_0(L_H, t)} + \overline{T_{LAB}} - \overline{T_0(-L_H, t)} - \overline{T_{LAB}} \right] + \\ & kw \Delta T_H(t) \left(\frac{1}{\delta_T} + \frac{1}{d_S} \right) 2L_H + m_1 c_p \left[\frac{\overline{T_1}(t + \Delta t) - \overline{T_1}(t)}{\Delta t} \right] + \\ & m_2 c_p \left[\frac{\overline{T_2}(t + \Delta t) - \overline{T_2}(t)}{\Delta t} \right] = P_H, \quad \overline{T_1} = \overline{T_2} = \frac{T_H + T_{LAB}}{2}. \end{aligned} \quad (3.60)$$

Hier bezeichnen $\overline{T_1}$ bzw. $\overline{T_2}$ die mittlere Temperatur im jeweiligen Bereich. Mit Gl. (3.37) und $m_1 = \rho_1 \cdot V_1$, $m_2 = \rho_2 \cdot V_2$ und $\rho_1 = \rho_2 = \rho$ folgt daraus weiter

$$\begin{aligned} & \Delta T_H(t) kw \delta_T \kappa (\lambda_1 - \lambda_2) + \Delta T_H(t) kw 2L_H D + \\ & \rho c_p 2L_H w \frac{\delta_T}{2} \left[\frac{T_H(t + \Delta t) + \overline{T_{LAB}} - T_H(t) - \overline{T_{LAB}}}{\Delta t} \right] + \\ & \rho c_p 2L_H w \frac{d_S}{2} \left[\frac{T_H(t + \Delta t) + \overline{T_{LAB}} - T_H(t) - \overline{T_{LAB}}}{\Delta t} \right] = P_H, \end{aligned} \quad (3.61)$$

wobei $\kappa = (1 + d_S/\delta_T)/2$ und $D = 1/\delta_T + 1/d_S$. Lässt man in der obigen Gleichung das Zeitintervall gegen Null gehen ($\Delta t \rightarrow 0$) und berücksichtigt außerdem, dass $\partial T_H/\partial t = \partial \Delta T_H/\partial t$ ergibt sich schließlich die gesuchte Differentialgleichung, mit der die zeitlichen Abläufe der Heizertemperatur beschrieben werden können

$$\boxed{K_1 \cdot \frac{\partial \Delta T_H(t)}{\partial t} + K_2 \cdot \Delta T_H(t) = P_H(t)},$$

$$K_1 = \rho c_p 2L_H w \left(\frac{\delta_T + d_S}{2} \right), \quad K_2 = kw [2L_H D + \kappa \delta_T (\lambda_1 - \lambda_2)]. \quad (3.62)$$

Die Eigenwerte $\lambda_1(u)$ und $\lambda_2(u)$ sind durch Gl. (3.33) definiert.

Bei einer sprungartigen Änderung der Heizleistung ($P_H(t) = P_{H,\infty} \cdot \epsilon(t)$, wobei $\epsilon(t)$ die Heaviside-Funktion bezeichnet) kann die Differenzialgleichung (3.62) mit folgendem Ansatz gelöst werden

$$\Delta T_H(t) = \Delta T_{H,\infty} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_H}}\right). \quad (3.63)$$

Für $t \rightarrow \infty$ ergibt sich daraus der stationären Endwert der Heizerübertemperatur

$$\Delta T_{H,\infty} = \frac{P_{H,\infty}}{K_2} = \frac{P_{H,\infty}}{kw [2L_H D + \kappa \delta_T (\lambda_1 - \lambda_2)]} = P_{H,\infty} \cdot R_{\text{therm}}, \quad (3.64)$$

also genau der gleiche Ausdruck, der schon mit der stationären Analyse gewonnen wurde (vergl. Gl. (3.38)). Für die Zeitkonstante folgt dann

$$\tau_H = \frac{K_1}{K_2} = \frac{\rho c_p 2L_H w \left(\frac{\delta_T + d_S}{2}\right)}{kw [2L_H D + \kappa \delta_T (\lambda_1 - \lambda_2)]}. \quad (3.65)$$

Dieses Ergebnis kann durch die Methode der äquivalenten Netzwerke anschaulich erklärt werden. Zwischen thermischen Systemen und elektrischen Netzwerken besteht eine Analogie im Verhalten, wenn man die Kenngrößen eines Systems durch korrespondierende Größen des anderen Systems ersetzt. Die Gegenüberstellung entsprechender Kenngrößen beider Systeme ist in Tab. 3.2 dargestellt [69].

Abbildung 3.14a zeigt den Heizerbereich des analytischen Modells aus Abb. 3.6a sowie das dazugehörige äquivalente elektrische Netzwerk. Da eine sehr dünne Membran angenommen wurde ($d_M \rightarrow 0$) können die restlichen Bereiche ① und ② jeweils durch eine Parallelschaltung eines Widerstandes und eines Kondensators dargestellt werden. Versorgt man die äquivalente Schaltung mit einem Stromsprung $I(t) = I_\infty \cdot \epsilon(t)$ ergibt sich für den Spannungsverlauf

$$U(t) = U_\infty \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right), \quad (3.66)$$

also genau die Gl. (3.63) wenn man die Spannung U mit der Heizerübertemperatur ΔT_H und τ mit τ_H ersetzt.

Elektrisch			Thermisch		
El. Ladung	Q	[As]	Wärme	Q	[J]
Stromstärke	$I = \dot{Q}$	[A]	Wärmestr., -leistung	$\Psi = \dot{Q}, P$	[W]
El. Potential	φ	[V]	Temperatur	T	[K]
El. Spannung	$U = \Delta\varphi$	[V]	Temp. Differenz	ΔT	[K]
Kapazität	$C = Q/U$	[As/V]	Wärmekapazität	$C_{\text{therm}} = Q/\Delta T$	[J/K]
Widerstand	$R = U/I$	[V/A]	Therm. Widerstand	$R_{\text{therm}} = \Delta T/P$	[K/W]

Tab. 3.2: Korrespondierende Kenngrößen bei der Beschreibung thermischer Systeme durch äquivalente elektrische Netzwerke.

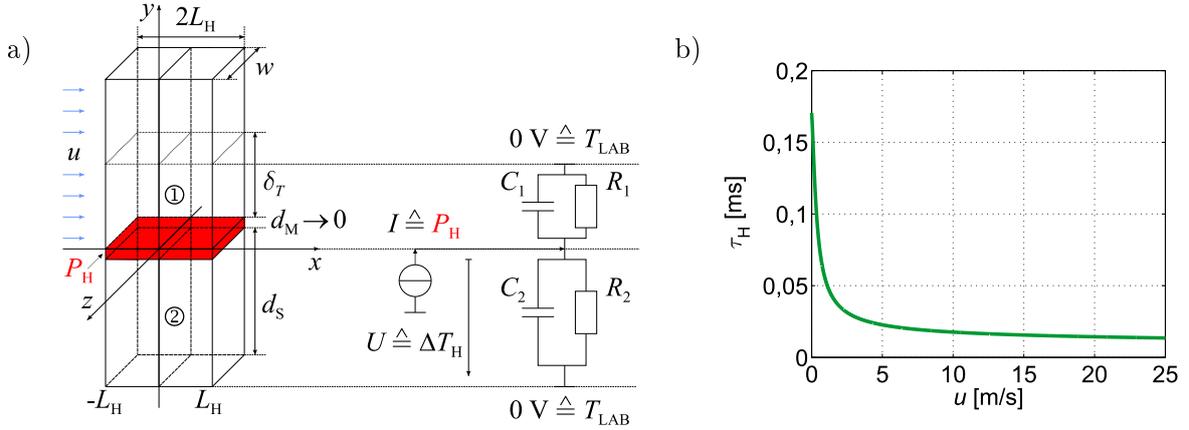


Abb. 3.14: (a) Heizerbereich des analytischen Modells aus Abb. 3.6a mit einer sehr dünnen Membran sowie das dazugehörige äquivalente elektrische Netzwerk. b) Heizer-Zeitkonstante eines kalorimetrischen Strömungssensors berechnet für Parameter aus Tab. 3.1 sowie $d_M \rightarrow 0$, $w = 890 \mu\text{m}$ und $L_H = 12,5 \mu\text{m}$.

Die Zeitkonstante für das dargestellte elektrische Netzwerk errechnet sich zu

$$\tau = R_g \cdot C_g = \frac{C_g}{G_g} = \frac{(C_1 + C_2)}{(G_1 + G_2)}, \quad (3.67)$$

wobei $G = 1/R$ der elektrische Leitwert ist und R_g , C_g und G_g Gesamtwiderstand, -kapazität und -leitwert bezeichnen. Ein Vergleich zwischen τ_H und τ (Gl. (3.65) und (3.67)) liefert die Beziehungen zwischen den analogen Größen beider Systeme

$$\begin{aligned} C_1 &\hat{=} C_{\text{therm},1} = c_p \cdot m_1 = \rho c_p 2L_H w \left(\frac{\delta_T}{2} \right) \quad (1) \\ C_2 &\hat{=} C_{\text{therm},2} = c_p \cdot m_2 = \rho c_p 2L_H w \left(\frac{d_S}{2} \right) \\ G_1 &\hat{=} G_{\text{therm},1} = \frac{1}{R_{\text{therm},1}} = \frac{kw2L_H}{\delta_T} + kw(\lambda_1 - \lambda_2) \frac{\delta_T}{2} \\ G_2 &\hat{=} G_{\text{therm},2} = \frac{1}{R_{\text{therm},2}} = \frac{kw2L_H}{d_S} + kw(\lambda_1 - \lambda_2) \frac{d_S}{2}, \end{aligned} \quad (3.68)$$

wobei m_1 beziehungsweise m_2 die Masse des entsprechenden Fluidbereichs darstellt. Beim thermischen Leitwert G_{therm} beschreibt der erste Term auf der jeweils rechten Seite der Gleichung den Wärmetransport senkrecht zur Strömungsrichtung, während der zweite Term den lateralen Wärmetransport berücksichtigt.

Da sowohl die Eigenwerte λ_1 und λ_2 als auch die Grenzschichtdicke δ_T strömungsabhängig sind, hängt auch die Zeitkonstante τ_H von der Strömungsgeschwindigkeit ab.

¹Faktor $\frac{1}{2}$ rührt von der Annahme mittlerer Temperatur im jeweiligen Teilbereich her (vergl. Gl. (3.60))

In Abb. 3.14b ist diese Abhängigkeit für den Heizer des im vorigen Absatz behandelten kalorimetrischen Sensors dargestellt. Mit der Annahme einer sehr dünnen Membran ($d_M \rightarrow 0$) sowie $w = 890 \mu\text{m}$ und $L_H = 12,5 \mu\text{m}$ ergibt sich eine Zeitkonstante im Sub-Millisekundenbereich.

Die Membran wirkt sich als zusätzliche thermische Kapazität bzw. zusätzlicher thermischer Leitwert aus (vergl. Gl. (3.65) in Verbindung mit Gl. (3.31))

$$\begin{aligned} C_g &= C_1 + C_2 + C_M, & C_M &\hat{=} C_{\text{therm},M} = c_{p,M} \cdot m_M = \rho_M c_{p,M} 2L_H w d_M \\ G_g &= G_1 + G_2 + G_M, & G_M &\hat{=} G_{\text{therm},M} = k_M w (\lambda_1 - \lambda_2) d_M. \end{aligned} \quad (3.69)$$

Hier bezeichnen ρ_M , $c_{p,M}$ und k_M die entsprechenden Materialparameter der Membran bzw. des Heizers, da er bei der Modellierung als Teil der Membran betrachtet wird und daher die gleichen Materialparameter aufweist. Je breiter der Heizerbereich ($2L_H$) desto mehr macht sich der Einfluss der Membran bemerkbar und desto größer fällt auch die Zeitkonstante aus. Dicke und schlecht wärmeleitende Membranen vergrößern ebenfalls die Zeitkonstante.

Abhängig von den jeweiligen Abmessungen, liegen die Zeitkonstanten bzw. die Anstiegszeiten der im Rahmen dieser Arbeit einwickelten Strömungssensoren in der Größenordnung von einigen Millisekunden. Hier kommen die Vorteile der Miniaturisierung durch Anwendung der Fertigungsverfahren der Mikrosystemtechnik (MEMS) klar zum Tragen. Bei den Strömungssensoren, die z.B. auf Basis der Leiterplattentechnologie (PCB, engl. Printed Circuit Board) hergestellt wurden und deren Abmessungen im Zentimeterbereich liegen (mit Leiterplattendicken von etwa $100 \mu\text{m}$), betragen die Anstiegszeiten bei Luftströmung mehrere Sekunden [70, 71]. Solche Sensoren sind zwar kostengünstig in der Massenherstellung, liefern aber nur zeitliche Mittelwerte der Strömungsgeschwindigkeit, da sie schnelle Strömungsänderungen nicht erfassen können.

Die obigen Ausführungen gelten zwar nur für den Heizerbereich, eine analoge Betrachtung kann auch für andere Sensorteile angestellt werden. Damit kann man die Zeitkonstante sowohl für den stromaufwärts oder -abwärts gelegenen Teil der Sensor-membran, als auch für die ganze Membran abschätzen. Fragt man sich z.B. wie schnell der rechte, stromabwärts liegende Thermistor auf die Änderungen der Heizspannung reagiert, dann errechnet sich seine Zeitkonstante näherungsweise aus

$$\tau_R = R_{\text{therm},R} \cdot C_{\text{therm},R}, \quad R_{\text{therm},R} = \frac{\Delta T_{0,R}}{P_H}. \quad (3.70)$$

Die thermische Kapazität für den rechten Teil der Membran $C_{\text{therm},R}$ folgt aus (3.69) und (3.68), wobei $2L_H$ durch die halbe Membranlänge L_M zu ersetzen ist. Der thermische Widerstand kann aus der Übertemperatur des rechten Thermistors $\Delta T_{0,R}$ (3.48) berechnet werden oder direkt aus Gl. (3.42). Im letzteren Fall muss $2L_H$ ebenfalls durch L_M ersetzt werden. Hier wird angenommen, dass die gesamte Heizleistung P_H im rechten Teil der Membran der Länge L_M dissipiert, wodurch sich dieser Membranabschnitt einheitlich um $\Delta T_{0,R}$ erwärmt. Mit den Werten aus Tab. 3.1, sowie $\rho_M = 3000 \text{ kg/m}^3$, $c_{p,M} = 700 \text{ J/kgK}$ und $L_M = 250 \mu\text{m}$ ergibt sich ohne Strömung eine Zeitkonstante

von ungefähr 8 ms. Bei maximaler Strömungsgeschwindigkeit von 25 m/s sinkt die Zeitkonstante auf etwas über 1 ms. Größenordnungsmäßig entspricht das den Messergebnissen eines kalorimetrischen Strömungssensors mit vergleichbaren Abmessungen und Materialparametern (vergl. Abb. 4.22b, wobei hier die Beziehung zwischen der 10-90 %-Anstiegszeit t_r und der Zeitkonstante $\tau \approx t_r/2,2$ berücksichtigt werden muss [72]).

Es soll nochmals betont werden, dass es sich hier nur um eine *Abschätzung der Größenordnung* von der Reaktionszeit einzelner Thermistoren handelt, jedoch um keine exakte analytische Berechnung wie im Falle des Heizers. Außerdem vernachlässigt das Modell den Siliziumsubstrat, der einen nicht unerheblichen Einfluss auf die thermische Kapazität und somit die Zeitkonstante hat. Das wichtigste Ergebnis dieser Abschätzung ist jedoch kein quantitatives sondern ein qualitatives. Sie zeigt nämlich, dass die Zeitkonstante des Ausgangssignals jedes Thermistors strömungsabhängig ist, und zwar mit einer streng monoton fallender Charakteristik. In Verbindung mit einem Relaxationsoszillator kann dieser Sachverhalt vorteilhaft zur Messung der Strömungsgeschwindigkeit ausgenutzt werden.

Relaxationsoszillatoren sind Kippschaltungen mit einem Energiespeicher, der abwechselnd auf- und entladen wird. In Abhängigkeit von seiner Zeitkonstante ändert sich auch die Oszillatorfrequenz. In der Sensortechnik werden solche Schaltungen angewendet, um Widerstände, Kapazitäten oder Induktivitäten in dazu proportionale Frequenzen umzusetzen [73]. Ihr wertdiskretes Ausgangssignal eignet sich außerdem sehr gut zur Weiterverarbeitung durch digitale Elektronik. Der in Abschnitt 4.7 beschriebene Σ - Δ Modulator ist ein Beispiel eines Relaxationsoszillators in Verbindung mit kalorimetrischem Strömungssensor. Als Referenzsignal, dessen Zeitkonstante ausgewertet wird, dient die mittlere Membranübertemperatur (3.50), während die Oszillatorfrequenz und das Verhältnis zwischen der Ein- und Ausschaltdauer die strömungsabhängigen Ausgangssignale definieren.

Dem in diesem Kapitel vorgestellten analytischen Sensormodell liegen viele vereinfachende Annahmen zugrunde, die jedoch in der Realität oft nicht zutreffen. So wurde z. B. die Membran als unendlich lang angenommen und der Einfluss des gut wärmeleitenden Silizium-Trägers der Membran völlig außer acht gelassen. Als Ergebnis erhält man ein relativ einfaches Modell, mit dem sich der qualitative Verlauf und die Größenordnung der Ausgangssignale abschätzen lassen. Man muss sich im Einzelfall jedoch immer vergewissern, ob die durchgeführten Vereinfachungen jeweils gerechtfertigt sind. Für eine genaue Optimierung der Sensorgeometrie empfiehlt sich jedenfalls die Methode der finite Elemente (FEM), wie das im folgenden Kapitel noch detailliert beschrieben wird.

Kapitel 4

Kalorimetrischer Strömungssensor

Kalorimetrische Strömungssensoren werten strömungsbedingte Verzerrung des Temperaturfeldes um eine Wärmequelle aus. Aufgrund des konvektiven Wärmetransports wird dabei ein stromaufwärts gelegener Punkt stärker gekühlt als seine stromabwärts befindliche Gegenstelle. Dieser Temperaturunterschied wird als Maß für die Strömungsgeschwindigkeit ausgewertet. Dabei sind Thermistoren aus aGe aufgrund ihrer hohen Sensitivität für den Einsatz als Temperatursensoren hervorragend geeignet.

Abbildung 4.1a zeigt schematisch den Aufbau eines solchen kalorimetrischen Strömungssensors mit aGe-Temperatursensoren. Ein 350 μm dicker Silizium-Wafer dient als Träger für die Sensormembran. Diese besteht aus drei Schichten: SiO_2 , Si_3N_4 und SiN_x , jeweils ca. 250 nm, 70 nm und 1250 nm dick. Der Einfachheit halber wurden die beiden unteren Schichten zusammengefasst dargestellt. Darauf sind ein zentral positionierter Heizwiderstand aus Chrom (H) sowie symmetrisch zu diesem zwei Membranthermistoren (MT1 und MT2) aufgebaut. Zwei weitere Thermistoren liegen am Si-Substrat (ST1 und ST2) und registrieren die Chip-Temperatur, die im verwendeten Messaufbau näherungsweise der Mediums- bzw. Umgebungstemperatur entspricht. Diese fünf Bauelemente werden durch die SiN_x -Passivierungsschicht geschützt.

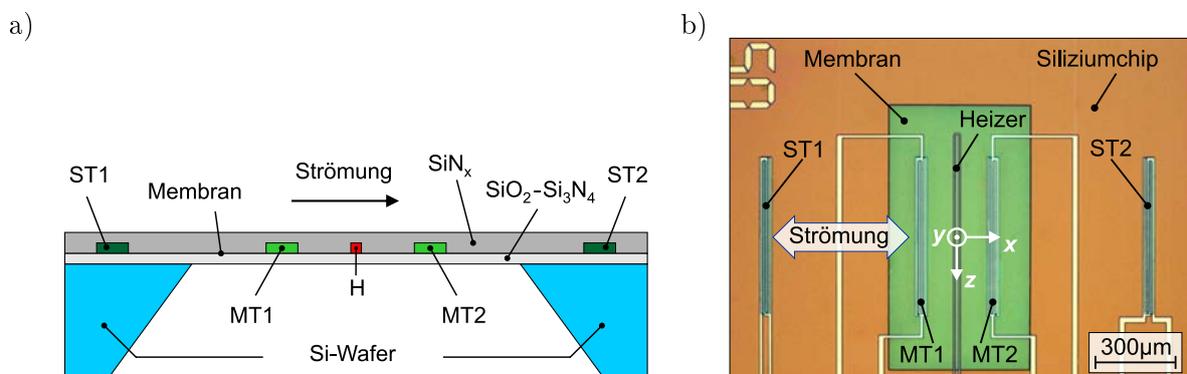


Abb. 4.1: (a) Schematischer Aufbau des kalorimetrischen Strömungssensors in Querschnittsansicht. (b) Mikroskopaufnahme (Draufsicht) des Bereichs um die Membran mit dem Heizer (H) und Membran- (MT) sowie Substratthermistoren (ST).

In Abb. 4.1b ist eine Mikroskopaufnahme der Membran- sowie der Substratthermistoren dargestellt. Die Strömung erfolgt tangential an der Membranoberfläche und normal zur Längsrichtung der eingebetteten Aktivelemente, wie durch den Pfeil angedeutet. Die Abmessungen der Membran betragen $0,5 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$, der ganze Chip misst $2 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$. Der U-förmige Heizer ist ca. 1 mm lang mit einem Widerstandswert um $R_H = 3 \text{ k}\Omega$. Der Widerstand der Thermistoren beträgt bei Raumtemperatur etwa $80 \text{ k}\Omega$.

4.1 Sensorherstellung

In diesem Abschnitt wird die Herstellung des kalorimetrischen Strömungssensors beschrieben, die gleichen Prozessschritte gelten jedoch für alle anderen Sensortypen, die im Laufe dieser Arbeit vorgestellt werden. Nur bei Strukturen ohne Chrom-Heizer wird die entsprechende Lithographie und der dazugehörige Beschichtungsschritt ausgelassen.

Bei der Herstellung sind fünf lithographische Masken notwendig. Als Substrat dient ein beidseitig polierter 100 mm-Siliziumwafer mit (1 0 0)-Orientierung und einer Dicke von $350 \mu\text{m}$. Der Wafer wurde schon vom Hersteller zuerst durch thermische Oxidation mit einer Siliziumdioxidschicht (SiO_2) und abschließend durch LPCVD (engl. Low Pressure Chemical Vapour Deposition) Verfahren mit einer Siliziumnitridschicht (Si_3N_4) beidseitig versehen (Abb. 4.2a). Im Laufe dieser Arbeit wurden unterschiedliche Wafer prozessiert. Dabei betrug die $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ -Schichtdicke entweder $250/70 \text{ nm}$ oder $180/150 \text{ nm}$. Diese Werte, gemeinsam mit der Dicke und der Zusammensetzung der später abgeschiedenen SiN_x -Passivierungsschicht bestimmen maßgeblich, ob die resultierenden Membranen unter Zug oder Druck stehen. Um die mechanische Stabilität der Membranen zu gewährleisten, wird eine leichte Zugspannung in der Größenordnung von ca. 50 MPa angestrebt.

Mit der ersten Fotolithographie werden die Strukturen für den Chrom-Heizer definiert. Im Hochvakuum wird danach eine ca. 130 nm dicke Chrom-Schicht aufgedampft. Mit der Lift-Off-Technik entfernt man anschließend die unerwünschten Cr-Bereiche und erhält das Heizelement (Abb. 4.2b). Im nächsten lithographischen Schritt werden die freien Bereiche für die Thermistoren strukturiert. Die Aufdampfung einer etwa 260 nm dicken aGe-Schicht erfolgt in der Vakuum-Kammer mit einem Elektronenstrahlverdampfer. Dieser Schritt wird ebenfalls mit dem Lift-Off-Prozess abgeschlossen (Abb. 4.2c). Mit der dritten Fotolithographie werden die interdigitalen Kontakte der Thermistoren (Abb. 4.2d), die Leiterbahnen sowie die Bond-Flächen festgelegt. Danach erfolgt das Aufdampfen von drei Metallschichten und ein weiterer Lift-Off-Schritt. Die erste Schicht besteht aus Titan mit einer Dicke von ca. 50 nm gefolgt von einer 100 nm Goldschicht. Das Titan verhindert die Diffusion von Gold in den aGe-Halbleiter und dient außerdem als Haftvermittler. Gold hingegen gewährleistet eine gute Leitfähigkeit und ermöglicht ein sicheres Bonden des fertigen Sensorchips. Die letzte etwa 30 nm dicke Chrom-Schicht dient als Haftvermittler für die abschließende SiN_x -Schicht und wird außerdem für die Herstellung der Bond-Flächen (engl. bonding pads) benötigt.

Die aufgedampften Aktivelemente werden mit einer Passivierungsschicht aus Siliziumnitrid abgedeckt. Dazu verwendet man eine plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung (PECVD, engl. Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition), die

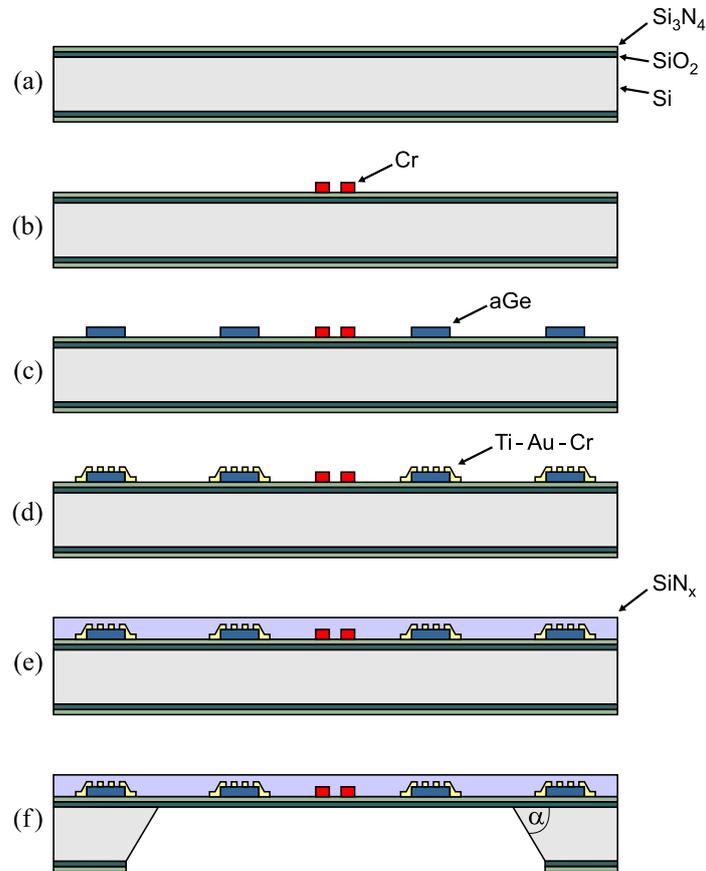


Abb. 4.2: Prozessablauf bei der Herstellung der Strömungssensoren mit Thermistoren aus amorphem Germanium.

dank ihrer niedrigen Prozesstemperatur von etwa $120\text{ }^{\circ}\text{C}$ rekristallisationsähnliche Vorgänge im amorphen Germanium vermeidet. Die Dicke der SiN_x -Schicht variiert leicht von Wafer zu Wafer und liegt im Bereich zwischen 1 und $1,3\text{ }\mu\text{m}$. Neben ihrer Schutzfunktion trägt die Passivierungsschicht entscheidend zur Beschaffenheit und der mechanischen Stabilität der Membran bei, da sie den Großteil der Membrandicke ausmacht.

Mit der nächsten Fotolithographie werden die Öffnungen für die Bond-Flächen strukturiert. Danach ätzt man mit dem reaktiven Ionenätzen (RIE, engl. Reactive Ion Etching) die SiN_x -Schicht. Als Ätz-Stopp dient dabei die auf dem Gold aufgetragene Cr-Schicht, die abschließend nasschemisch entfernt wird. Übrig bleibt eine saubere Goldoberfläche, die für das Drahtbonds des Sensorchips mit der Anschlussplatine erforderlich ist. Dieser Teil des Herstellungsprozesses ist in Abb. 4.2 nicht dargestellt.

Um die Langzeitstabilität des spezifischen Widerstands der Thermistoren zu gewährleisten, wird der Wafer für jeweils 3 Stunden bei $100\text{ }^{\circ}\text{C}$, $130\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $150\text{ }^{\circ}\text{C}$ in einem Heißluftofen getempert. Durch diese Behandlung wird ein Teil der nicht abgesättigten aGe-Bindungen (engl. dangling bonds) ausgeheilt und der Thermistorwiderstand erhöht sich um etwa 50 bis 100 %. Der spezifische Widerstand von ca. $5\text{ }\Omega\text{m}$ bei Raumtemperatur bleibt nun langzeitstabil und ändert sich signifikant erst, wenn die Thermistortemperatur in die Nähe von $150\text{ }^{\circ}\text{C}$ kommt.

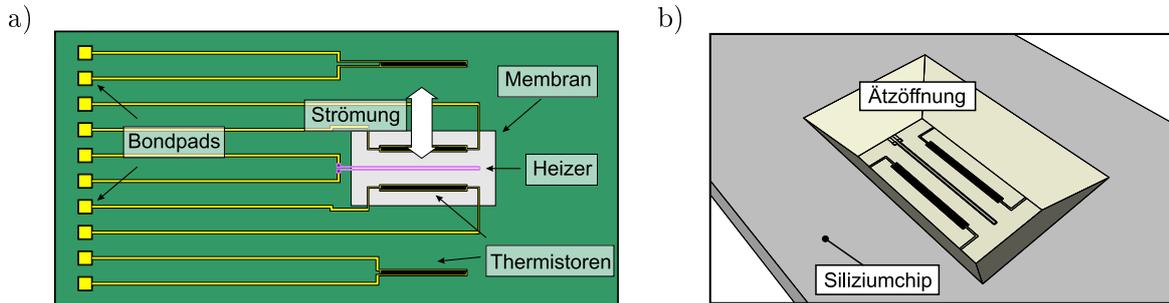


Abb. 4.3: (a) Draufsicht des Sensorlayouts basierend auf den Daten der lithographischen Masken (Abmessungen: Chip ca. $4 \times 2 \text{ mm}^2$ und Membran ca. $1 \times 0,5 \text{ mm}^2$). (b) Zeichnung der Sensorunterseite mit dem Blick auf Ätzöffnung und Membran (Bildquelle [75]).

Mit dem letzten lithographischen Schritt wird die Herstellung der Membran eingeleitet. Zuerst wird mittels RIE-Verfahren eine rechteckige Öffnung in der unteren $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ -Schicht geätzt. Anschließend entfernt man das Silizium durch die nasschemische Ätzung mit Kaliumhydroxid (KOH), wobei die Ätzung an der oberen SiO_2 -Schicht stoppt. Als Resultat des anisotropen Ätzvorganges ergibt sich die typische piramidenstumpfförmige Öffnung unter der Membran. Der Winkel zwischen der Siliziumflanke und der SiO_2 -Schicht auf dem Siliziumträger beträgt dabei $\alpha = 54,74^\circ$ (Abb. 4.2f). Dieser Winkel und die gewählte Waferdicke bestimmen den minimalen Abstand zwischen Membranen bei Strukturen, die mehrere Membranen aufweisen (wie z. B. beim TOF-Sensor im Kapitel 7)

Nach der Prozessierung wird der Wafer gesägt, die einzelnen Sensoren gereinigt, auf eine geeignete Testplatine geklebt und gebondet. Abbildung 4.3 zeigt das Sensorlayout, wo alle Sensorelemente, die Lage der Bondflächen sowie die Ätzöffnung ersichtlich sind. Eine detaillierte Beschreibung der Sensorherstellung und der verwendeten Technologie findet man in [74].

4.2 FEM-Modellierung

Die Möglichkeit, das Sensorverhalten sowie das Zusammenspiel zwischen Sensor und dazugehöriger Auswerteelektronik zu simulieren bevor der Sensor im Labor tatsächlich realisiert wird, erleichtert die Designerarbeit und verkürzt die notwendige Entwicklungszeit. Das physikalische Sensorverhalten wurde numerisch mittels der Methode der finiten Elemente (FEM) simuliert. Zu diesem Zweck wurde im Rahmen dieser Arbeit das Simulationsprogramm COMSOL Multiphysics verwendet – ein FEM-Simulationswerkzeug, mit dem sich auch gekoppelte physikalische Prozesse simulieren lassen. Im Folgenden wird das Simulationsmodell des kalorimetrischen Strömungssensors im Detail geschildert. Die gleichen Überlegungen, bis auf die unterschiedlichen Sensorlayouts und Wärmequellen, gelten jedoch für alle weiteren Sensortypen.

Um den Speicherbedarf und damit verbunden die Rechenzeit in Grenzen zu halten wird die 2D-Modellierung bevorzugt. Diese Vereinfachung ist insofern gerechtfertigt, da das Seitenverhältnis (Länge zu Breite bzw. Höhe, engl. aspect ratio) aller relevanten

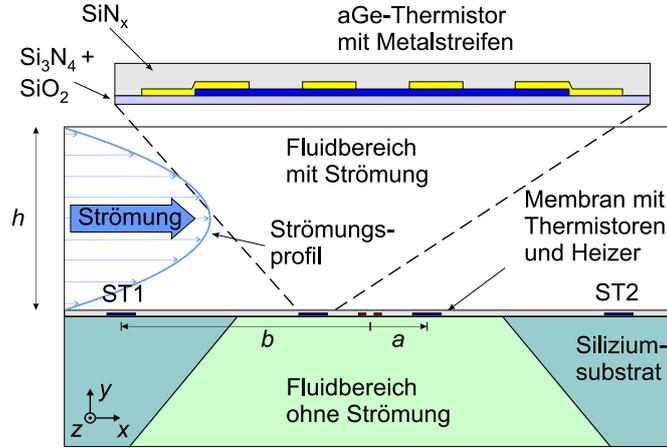


Abb. 4.4: Schematische Darstellung des 2D-FEM Modells des kalorimetrischen Strömungssensors. Vergrößert dargestellt ist der Querschnitt eines der aGe-Thermistoren. Die Abmessungen des aGe-Films betragen $35 \times 0,26 \mu\text{m}^2$.

Sensorelemente groß ist (mindestens 17 oder noch viel höher). Lediglich dort wo die Abhängigkeit des Ausgangssignals von der Strömungsrichtung von Interesse ist, muss ein 3D-Modell herangezogen werden [76–78].

Das Simulationsmodell ist am einfachsten anhand des in Abb. 4.4 schematisch dargestellten Querschnitts durch die Sensormembran zu beschreiben. Die zwei dünnen Wafer-Schichten (SiO_2 und Si_3N_4) werden, wie schon in Abb. 4.1a angedeutet, zusammengefasst. Dies ist von Vorteil, da sonst aufgrund geringer Dicke die Anzahl der notwendigen Netzelemente höher ausfallen würde. Allerdings muss man die entsprechenden Materialparameter in dieser Simulationsdomäne (Wärmeleitfähigkeit k , spezifische Wärmekapazität c_p und Dichte ρ) entsprechend modifizieren, damit der Simulationsfehler vernachlässigbar wird. Die Wärmeleitfähigkeit wird dabei anisotrop, während die Wärmekapazität und die Dichte gewichtet werden müssen

$$\begin{aligned}
 k_{xx} &= \frac{k_1 l_1 + k_2 l_2}{l_1 + l_2}, & k_{yy} &= \frac{l_1 + l_2}{l_1/k_1 + l_2/k_2}, \\
 \rho &= \frac{\rho_1 l_1 + \rho_2 l_2}{l_1 + l_2}, \\
 c_p &= \frac{c_{p1} \rho_1 + c_{p2} \rho_2}{\rho_1 l_1 + \rho_2 l_2},
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

wobei die Indizes 1 und 2 die jeweilige Schicht bezeichnen, k_{xx} und k_{yy} die Komponenten der Ersatz-Wärmeleitfähigkeit in x - und y -Richtung darstellen und l die Schichtdicke ist.

Der Aufbau eines aGe-Thermistors ist im oberen Teil der Abb. 4.4 vergrößert dargestellt. Von der Membranmitte sind die Membranthermistoren $a = 137,5 \mu\text{m}$ und Substratthermistoren $b = 732,5 \mu\text{m}$ entfernt. Die Kontaktierungsstreifen auf dem Thermistor bestehen wie erwähnt aus drei Metallschichten. Diese werden ebenfalls zusammengefasst,

wobei die Gleichungen (4.1) durch eine dritte Schicht (l_3 , k_3 , c_{p3} und ρ_3) entsprechend zu modifizieren sind.

Der U-förmige Cr-Heizer erscheint im Querschnitt als zwei kleine Blöcke in der Mitte der Membran mit einem Zwischenraum von $15\ \mu\text{m}$. Die Breite der einzelnen Heizerquer-schnitte beträgt $b_H = 5\ \mu\text{m}$. Als Wärmequelle in den Simulationen wird die volumen-bezogene Heizleistung P_V in diesen Blöcken eingepägt. Diese errechnet sich aus der angelegten elektrischen Spannung U_H , dem Heizwiderstand R_H sowie dem Heizervolu-men V_H zu

$$P_V = \frac{U_H^2}{R_H V_H}, \quad V_H = l_H b_H d_H, \quad (4.2)$$

wobei $l_H \approx 2000\ \mu\text{m}$ die Gesamtheizerlänge ($2 \times 1000\ \mu\text{m}$) und $d_H \approx 0,13\ \mu\text{m}$ die Dicke der Heizerschicht bezeichnen.

Über der Membran befindet sich ein rechteckiger Strömungskanal mit der Höhe $h = 0,5\ \text{mm}$, wobei Kanalform und -abmessungen dem tatsächlichen Messaufbau entnommen sind (vergl. Abschnitt 4.3). Die Reynolds-Zahl im Kanal

$$\text{Re} = \frac{\rho \bar{v} h}{\eta} \quad (4.3)$$

liegt bei Gasen unter $\text{Re} = 1000$ (angenommen eine maximale mittlere Geschwindigkeit von $25\ \text{m/s}$), wobei ρ und η die Dichte und Viskosität des Fluids und \bar{v} die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Kanal bezeichnen. Dieser Wert ist deutlich kleiner als die in der Literatur angeführte kritische Reynolds-Zahl für Rohrströmungen von $\text{Re}_{\text{krit}} \approx 2300$ [57, 79]. Man kann also von einer laminaren Strömung im Kanal ausgehen. Der Sensor befindet sich in der Mitte des Kanals, etwa $1\ \text{cm}$ vom Einlass entfernt (vergl. Abb. 4.5b im nächsten Abschnitt). Die Länge der Einlaufstrecke, ab der ein ausgebildetes, laminares Strömungsprofil im Kanal zu erwarten ist, kann durch

$$l_E \approx 0,05 \cdot \text{Re} \cdot h \quad (4.4)$$

abgeschätzt werden (vergl. auch Gl. (3.17)). Mit Gl. (4.3) und $l_E = 1\ \text{cm}$ lässt sich daraus näherungsweise die maximale Geschwindigkeit bestimmen, bis zu der diese Annahme realistisch ist

$$\bar{v}_{\text{max}} = \frac{l_E \cdot \eta}{0,05 \cdot \rho \cdot h^2}. \quad (4.5)$$

Als Fluid bei allen Simulationen wird Stickstoff angenommen ($\rho = 1,204\ \text{kg/m}^3$ und $\eta = 17,7\ \mu\text{Pas}$). Daraus ergibt sich $\bar{v}_{\text{max}} \approx 12\ \text{m/s}$. Für Strömungsgeschwindigkeiten ab etwa $10\ \text{m/s}$ ist somit das Strömungsprofil im Kanal über der Sensormembran nicht vollständig ausgebildet. Dadurch wird die Membran etwas stärker konvektiv gekühlt, als es beim völlig formierten parabolischen Geschwindigkeitsprofil der Fall wäre (vergl. Abb. 3.5). Trotzdem wird bei Simulationen angenommen, dass sich unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit ein stabiles Strömungsprofil ausgebildet hat. In diesem Fall reicht es nur den Wärmeleitungsmodus heranzuziehen und die Strömungsgeschwindigkeit als Gleichung vorzugeben, statt wie üblich das jeweilige Strömungsfeld mit dem Navier-Stokes-Modus zu berechnen. Dies verkürzt die Rechenzeiten enorm und schont

die Speicherressource, mit dem Nachteil, dass die Simulationsergebnisse für $\bar{v} > \bar{v}_{\max}$ etwas stärker von der Messergebissen abweichen als im niedrigeren Strömungsbereich.

Die Gasgeschwindigkeit, die an den Kanalwänden gleich Null angenommen wird (die sogenannte „no-slip“ Randbedingung), erreicht ihren maximalen Wert in der Mitte des Kanals. Das Strömungsprofil im Kanal ähnelt einem Paraboloid [57, 80], wobei die Strömung in x -Richtung erfolgt und die Geschwindigkeit (bei völlig ausgebildetem Profil) nur von der y - und z -Koordinate abhängt

$$u = \bar{u} \cdot 1,5 \cdot \left[1 - \left(\frac{y - h/2}{h/2} \right)^2 \right] \cdot 1,5 \cdot \left[1 - \left(\frac{z}{w/2} \right)^2 \right]. \quad (4.6)$$

\bar{u} bezeichnet hier den Mittelwert der Geschwindigkeit. Die Breite des Kanals beträgt $w = 1,2 \text{ mm}$ und der Koordinatenursprung liegt auf der Membranoberfläche genau in der Mitte der Membran (vergl. Abb. 4.1b, die räumliche Orientierung in Abb. 4.4 ist hingegen nur angedeutet). Die Faktoren 1,5 ergeben sich aus der Mittelung der Geschwindigkeit. Integriert man nämlich das Strömungsprofil über Kanalhöhe bzw. -breite und dividiert abschließend mit der Integrationslänge, so ergeben die eckigen Klammern jeweils den Faktor $2/3$. Damit beträgt die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Kanal genau \bar{u} .

Durch den Querschnitt $z = 0$ folgt aus Gl. (4.6) eine Parabel als Strömungsprofil des 2D-Modells. Hier wird angenommen, dass die Struktur in z -Richtung unendlich ausgedehnt ist und sich deshalb das Temperatur- und Strömungsfeld in dieser Richtung nicht ändern. In der Realität sind die Thermistoren jedoch nur ca. $600 \mu\text{m}$ lang. Sie liefern näherungsweise eine mittlere Temperatur entlang ihrer Länge. Um diesem Umstand Rechnung zu tragen, wird Gl. (4.6) über Thermistorlänge (d. h. von $z = -300 \mu\text{m}$ bis $z = +300 \mu\text{m}$) gemittelt. Die resultierende Formel wird für das wirksame Strömungsfeld \vec{v} im 2D-Simulationsmodell verwendet

$$\vec{v} = \bar{u} \cdot 1,5 \cdot \left[1 - \left(\frac{y - h/2}{h/2} \right)^2 \right] \cdot 1,375 \vec{e}_x. \quad (4.7)$$

Der herangezogene Simulationsmodus berücksichtigt die Konduktion und Konvektion beschrieben durch die stationäre Wärmetransportgleichung

$$\vec{\nabla} \cdot (-k \vec{\nabla} T) + \rho c_p \vec{v} \cdot \vec{\nabla} T = P_V, \quad (4.8)$$

vernachlässigt jedoch die Wärmestrahlung. Das Modell enthält zwei Fluidbereiche: den Kanal oberhalb der Membran und den trapezförmigen Bereich unterhalb der Membran. Letzterer ist mit ruhendem Fluid ausgefüllt ($\vec{v} = 0$), d. h. die (erzwungene) Konvektion wird nur im Strömungskanal berücksichtigt und die etwaige natürliche Konvektion im unteren Bereich aber auch im Kanal außer Acht gelassen.

Alle Grenzflächen, bis auf die Kanalauslassfläche, liegen auf der konstanten Umgebungstemperatur, die in unserem Modell der Fluidtemperatur entspricht. Die Auslassfläche selbst wird als Grenzfläche mit konvektivem Wärmefluss modelliert. In Tab. 4.1 sind die, bei den FEM-Sensormodellen verwendeten Materialparameter aufgelistet.

	k [Wm ⁻¹ K ⁻¹]	c_p [Jkg ⁻¹ K ⁻¹]	ρ [kgm ⁻³]
SiO ₂	1,4	730	2200
Si ₃ N ₄	2,3	700	3100
SiN _x	2,2	620	2800
Si	130	700	2329
aGe	0,5	5323	310
Cr	93,7	45	7150
Ti	21,9	522	4506
Au	155	129	19300
N ₂ ⁽¹⁾	0,026	1038	1,204

Tab. 4.1: Für FEM-Simulationen verwendete Materialparameter (Quelle: COMSOL Materialverzeichnis sowie [81–84]).

Die FEM-Simulationen liefern einen Temperaturwert für jeden Punkt im Raum. Durch numerische Integration über die Thermistorflächen kann daraus die mittlere Thermistortemperatur gewonnen werden. Mit der Formel für die $R(T)$ -Kennlinie nach Gl. (2.10) erhält man schließlich den Widerstandswert des jeweiligen Thermistors. Je nach verwendeter Auswerteelektronik, lässt sich damit das Sensorausgangssignal bilden.

Einer der größten Vorteile der FEM-Modellierung liegt darin, dass sie eine effiziente und präzise Abschätzung des Einflusses bestimmter Parameter auf das Ausgangssignal ermöglicht. Insbesondere können damit zeitsparend die Auswirkungen von Geometrieänderungen untersucht werden, was den Designprozess erheblich erleichtert [78]. Dadurch vermeidet man hohe Fertigungskosten, die sonst durch die heuristische „Versuch-Irrtum“-Methode entstehen würden. Bei der Entwicklung aller in dieser Arbeit vorgestellten Strukturen wurden FEM-Simulationen herangezogen. Eine detaillierte Beschreibung der jeweiligen Designoptimierung würde jedoch den Rahmen der vorliegenden Arbeit sprengen. Daher werden nur an manchen Stellen die simulierten Kennlinien gemeinsam mit Messergebnissen dargestellt, um zu illustrieren, wie gut sie übereinstimmen.

Ein weiterer Vorteil, der die FEM-Modellierung bei der Sensorentwicklung unentbehrlich macht, ist die Möglichkeit, physikalische Größen in jenen Bereichen zu erfassen, die schwer oder gar nicht der Messung zugänglich sind. So kann man z. B. bei Strömungssensoren das Temperaturfeld in jedem Sensorpunkt und nicht nur dort wo sich Thermistoren befinden bestimmen. Die Temperaturverteilung in bzw. entlang der Membran liefert wertvolle Erkenntnisse zur Funktionsweise des Sensors und über mögliche Verbesserungsansätze. In dieser Arbeit werden FEM-Simulationsergebnisse nur in diesem Bereich ausführlicher herangezogen.

¹Für Stickstoff wurden jedoch meist die temperaturabhängigen Parameter aus dem COMSOL Materialverzeichnis verwendet.

4.3 Messaufbauten

Bevor ein Sensor experimentell charakterisiert wird, müssen geeignete Messaufbauten entworfen werden. Für die elektrischen Kontakte sorgt typischerweise eine Leiterplatte (PCB), mit der der Sensorchip durch Bonddrähte verbunden wird. Grundsätzlich gibt es zwei Möglichkeiten, eine Fluidströmung mit einstellbarer Geschwindigkeit über der Sensormembran herzustellen. Entweder wird die Leiterplatte in der Mitte eines Strömungskanals (z. B. eines Lufttunnels) positioniert (wobei an der Membranoberfläche ein Blasius-Profil entsteht) oder der Sensorchip wird mit der Leiterplatte in der Wand eines Strömungskanals integriert (mit einem paraboloidförmigen Hagen-Poiseuille-Profil als Resultat). Für die stationären Messungen wurde die zweite Option gewählt, da durch geeignete Kanalabmessung mit weniger Fluidverbrauch hohe mittlere Geschwindigkeiten erreicht werden können. Hingegen wurde für die Messungen des transienten Verhaltens nach einem Strömungssprung (engl. flow step) der Einfachheit halber die erste Möglichkeit bevorzugt.

Aufgrund der nichtlinearen Kennlinie, spielt bei thermischen Strömungssensoren basierend auf aGe-Thermistoren die Schwankung der Umgebungstemperatur eine nicht vernachlässigbare Rolle. Daher musste neben den Aufbauten zur Untersuchung des stationären und transienten Verhaltens auch ein Messaufbau zur Charakterisierung der Temperaturabhängigkeit entwickelt werden.

Die im Folgenden beschriebenen Messaufbauten sind für alle Sensorarten gleich. Lediglich die Auswerteelektronik ist abhängig vom Sensortyp und wird in den jeweiligen Absätzen gesondert beschrieben.

4.3.1 Messaufbau für stationäre Charakterisierung

Zur Charakterisierung mit konstanter Strömungsgeschwindigkeit wird der Sensorchip in eine ca. 1 mm dicke und 5 mm breite Platine eingepasst, sodass Sensor- und Platinenoberfläche auf gleicher Ebene liegen (Abb. 4.5a). Dabei dient Epoxidharz zur Fixierung sowie Abdichtung der schmalen Spalten. Die elektrischen Verbindungen zur Leiterplatte, die zur Auswerteelektronik weiter führt, werden durch Drahtbonden hergestellt, wobei die feinen, goldenen Bonddrähte ebenfalls mit dem Epoxidharz geschützt werden.

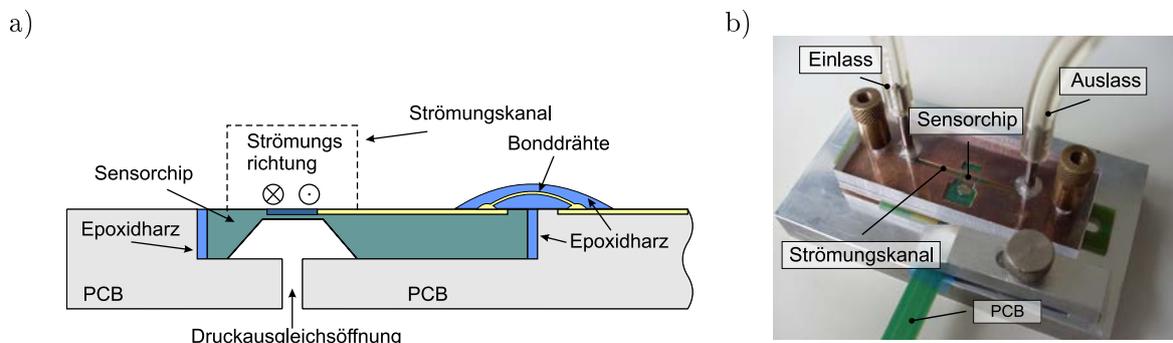


Abb. 4.5: (a) Schematischer Querschnitt durch die Leiterplatte (PCB) mit dem eingebetteten Sensorchip. (b) PCB mit dem Sensorchip eingebaut in die Wand des Strömungskanals.

Abschließend, wird der Sensorchip fluchtend in die Wand eines rechteckigen Strömungskanals integriert. Die Platine mit dem bündig eingebetteten Sensor bildet den Kanalboden. Sie wird auf einem rechteckigen ca. 1 cm dicken Aluminiumträger befestigt. Der massive Aluminiumblock hält die Chiptemperatur näherungsweise konstant, sodass sich kurzfristige Schwankungen der Umgebungstemperatur kaum auf das Ausgangssignal auswirken. Links und rechts der Sensorplatine befinden sich weitere Platinenstücke gleicher Dicke, die den Kanalboden entsprechend verlängern. Darüber wird ein 0,5 mm dünnes Bronzeblech mit einem 1,2 mm breiten Schlitz direkt über der Sensormembran positioniert. Als Deckel dient eine Plexiglasplatte mit den Ein- und Auslassanschlüssen (Abb. 4.5b). Somit entsteht ein Strömungskanal mit den Abmessungen $20 \text{ mm} \times 1,2 \text{ mm} \times 0,5 \text{ mm}$ ($L \times B \times H$). Die Kanalhöhe kann nach Bedarf durch Hinzufügen weiterer Blechschichten erhöht werden.

Der beschriebene Aufbau eignet sich hervorragend für die Messung der Gasströmungen. Die Verluste, die durch das Ausweichen des Gases an den Spalten zwischen einzelner Aufbauelementen entstehen, sind vernachlässigbar und beeinflussen kaum das Ausgangssignal. Ist die Strömungsgeschwindigkeit der Flüssigkeiten zu messen, so müssen alle Spalten sorgfältig abgedichtet werden [62], was sehr umständlich ist und zur Verschmutzung oder gar Zerstörung des Sensorchips führen kann. Für die Sensorcharakterisierung wird daher üblicherweise das Fluid N_2 eingesetzt und der Volumenstrom über einen computergesteuerten Regler eingestellt. Mit bekanntem Kanalquerschnitt ergibt sich daraus durch einfache Umrechnung die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Kanal.

Messungen von relevanten elektrischen Größen aber auch von der Umgebungs- und Fluidtemperatur (mittels Pt100 Platin-Messwiderständen) wurden stets mit Digitalmultimetern Agilent 34410A durchgeführt. Für jeden Messpunkt wurden jeweils 100 Signalwerte aufgenommen und daraus der arithmetische Mittelwert als Messergebnis gebildet. Die gewählte Integrationszeit der Multimeter von einem Netzyklus (20 ms) minimiert dabei den Einfluss des 50 Hz Netzbrumms. Das Auslesen der Digitalmultimeter sowie Datenspeicherung und -verarbeitung lief automatisch über einen Personalcomputer.

4.3.2 Messaufbau für transiente Charakterisierung

Eines der wichtigsten Merkmale eines Strömungssensors, neben dem Messbereich und der Empfindlichkeit, ist seine Reaktionszeit, mit anderen Worten, wie schnell er auf die Änderungen der Strömungsgeschwindigkeit reagiert. Dies kann durch die Analyse des transienten Verhaltens nach einem Strömungssprung beurteilt werden.

Für die Erzeugung der Strömungssprünge wird der in Abb. 4.6a dargestellte Messaufbau verwendet. Er besteht aus einem flaschenförmigen Behälter, in dem ein Ballon mit Stickstoff aufgeblasen und mit einer Nadel am anderen Ende des Behälters zum Platzen gebracht wird. Eine Drosselblende mit einem Durchmesser von ca. 2 mm limitiert den Gasfluss in den 15 mm weiten, zylindrischen Strömungskanal. Die so entstandene Schockwelle induziert eine nahezu sprunghafte Änderung der Strömung im Kanal. Ein abschließender, 15 m langer $\frac{3}{4}$ "-Schlauch sorgt für ausreichende Verzögerung der Reflexionen am offenen Ende, sodass sie sich mit dem transienten Ausgangssignal nicht überlagern.

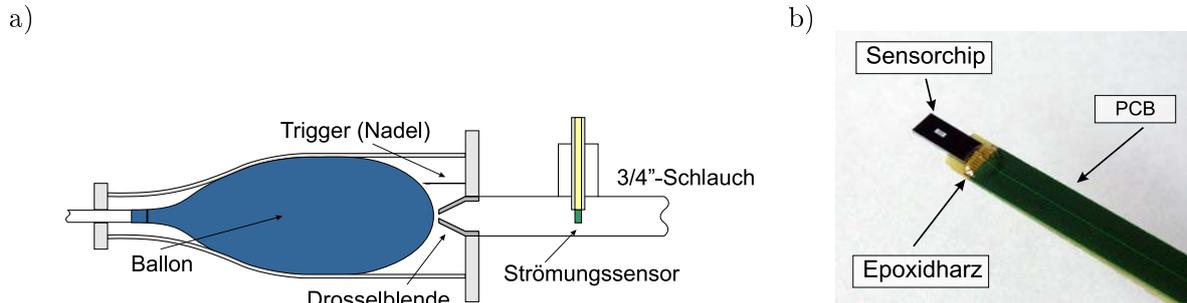


Abb. 4.6: (a) Schematischer Querschnitt durch den Messaufbau zur Erzeugung von Strömungssprüngen. (b) Für transiente Charakterisierung wurde der Sensorchip am Rande der Leiterplatte (PCB) vorstehend angebracht.

Für diesen Messaufbau wird der Sensorchip am Rande der Leiterplatte aufgeklebt. Eine Epoxidharzschicht schützt auch hier die Bondverbindungen (Abb. 4.6b). Um Turbulenzen zu vermeiden, sind die Kanten der Leiterplatte in der Nähe des Sensorchips schräg abgeschliffen. Der Sensor befindet sich etwa 20 cm von der Drosselblende, in der Symmetrieebene genau in der Mitte des Kanals, sodass die Strömung tangential zur Membran und senkrecht zum Heizer erfolgt.

Mit diesem Messaufbau lassen sich Strömungssprünge einfach und schnell realisieren. Ein Nachteil ist die relativ schlechte Reproduzierbarkeit des Sprungendwerts. Erst durch mehrere Durchgänge und Mittelung der Ergebnisse lassen sich zuverlässige Aussagen über das dynamische Verhalten des Sensors treffen.

4.3.3 Messaufbau für Charakterisierung der Temperaturabhängigkeit

Die Untersuchung der Ausgangssignaländerung auf Grund von Schwankungen der Umgebungstemperatur ist wesentlicher Bestandteil jeder Sensorcharakterisierung. Dies trifft insbesondere bei den thermischen Strömungssensoren zu, weil sie auf der Auswertung der Temperaturverteilung beruhen. Eine Änderung der Fluid- und/oder Umgebungstemperatur wirkt sich daher in den meisten Fällen spürbar auf das Sensorsignal aus.

In dieser Arbeit wird stets angenommen, dass die Fluid- und Umgebungstemperatur gleich sind. Eine Änderung der Umgebungstemperatur muss daher auch eine entsprechende Änderung der Fluidtemperatur nach sich ziehen. Um das zu bewerkstelligen, wurde zwischen dem Massendurchflussregler (MFC, engl. Mass Flow Controller), aus dem der Stickstoff kommt und dem Einlass des Messaufbaus (vergl. Abb. 4.5b) eine Kupferspirale eingefügt. Beim Durchströmen der 10 m langen Spirale mit einem Innendurchmesser von nur 4,4 mm erwärmt sich das Gas allmählich auf die Umgebungstemperatur auf der sich die Spirale befindet.

Kontrollierte Änderungen der Umgebungs- und dadurch auch der Fluidtemperatur wurden mittels einer Temperatorkammer realisiert. Neben dem Strömungssensor und der Kupferspirale beinhaltet diese auch zwei Pt100-Temperatursensoren (Abb. 4.7). Einer ist im Silikonschlauch nach der Spirale aber noch vor dem Strömungssensor integriert.

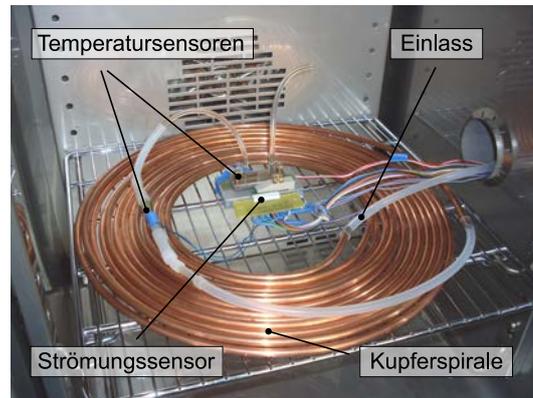


Abb. 4.7: Messaufbau für Charakterisierung der Temperaturabhängigkeit bestehend aus einer Temperaturkammer, einer Kupferspirale, Temperatursensoren für Fluid- und Chip-temperatur sowie dem Strömungssensor.

Der zweite befindet sich auf dem Aluminiumträger der Sensorplatine gleich neben dem Sensorchip. Somit kann sichergestellt werden, dass sich sowohl das Fluid als auch der Sensorchip auf gleicher Temperatur befinden. Dazu muss nach jeder Änderung der Kammer-temperatur mindestens 15 Minuten Äquilibrierungszeit abgewartet werden.

Mit dem beschriebenen Messaufbau lässt sich die Umgebungstemperatur mit einer Genauigkeit von $\pm 0,1^\circ\text{C}$ einstellen. Von der Änderung der Temperatur sind dabei nur der Sensor und das Fluid betroffen, während sich die Auswerteelektronik stets außerhalb der Kammer auf Raumtemperatur befindet.

4.4 CV-Betriebsmodus

Im CV-Betriebsmodus (CV, engl. Constant Voltage) wird die Spannung am Heizer konstant gehalten. Näherungsweise ist somit auch die Heizleistung konstant, da der spezifische Widerstand der Cr-Beschichtung eine sehr geringe Temperaturabhängigkeit besitzt (TCR von Chrom beträgt nur etwa $0,01\%/K$ [85, 86]). Ohne Strömung ergibt sich rund um den Heizer ein symmetrisches Temperaturfeld (Abb. 4.8a). Platziert man zwei Thermistoren in gleichem Abstand, stromauf- bzw. stromabwärts vom Heizer, so messen sie die gleiche Temperatur. Das am Heizer vorbei strömende Fluid bricht diese thermische Symmetrie und verursacht einen Temperaturunterschied, der durch das Thermistorpaar erfasst wird (Abb. 4.8b). Die resultierende Temperaturdifferenz $T_R - T_L$ kann daher als Maß für die wichtigen Strömungsparameter, wie z. B. mittlere Strömungsgeschwindigkeit oder Massendurchfluss herangezogen werden.

Der Übertemperaturverlauf entlang der Membranoberfläche ($\Delta T = T - T_{\text{LAB}}$, wobei T_{LAB} die Labor- bzw. Umgebungstemperatur bezeichnet) kann durch die FEM-Simulationen visualisiert werden (Abb. 4.9). Durch Konvektion werden bei der Strömung zwar beide Thermistoren gekühlt, der stromaufwärts gelegene Thermistor jedoch mehr als sein stromabwärts positioniertes Gegenstück. Der Temperaturunterschied der beiden Thermistoren wird dabei zur Bildung des ersten Ausgangssignals (U_{A1}) herangezogen,

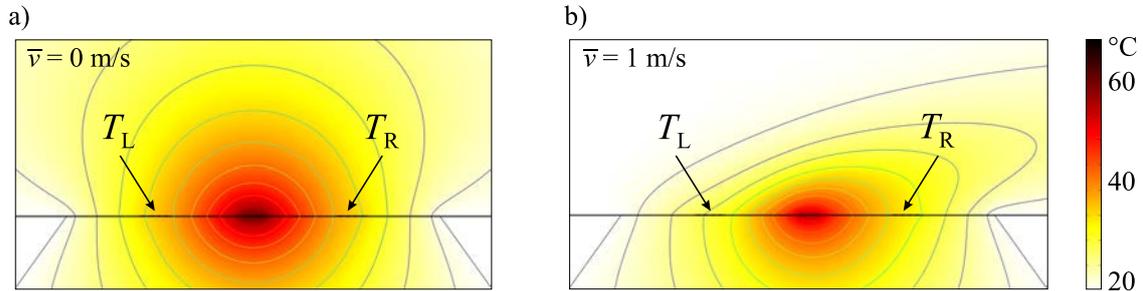


Abb. 4.8: FEM Simulationsergebnisse für den kalorimetrischen Strömungssensor im CV-Betriebsmodus ohne Strömung (a) und bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von $\bar{v} = 1 \text{ m/s}$ (b). Die Heizleistung ist näherungsweise konstant und beträgt $3,3 \text{ mW}$. Die Lage der Thermistoren wird durch die Pfeile markiert.

während die Abkühlung der Membran an sich mit dem zweiten Ausgangssignal (U_{A2}) korrespondiert (wird in Abb. 4.9 durch das Symbol \mapsto angedeutet).

Abbildung 4.10 zeigt die schematische Darstellung der Auswertelektronik im CV-Betriebsmodus. Die Thermistoren werden mit einer konstanten Bias-Spannung belegt. Durch den sehr niedrigen Wert von nur $U_{\text{bias}} = 0,5 \text{ V}$ (entspricht einer dissipierten Leistung in der Größenordnung von $5 \mu\text{W}$) wird sichergestellt, dass die Selbsterwärmung der Thermistoren vernachlässigbar ist. Mit dem durch den Heizer induzierten Temperaturfeld ändern sich ihre Widerstände und somit auch die elektrischen Ströme durch die Thermistoren. Diese werden mittels Transimpedanzverstärker (auch Strom/Spannungswandler genannt) in Spannungen U_L und U_R umgesetzt. Die Differenz dieser zwei Spannungen, gebildet mit dem Instrumentenverstärker stellt die erste Sensorausgangsgröße dar ($U_{A1} = U_L - U_R$). Ihre Summe, gewonnen mit einem einfachen Addierer (nicht ersichtlich aus Abb. 4.10) ergibt das zweite Ausgangssignal ($U_{A2} = -[U_L + U_R]$).

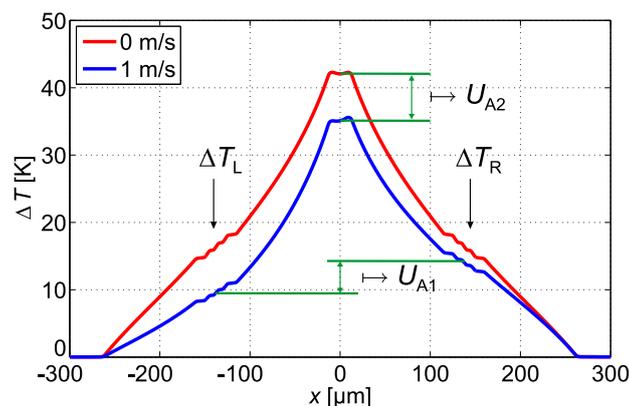


Abb. 4.9: Simulierter Verlauf der Übertemperatur auf der Sensormembran entlang der x -Achse für den strömungslosen Fall sowie bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von $\bar{v} = 1 \text{ m/s}$. Die Pfeile zeigen wo sich die Thermistormittelpunkte befinden. Die Welligkeit um diese Punkte rührt von den Kontaktierungsstreifen her (vergl. Abb. 4.4). Der Koordinatenursprung liegt in der Mitte der Membran und die Heizspannung beträgt $U_H = 3 \text{ V}$.

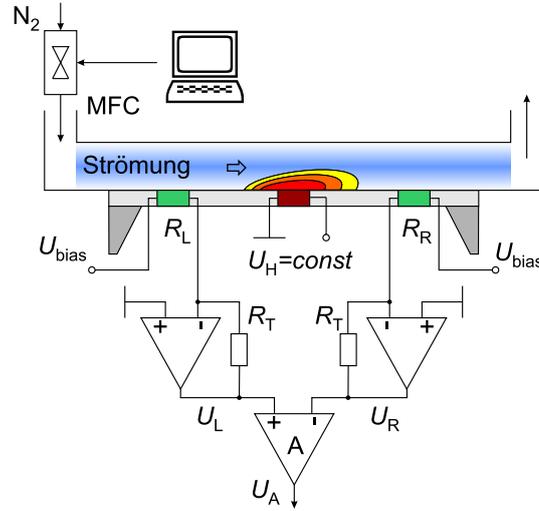


Abb. 4.10: Schematische Darstellung der Auswerteelektronik im CV-Betriebsmodus. Der Widerstand der Transimpedanzverstärker beträgt $R_T = 100 \text{ k}\Omega$.

Mit einem PC wird der Massendurchflussregler (MFC) für die Stickstoffversorgung gesteuert. Ebenfalls durch den Computer gesteuert erfolgt das Auslesen der Digitalmultimeter, welche die Ausgangsspannungen messen, sowie Speicherung, Mittelung und graphische Darstellung der Ergebnisse. Im Folgenden beträgt die Verstärkung des Instrumentenverstärkers stets $A = 1$ und die Verstärkung der Transimpedanzverstärker 10^5 V/A , außer es wird anders angegeben.

4.4.1 Stationäre Charakterisierung

Die Spannungen U_L und U_R sind eine Funktion des jeweiligen Thermistorwiderstands und dadurch auch der Strömungsgeschwindigkeit. Mit der Formel für die $R(T)$ -Thermistorkennlinie (2.10), kann daraus die Thermistortemperatur über der mittleren Geschwindigkeit \bar{v} errechnet werden. Zum Beispiel gilt für den rechten Thermistor

$$U_R(\bar{v}) = \frac{-U_{\text{bias}}}{R_R(\bar{v})} \cdot R_T = \frac{-U_{\text{bias}}}{R_0 \cdot e^{\alpha(\Delta T_R(\bar{v}) + T_{\text{LAB}})}} \cdot R_T, \quad (4.9)$$

wobei α den Temperaturkoeffizienten, R_0 den Thermistorwiderstand bei 0°C und R_T den Widerstand des Transimpedanzverstärkers bezeichnen. Daraus folgt

$$\Delta T_R = \frac{\ln\left(\frac{U_{\text{bias}} \cdot R_T}{-U_R \cdot R_0}\right)}{\alpha} - T_{\text{LAB}} = T_R - T_{\text{LAB}}. \quad (4.10)$$

Ähnlich erhält man auch die Übertemperatur des linken Thermistors ΔT_L . Abbildung 4.11a zeigt die Ergebnisse bei einer konstanten Heizspannung von $U_H = 3 \text{ V}$. Neben den Übertemperaturen des linken und rechten Thermistors ist gestrichelt auch ihr Mittelwert $\Delta T_M = (\Delta T_L + \Delta T_R)/2$ dargestellt, der für das zweite Ausgangssignal herangezogen wird.

Während der stromaufwärts gelegene Thermistor durch die Konvektion nur abgekühlt wird, steigt die Temperatur des anderen Thermistors mit aufkommender Strömung

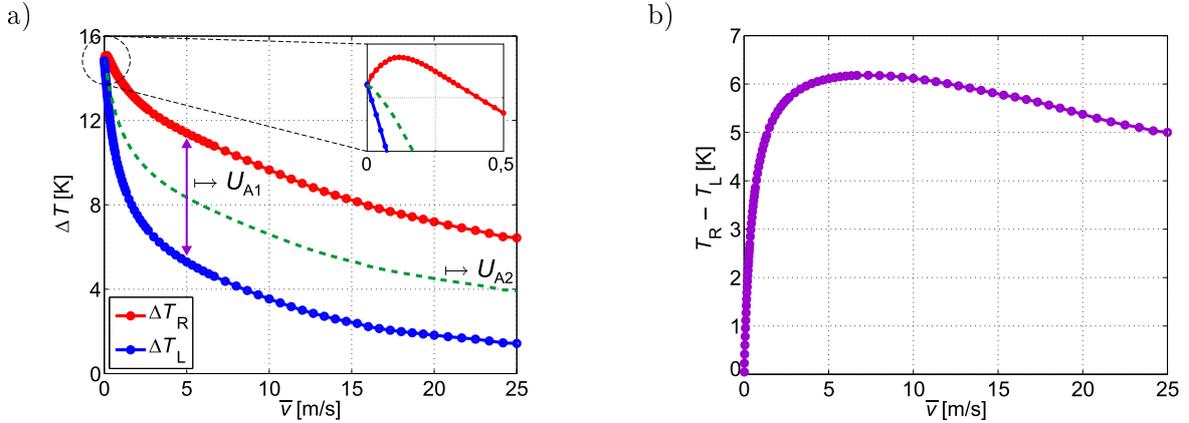


Abb. 4.11: (a) Übertemperatur ΔT der Thermistoren als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit im Kanal \bar{v} . Der Ausschnitt illustriert dieses Verhalten für Geschwindigkeiten unter $0,5 \text{ m/s}$. Die gestrichelte Linie stellt den Mittelwert ΔT_M dar und korrespondiert mit dem zweiten Ausgangssignal U_{A2} . (b) Das erste Ausgangssignal U_{A1} ist eine Funktion des Temperaturunterschieds $T_R - T_L$.

zuerst leicht an. Erst ab etwa $0,1 \text{ m/s}$ werden beide nur abkühlt. Dieser Effekt unterstützt die große Empfindlichkeit (Steigung der Ausgangskennlinie) bei kleineren Strömungsgeschwindigkeiten. Ohne Strömung ist die Temperaturdifferenz und somit auch das Ausgangssignal U_{A1} gleich null. Bei sehr großen Geschwindigkeiten werden beide Thermistoren stark gekühlt und ihre Temperatur nähert sich dem Wert der Umgebungstemperatur. Daher geht die Temperaturdifferenz gegen null. Somit ist klar, dass U_{A1} keinen monotonen Verlauf aufweisen kann sondern eine Funktion mit einem globalen Maximum sein muss (Abb. 4.11b). Die mittlere Übertemperatur beider Thermistoren (gestrichelte grüne Kurve in Abb. 4.11a) kann ebenfalls zur Geschwindigkeitsmessung herangezogen werden. Dieses Signal ist stets monoton fallend.

Für die Charakteristik $\Delta T = T_R - T_L$ aus Abb. 4.11b ergibt sich eine Anfangsempfindlichkeit (Steigung der Kennlinie für $\bar{v} \rightarrow 0$) von $S_0 = d\Delta T/d\bar{v} \approx 14,3 \text{ K}/(\text{m/s})$. Bei der Herleitung vom analytischen Modell des kalorimetrischen Strömungssensors im Kapitel 3 wurde die Formel (3.57) für die Anfangsempfindlichkeit in Abhängigkeit von der Thermistorposition ξ angegeben. Mit den Materialparametern aus Tab. 3.1 sowie $w = 890 \mu\text{m}^{(2)}$, $L_H = 12,5 \mu\text{m}$ und $L_T = 137,5 \mu\text{m}$ ergibt sich daraus bei der gleichen Heizleistung ein Wert von $S_0 \approx 94 \text{ K}/(\text{m/s})$. Der mehr als sechsfache Unterschied erklärt sich vor allem durch die Nichtberücksichtigung des Silizium-Rahmens der Membran, was höhere Temperaturen im analytischen Modell zur Folge hat. Hier zeigt sich deutlich, dass das im Kapitel 3 beschriebene analytische Modell nur für qualitative Aussagen und zum Teil zur Abschätzung der Größenordnungen geeignet ist.

Die gemessenen Ausgangsspannungen sind im Vergleich mit FEM-Simulationsergebnissen in Abb. 4.12 dargestellt. Das erste Ausgangssignal U_{A1} ist typischerweise mit einem kleinen Offset belegt, der durch verschiedene Ursachen zustande kommt. Zum einen sind das die Exemplarstreuung der Thermistoren und zum anderen die Abweichung von der Symmetrie, die während des Herstellungsprozesses durch Maskenversatz entsteht.

²Die Länge des U-förmigen Heizers beträgt $1000 \mu\text{m}$, davon liegt $890 \mu\text{m}$ auf der Membran.

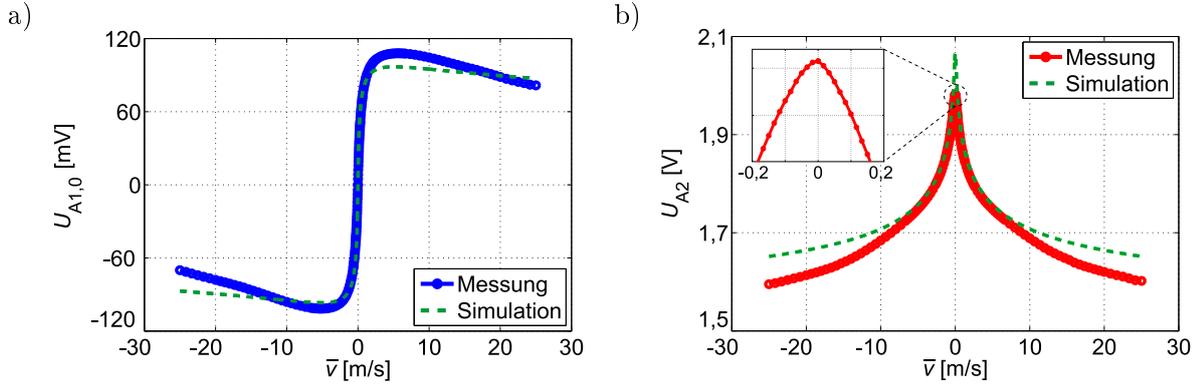


Abb. 4.12: Messergebnisse im CV-Betriebsmodus im Vergleich mit FEM-Simulationsergebnissen. $U_{A1,0}$ ist offset-korrigiertes Ausgangssignal U_{A1} . Am Heizer liegt eine konstante Spannung von $U_H = 3\text{ V}$, was bei $R_H = 2700\Omega$ einer Heizleistung von ca. $P_H = 3,3\text{ mW}$ entspricht.

Da dieser Offset temperaturabhängig ist, muss er vor jeder Messung erneut abgeglichen werden. Dies geht sehr bequem über den Instrumentenverstärker, der einen Offsetabgleich bietet. In Abb. 4.12a ist der Offset (entspricht $U_{A1}(0)$ – der Ausgangsspannung bei Strömung null) schon abgezogen.

Die offset-bereinigte Spannung $U_{A1,0}(\bar{v}) = U_{A1}(\bar{v}) - U_{A1}(0)$ ist aufgrund der Differenzbildung ($U_L - U_R$) eine ungerade Funktion, was ein typisches Merkmal eines kalorimetrischen Sensors darstellt. Ihr Vorzeichen kann daher zur Bestimmung der Strömungsrichtung herangezogen werden. Das Signal erreicht seinen maximalen Wert bei etwa $5,7\text{ m/s}$, schon zuvor ist aber die Empfindlichkeit zu niedrig, um die Geschwindigkeit zuverlässig bestimmen zu können. Das zweite Ausgangssignal weist eine gerade und, was den Betrag der Geschwindigkeit betrifft, monotone Charakteristik auf (Abb. 4.12b). Es kann daher für den Bereich herangezogen werden, wo die Bestimmung der Geschwindigkeit anhand des ersten Signals schon zweideutig wird. Allerdings sättigt die Kennlinie mit steigender Strömungsgeschwindigkeit, sodass die immer schlechter werdende Auflösung den Messbereich nach oben begrenzt.

Um die beiden Signale miteinander zu vergleichen und den jeweils optimalen Strömungsbereich herauszufinden, wird anhand von Messergebnissen die Empfindlichkeit

$$S = \frac{\Delta U_A}{\Delta \bar{v}} \quad (4.11)$$

ausgerechnet, wobei die Differenzbildung Δ zwischen den benachbarten Messpunkten erfolgt. Ohne Verstärkung ($A = 1$ in Abb. 4.10) liegt das Ausgangssignal von $U_{A1,0}$ um mehr als eine Größenordnung unter jenem von U_{A2} . Für einen realistischen Vergleich beider Signale wird die Empfindlichkeit daher auf den Ausgangsspannungsbereich³ bezogen

$$S_{\text{rel,FS}} = \frac{S}{U_{A,\text{max}} - U_{A,\text{min}}}, \quad (4.12)$$

³Engl. Full Scale (FS) range, wird hier als die Differenz zwischen dem Maximal- und Minimalwert der Ausgangsspannung in positiver Strömungsrichtung ($\bar{v} \geq 0$) definiert.

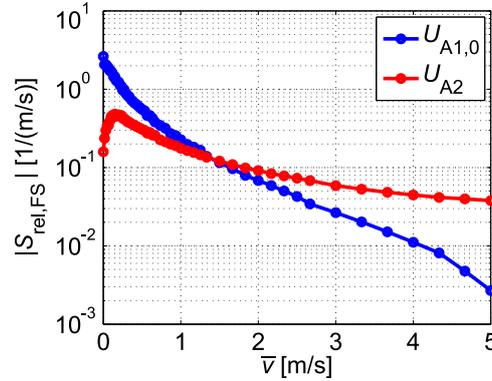


Abb. 4.13: Betrag der relativen Empfindlichkeit $S_{\text{rel,FS}}$ beider Ausgangssignale als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit.

wobei U_A die jeweilige Ausgangsspannung, $U_{A,\text{max}}$ ihren Maximal- und $U_{A,\text{min}}$ den Minimalwert bezeichnen. Aufgrund der monoton fallenden Charakteristik liegt der Minimalwert von U_{A2} am Ende des Messbereichs bei $\bar{v} = 25 \text{ m/s}$, während der Maximalwert ohne Strömung erreicht wird. Hingegen weist U_{A1} (für $\bar{v} \geq 0$) ihren Minimalwert bei Abwesenheit der Strömung und den Maximalwert wie erwähnt bei etwa $5,7 \text{ m/s}$ auf.

Abbildung 4.13 zeigt den Betrag der relativen Empfindlichkeit $S_{\text{rel,FS}}$ für den Strömungsbereich bis 5 m/s , in dem beide Ausgangssignale einen monotonen Verlauf aufweisen. $S_{\text{rel,FS}}$ ist bei U_{A1} am höchstens um den Nullpunkt und geht mit steigender Geschwindigkeit steil gegen null. Bei U_{A2} hingegen ist die Anfangsempfindlichkeit geringer und erreicht betragsmäßig das Maximum bei etwa $0,15 \text{ m/s}$. Mit zunehmender Geschwindigkeit jedoch sättigt die Charakteristik, sodass $|S_{\text{rel,FS}}|$ immer kleiner wird.

Zusammenfassend lässt sich folgern, dass die Spannung U_{A1} bevorzugt im unteren Messbereich bis etwa 1 m/s herangezogen werden soll. Sofern der Offset abgeglichen wurde, bestimmt ihr Vorzeichen, unabhängig von der Geschwindigkeit, die Strömungsrichtung. Das zweite Ausgangssignal kann parallel zum Ersten auch im unteren Bereich verwendet werden. Ab etwa 2 m/s ist es der einzig relevante Sensoroutput bezüglich des Geschwindigkeitsbetrags.

Die erreichbaren Spannungswerte der Ausgangskennlinien U_{A1} und U_{A2} (Abb. 4.12) hängen von der Heizleistung $P_H = U_H^2/R_H$ ab. Je höher die Heizleistung, desto größer sind die Ausgangssignalbereiche bei gleicher Strömungsgeschwindigkeit. Braucht man eine Kenngröße die unabhängig von der dissipierten Leistung ist, um z. B. verschiedene Sensorlayouts mit einander zu vergleichen, so kann man sich des thermischen Widerstands bedienen. Hier wird die mittlere Übertemperatur der Membranthermistoren auf die Heizleistung bezogen

$$R_{\text{therm}} = \frac{\Delta T_M}{P_H}. \quad (4.13)$$

Der thermische Widerstand in diesem Zusammenhang besagt, wie viele Watt Leistung notwendig sind, um eine Erhöhung der mittleren Übertemperatur um einen Kelvin zu erreichen. Er hängt von der Geometrie, den verwendeten Materialien sowie der Strömungsgeschwindigkeit ab, jedoch nicht von der tatsächlichen Heizleistung. Da die Leis-

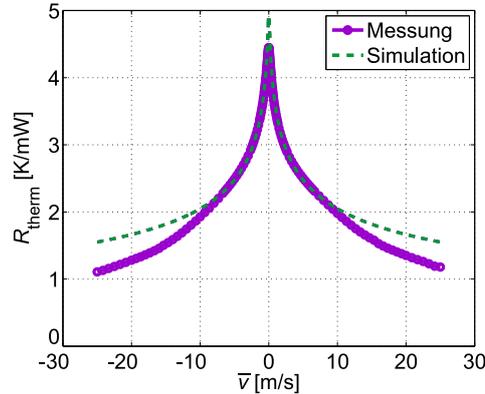


Abb. 4.14: Thermischer Widerstand in Abhängigkeit von der mittleren Strömungsgeschwindigkeit.

tung im CV-Betriebsmodus näherungsweise konstant ist, hat diese Charakteristik einen ähnlichen Verlauf wie die Spannung U_{A2} , die aus ΔT_M abgeleitet wird (Abb. 4.14).

4.4.2 Transiente Charakterisierung

Die transiente Charakterisierung gibt uns die Antwort auf die Frage, wie das Ausgangssignal auf turbulente oder schnell ändernde Strömungen reagiert. Aufgrund der Miniaturisierung ist die thermische Masse gering, was kurze Ansprechzeiten begünstigt. Das thermo-dynamische System des Sensors verhält sich wie ein Tiefpass bezüglich der Änderungen der Strömungsgeschwindigkeit. Das Ermitteln der äquivalenten Bandbreite ist wichtig, um die Bandbreite der nachfolgenden Auswerteelektronik und somit auch das Rauschen zu begrenzen.

Für die transiente Charakterisierung wird nur die Spannung $U_{A1,0}$ herangezogen, wobei die Verstärkung des Instrumentenverstärkers $A = 50$ beträgt. Abbildung 4.15 zeigt eine typische Antwort auf einen Strömungssprung von beinahe 0 m/s auf etwa 0,75 m/s. Nach dem Sprung wird eine Welligkeit im weiteren Signalverlauf mit einer Periode von etwa 1 ms sichtbar. Unter Berücksichtigung der Schallgeschwindigkeit für Stickstoff (etwa 334 m/s bei 25 °C) entspricht dies einer Wellenlänge von ca. 33 cm, was näherungsweise die doppelte Länge des Ballonbehälters ausmacht (vergl. Abb. 4.6a). Die Welligkeit kann daher auf die darin entstehende akustische Resonanz zurückgeführt werden.

Die mittlere, aus mehreren Messungen gebildete, 10-90 %-Anstiegszeit t_r beträgt etwa 2 ms. Mit der groben Annahme des Tiefpasssystems erster Ordnung für das dynamische Sensorsystem kann die Grenzfrequenz bzw. die Bandbreite abgeschätzt werden [72]

$$f_g = \frac{\ln 9}{2\pi \cdot t_r} \approx \frac{0,35}{t_r}. \quad (4.14)$$

Diese liegt bei über 100 Hz, sodass die Auswerteelektronik mit einer Bandbreite größer als 1 kHz ausgelegt werden kann. Durch die um eine Dekade höhere Bandbreite wird die Sensordynamik kaum beeinträchtigt, das Rauschen jedoch effektiv reduziert.

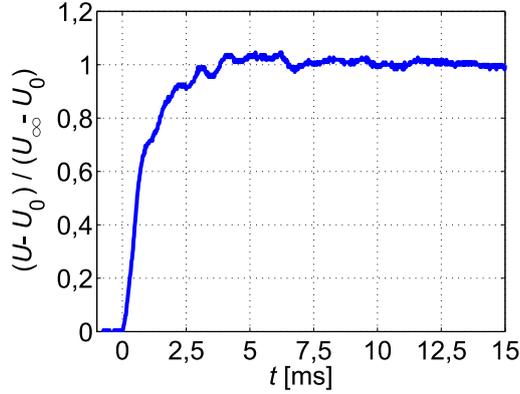


Abb. 4.15: Ausgangssignal U_{A1} nach einer sprunghaften Änderung der Strömungsgeschwindigkeit. Die Sprungantwort ist offset-bereinigt und auf die Sprunghöhe bezogen. U_0 und U_∞ bezeichnen Anfangs- bzw. Endwert.

4.4.3 Charakterisierung der Temperaturabhängigkeit

Ein kalorimetrisches Sensorlayout wird oft bevorzugt, da es, neben der Erkennung der Strömungsrichtung, in den meisten Fällen auch die Unabhängigkeit von der Umgebungstemperatur mit sich bringt. Die Voraussetzung dafür ist eine lineare Kennlinie der Thermistoren

$$U_{TH} = k \cdot T_{TH} + U_{off} = k \cdot (T_{LAB} + \Delta T_{TH}) + U_{off}, \quad (4.15)$$

wobei k den Proportionalitätsfaktor, T_{TH} die Thermistortemperatur, T_{LAB} die Umgebungstemperatur, ΔT_{TH} die Thermistorübertemperatur und U_{off} eine konstante Offsetspannung bezeichnen. Bei der Differenzbildung kürzt sich der Term T_{LAB} weg und das Ausgangssignal hängt idealerweise nur von der Differenz der Übertemperaturen ab, die wiederum eine Funktion der Strömungsgeschwindigkeit sind.

Anders jedoch bei einer nichtlinearen Kennlinie, wie das bei den Thermistoren aus aGe der Fall ist. Mit der exponentiellen Thermistorkennlinie (2.10) ergibt sich das Ausgangssignal (vergl. auch Gl. (4.9) und Abb. 4.10) zu

$$\begin{aligned} U_{A1} &= A \cdot (U_L - U_R) = A \cdot R_T \cdot U_{bias} \cdot \left(\frac{1}{R_R} - \frac{1}{R_L} \right) \\ &= \frac{A \cdot R_T \cdot U_{bias}}{R_0} \left[\frac{1}{e^{\alpha \cdot (T_{LAB} + \Delta T_R)}} - \frac{1}{e^{\alpha \cdot (T_{LAB} + \Delta T_L)}} \right] \\ &= e^{-\alpha \cdot T_{LAB}} \cdot K \cdot (e^{-\alpha \cdot \Delta T_R} - e^{-\alpha \cdot \Delta T_L}), \end{aligned} \quad (4.16)$$

wobei $K = A \cdot R_T \cdot U_{bias} / R_0$ eine thermistorspezifische Konstante bezeichnet. Aufgrund des Terms $e^{-\alpha \cdot T_{LAB}}$ hängt das Ausgangssignal trotz Differenzbildung von der Umgebungstemperatur ab. Diese Abhängigkeit wurde mit dem in Unterabschnitt 4.3.3 beschriebenen Setup untersucht. Da die Temperaturkammer nicht kühlen kann, wurden die Messungen beginnend mit 25 °C in 2 °C-Schritten bis zu einer Temperatur von 45 °C durchgeführt. Die Schlussfolgerungen aus den Messergebnissen sind aber allgemein und gelten auch für den Temperaturbereich unter der Raumtemperatur.

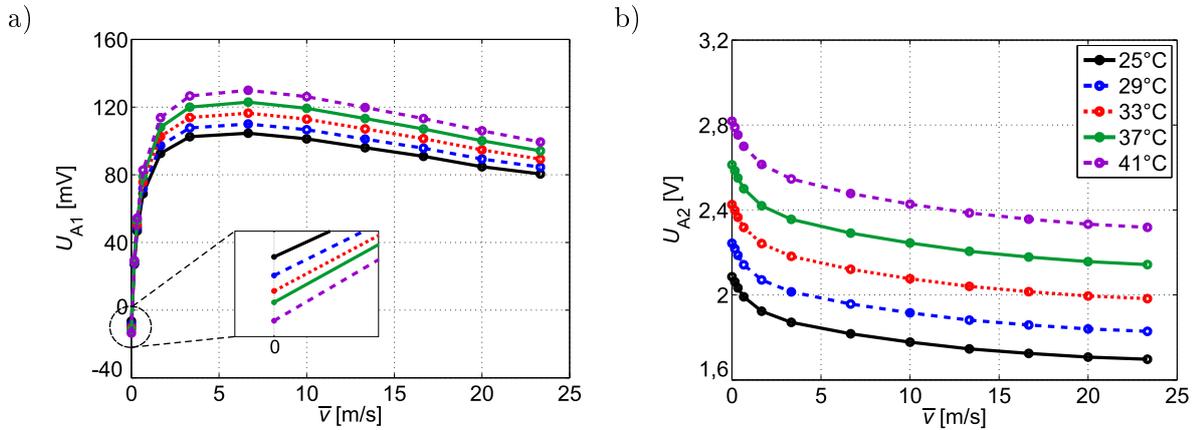


Abb. 4.16: Ausgangssignale U_{A1} und U_{A2} als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit für verschiedene Werte der Umgebungstemperatur im CV-Betriebsmodus mit $U_H = 3$ V.

Ausgangskennlinien U_{A1} sowie U_{A2} als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeiten für verschiedene Werte der Umgebungstemperatur sind in Abb. 4.16 dargestellt. Typischerweise weist U_{A1} einen Offset auf, der ebenfalls temperaturabhängig ist (Ausschnitt in Abb. 4.16a). Dieser Offset muss entweder vor jeder Messung kompensiert oder, wenn es während der Messung zu einer Änderung der Umgebungstemperatur kommt, nachträglich abgezogen werden. Da diese Abhängigkeit exemplarspezifisch ist, muss sie für jeden Sensorchip gesondert aufgenommen werden. Für das im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Sensorexemplar kann sie in guter Näherung durch eine lineare Funktion approximiert werden (Abb. 4.17).

Um zu untersuchen, wie sich das Ausgangssignal bei konstanter Geschwindigkeit ändert, muss man einen vertikalen Schnitt $\bar{v} = \text{konst}$ durch die aufgenommene Kennlinienschar durchführen. Die so erhaltenen Kurven lassen sich sehr gut mit exponentiellen Funktionen approximieren (Abb. 4.18a). In diesem Fall ergibt sich aus dem Exponenten der Approximationsfunktion direkt der Temperaturkoeffizient β_U des betrachteten

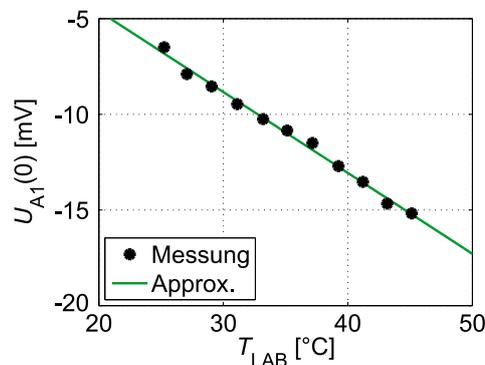


Abb. 4.17: Offsetspannung $U_{A1}(0)$ des getesteten Sensorexemplars als Funktion der Umgebungstemperatur im CV-Betriebsmodus mit $U_H = 3$ V.

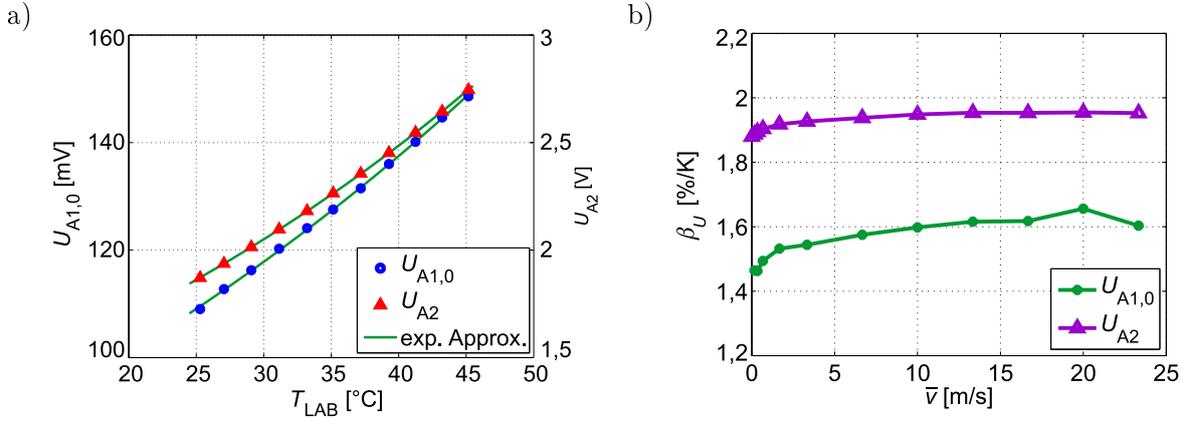


Abb. 4.18: (a) Temperaturabhängigkeit der offset-korrigierten Spannung $U_{A1,0}$ und Ausgangsspannung U_{A2} bei konstanter Strömungsgeschwindigkeit von $\bar{v} = 3,3$ m/s. (b) Temperaturkoeffizient β_U von $U_{A1,0}$ und U_{A2} als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit.

Ausgangssignals

$$\beta_U = \frac{dU}{U \cdot dT_{LAB}}. \quad (4.17)$$

β_U gibt die relative Änderung des Signals mit der Umgebungstemperatur T_{LAB} wieder und darf nicht mit dem Temperaturkoeffizienten α verwechselt werden. Denn dieser beschreibt die relative Widerstandsänderung des Thermistors in Abhängigkeit von seiner *tatsächlichen* Temperatur $T = T_{LAB} + \Delta T$.

Wiederholt man den oben geschilderten Vorgang für relevante Geschwindigkeitspunkte über den ganzen Messbereich bis 25 m/s, ergibt sich der Verlauf des Temperaturkoeffizienten als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit (Abb. 4.18b). β_U hängt nur schwach von der Geschwindigkeit ab. Für $U_{A1,0}$ im unteren Strömungsbereich, wo dieses Signal relevant ist, kann ein mittlerer Wert von etwa $\beta_{U_{A1,0}} = 1,5$ %/K ermittelt werden. Im oberen Geschwindigkeitsbereich, wo hingegen U_{A2} bevorzugt zur Anwendung kommt, ergibt sich ein mittlerer Wert von etwa $\beta_{U_{A2}} = 1,95$ %/K.

Mit den bekannten mittleren Werten des Temperaturkoeffizienten β_U kann eine Korrektur der Messwerte wie folgt durchgeführt werden. Ein Ausgangssignal ($U_{A1,0}$ oder U_{A2}) hängt von der Strömungsgeschwindigkeit und der Umgebungstemperatur ab

$$U_A(\bar{v}, T_{LAB}) = U_{A,ref}(\bar{v}) \cdot e^{\beta_U \cdot (T_{LAB} - T_{ref})}, \quad (4.18)$$

wobei $U_{A,ref}$ das jeweilige Ausgangssignal gemessen bei der Referenztemperatur T_{ref} bezeichnet (z. B. die Charakteristika aus Abb. 4.12, die bei einer Referenztemperatur $T_{ref} = 23$ °C aufgenommen wurden). Falls während des Sensorbetriebs eine andere Umgebungstemperatur als T_{ref} festgestellt wird, muss zuerst die entsprechende Offsetspannung $U_{A1}(0)$ anhand von Abb. 4.17 berechnet und von U_{A1} abgezogen werden. Für U_{A2} entfällt dieser Schritt. Anschließend, muss das jeweilige Ausgangssignal $U_A(\bar{v}, T_{LAB})$ mit

einer Korrekturfunktion f_{korrr} multipliziert werden

$$U_{\text{A,ref}}(\bar{v}) = U_{\text{A}}(\bar{v}, T_{\text{LAB}}) \cdot f_{\text{korrr}}$$

$$f_{\text{korrr}} = e^{-\beta U \cdot (T_{\text{LAB}} - T_{\text{ref}})}. \quad (4.19)$$

Für die Gewinnung der Geschwindigkeitsinformation wird stets nur die inverse Funktion der Referenzkennlinie $U_{\text{A,ref}}$ herangezogen

$$\bar{v} = U_{\text{A,ref}}^{-1}(\bar{v}). \quad (4.20)$$

Dass der Wert des Temperaturkoeffizienten für U_{A2} betragsmäßig in der Nähe vom TCR der aGe Thermistoren liegt $\beta_{U_{\text{A2}}} \approx -\alpha$, ist nicht zufällig. U_{A2} kann folgendermaßen ausgedrückt werden (vergl. Gl. (4.9) und (4.16))

$$U_{\text{A2}} = -(U_{\text{L}} + U_{\text{R}}) = K \cdot [e^{-\alpha \cdot (T_{\text{LAB}} + \Delta T_{\text{R}})} + e^{-\alpha \cdot (T_{\text{LAB}} + \Delta T_{\text{L}})}],$$

$$K = \frac{A \cdot R_{\text{T}} \cdot U_{\text{bias}}}{R_0}. \quad (4.21)$$

Mit der Näherung für die exponentielle Funktion $e^{ax} \approx 1 + ax$ (wenn $|ax| \ll 1$) folgt daraus

$$\beta_{U_{\text{A2}}} = \frac{dU_{\text{A2}}}{U_{\text{A2}} \cdot dT_{\text{LAB}}} = \frac{-\alpha \cdot K \cdot e^{-\alpha \cdot T_{\text{LAB}}} \cdot [e^{-\alpha \cdot \Delta T_{\text{R}}} \cdot (1 + \Delta T'_{\text{R}}) + e^{-\alpha \cdot \Delta T_{\text{L}}} \cdot (1 + \Delta T'_{\text{L}})]}{K \cdot e^{-\alpha \cdot T_{\text{LAB}}} \cdot [e^{-\alpha \cdot \Delta T_{\text{R}}} + e^{-\alpha \cdot \Delta T_{\text{L}}}]}$$

$$\approx \frac{-\alpha \cdot [(1 - \alpha \Delta T_{\text{R}})(1 + \Delta T'_{\text{R}}) + (1 - \alpha \Delta T_{\text{L}})(1 + \Delta T'_{\text{L}})]}{(1 - \alpha \Delta T_{\text{R}}) + (1 - \alpha \Delta T_{\text{L}})}$$

$$= \frac{-2\alpha - \cancel{\alpha \Delta T'_{\text{R}}} + \cancel{\alpha^2 \Delta T_{\text{R}}} + \cancel{\alpha^2 \Delta T_{\text{R}} \Delta T'_{\text{R}}} - \cancel{\alpha \Delta T'_{\text{L}}} + \cancel{\alpha^2 \Delta T_{\text{L}}} + \cancel{\alpha^2 \Delta T_{\text{L}} \Delta T'_{\text{L}}}}{2 - \frac{2\alpha \cdot (\Delta T_{\text{R}} + \Delta T_{\text{L}})}{2}}$$

$$= \frac{-\alpha}{1 - \alpha \Delta T_{\text{M}}} \approx -\alpha, \quad (4.22)$$

wobei das Ableitungszeichen ' die Ableitung nach T_{LAB} bedeutet. Die Übertemperaturen ΔT_{R} und ΔT_{L} hängen hauptsächlich von der Strömungsgeschwindigkeit ab. Aufgrund der schwachen Temperaturabhängigkeit der Materialparameter des Fluids sowie des Chrom-Heizers wurde auch eine geringfügige Abhängigkeit von ΔT_{R} und ΔT_{L} von der Umgebungstemperatur gemessen. $\Delta T'_{\text{R}}$ und $\Delta T'_{\text{L}}$ liegen im gesamten Messbereich zwischen $-0,06$ und $-0,01$ und damit in der Größenordnung von TCR der aGe Thermistoren, der bei dem getesteten Sensorexemplar $\alpha = -0,0199 \text{ K}^{-1}$ beträgt. Somit können alle gestrichelten Terme in Gl. (4.22) im Vergleich zum Term 2α vernachlässigt werden. Die mittlere Übertemperatur ΔT_{M} beträgt ohne Strömung etwa 15 K (vergl. Abb. 4.11a, gestrichelte Kurve) und geht mit steigender Strömungsgeschwindigkeit gegen null, wodurch sich $\beta_{U_{\text{A2}}} \approx -\alpha$ ergibt.

Durch eine ähnliche Rechnung ergibt sich für den Temperaturkoeffizienten von $U_{\text{A1}} = U_{\text{L}} - U_{\text{R}}$

$$\beta_{U_{\text{A1}}} = -\alpha + \frac{\Delta T'_{\text{R}} - \Delta T'_{\text{L}}}{\Delta T_{\text{R}} - \Delta T_{\text{L}}}. \quad (4.23)$$

Der zweite Term in dieser Gleichung reduziert den Wert von $\beta_{U_{A1}}$ und ist für den Verlauf in Abb. 4.18b verantwortlich⁴.

4.5 PSpice Modellierung

Der CV-Betriebsmodus hat den Vorteil einer relativ einfachen Auswerteelektronik. Aufgrund der näherungsweise konstanten Heizleistung ist das auf der Temperaturdifferenz basierende Ausgangssignal $U_{A1,0}$ jedoch nicht unbegrenzt monoton steigend (Abb. 4.12a), was den nutzbaren Messbereich stark eingrenzt. Man kann sich alternativ des zweiten Ausgangssignals U_{A2} bedienen, dieses weist allerdings eine gerade Charakteristik auf, sodass es nicht für die Bestimmung der Strömungsrichtung geeignet ist. Damit der Verlauf von $U_{A1,0}$ im ganzen Messbereich monoton bleibt, muss im Falle starker konvektiver Abkühlung die Heizleistung erhöht werden. Für die Nachführung der Heizspannung kommt ein elektronischer Regler zur Anwendung, was jedoch die Komplexität der Sensorelektronik um einiges erhöht.

Um das komplexe Zusammenspiel zwischen dem Sensor und der Elektronik zu untersuchen und ein optimales Reglerverhalten zu erzielen, ist es von Vorteil dies zuerst am PC zu simulieren. PSpice⁵ ist ein weit verbreitetes Simulationsprogramm zur Analyse komplexer elektronischer Schaltungen, welches Schaltungsentwürfe bzw. ihre Optimierung enorm erleichtert. Das FEM-Simulationsprogramm COMSOL bietet zwar eine Schnittstelle für PSpice, diese eignet sich jedoch primär zum Simulieren des Sensorverhaltens im Zusammenhang mit einer bekannten und unveränderlichen Auswerteelektronik. Möchte man jedoch bei einem bekanntem Sensordesign die Auswerteelektronik entwerfen und optimieren, muss man den umgekehrten Weg einschlagen und ein PSpice-Modell vom thermischen System des Sensors entwickeln, das dann in die PSpice-Simulation der Auswerteelektronik integriert wird.

Der PSpice-Simulator verlangt als Eingangsgrößen elektrische Spannungen bzw. Ströme. Dabei sind durch Einsatz von gesteuerten Quellen sowie Tabellen mit Eingangs-/Ausgangswerten auch komplexe Zusammenhänge realisierbar. Dagegen koppelt ein Strömungssensor Phänomene der Fluidmechanik, des Wärmetransports und der elektrischen Leitung, wobei er die zu messende physikalische Größe (die mittlere Strömungsgeschwindigkeit) in eine analoge elektrische Größe umwandelt. Um ein PSpice-Sensormodell zu erstellen, müssen formal alle physikalischen Größen auf äquivalente elektrische Quellen und Netzwerke abgebildet werden [87].

In [88] wurde vorgeschlagen, das Sensorgebiet durch eine endliche Zahl von Elementen zu diskretisieren (FDM, engl. Finite Difference Modelling). Die Einzelelemente bestehen aus Kondensatoren, die das transiente Verhalten berücksichtigen, sowie Widerständen, von denen manche auch strömungsabhängig sind. In dieser Arbeit wurde ein anderer Weg eingeschlagen und der Sensor als Ganzes betrachtet. Zuerst wurde der aGe-Thermistor als ein diskretes Bauelement modelliert. Danach folgte die Modellierung

⁴Im Idealfall gilt $U_{A1,0} = U_{A1}$ und daher auch $\beta_{U_{A1,0}} = \beta_{U_{A1}}$, sonst je nach Offset $\beta_{U_{A1,0}} \approx \beta_{U_{A1}}$.

⁵Eine Weiterentwicklung der SPICE Netzwerksimulationssoftware der Universität Berkeley, die von der Firma Cadence vertrieben wird. Es gibt auch vergleichbare, kostenlose Varianten von SPICE basierter Software

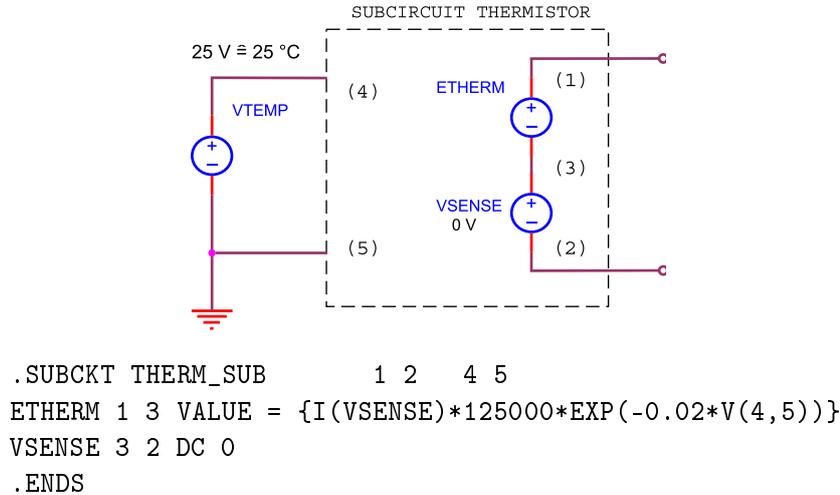


Abb. 4.19: PSpice-Subcircuit eines aGe-Thermistors ($R_0 = 125 \text{ k}\Omega$, $\alpha = -0,02 \text{ K}^{-1}$). Die Temperatur (hier $T = 25 \text{ }^\circ\text{C}$) wird in Form einer Spannungsquelle vorgegeben (VTEMP). Durch die entsprechende Definition der Spannungsquelle ETHERM wird die Thermistorkennlinie $R(T)$ realisiert.

des komplexen Zusammenhangs zwischen der stationären Übertemperatur der Thermistoren und der Heizspannung und Strömungsgeschwindigkeit. Abschließend wurde noch das transiente Verhalten berücksichtigt.

Abbildung 4.19 zeigt das PSpice-Modell eines aGe-Thermistors, das als ein Funktionsblock (engl. subcircuit) realisiert wurde [89]. Die Temperatur wird in Form einer Spannungsquelle vorgegeben (VTEMP), wobei ein Volt einem Grad Celsius ($0 \text{ V} \hat{=} 0 \text{ }^\circ\text{C}$) entspricht. Die Spannungsquelle VSENSE ist eine „Dummy“-Quelle mit 0 V Spannung, die nur zur Ermittlung der Stromstärke durch diesen Zweig dient. Die Spannung an den Anschlussklemmen des rechten Zweigs ist daher gleich der Spannung ETHERM und beträgt

$$V(1,2) = V(1,3) = I(\text{VSENSE}) \cdot f(\text{VTEMP}), \quad (4.24)$$

wobei $I(\text{VSENSE})$ die Stromstärke durch die Quelle VSENSE ist. Nach dem Ohmschen Gesetz stellt die Funktion f somit einen von der Spannung VTEMP abhängigen Widerstand dar und entspricht in unserem speziellen Fall der Thermistorkennlinie $R(T)$. Im Allgemeinen stellt dieser Funktionsblock einen spannungsgesteuerten Widerstand dar, mit dem man, je nach Funktion f , beliebige Widerstandsabhängigkeiten modellieren kann.

Den zu simulierenden kalorimetrischen Strömungssensor kann man formell als einen Aktor (den Heizer H, dessen Spannung vom Regler eingestellt wird), zwei Sensoren (die Membranthermistoren MT_L und MT_R , deren Temperaturen von der Heizspannung und Strömungsgeschwindigkeit abhängen) sowie ein dynamisches System dazwischen (die Membran) auffassen (Abb. 4.20a). Außerdem, gibt es noch zwei Substratthermistoren, deren Widerstand jedoch nur von der Umgebungstemperatur abhängt. Legt man einen Spannungssprung von null auf U_H an den Heizer, so ändert sich nach einem transienten Vorgang die Temperatur eines Membranthermistors von der Umgebungstemperatur

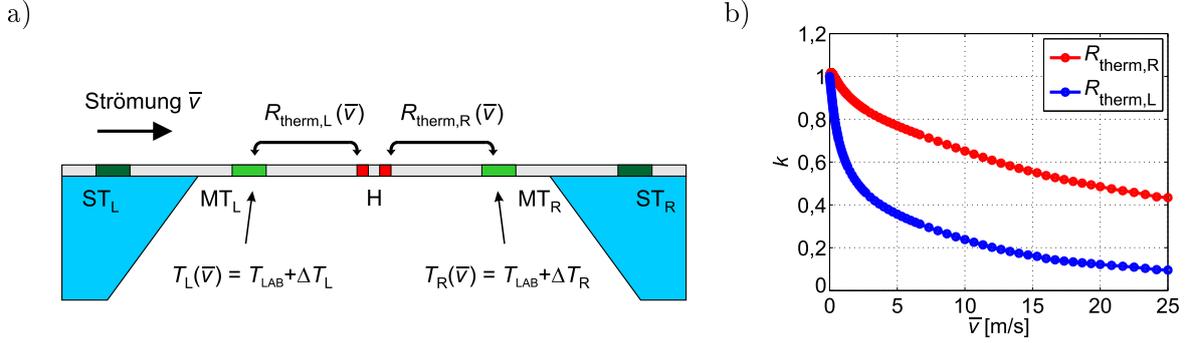


Abb. 4.20: (a) Anordnung zur Modellierung des stationären Verhaltens (H - Heizwiderstand R_H , MT - Membranthermistor, ST - Substratthermistor). Die Abhängigkeit der Thermistorübertemperatur von der Heizleistung wird formal durch den thermischen Widerstand R_{therm} beschrieben. (b) Relative Änderung des thermischen Widerstandes in Abhängigkeit von der mittleren Strömungsgeschwindigkeit.

T_{LAB} auf $T_{\text{LAB}} + \Delta T$. Höhere Heizspannung bedeutet mehr dissipierte Leistung und somit auch höhere Übertemperatur ΔT . Als Proportionalitätsfaktor zwischen Übertemperatur und Leistung kann formal ein thermischer Widerstand herangezogen werden

$$\Delta T_i(\bar{v}) = T_i(\bar{v}) - T_{\text{LAB}} = R_{\text{therm},i}(\bar{v}) \cdot P = R_{\text{therm},i}(\bar{v}) \cdot \frac{U_H^2}{R_H}, \quad (4.25)$$

wobei der Index i den jeweiligen Thermistor bezeichnet (L bzw. R). Der thermische Widerstand erreicht seinen größten Wert bei ruhendem Fluid und sinkt dann rapide mit wachsender Strömungsgeschwindigkeit. Es gilt $R_{\text{therm},i}(\bar{v}) = k_i(\bar{v}) \cdot R_{\text{therm},i}(0)$, wobei $k_i(\bar{v}) \leq 1$ ist. Der Wert des thermischen Widerstands bei Abwesenheit der Strömung ist für beide Thermistoren näherungsweise gleich und beträgt etwa $R_{\text{therm}}(0) = 4,4 \text{ K/mW}$ (vergl. Abb. 4.14). Misst man die Übertemperatur in feinen Geschwindigkeitsschritten (vergl. Abb. 4.11a) so kann man den Verlauf von $k_i(\bar{v})$ ermitteln (Abb. 4.20b)

$$k_i(\bar{v}) = \frac{R_{\text{therm},i}(\bar{v})}{R_{\text{therm},i}(0)} = \frac{\Delta T_i(\bar{v})}{\Delta T_i(0)}. \quad (4.26)$$

Ist die Umgebungstemperatur T_{LAB} , die Heizspannung U_H sowie die Strömungsgeschwindigkeit \bar{v} bekannt, können aus Gl. (4.25) und (4.26) die stationären Thermistortemperaturen errechnet werden.

Abbildung 4.21 zeigt den PSpice-Funktionsblock, mit dem der stationäre Endwert der Thermistortemperatur simuliert wird. Ausgangsgröße ist die Spannung ETEMP, deren Wert der Thermistortemperatur entspricht. Eingangsparameter des Blocks sind die Heizspannung, Umgebungstemperatur sowie der Faktor $k(\bar{v})$. Dabei wird die Abhängigkeit aus Abb. 4.20b mit dem ETABLE-Block realisiert. Mit diesem PSpice-Element aus der ABM-Bibliothek lassen sich beliebige Funktionen zwischen Ein- und Ausgangsspannung realisieren. Die Angabe erfolgt mittels Punktepaare (Messwerte), wobei die Werte dazwischen automatisch interpoliert werden.

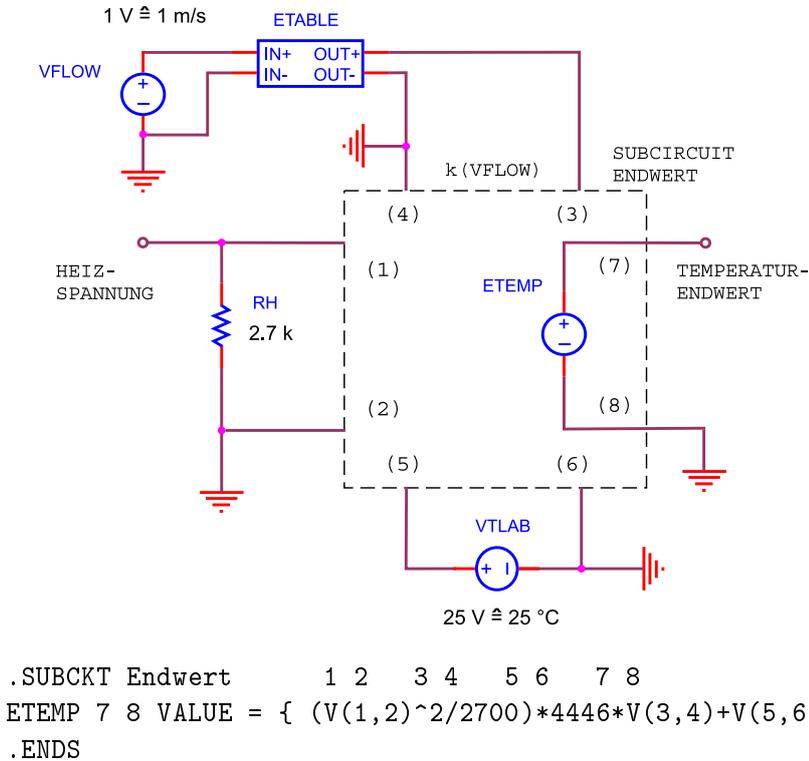


Abb. 4.21: PSpice-Subcircuit für den stationären Endwert eines Membranthermistors ($R_{\text{therm}}(0) = 4446 \text{ K/W}$, Heizwiderstand beträgt $R_H = 2700 \Omega$). Umgebungstemperatur sowie Strömungsgeschwindigkeit (hier $T_{\text{LAB}} = 25 \text{ °C}$ und $\bar{v} = 1 \text{ m/s}$) werden in Form von Spannungsquellen vorgegeben (VTLAB und VFLOW).

Um transiente thermische Vorgänge in der Sensormembran zu untersuchen und dynamische Parameter für das Sensormodell zu gewinnen, wird am Heizer ein Spannungssprung von null auf 3 V angelegt und die Spannungen U_L und U_R am Oszilloskop aufgenommen (vergl. Abb. 4.10). Es ergibt sich ein S-förmiger Verlauf, der gut durch Tiefpässe höherer Ordnung angenähert werden kann (Abb. 4.22a). Die FEM-Simulationen zeigen, dass das Thermistorsignal sofort nach dem Sprung steigt, am Anfang allerdings sehr langsam. Aufgrund der begrenzten Auflösung des digitalen Speicheroszilloskops von $80 \mu\text{V}$, ergibt sich eine scheinbare Totzeit in der Größenordnung von $0,5 \text{ ms}$ [87], die für den stromaufwärts gelegenen Thermistor etwas länger ist (Ausschnitt in Abb. 4.22a). Trotz der unterschiedlichen Lage auf der Membran, ergibt sich jedoch für beide Thermistoren ungefähr die gleiche Anstiegszeit, die mit steigender Strömungsgeschwindigkeit immer kürzer wird (Abb. 4.22b, vergl. auch Abb. 3.14b und die diesbezügliche Diskussion im Unterabschnitt 3.2.3).

Die beiden transienten Verläufe lassen sich durch einen Tiefpass 3. Ordnung (für den rechten, stromabwärts gelegenen Thermistor) sowie einen Tiefpass 4. Ordnung (für den linken, stromaufwärts gelegenen Thermistor) sehr gut annähern. Ein Tiefpass höherer Ordnung wird durch Aneinanderreihen von schaltungstechnisch entkoppelten Tiefpässen 1. Ordnung realisiert. Die Zeitkonstanten der letzten zwei Tiefpässe, die maßgeblich die Anstiegs- sowie die (Schein)totzeit bestimmen, hängen von der mittleren Geschwin-

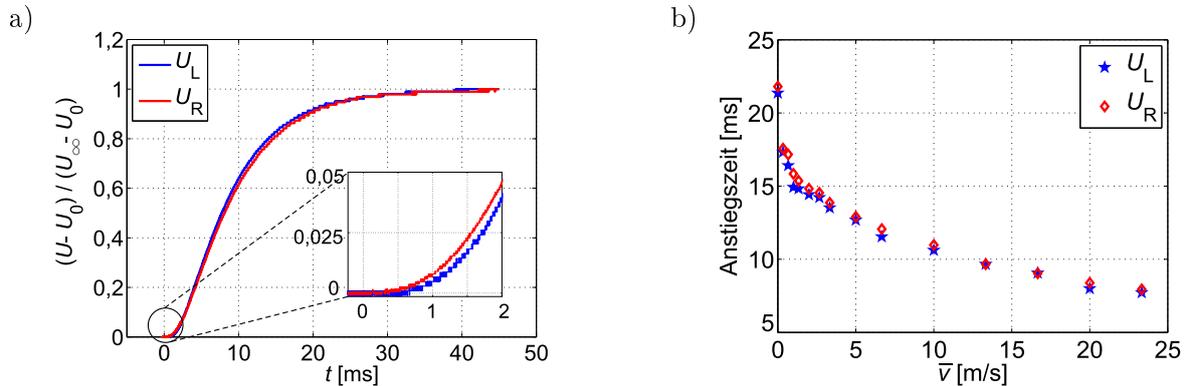


Abb. 4.22: (a) Bezogene Sprungantwort der beiden Thermistorsignale U_L und U_R bei einer mittleren Geschwindigkeit von $\bar{v} = 1$ m/s. U_0 und U_∞ bezeichnen Anfangs- bzw. Endwert. (b) 10-90 %-Anstiegszeit der Thermistorsignale in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit.

digkeit ab. Die restlichen Tiefpässe haben eine fixe Zeitkonstante und beeinflussen die Form der S-Kurve. Abbildung 4.23 zeigt die ermittelten Zeitkonstanten für den linken und den rechten Membranthermistor.

Die Zeitkonstante eines passiven Tiefpasses erster Ordnung realisiert mit einem Widerstand und einem Kondensator ist gegeben durch

$$\tau = R \cdot C, \quad (4.27)$$

wobei C die Kapazität und R den elektrischen Widerstand bezeichnen [90]. Wählt man eine konstante Kapazität so folgt aus Abb. 4.23 eine Beziehung zwischen dem Widerstand und der Strömungsgeschwindigkeit $R(\bar{v})$. Diese Funktion wird wieder mit dem ETABLE-Block anhand der Punktepaare realisiert, wobei am Eingang eine Spannungsquelle liegt, deren Spannung in Volt der Geschwindigkeit in m/s entspricht. Die Ausgangsspannung des ETABLE-Blocks gibt den erwünschten Widerstandswert an (in

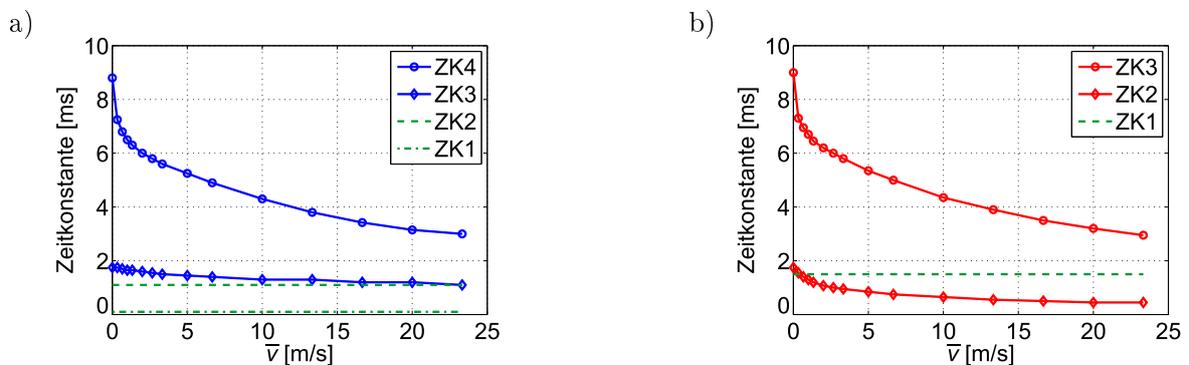


Abb. 4.23: Ermittelte Zeitkonstanten für die PSpice-Näherung der Sprungantwort durch einen Tiefpass höherer Ordnung vom linken, stromaufwärts gelegenen (a) und von rechtem, stromabwärts gelegenen Thermistor (b).

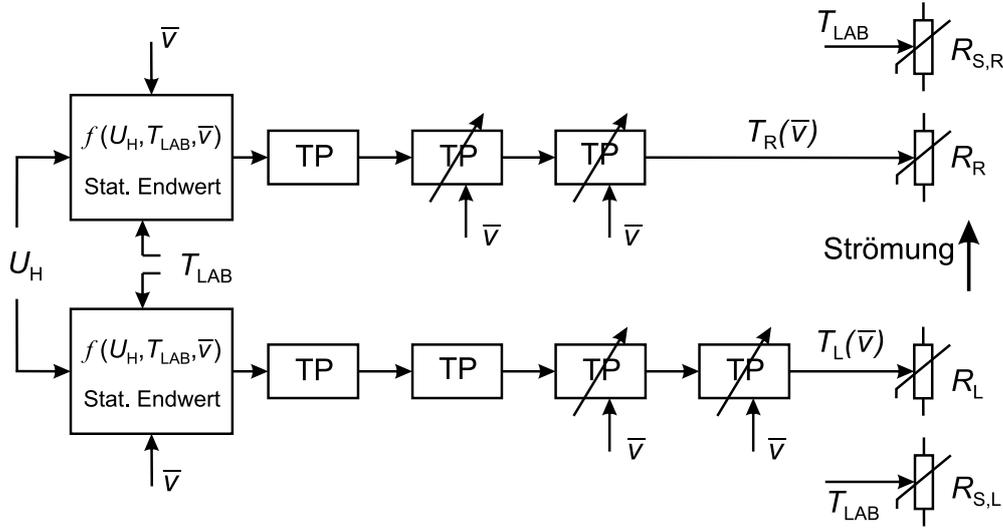


Abb. 4.24: Blockschaltbild der PSpice-Nachbildung vom thermischen System des kalorimetrischen Strömungssensors. TP bezeichnet einen Tiefpass erster Ordnung. Die stationären Endwerte werden mit dem PSpice-Subcircuit aus Abb. 4.21 realisiert.

diesem Fall entspricht Spannung in Volt dem Widerstandswert in Ohm). Mit dem spannungsgesteuerten Widerstandsfunktionsblock aus Abb. 4.19 wird daraus schließlich ein elektrischer Widerstand erzeugt, wobei die Funktion f in Gl. (4.24) entsprechend zu modifizieren ist.

Das Blockschaltbild der PSpice-Nachbildung des thermischen Systems ist in Abb. 4.24 dargestellt. Eingangsgrößen sind die Heizspannung U_H , die mittlere Strömungsgeschwindigkeit \bar{v} sowie die Umgebungstemperatur T_{LAB} . Daraus wird ein stationärer Temperaturendwert gebildet und den Tiefpässen zugeführt, die für das entsprechende transiente Verhalten sorgen. Die so gewonnenen Verläufe der Thermistortemperaturen dienen wiederum als Eingangsgrößen für PSpice-Thermistormodelle (vergl. Abb. 4.19). Ausgangsgrößen sind, wie bei einem realen Sensor, die Widerstandswerte der vier Sensorthermistoren, wobei die Substratthermistoren ($R_{S,L}$ und $R_{S,R}$) nur von der Umgebungstemperatur abhängig sind.

Die Sensor-Nachbildung wird im PSpice-Gesamtmodell mit einem PI-Regler verbunden. Dieser Reglertyp wurde wegen seiner einfachen Implementierbarkeit und passenden Regeleigenschaften gewählt. Mit dem Regler sollte die Heizspannung so geändert werden, dass die Differenz zwischen der mittleren Temperatur der Membranthermistoren und der Umgebungstemperatur konstant bleibt. Dazu werden alle vier Thermistoren mit 0,5 V Bias-Spannung belegt und durch Transimpedanzverstärker temperaturabhängige Thermistorspannungen gewonnen (vergl. Abb. 4.10). Ein Umkehraddierer (invertierender Summierverstärker [91]) erzeugt die negative Summe der beiden Substratspannungen $-(U_{S,L} + U_{S,R})$. Ein zweiter invertierender Summierverstärker addiert dazu die zwei Membranspannungen U_L und U_R sowie eine konstante, frei einstellbare Sollspannung U_{soll} . Der anschließende PI-Regler versucht nun diese Spannung auf null zu halten

$$(U_{S,L} + U_{S,R}) - U_L - U_R - U_{soll} = 0. \quad (4.28)$$

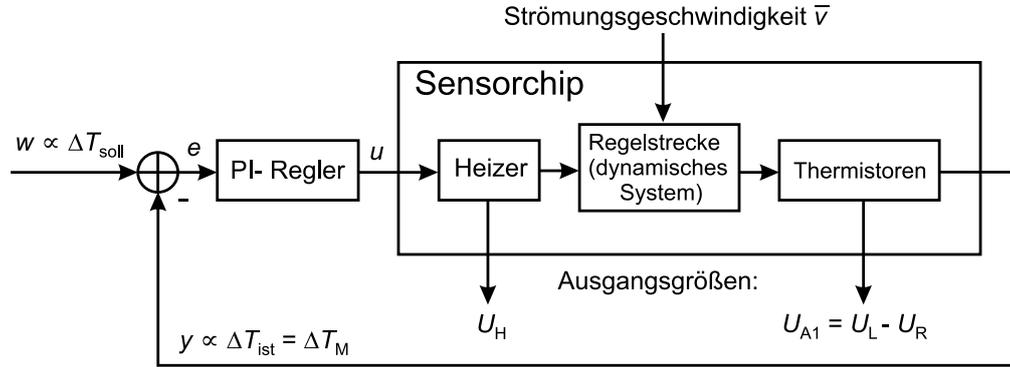


Abb. 4.25: Das Blockschaltbild des PSpice-Modells des Gesamtsystems mit Sensor und PI-Regler.

Mit der Formel für die $R(T)$ -Charakteristik der aGe-Thermistoren (2.10) sowie Ein-/Ausgangsbeziehung des Transimpedanzverstärkers folgt daraus

$$\frac{R_T \cdot U_{\text{bias}}}{R_0} \left[-e^{-\alpha \cdot T_{\text{LAB}}} - e^{-\alpha \cdot T_{\text{LAB}}} + e^{-\alpha \cdot (T_{\text{LAB}} + \Delta T_L)} + e^{-\alpha \cdot (T_{\text{LAB}} + \Delta T_R)} \right] = U_{\text{soll}}. \quad (4.29)$$

Die Näherung für die exponentielle Funktion $e^{ax} \approx 1 + ax$ (wenn $|ax| \ll 1$) liefert schließlich die Approximation

$$\Delta T_M = \frac{\Delta T_L + \Delta T_R}{2} \approx \frac{R_0 \cdot U_{\text{soll}}}{-2\alpha \cdot R_T \cdot U_{\text{bias}}} \cdot e^{\alpha \cdot T_{\text{LAB}}} = \text{konst.} \quad (4.30)$$

Bei konstanter Umgebungstemperatur und moderaten Übertemperaturen sorgt der PI-Regler also für eine konstante mittlere Übertemperatur der Membranthermistoren.

Abbildung 4.25 zeigt das Blockschaltbild des PSpice-Gesamtmodells inklusive Sensor und PI-Regler. Die Regelgröße y korrespondiert mit der tatsächlichen Differenz zwischen der mittleren Temperatur der Membran- und Substratthermistoren ΔT_{ist} . Sie soll den konstanten Wert ΔT_{soll} haben, der mit der Führungsgröße $w = U_{\text{soll}}$ eingestellt wird. Der PI-Regler minimiert die Regelabweichung $e \propto \Delta T_{\text{soll}} - \Delta T_{\text{ist}}$ mittels Heizspannung, die als Stellgröße u fungiert. Änderung der Strömungsgeschwindigkeit \bar{v} stellt die Störgröße dar. Als Ausgangsgröße dient entweder die Heizspannung U_H oder die Spannung U_{A1} , die eine Funktion von der Temperaturdifferenz $\Delta T_R - \Delta T_L$ ist.

Der PI-Regler wird durch die Verstärkung K_P (des P-Teils) sowie Integrationszeitkonstante T_n (Nachstellzeit) charakterisiert. Um sie zu bestimmen, werden zuerst anhand der Sprungantwort (Abb. 4.22a) der Übertragungsbeiwert K_S , Verzugszeit T_u und Ausgleichszeit T_g der Regelstrecke errechnet. Nach dem Näherungsverfahren von CHIEN, HRONES und RESWICK lassen sich damit grob die Reglerparameter K_P und T_n abschätzen [92,93]. Im zweiten Schritt, werden die geschätzten Werte in PSpice-Simulationen solange variiert, bis sich das gewünschte Regelverhalten einstellt. Man legt dabei einen Sprung der Führungsgröße w an und betrachtet wie sich die Regelgröße y verhält. Erwünscht ist z. B. ein Verlauf mit max. 20% Überschwingen, danach soll das Signal im Bereich $\pm 10\%$ des Endwerts bleiben.

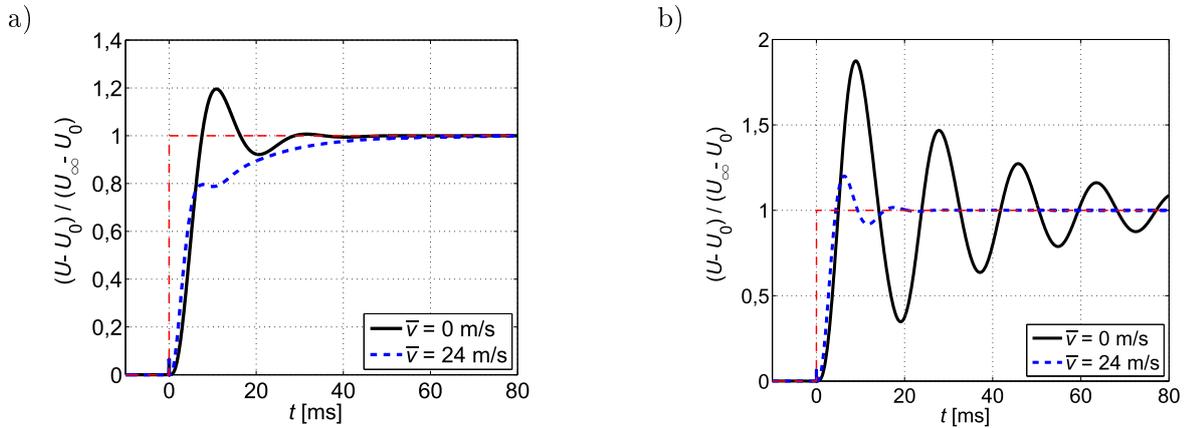


Abb. 4.26: PSpice-Simulationen des Regelverhaltens bei einem Sprung der Führungsgröße für $\bar{v} = 0$ und $\bar{v} = 24$ m/s im Vergleich. (a) Reglerparameter ($T_n = 9$ ms und $K_P = 33$) optimiert für $\bar{v} = 0$. (b) Reglerparameter ($T_n = 3,5$ ms und $K_P = 42$) optimiert für $\bar{v} = 24$. U_0 und U_∞ bezeichnen Anfangs- bzw. Endwert.

Für die erste Testreihe des PI-Reglers mit einem kalorimetrischen Sensor wurde ein älteres Sensorexemplar ausgesucht, das folgende Kenndaten aufweist: $R_0 \approx 200$ k Ω , $\alpha \approx -0,018$ K $^{-1}$, $R_H = 2974$ Ω und $R_{\text{therm}}(0) = 3918$ K/W. Daher mussten vor den Simulationen auch die Parameter des PSpice-Modells entsprechend diesem Sensorexemplar angepasst werden. Bei ruhendem Fluid ($\bar{v} = 0$) ergeben die Simulationen ein optimales Verhalten für $T_n = 9$ ms und $K_P = 33$. Da sich die Sprungantwort und somit auch die dynamischen Eigenschaften mit der Strömungsgeschwindigkeit ändern, erhält man mit denselben Einstellungen am anderen Rande des Messbereichs bei $\bar{v} = 24$ m/s ein stark gedämpftes, aperiodisches Verhalten (Abb. 4.26a). Optimiert man den Regler jedoch für $\bar{v} = 24$ m/s ergibt sich nun bei ruhendem Fluid ein langsames Einschwingverhalten mit starkem Überschwingen (Abb. 4.26b).

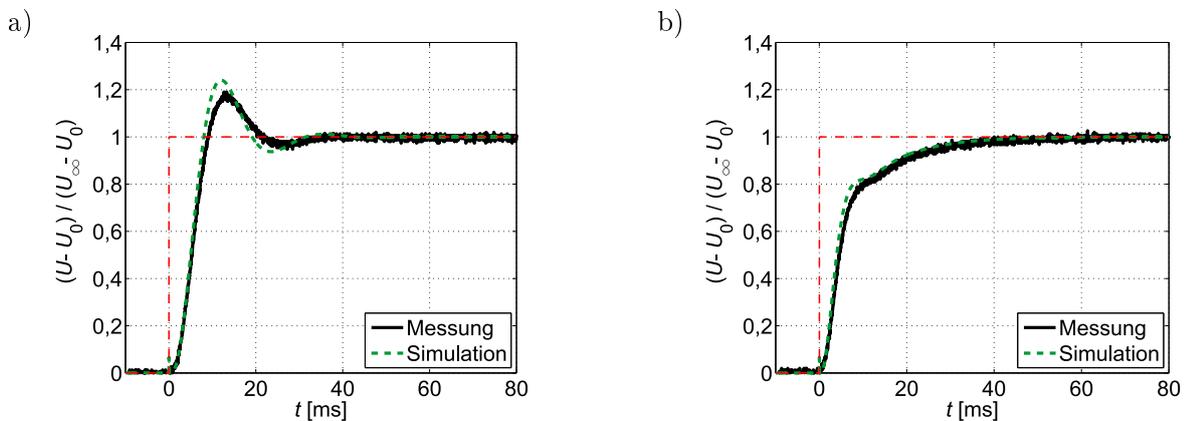


Abb. 4.27: Vergleich zwischen PSpice-Simulation und Labormessung des Regelverhaltens bei einem Sprung der Führungsgröße für $\bar{v} = 0$ (a) und $\bar{v} = 24$ m/s (b). Die Reglerparameter sind in beiden Fällen gleich ($T_n = 6,9$ ms und $K_P = 28$). U_0 und U_∞ bezeichnen Anfangs- bzw. Endwert.

Kennt man den genauen Messbereich im Voraus (z. B. eine Prozessüberwachung bei konstanter Geschwindigkeit), so kann man die Reglerparameter gezielt für diesen engeren Strömungsbereich optimieren. Ansonsten muss man die Reglerparameter so wählen, dass sich im gesamten Messbereich ein stabiles Regelverhalten ergibt, auch wenn dabei etwas längere Ausregelzeiten in Kauf genommen werden müssen. Für die Labormessungen wurde schließlich $T_n = 6,9 \text{ ms}$ und $K_P = 28$ gewählt. Abbildung 4.27 zeigt das, mit diesen Parametern aufgenommene Regelverhalten im Vergleich zu PSpice-Simulationen für $\bar{v} = 0$ und $\bar{v} = 24 \text{ m/s}$. Ohne Strömung ergeben diese Einstellungen ein optimales Verhalten, während bei hohen Geschwindigkeiten ein langsames, aperiodisches Verhalten beobachtet wird. Die gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und simulierten Ergebnissen bestätigt die Zweckmäßigkeit und illustriert den Erfolg der gewählten Simulationsmethode. Die sehr geringen Abweichungen lassen sich durch nicht ideale Bauelemente (Widerstandstoleranz, Offsetspannung von OPVs, usw.) erklären [87].

4.6 CT-Betriebsmodus mit Analogregler

Im CT-Betriebsmodus (CT, engl. Constant Temperature) wird die mittlere Übertemperatur der Membranthermistoren (4.30) konstant gehalten. Der tatsächliche Temperaturverlauf entlang der Membran kann mit Hilfe der FEM-Simulationen untersucht werden. Simuliert wird der Betrieb mit 5K Übertemperatur bei ruhendem Fluid sowie bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von $\bar{v} = 1 \text{ m/s}$ (Abb. 4.28).

Mit steigender Strömungsgeschwindigkeit braucht man mehr Heizleistung, um der konvektiven Abkühlung entgegen zu wirken und die gewünschte Übertemperatur aufrecht zu erhalten. Dadurch steigt die Temperatur des Heizers, der sich in der Mitte der Membran befindet. Dieser Temperaturunterschied korrespondiert mit der Heizspannung U_H , die als Ausgangssignal in diesem Betriebsmodus herangezogen werden kann.

Obwohl die mittlere Übertemperatur der Membranthermistoren $\Delta T_M = (\Delta T_L + \Delta T_R)/2$ konstant bleibt, unterscheiden sich die Übertemperaturen einzelner Thermis-

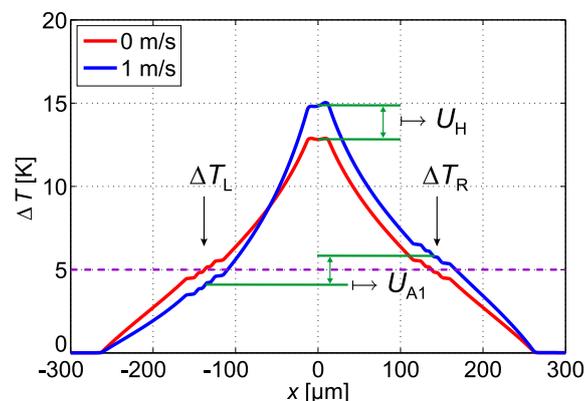


Abb. 4.28: Übertemperaturverlauf auf der Sensormembran entlang der x -Achse für $\bar{v} = 0 \text{ m/s}$ und $\bar{v} = 1 \text{ m/s}$ im CT-Betriebsmodus mit $\Delta T_M = 5 \text{ K}$. Die Pfeile zeigen wo sich die Thermistormittelpunkte befinden. Der Koordinatenursprung liegt in der Mitte der Membran.

toren aufgrund ihrer Position auf der Membran ($\Delta T_L < \Delta T_R$). Aus diesem Temperaturunterschied ergibt sich, wie im CV-Betriebsmodus, die Spannung U_{A1} als weitere Ausgangsgröße.

Im Folgenden werden stationäre Messungen, sowie die Temperaturabhängigkeit der Ausgangssignale im CT-Modus präsentiert. Die Untersuchung des transienten Verhaltens in diesem Betriebsmodus wurde nicht durchgeführt, da die Ansprechzeit vor allem durch die Wahl des Reglertyps und entsprechender Parameter bestimmt wird.

4.6.1 Stationäre Charakterisierung

Für die Sollspannung des PI-Reglers wurde ein Wert von $U_{\text{soll}} = 160 \text{ mV}$ gewählt. Bei dem in diesem Betriebsmodus ausgewerteten Sensorexemplar beträgt der mittlere Widerstand aller Thermistoren bei 0°C ca. $R_0 = 106 \text{ k}\Omega$. Aus Gl. (4.30) mit $\alpha = -0,02 \text{ K}^{-1}$, $R_T = 100 \text{ k}\Omega$, $U_{\text{bias}} = 0,5 \text{ V}$ und $T_{\text{LAB}} = 25^\circ\text{C}$ folgt daraus eine mittlere Übertemperatur der Membranthermistoren von $\Delta T_M \approx 5,1 \text{ K}$. Diese Einstellung wird bei allen Messungen beibehalten.

Durch die Aufnahme der Spannungen U_L und U_R können mit einfacher Umrechnung (vergl. Gl. (4.10)) die Übertemperaturen der Thermistoren gewonnen werden (Abb. 4.29). Im Gegensatz zum CV-Betriebsmodus (vergl. Abb. 4.11a), steigt die Übertemperatur des stromabwärts gelegenen Thermistors ΔT_R mit wachsender Strömungsgeschwindigkeit monoton an. Gleichzeitig fällt die Übertemperatur seines stromaufwärts positionierten Gegenstücks ΔT_L ab, sodass die mittlere Übertemperatur ΔT_M konstant bleibt. Die Differenz beider Übertemperaturen ist nunmehr eine monoton steigende Funktion, die mit dem Ausgangssignal U_{A1} korrespondiert. Durch die Regelung der Heizspannung konnte somit die Nutzbarkeit dieses Ausgangssignals für die Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit auf den gesamten Messbereich ausgedehnt werden.

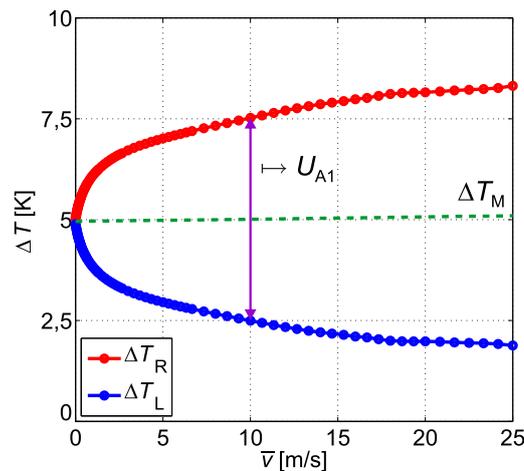


Abb. 4.29: Übertemperatur der Thermistoren als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{v} im Kanal. Die gestrichelte Linie stellt die mittlere Übertemperatur dar, die in diesem Betriebsmodus näherungsweise konstant ist $\Delta T_M \approx 5 \text{ K}$. Das Ausgangssignal U_{A1} ist eine Funktion des Temperaturunterschieds $\Delta T_R - \Delta T_L$.

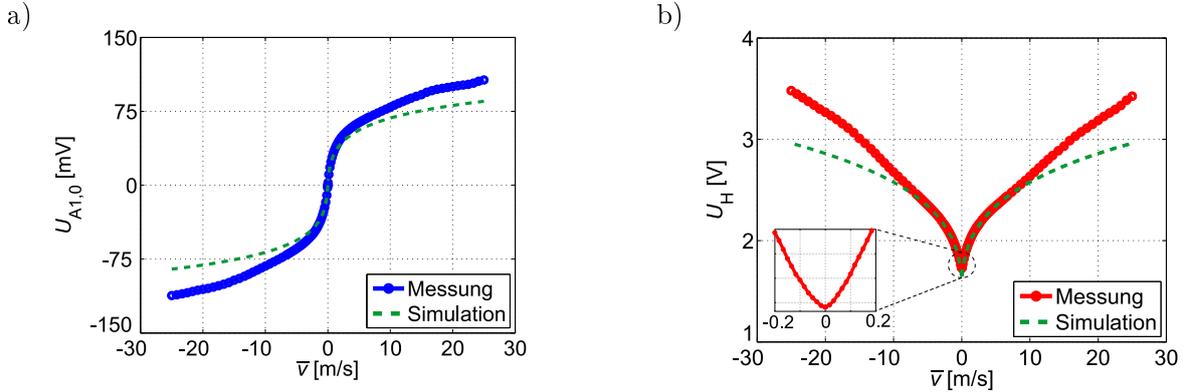


Abb. 4.30: Messergebnisse im CT-Betriebsmodus im Vergleich mit FEM-Simulationsergebnissen. (a) $U_{A1,0}$ ist das offset-korrigierte Ausgangssignal U_{A1} . (b) U_H ist die, für die Erhaltung der konstanten mittleren Übertemperatur ($\Delta T_M \approx 5$ K), notwendige Heizspannung.

Auch in diesem Betriebsmodus ist die Spannung U_{A1} aufgrund der bereits erwähnten Asymmetrien mit einem geringen Offset belegt, der temperaturabhängig ist und vor jeder Inbetriebnahme abgeglichen wird. Abbildung 4.30 zeigt die Messergebnisse im Vergleich mit FEM-Simulationsergebnissen. Die offset-korrigierte Spannung $U_{A1,0} = U_{A1}(\bar{v}) - U_{A1}(0)$ ist eine ungerade Funktion, sodass ihr Vorzeichen, wie schon im CV-Modus zur Bestimmung der Strömungsrichtung taugt. Als zweites Ausgangssignal dient die Heizspannung U_H . Sie weist eine gerade und, bezüglich des Betrags der Geschwindigkeit, monoton steigende Charakteristik auf.

Ein Vergleich zwischen Mess- und Simulationsergebnissen zeigt zum Teil große Abweichungen für die mittleren Strömungsgeschwindigkeiten ab etwa $\bar{v} > 10$ m/s. Grund dafür ist, dass sich bei höheren Geschwindigkeiten das Strömungsprofil im Kanal noch nicht voll ausgebildet hat, im Gegensatz zum FEM-Simulationsmodell, dem ein konstantes parabolisches Profil zugrunde liegt (vergl. Gl. (4.5) und die diesbezügliche Diskussion auf Seite 60). Dadurch wird die Sensormembran stärker abgekühlt, was zur größeren Ausgangssignale führt, als durch die FEM-Simulationen vorausgesagt. Ähnliche Abweichungen sind auch beim CV-Betriebsmodus zu beobachten, wenn auch nicht so ausgeprägt wie hier (vergl. Abb. 4.12).

Ein direkter Vergleich zwischen der Sensitivität beider Ausgangssignale nach Gl. (4.11) hat wenig Sinn. Zum einen haben sie verschiedene Ursprünge – während die Heizspannung U_H vom Regler stammt, wird $U_{A1,0}$ aus Widerstandswerten der Thermistoren gewonnen – zum anderen hängt die Sensitivität von der gewählten Verstärkung des Instrumentenverstärkers sowie der Transimpedanzverstärker ab. Daher wird als Vergleichskriterium wieder die, auf den Ausgangsspannungsbereich bezogene, Empfindlichkeit nach Gl. (4.12) herangezogen, wobei im CT-Betriebsmodus für beide Ausgangssignale $U_{A,\min} = U_A(0)$ und $U_{A,\max} = U_A(25 \text{ m/s})$ gilt. Abbildung 4.31a zeigt das Vergleichsergebnis. Demnach sollte aufgrund der höheren relativen Empfindlichkeit im unteren Strömungsbereich bis etwa 4 m/s, die Spannung $U_{A1,0}$ der Heizspannung U_H als Ausgangssignal vorgezogen werden.

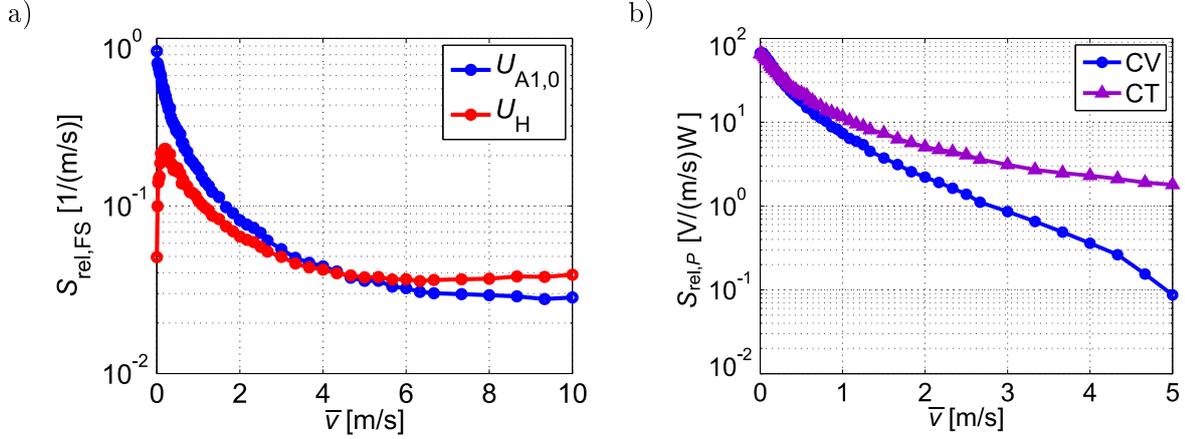


Abb. 4.31: (a) Relativen Empfindlichkeit $S_{rel,FS}$ beider Ausgangssignale im CT-Modus als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit. (b) Vergleich zwischen der leistungsspezifischen Sensitivität von $U_{A1,0}$ im CV- und CT-Betriebsmodus. Verstärkungen des Instrumentenverstärkers und aller Transimpedanzverstärker sind in beiden Modi gleich.

Ebenfalls interessant ist ein Vergleich zwischen der beiden Betriebsarten (CV und CT) bezüglich der Empfindlichkeit der gemeinsamen Ausgangsgröße $U_{A1,0}$. Hier muss man allerdings beachten, dass die Sensitivität auch von der aufgenommen Leistung $P_H = U_H^2/R_H$ abhängt. Während diese für den CV-Modus näherungsweise konstant ist ($P_H \approx 3 \text{ mW}$), hängt sie im CT-Modus von der Strömungsgeschwindigkeit ab. Bei einer mittleren Übertemperatur von $\Delta T_M \approx 5 \text{ K}$ und einem Heizwiderstand von $R_H = 2700 \Omega$ beträgt die Leistung bei dem ruhenden Fluid etwa $1,1 \text{ mW}$ und steigt bis auf $4,1 \text{ mW}$ am Ende des Messbereichs bei $\bar{v} = 25 \text{ m/s}$.

Für einen realistischen Vergleich der Wandlereffizienz muss daher die leistungsspezifische Sensitivität (Sensitivität bezogen auf die Heizleistung) herangezogen werden

$$S_{rel,P} = \frac{\Delta U_{A1,0}}{\Delta \bar{v} \cdot P_H}. \quad (4.31)$$

Abbildung 4.31b zeigt das Ergebnis für den relevanten Strömungsbereich bis $\bar{v} = 5 \text{ m/s}$, in dem $U_{A1,0}$ im CV-Modus noch monoton steigend ist. Für beide Betriebsarten ergibt sich ein ähnlicher Verlauf bis etwa $0,5 \text{ m/s}$, danach wird CT-Modus deutlich besser. Aufgrund seiner einfachen Auswerteelektronik ist der CV-Modus daher bei Anwendungen, bei denen Umgebungstemperatur wenig schwankt und die maximale Strömungsgeschwindigkeit unter 1 m/s bleibt, zu bevorzugen. In anderen Fällen bietet der CT-Modus jedoch Vorteile, die den Mehraufwand rechtfertigen.

4.6.2 Charakterisierung der Temperaturabhängigkeit

Die Übertemperatur im CT-Modus wird indirekt über die Spannung geregelt. Mittels Transimpedanzverstärkern werden aus elektrischen Strömen durch Thermistorwiderstände Spannungen gewonnen und dem PI-Regler zur Verfügung gestellt (vergl. Gl. (4.28)). Diese Signale hängen exponentiell von der Umgebungstemperatur ab. Deswegen

nimmt die mittlere Übertemperatur nur für eine ganz bestimmte Umgebungstemperatur den gewünschten Wert ein. Aus Gl. (4.30) folgt für den Temperaturkoeffizienten der mittleren Übertemperatur

$$\beta_{\Delta T_M} = \frac{d\Delta T_M}{\Delta T_M \cdot dT_{LAB}} \approx \alpha, \quad (4.32)$$

wobei $\alpha \approx -0,02 \text{ K}^{-1}$ der TCR der aGe-Thermistoren ist. Leitet man außerdem die Gleichung $\Delta T_M = R_{\text{therm}} \cdot P_H = R_{\text{therm}} \cdot (U_H^2/R_H)$ nach der Umgebungstemperatur T_{LAB} ab, so folgt daraus für den Temperaturkoeffizienten der Heizspannung

$$\beta_{U_H} = \frac{dU_H}{U_H \cdot dT_{LAB}} = \frac{\beta_{\Delta T_M} - \beta_{R_{\text{therm}}}}{2} \quad \text{mit} \quad \beta_{R_{\text{therm}}} = \frac{dR_{\text{therm}}}{R_{\text{therm}} \cdot dT_{LAB}}, \quad (4.33)$$

wobei angenommen wird, dass der Heizwiderstand R_H unabhängig von der Umgebungstemperatur ist. Der thermische Widerstand R_{therm} kann in erster Näherung ebenfalls als konstant angenommen werden (d. h. $\beta_{R_{\text{therm}}} = 0$). Aus Gl. (4.33) folgt dann, dass das Ausgangssignal U_H temperaturabhängig ist, mit einem Temperaturkoeffizienten, der betragsmäßig etwa um die Hälfte kleiner ist als $|\alpha|$.

Um die obigen Gleichungen zu verifizieren, wurden zuerst FEM-Simulationen herangezogen und das Modell so eingestellt, dass die Reglerbedingung (4.28) für die jeweils gewählte Strömungsgeschwindigkeit erfüllt wird. Dabei wurde in einem ersten Simulationsschritt nur die Temperaturabhängigkeit der aGe-Thermistoren nach Gl. (2.10) berücksichtigt, während die Materialparameter von Fluid und Sensor konstant waren (vergl. Tab. 4.1). Laut Simulationsergebnissen fallen die Übertemperaturen des linken und rechten Thermistors (ΔT_L und ΔT_R) und somit auch ihr Mittelwert ΔT_M mit steigender Umgebungstemperatur exponentiell ab, wobei die entsprechenden Temperaturkoeffizienten gleich sind $\beta_{\Delta T_L} = \beta_{\Delta T_R} = \beta_{\Delta T_M} \approx -1,91 \text{ \%}/\text{K}$. Der Grund, dass diese Temperaturkoeffizienten betragsmäßig etwas kleiner sind als der, für die Simulationen angenommene TCR-Wert von $\alpha = -2 \text{ \%}/\text{K}$, liegt in der Tatsache, dass es sich bei der Gl. (4.30) für ΔT_M bzw. der daraus abgeleiteten Gl. (4.32) nur um eine Näherung handelt. Außerdem ergeben die Simulationen, dass der thermische Widerstand konstant ist und daher genau $\beta_{U_H} = \beta_{\Delta T_M}/2$ gilt.

Im zweiten Simulationsschritt wurden zusätzlich die Abhängigkeit der Materialparameter des Fluids von der Umgebungstemperatur berücksichtigt, indem die temperaturabhängigen Parameter von Stickstoff aus dem eingebauten COMSOL Materialverzeichnis herangezogen wurden. In diesem Fall zeigen die Simulationsergebnisse, dass der thermische Widerstand nicht mehr konstant ist sondern mit zunehmender Umgebungstemperatur leicht abfällt. Dabei ergibt sich ein Temperaturkoeffizient von $\beta_{R_{\text{therm}}} \approx -0,1 \text{ \%}/\text{K}$, während die Gl. (4.33) gültig bleibt. Die Temperaturkoeffizienten der Übertemperaturen ($\beta_{\Delta T_L}$, $\beta_{\Delta T_R}$ und $\beta_{\Delta T_M}$) sind nicht mehr exakt gleich, die Änderung ist aber vernachlässigbar, sodass auch die Gl. (4.32) ihre Gültigkeit behält.

Die Simulationsergebnisse wurden experimentell überprüft, indem die Thermistorübertemperaturen bei konstanter Strömungsgeschwindigkeit als Funktion der Umgebungstemperatur aufgenommen wurden. Abbildung 4.32a zeigt die Ergebnisse für eine mittlere Strömungsgeschwindigkeit von $\bar{v} = 3,3 \text{ m/s}$. Die mittlere Übertemperatur

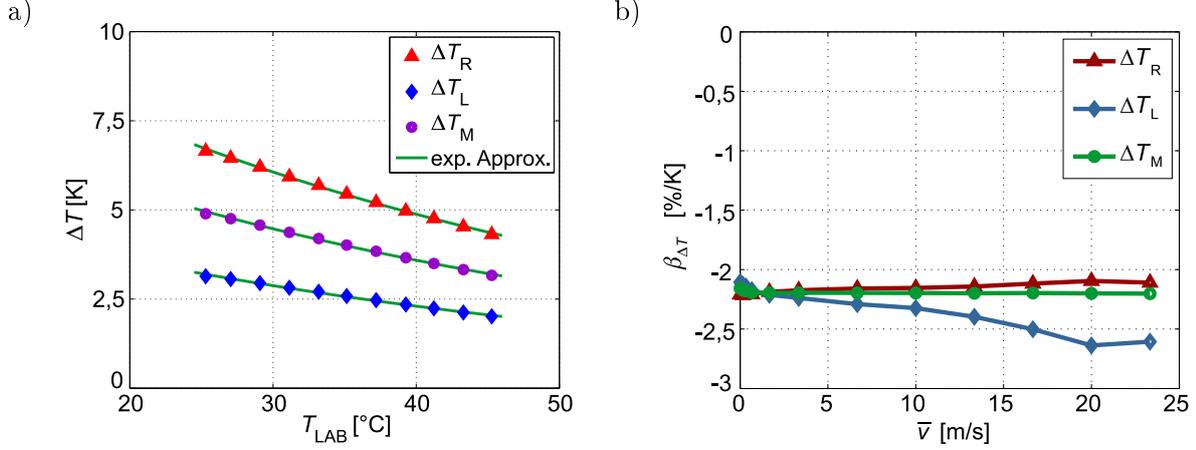


Abb. 4.32: (a) Gemessene Temperaturabhängigkeit der Übertemperatur des linken und rechten Membranthermistors ΔT_L und ΔT_R bei konstanter Strömungsgeschwindigkeit von $\bar{v} = 3,3 \text{ m/s}$. (b) Die Temperaturkoeffizienten aller Übertemperaturen sind näherungsweise bei allen Strömungsgeschwindigkeiten gleich und liegen in der Nähe von α .

beträgt $\Delta T_M \approx 5 \text{ K}$ nur für $T_{\text{LAB}} = 23^\circ\text{C}$ und fällt mit der steigender Umgebungstemperatur ab. Durch Approximation mit Exponentialfunktionen (grüne Kurven) ergeben sich aus den Exponenten direkt die Temperaturkoeffizienten. Wiederholt man diese Auswertung für ausreichend viele Geschwindigkeitspunkte, erhält man die Abhängigkeit der Temperaturkoeffizienten von der Strömungsgeschwindigkeit (Abb. 4.32b)

Nach Abb. 4.32b liegt der Betrag der entsprechenden Temperaturkoeffizienten bei etwa $2,2\%/K$ und somit leicht über dem erwarteten Wert von $|\alpha|$, wobei die größte Abweichungen $\beta_{\Delta T_L}$ im oberen Strömungsbereich aufweist (blaue Messpunkte). Gründe für einzelne Abweichungen sind vielschichtig und könnten zum Teil auch einen exemplarspezifischen Ursprung haben. Eine genau Eruierung wäre aufgrund der aufwendigen Charakterisierung des Temperaturverhaltens langwierig und würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Das wichtige Ergebnis sowohl von Simulationen als auch von experimentellen Untersuchung ist jedoch der Zusammenhang

$$\beta_{\Delta T_L} = \frac{\Delta T'_L}{\Delta T_L} \approx \beta_{\Delta T_R} = \frac{\Delta T'_R}{\Delta T_R} \approx \beta_{\Delta T_M} = \frac{\Delta T'_M}{\Delta T_M} \approx \alpha, \quad (4.34)$$

wobei das Ableitungszeichen ' die Ableitung nach T_{LAB} bedeutet.

Die Übertemperaturen der Membranthermistoren im CT-Modus haben also näherungsweise die gleiche Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur, was Auswirkung auf das Ausgangssignal U_{A1} hat, das durch die Differenz der Thermistorspannungen gebildet wird. Mit der Gl. (4.16) und der Näherung für die exponentielle Funktion $e^{ax} \approx 1+ax$ (wenn $|ax| \ll 1$) folgt für die Ableitung von U_{A1} nach T_{LAB}

$$\frac{dU_{A1}}{dT_{\text{LAB}}} = K \cdot \alpha \cdot e^{-\alpha T_{\text{LAB}}} \cdot [e^{-\alpha \Delta T_L} \cdot (1 + \Delta T'_L) - e^{-\alpha \Delta T_R} \cdot (1 + \Delta T'_R)]$$

$$\begin{aligned}
&\approx K \cdot \alpha \cdot e^{-\alpha \cdot T_{\text{LAB}}} \cdot [(1 - \alpha \Delta T_{\text{L}}) (1 + \Delta T'_{\text{L}}) - (1 - \alpha \Delta T_{\text{R}}) (1 + \Delta T'_{\text{R}})] \\
&= K \cdot \alpha \cdot e^{-\alpha \cdot T_{\text{LAB}}} \cdot [\Delta T'_{\text{L}} - \alpha \Delta T_{\text{L}} - \cancel{\alpha \Delta T_{\text{L}} \Delta T'_{\text{L}}} - \Delta T'_{\text{R}} + \alpha \Delta T_{\text{R}} + \cancel{\alpha \Delta T_{\text{R}} \Delta T'_{\text{R}}}] \\
&\approx K \cdot \alpha \cdot e^{-\alpha \cdot T_{\text{LAB}}} \cdot [\Delta T'_{\text{L}} - \alpha \Delta T_{\text{L}} - \Delta T'_{\text{R}} + \alpha \Delta T_{\text{R}}] \approx 0.
\end{aligned} \tag{4.35}$$

Da laut Messungen $\Delta T'_{\text{R}}$ und $\Delta T'_{\text{L}}$ im betrachteten Strömungsbereich zwischen $-0,14$ und $-0,04$ liegen, können die durchgestrichenen Terme in der vorletzten Zeile, die darüber hinaus noch unterschiedliche Vorzeichen aufweisen, im Vergleich zu restlichen Termen vernachlässigt werden. Die Terme in der letzten Zeile werden aufgrund der Gl. (4.34) gestrichen. Es ist also zu erwarten, dass die Spannung U_{A1} nur geringfügig von Variationen der Umgebungstemperatur abhängt. Dies wurde auch durch die FEM-Simulationen bestätigt, die einen Temperaturkoeffizient von nur $\beta_{U_{\text{A1}}} \approx -0,09\%/K$ ergeben.

Mit einer zweiten Messreihe in der Temperaturkammer wurden die Temperaturkoeffizienten von zwei Ausgangssignalen U_{A1} und U_{H} auch experimentell untersucht. Abbildung 4.33 zeigt entsprechende Ausgangskennlinien für verschiedene Werte der Umgebungstemperatur, wobei im Bildausschnitt links der Offset der Spannung U_{A1} dargestellt ist. Die Temperaturabhängigkeit des Offsets $U_{\text{A1}}(0)$ ist exemplarspezifisch und kann für das, im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Sensorexemplar durch eine quadratische Funktion approximiert werden (Abb. 4.34a). Wegen der unterschiedlichen Heizleistung weicht dieser Offset von jenem im CV-Betriebsmodus ab (vergl. Abb. 4.17).

Aus Abb. 4.33a ist ersichtlich, dass die Kennlinien dicht aneinander liegen und die offset-behaftete Spannung U_{A1} daher nur wenig von der Umgebungstemperatur abhängt. Zieht man jedoch vor jeder Messung den Offset ab, so sind alle aufgenommenen Kennlinien $U_{\text{A1},0}$ fast identisch und der gemessene Temperaturkoeffizient $\beta_{U_{\text{A1},0}}$ beträgt im betrachteten Geschwindigkeitsbereich durchschnittlich etwa $-0,2\%/K$ (Abb. 4.34b). Dies ist zwar betragsmäßig etwas mehr als durch die FEM-Simulationen vorhergesagt, aber immer noch so niedrig, dass es in den meisten Fällen vernachlässigt werden kann.

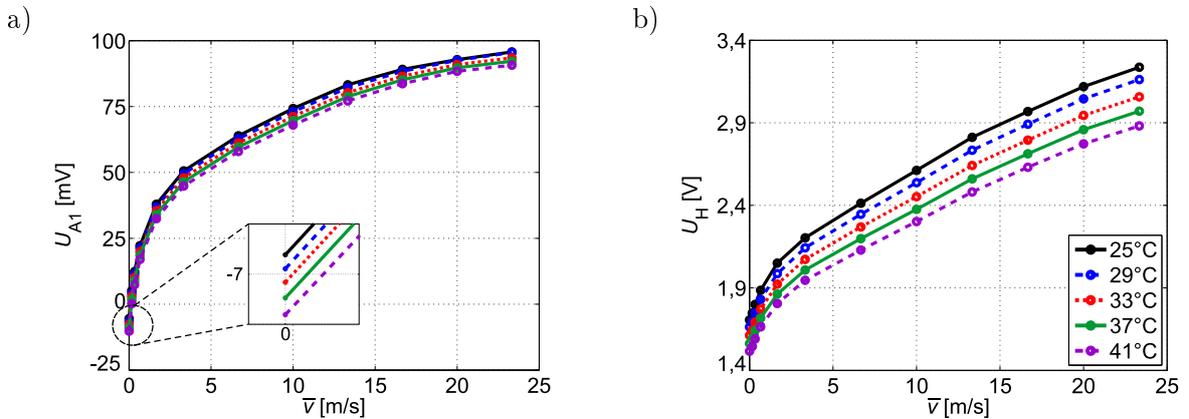


Abb. 4.33: Gemessene Ausgangssignale U_{A1} (a) und U_{H} (b) als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit für verschiedene Werte der Umgebungstemperatur im CT-Betriebsmodus mit $\Delta T_{\text{M}} \approx 5\text{ K}$.

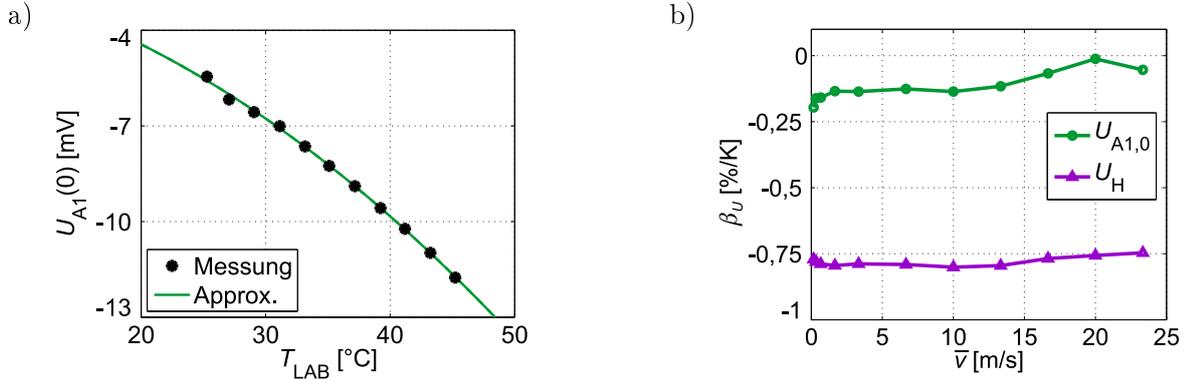


Abb. 4.34: (a) Offsetspannung $U_{A1}(0)$ des getesteten Sensorexemplars als Funktion der Umgebungstemperatur im CT-Betriebsmodus mit $\Delta T_M \approx 5$ K. (b) Temperaturkoeffizient β_U von $U_{A1,0}$ und U_H als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit.

Die Heizspannung U_H als Ausgangssignal ist etwas stärker temperaturabhängig (Abb. 4.33b). Gemessen wurde ein Temperaturkoeffizienten β_{U_H} zwischen $-0,75$ %/K und $-0,8$ %/K (Abb. 4.34b). Da er näherungsweise unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit ist, kann die in Unterabschnitt 4.4.3 beschriebene Methode zur Korrektur der Messergebnisse herangezogen werden (vergl. Gl. (4.19)).

Der thermische Widerstand R_{therm} ist der Proportionalitätsfaktor zwischen der mittleren Membranübertemperatur und der Heizleistung (vergl. Gl. (4.13)). Er hängt von der Sensorgeometrie sowie Strömungsgeschwindigkeit und dem Fluid ab, ist jedoch näherungsweise unabhängig vom jeweiligen Betriebsmodus. Im Temperaturkoeffizienten $\beta_{R_{\text{therm}}}$ spiegelt sich daher, wie schon durch die FEM-Simulationen angedeutet wurde, die Temperaturabhängigkeit der Materialparameter von Fluid, Sensor und Messaufbau wider. Aus den gemessenen Werten $\beta_{\Delta T_M} \approx -2,2$ %/K (vergl. Abb. 4.32b) sowie $\beta_{U_H} \approx -0,8$ %/K (vergl. Abb. 4.34b) ergibt sich für R_{therm} ein Temperaturkoeffizient von etwa $\beta_{R_{\text{therm}}} \approx -0,6$ %/K (vergl. Gl. (4.33)). Auch im CV-Betriebsmodus ergeben ähnliche Messungen je nach Strömungsgeschwindigkeit einen Wert zwischen $-0,4$ und $-0,6$ %/K. $\beta_{R_{\text{therm}}}$ ist somit betragsmäßig um mehr als einen Faktor 3 kleiner als $|\alpha|$. Der thermische Widerstand als wichtige Kenngröße zur Sensorcharakterisierung kann daher als näherungsweise temperaturunabhängig betrachtet und auch bei schwankender Umgebungstemperatur aufgezeichnet bzw. ausgewertet werden.

Aufgrund der Heizspannungsregelung ist der CT-Betriebsmodus insgesamt weniger von der Schwankungen der Umgebungstemperatur abhängig als der CV-Modus. Dazu kommt noch, dass die beiden Ausgangsgrößen (U_{A1} und U_H) im ganzen Messbereich bis 25 m/s zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit herangezogen werden können. Als Nachteil kann man den erhöhten Aufwand bezüglich der Sensorelektronik nennen.

4.7 CT-Betriebsmodus mit Σ - Δ Modulator

Mit dem vorgestellten PSpice-Sensormodel lässt sich jede Art von Auswerteelektronik in Verbindung mit dem kalorimetrischen Sensor schnell und zuverlässig testen. Ein sehr

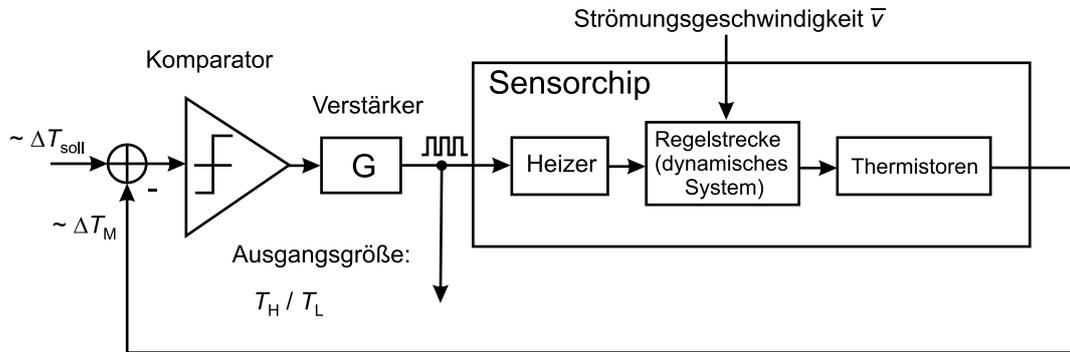


Abb. 4.35: Blockschaltbild des PSpice-Modells mit dem Zweipunktregler. Am Heizer liegt eine Pulsfolge. Das Verhältnis zwischen Ein- und Ausschaltdauer (T_H/T_L) definiert das Ausgangssignal.

verbreiteter und einfacher elektronischer Regler ist der Zweipunktregler. Das wohl bekannteste Beispiel aus dem Alltag für einen Zweipunktregler ist der Thermostat, der ein Heiz- oder Kühlgerät mit konstanter Leistung steuert. Je nachdem, ob die Temperatur über oder unter dem gewählten Schwellwert liegt, wird das Gerät aus- oder eingeschaltet. Dieses Prinzip wurde auf den kalorimetrischen Strömungssensor im CT-Betriebsmodus übertragen und zuerst mit PSpice-Simulationen untersucht [94].

In Abb. 4.35 ist das Blockschaltbild des PSpice-Modells mit dem Sensor und Zweipunktregler dargestellt. Anstelle des PI-Reglers (vergl. Abb. 4.25) befindet sich nun ein Komparator gefolgt von einem Verstärker. Der Komparator vergleicht den Unterschied zwischen der tatsächlichen mittleren Übertemperatur der Membranthermistoren (ΔT_M) und dem gewünschten Sollwert (ΔT_{soll}). Je nach Ergebnis, wird der Heizer in Betrieb genommen oder ausgeschaltet, sodass an seinem Anschluss eine Pulsfolge liegt. Die Pulshöhe kann dabei durch den Verstärker G eingestellt werden.

Das PSpice-Schaltbild des Zweipunktreglers zeigt Abb. 4.36a. Zunächst wird die Regelabweichung als Eingangssignal des Zweipunktreglers durch den ersten Operationsverstärker invertiert. Dies hebt lediglich die invertierende Wirkung des letzten Addierers auf. Das Herzstück des Reglersystems ist der Komparator in der Mitte. Um schnelles Hin- und Herspringen an seinem Ausgang zu vermeiden, das beim Erreichen des Schwellwertes durch das Rauschen verursacht werden könnte, muss er mit einer Hysterese versehen werden. Dies wird durch die positive Rückkopplung über den Widerstand mit dem fixen Wert von $2,2\text{ M}\Omega$ sowie R_{HYS} erreicht. Mit letzterem kann man die gewünschte Schwellenspannung einstellen. Solche Komparatoren werden auch Schmitt-Trigger genannt [91]. Die am experimentellen Aufbau aufgezeichnete Hysterese ist in Abb. 4.36b dargestellt. Dafür wurde $R_{HYS} = 4,3\text{ k}\Omega$ gewählt, was eine Schwellenspannung von knapp über 20 mV ergibt. Die späteren Messungen mit dem Sensor wurden jedoch mit einem etwas höheren Wert von fast 30 mV durchgeführt, entsprechend dem Widerstandswert $R_{HYS} = 5,5\text{ k}\Omega$.

Mit einem invertierenden Verstärker am Ende wird dem Ausgang des Schmitt-Trigger noch eine Spannung von -12 V addiert und das Resultat gedämpft und invertiert. Die Ausgangsspannung des Komparators springt zwischen $-11,5\text{ V}$ und $+11,5\text{ V}$ (bei einer Versorgungsspannung von $\pm 12\text{ V}$). Ohne Dämpfung schwingt der Ausgang des Zwei-

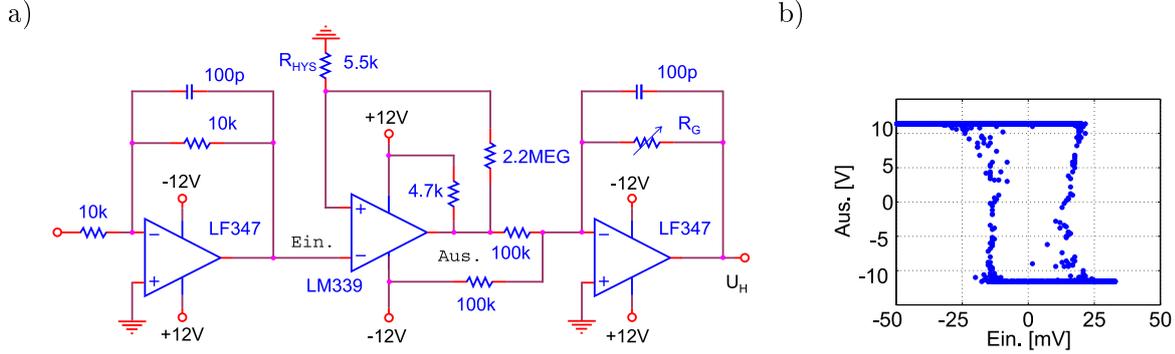


Abb. 4.36: PSpice-Schaltbild des Zweipunktreglers (a). Der Komparator ist ein invertierender Schmitt-Trigger. Für die Aufnahme seiner Hysterese (b) wurde $R_{\text{HYS}} = 4,3 \text{ k}\Omega$ eingestellt, was einer Hysteresebreite von $U_{\text{hyst,SS}} \approx 45 \text{ mV}$ entspricht.

punktreglers daher zwischen 0,5 und 23,5 V. Mit der entsprechenden Wahl vom Widerstand R_G liegt die Heizpulshöhe \hat{U}_H im Betrieb typisch in der Größenordnung von 4 V, während die Heizspannung bei der Abkühlphase ungefähr 100 mV beträgt.

Für das experimentelle Testen des CT-Betriebsmodus mit dem Zweipunktregler wurde wieder das Sensorexemplar mit $R_0 \approx 200 \text{ k}\Omega$, $\alpha \approx -0,018 \text{ K}^{-1}$, $R_H = 2974 \Omega$ und $R_{\text{therm}} = 3918 \text{ K/W}$ herangezogen und daher auch das PSpice-Modell mit diesen Werten versehen. Als Sollspannung wurde $U_{\text{soll}} = 50 \text{ mV}$ und als Umgebungstemperatur $T_{\text{LAB}} = 23^\circ \text{C}$ gewählt. Mit Gl. (4.30) und Kenndaten des Sensors ergibt sich daraus eine mittlere Übertemperatur von $\Delta T_M \approx 3,7 \text{ K}$.

In Verbindung mit dem kalorimetrischen Sensor hängt das Tastverhältnis des Zweipunktreglers von der Strömungsgeschwindigkeit ab. Mit steigender Strömungsgeschwindigkeit braucht man mehr Heizleistung, um die eingestellte Übertemperatur aufrecht zu halten. Dies bedeutet, dass die Einschaltdauer länger und die Ausschaltdauer immer kürzer wird (Abb. 4.37).

Im unteren Strömungsbereich ($< 10 \text{ m/s}$) versucht das System hauptsächlich durch die Verkürzung der Ausschaltdauer T_L der konvektiven Abkühlung entgegen zu wirken. Dies hat zu Folge, dass die Pulsperiode $T = T_H + T_L$ mit steigender Strömungsgeschwindigkeit anfangs immer kürzer wird. Erst wenn diese Maßnahme nicht mehr ausreicht, wird die Einschaltdauer T_H stark hochgeschraubt, was, je nach Pulshöhe, zur Sättigung bzw. Reduktion der Pulsperiode führt (Abb. 4.38a).

Einige Autoren verwenden die Pulsrate, also die mittlere Frequenz der Pulsfolge als Ausgangsgröße [95]. Die Frequenz der Heizpulsfolge für verschiedene Werte der Pulshöhe \hat{U}_H ist Abb. 4.38b dargestellt. Aufgrund der Sättigung bzw. Nicht-Monotonie im oberen Strömungsbereich würde sich dieses Signal nur für $\hat{U}_H \geq 5 \text{ V}$ eignen, falls der ganze Messbereich bis 25 m/s erfasst werden muss. Je größer die Pulshöhe, desto steiler ist diese Kennlinie. Allerdings, steigt dadurch auch die Gefahr, dass der Sensor durch zu hohe transiente Übertemperaturen zerstört wird. Schon eine niedrige Dauerheizspannung von 3 V resultiert bei kleinen Strömungsgeschwindigkeiten mit einer Heizerübertemperatur von ca. 40°C (vergl. Abb. 4.9). Da die Übertemperatur von der Leistung abhängt, bedeutet eine Verdopplung der Heizspannung eine Vervierfachung der Übertempera-

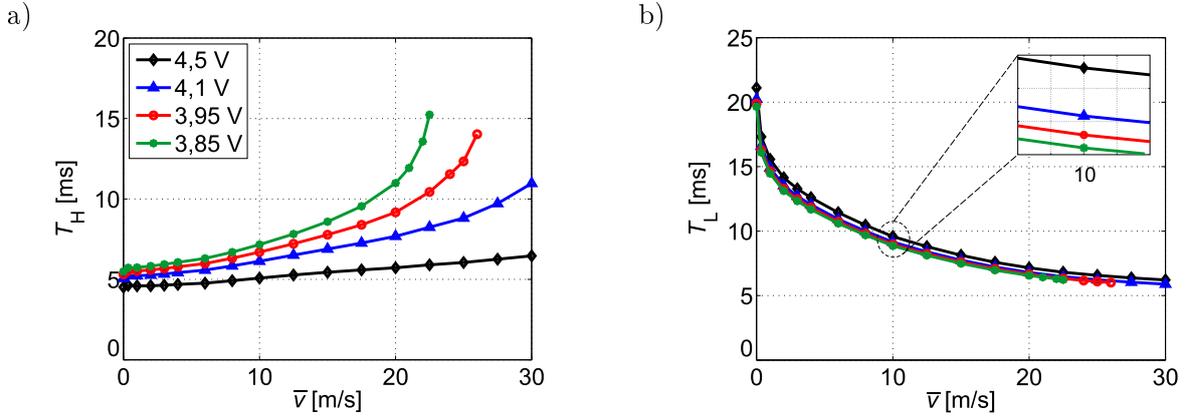


Abb. 4.37: PSpice Simulationen der Einschaltdauer T_H (a) und Ausschaltdauer T_L (b) während des Sensorbetriebs in CT-Modus mit Zweipunktregler ($\Delta T_M \approx 3,7$ K) für verschiedene Werte der Heizpulshöhe.

tur. Obschon es sich beim Zweipunktregler um einen getakteten und keinen Dauerspannungsbetrieb handelt, können die kurzzeitig auftretenden, hohen Übertemperaturen die komplexe Membranstruktur doch beschädigen. Außerdem beträgt die Schichtdicke der Cr-Heizer nur etwa 130 nm. Hohe Spannungen rufen in einer so dünnen Schicht hohe Stromdichten hervor und können dadurch den Heizer zerstören. In Rahmen dieser Arbeit wurden daher Heizspannungen über 5 V vermieden. Für $\hat{U}_H < 5$ kann die Frequenz für den unteren Strömungsbereich $\bar{v} < 15$ m/s als Ausgangssignal herangezogen werden.

Andere Autoren wiederum filtern die Pulsfoge mit einem Tiefpass und erhalten somit den Mittelwert der Heizspannung als Ausgangsgröße [96, 97]. Dies läuft auf die Verwendung des Tastgrads (das Verhältnis der Impulsdauer zur Periodendauer T_H/T , engl. duty cycle) als Ausgangssignal hinaus (Abb. 4.39a). Da die Ausschaltdauer T_L mit der steigender Strömungsgeschwindigkeit schneller abfällt als die Periodendauer T und

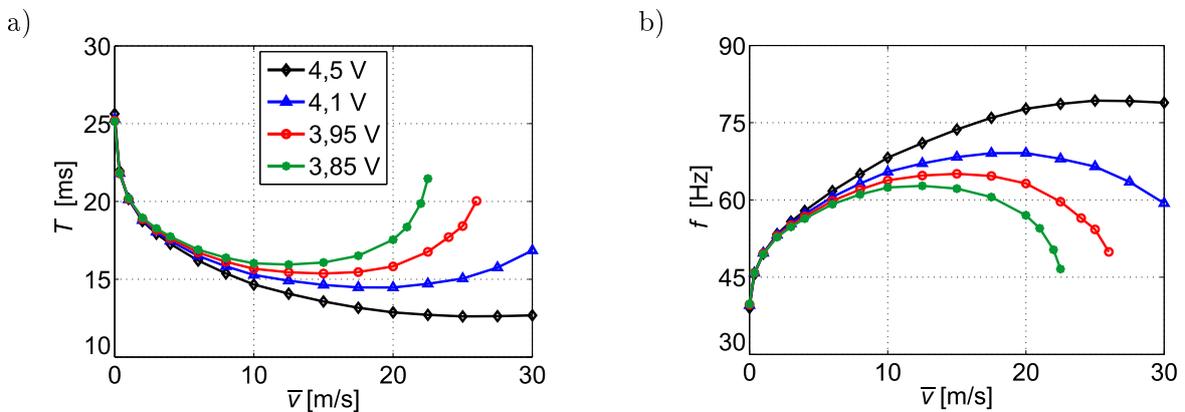


Abb. 4.38: PSpice Simulationen der Pulsperiode $T = T_H + T_L$ (a) und Frequenz $f = 1/T$ (b) während des Sensorbetriebs in CT-Modus mit Zweipunktregler ($\Delta T_M \approx 3,7$ K) für verschiedene Werte der Heizpulshöhe.

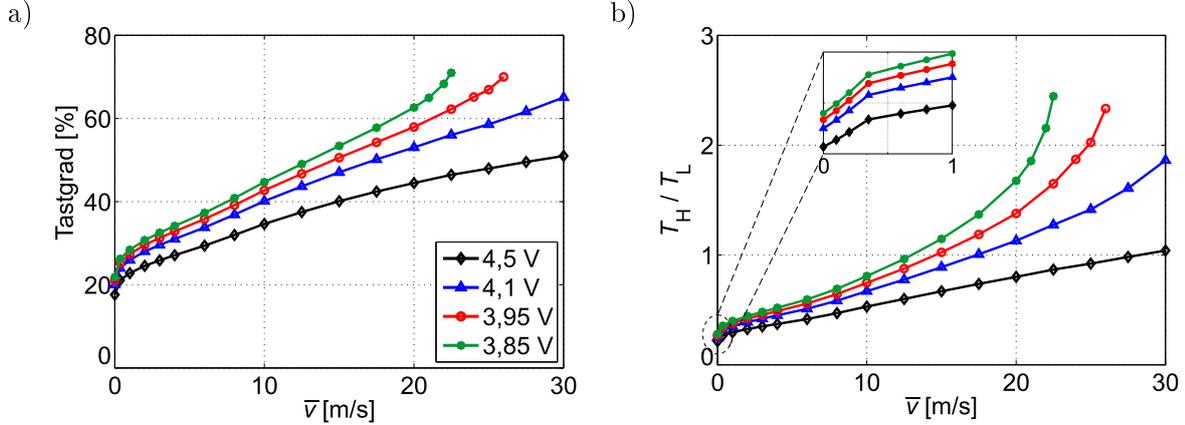


Abb. 4.39: PSpice Simulationen der Ausgangsgrößen beim Sensorbetrieb in CT-Modus mit Zweipunktregler ($\Delta T_M \approx 3,7\text{K}$) für verschiedene Werte der Heizpulshöhe: der Tastgrad T_H/T (a) und das Ein/Aus-Verhältnis T_H/T_L (b).

darüber hinaus noch streng monoton fallend ist, liegt es nahe, das Ein/Aus-Verhältnis T_H/T_L statt des Tastgrades T_H/T als Ausgangsgröße heranzuziehen. Dadurch ergibt sich im oberen Strömungsbereich eine bessere relative Empfindlichkeit, verglichen mit dem Tastgrad als Ausgangssignal. Unter 10 m/s zeigt der Tastgrad jedoch eine höhere relative Empfindlichkeit (Steigung der Kennlinie bezogen auf die Differenz zwischen dem Maximal- und Minimalwert des jeweiligen Ausgangssignals). Abbildung 4.39b zeigt die entsprechende T_H/T_L -Charakteristik.

Bemerkenswert ist der Einfluss der Heizpulshöhe \hat{U}_H auf die Ausgangscharakteristik. Bei konstanter Strömungsgeschwindigkeit und fallender Pulshöhe braucht man längere Einschaltdauer und kürzere Ausschaltdauer um die notwendige mittlere Leistung aufrecht zu erhalten. Während für T_L dieser Einfluss schwach ausgeprägt und fast unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit ist, tritt er bei der Einschaltdauer T_H insbesondere im oberen Messbereich ab etwa 10 m/s stark in Erscheinung (vergl. Abb. 4.37). Für jede Strömungsgeschwindigkeit gibt es einen Minimalwert der Pulshöhe $\hat{U}_{H,\min}$, bei dem der Tastgrad beinahe 100 % beträgt. Bei einer weiteren Reduktion der Pulshöhe $\hat{U}_H < \hat{U}_{H,\min}$ kann die angestrebte mittlere Übertemperatur nicht mehr erreicht werden, selbst wenn die Heizspannung ständig eingeschaltet bleibt.

Somit lässt sich die Steigung der Ausgangscharakteristik durch die Pulshöhe beeinflussen, wobei der zeitliche Mittelwert der gewünschten Übertemperatur ΔT_M konstant bleibt. Dies ist eine wichtige Eigenschaft des CT-Betriebsmodus mit Zweipunktregler. Verwendet man hingegen einen analogen Regler, so ist die Steuerung der Sensitivität nur durch die Änderung der Übertemperatur ΔT_M möglich. Dadurch ändert sich die notwendige Heizleistung P_H und somit auch die Heizspannung als Ausgangssignal.

Die mittlere Leistung \bar{P}_H , die benötigt wird um die Übertemperatur ΔT_M im Mittel konstant zu halten, erhält man indem der Tastgrad aus Abb. 4.39a mit dem Maximalwert der Pulsleistung multipliziert wird $\bar{P}_H = (T_H/T) \cdot (\hat{U}_H^2/R_H)$. Das Ergebnis ist in Abb. 4.40 dargestellt. Da alle Charakteristika dicht nebeneinander, folgt dass \bar{P}_H in erster Näherung von \hat{U}_H unabhängig ist.

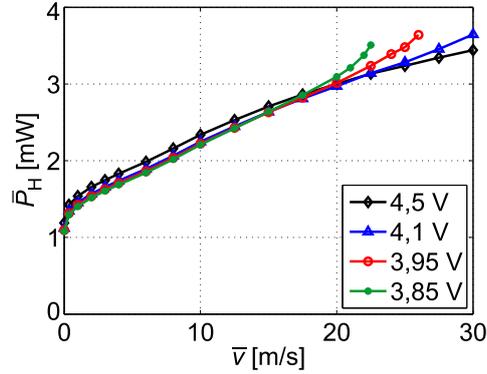


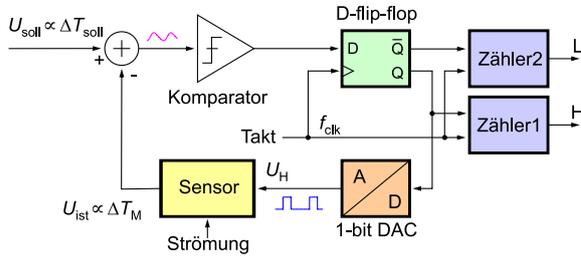
Abb. 4.40: Simulierte mittlere Leistung $\bar{P}_H = (T_H/T) \cdot (\hat{U}_H^2/R_H)$ als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit. \bar{P}_H ist beim Sensorbetrieb in CT-Modus mit Zweipunktregler ($\Delta T_M \approx 3,7\text{ K}$) von der Heizpulshöhe \hat{U}_H näherungsweise unabhängig.

Obwohl die Heizspannung am Reglerausgang nur zwei diskrete Werte annehmen kann, handelt es sich nicht um ein digitales Signal. Der Übergang zwischen zwei Heizspannungspegeln ist nicht zeit-diskret und kann jederzeit erfolgen. Um die genaue Ausgangsgröße T_H/T_L zu erhalten muss die Ein- und Ausschaltdauer möglichst präzise gemessen werden. Es liegt also nahe, die Zeit durch den Einsatz von Taktgebern zu diskretisieren, um damit digitale Zähler zur einfachen und präzisen Zeitmessung heranziehen zu können. Das entsprechend modifizierte Blockschaltbild des ganzen Messsystems mit Digitalzählern ist in Abb. 4.41a dargestellt [98].

Die Zeitdiskretisierung wird mit einem variablen Oszillator als Taktgeber und einem Flip-Flop realisiert. Bei dem letzteren handelt es sich um ein taktflankengesteuertes D-Flip-Flop (engl. positive-edge-triggered D flip-flop, Bauteilnr. 7474). Der Ausgang des freilaufenden Zweipunktreglers (vergl. Abb. 4.36a) wird nun an den Flip-Flop-Eingang D geführt. Dabei wird der Widerstand R_G so gewählt, dass die Pulshöhe dem Pegelwert der logisch 1 entspricht (laut Datenblatt $> 2\text{ V}$). Das Flip-Flop übernimmt mit steigender Taktflanke den logischen Zustand des Eingangs D und gibt diesen Wert auf Ausgang Q weiter. Der 1-bit Digital-Analog-Konverter ist nichts anderes als ein Verstärker, der den Ausgangspegel des Flip-Flops für logisch 1 (laut Datenblatt typisch $3,4\text{ V}$) auf den gewünschten Wert von \hat{U}_H anpasst. Eine Schaltung wie in Abb. 4.41a dargestellt wird in der Literatur auch als thermischer Σ - Δ -Modulator bezeichnet [97, 99].

Abbildung 4.41b zeigt ein Beispiel der Signalverläufe des Σ - Δ -Modulators als Ergebnis der PSpice-Simulationen. Wegen der Übersichtlichkeit wurde beim Komparator keine Hysterese eingestellt ($R_{HYS} = 0$ in Abb. 4.36a). Im oberen Teil der Abb. 4.41b ist die Simulation der mittleren Übertemperatur ΔT_M dargestellt. Die tatsächliche Spannung am Komparatoreingang hat einen ähnlichen aber invertierten Verlauf. Sobald die Schwelle erreicht wird, wechselt der Komparator seinen Ausgangszustand, der mit der nächsten steigenden Flanke vom Flip-Flop übernommen und an den Ausgang Q bzw. invertiert an \bar{Q} weitergeleitet wird. Durch die zwei digitalen Zähler wird die Anzahl der Taktpulse während der Heiz- (H für engl. „high“) und Abkühlperiode (L für engl. „low“) abwechselnd ermittelt und daraus ein Quotient H/L als Ausgangssignal gebildet. Somit kann nach jeder Zustandsänderung aus dem aktuellen und aus dem zuvor gespeicherten

a)



b)

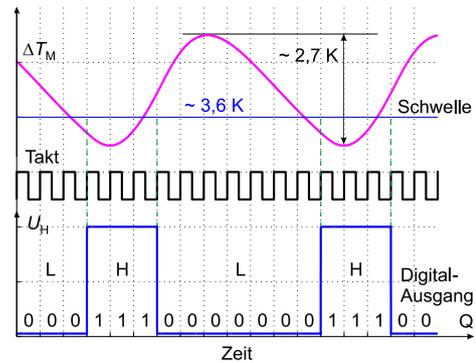


Abb. 4.41: (a) Blockschaltbild des thermischen Σ - Δ -Modulators. Mit dem 1-bit-DAC wird \hat{U}_H eingestellt. (b) Ein Beispiel der Signalverläufe des Σ - Δ -Modulators für eine sehr niedrige Taktfrequenz von $f_{\text{clk}} = 1 \text{ kHz}$ sowie $\hat{U}_H = 4,5 \text{ V}$ und $\bar{v} = 5 \text{ m/s}$. Der Komparator weist keine Hysterese auf.

Zählerstand ein Geschwindigkeitsmesswert ermittelt werden, was zwei Messwerte pro Heizpulsperiode ergibt.

In eine Heizperiode des freilaufenden Zweipunktreglers passt je nach Taktfrequenz eine ganz bestimmte diskrete Anzahl der Taktpulse hinein. Durch das Abzählen der Taktpulse wird somit die Ein- und Ausschaltdauer gemessen. In Abb. 4.41b wurde die Taktfrequenz bewusst sehr niedrig gewählt, damit der Zeitunterschied zwischen dem Überschreiten der Komparatorschwelle und dem Zustandswechsel am Flip-Flop Ausgang sichtbar wird. Welchen Einfluss die Wahl der Taktfrequenz auf das Ausgangssignal hat, wurde mittels PSpice-Simulationen untersucht (Abb. 4.42a). Dabei wurde bei konstanter Strömungsgeschwindigkeit und Heizpulshöhe die Taktfrequenz geändert und das Ausgangssignal ausgewertet. Der Quotient H/L nimmt diskrete Werte an, die jenem Wert, der sich beim freilaufenden Zweipunktregler eingestellt hätte (grüne horizontale Linie), am nächsten sind. Je höher die Taktfrequenz gewählt wird, desto näher kommt man an diesen Wert heran, da die Zeitmessung immer präziser wird.

Der größte, noch tolerierbare Messfehler definiert somit die niedrigste Taktfrequenz. Allzu hohe Taktfrequenzen sind wiederum auch nicht sinnvoll. Zum einen sind hochfrequente Systeme schwieriger zu realisieren und zu handhaben als niederfrequente. Zum anderen, wenn der Fehler, der durch das Rauschen verursacht wird, in der Größenordnung des Quantisierungsfehlers liegt, bringt eine weitere Erhöhung der Taktfrequenz keine Verbesserung mehr.

Nach Ergebnissen aus Abb. 4.42a beträgt der relative Fehler (bezogen auf das Ausgangssignal bei der höchsten untersuchten Taktfrequenz von 1 MHz) für $f_{\text{clk}} = 10 \text{ kHz}$ nur 1%. Ab $f_{\text{clk}} = 100 \text{ kHz}$ liegt er gar unter 0,1% und kann somit vernachlässigt werden. Für die weiteren Simulationen und Messungen wurde daher die Taktfrequenz $f_{\text{clk}} = 100 \text{ kHz}$ gewählt.

Die Hysterese des Schmitt-Triggers sorgt für einen schwingungsfreien Übergang zwischen zwei Zuständen. Je höher das Rauschen ist, desto breiter muss die Hysterese sein. Laut Simulationen liegt am Komparator ohne Hysterese ein Eingangssignal in der Größenordnung von nur $10 \text{ mV}_{\text{SS}}$ an. Im Falle einer stark verrauschten Umgebungen, wo eine

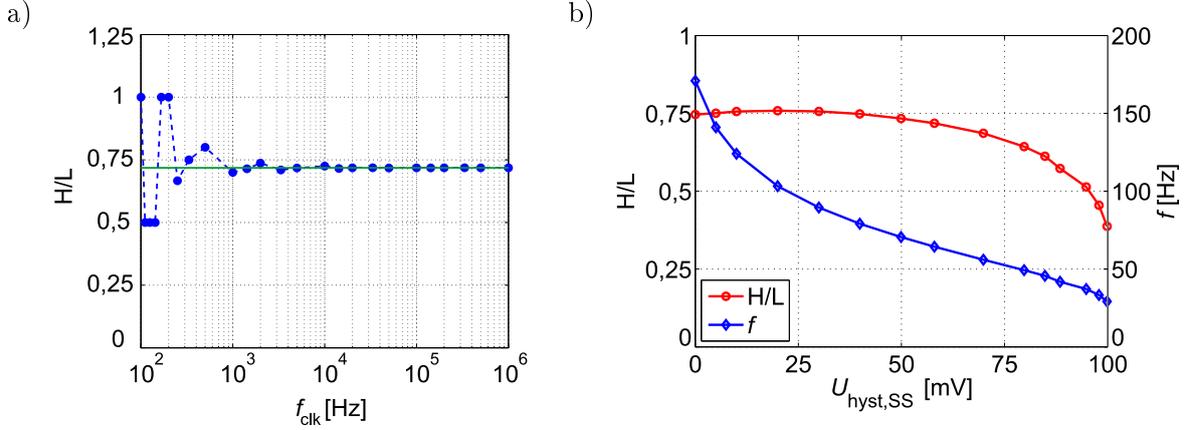


Abb. 4.42: (a) Einfluss der Taktfrequenz f_{clk} auf das Ausgangssignal H/L. Für die Simulation gilt $U_{\text{hyst,SS}} = 58$ mV. (b) Einfluss der Hysteresebreite auf das Ausgangssignal H/L und die Heizpulsfrequenz $f = 1/(T_{\text{H}} + T_{\text{L}})$. Für die Simulation gilt $f_{\text{clk}} = 100$ kHz. Außerdem wird für beide Simulationen $\bar{v} = 10$ m/s, $\hat{U}_{\text{H}} = 4$ V und $U_{\text{soil}} = 50$ mV angenommen.

breite Hysterese benötigt wird, ist es daher von prinzipiellem Interesse, wie die Wahl der Hysteresebreite $U_{\text{hyst,SS}}$ das Ausgangssignal beeinflusst (Abb. 4.42b).

Bei niedrigen Werten wirkt sich die Hysteresebreite vor allem auf die Frequenz des Heizpulses $f = 1/(T_{\text{H}} + T_{\text{L}})$ aus, während sich das Ausgangssignal H/L nur geringfügig ändert. Erst ab $U_{\text{hyst,SS}} = 70$ mV bricht auch dieses Signal spürbar ein. Die ersten Experimente ergaben, dass aufgrund diverser Störquellen im Labor ein Wert über 50 mV_{SS} notwendig ist, um die Gefahr schneller Schwingungen bei jedem Schaltvorgang vollständig auszuschließen. Bei allen Messungen wurde daher $R_{\text{HYS}} = 5,5$ k Ω eingestellt, entsprechend einer Hysteresebreite von knapp unter 60 mV_{SS}.

Abbildung 4.43 illustriert die Ergebnisse der Charakterisierung des Σ - Δ -Modulators im experimentellen Laborbetrieb. Im linken Teil sind H- und L-Charakteristik und im rechten die eigentlichen Ausgangssignale H/L und $f = f_{\text{clk}}/(H+L)$ in Abhängigkeit von der Heizpulshöhe \hat{U}_{H} abgebildet. Bei den Aufnahmen der Datenpunkte wurde jeweils über 16 H/L-Werte gemittelt (8 Heizpulsperioden). Die Heizpulsfrequenz f zeigt eine gute Empfindlichkeit im niedrigen Strömungsbereich, kann aber aufgrund der Sättigung bzw. Nicht-Monotonie nur für einen begrenzten, von der Heizpulshöhe \hat{U}_{H} abhängigen Messbereich herangezogen werden. Hingegen steigt die Empfindlichkeit von H/L je nach Heizpulshöhe für höhere Strömungsgeschwindigkeiten an. Kombiniert man die beiden Ausgangssignale, kann man in jedem Strömungsbereich eine zuverlässige Geschwindigkeitsmessung erzielen.

Die Verläufe entsprechen qualitativ den Simulationsergebnissen für den freilaufenden Zweipunktregler (vergl. Abb. 4.37, 4.38 und 4.39). Der Grund für die absoluten Abweichungen liegt in den nicht-idealen Schaltungselementen, die für den Bau des Σ - Δ -Modulators verwendet wurden. So beträgt die Offsetspannung der eingesetzten Operationsverstärker 5-10 mV und liegt somit in der Größenordnung der Spannung am Komparator-Eingang. Nichtsdestotrotz erwies sich die PSpice-Modellierung als wirksames Werkzeug, um das Verhalten des Σ - Δ -Modulators zu studieren und optimieren.

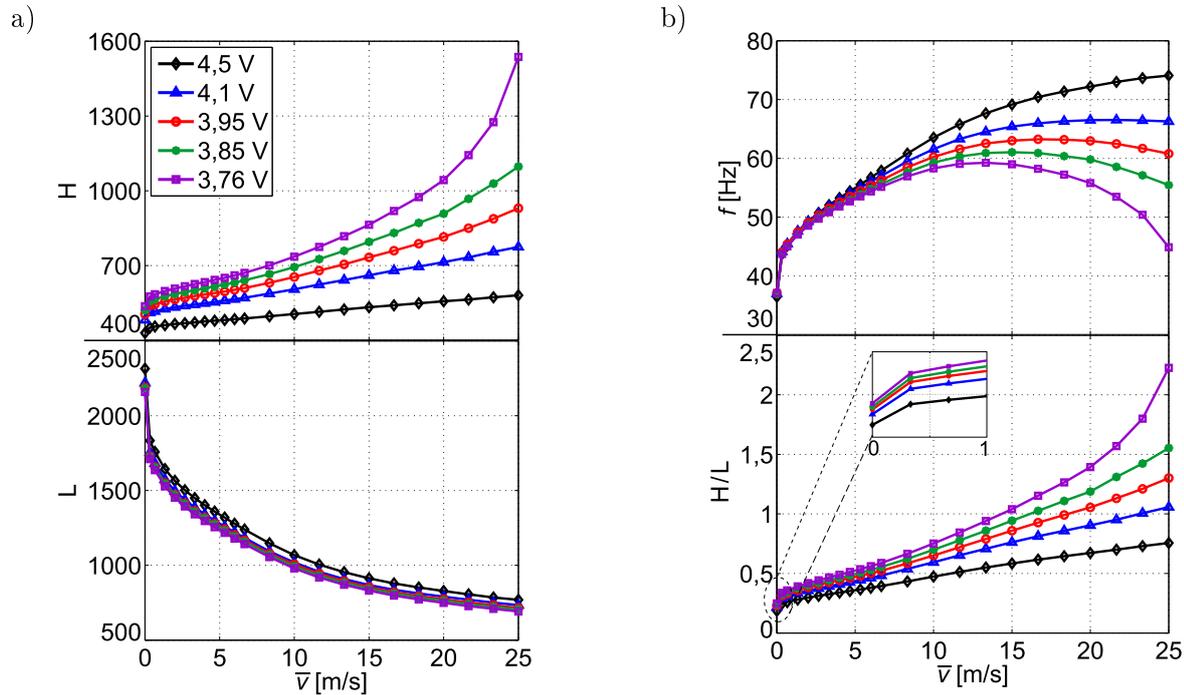


Abb. 4.43: Messergebnisse für den CT-Betrieb mit Σ - Δ -Modulator ($f_{\text{clk}} = 100 \text{ kHz}$, $U_{\text{hyst,SS}} \approx 60 \text{ mV}$, $U_{\text{soill}} = 50 \text{ mV}$ und $T_{\text{LAB}} \approx 23^\circ \text{ C}$). Dargestellt sind H- und L-Charakteristik (a) sowie H/L- und f -Charakteristik (b) in Abhängigkeit von der Heizpulshöhe \hat{U}_H .

Es stellt sich die Frage, wie rasch ein Sensor im CT-Betrieb mit Σ - Δ -Modulator auf die schnell ändernden Strömungen reagieren kann bzw. wie viele Pulszyklen notwendig sind, um eine sprunghafte Änderung der Strömungsgeschwindigkeit vollständig zu erfassen. Da die Sprunghöhe der Geschwindigkeit, die mit dem Messaufbau aus Abb. 4.6 erzielt werden kann, sehr gering ist (unter 1 m/s), wurde für die experimentelle Charakterisierung des transienten Verhaltens $\hat{U}_H = 2,8 \text{ V}$ gewählt. Denn dieser sonst sehr niedrige Wert ist von Vorteil wenn man H/L als Ausgangssignal für kleine Strömungsgeschwindigkeiten heranzieht, verschlechtert aber gleichzeitig die Empfindlichkeit der f -Charakteristik (vergl. Abb. 4.43b).

Wenn der Strömungssprung während der H-Periode des Flip-Flop-Ausgangssignals Q erfolgt wird diese Heizphase etwas verlängert, um der Abkühlung aufgrund des plötzlichen Geschwindigkeitsanstiegs entgegen zu wirken (Abb. 4.44a). Sobald die fallende Flanke kommt wird die Länge dieser H-Periode ausgewertet und aktuelle Werte für H/L und f ausgerechnet. Während H/L steigt, erfährt $f = f_{\text{clk}}/(H+L)$ zunächst einen Knick nach unten. Schon mit dem Ende der folgenden L-Periode bzw. der nächsten steigenden Flanke werden die Endwerte beider Ausgangsgrößen näherungsweise erreicht.

Erfolgt der Sprung jedoch während der L-Periode, so wird diese verkürzt, wodurch f kurzfristig stark ansteigt. Mit der nächsten fallenden Flanke, die das Ende der folgenden H-Periode markiert, erreichen beide Signale wiederum näherungsweise ihren Endwert (Abb. 4.44b). Da der Maximalwert des Heizpulses \hat{U}_H sehr niedrig gewählt wurde (2,8 V)

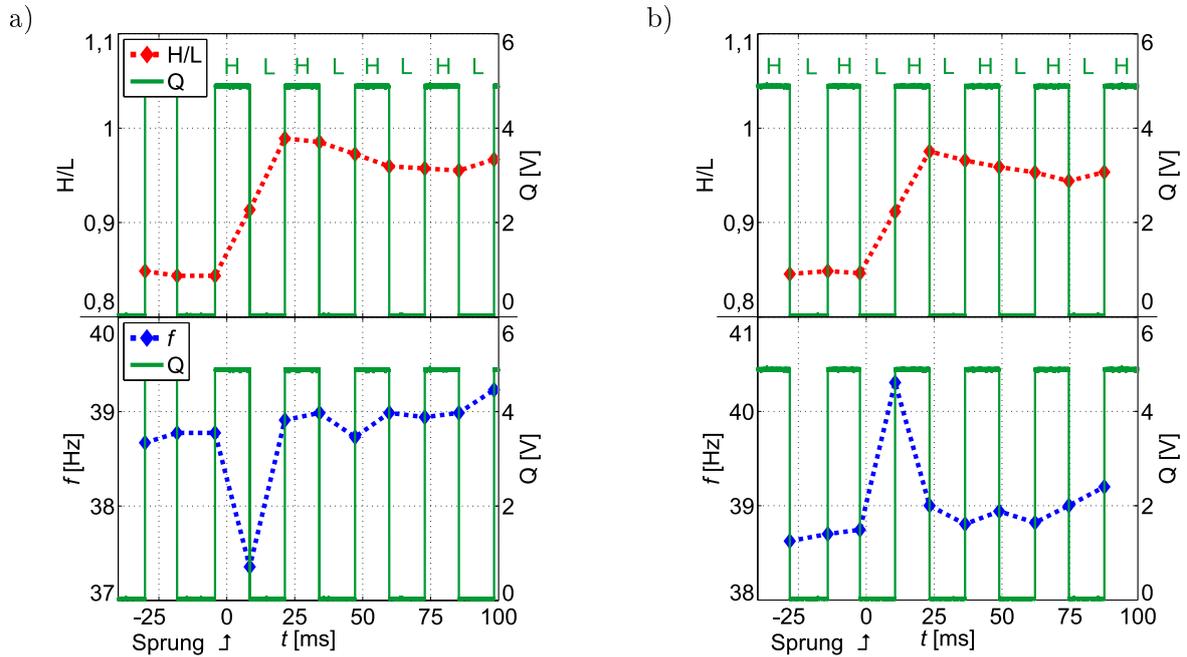


Abb. 4.44: Ausgangssignale H/L und f nach einer sprungartigen Änderung der Strömungsgeschwindigkeit für den CT-Betrieb mit Σ - Δ -Modulator. Der Strömungssprung erfolgt entweder während einer Heiz- (a) oder einer Abkühlperiode (b) bei $t = 0$. Die Heizpulshöhe beträgt $\hat{U}_H = 2,8$ V.

und die Änderung der Strömungsgeschwindigkeit beim Sprung gering ist, beträgt die Variation der Frequenz weniger als 1 Hz.

Typischerweise wird der Sprungendwert somit nach nur zwei Messzyklen erreicht. Da die Bildung eines Messwerts nach jeder Flanke erfolgt, entspricht das einer vollen Heizpulshöhe. Je nach Höhe des Heizpulses sowie Sprungstärke, beträgt die Reaktionszeit somit zwischen 10 und 25 ms (vergl. Abb. 4.38a).

Die Temperaturabhängigkeit der Ausgangssignale im CT-Betrieb mit Σ - Δ -Modulator wurde nur mittels PSpice-Simulationen untersucht. Das PSpice-Modell berücksichtigt dabei nur den Temperaturgang der aGe-Thermistoren, nicht jedoch die Temperaturabhängigkeiten von Heizer und Fluid. Letztere haben aber nur einen geringfügigen Einfluss und können in erster Näherung vernachlässigt werden. Bei dieser Simulationsreihe ändert sich die Umgebungstemperatur T_{LAB} in 1°C -Schritten. Für jeden Temperaturpunkt werden bei konstanter Geschwindigkeit die H- und L-Werte aufgenommen (Abb. 4.45a) bzw. daraus die Ausgangssignale H/L und f gebildet (Abb. 4.45b). Da die mittlere Übertemperatur der Membranthermistoren ΔT_M im CT-Modus indirekt über die Spannung geregelt wird, ist sie nicht konstant sondern wird immer kleiner wenn T_{LAB} steigt (vergl. Gl. (4.32) und Abb. 4.32a). Daher braucht man auch weniger Heizleistung, um die geringer werdende Übertemperatur zu erhalten. Als Konsequenz, werden mit steigender Umgebungstemperatur die H-Werte immer kleiner während die L-Werte steigen. Aufgrund dieser entgegengesetzten Trends ist die Temperaturabhängigkeit von H/L besonders stark ausgeprägt, wohingegen die Pulsfrequenz $f = f_{clk}/(H+L)$ nur eine schwache Temperaturabhängigkeit zeigt.

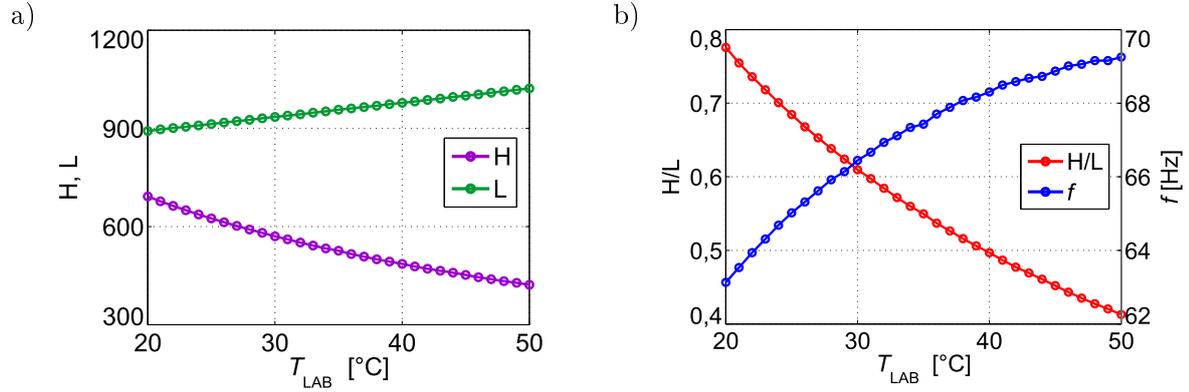


Abb. 4.45: Temperaturabhängigkeit von H- und L-Werten (a) bzw. Ausgangssignalen H/L und f (b) bei einer konstanten Strömungsgeschwindigkeit von $\bar{v} = 10$ m/s. Für die Simulation gilt $\hat{U}_H = 4$ V, $U_{soll} = 50$ mV, $U_{hyst,SS} = 58$ mV und $f_{clk} = 100$ kHz.

Mit Hilfe von Simulationsergebnissen kann der Temperaturkoeffizient beider Ausgangssignale ausgerechnet werden

$$\beta_{H/L} = \frac{\Delta(H/L)}{(H/L) \cdot \Delta T_{LAB}}, \quad \beta_f = \frac{\Delta f}{f \cdot \Delta T_{LAB}}, \quad (4.36)$$

wobei die Differenzbildung Δ zwischen den benachbarten Simulationspunkten erfolgt. Die Temperaturkoeffizienten hängen sowohl von der Strömungsgeschwindigkeit als auch von der gewählten Heizpulshöhe ab (Abb. 4.46). Im Bereich, in dem f als Ausgangssignal in Frage kommt ($\bar{v} < 10$ m/s bzw. $\hat{U}_H \geq 4$ V), beträgt β_f weniger als 0,5 %/K. Die f -Charakteristik kann daher näherungsweise als unabhängig von den Schwankungen der Umgebungstemperatur angesehen werden.

Im Gegensatz dazu ist H/L-Charakteristik, insbesondere im Betrieb, in dem H-Intervalle lang sind bzw. die Steigung immer größer wird, stark temperaturabhängig, sodass $\beta_{H/L}$ betragsmäßig extrem hohe Werte annehmen kann ($|\beta_{H/L}| > 10$ %/K). Man erkaufte sich gewissermaßen die Steigerung der Empfindlichkeit im oberen Geschwindigkeitsbereich durch eine hohe Temperaturabhängigkeit. Da diese zudem eine Funktion der Strömungsgeschwindigkeit ist, kann eine einfache, wie in Unterabschnitt 4.4.3 beschriebene Korrektur der Ausgangssignale nicht angewendet werden (vergl. Gl (4.19)). Vielmehr müssen über den zu erwartenden Temperaturbereich in ausreichend feinen Temperaturschritten die Ausgangscharakteristika aufgenommen und daraus die Korrekturtabellen erstellt werden. Die Notwendigkeit dieser, etwas aufwendigen Charakterisierung im Vorfeld ist der größte Nachteil des CT-Betriebs mit Σ - Δ -Modulator, es sei denn man zieht die Frequenz als Ausgangsgröße heran. Wenn aber die Korrekturtabellen einmal vorhanden sind, gestaltet sich der eigentliche Mess- und Korrekturvorgang sehr einfach, da er aufgrund der digitalen Natur der Ausgangssignale computerunterstützt und völlig automatisch abläuft.

Neben H/L und f als primären Ausgangssignalen im CT-Betrieb mit Σ - Δ -Modulator, besteht noch immer die Möglichkeit $U_{A1} = U_L - U_R$ bzw. die offset-korrigierte Variante $U_{A1,0} = U_{A1}(\bar{v}) - U_{A1}(0)$ heranzuziehen. Im Gegensatz zum Betrieb mit Analogregler,

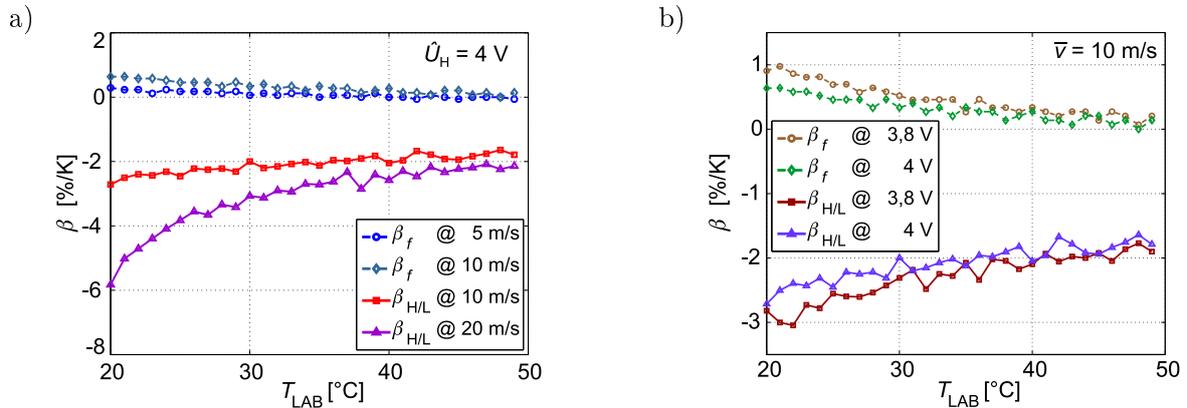


Abb. 4.46: Simulierter Temperaturkoeffizient β von H/L und f als Funktion der Umgebungstemperatur T_{LAB} für verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten bei konstanter Heizpulshöhe $\hat{U}_H = 4 \text{ V}$ (a) bzw. für verschiedenen Heizpulshöhen bei konstanter Strömungsgeschwindigkeit $\bar{v} = 10 \text{ m/s}$ (b). Für die Simulation gilt $U_{\text{soll}} = 50 \text{ mV}$, $U_{\text{hyst,SS}} = 58 \text{ mV}$ und $f_{\text{clk}} = 100 \text{ kHz}$.

handelt es sich bei diesem Signal um eine Mischspannung, deren Grundfrequenz der Heizpulsfrequenz f entspricht. Filtert man diesen Wechselanteil mit einem Tiefpass heraus, ergibt sich die gleiche $U_{\text{A1,0}}$ -Ausgangscharakteristik wie im äquivalenten Betrieb mit Analogregler [94] (vergl. Abbildung 4.30a). Da es sich um eine ungerade Funktion handelt, kann ihr Vorzeichen auch zur Bestimmung der Strömungsrichtung herangezogen werden. Dies ist besonders nützlich, denn sowohl bei der H/L- als auch bei der f -Kennlinie handelt es sich um gerade Funktionen, sodass sie nicht von der Strömungsrichtung abhängen. Außerdem ist $U_{\text{A1,0}}$ nahezu temperaturunabhängig wie in Unterabschnitt 4.6.2 ausgeführt wurde.

Kapitel 5

Segmentierter Heißfilmströmungssensor

Hitzdraht-Anemometer sind die einfachsten und wohl ältesten thermisch basierten Strömungssensoren, wobei die ersten Arbeiten zu dieser Thematik mehr als ein Jahrhundert zurückreichen [100]. Diese Strömungssensoren werten Widerstandsänderungen eines Heizwiderstandes aus, die durch eine strömungsabhängige (konvektive) Abkühlung zustande kommen [101]. Möchte man solche Sensoren aus amorphem Germanium bauen, so muss ein dünner Film den Hitzdraht ersetzen. In diesem Zusammenhang spricht man auch von einem Heißfilm-Anemometer. Das Wort Anemometer leitet sich von den altgriechischen Wörtern „anemos“ (Wind) und „metron“ (Maß) ab und bedeutet somit wörtlich Windmesser. Im Bezug auf thermische Strömungssensoren werden damit üblicherweise jene Sensoren zur lokalen Messung der Geschwindigkeit eines Strömungsfeldes bezeichnet, die auf Abkühlung einer Wärmequelle basieren, also Hitzdraht- und Heißfilmsensoren.

Zwei Betriebsarten sind bei diesen Sensoren gebräuchlich [1,101]: Im ersten Betriebsmodus wird der Heizer mit konstantem Strom (CCA, engl. Constant Current Anemometry) oder Spannung (CVA, engl. Constant Voltage Anemometry) versorgt und die Änderung seines Widerstandes durch die Spannungs- bzw. Strommessung registriert. Im Betrieb mit konstanter Heizertemperatur (CTA, engl. Constant Temperature Anemometry) wird mit Hilfe eines schnellen Regelkreises die mittlere Temperatur des Heizers konstant gehalten. Die dafür benötigte Spannung bzw. der Strom am Reglerausgang kann als Ausgangsgröße herangezogen werden.

Die Strömung erfolgt meist senkrecht zum Heizer. Da die Abkühlung aus allen Richtungen die senkrecht auf den Heizer treffen gleich ist, kann das Hitzdraht-Anemometer ohne zusätzliche Komponenten keine Strömungsrichtung unterscheiden. Dies ist der größte Nachteil solcher Strömungssensoren. Im Falle von Heißfilm-Anemometer aus aGe kann man durch geschicktes Kontaktieren mit Metallstreifen diesen Nachteil umgehen.

Typischerweise beträgt die Breite der aGe-Thermistoren $35\ \mu\text{m}$ und sie werden mit interdigitalen Elektroden elektrisch kontaktiert. Die Breite der inneren Elektrodenfinger sowie der Abstand dazwischen beträgt $5\ \mu\text{m}$. Die äußeren Finger sind doppelt so breit, womit sichergestellt wird, dass der Rand des aGe-Films vollständig mit dem Metall-

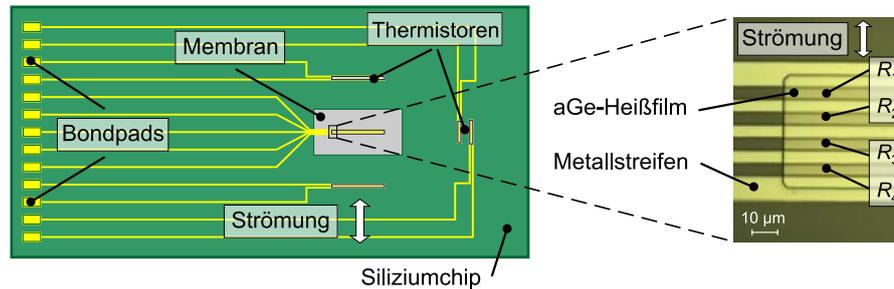


Abb. 5.1: Sensorlayout entsprechend den Lithographie-Masken (Abmessungen: $6 \times 3 \text{ mm}^2$ für den Chip und $1 \times 0,5 \text{ mm}^2$ für die Membran). Vergrößerter Ausschnitt (Mikroskopaufnahme): Der Heißfilm wird durch Kontaktierungsstreifen in vier Segmente R_1, \dots, R_4 geteilt. Die Strömung erfolgt parallel zur Chipoberfläche und orthogonal zu den Metallstreifen. Neben den aGe-Heißfilmsegmenten sind vier weitere Thermistoren für den CTA-Betrieb bzw. zur Messung der Umgebungstemperatur vorgesehen.

streifen bedeckt wird (vergl. Abb. 2.2 oder Abb. 4.4). Der Einsatz zweier kammartig ineinander geschobenen Elektroden soll eine möglichst gleichmäßige Stromdichte und Temperaturverteilung innerhalb des aGe-Filmes bringen.

Damit man mit solchen Thermistoren nicht nur die Strömungsgeschwindigkeit sondern auch die Richtung erfassen kann, muss der aGe-Film etwas breiter ausgelegt ($45 \mu\text{m}$) und mit fünf einzelnen Metallstreifen anstelle der zwei interdigitalen Elektroden kontaktiert werden. Die Breiten der Streifen sowie der Abstand dazwischen bleibt aber bestehen. An der Stromverteilung ändert sich somit wenig aber der aGe-Film besteht nun aus vier einzeln zugänglichen Segmenten (Abb. 5.1). Die Widerstände R_1, \dots, R_4 , die sich daraus ergeben, werden zu einer Messbrücke (engl. Wheatstone bridge) zusammengeschaltet. Im einfachsten Fall eines CCA-Anemometers wird diese Brücke mit konstantem Strom versorgt.

Betrachtet man die Änderung des Gesamtwiderstandes der Brücke, so verhält sich der Sensor wie ein herkömmliches Anemometer im CCA-Betriebsmodus. Der Heißfilm wird konvektiv abgekühlt, wobei die Spannung an den Kontaktanschlüssen der Brücke ein Maß für die Strömungsgeschwindigkeit ist. Die Ausgangscharakteristik dieses Signal ist eine gerade Funktion der Geschwindigkeit, d.h. die Strömungsrichtung kann damit nicht unterschieden werden. Zusätzlich wird die Wärmeenergie aber auch zwischen den Widerstandssegmenten übertragen. In Summe ergibt sich eine Verstimmung der Brücke, die von der relativen Lage der einzelnen Segmente zur Strömungsrichtung abhängt. Als Konsequenz weist die Brückenspannung eine ungerade Ausgangscharakteristik auf und ermöglicht durch das Vorzeichen die Bestimmung der Strömungsrichtung. Mit dem vorgeschlagenen Layout ist es somit möglich sowohl die Strömungsgeschwindigkeit als auch die Richtung gleichzeitig zu bestimmen.

5.1 FEM-Simulationen

Beim kalorimetrischen Strömungssensor werden die aGe-Thermistoren mit einer Spannung von nur $U_{\text{bias}} = 0,5 \text{ V}$ versorgt (vergl. Abb. 4.10). Die dadurch hervorgerufene

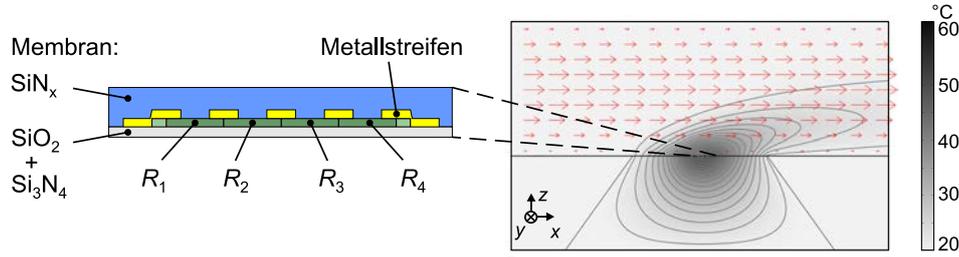


Abb. 5.2: Ein typisches Simulationsresultat des 2D-FEM Modells mit Isothermen und Pfeilen, die das Strömungsprofil andeuten. Der Heißfilmströmungssensor wurde dafür im CCA-Betriebsmodus mit 150 µA Versorgungsstrom betrieben. Außerdem gilt: $\bar{v} = 1$ m/s und $T_{\text{LAB}} = 20$ °C. Um Abhängigkeit von der Strömungsrichtung simulieren zu können, muss die Mikrostruktur des Heißfilms (vergrößerte schematische Darstellung) detailgerecht modelliert werden.

Selbsterwärmung der Thermistoren ist so gering, dass man sie vernachlässigen und bei den FEM-Simulationen die eingepreiste Leistung der aGe-Thermistoren auf null setzen kann. Die für den Messeffekt benötigte Erwärmung wird in diesem Fall allein vom Heizer erzeugt. Das Umsetzungsprinzip des Heißfilmströmungssensor beruht hingegen auf die Selbsterwärmung des aGe-Filmes. Damit man auch die Abhängigkeit von der Strömungsrichtung simulieren kann, muss die dissipierte Leistung in jedem einzelnen Segment modelliert werden (Abb. 5.2).

Der Widerstandswert der Heißfilmsegmente ist aufgrund der geänderten Breite bzw. Durchkontaktierung im Vergleich zu den Thermistoren des kalorimetrischen Sensors gestiegen. Der Temperaturkoeffizient bleibt jedoch gleich ($\alpha \approx -0,02 \text{ K}^{-1}$), da er nur vom Material und nicht von den jeweiligen Abmessungen abhängt. Die einzelnen Segmente können somit folgendermaßen modelliert werden

$$R_i(T_i) = R_0 \cdot e^{\alpha \cdot T_i}, \quad T_i = T_{\text{LAB}} + \Delta T_i, \quad i = 1, \dots, 4. \quad (5.1)$$

Hier bezeichnen R_0 den Segmentwiderstand bei 0 °C, T_{LAB} die Umgebungstemperatur und ΔT_i die Übertemperatur des jeweiligen Segments (bezogen auf T_{LAB}). Exemplarabhängig liegt R_0 im Bereich zwischen 360 und 410 kΩ, was um einen Faktor 3 höher ist als bei Thermistoren gleicher Länge und Dicke, die beim kalorimetrischen Sensor eingesetzt wurden. Mit Gl. (5.1) lässt sich die volumenbezogene dissipierte Leistung errechnen

$$P_{V,i} = \frac{I_i^2 R_i(T_i)}{V}, \quad i = 1, \dots, 4, \quad (5.2)$$

wobei $V = 600 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m} \times 0,26 \mu\text{m}$ das Segmentvolumen bezeichnet ($L \times B \times H$). Der Strom I_i durch den jeweiligen Segment hängt vom gewählten Betriebsmodus bzw. entsprechender Auswerteschaltung ab.

Im ersten Simulationsschritt werden anhand der voreingestellten Anfangstemperatur T_{LAB} die zugehörigen R_i -Widerstandswerte bestimmt und daraus die Stromstärken I_i bzw. die Leistungsdichten $P_{V,i}$ ausgerechnet. Im nächsten Schritt werden diese $P_{V,i}$ -Werte in den entsprechenden Simulationsdomänen als volumenbezogene Wärmeleistung eingepreist und die Segmenttemperaturen T_i und daraus die Widerstände R_i erneut bestimmt.

Diese Prozedur wird solange automatisch vom Simulationsprogramm wiederholt, bis die Lösung konvergiert und sich ein stabiler Zustand eingestellt hat [80].

5.2 CCA-Betriebsmodus

Im CCA-Betriebsmodus wird die aus aGe-Segmenten gebaute Messbrücke mit konstantem Strom versorgt. Der Schaltplan ist in Abb. 5.3 dargestellt. Die Spannung am Substratthermistor R_S , der mit der Brücke in Serie geschaltet ist, korreliert mit der Umgebungstemperatur und kann zur Temperaturkorrektur des Ausgangssignals herangezogen werden. Alternativ kann man nur den Heißfilm mit dem Strom versorgen, während der Widerstand des Substratthermistors mit einem Ohmmeter gemessen und dadurch die Umgebungstemperatur bestimmt wird.

Durch den eingepprägten Strom I_0 erwärmt sich der gesamte Heißfilm, wobei die konvektive Kühlung dieser Selbsterwärmung entgegenwirkt. Der Verlauf der Übertemperatur $\Delta T = T - T_{\text{LAB}}$ entlang der Sensormembran wird mittels FEM-Simulationen visualisiert (Abb. 5.4a). Außerdem, liefern die FEM-Simulationen auch die Übertemperatur einzelner Segmente in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit (Abb. 5.4b). Durch Konvektion wird dem Heißfilm Wärme entzogen und die Übertemperatur aller Segmente reduziert, sodass ihr elektrischer Widerstand R_i aufgrund des negativen Temperaturkoeffizienten mit zunehmender Konvektion steigt. Wegen des eingepprägten Versorgungsstroms ist die Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke

$$U_{\text{TH}} = I_0 \cdot \frac{(R_1 + R_2)(R_3 + R_4)}{R_1 + R_2 + R_3 + R_4} = I_0 \cdot R_{\text{TH}} = I_0 \cdot R_0 \cdot e^{\alpha \cdot (T_{\text{LAB}} + \Delta T_{\text{TH}})} \quad (5.3)$$

eine Funktion der einzelnen Brückenwiderstände und somit auch strömungsabhängig, wobei R_{TH} den Gesamtwiderstand der Brücke bezeichnet. Die Übertemperatur $\Delta T_{\text{TH}} \approx (\Delta T_1 + \Delta T_2 + \Delta T_3 + \Delta T_4) / 4$ kann als mittlere Übertemperatur des gesamten Heißfilms aufgefasst werden. Da eine Umkehr der Strömungsrichtung an der konvektiven Abkühlung nichts ändert, ist die Ausgangscharakteristik dieses Signals eine gerade Funktion der Strömungsgeschwindigkeit.

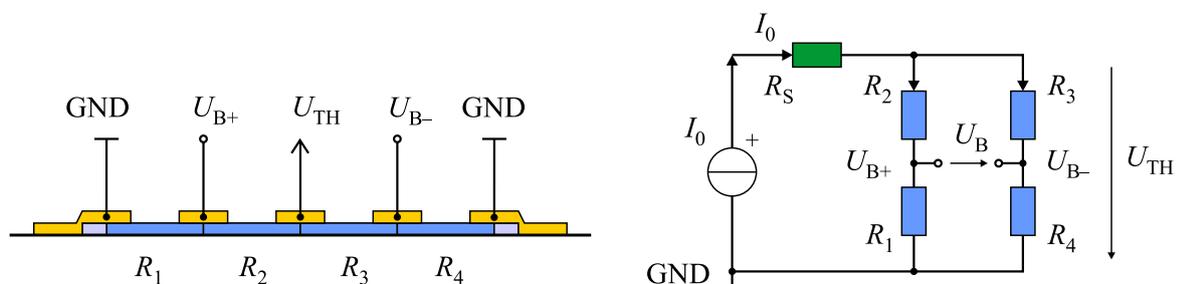


Abb. 5.3: Vier Heißfilmteiwiderstände R_1, \dots, R_4 bilden eine Wheatstone-Brücke versorgt mit konstantem Strom I_0 , der auch durch einen der Substratthermistoren R_S fließt. Die Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke U_{TH} sowie die Brückenspannung U_{B} dienen als Ausgangssignale.

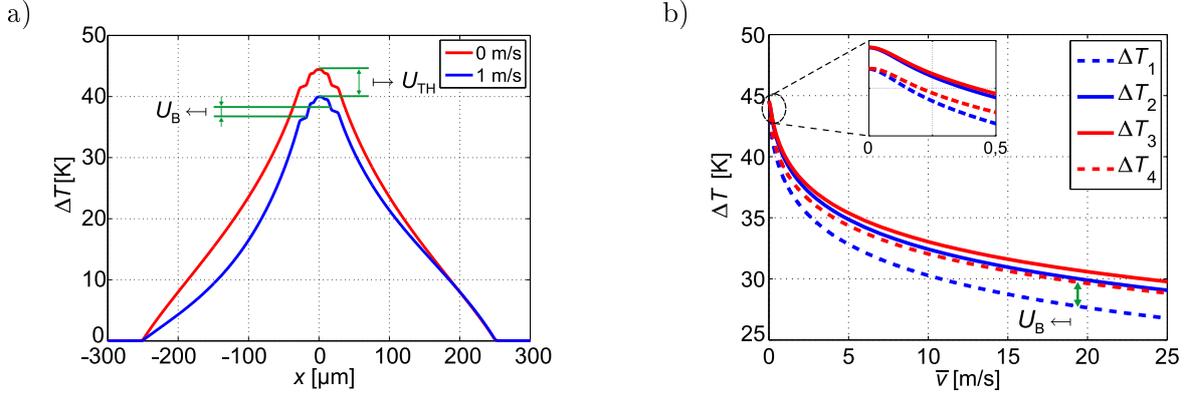


Abb. 5.4: (a) Simulierter Übertemperaturverlauf auf der Sensormembran entlang der x -Achse für $\bar{v} = 0 \text{ m/s}$ und $\bar{v} = 1 \text{ m/s}$. Der Koordinatenursprung liegt in der Mitte der Membran und der Versorgungsstrom beträgt $I_0 = 150 \mu\text{A}$. (b) Übertemperatur einzelner Segmente in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit. Die Strömung erfolgt von links nach rechts (vergl. Abb. 5.2).

Die Strömung kühlt zwar alle Widerstände ab, jedoch nicht gleichmäßig. Ohne Strömung liegen die äußeren Segmentwiderstände R_1 und R_4 bzw. die inneren R_2 und R_3 , auf gleicher Temperatur. Daher ist die Brücke ausgeglichen und die Brückenspannung

$$U_B = I_0 \cdot \frac{R_1 R_3 - R_2 R_4}{R_1 + R_2 + R_3 + R_4} \quad (5.4)$$

beträgt null. Mit steigender Strömungsgeschwindigkeit werden durch Konvektion die inneren Segmente R_2 und R_3 fast identisch abgekühlt (vergl. Ausschnitt in Abb. 5.4b). Was die äußeren Segmente betrifft, steigt der Widerstandswert des strömungszugewandten Segments R_1 stärker als jener von R_4 an und die Brückenspannung wird positiv. Wechselt die Strömung ihre Richtung, so wird nun R_4 stärker abgekühlt und U_B wechselt ihr Vorzeichen. Der Temperaturunterschied $\Delta T_4 - \Delta T_1$ korreliert daher mit der Brückenspannung (wird in Abb. 5.4 durch das Symbol \mapsto angedeutet). Im Unterschied zu U_{TH} ist das Ausgangssignal U_B somit eine ungerade Funktion der Strömungsgeschwindigkeit.

Grundsätzlich kann man den Sensor auch mit konstanter Spannung versorgen. Diese Art der Versorgung birgt jedoch die Gefahr einer thermischen Zerstörung des Sensors. Variiert nämlich die Temperatur des aGe-Heißfilms lokal (z. B. durch turbulente Strömung), so werden wärmere Teile aufgrund des negativen Temperaturkoeffizienten niederohmiger. Dadurch fließt mehr Strom durch diese Teile und erwärmt sie zusätzlich, womit ihr Widerstand weiter sinkt. Da bei der Versorgung mit konstanter Spannung der maximale Strom oft nicht ausreichend begrenzt ist, kann sich dieser Vorgang soweit aufschaukeln bis die amorphe Ge-Struktur an der betroffenen Stelle zerstört und der Sensor niederohmig wird, wobei der Gesamtwiderstand nur noch in der Größenordnung von einigen $\text{k}\Omega$ liegt (vergl. Abb. 2.11). Daher wird der Versorgung mit konstantem, von vornherein begrenztem Strom der Vorzug gegeben.

Um den optimalen Arbeitspunkt zu bestimmen, wurde bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten der Versorgungsstrom I_0 von null bis etwa $380 \mu\text{A}$ in kleinen Schritten geändert und die beiden Ausgangssignale U_{TH} und U_B aufgenommen (Abb. 5.5).

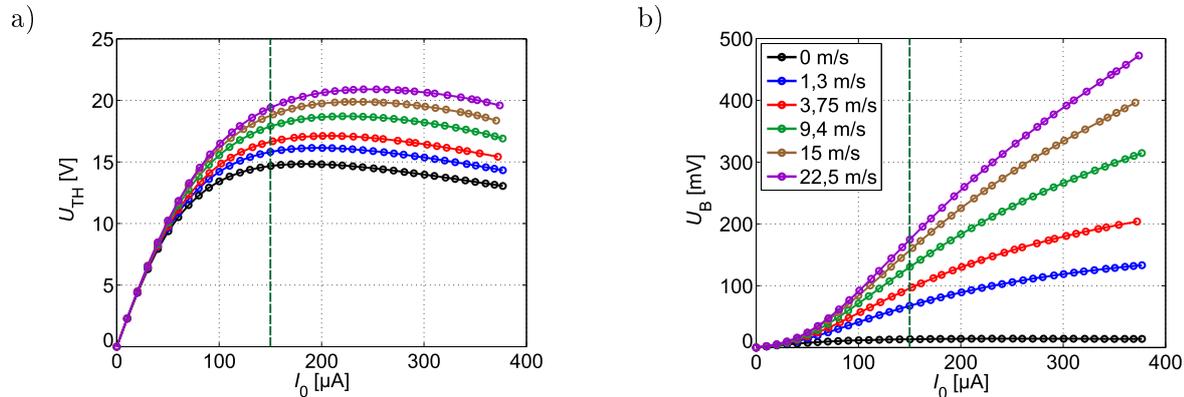


Abb. 5.5: Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke U_{TH} (a) und die Brückenspannung U_{B} (b) in Abhängigkeit vom Versorgungsstrom I_0 für verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten. Der Schnitt mit der Geraden $I_0 = \text{konst}$ ergibt die Ausgangskennlinien $U_{\text{TH}}(\bar{v})$ und $U_{\text{B}}(\bar{v})$ beim gewählten Versorgungsstrom (grüne gestrichelte Linie, hier bei $150 \mu\text{A}$).

Für diese Charakterisierung wurde ein Sensorexemplar mit $R_0 \approx 360 \text{ k}\Omega$ gewählt. Der steigende Versorgungsstrom bewirkt einerseits eine Zunahme der Ausgangsspannung $U_{\text{TH}} = I_0 \cdot R_{\text{TH}}$, andererseits erwärmt sich dadurch der Thermistor immer mehr. Dies hat zur Folge, dass sein Widerstand sinkt (vergl. Gl. (5.3)), was der Zunahme der Ausgangsspannung entgegenwirkt. Mit steigendem Strom, solange der Thermistor noch relativ kalt ist, steigt auch U_{TH} , erreicht ihr Maximum und beginnt zu sinken, da der zweite Effekt die Oberhand gewinnt. Wenn eine Strömung vorhanden ist, bewirkt die konvektive Kühlung, dass der Umkehrpunkt bei immer höheren Werten des Versorgungsstroms bzw. der Ausgangsspannung U_{TH} stattfindet (Abb. 5.5a).

Die Brückenspannung sollte im idealen Fall ohne Strömung null betragen. Aufgrund der Fertigungstoleranzen sowie Abweichungen von der Symmetrie im Bezug auf den Mittelpunkt des Sensors, die während des Herstellungsprozesses z. B. durch Maskenversatz auftreten, ist dieses Signal mit einem exemplarspezifischen Offset belegt. Er liegt in der Größenordnung von 10 mV und ist sehr schwach vom Versorgungsstrom abhängig (Abb. 5.5b, schwarze Kurve). Unter etwa $I_0 = 50 \mu\text{A}$, solange der Thermistor noch relativ kalt ist, ändert sich die U_{B} nur gering mit steigendem Versorgungsstrom. Durch zunehmende Erwärmung werden die Widerstände R_1, \dots, R_4 jedoch niederohmiger, sodass der Nenner in Gl. (5.4) sinkt und U_{B} weiter zunimmt. Mit steigendem Strom wird die Übertemperatur des ganzen Heißfilms hoch, sodass der relative Temperaturunterschied zwischen einzelnen Segmenten abnimmt. Somit werden die Kennlinien in Abb. 5.5b flacher, wobei die konvektive Kühlung diesem Trend entgegen wirkt.

Durch den Schnitt der Geraden $I_0 = \text{konst}$ mit der Linienschar aus Abb. 5.5 (grüne gestrichelte Vertikale) kann man die Ausgangskennlinie abschätzen. Daraus wird ersichtlich, dass der Verlauf der Ausgangskennlinie von der Wahl des Versorgungsstroms abhängt. Für Stromstärken unter $50 \mu\text{A}$ ist die Signaldynamik (Spannungsunterschied zwischen dem minimalen und maximalen Wert) sowohl von U_{TH} als auch von U_{B} zu gering, um ein brauchbares Ausgangssignal zu erhalten.

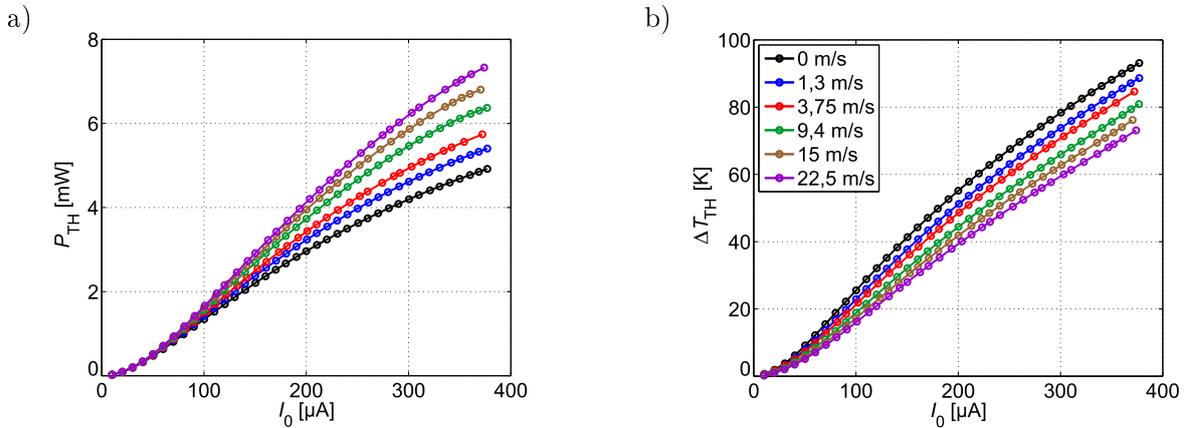


Abb. 5.6: Dissipierte Leistung im aGe-Heißfilm P_{TH} (a) sowie seine Übertemperatur ΔT_{TH} (b) in Abhängigkeit vom Versorgungsstrom I_0 für verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten.

Die Signaldynamik von U_{TH} steigt anfangs mit dem Versorgungsstrom stark an und erreicht bei etwa $I_0 = 300 \mu A$ ihr Maximum. Bei U_B hingegen nimmt sie kontinuierlich mit steigendem I_0 zu. Welchen Versorgungsstrom man schließlich wählt hängt von der zulässigen Leistung und Übertemperatur ab. Diese zwei Größen sind in Abhängigkeit vom Versorgungsstrom in Abb. 5.6 dargestellt.

Die im Heißfilm dissipierte Leistung $P_{TH} = I_0 \cdot U_{TH}$ nimmt mit steigendem Versorgungsstrom sowie mit der Strömungsgeschwindigkeit zu. Insbesondere bei batteriebetriebenen Anwendungen ist die maximale Leistung, aufgrund der Lebensdauer der Batterien begrenzt. Je nach verfügbarer Leistung und dem zu erwartenden Strömungsbereich ergibt sich in diesem Fall der maximal zulässige Versorgungsstrom (Abb. 5.6a).

Ist die maximale Leistung durch projektspezifische Anforderungen nicht vorgegebene, bestimmt die Temperatur des Heißfilms die obere Schranke für den Versorgungsstrom. Die Filmtemperatur setzt sich zusammen aus der Umgebungstemperatur T_{LAB} und der Übertemperatur ΔT_{TH} , die wiederum von dem Versorgungsstrom und der Strömungsgeschwindigkeit abhängt. Aus der $U(I)$ -Kennlinien lässt sich der elektrische Widerstand des Heißfilmthermistors als Funktion des Versorgungsstroms berechnen und daraus wiederum ergibt sich seine Übertemperatur

$$\Delta T_{TH} = \frac{\ln(R_{TH}) - \ln(R_0)}{\alpha} - T_{LAB}. \quad (5.5)$$

Wie schon im Kapitel 2 bei der Thermistorcharakterisierung erläutert wurde, darf die maximale Gesamttemperatur eines Thermistors den Wert von $150^\circ C$ nicht überschreiten (vergl. die diesbezügliche Diskussion auf Seite 18). Denn dies würde eine dauerhafte Änderung des Thermistorwiderstandes als Folge nach sich ziehen. Deshalb muss bei der Bestimmung des Versorgungsstromes darauf geachtet werden, dass die Summe aus der höchsten Übertemperatur, die mit diesem Versorgungsstrom erreicht wird, und der maximal zu erwartenden Umgebungstemperatur immer unter diesem Wert bleibt. Höchste Übertemperaturen werden bei vernachlässigbarer konvektiver Kühlung erreicht (Abb. 5.6b, für $\bar{v} = 0 \text{ m/s}$).

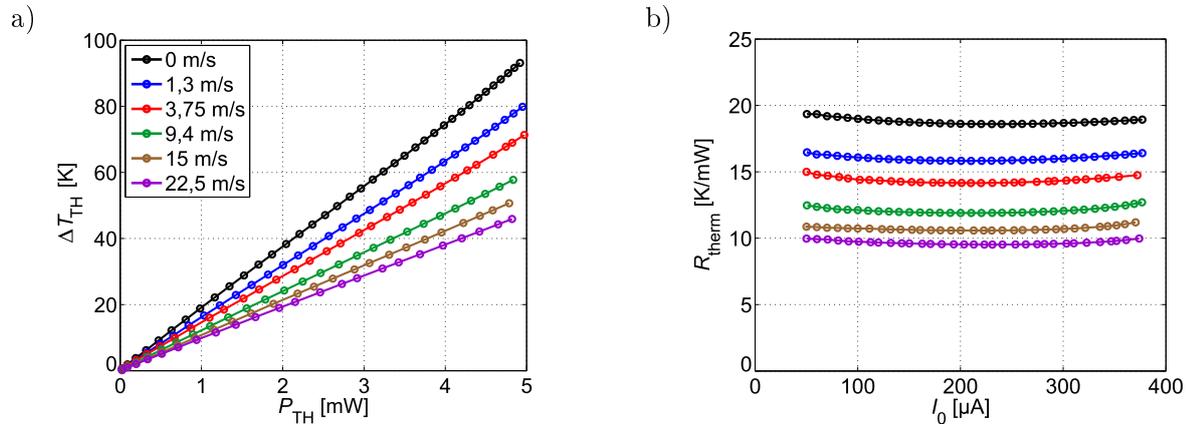


Abb. 5.7: Übertemperatur des aGe-Heißfilms ΔT_{TH} als Funktion der dissipierten Leistung P_{TH} (a) und der thermische Widerstand R_{therm} als Funktion des Versorgungsstroms I_0 (b) für verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten.

Man kann die Ergebnisse aus Abb. 5.6 auch so darstellen, dass für jeden Messpunkt I_0 , die dissipierte Leistung P_{TH} auf der x -Achse und die Übertemperatur des Heißfilms ΔT_{TH} auf der y -Achse aufgetragen werden. Aus dem so gewonnenen Diagramm (Abb. 5.7a) lässt sich ein effektiver thermischer Widerstand errechnen. Er wird für diesen Sensortyp als

$$R_{therm}(\bar{v}) = \frac{\Delta T_{TH}}{P_{TH}} \quad (5.6)$$

definiert und kann auch aus der Steigung der fast linearen $\Delta T_{TH}(P_{TH})$ -Charakteristika gewonnen werden. Da er näherungsweise nur von der Strömungsgeschwindigkeit und den jeweiligen Sensorabmessungen jedoch nicht von dem Versorgungsstrom bzw. gewählten Betriebsmodus und Arbeitspunkt abhängt, stellt er eine wichtige Kenngröße dar, die beim Vergleich verschiedener Sensordesigns herangezogen werden kann (Abb. 5.7b).

5.2.1 Stationäre Charakterisierung

Für die stationäre Charakterisierung wurde ein Versorgungsstrom von $I_0 = 150 \mu\text{A}$ gewählt und mit einer hochpräzisen, temperatur-stabilisierten Stromquelle generiert. Laut Abb. 5.6b erreicht die maximale Übertemperatur bei diesem Strom ungefähr 40 K, womit die Gesamttemperatur des Heißfilms bei normalen Laborbedingungen unter 70°C liegt – weit entfernt vom maximal zulässigen Wert von 150°C . Das getestete Sensorexemplar weist Segmentwiderstände mit $R_0 \approx 390 \text{k}\Omega$ auf.

Abbildung 5.8 zeigt den Vergleich zwischen Mess- und FEM-Simulationsergebnissen. Die Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke U_{TH} zeichnet sich durch eine näherungsweise symmetrische Charakteristik aus (Abb. 5.8a). Aufgrund der Abweichungen bei der Herstellung sind Thermistorsegmente nicht absolut gleich. Wenn ohne Strömung keine Symmetrie bezüglich des Heißfilmmittelpunkts herrscht (d. h. die äußeren und inneren Segmente sind nicht gleich, $R_1 \neq R_4$ und $R_2 \neq R_3$ vergl. Gl. (5.4) und Abb. 5.3), ist die Brückenspannung typischerweise mit einem exemplarspezifischen Offset $U_B(0)$ be-

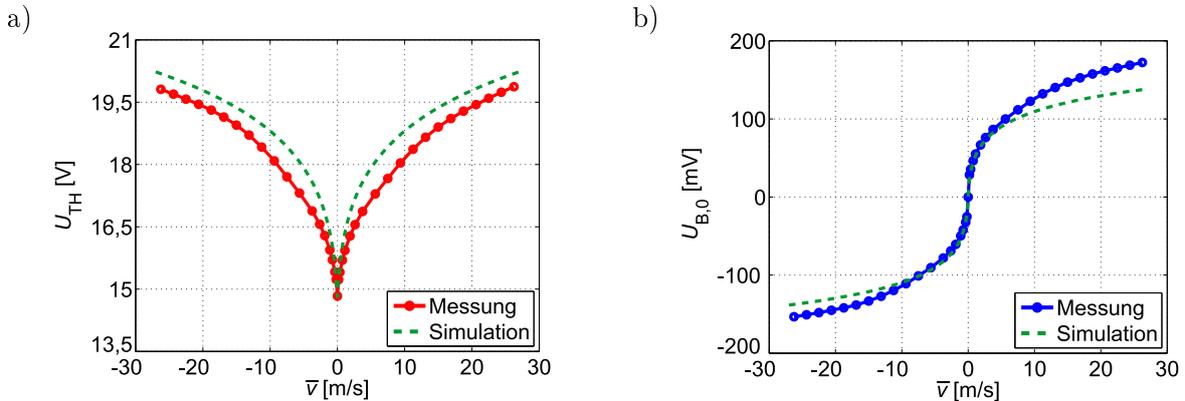


Abb. 5.8: (a) Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke U_{TH} . (b) Offset-korrigierte Brückenspannung $U_{B,0}(\bar{v}) = U_B(\bar{v}) - U_B(0)$, wobei $U_B(0) \approx 16$ mV. Vergleich zwischen Mess- und Simulationsergebnissen im CCA-Betriebsmodus mit $I_0 = 150$ μ A und $T_{LAB} = 24$ $^{\circ}$ C.

legt. Zieht man diesen ab, ergibt sich eine näherungsweise ungerade Funktion $U_{B,0}(\bar{v})$, sodass ihr Vorzeichen zur Bestimmung der Strömungsrichtung herangezogen werden kann (Abb. 5.8b). Die Ungleichheit zwischen den einzelnen Segmenten verstärkt auch die unsymmetrische Abweichung im Vergleich zu einem ideal ungeraden Verlauf (grüne Kurve der FEM-Simulationsergebnissen). Bei der Änderung der Strömungsrichtung ergibt sich dann keine perfekte Spiegelung der Temperaturverteilung. Außerdem ist es experimentell kaum möglich ein exaktes Spiegelbild des Strömungsfelds zu erzeugen. Auch die Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke (U_{TH}) ist keine hundertprozentig gerade Funktion. Die Abweichungen von einem ideal geraden Verlauf sind aber durch die Mittelwertbildung über alle Segmente kleiner als im Falle der Brückenspannung, wo die Widerstandsdifferenz ausschlaggebend ist. Für eine präzise Geschwindigkeitsmessung muss jedenfalls der Sensor für beide Strömungsrichtungen charakterisiert und kalibriert werden.

Unterschiede zwischen einzelnen Segmenten sind aber nur sekundär für die teils große Abweichung zwischen Mess- und Simulationsergebnissen verantwortlich. Für die mittleren Geschwindigkeiten ab etwa $\bar{v} > 10$ m/s ist vor allem die nicht mehr zutreffende Annahme eines vollständig ausgebildeten Strömungsprofils für die zunehmende Abweichung verantwortlich, was besonders bei der $U_{B,0}$ -Charakteristik deutlich sichtbar ist (vergl. auch die diesbezügliche Diskussion auf Seite 60). Für $\bar{v} < 10$ m/s liegt einer der Hauptgründe für die Abweichungen zwischen Mess- und Simulationsergebnissen jedoch in der Beschränkung auf ein 2D-FEM-Modell, bei dem der Heißfilm und der Strömungskanal als unendlich in y -Richtung ausgedehnt betrachtet werden. Die konvektive Abkühlung hängt jedoch maßgeblich von dem tatsächlichen Strömungsprofil entlang des ganzen Heißfilms ab, das quer zur Strömung ebenfalls parabolisch und nicht, wie im 2D-Modell angenommen homogen ist. Außerdem wirkt sich die parasitäre Wärmeabfuhr in den Siliziumchip, die entlang der Metallstreifen und senkrecht zur 2D-Modell-Fläche erfolgt, auf die Thermistortemperatur aus. Außerhalb des Strömungskanal kann dies mittels Thermographie untersucht werden [102].

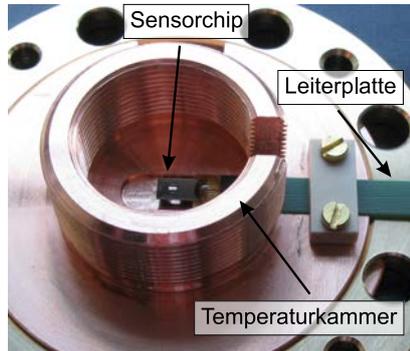


Abb. 5.9: Einrichtung für die Kalibrierung der Wärmebildkamera sowie thermographische Aufnahmen der Sensormembran.

Infrarot-Thermographie ist eine geeignete und verbreitete Methode für die Charakterisierung von Temperaturfeldern geheizter Bauelemente [103]. Basierend auf der Messung der Wärmestrahlung, ermöglicht sie kontaktlose Untersuchung und Visualisierung inhomogener Temperaturverteilungen [104]. Um den Einfluss der Leiterplatte auf die Wärmestrahlungsmessung zu reduzieren, wurde der Sensorchip am Rande der Leiterplatte angebracht, sodass der interessierende Bereich mit der Membran hinausragt (vergl. Abb. 4.6b). Anderenfalls wären die Ergebnisse durch die Wärmestrahlung der Leiterplatte verfälscht.

Die Korrektur des Emissionsgrads des Sensors erfolgt mittels Zweipunkt-Kalibrierung, damit die angezeigten Temperaturwerte auch quantitativ stimmen. Dazu wird das zu charakterisierende Sensorexemplar in eine kleine Temperaturkammer aus Kupfer und Messing gelegt, deren äußere Seite mit einem Peltier-Temperaturregler verbunden ist (Abb. 5.9). Dadurch wird sichergestellt, dass sich der Sensor während der Kalibrierung bzw. der Messung auf einer wohl definierten Umgebungstemperatur befindet. Die Sensormembran liegt senkrecht zur optischen Achse der Wärmebildkamera. Verwendet wurde ein Thermographie-System hoher thermischer Auflösung mit einem InSb-Detektor, der den mittleren infraroten Spektralbereich zwischen $2\ \mu\text{m}$ und $5,5\ \mu\text{m}$ abdeckt (InfraTec, Image IR 8300 [105]). Das dazu eingesetzte Mikroskopobjektiv aus Germanium ermöglicht eine örtliche Auflösung von $6\ \mu\text{m}$ pro Pixel.

Ein Thermogramm der unteren Sensorseite mit dem Fokus auf Membran und Heißfilm ist in Abb. 5.10a dargestellt. Da der eingebettete aGe-Heißfilm näher zur unteren Membranseite liegt (vergl. Abb. 5.2), wurde diese für die Aufnahmen bevorzugt. Außerdem reduziert die pyramidenstumpfförmige Öffnung im Silizium unter der Membran die Störungen, die durch natürliche Konvektion hervorgerufen werden. Die Thermogramme dieser Sensorseite zeichnen sich daher durch etwas mehr Schärfe aus. Bei den Aufnahmen wurde der Sensor im CCA-Modus mit $I_0 = 150\ \mu\text{A}$ ohne Strömung betrieben.

Abbildung 5.10b zeigt den Übertemperaturverlauf auf der Membran entlang der x - und y -Achse mit dem Heißfilmmittelpunkt als Koordinatenursprung. Laut Thermogramm erreicht die Übertemperatur den Spitzenwert von etwa $40\ \text{K}$ während die durchschnittliche Übertemperatur gemittelt über die ganze Heißfilmfläche ca. $30\ \text{K}$ beträgt. Eine Berechnung der Übertemperatur im Betrieb ohne Strömung, die auf der Messun-

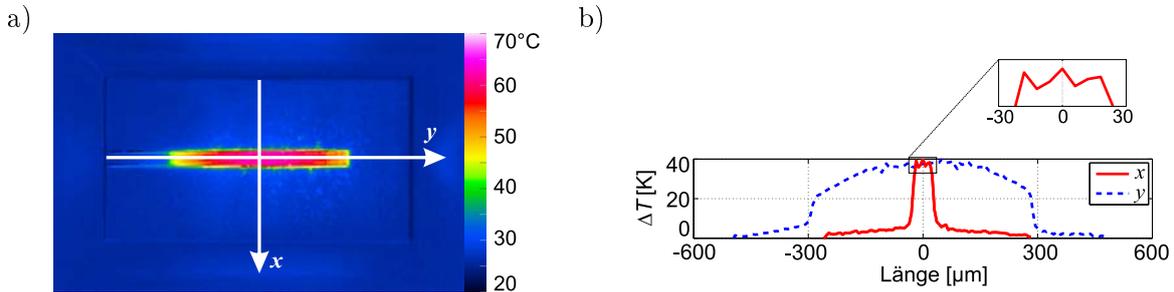


Abb. 5.10: (a) Thermogramm der unteren Membranseite im CCA-Betriebsmodus mit $I_0 = 150 \mu\text{A}$ und $T_{\text{LAB}} = 25^\circ\text{C}$. (b) Übertemperaturprofile $\Delta T = T - T_{\text{LAB}}$ in x - und y -Richtung entlang der Membran mit dem Heißfilmmittelpunkt als Koordinatenursprung. Membranabmessungen: ca. $500 \mu\text{m} \times 1000 \mu\text{m}$ und Heißfilmauflösung: ca. $45 \mu\text{m} \times 600 \mu\text{m}$ (jeweils $x \times y$).

gen des Heißfilmwiderstandes beruht, ergibt einen maximalen Wert von über 40 K bei $I_0 = 150 \mu\text{A}$ (vergl. Abb. 5.6b, schwarze Charakteristik). Dabei handelt es sich noch um einen Mittelwert der ganzen Heißfilmfläche. Daraus folgt, dass das Thermogramm etwas niedrigere Übertemperaturwerte zeigt, als sie tatsächlich vorkommen. Grund dafür sind halbtransparente Membranschichten, die eine exakte Korrektur des Emissionsgrads erschweren. Nichtsdestotrotz ermöglichen die thermographischen Aufnahmen eine qualitative Untersuchung sowie anschauliche Visualisierung der unerwünschten, lateralen Wärmeleitung in das Siliziumsubstrat.

Die Übertemperatur erreicht in der Mitte des Heißfilms ihren höchsten Wert und klingt in Richtung beider Ränder entlang der y -Achse allmählich ab (blaue gestrichelte Kurve in Abb. 5.10b). Am rechten Heißfilmmende bei etwa $y = 300 \mu\text{m}$ liegt sie fast 15 K unter dem Höchstwert und fällt dann steil auf $\Delta T \approx 0 \text{ K}$ ab. Der Verlauf der Übertemperatur an den Thermistorrändern deutet auf signifikante Wärmeleitung senkrecht zur beabsichtigten Strömungsrichtung hin, die das Ausgangssignal mindert. Um den linken Thermistorrand ($y = -300 \mu\text{m}$) ist es sogar um ein paar Grad kälter als um den rechten. Grund dafür sind die Metallstreifen, die den Heißfilm direkt mit dem Siliziumsubstrat verbinden und dadurch eine zusätzliche Konduktion hervorrufen. Deswegen nimmt auch die Übertemperatur zwischen dem linken Thermistorrand und Substrat nicht so schnell ab, wie es rechts der Fall ist.

Aufgrund der begrenzten örtlichen Auflösung von $6 \mu\text{m}$ pro Pixel kann der Einfluss der Metallstreifen auf das Temperaturfeld in x -Richtung nicht vollständig erfasst werden. Die dennoch sichtbare örtliche Schwankung ist ein Hinweis auf die deutliche Auswirkung der Metallelektroden auf die Wärmeleitung entlang des Heißfilms (Ausschnitt in Abb. 5.10b).

Um die beiden Ausgangssignale des segmentierten Heißfilmsensors miteinander zu vergleichen, wird im gleichen Diagramm neben $U_{B,0}$ auch die *offset-korrigierte* Thermistorspannung $U_{\text{TH},0}(\bar{v}) = U_{\text{TH}}(\bar{v}) - U_{\text{TH}}(0)$ eingetragen, wie das im Abb. 5.11a für einen Strömungsbereich bis $\pm 2 \text{ m/s}$ dargestellt ist. Anhand der Messdaten lässt sich außerdem die Empfindlichkeit (Änderung des Ausgangssignals mit der Strömungsänderung, vergl. Gl. (4.11)) abschätzen. Da der Signalbereich der Brückenspannung um mehr als eine

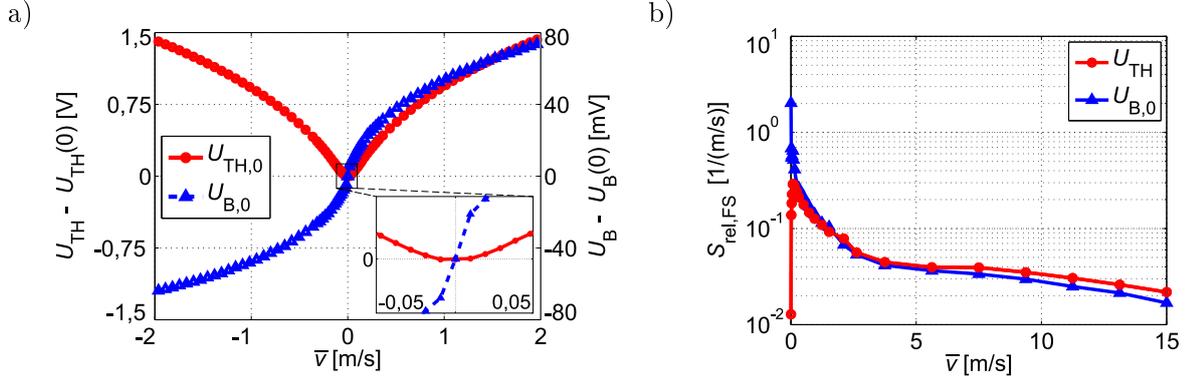


Abb. 5.11: (a) Offset-korrigierte Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke $U_{TH,0}$ und offset-korrigierte Brückenspannung $U_{B,0}$ im unteren Strömungsbereich $|\bar{v}| \leq 2$ m/s sowie für $|\bar{v}| \leq 5$ cm/s (Ausschnitt). (b) Relative Empfindlichkeit $S_{rel,FS}$ beider Ausgangssignale als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit.

Größenordnung kleiner ist als bei U_{TH} empfiehlt es sich außerdem die Empfindlichkeit auf den Ausgangsspannungsbereich zu beziehen

$$S_{rel,FS} = \frac{S}{U_{A,max} - U_A(0)} = \frac{\Delta U_A}{\Delta \bar{v} \cdot [U_{A,max} - U_A(0)]}, \quad (5.7)$$

wobei U_A die jeweilige Ausgangsspannung und $U_A(0)$ ihren Wert bei $\bar{v} = 0$ bezeichnen. $U_{A,max}$ stellt den Maximalwert dar, der beim segmentierten Heißfilmströmungssensor in beiden Fällen erst am Ende des Messbereichs bei $\bar{v} = 25$ m/s erreicht wird.

Wie schon durch das analytische Modell prognostiziert (vergl. Ausschnitt im Abb. 3.9b), ist die Steigung der U_{TH} -Kennlinie für sehr kleine Strömungsgeschwindigkeiten unzureichend, um eine zuverlässige Geschwindigkeitsmessung durchzuführen. Erst ab etwa $\bar{v} > 1$ cm/s beginnt sich dieses Ausgangssignal merklich zu ändern. Für sehr kleine Strömungsgeschwindigkeiten $\bar{v} \rightarrow 0$ muss somit die offset-korrigierte Brückenspannung als Ausgangsgröße herangezogen werden.

Ab etwa 2 m/s ist jedoch die bezogene Empfindlichkeit $S_{rel,FS}$ von U_{TH} höher als jene der Brückenspannung (Abb. 5.11b). Daher wird die Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke U_{TH} zur Messung höherer Strömungsgeschwindigkeiten bevorzugt, während die offset-korrigierte Brückenspannung $U_{B,0}$ im unteren Strömungsbereich ($\bar{v} < 0,2$ m/s) sowie zur Bestimmung der Strömungsrichtung zum Einsatz kommt.

Im Betrieb mit konstantem Versorgungsstrom folgt aus der Ausgangscharakteristik sofort die Strömungsabhängigkeit des Heißfilmwiderstands $R_{TH}(\bar{v}) = U_{TH}(\bar{v})/I_0$. Mit Gl. (5.5) lässt sich daraus seine mittlere Übertemperatur bestimmen. Den Maximalwert von etwa 43 K für $I_0 = 150 \mu\text{A}$ weist die Übertemperatur bei Abwesenheit der Strömung auf (Abb. 5.12a). Die Abhängigkeit der im Heißfilm dissipierten Leistung von der Strömungsgeschwindigkeit ist in Abb. 5.12b dargestellt. Bei konstantem Versorgungsstrom hat die Charakteristik $P_{TH} = U_{TH} \cdot I_0$ qualitativ den gleichen Verlauf wie die Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke U_{TH} (vergl. Abb. 5.8a).

Mit Gl. (5.6) und den Ergebnissen aus Abb. 5.12 lässt sich der thermischer Widerstand R_{therm} des Heißfilmthermistors bzw. dessen Abhängigkeit von der mittleren Strö-

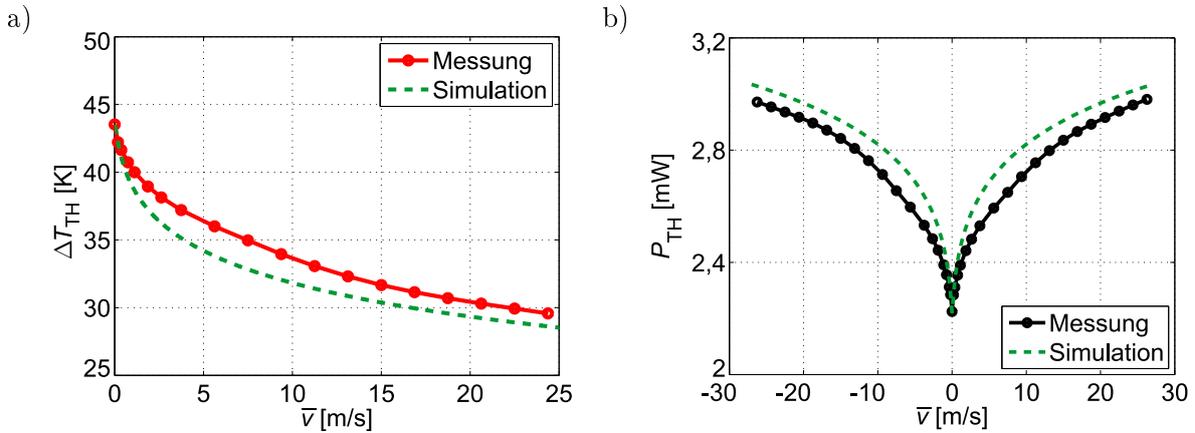


Abb. 5.12: (a) Übertemperaturverlauf ΔT_{TH} sowie (b) die im Heißfilm dissipierte Leistung in Abhängigkeit von der mittleren Strömungsgeschwindigkeit im CCA-Betriebsmodus mit $I_0 = 150 \mu\text{A}$.

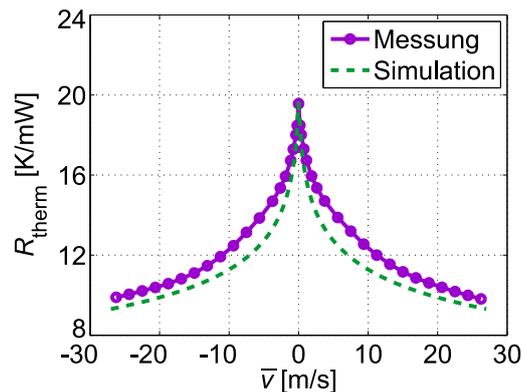


Abb. 5.13: Thermischer Widerstand des Heißfilmthermistors $R_{therm} = \Delta T_{TH}/P_{TH}$ als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit.

mungsgeschwindigkeit bestimmen (Abb. 5.13). Der höchste Wert von etwa 20 K/mW wird ohne Strömung erreicht. Durch Konvektion wird der Heißfilm abgekühlt, sodass seine Übertemperatur sinkt während sein Widerstand und somit die in ihm dissipierte Leistung steigt. Mit aufkommender Strömung sinkt daher der thermische Widerstand und beträgt am Ende des Messbereichs bei 25 m/s nur noch etwa die Hälfte des Anfangswerts (vergl. auch Abb. 5.7b).

5.2.2 Transiente Charakterisierung

Die transiente Charakterisierung wurde mit dem in Unterabschnitt 4.3.2 beschriebenen Messaufbau durchgeführt. Die Sprungantworten von U_{TH} und U_B wurden dabei mit einem digitalen Speicheroszilloskop bei einer Abtastperiode von 20 μs aufgenommen. Das Ergebnis bei einem Versorgungsstrom von $I_0 = 150 \mu\text{A}$ ist in Abb. 5.14a dargestellt. Mit dem zentrierten gleitenden Mittelwert (7 Messpunkte breit) wurden die Verläufe zuvor

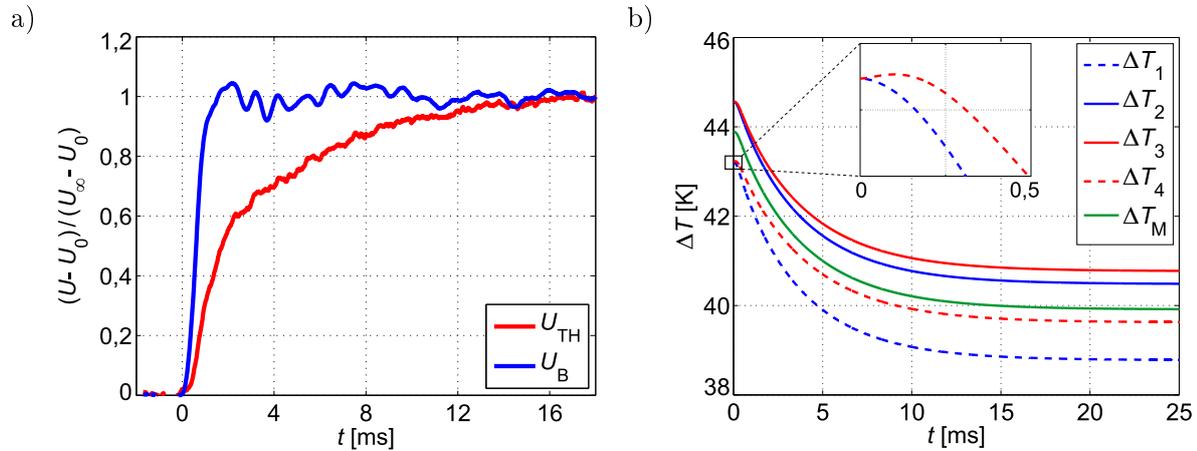


Abb. 5.14: (a) Ausgangssignale U_{TH} und U_B nach einer sprunghaftigen Änderung der Strömungsgeschwindigkeit von null auf etwa 0,75 m/s. Die Sprungantworten sind offsetbereinigt und auf die Sprunghöhe bezogen. U_0 und U_∞ bezeichnen den jeweiligen Anfangs- bzw. Endwert. (b) Simulierter zeitlicher Verlauf der Übertemperaturen einzelner Segmente nach einem Strömungssprung wenn der Heißfilm mit einem konstantem Strom von $I_0 = 150 \mu\text{A}$ versorgt wird.

etwas geglättet. Bei kleinen Fensterbreiten wird die Anstiegszeit durch diese Filterung kaum beeinflusst, das hochfrequente Rauschen wird jedoch weitgehend entfernt.

Während die gemessene 10-90 %-Anstiegszeit der Brückenspannung U_B unter 1 ms bleibt, ist die Anstiegszeit von U_{TH} um fast eine Größenordnung länger und beträgt ungefähr 8 ms. Grund dafür ist die Differenzbildung in Gl. (5.4), wodurch der Unterschied zwischen der konvektiven Abkühlung einzelner Segmente für den zeitlichen Verlauf des U_B -Signals verantwortlich ist. Abbildung Abb. 5.14b zeigt die simulierten Sprungantworten einzelner Übertemperaturen nach einer sprunghaftigen Änderung der Strömungsgeschwindigkeit von null auf 0,75 m/s. Im Unterschied zum Messaufbau, bei dem der Sensor in der Mitte eines 15 mm breiten zylindrischen Kanal platziert wird (vergl. Abb. 4.6a), nimmt man bei 2D-FEM-Simulationen der Einfachheit halber einen 5 mm hohen rechteckigen Strömungskanal an (Abb. 4.4). Obgleich ein direkter quantitativer Vergleich zwischen Mess- und Simulationsergebnissen dadurch nicht möglich ist, helfen die Simulationen dennoch den zeitlichen Verlauf der Temperaturverteilung qualitativ zu untersuchen.

Die Übertemperatur des unmittelbar angeströmten, ersten Segments reagiert am schnellsten auf den Strömungssprung (ΔT_1 – blaue gestrichelte Kurve in Abb. 5.14b). Da die Wärme mit der Strömung von den ersten drei Segmenten auf das strömungsabgewandte, letzte Segment übertragen wird, steigt anfangs seine Übertemperatur sogar leicht an (ΔT_4 – rote gestrichelte Kurve im Ausschnitt von Abb. 5.14b). Nach etwa 0,2 ms ist die konvektive Abkühlung schon so weit fortgeschritten, dass die Übertemperaturen aller Segmente abnehmen. Für den zeitlichen Verlauf der Brückenspannung ist vor allem die Differenz $\Delta T_4 - \Delta T_1$ ausschlaggebend. Aufgrund der beschriebenen Sprungantwort dieser beiden Übertemperaturen, steigt die Brückenspannung schnell und fast ohne Totzeit an.

Im Gegensatz dazu hängt die Spannung U_{TH} von der mittleren Abkühlung des ganzen Heißfilms ab, wie es der grünen durchgezogenen Kurve in Abb. 5.14b entspricht ($\Delta T_{\text{M}} = (\Delta T_1 + \Delta T_2 + \Delta T_3 + \Delta T_4) / 4$). Dieses Signal ist mit einer Totzeit behaftet (laut FEM-Simulationsergebnissen in der Größenordnung von etwa $5 \mu\text{s}$) und nimmt vergleichsweise langsamer ab. Die Dauer dieser Sprungantwort ist von den Abmessungen des Heißfilms und der relevanten Wärmekapazität direkt abhängig.

Die Welligkeit, die man aufgrund der kurzen Anstiegszeit vor allem bei der Sprungantwort der Brückenspannung in Abb. 5.14a beobachten kann, wird wie im Falle des kalorimetrischen Sensors auf die im Ballonbehälter entstehende akustische Resonanz zurückgeführt (vergl. Abb. 4.6a bzw. Abb. 4.15).

5.2.3 Charakterisierung der Temperaturabhängigkeit

Man betrachtet die in Abb. 5.3 dargestellte Wheatstone-Brücke als *einen einzigen*, mit konstantem Strom I_0 versorgter Thermistor, dessen elektrischer Widerstand

$$R_{\text{TH}} = \frac{(R_1 + R_2)(R_3 + R_4)}{R_1 + R_2 + R_3 + R_4} = R_0 \cdot e^{\alpha T_{\text{TH}}} \quad (5.8)$$

von der Thermistortemperatur T_{TH} abhängt. Aus Gl. (5.8) ergibt sich der Temperaturkoeffizient

$$\alpha = \frac{1}{R_{\text{TH}}} \frac{dR_{\text{TH}}}{dT_{\text{TH}}} \quad (5.9)$$

als relative Änderung des Thermistorwiderstandes je Änderung der *Thermistortemperatur* T_{TH} .

T_{TH} entspricht der mittleren Temperatur aller aGe-Streifen und setzt sich aus der Umgebungstemperatur sowie der mittleren Thermistorübertemperatur zusammen $T_{\text{TH}} = T_{\text{LAB}} + \Delta T_{\text{TH}}$, wobei die letztere $\Delta T_{\text{TH}}(\bar{v}, I_0, T_{\text{LAB}})$ eine Funktion der Strömungsgeschwindigkeit, des Versorgungsstromes sowie ebenfalls der Umgebungstemperatur ist. Änderungen der Umgebungstemperatur beeinflussen somit auf zweifache Weise die Ausgangscharakteristik des Sensors und müssen während des Sensorbetriebs berücksichtigt werden.

Im Betrieb mit konstanter Stromversorgung I_0 ergibt sich der Temperaturkoeffizient $\beta_{R_{\text{TH}}}$ eines aGe-Heißfilmthermistors, wie schon im Kapitel 2 hergeleitet zu

$$\beta_{R_{\text{TH}}} = \frac{1}{R_{\text{TH}}} \frac{dR_{\text{TH}}}{dT_{\text{LAB}}} = \frac{\alpha}{1 - \alpha \cdot \Delta T_{\text{TH}}} \quad (5.10)$$

Im Gegensatz zum TCR α , beschreibt $\beta_{R_{\text{TH}}}$ die relative Änderung des Thermistorwiderstandes je Änderung der *Umgebungstemperatur* T_{LAB} . Bei der Versorgung mit konstantem Strom gilt außerdem

$$\beta_{U_{\text{TH}}} = \frac{1}{U_{\text{TH}}} \frac{dU_{\text{TH}}}{dT_{\text{LAB}}} = \beta_{R_{\text{TH}}} \quad (5.11)$$

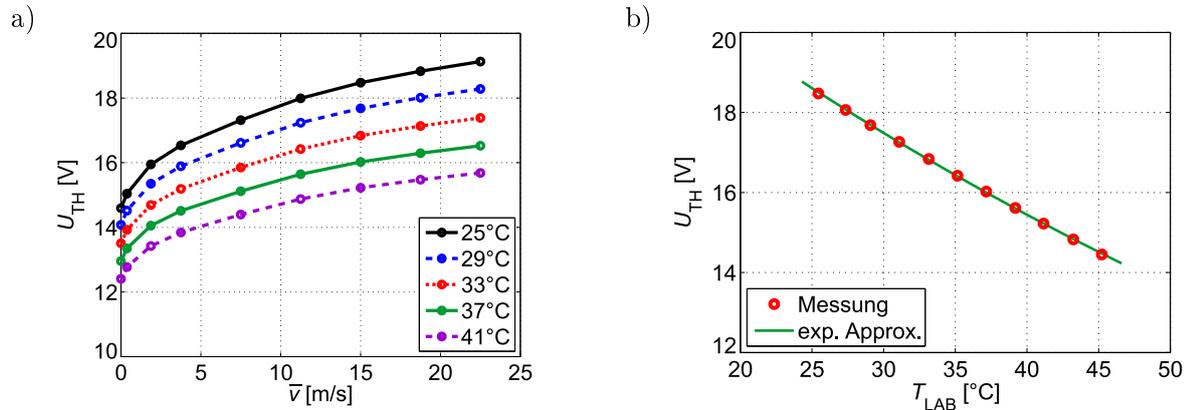


Abb. 5.15: (a) Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke U_{TH} als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit für verschiedene Werte der Umgebungstemperatur im CCA-Betriebsmodus mit $I_0 = 150 \mu\text{A}$. (b) Temperaturabhängigkeit von U_{TH} bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeiten von 15 m/s.

Nach Gl. (5.10) ist $\beta_{U_{TH}}$ nicht konstant sondern hängt von der Thermistorübertemperatur $\Delta T_{TH}(\bar{v})$ und somit auch von der aktuellen Strömungsgeschwindigkeit ab¹. Um diesen Zusammenhang zu untersuchen wurden mit dem im Unterabschnitt 4.3.3 beschriebenen Messaufbau die $U_{TH}(\bar{v})$ -Charakteristika bei verschiedenen Umgebungstemperaturen aufgenommen. Abbildung 5.15a zeigt das Ergebnis für ausgewählte Temperaturwerte.

Macht man durch diese Linienschar einen vertikalen Schnitt $\bar{v} = \text{konst}$, ergibt sich die Temperaturabhängigkeit des Ausgangssignals bei konstanter Strömungsgeschwindigkeit. Diese Kennlinien lassen sich gut durch exponentielle Funktionen wiedergeben (Abb. 5.15b). Der Vorteil solcher Approximationen ist, dass sich der Temperaturkoeffizient $\beta_{U_{TH}}$ direkt aus dem Exponenten ablesen lässt. Allerdings handelt es sich hier um einen über dem Umgebungstemperaturbereich gemittelten Wert, denn laut Gl. (5.10) hängt $\beta_{R_{TH}}$ von ΔT_{TH} und somit auch von der Umgebungstemperatur T_{LAB} ab. Wiederholt man diesen Vorgang für eine ausreichende Anzahl der Geschwindigkeitswerte, erhält man ein Diagramm, das die Geschwindigkeitsabhängigkeit des mittleren Temperaturkoeffizienten $\beta_{U_{TH}}$ illustriert (Abb. 5.16).

Ohne Strömung ($\bar{v} = 0$) ergeben die Messungen der Übertemperatur einen Wert von etwa 44 K bei $T_{LAB} = 25^\circ\text{C}$ (rote Charakteristik in Abb. 5.16b, vergl. auch Abb. 5.12a). Mit steigender Umgebungstemperatur sinkt der elektrische Widerstand und wegen der Versorgung mit konstantem Strom auch die dissipierte Leistung des Thermistors. Folg-

¹Gleichung (5.10) wurde unter der Annahme hergeleitet, dass der thermische Widerstand des Heißfilmthermistors $R_{\text{therm,TH}}$ temperaturunabhängig ist bzw. nur von der Strömungsgeschwindigkeit abhängt. Da die Materialparameter von Fluid und Sensor temperaturabhängig sind, hängt auch $R_{\text{therm,TH}}$ geringfügig von der Umgebungstemperatur ab. Berücksichtigt man dies, lautet der vollständige Ausdruck $\beta_{R_{TH}} = \frac{\alpha \cdot (1 + \beta_{R_{\text{therm,TH}}} \cdot \Delta T_{TH})}{1 - \alpha \cdot \Delta T_{TH}}$, wobei $\beta_{R_{\text{therm,TH}}} = \frac{1}{R_{\text{therm,TH}}} \frac{dR_{\text{therm,TH}}}{dT_{LAB}}$ den Temperaturkoeffizienten von $R_{\text{therm,TH}}$ bezeichnet. Messungen zeigen, dass sein Betrag im ganzen Strömungsbereich unter 0,2%/K liegt und daher in erster Näherung vernachlässigbar ist. Der Hauptaussage von Gl. (5.10), dass der Temperaturkoeffizient nicht konstant sondern strömungsabhängig ist, tut diese Vernachlässigung jedoch keinen Abbruch.

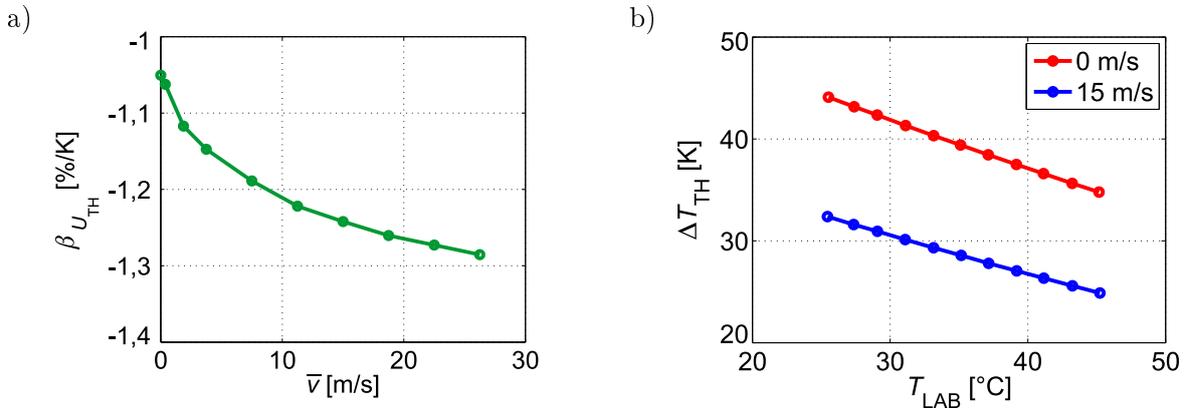


Abb. 5.16: (a) Temperaturkoeffizient $\beta_{U_{TH}}$ gemittelt über einen Umgebungstemperaturbereich von 25 bis 45 °C als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit. (b) Übertemperatur des gesamten Heißfilms ΔT_{TH} als Funktion der Umgebungstemperatur ohne Strömung und bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeiten von 15 m/s.

lich verringert sich auch die Thermistorübertemperatur und liegt bei $T_{LAB} = 45$ °C nur noch um 35 K. Gemittelt über den betrachteten Umgebungstemperaturbereich ergibt sich $\overline{\Delta T_{TH}} \approx 39,5$ K. Setzt man diesen Wert und $\alpha \approx -0,02$ K⁻¹ in Gl. (5.10) folgt $\beta_{U_{TH}} \approx -0,011$ K⁻¹, also näherungsweise der Wert aus Abb. 5.16a für $\bar{v} = 0$. Mit steigender Strömungsgeschwindigkeit wird der Thermistor immer stärker gekühlt und seine Übertemperatur somit immer geringer (blaue Charakteristik in Abb. 5.16b). Laut Gl. (5.10) geht $\beta_{U_{TH}}$ dann asymptotisch gegen α , was der gemessene Verlauf in Abb. 5.16a auch andeutet.

Neben dem Temperaturgang von U_{TH} , wurde auch die Temperaturabhängigkeit der Brückenspannung U_B auf gleiche Weise untersucht. Der Verlauf von $U_B(\bar{v})$ bei verschiedenen Werten der Umgebungstemperatur ist in Abb. 5.17a dargestellt. Die Brückenspannung ist typischerweise mit einem exemplarspezifischen Offset belegt, der temperaturabhängig ist. Abbildung 5.17b zeigt die Offsetspannung $U_B(0)$ des getesteten Sensor exemplars als Funktion der Umgebungstemperatur. Im konkreten Fall lässt sich diese Abhängigkeit gut mit einem Polynom zweiten Grades approximieren. Zieht man diesen Offset bei jedem gemessenen Wert der Umgebungstemperatur ab, erhält man die offset-korrigierte Spannung $U_{B,0}$ die ebenfalls von T_{LAB} abhängt, deren Vorzeichen jedoch temperaturunabhängig ist. Da die Brückenspannung vordergründig für die Ermittlung der Strömungsrichtung mittels Vorzeichen benötigt wird, ist es daher unabdingbar für jedes Sensorexemplar eine Vorab-Charakterisierung der Temperaturabhängigkeit der Offsetspannung $U_B(0)$ durchzuführen.

Abbildung 5.18a zeigt die offset-korrigierten Spannung $U_{B,0}$ als Funktion der Umgebungstemperatur sowie die zugehörige exponentielle Approximation bei einer konstanten mittleren Strömungsgeschwindigkeit von $\bar{v} = 15$ m/s. Ähnlich wie U_{TH} , weist auch die Brückenspannung einen negativen Temperaturkoeffizient auf, d.h. bei konstanter Strömungsgeschwindigkeit sinkt U_B mit steigender Umgebungstemperatur. Der Verlauf des Temperaturkoeffizienten $\beta_{U_{B,0}}$ über der mittleren Strömungsgeschwindigkeit ist in Abb. 5.18b dargestellt.

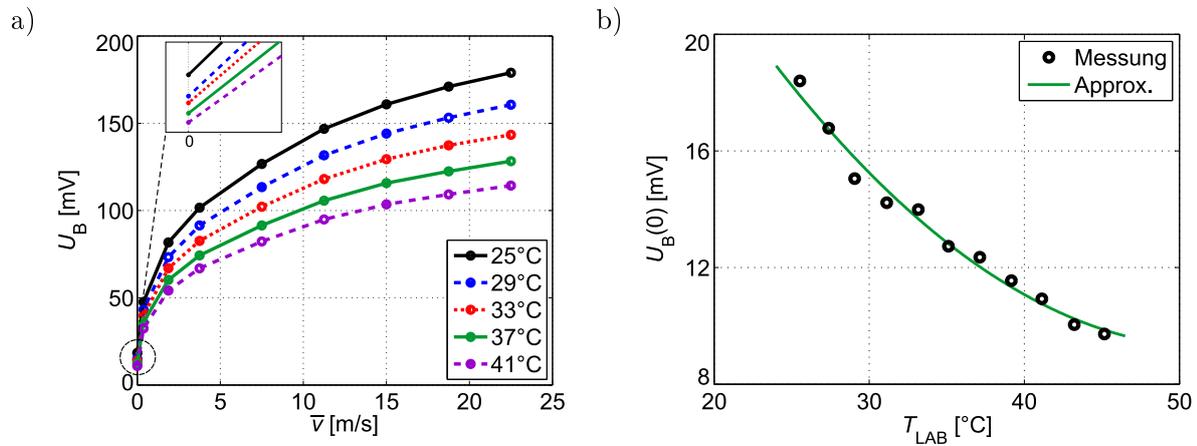


Abb. 5.17: (a) Brückenspannung U_B als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit für verschiedene Werte der Umgebungstemperatur im CCA-Betriebsmodus mit $I_0 = 150 \mu\text{A}$. (b) Offsetspannung $U_B(0)$ des getesteten Sensorexemplars als Funktion der Umgebungstemperatur sowie die entsprechende Approximation mit einem Polynom zweiten Grades.

Die Temperaturcharakterisierung ergab, dass die Temperaturkoeffizienten von beiden Ausgangssignalen im CCA-Betriebsmodus ($\beta_{U_{TH}}$ und $\beta_{U_{B,0}}$) von der Strömungsgeschwindigkeit abhängen. Da diese die eigentliche Messgröße darstellt und von vornherein unbekannt ist, kann auch der jeweilige Temperaturkoeffizient nicht im voraus bestimmt werden. Eine einfache, wie in Unterabschnitt 4.4.3 beschriebene Korrektur der Ausgangssignale ist somit nicht anwendbar. Stattdessen muss man über den zu erwartenden Temperaturbereich in ausreichend feinen Temperaturschritten die Ausgangscharakteristika aufnehmen (wie das in Abb. 5.15a und Abb. 5.17a dargestellt ist) und daraus entsprechende Korrekturtabellen erstellen.

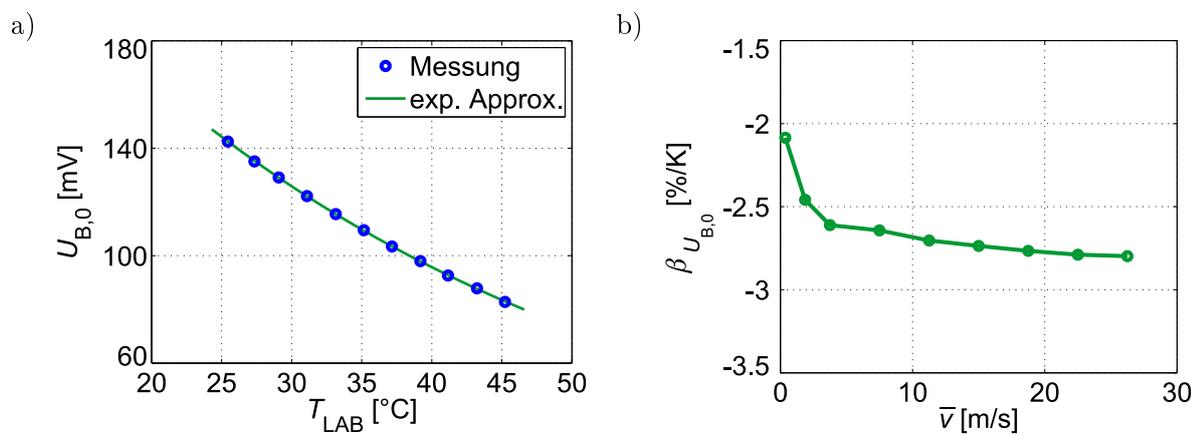


Abb. 5.18: (a) Temperaturabhängigkeit der offset-korrigierten Spannung $U_{B,0}$ bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeiten von 15 m/s. (b) Temperaturkoeffizient $\beta_{U_{B,0}}$ als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit.

Bei jeder Messung wird neben den Ausgangsspannungen auch die aktuelle Umgebungstemperatur mit dem Substratthermistor R_S (vergl. Abb. 5.3) erfasst. Ein Auswerteprogramm ermittelt den richtigen Offset der Brückenspannung und zieht ihn vom gemessenen Wert ab. Aus dem Vorzeichen der offset-korrigierten Brückenspannung folgt dann die Strömungsrichtung. Abschließend wird anhand der gespeicherten Korrekturtafeln der Betrag der Strömungsgeschwindigkeit bestimmt.

Der Vorteil des CCA-Betriebsmodus ist die relativ einfache Auswerteelektronik – man versorgt die Thermistorbrücke in Serie mit einem Substratthermistor mit konstantem Strom und misst entsprechende Spannungen. Der Nachteil ist die starke Temperaturabhängigkeit der Wandlercharakteristik, die die umfassende Charakterisierung eines jeden Sensorexemplars sowie die aufwendige Nachbearbeitung von Messdaten mit Hilfe von Korrekturtafeln notwendig macht. Eine Abhilfe bringt der CTA-Betriebsmodus, bei dem die Abhängigkeit der Ausgangssignale von den Schwankungen der Umgebungstemperatur stark reduziert wird.

5.3 CTA-Betriebsmodus

Im CTA-Betriebsmodus trachtet man, die mittlere Übertemperatur des aGe-Heißfilms $\Delta T_{TH} = T_{TH} - T_{LAB}$ mit Hilfe eines analogen Reglers konstant zu halten. Zu diesem Zweck wird der segmentierte Heißfilmthermistor in eine Wheatstone-Brücke eingesetzt, wie das in Abb. 5.19a dargestellt ist. Den linken Zweig dieser Brücke bilden zwei exakt gleiche externe Widerstände, mit dem konstanten Widerstandswert R_E . In dem rechten Zweig befindet sich der Heißfilmthermistor in Serie mit einem der Substratthermistoren R_S . Die Brückenspannung wird mit einem Instrumentenverstärker abgegriffen. Der anschließende PI-Regler stellt die Ausgangsspannung U_A bzw. den Ausgangsstrom I_A so ein, dass die Brückenspannung $U_C = U_+ - U_-$ null und die Brücke folglich ausgeglichen wird².

Der Widerstand des Substratthermistors R_S hängt hauptsächlich von der Umgebungstemperatur ab. Im Gegensatz zum Heißfilmthermistor, der in einer dünnen Membran eingebettet ist, befindet sich R_S auf dem Siliziumchip und kann sich wegen der hohen Wärmeleitfähigkeit des Siliziums ($k > 100 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ [106, 107]) nicht wesentlich über die Chiptemperatur erwärmen. Eine ausgeglichene Brücke bedeutet nun, dass die beiden Thermistoren den gleichen Widerstandswert aufweisen

$$R_{TH} = R_{0,TH} \cdot e^{\alpha(T_{LAB} + \Delta T_{TH})} = R_S = R_{0,S} \cdot e^{\alpha(T_{LAB} + \Delta T_S)}, \quad (5.12)$$

wobei $R_{0,TH}$ und $R_{0,S}$ die entsprechenden Thermistorwiderständen bei der Referenztemperatur 0°C bezeichnen. ΔT_{TH} und ΔT_S sind die Übertemperaturen des jeweiligen Thermistors. Da derselbe Zweigstrom I_{TH} durch die beiden Thermistoren mit gleichem Widerstandswert fließt, ist auch die dissipierte Leistung identisch $P_{TH} = P_S$

$$\Delta T_{TH} = R_{\text{therm},TH} \cdot P_{TH}, \quad \Delta T_S = R_{\text{therm},S} \cdot P_S,$$

²Der Index „C“ steht für „controller“ (engl. Regler) – U_C bezeichnet die Eingangsspannung des Regelkreises.

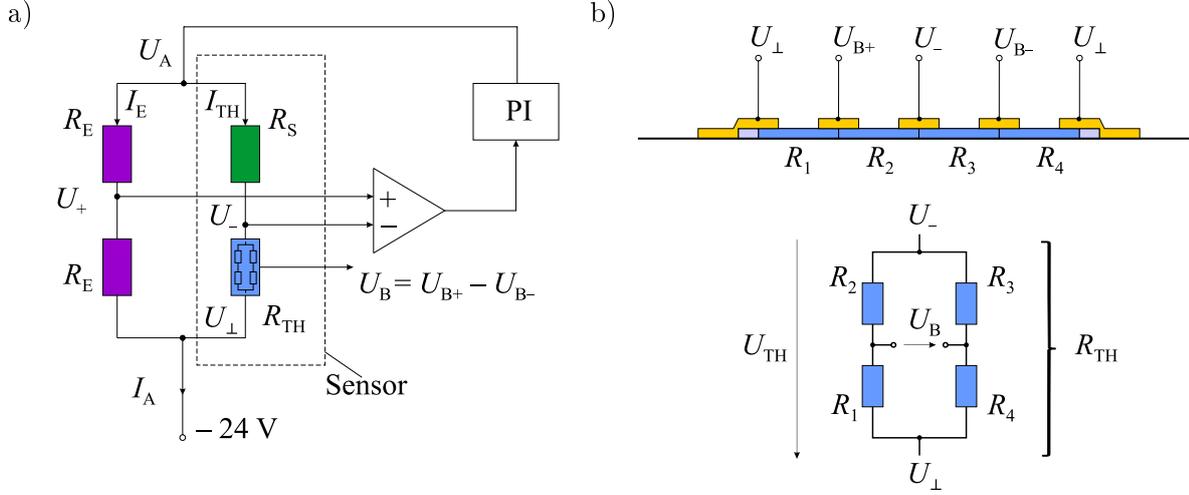


Abb. 5.19: (a) Schematische Darstellung der Auswerteelektronik im CTA-Betriebsmodus. Der aGe-Heißfilm R_{TH} und ein Substratthermistor R_S in Serie bilden den rechten Zweig einer Wheatstone-Brücke. Der PI-Regler stellt den Ausgangsstrom I_A so ein, dass die Brückenspannung $U_C = U_+ - U_-$ null bleibt. (b) Die vier Segmente des Heißfilmthermistors R_{TH} bilden eine zweite, „innerer“ Messbrücke, deren Spannung $U_B = U_{B+} - U_{B-}$ wie schon im CCA-Betriebsmodus zur Bestimmung der Strömungsrichtung herangezogen werden kann.

$$\frac{\Delta T_{TH}}{\Delta T_S} = \frac{R_{\text{therm,TH}}}{R_{\text{therm,S}}}, \quad (5.13)$$

wobei $R_{\text{therm,TH}}$ und $R_{\text{therm,S}}$ die thermischen Widerstände des Membran- und Substratthermistors sind. Setzt man den letzten Ausdruck aus Gl. (5.13) in Gl. (5.12) ein, ergeben sich die jeweiligen Übertemperaturen

$$\Delta T_{TH} = \frac{\ln(R_{0,S}) - \ln(R_{0,TH})}{\alpha \cdot \left(1 - \frac{R_{\text{therm,S}}}{R_{\text{therm,TH}}}\right)}, \quad \Delta T_S = \frac{\ln(R_{0,S}) - \ln(R_{0,TH})}{\alpha \cdot \left(\frac{R_{\text{therm,TH}}}{R_{\text{therm,S}}} - 1\right)}. \quad (5.14)$$

Der thermische Widerstand $R_{\text{therm,S}}$ eines Substratthermistors liegt typischerweise in der Größenordnung von 1 K/mW und hängt nur geringfügig von der Strömungsgeschwindigkeit ab (etwa 10% Änderung über den gesamten Strömungsbereich). Aufgrund der Einbettung in die Membran, die den Heißfilmthermistor vom Substrat thermisch isoliert, ist der thermische Widerstand $R_{\text{therm,TH}}$ hingegen stark strömungsabhängig und liegt mindestens eine Größenordnung über dem Wert von $R_{\text{therm,S}}$ (vergl. Abb. 5.7b und Abb. 5.13). Daher hängen auch die beiden Übertemperaturen (5.14) von der Strömungsgeschwindigkeit ab, ihre Differenz ΔT ist jedoch stets konstant

$$\Delta T = \Delta T_{TH} - \Delta T_S = \frac{\ln(R_{0,S}) - \ln(R_{0,TH})}{\alpha}. \quad (5.15)$$

Die gewünschte Übertemperaturdifferenz ΔT kann nur durch die passende Dimensionierung des Substratthermistors während dem Layout-Entwurf eingestellt werden.

Denn nachträglich lässt sich der Widerstandswert $R_{0,S}$ nicht mehr ändern. Im Unterschied zu Heißfilmthermistor sind Substratthermistoren etwas schmaler ($35\ \mu\text{m}$ breit) und durch zwei Interdigital-Elektroden kontaktiert (vergl. Ausschnitt in Abb. 4.4 sowie Abb. 2.2). Auf jedem Sensorchip befinden sich neben zwei langen Substratthermistoren, die stromauf- und abwärts von der Membran positioniert sind, noch zwei kürzere Substratthermistoren (auf Abb. 5.1 rechts von der Membran), die für die Einstellung der Übertemperatur vorgesehen sind. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Sensor-Layouts mit unterschiedlich langen Substratthermistoren entworfen, die einen CTA-Betrieb mit näherungsweise 5, 10, 15 und 20 K Übertemperatur ermöglichen. Im Folgenden wird die Charakterisierung im Betrieb mit $\Delta T \approx 20\ \text{K}$ näher beschrieben.

5.3.1 Stationäre Charakterisierung

Der Substratthermistor R_S muss so dimensioniert werden, dass er bei Raumtemperatur einen kleineren Widerstandswert aufweist als der Membranthermistor ($R_S < R_{\text{TH}}$, in diesem Fall gilt nach Gl. (5.15) $\Delta T > 0$). Die Ausgangsspannung und dadurch auch der Strom I_A wird vom Regelkreis so lange variiert, bis die Brückenspannung des Übertemperaturreglers $U_C = U_+ - U_-$ verschwindet. Der Brückenabgleich wird durch das Aufheizen des Membranthermistors und das Erreichen der gewünschten Übertemperaturdifferenz $\Delta T = \Delta T_{\text{TH}} - \Delta T_S$ herbeigeführt. Abbildung 5.20a zeigt die FEM-Simulation von U_C in Abhängigkeit von Ausgangsstrom für verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten.

Für sehr kleine Stromstärken ($I_A < 50\ \mu\text{A}$) ist der Membranthermistor noch relativ kalt. Folglich ist die Eingangsspannung des Reglers U_C aufgrund des Widerstandsunterschieds $R_S < R_{\text{TH}}$ negativ und nimmt mit steigendem Strom anfangs noch ab. Die Temperatur des Heißfilms wird mit zunehmender Stromstärke jedoch immer größer

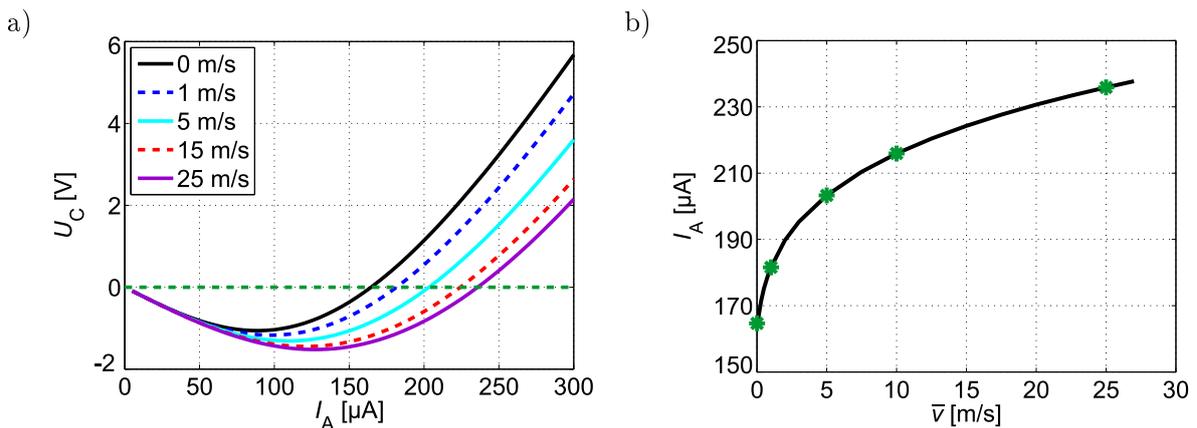


Abb. 5.20: (a) Simulierte Brückenspannung U_C als Funktion vom Ausgangsstrom für verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten. Der Ausgangsstrom wird vom Regler so eingestellt, dass die Brücke ausgeglichen wird und folglich $U_C = 0$ gilt (grüne gestrichelte Linie). (b) Simulierte Ausgangscharakteristik des Sensors im CTA Betriebsmodus. Grüne Sterne entsprechen den Schnittpunkten der Gerade $U_C = 0$ mit den Kennlinien aus der linken Abbildung.

und damit sein Widerstandswert R_{TH} kleiner. Als Konsequenz nimmt die Spannung U_C nach dem Durchschreiten eines Minimums allmählich zu, bis der stationärer Zustand $R_S = R_{TH}$ bzw. $U_C = 0$ erreicht wird. Im Falle konvektiver Kühlung durch ein Fluid wird eine höhere Stromstärke notwendig, um diesen Endzustand zu erreichen. Die Schnittpunkte der simulierten Charakteristika mit der Gerade $U_C = 0$ (grüne gestrichelte Linie in Abb. 5.20a) liefern das Ausgangssignal I_A bei den betreffenden Strömungsgeschwindigkeiten. Wiederholt man diesen Simulationsvorgang für ausreichend viele Geschwindigkeitspunkte ergibt sich die kontinuierliche Ausgangscharakteristik in Abb. 5.20b.

Der geschlossene Regelkreis besteht aus der Messbrücke, einem Instrumentenverstärker und dem analogen PI-Regler (Abb. 5.19a). Der Instrumentenverstärker wurde nach der Standardschaltung [108] mit Operationsverstärkern von Typ OPA551 aufgebaut. Diese können mit $\pm 24\text{ V}$ versorgt werden, was angesichts der zu erwartenden hohen Spannungen am Heißfilmthermistor notwendig ist (vergl. Abb. 5.5a). Denn die Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke ist doppelt so hoch wie die Spannung am Heißfilmthermistor und liegt für die angestrebte Übertemperatur von 20 K im Bereich von 20-35 V. Um die nötige Ausgangsspannung des PI-Reglers zu reduzieren, wurde der untere Anschlusspunkt der Wheatstone-Brücke auf -24 V gelegt (vergl. Abb. 5.19a).

Der PI-Reglertyp wurde gewählt, weil er leichter als der PID-Regler zu implementieren ist und trotzdem passende Regeleigenschaften bietet. Um das Regelverhalten zu optimieren, wurde ein PSpice-Sensormodell mit der im Abschnitt 4.5 beschriebenen Methode aufgebaut. Die Initialwerte von K_P und T_n lassen sich bequem nach dem Näherungsverfahren von CHIEN, HRONES und RESWICK abschätzen [92, 93], wobei für die Sprungantwort des Heißfilmthermistors die FEM-Simulationen herangezogen wurden.

Die Messergebnisse sind in Abb. 5.21 dargestellt. Der Referenzwiderstand des ausgewerteten Sensorexemplars liegt bei $R_{0,TH} = 378,7\text{ k}\Omega$, während sein Temperaturkoeffizient $\alpha = 0,02005\text{ K}^{-1}$ beträgt. Für den Substratthermistor gilt außerdem $R_{0,S} = 247,7\text{ k}\Omega$, womit sich eine Übertemperaturdifferenz zwischen Membran- und Substratthermistor von $\Delta T \approx 21,2\text{ K}$ errechnen lässt (vergl. Gl. (5.15)). Für die nötige Selbsterwärmung

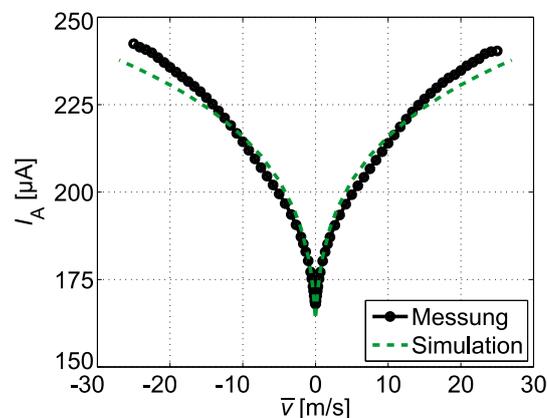


Abb. 5.21: Gemessener und simulierter Ausgangsstrom im CTA-Betrieb mit $\Delta T \approx 21,2\text{ K}$ und $R_E = 159,5\text{ k}\Omega$.

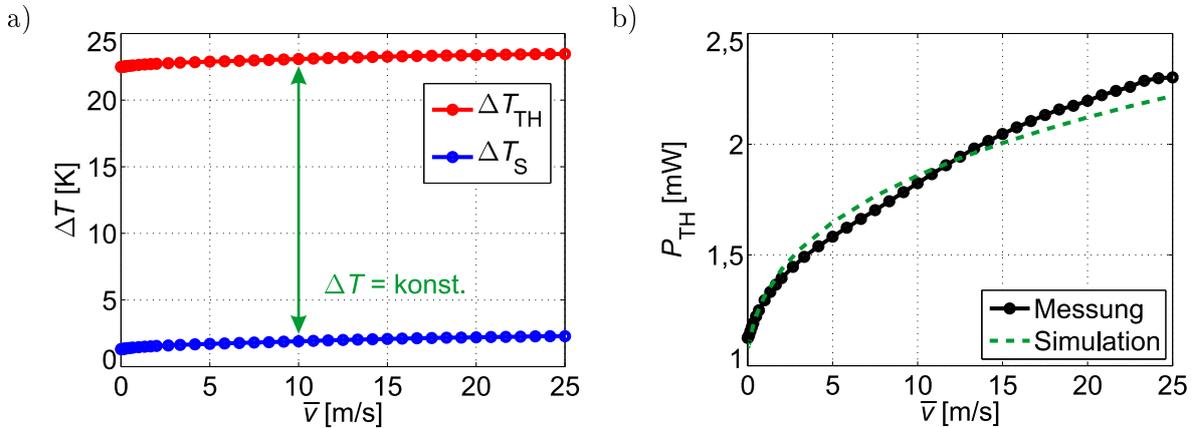


Abb. 5.22: (a) Übertemperatur des Substrat- (ΔT_S) und Membranthermistors (ΔT_{TH}) als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit. Die Übertemperaturdifferenz $\Delta T = \Delta T_{TH} - \Delta T_S$ bleibt immer konstant. (b) Verlauf der im Heißfilmthermistor dissipierten Leistung für CTA-Betrieb mit $\Delta T \approx 21,2$ K.

muss durch den Heißfilmthermistor ein bestimmter, von der Strömungsgeschwindigkeit abhängiger elektrischer Strom I_{TH} fließen, der von der Ausgangsstufe des PI-Reglers zur Verfügung gestellt wird. Der Ausgangsstrom I_A beinhaltet auch den Strom aus dem linken Brückenzweig I_E (vergl. Abb. 5.19a), wobei die Stromzunahme k von den beiden Außenwiderständen R_E abhängt

$$I_A = I_{TH} + I_E = k \cdot I_{TH}, \quad k = 1 + \frac{R_{TH}}{R_E}. \quad (5.16)$$

Die Wahl von R_E beeinflusst neben dem Faktor k auch die Temperaturabhängigkeit des Ausgangssignals I_A , was im nächsten Abschnitt noch näher ausgeführt wird.

Abbildung 5.22a zeigt die Übertemperatur des Substrat- und Membranthermistors. Je nach Strömungsgeschwindigkeit und somit elektrischem Strom I_{TH} der durch die Thermistoren fließt, liegt die Übertemperatur des Substratthermistors zwischen etwa 1 K und 3 K und die des Heißfilmthermistors im Bereich von 22 K bis 24 K. Die Übertemperaturdifferenz $\Delta T = \Delta T_{TH} - \Delta T_S$ ist jedoch von der Strömung stets unabhängig. Die dissipierte Leistung im Heißfilmthermistor $P_{TH} = \Delta T_{TH}/R_{\text{therm,TH}}$ ist eine Funktion der gewählten Übertemperatur sowie des thermischen Widerstandes, der wiederum von der Strömungsgeschwindigkeit und Sensorgeometrie abhängt (vergl. Abb. 5.13). Der Verlauf als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit ist für das ausgewertete Sensorexemplar und $\Delta T \approx 21,2$ K in Abb. 5.22b dargestellt.

Der elektrische Strom durch die Brücke I_A hängt nur von der Gesamtabkühlung des Heißfilmthermistors, nicht jedoch von der jeweiligen Strömungsrichtung im Kanal ab. Er weist eine näherungsweise symmetrische Charakteristik auf (Abb. 5.21) und kann daher nicht zu Bestimmung der Strömungsrichtung herangezogen werden. Man beachte aber, dass das ganze Sensorsystem aus zwei Wheatstone-Brücken besteht. Die „äußere“ dient mit ihrer Brückenspannung zur Regelung der Übertemperatur und setzt sich aus dem Substrat- und Heißfilmthermistor in einem Zweig und zwei fixen Widerständen R_E im anderen Zweig zusammen (vergl. Abb. 5.19). Es gibt aber noch die „innere“

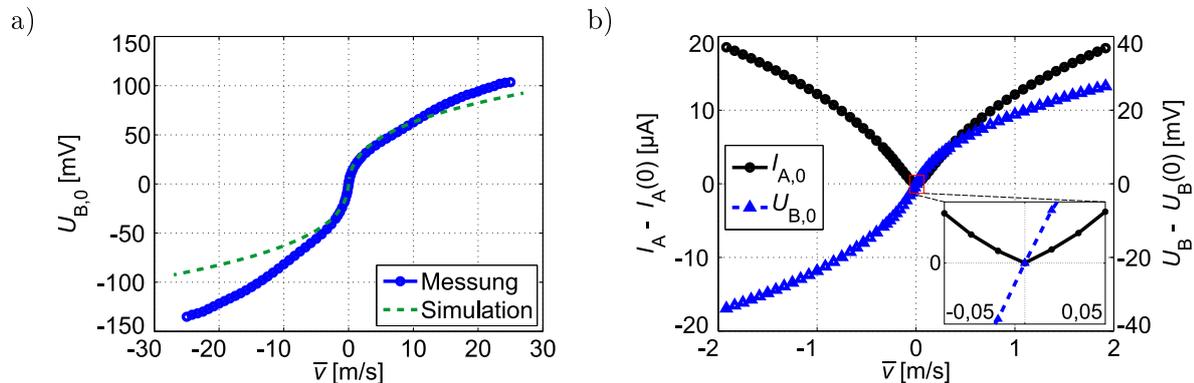


Abb. 5.23: (a) Offset-korrigierte Spannung der „inneren“ Heißfilm-Brücke $U_{B,0}(\bar{v}) = U_B(\bar{v}) - U_B(0)$, wobei $U_B(0) \approx -40$ mV. Vergleich zwischen Mess- und Simulationsergebnissen im CTA-Betriebsmodus mit $\Delta T \approx 21,2$ K und $T_{\text{LAB}} = 23$ °C. (b) Offset-korrigierter Gesamtstrom $I_{A,0}$ und offset-korrigierte Brückenspannung $U_{B,0}$ im unteren Strömungsbereich $|\bar{v}| < 2$ m/s sowie für $|\bar{v}| \leq 5$ cm/s (Ausschnitt).

Brücke, die aus den vier Germanium-Streifen des segmentierten Heißfilms besteht und deren Brückenspannung, wie auch im Falle des CCA-Betriebsmodus zur Bestimmung der Strömungsrichtung herangezogen werden kann. Diese Charakteristik ist in Abb. 5.23a dargestellt.

Im idealen Fall, wenn alle Germanium-Streifen völlig identisch wären (wie das bei FEM-Simulationen angenommen wurde), wird die Strömungsabhängigkeit der Brückenspannung durch eine ungerade Funktion abgebildet (grüne gestrichelte Linie). Die unausweichliche Exemplarstreuung der Segmente, bestimmt durch den spezifischen Fertigungsprozess, resultiert in der Abweichung von diesem Idealverlauf. Außerdem verursacht sie einen exemplarspezifischen Offset, der bei der Bestimmung der Strömungsrichtung berücksichtigt werden muss. Abbildung 5.23a zeigt schon das offset-korrigierte Ausgangssignal $U_{B,0}(\bar{v}) = U_B(\bar{v}) - U_B(0)$, wobei sich der Offset aus der Brückenspannung bei Strömung $\bar{v} = 0$ ergibt. Aus dem Vorzeichen dieser korrigierten Charakteristik ergibt sich dann die Strömungsrichtung im Kanal.

Um die kleinste, noch detektierbare Strömungsgeschwindigkeit sowie Sensorempfindlichkeit abzuschätzen, wurden die beiden Ausgangssignale nochmals im unteren Messbereich $|\bar{v}| < 2$ m/s in kleinen Geschwindigkeitsschritten aufgenommen. Damit sie gemeinsam in einem Diagramm dargestellt werden können, wird nicht nur bei der Brückenspannung sondern auch beim Ausgangsstrom der Offset, d. h. der Signalwert bei $\bar{v} = 0$ abgezogen (Abb. 5.23b). Im Unterschied zur Thermistorspannung U_{TH} als Ausgangssignal im CCA-Betriebsmodus (vergl. Abb. 5.11a), geht die Steigung von I_A für $\bar{v} \rightarrow 0$ nicht gegen null. Somit kann dieses Signal auch für sehr kleine Strömungsgeschwindigkeiten um 0 m/s herangezogen werden. In diesem Bereich zeigt auch die Brückenspannung U_B ihre höchste Sensitivität.

Die Ausgangssignale beider Betriebsarten können miteinander nicht direkt verglichen werden, denn im CCA-Betriebsmodus handelt es sich um die Spannung an den Anschlussklemmen der Heißfilm-Brücke während im CTA-Betriebsmodus der Gesamt-

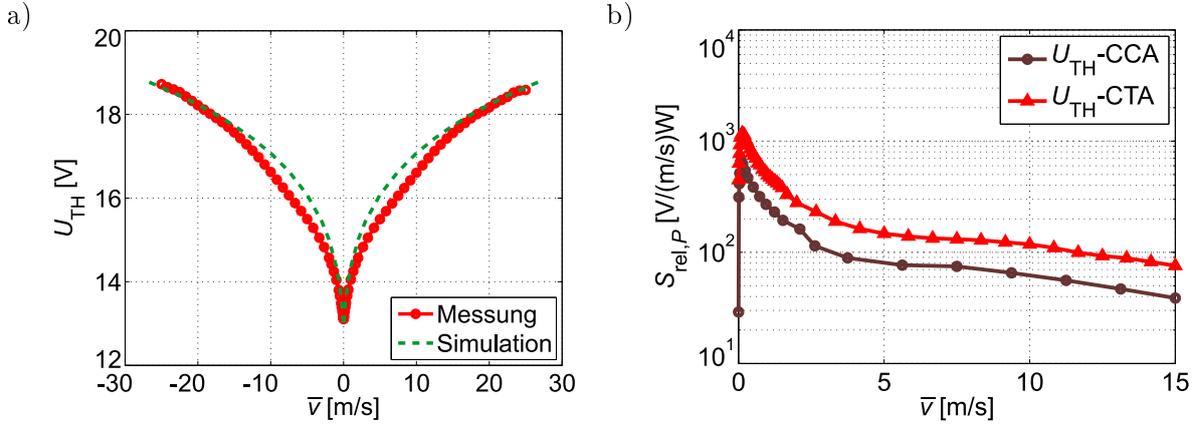


Abb. 5.24: (a) Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke U_{TH} als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit – Vergleich zwischen Mess- und Simulationsergebnissen im CTA-Betriebsmodus mit $\Delta T \approx 21,2\text{ K}$. (b) Vergleich zwischen der leistungsspezifischen Sensitivität von U_{TH} im CCA- und CTA-Betriebsmodus mit $I_0 = 150\ \mu\text{A}$ bzw. $\Delta T \approx 21,2\text{ K}$.

strom durch die „äußere“ Brücke herangezogen wird. Um doch noch einen Vergleich zu ermöglichen, wurde im CTA-Betrieb zusätzlich noch die Spannung am Heißfilmthermistor ausgewertet. Diese ergibt sich direkt aus der Ausgangsspannung U_A des PI-Reglers (vergl. Abb. 5.19)

$$U_{\text{TH}} = U_- - U_{\perp} = \frac{U_A + 24\text{ V}}{2}. \quad (5.17)$$

Der Verlauf von der Thermistorspannung U_{TH} ist ähnlich wie bei dem Gesamtstrom I_A (Abb. 5.24a), allerdings wird der Letztere aufgrund seiner niedrigen Temperaturabhängigkeit als Ausgangssignal bevorzugt, wie das noch im nächsten Abschnitt im Detail erläutert wird.

Die Leistung, die im Heißfilmthermistor dissipiert, unterscheidet sich in beiden Modi (vergl. Abb. 5.12b und Abb. 5.22b), was von dem gewählten Betriebsstrom I_0 im CCA- bzw. der gewünschten Übertemperaturdifferenz ΔT im CTA-Betriebsmodus abhängt. Für einen realistischen Vergleich zwischen den Betriebsarten muss die Sensorempfindlichkeit (Steigung der Ausgangscharakteristik) daher auf die Leistung P_{TH} bezogen werden

$$S_{\text{rel},P} = \frac{\Delta U_{\text{TH}}}{\Delta \bar{v} \cdot P_{\text{TH}}}, \quad (5.18)$$

wobei U_{TH} die jeweilige Spannung am Heißfilmthermistor bezeichnet und die Differenzbildung Δ zwischen den benachbarten Messpunkten erfolgt. Abbildung 5.24b zeigt die leistungsspezifische Sensitivität für beide Betriebsarten in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit. Sie liegt viel höher im CTA- als im CCA-Modus. Je kleiner die Strömungsgeschwindigkeit, desto größer der Unterschied – für $\bar{v} \rightarrow 0$ beträgt er über eine Dekade (vergl. auch die Bildausschnitte in Abb. 5.11a und Abb. 5.23b).

Anders verhält es sich bei der leistungsspezifischen Sensitivität der Brückenspannung U_B (Abb. 5.25). In diesem Fall ist die Anfangsempfindlichkeit des CCA-Modus höher als

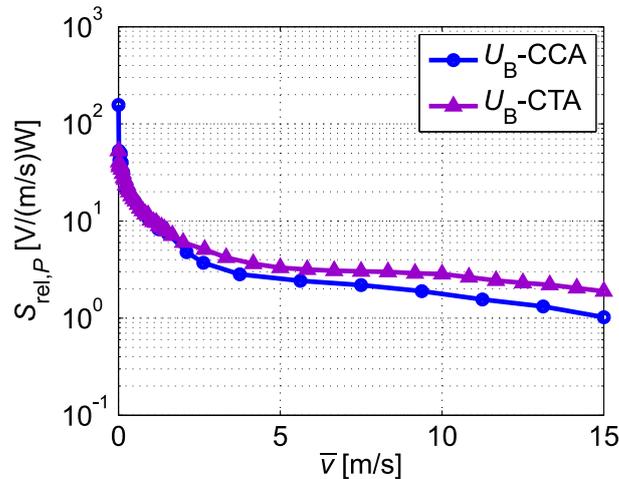


Abb. 5.25: Vergleich zwischen der leistungsspezifischen Sensitivität der Brückenspannung U_B im CCA- und CTA-Betriebsmodus mit $I_0 = 150 \mu\text{A}$ bzw. $\Delta T \approx 21,2 \text{ K}$.

im CTA-Betriebsmodus. In beiden Modi sättigt das Ausgangssignal U_B mit steigender Strömungsgeschwindigkeit, im CCA-Modus jedoch etwas schneller, sodass ab etwa 2 m/s der CTA-Betriebsmodus eine höhere leistungsspezifische Sensitivität aufweist.

5.3.2 Charakterisierung der Temperaturabhängigkeit

Die Thermistorspannung U_{TH} als Ausgangssignal im CCA-Betriebsmodus ist stark von der Umgebungstemperatur abhängig. Der Temperaturkoeffizient ist außerdem eine Funktion der zu messenden Strömungsgeschwindigkeit, sodass im Falle schwankender Umgebungstemperatur eine aufwendige Signalkorrektur mittels Vergleichstabellen notwendig wird. Das Ziel des CTA-Betriebsmodus ist es, diese Abhängigkeit entweder vollständig zu beseitigen oder sie zumindest unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit zu machen.

Um den Temperaturkoeffizienten der Thermistorspannung $\beta_{U_{TH}}$ (5.11) abzuschätzen, werden ein Paar Annahmen getroffen, die die folgende Rechnung wesentlich vereinfachen. Weil die Übertemperatur des Substratthermistors viel kleiner ist als die des Heißfilmthermistors $\Delta T_S \ll \Delta T_{TH}$ bzw. $R_{therm,S} \ll R_{therm,TH}$ wird zuerst angenommen, dass

$$\Delta T_S \approx 0 \quad \text{und} \quad \Delta T \approx \Delta T_{TH} = \text{konst.} \quad (5.19)$$

gilt. Außerdem wird angenommen, dass die Materialparameter von Sensor und Fluid nicht von der Umgebungstemperatur abhängen. In diesem Fall gilt

$$\frac{dR_{therm,TH}}{dT_{LAB}} = 0. \quad (5.20)$$

Aus der Formel für die Übertemperatur (5.13) ergibt sich

$$U_{\text{TH}} = \sqrt{P_{\text{TH}} \cdot R_{\text{TH}}} = \sqrt{\frac{\Delta T_{\text{TH}} \cdot R_{\text{TH}}}{R_{\text{therm,TH}}}},$$

$$\frac{dU_{\text{TH}}}{dT_{\text{LAB}}} = \frac{1}{2U_{\text{TH}}} \cdot \frac{\Delta T_{\text{TH}} \cdot R_{\text{TH}}}{R_{\text{therm,TH}}} \cdot \frac{1}{R_{\text{TH}}} \frac{dR_{\text{TH}}}{dT_{\text{LAB}}}. \quad (5.21)$$

Daraus folgt für den Temperaturkoeffizienten von U_{TH}

$$\beta_{U_{\text{TH}}} = \frac{1}{U_{\text{TH}}} \frac{dU_{\text{TH}}}{dT_{\text{LAB}}} = \frac{1}{2R_{\text{TH}}} \frac{dR_{\text{TH}}}{dT_{\text{LAB}}} = \frac{\beta_{R_{\text{TH}}}}{2} = \frac{\alpha}{2}. \quad (5.22)$$

Beim letzten Gleichheitszeichen wurde berücksichtigt, dass aufgrund der Regelung beide Thermistoren gleich sind ($R_{\text{TH}} = R_{\text{S}}$) sowie, dass die Übertemperatur des Substratthermistors null ist und daher $\beta_{R_{\text{TH}}} = \beta_{R_{\text{S}}} = \alpha$ gilt. Im CTA-Betriebsmodus ist die Heißfilm-Thermistorspannung somit weniger temperaturabhängig als im CCA-Modus (vergl. Gl. (5.11) bzw. (5.10) sowie Abb. 5.16a) und darüber hinaus unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit.

Die Ergebnisse obiger Analyse wurden mit entsprechenden FEM-Simulationen überprüft. Um die getroffenen Annahmen zu erfüllen, wurden dabei die Materialparameter von Sensor und Fluid (Wärmeleitfähigkeit, Dichte und spezifische Wärmekapazität) konstant gehalten und die Übertemperatur des Substratthermistors auf null gesetzt. Alle anderen Parameter sind gleich wie beim ausgewerteten Sensorexemplar. Die simulierte Spannung des Heißfilmthermistors in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur ist in Abb. 5.26 dargestellt. Nähert man diese Charakteristik mit einer exponentiellen Funktion, so ergibt sich aus dem Exponenten der Temperaturkoeffizient $\beta_{U_{\text{TH}}}$. Er beträgt genau $\alpha/2$ und hängt nicht von der gewählten Strömungsgeschwindigkeit ab.

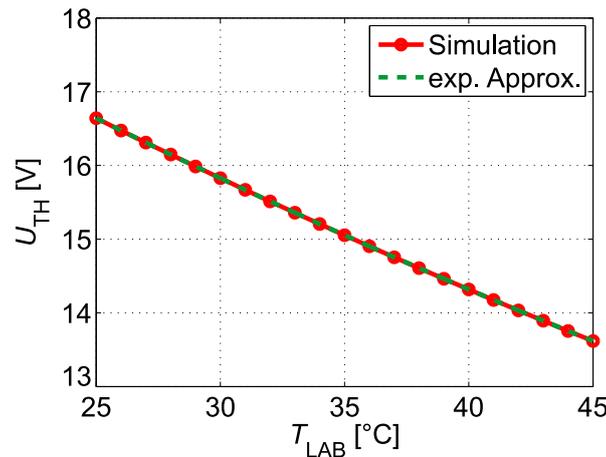


Abb. 5.26: Simulierte Spannung am Heißfilmthermistor im CTA-Betriebsmodus bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von $\bar{v} = 10 \text{ m/s}$. Für die Simulation wurden folgende Einstellungen gewählt: $R_{0,\text{TH}} = 378,7 \text{ k}\Omega$, $R_{0,\text{S}} = 247,7 \text{ k}\Omega$, $R_{\text{E}} = 122,8 \text{ k}\Omega$, $\alpha = 0,02005 \text{ K}^{-1}$ und $\Delta T_{\text{S}} = 0$.

Eine ähnliche Rechnung wie oben für U_{TH} kann auch für den Heißfilm-Thermistorstrom durchgeführt werden

$$I_{\text{TH}} = \sqrt{\frac{P_{\text{TH}}}{R_{\text{TH}}}} = \sqrt{\frac{\Delta T_{\text{TH}}}{R_{\text{TH}} \cdot R_{\text{therm,TH}}}},$$

$$\frac{dI_{\text{TH}}}{dT_{\text{LAB}}} = \frac{1}{2I_{\text{TH}}} \cdot \frac{-\Delta T_{\text{TH}}}{R_{\text{TH}} \cdot R_{\text{therm,TH}}} \cdot \frac{1}{R_{\text{TH}}} \frac{dR_{\text{TH}}}{dT_{\text{LAB}}}. \quad (5.23)$$

Der Temperaturkoeffizient von I_{TH} ergibt sich dann zu

$$\beta_{I_{\text{TH}}} = \frac{1}{I_{\text{TH}}} \frac{dI_{\text{TH}}}{dT_{\text{LAB}}} = \frac{-1}{2R_{\text{TH}}} \frac{dR_{\text{TH}}}{dT_{\text{LAB}}} = -\frac{\beta_{R_{\text{TH}}}}{2} = -\frac{\alpha}{2}. \quad (5.24)$$

Wir interessieren uns jedoch primär für die Temperaturabhängigkeit des Ausgangssignals, d. h. des Gesamtstroms der „äußeren“ Brücke I_{A} . Für diesen folgt aus Gl. (5.16)

$$\frac{dI_{\text{A}}}{dT_{\text{LAB}}} = \frac{dk}{dT_{\text{LAB}}} \cdot \frac{k \cdot I_{\text{TH}}}{k} + \frac{k \cdot I_{\text{TH}}}{I_{\text{TH}}} \cdot \frac{dI_{\text{TH}}}{dT_{\text{LAB}}},$$

$$\frac{dk}{dT_{\text{LAB}}} = \frac{1}{R_{\text{E}}} \frac{dR_{\text{TH}}}{dT_{\text{LAB}}} = \frac{R_{\text{TH}}}{R_{\text{E}}} \cdot \beta_{R_{\text{TH}}}. \quad (5.25)$$

Aus diesen Gleichungen sowie Gl. (5.24) folgt dann

$$\beta_{I_{\text{A}}} = \frac{1}{I_{\text{A}}} \frac{dI_{\text{A}}}{dT_{\text{LAB}}} = \frac{R_{\text{TH}} \cdot \beta_{R_{\text{TH}}}}{R_{\text{E}}} \cdot \frac{1}{k} - \frac{\beta_{R_{\text{TH}}}}{2} = \frac{\beta_{R_{\text{TH}}}}{2} \left(\frac{2R_{\text{TH}} - k \cdot R_{\text{E}}}{k \cdot R_{\text{E}}} \right),$$

$$\boxed{\beta_{I_{\text{A}}} = \frac{\alpha}{2} \cdot \left(\frac{R_{\text{TH}} - R_{\text{E}}}{R_{\text{TH}} + R_{\text{E}}} \right)}. \quad (5.26)$$

Dies ist ein bemerkenswertes Resultat – es zeigt, dass man durch passende Wahl des Widerstands R_{E} die Temperaturabhängigkeit des Gesamtstroms I_{A} minimieren kann. Wenn die beiden Zweige der „äußeren“ Brücke ausgeglichen sind (d. h. $R_{\text{TH}} = R_{\text{E}}$), so gilt $\beta_{I_{\text{A}}} = 0$ und das Ausgangssignal wird folglich **von den Variationen der Umgebungstemperatur unabhängig**. Da allerdings die Thermistorwiderstände R_{TH} bzw. R_{S} selbst von der Umgebungstemperatur abhängen, gilt diese Bedingung nur bei einem bestimmten Referenzwert der Umgebungstemperatur $T_{\text{LAB,ref}}$

$$R_{\text{E}} = R_{\text{TH}} = R_{\text{S}} = R_{0,\text{S}} \cdot e^{\alpha \cdot T_{\text{LAB,ref}}},$$

$$T_{\text{LAB,ref}} = \frac{\ln \left(\frac{R_{\text{E}}}{R_{0,\text{S}}} \right)}{\alpha}. \quad (5.27)$$

In einer breiten Umgebung von $T_{\text{LAB,ref}}$ ist $\beta_{I_{\text{A}}}$ jedoch so gering, dass man das Ausgangssignal als näherungsweise temperaturunabhängig betrachten kann. Wenn also während der Messung starke Schwankungen der Umgebungstemperatur zu erwarten sind, sollte

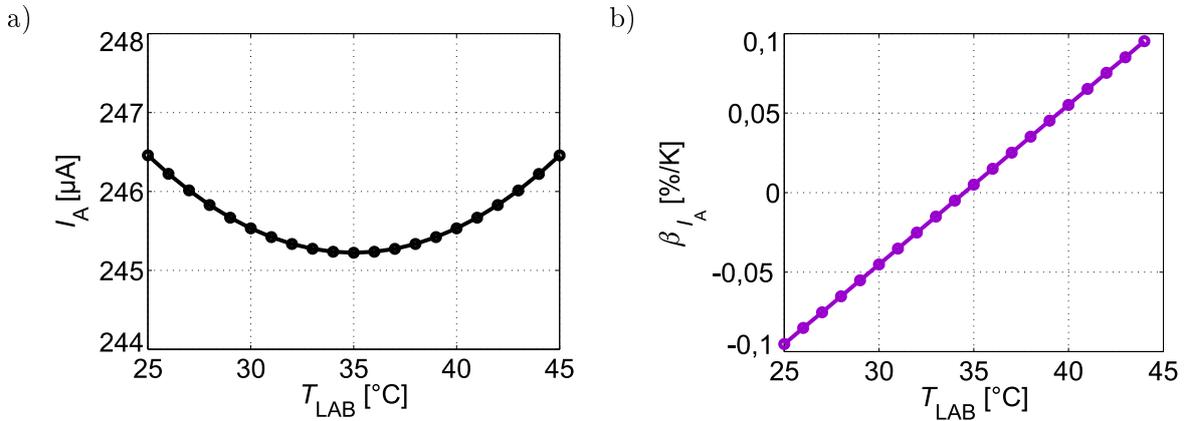


Abb. 5.27: (a) Simulierter Gesamtstrom I_A als Funktion der Umgebungstemperatur im CTA-Betriebsmodus bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von $\bar{v} = 10 \text{ m/s}$. Simulationseinstellungen sind gleich wie bei der Simulation von U_{TH} . Der Referenzwert der Umgebungstemperatur beträgt $T_{\text{LAB,ref}} \approx 35^{\circ}\text{C}$. (b) Temperaturkoeffizient des Gesamtstroms berechnet anhand Simulationsergebnisse aus (a) und Gl. (5.28).

sinnvollerweise die mittlere Umgebungstemperatur als Referenz $T_{\text{LAB,ref}}$ gewählt werden. Der Widerstandswert von R_E ergibt sich dann aus der ersten Zeile der Gl. (5.27).

Die entsprechenden Simulationsergebnisse sind in Abb. 5.27 dargestellt. Für die Simulation wurden Sensorkennndaten des experimentell ausgewerteten Sensorexemplars gewählt ($R_{0,\text{TH}} = 378,7 \text{ k}\Omega$, $R_{0,\text{S}} = 247,7 \text{ k}\Omega$ und $\alpha = 0,02005 \text{ K}^{-1}$). Mit $R_E = 122,8 \text{ k}\Omega$ ergibt sich daraus eine Referenzumgebungstemperatur von $T_{\text{LAB,ref}} \approx 35^{\circ}\text{C}$. Simuliert wurde der Gesamtstrom I_A bei einer konstanten mittleren Strömungsgeschwindigkeit von $\bar{v} = 10 \text{ m/s}$, wobei die Umgebungstemperatur von 25 bis 45°C in 1°C -Schritten geändert wurde. Es ergibt sich eine näherungsweise quadratische Funktion $I_A(T_{\text{LAB}})$ mit einem Minimum bei $T_{\text{LAB,ref}}$ (Abb. 5.27a).

Den Temperaturkoeffizienten kann man mit der Gleichung

$$\beta_{I_A} = \frac{1}{I_A} \frac{\Delta I_A}{\Delta T_{\text{LAB}}}, \quad (5.28)$$

abschätzen, wobei die Differenzbildung Δ zwischen den benachbarten Simulationen erfolgt. Den Verlauf von β_{I_A} über Umgebungstemperatur zeigt Abb. 5.27b. Diese Charakteristik schneidet die x -Achse bei $T_{\text{LAB}} \approx 35^{\circ}\text{C}$, also genau bei jener Umgebungstemperatur, für die $R_{\text{TH}} = R_E$ gilt. Aber auch $\pm 10^{\circ}\text{C}$ abseits vom Nullpunkt beträgt der Betrag des Temperaturkoeffizienten nur etwa $0,1 \text{ \%}/\text{K}$, sodass die Temperaturabhängigkeit des Ausgangssignals in diesem Bereich vernachlässigbar ist.

Um die Temperaturabhängigkeit auch experimentell zu bestätigen, wurde der Sensor in der Temperaturkammer untersucht. Dabei wurde die Temperatur in 2°C -Schritten von 25 bis 45°C geändert und der Gesamtstrom I_A , die Brückenspannung U_B sowie die Reglerausgangsspannung U_A aufgenommen. Daraus lasen sich auch alle anderen Größen ableiten. Um einen sinnvollen Vergleich mit Simulationsergebnissen zu ermöglichen, wurde der Wert der Außenwiderstände bei diesen Messungen ähnlich wie bei den Simulationen mit $R_E \approx 120 \text{ k}\Omega$ gewählt. In Abb. 5.28 sind der Gesamtstrom und

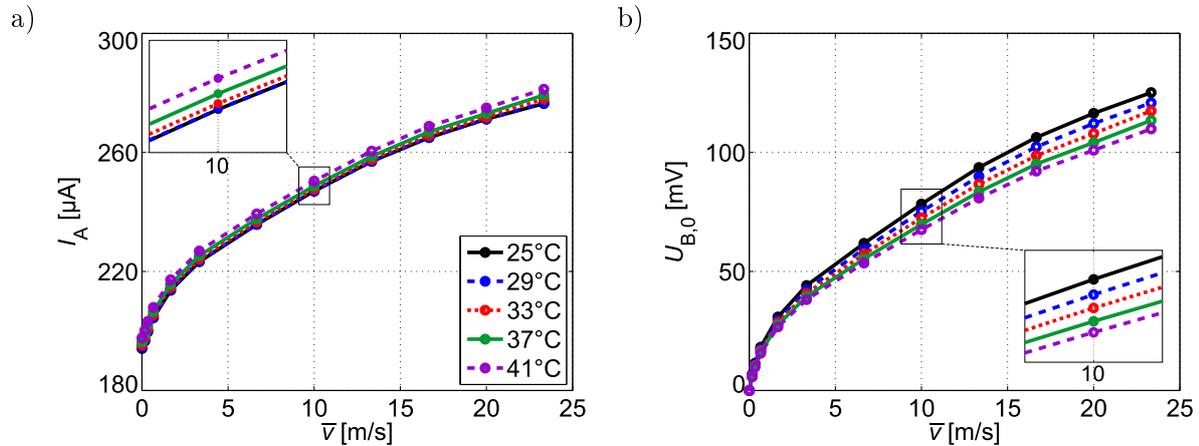


Abb. 5.28: Gesamtstrom durch die „äußere“ Brücke I_A (a) sowie offset-korrigierte Spannung der „inneren“ Heißfilm-Brücke $U_{B,0}$ (b) als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit für verschiedene Werte der Umgebungstemperatur im CTA-Betriebsmodus mit $\Delta T \approx 21,2\text{ K}$ sowie $R_E \approx 120\text{ k}\Omega$.

die offset-korrigierte Brückenspannung $U_{B,0}$ für ausgewählte Umgebungstemperaturen dargestellt.

Es fällt auf, dass die I_A -Kennlinien relativ dicht aneinander liegen, was vorab auf eine geringe Temperaturabhängigkeit hindeutet. Ein vertikaler Schnitt $\bar{v} = \text{konst.}$ durch diese Linienschar ergibt das entsprechende Ausgangssignal als Funktion der Umgebungstemperatur bei konstanter Strömungsgeschwindigkeit. Abbildung 5.29a zeigt dies für den Ausgangsstrom I_A bei $\bar{v} = 10\text{ m/s}$. Aus diesen Messdaten kann man nach Gl. (5.28) den zugehörigen Temperaturkoeffizienten β_{I_A} abschätzen. Sein Verlauf über der Umgebungstemperatur ist in Abb. 5.29b (schwarze Kurve) dargestellt.

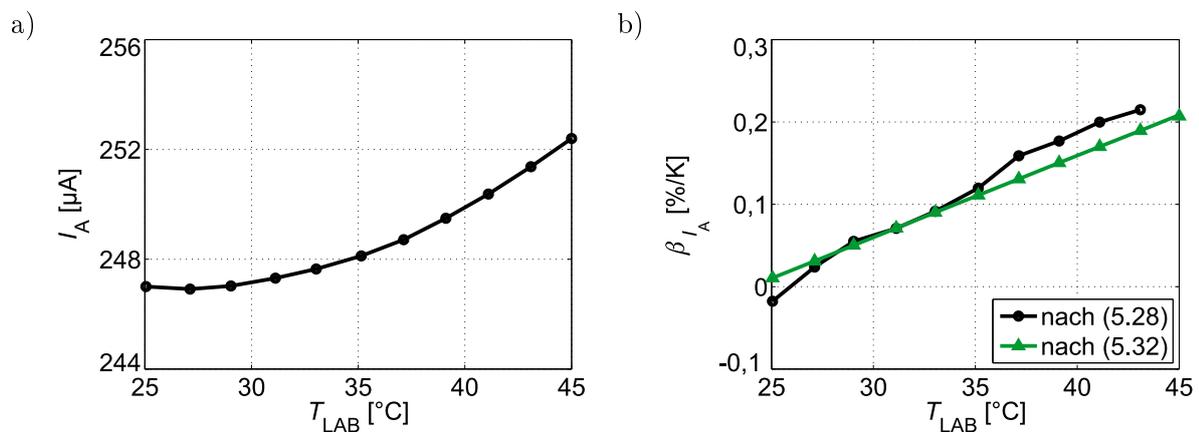


Abb. 5.29: (a) Gesamtstrom I_A als Funktion der Umgebungstemperatur im CTA-Betriebsmodus bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von $\bar{v} = 10\text{ m/s}$. (b) Temperaturkoeffizient des Gesamtstroms berechnet anhand Messergebnisse aus (a) und Gl. (5.28) sowie anhand Gl. (5.32) zum Vergleich.

Obwohl R_E so gewählt wurde, dass der Referenzwert der Umgebungstemperatur nach Gl. (5.27) wie bei Simulationen $T_{\text{LAB,ref}} \approx 35^\circ\text{C}$ betragen soll, erreicht der Gesamtstrom sein Minimum schon bei etwa 26°C . Der Grund für den Unterschied zwischen Simulations- und Messergebnissen liegt in der Annahme, dass die Materialparameter des Fluids und Sensors unabhängig von der Variationen der Umgebungstemperatur sind. Nimmt man für die Simulationen, anstatt konstanter Werte für die Fluidparameter k , c_p und ρ (wie es bei Simulationen von I_A in Abb. 5.27a der Fall war), die temperaturabhängigen Funktionen von Stickstoff $k(T)$, $c_p(T)$ und $\rho(T)$ aus dem programmeigenen Materialverzeichnis, so ergibt sich ebenfalls eine Verschiebung des Minimums hin zu niedrigeren Temperaturwerten. In diesem Fall sind die thermischen Widerstände $R_{\text{therm,TH}}$ und $R_{\text{therm,S}}$ nicht wie angenommen konstant sondern ebenfalls temperaturabhängig. Aufgrund der Beziehung (5.14) gilt das auch für die entsprechenden Übertemperaturen ΔT_{TH} und ΔT_S .

Für die genaue Herleitung von β_{I_A} müssen diese Temperaturabhängigkeiten berücksichtigt werden. Aus

$$\begin{aligned} \Delta T_{\text{TH}} &= P_{\text{TH}} \cdot R_{\text{therm,TH}} = I_{\text{TH}}^2 R_{\text{TH}} \cdot R_{\text{therm,TH}}, \\ \frac{d\Delta T_{\text{TH}}}{dT_{\text{LAB}}} &= 2I_{\text{TH}}^2 \cdot \frac{1}{I_{\text{TH}}} \frac{dI_{\text{TH}}}{dT_{\text{LAB}}} R_{\text{TH}} \cdot R_{\text{therm,TH}} + I_{\text{TH}}^2 R_{\text{TH}} \cdot \frac{1}{R_{\text{TH}}} \frac{dR_{\text{TH}}}{dT_{\text{LAB}}} \cdot R_{\text{therm,TH}} + \\ &+ I_{\text{TH}}^2 R_{\text{TH}} \cdot R_{\text{therm,TH}} \cdot \frac{1}{R_{\text{therm,TH}}} \frac{dR_{\text{therm,TH}}}{dT_{\text{LAB}}} \end{aligned} \quad (5.29)$$

folgt die Beziehung zwischen den einzelnen Temperaturkoeffizienten

$$\beta_{\Delta T_{\text{TH}}} = 2\beta_{I_{\text{TH}}} + \beta_{R_{\text{TH}}} + \beta_{R_{\text{therm,TH}}}. \quad (5.30)$$

Außerdem ergibt sich aus Gl. (5.25)

$$\beta_{I_A} = \frac{1}{I_A} \frac{dI_A}{dT_{\text{LAB}}} = \frac{R_{\text{TH}}}{R_E \cdot k} \cdot \beta_{R_{\text{TH}}} + \beta_{I_{\text{TH}}}. \quad (5.31)$$

Aus diesen zwei Gleichungen sowie Gl. (5.16) folgt schließlich der korrigierte Ausdruck für den Temperaturkoeffizienten des Gesamtstroms

$$\boxed{\beta_{I_A} = \frac{\beta_P}{2} + \frac{\beta_{R_{\text{TH}}}}{2} \left(\frac{R_{\text{TH}} - R_E}{R_{\text{TH}} + R_E} \right)}, \quad (5.32)$$

wobei β_P ⁽³⁾ die Differenz zwischen den Temperaturkoeffizienten $\beta_{\Delta T_{\text{TH}}} - \beta_{R_{\text{therm,TH}}}$ bezeichnet und für die Verschiebung der Referenzumgebungstemperatur verantwortlich ist.

Aus der mitgemessenen Ausgangsspannung des Reglers kann nach Gl. (5.17) die Thermistorspannung U_{TH} ausgerechnet werden, die aufgrund der Regelung auch an den

³Der Index P wurde gewählt, weil für den Temperaturkoeffizienten der in den beiden Thermistoren dissipierten Leistung $P_{\text{TH}} = \frac{\Delta T_{\text{TH}}}{R_{\text{therm,TH}}} = P_S = P$ genau $\beta_P = \frac{1}{P} \frac{dP}{dT_{\text{LAB}}} = \beta_{\Delta T_{\text{TH}}} - \beta_{R_{\text{therm,TH}}}$ gilt.

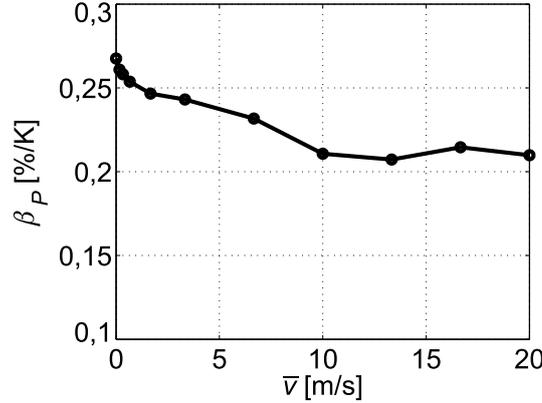


Abb. 5.30: Differenz zwischen den Temperaturkoeffizienten $\beta_{\Delta T_{TH}} - \beta_{R_{therm,TH}} = \beta_P$ als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit wenn Stickstoff als Fluid eingesetzt wird.

externen Widerständen R_E liegt (d. h. $U_{R_E} = U_{TH}$, vergl. Abb. 5.19). Mit U_{TH} lässt sich nun der Strom durch den linken Brückenweig $I_E = U_{TH}/R_E$ und in Folge auch der Thermistorstrom $I_{TH} = I_A - I_E$ berechnen. Daraus ergeben sich wiederum der Thermistorwiderstand $R_{TH} = U_{TH}/I_{TH}$ und die Leistung $P_{TH} = U_{TH} \cdot I_{TH}$ sowie nach Gl. (5.12) und (5.13) die Übertemperatur ΔT_{TH} und der thermische Widerstand $R_{therm,TH}$. Trägt man die so gewonnen Werte für R_{TH} , ΔT_{TH} und $R_{therm,TH}$ als Funktion der Umgebungstemperatur bei konstanter Strömung in entsprechende Diagramme ein und approximiert die Verläufe mit exponentiellen Funktionen, so folgen aus den jeweiligen Exponenten die Temperaturkoeffizienten.

Der Temperaturkoeffizient des Heißfilmthermistors ist näherungsweise unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit und beträgt $\beta_{R_{TH}} \approx \alpha \approx -0,02 \text{ K}^{-1}$. Hingegen ist die Differenz zwischen den Temperaturkoeffizienten $\beta_{\Delta T_{TH}}$ und $\beta_{R_{therm,TH}}$ geringfügig von der mittleren Strömungsgeschwindigkeit abhängig, wie das aus Abb. 5.30 ersichtlich ist. Für $\bar{v} = 10 \text{ m/s}$ folgt daraus $\beta_P \approx 0,0021 \text{ K}^{-1}$. Gleichung (5.32) ergibt mit diesen Werten einen näherungsweise linearen Verlauf, der relativ gut mit dem Verlauf übereinstimmt, der direkt aus der Messung der Temperaturabhängigkeit des Gesamtstroms I_A gewonnen wurde (grüne Kurve in Abb. 5.29b).

Die Temperaturabhängigkeit der Materialparameter von Fluid und Sensor verursacht also eine Verschiebung der Referenzumgebungstemperatur zu niedrigeren Temperaturwerten als mit Simulationen ermittelt bzw. nach Gl. (5.27) berechnet. Der korrigierte Ausdruck, der auch diese Abhängigkeit berücksichtigt folgt aus Gl. (5.32) und (5.12) mit $\beta_{I_A} = 0$

$$T_{LAB,ref} = \frac{\ln \left(\frac{R_E (\beta_{R_{TH}} - \beta_P)}{R_{0,S} (\beta_{R_{TH}} + \beta_P)} \right)}{\alpha} - \Delta T_S, \quad (5.33)$$

wobei ΔT_S die Übertemperatur des Substratthermistors ist. Setzt man folgende Werte $R_E \approx 120 \text{ k}\Omega$, $R_{0,S} \approx 247,7 \text{ k}\Omega$, $\beta_{R_{TH}} \approx \alpha \approx -0,02 \text{ K}^{-1}$, $\beta_P \approx 0,0021 \text{ K}^{-1}$ und $\Delta T_S \approx 2 \text{ K}$ in die obige Gleichung ein, ergibt sich ein Referenzwert der Umgebungstemperatur von $T_{LAB,ref} \approx 24 \text{ }^\circ\text{C}$ (vergl. Abb. 5.29b, grüne Charakteristik), während FEM-Simulation einen Wert von etwa $35 \text{ }^\circ\text{C}$ voraussagt (vergl. Abb. 5.27b).

Der Referenzwert der Umgebungstemperatur (5.33) hängt geringfügig von der Strömungsgeschwindigkeit ab (vergl. Abb. 5.30), sodass die $\beta_{I_A}(T_{\text{LAB}})$ -Charakteristik in Abb. 5.29b mit steigender Strömungsgeschwindigkeit etwas nach rechts wandert. Diese Abhängigkeit ist jedoch wenig ausgeprägt und kann in erster Näherung vernachlässigt werden.

Wie bereits erwähnt eignet sich der CTA-Betriebsmodus mit dem Gesamtstrom I_A als Ausgangsgröße besonders dann, wenn die Umgebungstemperatur um einen Mittelwert \bar{T}_{LAB} variiert. In diesem Fall wählt man die Außenwiderstände R_E so, dass $T_{\text{LAB,ref}} = \bar{T}_{\text{LAB}}$ gilt. Aus Gl. (5.33) folgt dann der exakte Ausdruck für den Widerstandswert der Außenwiderstände

$$R_E = R_{0,S} \cdot e^{\alpha(\bar{T}_{\text{LAB}} + \Delta T_S)} \cdot \left(\frac{\beta_{R_{\text{TH}}} + \beta_P}{\beta_{R_{\text{TH}}} - \beta_P} \right). \quad (5.34)$$

Für diesen Wert von R_E ist das Ausgangssignal I_A in der unmittelbaren Umgebung von \bar{T}_{LAB} näherungsweise temperaturunabhängig. Aber auch $\pm 20^\circ\text{C}$ abseits vom \bar{T}_{LAB} beträgt der Betrag des Temperaturkoeffizienten β_{I_A} etwa $0,2\%/K$, was weniger als ein Fünftel des Temperaturkoeffizienten $\beta_{U_{\text{TH}}}$ im CCA-Betriebsmodus ausmacht (vergl. Abb. 5.16a). Für Stickstoff als Fluid kann man in Gl. (5.34) $\beta_{R_{\text{TH}}} \approx \alpha$ sowie $\beta_P \approx 0,0022\text{K}^{-1}$ (vergl. Abb. 5.30) annehmen. Für andere Fluide muss β_P zuvor experimentell bestimmt werden.

Abbildung 5.31a zeigt die Spannung U_{TH} am Heißfilmthermistor als Funktion der Umgebungstemperatur sowie die zugehörige exponentielle Approximation bei einer konstanten mittleren Strömungsgeschwindigkeit von $\bar{v} = 10\text{m/s}$. Aus dem Exponenten lässt sich sofort der Temperaturkoeffizient $\beta_{U_{\text{TH}}}$ ablesen. Sein Verlauf über der mittleren Strömungsgeschwindigkeit ist in Abb. 5.31b dargestellt und beträgt im Mittel etwa $-0,89\%/K$.

Laut Simulationsergebnissen bzw. Gl. (5.22) würde jedoch ein Wert von $\beta_{U_{\text{TH}}} = \beta_{R_{\text{TH}}}/2 \approx \alpha/2 \approx -1\%/K$ erwartet. Der Grund für die Abweichung ist, dass man bei

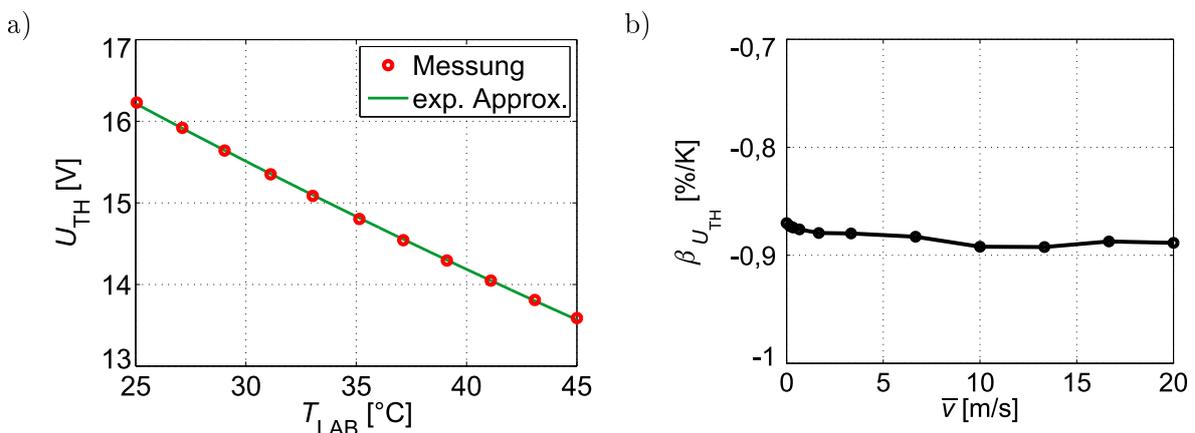


Abb. 5.31: (a) Spannung U_{TH} am Heißfilmthermistor als Funktion der Umgebungstemperatur im CTA-Betriebsmodus bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von $\bar{v} = 10\text{m/s}$. (b) Temperaturkoeffizient der Thermistorspannung $\beta_{U_{\text{TH}}}$ als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit.

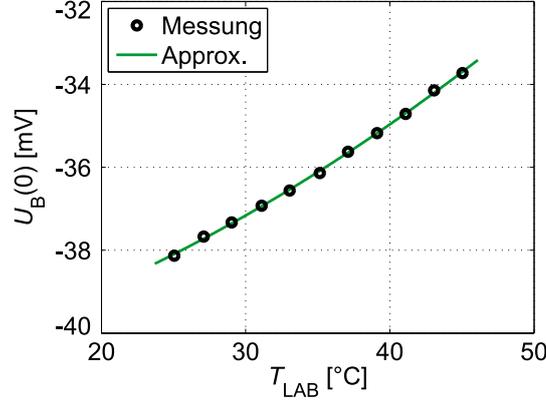


Abb. 5.32: Offsetspannung $U_{\text{B}}(0)$ des getesteten Sensorexemplars im CTA-Betriebsmodus als Funktion der Umgebungstemperatur sowie die entsprechende Approximation mit einem Polynom zweiten Grades.

der Ableitung in Gl. (5.21) die Temperaturabhängigkeit von $R_{\text{therm,TH}}$ und ΔT_{TH} wiederum vernachlässigt hat. Wird auch diese Abhängigkeit einbezogen, folgt der korrekte Ausdruck für den Temperaturkoeffizienten der Thermistorspannung

$$\beta_{U_{\text{TH}}} = \frac{1}{U_{\text{TH}}} \frac{dU_{\text{TH}}}{dT_{\text{LAB}}} = \frac{\beta_P}{2} + \frac{\beta_{R_{\text{TH}}}}{2}, \quad (5.35)$$

mit $\beta_P = \beta_{\Delta T_{\text{TH}}} - \beta_{R_{\text{therm,TH}}}$. Setzt man $\beta_P \approx 0,22\%/K$ und $\beta_{R_{\text{TH}}} \approx -2\%/K$ ein, ergibt sich genau der oben angegebene Wert von $-0,89\%/K$.

Weil die Widerstände einzelner Heißfilmsegmente nicht völlig identisch sind, ist die Brückenspannung U_{B} mit einem Offset belegt. Dieser ist exemplarspezifisch und seine Temperaturabhängigkeit muss bei der Bestimmung der Strömungsrichtung berücksichtigt werden. Im Vergleich zum Sensorexemplar, das im CCA-Betriebsmodus ausgewertet wurde (Vergl. Abb. 5.17b), weist der Sensor des CTA-Betriebsmodus einen etwas mehr ausgeprägten, negativen Offset auf. Sein Temperaturgang ist in Abb. 5.32 dargestellt und kann ebenfalls gut mit einem Polynom zweiten Grades approximiert werden.

Aber auch die offset-korrigierte Brückenspannung $U_{\text{B},0}(\bar{v}) = U_{\text{B}}(\bar{v}) - U_{\text{B}}(0)$ ist nicht unabhängig von der Variationen der Umgebungstemperatur. Abbildung 5.33a zeigt deren Verlauf bei einer konstanten mittleren Strömungsgeschwindigkeit von $\bar{v} = 10 \text{ m/s}$. Auch dieser lässt sich gut mit einer exponentiellen Funktion annähern, wobei der Exponent dem Temperaturkoeffizienten von $\beta_{U_{\text{B},0}}$ entspricht. Je nach Strömungsgeschwindigkeit liegt er im Bereich zwischen $-1\%/K$ und etwa $-0,85\%/K$ (Abb. 5.33b).

Dass der Temperaturkoeffizient in grober Näherung $\beta_{U_{\text{B},0}} \approx \alpha/2$ beträgt ist kein Zufall. Mit Gl. (5.4) und (5.1) kann die Brückenspannung folgendermaßen dargestellt werden (vergl. Abb. 5.19)

$$\begin{aligned} U_{\text{B}} &= I_{\text{TH}} \cdot \frac{R_1 R_3 - R_2 R_4}{R_1 + R_2 + R_3 + R_4} = I_{\text{TH}} \cdot \frac{R_0^{\cancel{2}} \cdot e^{\cancel{2}\alpha T_{\text{LAB}}} \cdot [e^{\alpha(\Delta T_1 + \Delta T_3)} - e^{\alpha(\Delta T_2 + \Delta T_4)}]}{\cancel{R_0} \cdot e^{\cancel{\alpha} T_{\text{LAB}}} \cdot [e^{\alpha \Delta T_1} + e^{\alpha \Delta T_2} + e^{\alpha \Delta T_3} + e^{\alpha \Delta T_4}]} \\ &= I_{\text{TH}} \cdot e^{\alpha T_{\text{LAB}}} \cdot f(\bar{v}), \quad f(\bar{v}) = R_0 \cdot \frac{e^{\alpha(\Delta T_1 + \Delta T_3)} - e^{\alpha(\Delta T_2 + \Delta T_4)}}{e^{\alpha \Delta T_1} + e^{\alpha \Delta T_2} + e^{\alpha \Delta T_3} + e^{\alpha \Delta T_4}}, \end{aligned} \quad (5.36)$$

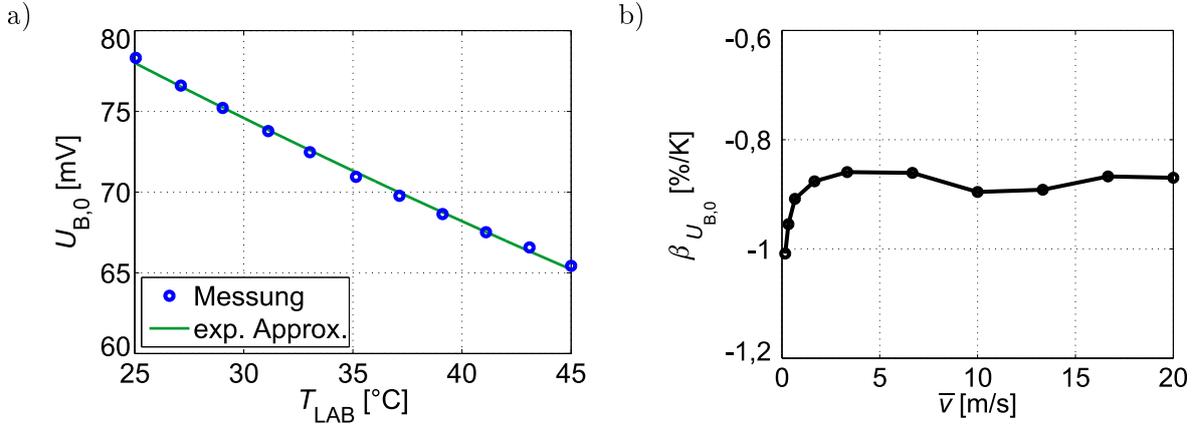


Abb. 5.33: (a) Offset-korrigierte Brückenspannung $U_{B,0}$ als Funktion der Umgebungstemperatur im CTA-Betriebsmodus bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von $\bar{v} = 10 \text{ m/s}$. (b) Temperaturkoeffizient der Brückenspannung $\beta_{U_{B,0}}$ als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit.

wobei $\Delta T_1, \dots, \Delta T_4$ die Übertemperaturen einzelner Segmente bezeichnen. Die mittlere Übertemperatur des gesamten Heißfilms $\Delta T_{TH} \approx (\Delta T_1 + \Delta T_2 + \Delta T_3 + \Delta T_4) / 4$ hängt laut Messungen nur sehr schwach von der Umgebungstemperatur ab. So liegt der Betrag des Temperaturkoeffizienten $\beta_{\Delta T_{TH}}$ im ganzen Strömungsbereich unter $0,05 \text{ \%}/\text{K}$. Man kann daher davon ausgehen, dass auch die einzelnen Übertemperaturen näherungsweise unabhängig von den Schwankungen der Umgebungstemperatur sind. In diesem Fall hängt der Term f in Gl. (5.36) nur von der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{v} ab und es gilt

$$\frac{dU_B}{dT_{LAB}} = I_{TH} \cdot e^{\alpha T_{LAB}} \cdot f(\bar{v}) \cdot \frac{1}{I_{TH}} \frac{dI_{TH}}{dT_{LAB}} + I_{TH} \cdot e^{\alpha T_{LAB}} \cdot f(\bar{v}) \cdot \alpha. \quad (5.37)$$

Mit Gl. (5.30) sowie $\beta_{R_{TH}} \approx \alpha$ folgt daraus

$$\beta_{U_B} = \frac{1}{U_B} \frac{dU_B}{dT_{LAB}} = \beta_{I_{TH}} + \alpha = \frac{\beta_P}{2} - \frac{\beta_{R_{TH}}}{2} + \alpha \approx \frac{\beta_P}{2} + \frac{\alpha}{2}, \quad (5.38)$$

also der gleiche Ausdruck wie für den Temperaturkoeffizienten $\beta_{U_{TH}}$ in Gl. (5.35). Die FEM-Simulationen, bei denen $\beta_P = 0$ gilt, ergeben sowohl für $\beta_{U_{TH}}$ als auch für β_{U_B} genau den Wert $\alpha/2$. Wird eine dieser Spannungen als Ausgangsgröße herangezogen, so kann man einen mittleren, konstanten Temperaturkoeffizienten von etwa $-0,9 \text{ \%}/\text{K}$ annehmen und die in Unterabschnitt 4.4.3 beschriebene Methode zur Korrektur der Messergebnisse verwenden (vergl. Gl. (4.19)).

Kapitel 6

Heißfilmströmungssensor mit verteilten Thermistoren

Im letzten Kapitel wurde ein Heißfilm-Anemometer vorgestellt, dessen aGe-Film durch Kontaktierungsstreifen in vier Segmente unterteilt ist (vergl. Abb. 5.3). Die Segmente bilden eine Wheatstone-Brücke, die im einfachsten Fall mit konstantem Strom versorgt wird (CCA-Betriebsmodus). Die Spannung an den Anschlussklemmen U_{TH} wird dabei als primäre Ausgangsgröße herangezogen, während die Brückenspannung U_{B} im unteren Strömungsbereich bis etwa 2 m/s sowie zur Bestimmung der Strömungsrichtung zum Einsatz kommt.

Die Brückenspannung einer Wheatstone-Brücke hängt vom Widerstandswert einzelner Brückenelemente R_1, \dots, R_4 sowie deren Lage in der Brücke ab. In Abb. 6.1 ist ganz allgemein eine mit konstantem Strom I_0 versorgte Messbrücke samt der Formel für die Brückenspannung dargestellt. Die Brückenspannung wird maximal wenn die Widerstände auf der Nebendiagonale der Brücke (R_2 und R_3) möglichst groß und die Widerstände auf der Hauptdiagonale (R_1 und R_4) möglichst klein gewählt werden (wie mit Pfeilen

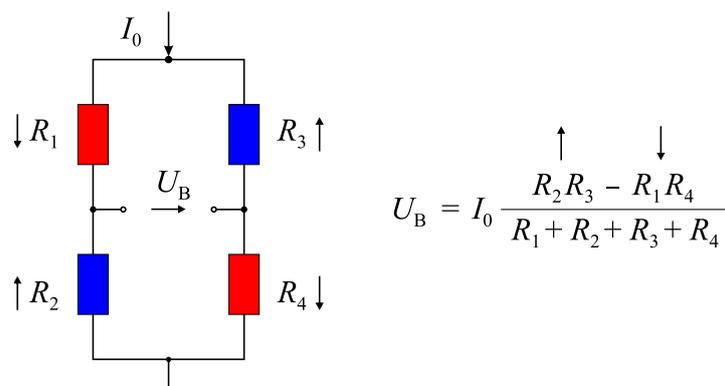


Abb. 6.1: Schematische Darstellung einer Wheatstone-Brücke versorgt mit konstantem Strom I_0 . Die Brückenspannung U_{B} wird maximal, wenn die NTC Thermistorwiderstände R_2 und R_3 , wie mit Pfeilen angedeutet, möglichst groß sind. Sie sollten daher eine niedrigere Temperatur aufweisen (angedeutet mit blauer Farbe) als R_1 und R_4 , die möglichst klein bzw. warm (rote Farbe) sein sollten.

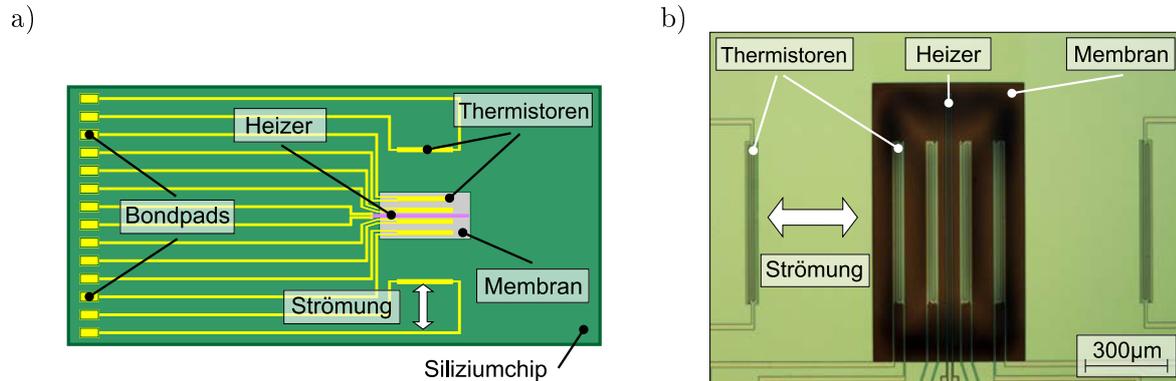


Abb. 6.2: (a) Sensorlayout mit den Abmessungen ca. $6 \times 3 \text{ mm}^2$ für den Chip und ca. $1 \times 0,5 \text{ mm}^2$ für die Membran basierend auf den Daten der Lithographie-Masken. (b) Mikroskopaufnahme (Draufsicht) des Bereichs um die Membran. Die Strömung erfolgt, wie mit Pfeilen angedeutet, parallel zur Chip-Oberfläche und orthogonal zu den Thermistoren.

angedeutet). Im Falle der Thermistoren mit einem negativen Temperaturkoeffizienten (NTC) bedeutet dies, dass die Widerstände R_2 und R_3 eine möglichst niedrige Temperatur und die Widerstände R_1 und R_4 eine möglichst hohe Temperatur aufweisen sollen. Die Segmentwiderstände des Heißfilmsensors sind zwar durch die Streifenkontaktierung einzeln zugänglich, da sie aber Teil des zusammenhängenden Germanium-Films sind, können sie nicht beliebig miteinander verbunden werden. Dennoch ermöglicht die durch den Aufbau bedingte Verschaltung (Abb. 5.3) eine strömungsabhängige Brückenspannung, deren Vorzeichen von der Strömungsrichtung abhängig ist. Bezüglich der Anfangsempfindlichkeit dieser Ausgangscharakteristik ist dies jedoch eine suboptimale Lösung. Um Brückenspannungen mit einer höheren Sensitivität zu erzielen, liegt es daher nahe, die einzelnen Segmente räumlich von einander zu trennen, damit sie optimal auf der Membran verteilt werden können.

Das entsprechende Sensor-Layout ist in Abb. 6.2 dargestellt. In der Membranmitte befindet sich wie beim kalorimetrischen Sensor ein dünner, U-förmiger Cr-Heizer. Symmetrisch dazu sind links und rechts je zwei aGe-Thermistoren eingebettet, die zu einer Wheatstone-Brücke verschaltet werden können. Zwei weitere Thermistoren befinden sich direkt auf dem Siliziumchip und dienen der Erfassung der Umgebungstemperatur.

Es gibt genau 24 verschiedene Möglichkeiten die Reihenfolge der vier Thermistorwiderstände R_1, \dots, R_4 auf der Membran zu wählen¹. Mit FEM-Simulationen wurden ihre Brückenspannungen, sowohl bei der Versorgung mit konstantem Strom, als auch mit konstanter Spannung, untersucht und miteinander verglichen. Nimmt man die Strömung von links nach rechts an, müssen nach Abb. 6.1 R_2 und R_3 kälter als R_1 und R_4 sein und daher stromaufwärts liegen. Durch diese Bedingung reduziert sich die Anzahl der Möglichkeiten, die eine sinnvolle Brückenspannung liefern, auf vier: (R_2, R_3, R_1, R_4) , (R_2, R_3, R_4, R_1) , (R_3, R_2, R_1, R_4) und (R_3, R_2, R_4, R_1) . Laut FEM-Ergebnissen liefern die Messbrücken (R_3, R_2, R_1, R_4) und (R_2, R_3, R_4, R_1) beziehungsweise (R_2, R_3, R_1, R_4) und (R_3, R_2, R_4, R_1) identische Kennlinien, wobei die Brückenspannung der ersten Gruppe um bis zu 1% höher ausfällt.

¹Die Anzahl der Permutationen ohne Wiederholung mit $n = 4$ Elementen beträgt $n! = 24$ [109].

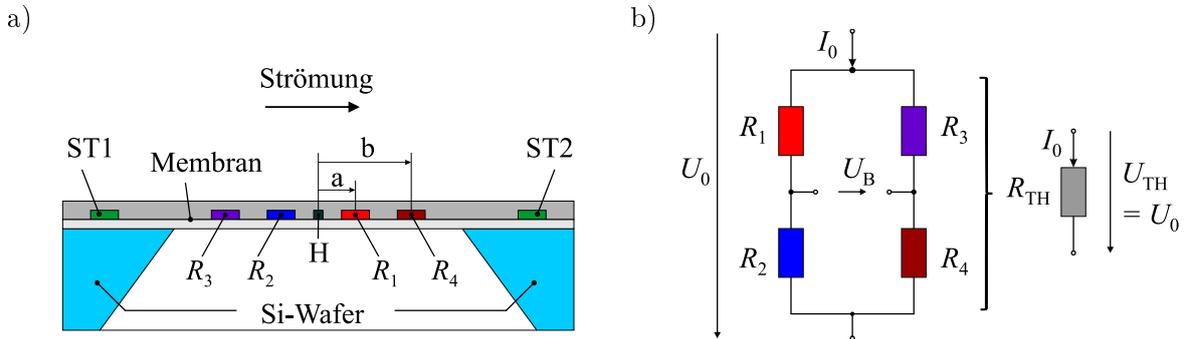


Abb. 6.3: (a) Schematischer Querschnitt des Sensors mit verteilten Thermistoren (ST1, ST2 ... Substratthermistoren, H ... Heizer). (b) Membranthermistoren R_1, \dots, R_4 sind in einer Wheatstone-Brücke so zusammengeschaltet, dass die Brückenspannung U_B maximal wird.

Für die experimentelle Charakterisierung wurde schließlich die Anordnung (R_3, R_2, R_1, R_4) ausgewählt. Die Lage der Thermistoren auf der Membran und der elektrische Schaltplan sind nochmals in Abb. 6.3 verdeutlicht. Ausgewertet wird die Brückenspannung U_B , wobei die Brücke entweder mit konstanter Spannung U_0 oder konstantem Strom I_0 versorgt wird. Man kann die ganze Messbrücke als einen einzigen, auf der Membran verteilten aGe-Dünnschichtthermistor betrachten (Abb. 6.3b). Dessen äquivalenter elektrischer Widerstand ergibt sich zu

$$R_{\text{TH}} = \frac{(R_1 + R_2) \cdot (R_3 + R_4)}{R_1 + R_2 + R_3 + R_4} = R_0 \cdot e^{\alpha \cdot (T_{\text{LAB}} + \Delta T_{\text{TH}})} = \frac{U_{\text{TH}}}{I_0}, \quad (6.1)$$

wobei R_0 den Widerstand von R_{TH} bei 0°C und T_{LAB} die Umgebungstemperatur bezeichnen. Seine Übertemperatur ΔT_{TH} kann man näherungsweise als mittlere Übertemperatur jenes Membranbereiches auffassen auf dem die Thermistoren positioniert sind

$$\Delta T_{\text{TH}} \approx \frac{\Delta T_1 + \Delta T_2 + \Delta T_3 + \Delta T_4}{4}, \quad (6.2)$$

wobei $\Delta T_1 \dots \Delta T_4$ die einzelnen Übertemperaturen der jeweiligen Thermistoren bezeichnen. Bei Raumtemperatur beträgt der Widerstand einzelner Thermistoren und somit auch von R_{TH} etwa $80\text{ k}\Omega$, was um einen Faktor 3 kleiner ist als der Widerstand des segmentierten Heißfilmsensor aus Kapitel 5. Im Vergleich dazu ist der Heizwiderstand mit nur ca. $4\text{ k}\Omega$ viel niederohmiger.

Der Abstand zwischen Membranmitte und Thermistoren, die näher am Heizer liegen („innere“ Thermistoren R_1 und R_2), beträgt $a = 62,5\ \mu\text{m}$, während der Abstand zu Thermistoren, die sich in der Nähe des Substrats befinden („äußere“ Thermistoren R_3 und R_4), $b = 187,5\ \mu\text{m}$ ausmacht. Durch Variieren dieser zwei Abständen lassen sich charakteristische Größen des Sensors, wie z. B. Anfangssensitivität, maximaler Messbereich oder Anstiegszeit der Sprungantwort beeinflussen [110, 111].

Das neue Sensor-Layout ermöglicht drei verschiedene Betriebsarten, von denen manche gleich oder ähnlich sind denen, die in vorigen Kapiteln ausführlich beschrieben wurden. Um den Rahmen dieser Arbeit nicht zu sprengen, wird im Folgenden jeder Modus kurz beschrieben und nur auf die Unterschiede näher eingegangen.

6.1 Gewöhnlicher kalorimetrischer Betriebsmodus

In diesem Betriebsmodus dient der zentral positionierte Heizer als alleinige Wärmequelle. Der strömungsabhängige Temperaturunterschied $\Delta T(\bar{v})$ kann entweder mit dem inneren ($R_1 - R_2$) oder äußeren ($R_3 - R_4$) Thermistorpaar gemessen werden. Die Thermistoren werden in diesem Modus also nicht zu einer Brücke zusammengeschaltet, sondern ihr Temperaturunterschied wird paarweise mit der Elektronik aus Abb. 4.10 ausgewertet. Dabei kommt es auch, je nach gewähltem Thermistorpaar, zu Unterschieden in der Ausgangscharakteristik.

Abbildung 6.4 zeigt die Messergebnisse bei einer konstanten Heizspannung von $U_H = 3,5 \text{ V}$, was einer Heizleistung von etwa $3,1 \text{ mW}$ entspricht. Ausgewertet wurde die offset-korrigierte Spannung $U_{A1,0} = U_{A1}(\bar{v}) - U_{A1}(0)$, die mit dem Temperaturunterschied der stromab- und -aufwärts gelegenen Thermistoren $\Delta T_R - \Delta T_L$ korrespondiert (bei den Messungen wurden die gleichen Einstellungen wie im Abschnitt 4.4 gewählt, d. h. $U_{\text{bias}} = 0,5 \text{ V}$, $A = 1$ und $R_T = 100 \text{ k}\Omega$). Je näher sich das Thermistorpaar um den Heizer befindet, desto größer ist der messbare Strömungsbereich. Dieser Sachverhalt wurde durch das analytische Modell vorhergesagt (vergl. Abb. 3.13a) sowie von anderen Autoren beschrieben [68].

Neben dem CV-Betriebsmodus kann man auch den CT-Modus mit Analog- oder Zweipunktregler realisieren. Alles was im Kapitel 4 bezüglich der Temperaturabhängigkeit und Ansprechzeit festgehalten wurde, gilt auch bei diesem Sensor, wenn er im kalorimetrischen Modus betrieben wird. Ein großer Vorteil, der sich aus der „Thermistor-Redundanz“ ergibt, ist aber die erhöhte Betriebssicherheit. Durch entsprechende Sensorelektronik werden vor Inbetriebnahme alle Thermistoren getestet und das Hauptthermistorpaar festgelegt. Sollte dieses während des Betriebs versagen, kann man ohne Messunterbrechung auf das Nebenthermistorpaar ausweichen. Denkbar wäre auch, dass man beide Signale auswertet und daraus einen Mittelwert bildet, was die Messgenauigkeit erhöht.

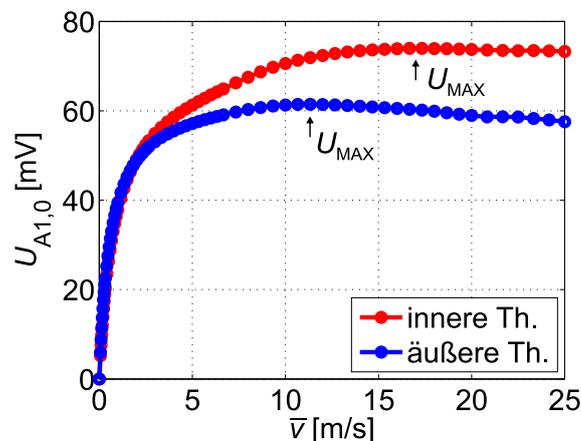


Abb. 6.4: Offset-korrigiertes Ausgangssignal $U_{A1,0}$ im CV-Betriebsmodus ausgewertet mit inneren (R_1, R_2) bzw. äußeren (R_3, R_4) Thermistoren im Vergleich. Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit, bei der der Maximalwert der Ausgangsspannung U_{MAX} erreicht wird, hängt stark vom Abstand zwischen den Thermistoren und dem Heizer ab.

6.2 Kalorimetrischer Betriebsmodus mit Messbrücke

Im gewöhnlichen kalorimetrischen Betriebsmodus misst man die durch die Strömung verursachte Verzerrung des Temperaturfeldes mit nur zwei Thermistoren, die stromauf- und -abwärts der Wärmequelle positioniert sind. Die strömungsbedingte Temperaturverteilung auf der Membran wird aber präziser erfasst, wenn man alle vier Thermistoren verwendet. Zu diesem Zweck werden sie in einer Messbrücke verschaltet, die mit konstanter Spannung U_0 versorgt wird (Abb. 6.3b). Die Brückenspannung errechnet sich dabei aus

$$U_B = U_0 \cdot \frac{R_2 R_3 - R_1 R_4}{(R_1 + R_2) \cdot (R_3 + R_4)}. \quad (6.3)$$

Der Zähler dieser Formel ist gleich wie im Falle der Brückenspannung der mit konstantem Strom versorgten Wheatstone-Brücke (vergl. den Ausdruck in Abb. 6.1). Die Platzierung einzelner Brückenwiderstände wie in Abb. 6.3a dargestellt, garantiert daher auch bei Spannungsversorgung die optimale Brückenspannung.

Abbildung 6.5 zeigt die Simulationsergebnisse der Temperaturverteilung entlang der Membran ohne Strömung und bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von 1 m/s. Die Lage bzw. die mittlere Übertemperatur einzelner Thermistoren ist mit Pfeilen angedeutet. Es ist ersichtlich, dass bei steigender Strömungsgeschwindigkeit die Symmetrie bezüglich des Membranzentrums gestört wird. Der stromaufwärts liegende Membranteil wird dabei intensiver abgekühlt, sodass der Widerstand der Thermistoren R_2 und R_3 stärker ansteigt (aufgrund des negativen Temperaturkoeffizienten) als von den stromabwärts liegenden Thermistoren R_1 und R_4 . Daher ist die Brückenspannung nach Gl. (6.3) eine Funktion der Strömungsgeschwindigkeit.

Die Versorgungsspannung U_0 darf nicht zu hoch gewählt werden, damit die Selbsterwärmung der Thermistoren vermieden wird. Für die Messungen wurde ein Wert von $U_0 = 1$ V gewählt. Ohne Heizung haben alle Thermistoren näherungsweise den glei-

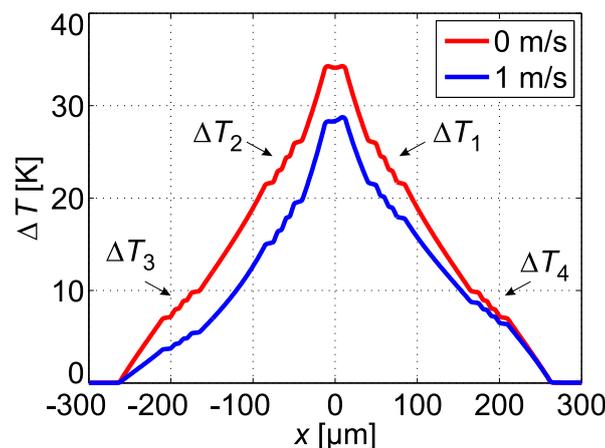


Abb. 6.5: Simulierter Verlauf der Übertemperatur auf der Sensormembran entlang der x -Achse für $\bar{v} = 0$ und 1 m/s. Die Pfeile zeigen wo sich die Thermistormittelpunkte befinden. Die Welligkeit um diese Punkte rührt von den Kontaktierungsstreifen her. Der Koordinatenursprung liegt in der Mitte der Membran, die Heizleistung beträgt $P_H \approx 3,1$ mW.

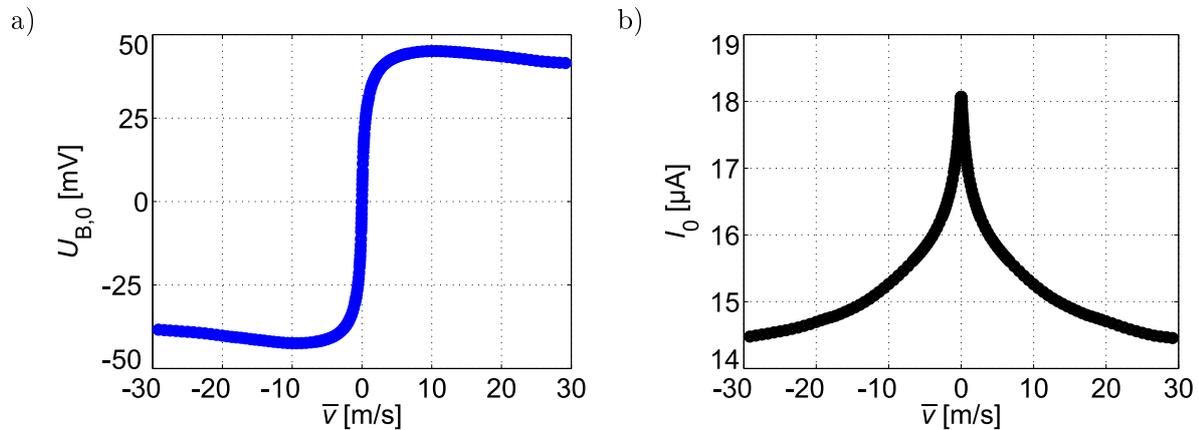


Abb. 6.6: (a) Offset-korrigierte Brückenspannung $U_{B,0}(\bar{v}) = U_B(\bar{v}) - U_B(0)$. Bei einem Heizwiderstand von $R_H \approx 4 \text{ k}\Omega$ beträgt die Heizleistung $P_H \approx 3,1 \text{ mW}$. (b) Elektrischer Strom durch die Messbrücke I_0 als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit, bei Versorgung mit konstanter Brückenspannung von $U_0 = 1 \text{ V}$.

chen Widerstand, sodass die Spannung pro Thermistor $0,5 \text{ V}$ beträgt. Dies entspricht der Bias-Spannung der Thermistoren im gewöhnlichen kalorimetrischen Betriebsmodus (vergl. Abb. 4.10). Mit Heizung ändern sich Thermistorwiderstände entsprechend ihrer Lage und Strömungsgeschwindigkeit, die Spannung an den Thermistoren variiert dabei jedoch um weniger als 5% . Somit kann die Selbsterwärmung in allen Betriebszuständen in erster Näherung vernachlässigt werden.

Die Brückenspannung ist typischerweise mit einem Offset in der Größenordnung von einigen mV belegt, der nachträglich abgezogen werden muss. Das offset-korrigierte Ausgangssignal ist in Abb. 6.6a dargestellt. Die Spannung am Heizer beträgt wie im Falle des gewöhnlichen kalorimetrischen Betriebsmodus $U_H = 3,5 \text{ V}$. Die Ausgangscharakteristik zeigt Merkmale, die für einen kalorimetrischen Strömungssensor typisch sind. So ist die offset-bereinigte Brückenspannung näherungsweise eine ungerade Funktion der Strömungsgeschwindigkeit, sodass ihr Vorzeichen zur Bestimmung der Strömungsrichtung im Kanal herangezogen werden kann. Dieses Ausgangssignal weist die höchste Steigung im unteren Strömungsbereich auf, erreicht das Maximum bei etwa 10 m/s und nimmt danach mit steigender Strömungsgeschwindigkeit monoton ab. Es eignet sich daher nur für die Messung der Strömungsgeschwindigkeiten unter etwa 2 m/s .

Sollte ein breiterer Messbereich von Interesse sein, muss die Abkühlung der ganzen Membran als Messeffekt ausgewertet werden. Dazu wird der Gesamtbrückenwiderstand (6.1) herangezogen. Aufgrund des negativen Temperaturkoeffizienten nimmt sein Widerstandswert R_{TH} mit steigender Strömungsgeschwindigkeit und konvektiver Abkühlung monoton zu. Bei Versorgung mit konstanter Brückenspannung ergibt sich daher ein fallender Gesamtbrückenstrom $I_0 = U_0/R_{TH}$. Diese Ausgangscharakteristik ist in Abb. 6.6b dargestellt. Aufgrund sehr niedriger Versorgungsspannung von $U_0 = 1 \text{ V}$ sowie hoher Thermistorwiderstände in der Größenordnung von etwa $80 \text{ k}\Omega$ bei Raumtemperatur, liegt der Gesamtstrom durch die Messbrücke im Bereich zwischen nur 10 und $20 \mu\text{A}$. Es handelt sich um eine näherungsweise gerade Funktion, deren Steigung mit zu-

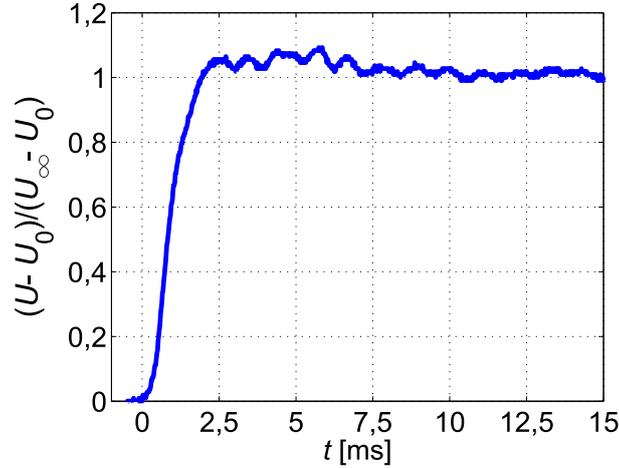


Abb. 6.7: Brückenspannung U_B nach einer sprungartigen Änderung der Strömungsgeschwindigkeit im kalorimetrischen Betriebsmodus mit der Messbrücke. Die Sprungantwort ist offset-bereinigt und auf die Sprunghöhe bezogen. U_0 und U_∞ bezeichnen Anfangs- bzw. Endwert.

nehmender Strömungsgeschwindigkeit zwar abnimmt, sie bleibt jedoch monoton fallend und kann daher im ganzen Messbereich für Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit verwendet werden.

Die Brückenspannung nach einer sprungartigen Änderung der Strömungsgeschwindigkeit von null auf etwa 0,75 m/s ist in Abb. 6.7 dargestellt. Die 10-90 %-Anstiegszeit beträgt etwa 1,2 ms und liegt damit in der Größenordnung der Ansprechzeiten, die beim kalorimetrischen Sensor (vergl. Abb. 4.15) und bei der Brückenspannung des Heißfilmsensors (vergl. Abb. 5.14a) gemessen wurden. All diese Signale beruhen auf der Messung der Temperaturdifferenz und zeichnen sich daher mit schnellen Ansprechzeiten aus (vergl. Abb. 5.14b und die diesbezügliche Diskussion auf auf Seite 118).

Einer der Vorteile dieses Betriebsmodus ist die einfache Auswerteelektronik – man braucht die Brückenspannung und den Gesamtstrom nur zu filtern und zu verstärken. Die zusätzlichen Transimpedanzverstärker wie im Falle des gewöhnlichen kalorimetrischen Modus sind dabei nicht notwendig. Der größte Vorteil des kalorimetrischen Betriebsmodus mit der Messbrücke ist jedoch seine geringe Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur. Die Widerstände der vier Brückenthermistoren hängen von der Umgebungstemperatur T_{LAB} sowie Übertemperaturen ΔT_i ab, die wiederum eine Funktion der Strömungsgeschwindigkeit sind

$$R_i(T_i) = R_{0,i} \cdot e^{\alpha_i \cdot T_i}, \quad T_i = T_{\text{LAB}} + \Delta T_i(\bar{v}), \quad i = 1, \dots, 4, \quad (6.4)$$

wobei $R_{0,i}$ den Thermistorwiderstand bei 0 °C und α_i den Temperaturkoeffizienten des jeweiligen Thermistors bezeichnen. Setzt man im Idealfall, wenn alle Thermistoren gleich sind (d. h. $R_{0,1} = \dots = R_{0,4} = R_0$ und $\alpha_1 = \dots = \alpha_4 = \alpha$), die obige Gleichung in Gl. (6.3) ein, so folgt

$$\begin{aligned}
U_B &= U_0 \frac{R_2 R_3 - R_1 R_4}{(R_1 + R_2) \cdot (R_3 + R_4)} \\
&= U_0 \frac{\cancel{R_0^2 \cdot e^{2\alpha T_{\text{LAB}}}} \cdot [e^{\alpha(\Delta T_2 + \Delta T_3)} + e^{\alpha(\Delta T_1 + \Delta T_4)}]}{\cancel{R_0^2 \cdot e^{2\alpha T_{\text{LAB}}}} \cdot [e^{\alpha \Delta T_1} + e^{\alpha \Delta T_2}] \cdot [e^{\alpha \Delta T_3} + e^{\alpha \Delta T_4}]}. \quad (6.5)
\end{aligned}$$

Der Term mit der Umgebungstemperatur $e^{2\alpha T_{\text{LAB}}}$ kürzt sich weg und die Übertemperaturen ΔT_i kann man im Falle vernachlässigbarer Selbsterwärmung der Thermistoren als näherungsweise unabhängig von der Umgebungstemperatur betrachten. Der Ausdruck auf der rechten Seite in (6.5) hängt daher nur von der Versorgungsspannung U_0 (die niedrig gewählt werden muss, um die Selbsterwärmung zu vermeiden) und der Strömungsgeschwindigkeit ab, jedoch nicht von der Fluid- bzw. Umgebungstemperatur (die aufgrund des verwendeten Messaufbaus gleich sind, vergl. Unterabschnitt 4.3.3).

Anders verhält es sich mit dem Gesamtstrom I_0 als Ausgangssignal. Mit Gl. (6.1) ergibt sich

$$I_0 = \frac{U_0}{R_{\text{TH}}} = \frac{U_0}{R_0} \cdot e^{-\alpha(T_{\text{LAB}} + \Delta T_{\text{TH}})}. \quad (6.6)$$

Im Falle vernachlässigbarer Selbsterwärmung ist die mittlere Membranübertemperatur ΔT_{TH} näherungsweise unabhängig von der Variationen der Umgebungstemperatur. Der Temperaturkoeffizienten des Gesamtstroms beträgt daher

$$\beta_{I_0} = \frac{dI_0}{I_0 \cdot dT_{\text{LAB}}} = -\alpha \approx 2\%/K. \quad (6.7)$$

Hier kommt also die Temperaturabhängigkeit der Brückenthermistoren voll zum Tragen.

Diese theoretischen Überlegungen wurden experimentell durch die Messungen der Kennlinien in der Temperaturkammer überprüft. Abbildung 6.8 zeigt die Ergebnisse für ausgewählte Temperaturwerte. Es ist ersichtlich, dass im Gegensatz zum Gesamtstrom die U_B -Charakteristika relativ nah beieinander liegen, was auf eine geringe Temperaturabhängigkeit der Brückenspannung hindeutet. Ein vertikaler Schnitt durch diese Charakteristika ergibt das entsprechende Ausgangssignal als Funktion der Umgebungstemperatur bei konstanter Strömungsgeschwindigkeit. Sowohl $U_B(T_{\text{LAB}})$ als auch $I_0(T_{\text{LAB}})$ lassen sich dann gut mit exponentiellen Funktionen annähern, aus deren Exponenten sich der Temperaturkoeffizient unmittelbar ablesen lässt. Wiederholt man diesen Vorgang für ausreichend viele Geschwindigkeitspunkte, erhält man den Verlauf der Temperaturkoeffizienten dieser Größen über der Strömungsgeschwindigkeit.

In Abb. 6.9a ist die Änderung der Brückenspannung mit der Umgebungstemperatur bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von $\bar{v} = 10 \text{ m/s}$ dargestellt. Der Verlauf deutet auf einen geringen, negativen Temperaturkoeffizienten hin, der näherungsweise unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit ist und in der Größenordnung von nur $-0,4\text{K}/\%$ liegt (Abb. 6.9b). Dies ist ein bemerkenswertes Ergebnis. Während die Brückenspannung einen ähnlichen Verlauf wie die Ausgangscharakteristik des gewöhnlichen kalorimetrischen Modus aufweist (vergl. Abb. 6.4 mit Abb. 6.6a), ist ihre Temperaturabhängigkeit betragsmäßig um einen Faktor 4 geringer (vergl. Temperaturabhängigkeit

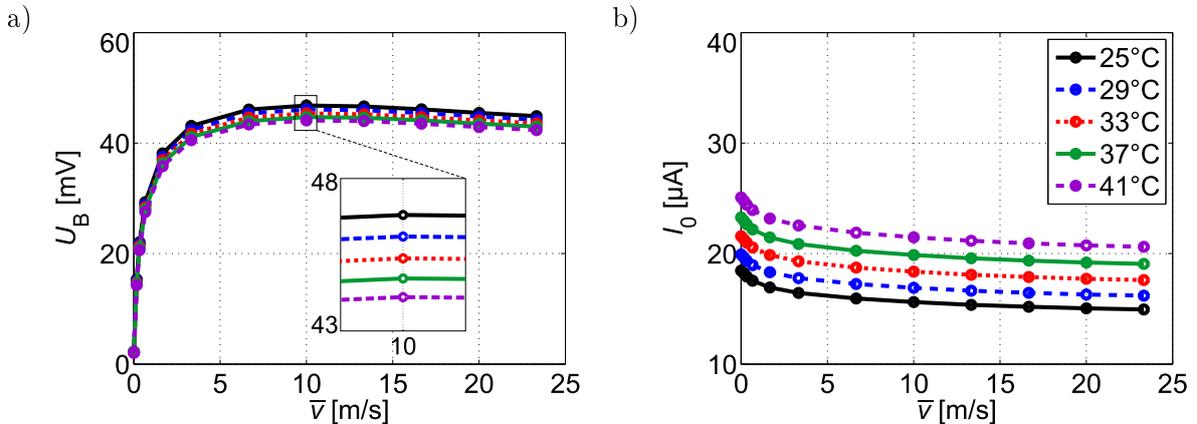


Abb. 6.8: Brückenspannung U_B (a) sowie Gesamtstrom durch die Messbrücke I_0 (b) als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit für verschiedene Werte der Umgebungstemperatur im kalorimetrischen Betriebsmodus mit der spannungsversorgten Messbrücke $U_0 = 1$ V und einer Heizleistung von $P_H \approx 3,1$ mW.

des kalorimetrischen Sensors im Kapitel 4, Abb. 4.18b) und kann somit in vielen Fällen vernachlässigt werden. Deswegen, sowie aufgrund der einfachen Auswertelektronik, ist der Betriebsmodus mit spannungsversorgter Messbrücke dem gewöhnlichen kalorimetrischen Modus klar zu bevorzugen.

Obwohl der Temperaturkoeffizient der Brückenspannung sehr niedrig ausfällt, würde man dennoch laut Gl. (6.5) erwarten, dass die Brückenspannung gänzlich von der Umgebungstemperatur unabhängig ist. Tatsächlich liefert auch das entsprechende FEM-Simulationsmodell, wenn *alle* Materialparameter des Sensors als *konstant* angenommen werden, eine Brückenspannung die sich mit der Temperatur nicht ändert. Diese Annahme ist jedoch für manche Materialparameter nicht gerechtfertigt.

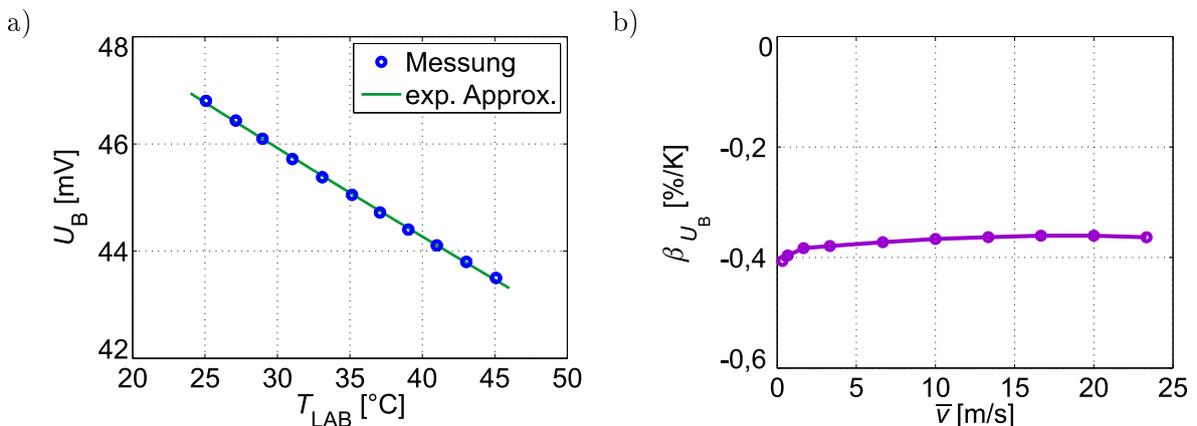


Abb. 6.9: Brückenspannung U_B als Funktion der Umgebungstemperatur im kalorimetrischen Betriebsmodus mit der spannungsversorgten Messbrücke bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von $\bar{v} = 10$ m/s. (b) Temperaturkoeffizient der Brückenspannung β_{U_B} als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit.

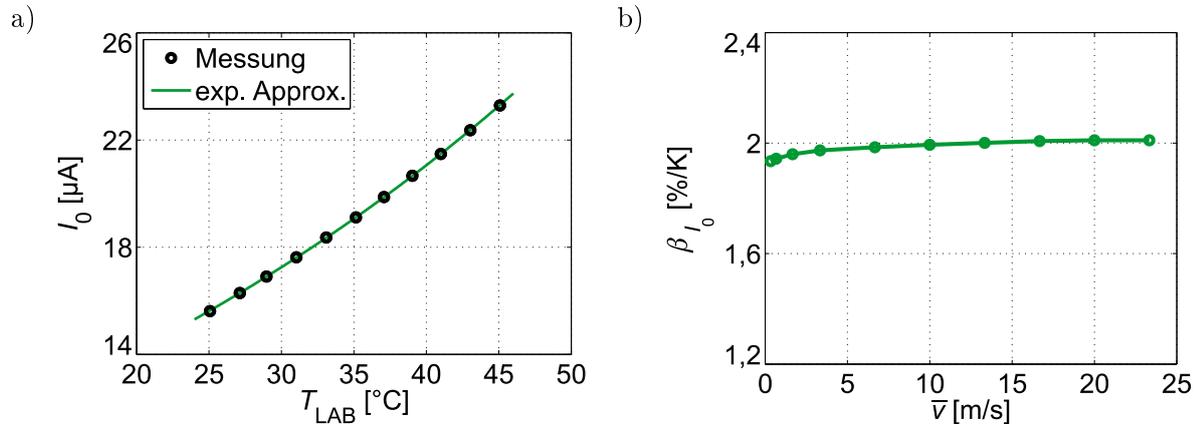


Abb. 6.10: (a) Gesamtstrom durch die Messbrücke I_0 als Funktion der Umgebungstemperatur im kalorimetrischen Betriebsmodus mit der spannungsversorgten Messbrücke bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von $\bar{v} = 10 \text{ m/s}$. (b) Temperaturkoeffizient des Gesamtstroms β_{I_0} als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit.

Während die Wärmeleitfähigkeit von Stickstoff im betrachteten Temperaturbereich zwischen 20°C und 50°C bei konstantem Gasdruck mit einem Temperaturkoeffizienten von etwa $2,5 \%/K$ zunimmt, bleibt die spezifische Wärmekapazität (c_p) nahezu unverändert. Die Massendichte nimmt jedoch mit einem Temperaturkoeffizienten in der Größenordnung von $-3 \%/K$ ab [112–114] (vergl. auch Online-Kalkulationssoftware [115, 116]). Die Brückenspannung (6.5) ist abhängig vom Verlauf der Übertemperatur auf der Membran. Laut analytischem Modell aus Kapitel 3 hängt die Übertemperatur eines Membranpunktes von der Heizerübertemperatur sowie den Eigenwerten der zugrundeliegenden Differenzialgleichung ab (vergl. (3.48), (3.39) und (3.33)). Beide sind jedoch Funktionen von temperaturabhängigen Materialparametern des Fluids, was sich auf das Temperaturverhalten der Brückenspannung auswirkt. Zieht man für die Materialparameter des Fluids statt konstanten Werten die temperaturabhängigen Funktionen aus der eingebauten Materialdatenbibliothek des Simulationsprogramms (COMSOL Multiphysics) heran, so ergeben auch die Simulationen eine Temperaturabhängigkeit der Brückenspannung mit einem kleinen negativen Temperaturkoeffizienten. Diese wird durch die Berücksichtigung des Temperaturganges des Chrom-Heizers noch weiter verstärkt.

Abbildung 6.10a zeigt die Änderung des Gesamtstroms mit der Umgebungstemperatur bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von $\bar{v} = 10 \text{ m/s}$. Im Vergleich zur Brückenspannung ist die Temperaturabhängigkeit von I_0 betragsmäßig um etwa einen Faktor 5 höher und beträgt ungefähr $2 \text{ K}/\%$ (Abb. 6.10b). Sie wird hauptsächlich durch die Temperaturabhängigkeit der aGe-Thermistoren verursacht, während die Änderung der Membranübertemperatur in diesem Fall eine untergeordnete Rolle spielt (vergl. Gl. (6.6)). Da sowohl der Temperaturkoeffizient der Brückenspannung als auch des Gesamtstroms näherungsweise unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit sind, kann die in Unterabschnitt 4.4.3 beschriebene Methode zur Korrektur der Messergebnisse herangezogen werden (vergl. Gl. (4.19)).

6.3 Anemometrischer Betriebsmodus

Die eigentliche Motivation für das neue Layout mit verteilten Thermistoren war die Verbesserung der Brückenspannungsempfindlichkeit im Vergleich zum segmentierten Heißfilmströmungssensor, der im anemometrischen Modus betrieben wird. In diesem Betriebsmodus wird der Heizer ausgeschaltet und die Wärmezufuhr erfolgt alleine aufgrund der Selbsterwärmung der Thermistoren, die zur einer Messbrücke verschaltet sind. Die Brücke wird entweder mit konstantem Strom versorgt (CCA-Modus) oder ihre Versorgungsspannung wird so geregelt, dass die Heißfilm-Übertemperatur konstant bleibt (CTA-Modus). Für den letzteren Fall braucht man neben den vier Brückenthermistoren noch einen Substratthermistor, mit dem die gewünschte Übertemperatur eingestellt wird (vergl. Abb. 5.19a). Um diesen auf den Sensorchip zu integrieren wurde das Layout aus Abb. 6.2 etwas modifiziert. Der nicht mehr benötigte Heizer wurde entfernt und stattdessen ein zusätzlicher Thermistor auf dem Substrat platziert (Abb. 6.11a). Die Anzahl der Bondpads bleibt somit gleich. Der zusätzliche Substratthermistor (rechts von der Membran auf Abb. 6.11b) ist etwas länger als die Membranthermistoren und somit niederohmiger als der Gesamtbrückenwiderstand, was für das Einstellen der Übertemperatur notwendig ist (vergl. Gl. (5.15)). Neben diesem längeren Substratthermistor befinden sich, wie bei allen vorherigen Sensordesigns, links und rechts von der Membran zwei Substratthermistoren, mit denen man die Umgebungstemperatur messen kann. Ihre Länge ist gleich jener von den Membranthermistoren und beträgt $600\ \mu\text{m}$.

Im Folgenden wird die Sensorcharakterisierung in beiden Betriebsarten (CCA und CTA) kurz beschrieben und die Ausgangskennlinien miteinander, sowie mit entsprechenden Kennlinien des segmentierten Heißfilmsensor aus dem vorherigen Kapitel verglichen. Am Ende des Abschnitts wird in Verbindung mit dem CCA-Modus eine alternative Schnittstelle vorgestellt. Diese beruht auf einem Relaxationsoszillator und ermöglicht mit einem Signal zwei strömungsbezogene Ausgangsgrößen sowie die Umgebungstemperatur gleichzeitig zu übertragen.

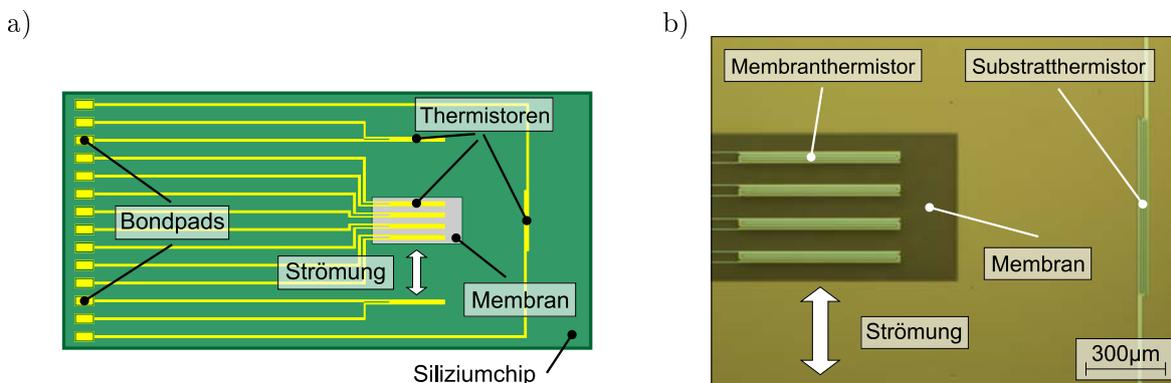


Abb. 6.11: (a) Modifiziertes Sensorlayout des Heißfilmströmungssensors mit verteilten Thermistoren basierend auf den Daten der Lithographie-Masken (Abmessungen: Chip ca. $6 \times 3\ \text{mm}^2$ und Membran ca. $1 \times 0,5\ \text{mm}^2$). (b) Mikroskopaufnahme (Draufsicht) der Membran sowie des Substratthermistors, der für den CTA-Modus benötigt wird.

6.3.1 CCA-Betriebsmodus

Im CCA-Modus wird die Brücke mit konstantem Strom versorgt, wobei das für den Betrieb notwendige Temperaturfeld allein durch die Selbsterwärmung der Brückenthermistoren zustande kommt. Die elektrische Stromstärke kann nach verschiedenen Kriterien festgelegt werden, wie z. B. Einhaltung einer Leistungsobergrenze oder Maximierung der Sensorempfindlichkeit. Dazu werden am Beginn der Sensorcharakterisierung bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten die $U(I)$ -Kennlinien aufgenommen (Abb. 6.12a). Je größer die Stromstärke, desto höher ist die Signaldynamik der Spannung an der Versorgungsklemmen der Brücke (Unterschied zwischen dem minimalen und maximalen Wert von U_{TH}) und somit auch die Sensorempfindlichkeit (Steigung der Ausgangskennlinie). Auf der anderen Seite steigt mit dem Versorgungsstrom auch die dissipierte Heizleistung (Abb. 6.12b).

Neben der verfügbaren Leistung hängt die Wahl der Stromstärke auch von der maximal zulässigen Thermistortemperatur ab. Die Temperatur einzelner Thermistoren, die sich aus der Umgebungstemperatur und der durch die Selbsterwärmung verursachten, strömungsabhängigen Übertemperatur zusammensetzt, muss stets unter 150°C bleiben (vergl. die diesbezügliche Diskussion auf Seite 18). Der Versorgungsstrom soll daher so gewählt werden, dass bei keinem Thermistor die Summe aus der maximal zu erwartenden Umgebungstemperatur und dem maximalen Wert der Übertemperatur (wird bei Abwesenheit der konvektiven Kühlung, d. h. ohne Strömung erreicht) über dieser Grenze liegt.

Der Temperaturverlauf entlang der Membran kann am einfachsten mittels FEM-Simulationen untersucht werden. Die höchste Übertemperatur erfahren die zwei „inneren“ Thermistoren R_1 und R_2 bei Abwesenheit der Strömung (Abb. 6.13a). Mit aufkommender Strömung wird die Membran durch Konvektion abgekühlt, wobei der linke, stromauf-

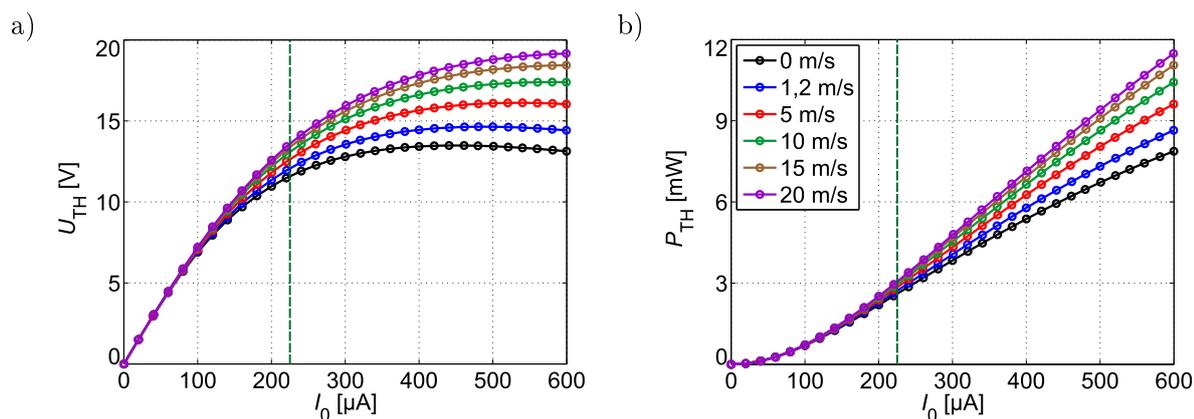


Abb. 6.12: Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke U_{TH} (a) und die dissipierte Leistung in der Heißfilm-Messbrücke P_{TH} (b) in Abhängigkeit vom Versorgungsstrom I_0 für verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten. Der Schnitt mit der Gerade $I_0 = \text{konst.}$ ergibt die Ausgangskennlinie $U_{\text{TH}}(\bar{v})$ beim gewählten Versorgungsstrom (grüne gestrichelte Linie, hier bei $225 \mu\text{A}$). Die dissipierte Leistung liegt in diesem Fall in der Größenordnung von 3 mW).

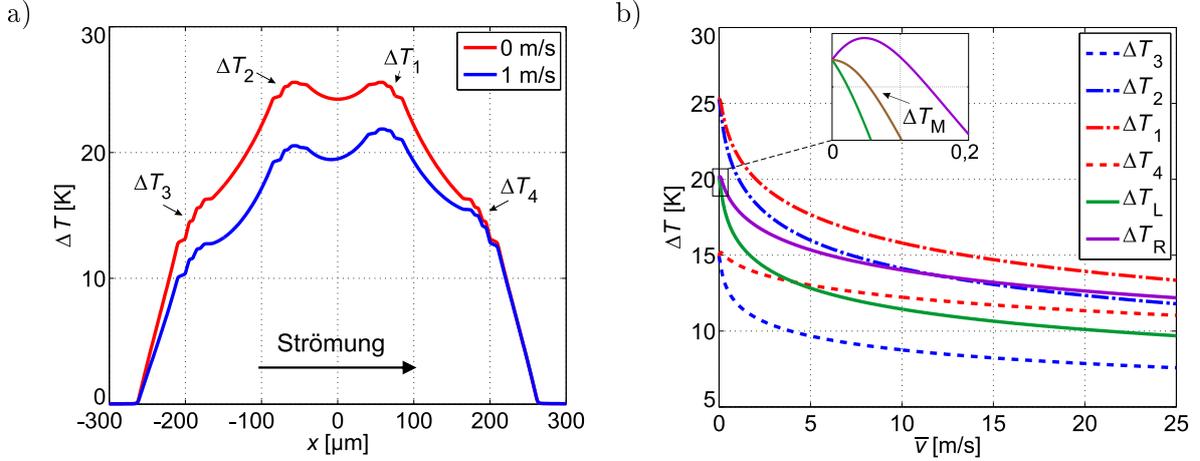


Abb. 6.13: (a) Simulierter Verlauf der Übertemperatur auf der Sensormembran entlang der x -Achse für $\bar{v} = 0$ und 1 m/s bei einem Versorgungsstrom von $I_0 = 225 \mu\text{A}$. Die Pfeile zeigen wo sich die Thermistormittelpunkte befinden. (b) Übertemperaturen einzelner Thermistoren in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit. Der Ausschnitt zeigt die mittlere Übertemperatur der beiden linken (ΔT_L) bzw. rechten Thermistoren (ΔT_R) sowie die gesamte mittlere Übertemperatur (ΔT_M).

wärts liegende Membranteil einen stärkeren Rückgang der Übertemperatur verzeichnet als sein stromabwärts befindliches Pendant. In Abb. 6.13b sind die einzelnen Übertemperaturen sowie die mittlere Übertemperatur des linken (R_3 - R_2) bzw. rechten (R_1 - R_4) Thermistorpaares in Abhängigkeit der Strömungsgeschwindigkeit dargestellt. Mit Gl. (6.4) und der Näherung für die exponentielle Funktion $e^{ax} \approx 1 + ax$ (wenn $|ax| \ll 1$) folgt für die Brückenspannung bei konstanter Stromversorgung und moderaten Übertemperaturen

$$\begin{aligned}
 U_B &= I_0 \cdot \frac{R_2 R_3 - R_1 R_4}{R_1 + R_2 + R_3 + R_4} = I_0 \cdot \frac{R_0^2 \cdot e^{2\alpha T_{\text{LAB}}} \cdot [e^{\alpha \Delta T_2} \cdot e^{\alpha \Delta T_3} - e^{\alpha \Delta T_1} \cdot e^{\alpha \Delta T_4}]}{R_0^2 \cdot e^{\alpha T_{\text{LAB}}} \cdot [e^{\alpha \Delta T_1} + e^{\alpha \Delta T_2} + e^{\alpha \Delta T_3} + e^{\alpha \Delta T_4}]} \\
 &\approx I_0 R_0 \cdot e^{\alpha T_{\text{LAB}}} \cdot \frac{[\cancel{\lambda} + \alpha \Delta T_3 + \alpha \Delta T_2 + \cancel{\alpha^2 \Delta T_2 \Delta T_3} - \cancel{\lambda} - \alpha \Delta T_4 - \alpha \Delta T_1 - \cancel{\alpha^2 \Delta T_1 \Delta T_4}]}{4 + \alpha \cdot (\Delta T_1 + \Delta T_2 + \Delta T_3 + \Delta T_4)} \\
 &\approx k \cdot \frac{\Delta T_R - \Delta T_L}{1 + \alpha \cdot \Delta T_M}, \quad k = \frac{-\alpha \cdot I_0 R_0 \cdot e^{\alpha T_{\text{LAB}}}}{2}.
 \end{aligned} \tag{6.8}$$

Dabei bezeichnen $\Delta T_L = (\Delta T_3 + \Delta T_2)/2$ und $\Delta T_R = (\Delta T_1 + \Delta T_4)/2$ die mittlere Übertemperatur der Thermistoren, die sich auf dem linken bzw. rechten Teil der Membran befinden, während $\Delta T_M = (\Delta T_1 + \Delta T_2 + \Delta T_3 + \Delta T_4)/4$ die mittlere Übertemperatur aller Brückenthermistoren darstellt. In der zweiten Zeile wurde berücksichtigt, dass $\alpha^2 \Delta T_2 \Delta T_3$ und $\alpha^2 \Delta T_1 \Delta T_4$ im Vergleich zu anderen Termen viel kleiner sind. Außerdem haben diese zwei Terme verschiedene Vorzeichen, sodass sie sich zum Teil gegenseitig aufheben.

Laut Gl.(6.8) ist die Brückenspannung eine Funktion der Differenz zwischen den mittleren Übertemperaturen der stromab- und -aufwärts liegenden Thermistorpaare ($\Delta T_R - \Delta T_L$). Ohne Strömung weisen beide Thermistorpaare die gleiche mittlere Übertemperatur auf und die Brückenspannung verschwindet (ausgeglichene Brücke). Mit aufkommender Strömung wird das stromaufwärts liegende Thermistorpaar R_3 - R_2 abgekühlt, womit seine mittlere Übertemperatur sinkt (grüne Linie im Ausschnitt der Abb. 6.13b). Die Strömung überträgt Wärme vom stromaufwärts auf stromabwärts liegenden Teil der Membran, sodass für sehr kleine Strömungsgeschwindigkeiten die mittlere Übertemperatur des zweiten Thermistorpaares R_1 - R_4 steigt (violette Linie im Ausschnitt der Abb. 6.13b). Erst ab etwa $\bar{v} > 5 \text{ cm/s}$ nehmen durch starke konvektive Kühlung beide mittlere Übertemperaturen mit der steigenden Strömungsgeschwindigkeit ab. Es ist also zu erwarten, dass die Brückenspannung eine sehr hohe Anfangssensitivität aufweist, das Signal mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit jedoch sättigt und seine Steigung abnimmt.

Das zweite Ausgangssignal ist die Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke

$$U_{\text{TH}} = I_0 \cdot R_{\text{TH}} = I_0 \cdot \frac{(R_1 + R_2) \cdot (R_3 + R_4)}{R_1 + R_2 + R_3 + R_4} = I_0 \cdot R_0 \cdot e^{\alpha \cdot (T_{\text{LAB}} + \Delta T_{\text{TH}})}, \quad (6.9)$$

wobei $\Delta T_{\text{TH}} \approx \Delta T_{\text{M}}$ gilt. Der Verlauf von ΔT_{M} ist für $\bar{v} < 10 \text{ cm/s}$ im Ausschnitt der Abb. 6.13b dargestellt. Er nimmt nur allmählich mit steigender Strömungsgeschwindigkeit ab. Im Gegensatz zur Brückenspannung soll die Anfangsempfindlichkeit dieses Ausgangssignals daher geringer ausfallen. Da die mittlere Membranübertemperatur monoton abnimmt, sollte der Verlauf von U_{TH} aufgrund des negativen Temperaturkoeffizienten α jedoch stets monoton steigend bleiben.

Diese theoretischen Überlegungen, die auf den Ergebnissen der FEM-Simulationen basieren, wurden durch experimentelle Charakterisierung bestätigt. Für Versorgungsstromstärke wurde dabei ein Wert von $I_0 = 225 \mu\text{A}$ gewählt. Damit liegt die dissipierte Leistung in der selben Größenordnung wie beim segmentierten Heißfilmsensor, was einen schnellen Vergleich der Ausgangsgrößen erleichtert. Abbildung 6.14a zeigt die Brückenspannung in Abhängigkeit von der mittleren Strömungsgeschwindigkeit. Das Signal war mit einem Offset in der Größenordnung von 10 mV behaftet, der nachträglich abgezogen wurde. Die offset-korrigierte Brückenspannung steigt im unteren Strömungsbereich ($< 1 \text{ m/s}$) stark an, erreicht mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit ihr Maximum und verläuft danach schwach monoton fallend. Sie ist näherungsweise eine ungerade Funktion der Strömungsgeschwindigkeit, sodass ihr Vorzeichen zur Bestimmung der Strömungsrichtung herangezogen werden kann.

Im Gegensatz zu U_{B} verläuft die Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke über den ganzen Messbereich $\bar{v} \geq 0$ monoton steigend. Es handelt sich um eine näherungsweise symmetrische Charakteristik, deren Steigung mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit abnimmt. Neben Messungen sind in Abb. 6.14 auch Ergebnisse entsprechender FEM-Simulationen dargestellt. Es zeigt sich eine relativ gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und simulierten Charakteristika.

Die Spannungsbereiche beider Ausgangsgrößen U_{B} und U_{TH} unterscheiden sich um mehr als eine Dekade. Um ihre Sensitivität zu vergleichen empfiehlt es sich daher, die

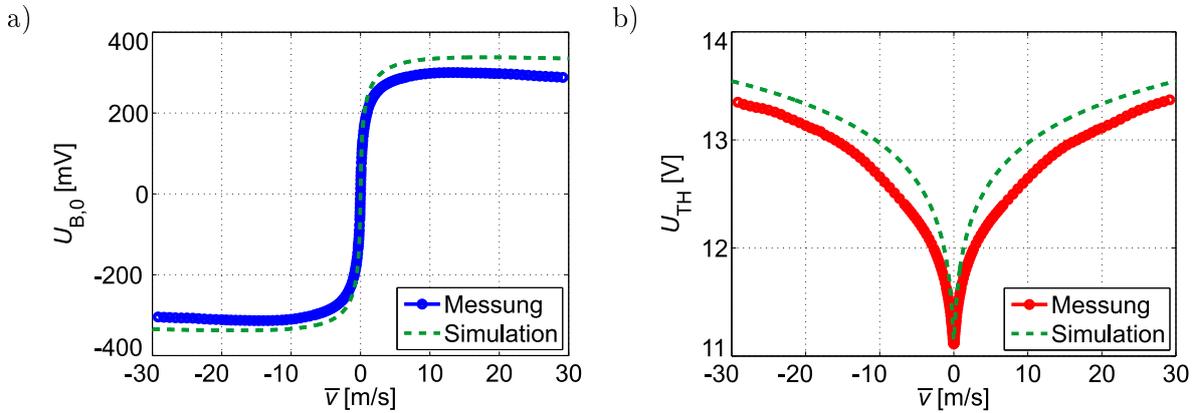


Abb. 6.14: (a) Offset-korrigierte Brückenspannung $U_{B,0}(\bar{v}) = U_B(\bar{v}) - U_B(0)$ sowie (b) Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke U_{TH} als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit. Vergleich zwischen Mess- und Simulationsergebnissen im CCA-Betriebsmodus mit $I_0 = 225 \mu\text{A}$ und $T_{\text{LAB}} = 24^\circ\text{C}$.

Steigung der Kennlinien auf den jeweiligen Ausgangsspannungsbereich² zu beziehen. Als Maximalwert der Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke U_{TH} wird das Ausgangssignal am Ende des Messbereichs bei $\bar{v} = 25 \text{ m/s}$ genommen, während die Brückenspannung U_B ihr Maximum schon bei etwa 13 m/s erreicht. In Abb. 6.15 ist die relative Empfindlichkeit beider Ausgangssignale $S_{\text{rel,FS}}$ für den Strömungsbereich bis 10 m/s dargestellt worden. Bei der Brückenspannung ist die Empfindlichkeit am höchsten für $\bar{v} \rightarrow 0$ und nimmt mit der steigender Strömungsgeschwindigkeit kontinuierlich ab. Anders verhält es sich bei der Spannung U_{TH} , die ihre maximale Empfindlichkeit bei etwa $0,1 \text{ m/s}$ erreicht. Danach verringert sich die Steigung der Kennlinie, allerdings nicht so stark wie bei U_B . Ab etwa $\bar{v} > 1 \text{ m/s}$ ist die relative Empfindlichkeit von U_{TH} höher als jene von U_B . Die Brückenspannung ist daher das Ausgangssignal der Wahl, wenn es um die Messungen im unteren Strömungsbereich sowie um die Bestimmung der Strömungsrichtung geht. Sonst wird die Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke als Ausgangssignal bevorzugt.

Die Motivation für den Designentwurf des Heißfilmströmungssensors mit verteilten Thermistoren war die erhoffte Empfindlichkeitsverbesserung der Brückenspannung durch optimale Platzierung der Membranthermistoren. Es ist daher besonders interessant die Brückenspannung des segmentierten Heißfilmströmungssensors aus Kapitel 5 mit jener des Sensors mit verteilten Thermistoren zu vergleichen. Abbildung 6.16a zeigt diesen Vergleich, wobei die offset-korrigierten Brückenspannungen auf ihren Maximalwert bezogen wurden (dieser wird beim segmentierten Heißfilmsensor erst am Ende des Messbereichs bei $\bar{v} = 25 \text{ m/s}$ erreicht, vergl. Abb. 5.8b). Aus Abb. 6.16a ist ersichtlich, dass der Sensor mit verteilten Thermistoren im unteren Strömungsbereich eine höhere Steigung der bezogenen Ausgangscharakteristik als der segmentierte Heißfilmsensor aufweist.

Allerdings war die dissipierte Heizleistung des Heißfilms, die die Brückenspannung

²Die Differenz zwischen dem Maximal- und Minimalwert der Ausgangsspannung im Strömungsbereich $\bar{v} \geq 0$, vergl. Gl. (4.12) bzw. Gl. (5.7).

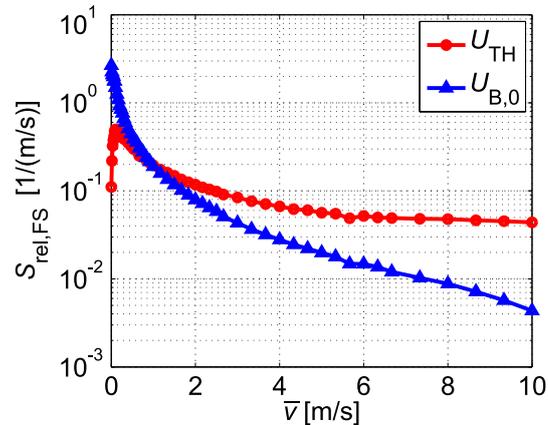


Abb. 6.15: Auf den Ausgangsspannungsbereich bezogene Empfindlichkeit $S_{\text{rel,FS}}$ der beiden Ausgangssignale als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit im CCA-Betriebsmodus mit $I_0 = 225 \mu\text{A}$.

entscheidend beeinflusst, bei jedem Sensor anders. Um einen realistischen Vergleich zwischen einzelner Ausgangssignale zu ermöglichen, soll daher die leistungsbezogene Empfindlichkeit (Steigung der Kennlinie $U_B(\bar{v})$) bezogen auf die jeweils dissipierte Gesamtheizleistung P_H)

$$S_{\text{rel,P}} = \frac{dU_B(\bar{v})}{d\bar{v} \cdot P_{\text{TH}}} \quad (6.10)$$

als Kriterium herangezogen werden. Der Vergleich zwischen der leistungsbezogenen Empfindlichkeit der Brückenspannungen beider Sensoren ist in Abb. 6.16b dargestellt. Für den Bereich $\bar{v} < 3 \text{ m/s}$, in dem U_B noch nicht stark sättigt und daher für die Messung geeignet ist, ist die Empfindlichkeit des Sensors mit verteilten Thermistoren stets besser

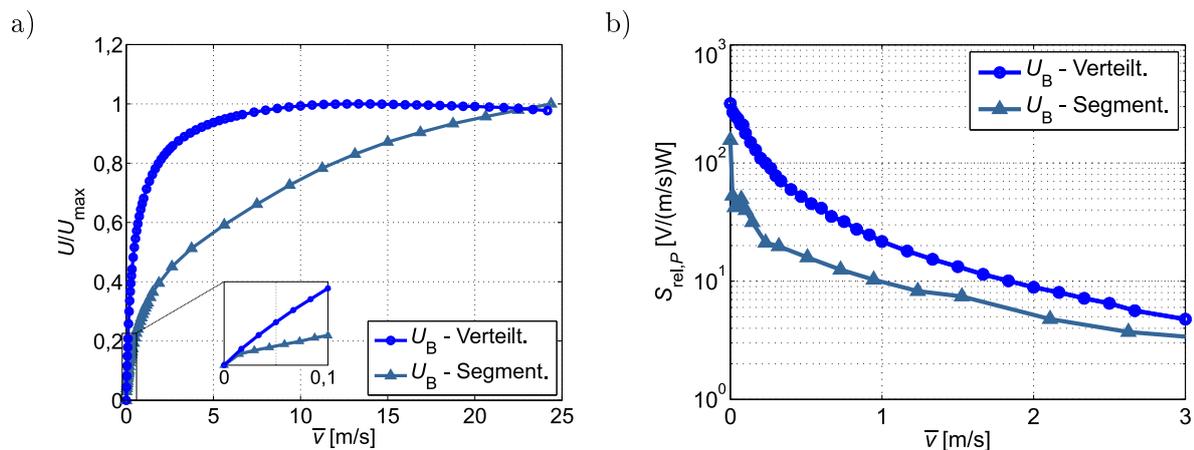


Abb. 6.16: (a) Vergleich zwischen dem segmentierten Heißfilmströmungssensor und dem Heißfilmsensor mit verteilten Thermistoren. Verglichen werden (a) die auf den Maximalwert bezogene Ausgangscharakteristik $U_{B,0}$ sowie (b) die leistungsbezogenen Empfindlichkeit $S_{\text{rel,P}}$ der Brückenspannungen U_B im CCA-Betriebsmodus.

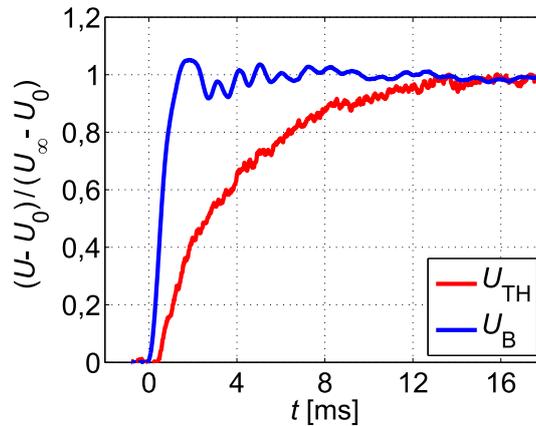


Abb. 6.17: Ausgangssignale U_{TH} und U_B nach einer sprungartigen Änderung der Strömungsgeschwindigkeit von null auf etwa 0,75 m/s im CCA-Betriebsmodus mit $I_0 = 225 \mu\text{A}$. Die Sprungantworten sind offset-bereinigt und auf die Sprunghöhe bezogen. U_0 und U_∞ bezeichnen den jeweiligen Anfangs- bzw. Endwert.

als beim segmentierten Heißfilmsensors. Die physische Trennung sowie geeignete Platzierung einzelner Segmente hat sich also in der Tat positiv auf die Empfindlichkeit der Brückenspannung ausgewirkt.

Der Sensor mit verteilten Thermistoren eignet sich insbesondere für Messungen von Kleinstströmungen. Effekte der natürlichen Konvektion, die in diesem Bereich nicht mehr vernachlässigbar sind, können durch Reduktion der Heizleistung weitgehend vermieden werden. Die Empfindlichkeit bleibt trotzdem noch hoch genug, sodass Strömungsgeschwindigkeiten von Gasen weit unter 1 cm/s mit dieser Sensorart noch erfasst werden können [117].

Der zeitliche Verlauf der Ausgangssignale U_{TH} und U_B nach einer sprungartigen Änderung der Strömungsgeschwindigkeit ist in Abb. 6.17 dargestellt. Die gemessene 10-90 %-Anstiegszeit der Brückenspannung beträgt etwa 0,9 ms, während die Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke einen deutlich längere Anstiegszeit von etwa 7,6 ms aufweist. Diese Werte liegen in der Größenordnung der Anstiegszeiten, die beim segmentierten Heißfilmsensor gemessen wurden (vergl. Abb. 5.14a). Eine deutliche Änderung der Signalansprechzeit konnte bei dem neuen Sensordesign mit verteilten Thermistoren also nicht festgestellt werden. Die Anstiegszeit lässt sich durch die Wahl der Abstände zwischen einzelner Thermistoren jedoch etwas reduzieren [110].

Alles was im Unterabschnitt 5.2.3 über der Temperaturabhängigkeit der Ausgangssignale im CCA-Betriebsmodus des segmentierten Heißfilmsensors gesagt wurde, gilt auch im Falle des Sensors mit verteilten Thermistoren. Insbesondere gilt, dass die Temperaturkoeffizienten nicht konstant sondern von der Strömungsgeschwindigkeit, aber auch von der jeweiligen Übertemperatur und daher vom gewählten Versorgungsstrom abhängig sind (vergl. Gl. (5.10) und (5.11)). In Abb. 6.18 ist beispielsweise der gemessene Temperaturkoeffizient der offset-korrigierten Brückenspannung $\beta_{U_{B,0}}$ als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit dargestellt. Sollte die Umgebungstemperatur während der Messung variieren, reicht es daher nicht aus, die Temperatur mit Substratthermisto-

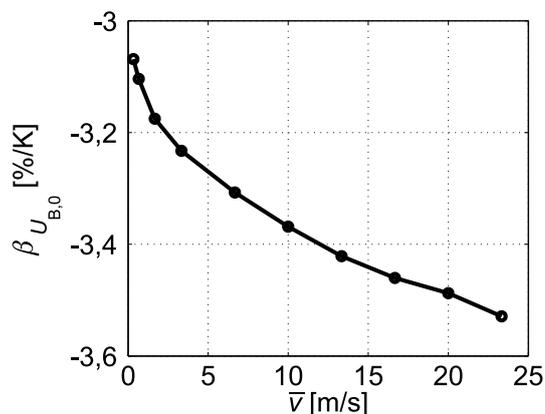


Abb. 6.18: Temperaturkoeffizient der offset-korrigierten Brückenspannung $\beta_{U_{B,0}}$ als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit im CCA-Betriebsmodus mit $I_0 = 225 \mu\text{A}$.

ren mit zu messen und den Fehler bei der Ermittlung der Strömungsgeschwindigkeit durch eine Korrekturfunktion nach Gl. (4.19) zu berücksichtigen. Vielmehr muss man den aufwendigen Umweg über Korrekturtabellen nehmen, was eine umfassende Charakterisierung eines jeden Sensorexemplars voraussetzt. Das ist der größte Nachteil des CCA-Betriebsmodus. Für die Anwendungen, bei denen starke Schwankungen der Umgebungstemperatur zu erwarten sind, empfiehlt es sich daher den Sensor im Modus mit konstanter Übertemperatur zu betreiben.

6.3.2 CTA-Betriebsmodus

Im CTA-Betriebsmodus wird die mittlere Membranübertemperatur durch einen PI-Regler näherungsweise konstant gehalten. Dazu wird die Messbrücke, die aus vier Membranthermistoren besteht, als ein *einzig*er Heißfilmwiderstand R_{TH} betrachtet, der, gemeinsam mit zwei fixen Widerständen R_{E} und einem Substratthermistor R_{S} , zu einer „äußeren“ Wheatstone-Brücke verschaltet wird (vergl. Abb. 5.19a). Der PI-Regler stellt die Versorgungsspannung der Brücke U_{A} bzw. den Gesamtstrom I_{A} so ein, dass die Brücke stets abgeglichen bleibt. In diesem Fall ist die Differenz zwischen der Übertemperatur des Heißfilmwiderstandes (entspricht der mittleren Übertemperatur aller Membranthermistoren) und der Übertemperatur des Substratthermistors konstant, wobei man die letztere in der ersten Näherung vernachlässigen kann. Durch die Dimensionierung des Substratthermistors R_{S} wird die gewünschte Übertemperaturdifferenz eingestellt, während die Wahl der Fixwiderstände R_{E} das Temperaturverhalten des Ausgangssignals I_{A} beeinflusst.

Abgesehen vom sehr niedrigen Strömungsbereich $\bar{v} < 5 \text{ cm/s}$, nehmen mit steigender Strömungsgeschwindigkeiten im CCA-Modus die Übertemperaturen aller vier Membranthermistoren $\Delta T_1 \dots \Delta T_4$ und somit auch die gesamte mittlere Übertemperatur $\Delta T_{\text{M}} = (\Delta T_1 + \Delta T_2 + \Delta T_3 + \Delta T_4)/4$ monoton ab (vergl. Abb. 6.13). Um konvektiver Abkühlung entgegen zu wirken, wird im CTA-Modus die Heizleistung nachgeführt, sodass die Übertemperaturen des stromabwärts gelegenen Membranteils mit steigender Strömungsgeschwindigkeiten ansteigen oder zumindest näherungsweise konstant bleiben.

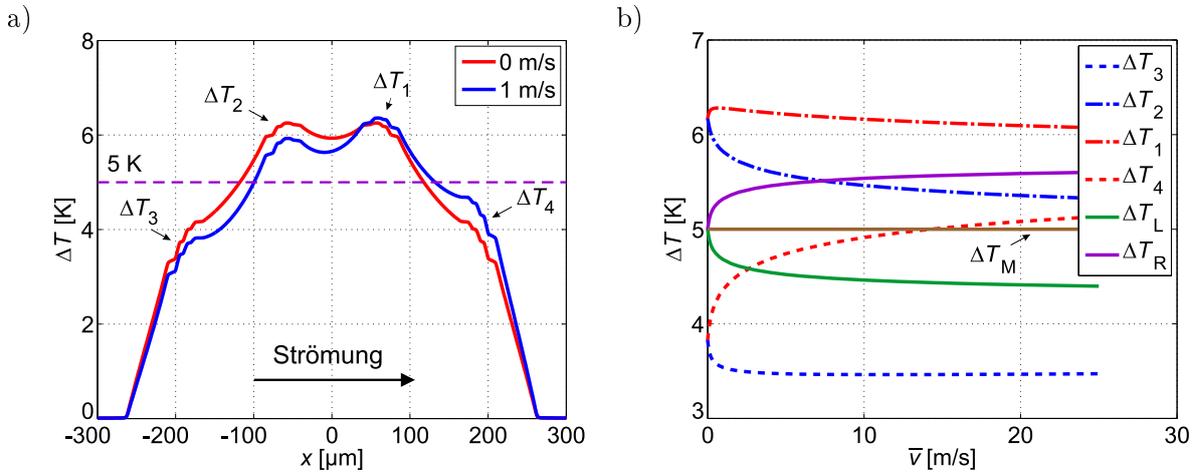


Abb. 6.19: Simulierter Verlauf der Übertemperatur auf der Sensormembran entlang der x -Achse für $\bar{v} = 0$ und 1 m/s im CTA-Modus mit $\Delta T = 5 \text{ K}$. Die Pfeile zeigen wo sich die Thermistormittelpunkte befinden. (b) Übertemperaturen einzelner Thermistoren sowie die mittlere Übertemperatur der beiden linken (ΔT_L) bzw. rechten Thermistoren (ΔT_R) in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit.

Abbildung 6.19a zeigt den Übertemperaturverlauf entlang der x -Achse bei Abwesenheit der Strömung sowie für $\bar{v} = 1 \text{ m/s}$ wenn die Strömung von links nach rechts erfolgt. Während der linke Teil ($x < 0$) durch die Strömung abgekühlt wird, erhöht sich durch die Nachführung der Heizleistung die mittlere Übertemperatur des rechten Teils ($x > 0$). In Abb. 6.19b sind die Übertemperaturen einzelner Thermistoren dargestellt. Insbesondere die Übertemperatur des äußeren, stromabwärts gelegenen Thermistors ΔT_4 nimmt besonders stark zu. In Summe nimmt mit steigender Strömungsgeschwindigkeit die mittlere Übertemperatur der beiden linken Thermistoren $\Delta T_L = (\Delta T_2 + \Delta T_3)/2$ ab, während die mittlere Übertemperatur des stromabwärts gelegenen Thermistorpaares $\Delta T_R = (\Delta T_1 + \Delta T_4)/2$ größer wird. Die gesamte mittlere Übertemperatur $\Delta T_M = (\Delta T_L + \Delta T_R)/2$ bleibt in diesem Modus jedoch immer konstant.

Weil die Brückenspannung eine Funktion der Übertemperaturdifferenz $\Delta T_R - \Delta T_L$ ist, erwarten wir aufgrund der simulierten Verläufe in Abb. 6.19b, dass die Brückenspannung im CTA-Modus anfangs stark zunimmt, dann mit weiter steigender Strömungsgeschwindigkeit zwar allmählich sättigt, jedoch eine monoton steigende Funktion bleibt. Diese Annahme wurde durch experimentelle Charakterisierung überprüft. Die Fixwiderstände betragen dabei $R_E = 68 \text{ k}\Omega$ während der Wert des Substratwiderstandes R_S so gewählt wurde, dass sich eine Übertemperatur von etwa $5,1 \text{ K}$ einstellt (vergl. Abb. 5.19a). Abbildung 6.20a zeigt den Vergleich zwischen Mess- und Simulationsergebnissen. Die offset-korrigierte Brückenspannung $U_{B,0}$ ist eine näherungsweise ungerade Funktion der Strömungsgeschwindigkeit, sodass sie neben der Messung des Geschwindigkeitsbetrags auch zur Bestimmung der Strömungsrichtung herangezogen werden kann.

Neben der Brückenspannung hängt auch der Gesamtstrom durch die „äußere“ Messbrücke I_A von der Strömungsgeschwindigkeit ab. Da dieses Signal mit der konvektiven Abkühlung der ganzen Sensormembran bzw. der zur Erhaltung der konstanten Übertem-

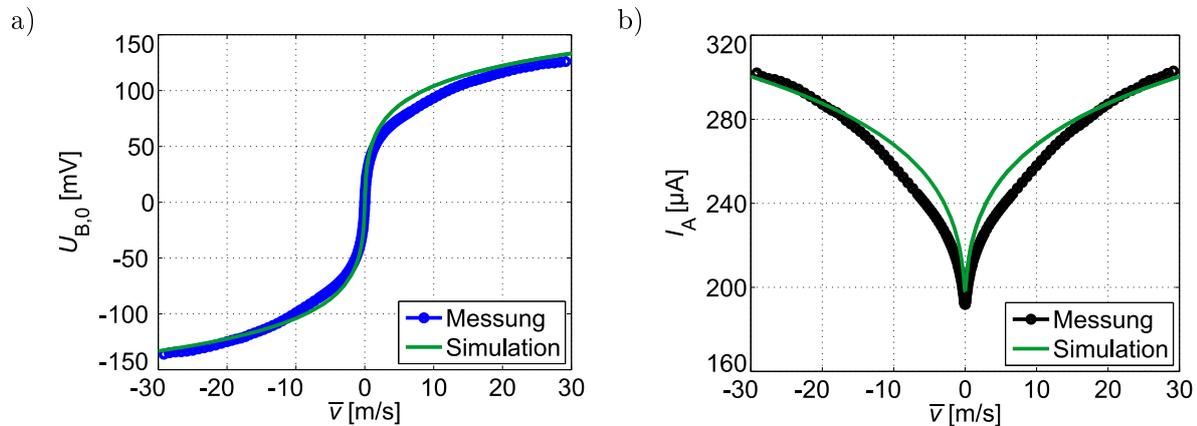


Abb. 6.20: Offset-korrigierte Spannung der Heißfilm-Brücke $U_{B,0}(\bar{v}) = U_B(\bar{v}) - U_B(0)$ (a) sowie Gesamtstrom I_A durch die Reglerbrücke (b) als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit. Vergleich zwischen Mess- und Simulationsergebnissen im CTA-Betriebsmodus mit $\Delta T \approx 5,1$ K.

peratur notwendigen Heizleistung zusammenhängt, weist er eine näherungsweise symmetrische Charakteristik auf (Abb. 6.20b). Bei beiden Ausgangsgrößen zeigt sich eine relativ gute Übereinstimmung zwischen Mess- und Simulationsergebnissen.

Sowohl im CCA- als auch im CTA-Betriebsmodus zeigt die offset-korrigierte Brückenspannung eine sehr hohe Anfangsempfindlichkeit. Allerdings bleibt sie im CTA-Modus monoton steigend, während im Betrieb mit konstantem Versorgungsstrom die U_B -Kennlinie ihren Verlauf ändert. Ein Vergleich der Brückenspannung beider Betriebsarten ist daher nur im unteren Strömungsbereich sinnvoll. Abbildung 6.21 zeigt die leistungsbezogene Empfindlichkeit nach Gl. (6.10) für den Bereich $\bar{v} < 3$ m/s, in dem beide Charakteristika monoton steigend sind. Demnach bringt der Betrieb mit der konstanten Übertemperatur im Hinblick auf die leistungsbezogenen Sensorempfindlichkeit keine nennenswerte Verbesserung mit sich.

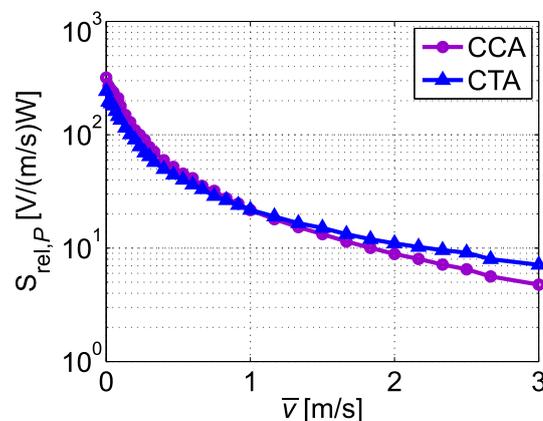


Abb. 6.21: Vergleich zwischen der leistungsbezogenen Empfindlichkeit $S_{rel,P}$ der Brückenspannung U_B im CCA- und CTA-Betriebsmodus des Sensors mit verteilten Thermistoren.

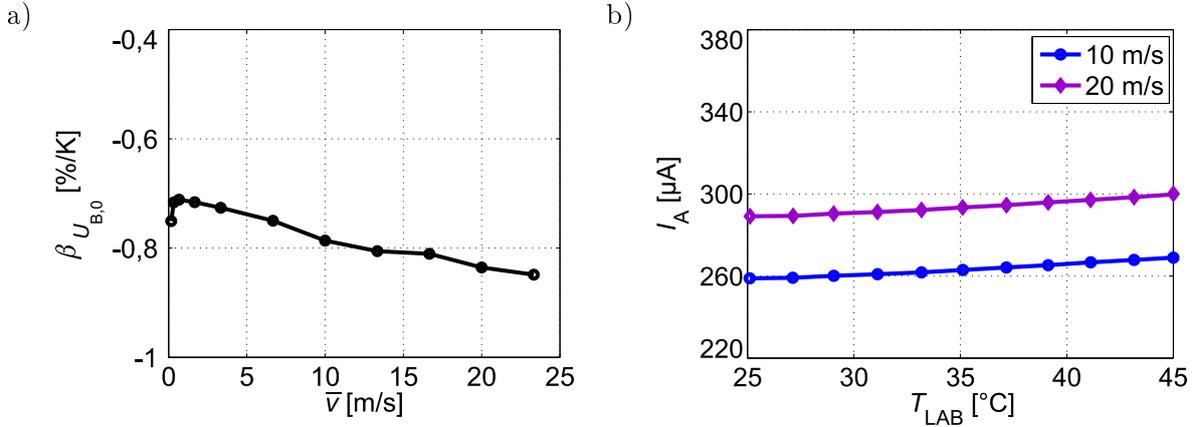


Abb. 6.22: (a) Temperaturkoeffizient der offset-korrigierten Brückenspannung $\beta_{U_{B,0}}$ als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit im CTA-Betriebsmodus. (b) Gesamtstrom I_A als Funktion der Umgebungstemperatur im CTA-Betriebsmodus bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von 10 und 20 m/s. Ausgewertet wurde ein Sensorexemplar für den $\Delta T \approx 4,4$ K gilt.

Völlig anders verhält es sich mit der Temperaturabhängigkeit der Brückenspannung. Während der Betrag des Temperaturkoeffizienten der Brückenspannung $\beta_{U_{B,0}}$ im CCA-Modus in der Größenordnung von 3 %/K gemessen wurde (vergl. Abb. 6.18), wird er im CTA-Modus stark reduziert. Laut Gl. (5.38) hängt $\beta_{U_B} \approx (\alpha + \beta_P)/2$ von dem Temperaturkoeffizienten der aGe-Thermistoren α und von dem Temperaturkoeffizienten der in den vier Membranthermistoren dissipierten Heizleistung β_P ab. Die Messungen ergeben für diesen Sensortyp einen Temperaturkoeffizienten β_P , der nur schwach von der Strömungsgeschwindigkeit abhängig ist. Für kleine Strömungen beträgt er etwa 0,5 %/K und sinkt mit der steigender Geschwindigkeit auf etwa 0,35 %/K bei $\bar{v} = 25$ m/s. Mit Gl. (5.38) und $\alpha \approx -2$ %/K ergibt sich daraus der in Abb. 6.22a dargestellten Verlauf von $\beta_{U_{B,0}}$.

Betragsmäßig liegt der Temperaturkoeffizient $\beta_{U_{B,0}}$ unter 1 %/K und kann in erster Näherung als unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit betrachtet werden. Nimmt man einen mittleren Wert von etwa $-0,8$ %/K, kann man die in Unterabschnitt 4.4.3 beschriebene Korrektur des Ausgangssignals heranziehen. Hier muss jedoch beachtet werden, dass es sich in Abb. 6.22a um den Temperaturkoeffizienten der offset-korrigierten Brückenspannung $U_{B,0}$ handelt. Typischer Weise ist die Brückenspannung mit einem Offset belegt, der temperaturabhängig ist. Dieser exemplarspezifische Temperaturgang ($U_B(T_{LAB})$, bei $\bar{v} = 0$) muss für jeden Sensor vor der ersten Inbetriebnahme aufgenommen werden. Erst wenn die richtige, offset-korrigierte Brückenspannung $U_{B,0}(\bar{v}, T_{LAB}) = U_B(\bar{v}, T_{LAB}) - U_B(0, T_{LAB})$ feststeht, kann die eigentliche, oben beschriebene Korrektur der Temperaturabhängigkeit vorgenommen werden.

Die Temperaturabhängigkeit des Gesamtstroms I_A hängt von der Wahl der Fixwiderstände R_E ab. Um einen gewählten Referenzwert der Umgebungstemperatur $T_{LAB,ref}(R_E)$ ist dieses Ausgangssignal in guter Näherung temperaturunabhängig. Für die experimentelle Charakterisierung wurde ein Wert von $R_E = 57,2$ k Ω gewählt. Mit

$R_{0,S} = 114,9 \text{ k}\Omega$ ⁽³⁾ und vereinfachter Formel für den Referenzwert der Umgebungstemperatur (5.27) ergibt sich $T_{\text{LAB,ref}} \approx 35 \text{ }^\circ\text{C}$. Zieht man jedoch die vollständige Formel (5.33) mit $\beta_{R_{\text{TH}}} \approx \alpha$, $\beta_P = 0,35 \dots 0,5 \text{ } \%/ \text{K}$ sowie $\Delta T_S = 0,5 \dots 1 \text{ K}$ ⁽⁴⁾ heran, so ergibt sich eine viel niedrigere spezifische Umgebungstemperatur, die je nach Strömungsgeschwindigkeit zwischen $9 \text{ }^\circ\text{C}$ und $16 \text{ }^\circ\text{C}$ liegt. In diesem Temperaturbereich gilt $\beta_{I_A} \approx 0$, d. h. das Ausgangssignal bleibt bei der Schwankung der Umgebungstemperatur näherungsweise konstant.

Abbildung 6.22b zeigt den Verlauf des Gesamtstroms für zwei Strömungsgeschwindigkeiten als Funktion der Umgebungstemperatur zwischen 25 und $45 \text{ }^\circ\text{C}$. Mit dem im Unterabschnitt 4.3.3 beschriebenen Messaufbau kann nur ein Temperaturbereich über der Raumtemperatur untersucht werden. Aber auch in diesem Bereich, weit abseits des festgelegten Referenzwerts der Umgebungstemperatur, fallen die Änderungen des Ausgangssignals nur geringfügig aus. Bei $45 \text{ }^\circ\text{C}$ ist I_A nur um etwa $4 \text{ } \%$ höher als bei der Raumtemperatur. Laut FEM-Simulationen entspricht der Temperaturgang von I_A näherungsweise einer quadratischen Funktion mit dem Minimum bei der Referenzumgebungstemperatur $T_{\text{LAB,ref}}$ (vergl. Abb. 5.27a). Extrapoliert man die Verläufe in Abb. 6.22b liegen die Minima größenordnungsmäßig in dem mit Gl. (5.33) berechneten Bereich von $T_{\text{LAB,ref}}$.

Mit der geschilderten experimentellen Charakterisierung des Temperaturverhaltens konnte gezeigt werden, dass die theoretische Analyse, die im Unterabschnitt 5.3.2 für den segmentierten Heißfilmströmungssensor im CTA-Modus durchgeführt wurde, ihre Gültigkeit auch beim Sensor mit verteilten Thermistoren behält. Insbesondere gilt, dass der Gesamtstrom durch die Reglerbrücke I_A durch geeignete Wahl der Fixwiderstände R_E in einem breiten Temperaturbereich praktisch unabhängig von der Umgebungstemperatur wird. Dies ist der größte Vorteil des CTA-Betriebsmodus, der allerdings mit einer relativ aufwendigen Sensorelektronik erkauft werden musste.

In diesem Abschnitt wurde bis jetzt vor allem die Brückenspannung des segmentierten Strömungssensor mit der Brückenspannung des Sensor mit verteilten Thermistoren verglichen. Dabei konnte gezeigt werden, dass sich die Verteilung der Thermistoren auf der Membran positiv auf die leistungsbezogene Empfindlichkeit im unteren Strömungsbereich auswirkt (vergl. Abb. 6.16). Es stellt sich jedoch die berechtigte Frage, wie wirkt sich das auf die zwei anderen Ausgangsgrößen aus, nämlich auf die Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke U_{TH} im CCA-Modus und auf den Gesamtstrom I_A im CTA-Modus. Denn diese Ausgangssignale hängen nur von der konvektiven Abkühlung des Heißfilms als Ganzes ab und nicht vom Übertemperaturunterschied zwischen einzelnen Elementen, wie das bei der Brückenspannung der Fall ist.

Vergleicht man die Messergebnisse im CCA-Modus (Abb. 5.8a und 6.14b), so kann man zeigen, dass sich die Ausgangscharakteristika beider Sensordesigns durch bloße Skalierung und Verschiebung entlang der y -Achse in guter Näherung ineinander überfüh-

³ $R_{0,S}$ ist der Widerstand bei $0 \text{ }^\circ\text{C}$ des Substratthermistors, der in Serien mit dem Heißfilmwiderstand einen Zweig der Reglerbrücke bildet (vergl. Abb. 5.19a).

⁴ ΔT_S ist die Übertemperatur des Substratthermistors. Beim segmentierten Heißfilmströmungssensor aus Kapitel 5 lag sie aufgrund des hochohmigen Substratthermistors bei etwa 2 K . Da der Substratthermistor des Heißfilmströmungssensors mit verteilten Thermistoren viel niederohmiger ist, sinkt auch seine Übertemperatur.

ren lassen. Gleiches gilt auch für die Ausgangscharakteristika des CTA-Betriebsmodus (Abb. 5.21 und 6.20b). Als Konsequenz ist die Empfindlichkeit bezogen auf den Ausgangssignalbereich (vergl. Gl. (5.7)) für den jeweiligen Betriebsmodus gleich und hängt weder vom eingestellten Arbeitspunkt (Versorgungsspannung I_0 bzw. Übertemperatur ΔT) noch vom Sensordesign ab. Zieht man also als Vergleichskriterium bei diesen Ausgangsgrößen die relative Empfindlichkeit heran, so bietet kein Sensordesign einen entscheidenden Vorteil.

Der gewählte Versorgungsstrom im CCA-Modus bzw. die eingestellte Übertemperatur im CTA-Modus beeinflussen jedoch die gesamte dissipierte Leistung. Daher wird die Sensorempfindlichkeit (Steigung der Ausgangskennlinie) oft auf die Heizleistung bezogen. Im CTA-Modus bei gleicher Übertemperatur weisen beider Sensortypen eine ähnliche leistungsbezogene Empfindlichkeit der Ausgangscharakteristik auf. Im CCA-Modus zeigt sich beim segmentierten Heißfilmsensor jedoch eine deutlich höher leistungsbezogene Sensitivität als beim Sensor mit verteilten Thermistoren. Ein detaillierter Vergleich zwischen den beiden Sensordesigns ist im Anhang A gegeben.

6.3.3 CCA-Betriebsmodus mit Relaxationsoszillator

Der größte Vorteil des CCA-Betriebsmodus ist seine einfache Realisierbarkeit – der Heißfilmthermistor wird mit konstantem Strom versorgt und die zwei strömungsabhängigen Ausgangsspannungen gemessen. Allerdings sind diese Spannungen stark temperaturabhängig, sodass in der Regel auch die Umgebungstemperatur mitgemessen werden muss. Für gewöhnlich werden diese drei Größen (U_{TH} , U_B und T_{LAB}) digitalisiert und an eine externe Datenverarbeitungseinheit übertragen, wo dann die Korrektur mittels Vergleichstabellen sowie die Speicherung erfolgt. Die Messsignale werden typischerweise getrennt übertragen – es gibt aber eine Möglichkeit alle drei Messgrößen über ein einziges Trägersignal gleichzeitig zu senden, die im Folgenden kurz beschrieben wird.

Grundsätzlich gibt es nur drei Arten, wie ein zu übertragendes Messsignal einen Träger ändern (modulieren) kann:

- Amplitudenmodulation, indem die Amplitude des Trägersignals beeinflusst wird
- Frequenzmodulation, bei der die Trägerfrequenz mit dem Messsignal korrespondiert
- Phasenmodulation, bei der die Phase eine Funktion des Messsignals ist

Im Falle, dass der Träger kein Sinussignal ist, sondern aus einer Folge von Rechteckimpulsen besteht, wird statt Phasenmodulation sehr oft die Pulsweitenmodulation (PWM, engl. Pulse Width Modulation) angewandt. Hier ist der Tastgrad (die Breite der einzelnen Rechteckimpulse bezogen auf die Trägersignalleriode) eine Funktion des zu übertragenden Messsignals.

In Rahmen dieser Arbeit wurde eine elektronische Schnittstelle realisiert, die sowohl PWM und Frequenzmodulation als auch die Amplitudenmodulation gleichzeitig implementiert. Ursprünglich für piezoresistive Messbrücken entwickelt [118, 119], musste sie

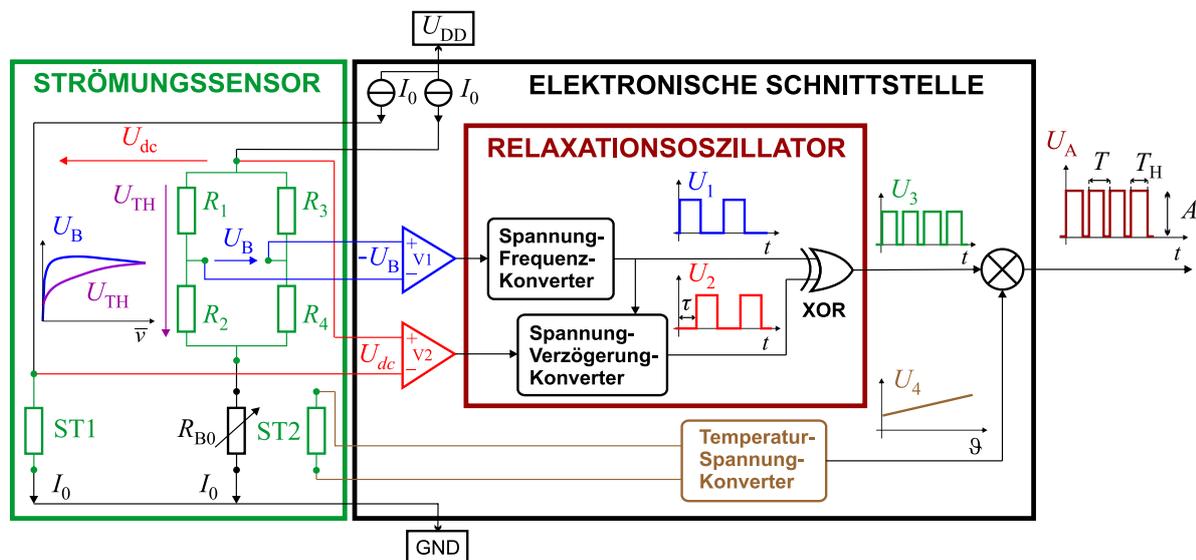


Abb. 6.23: Blockschaltbild des Strömungssensors mit verteilten Thermistoren in Verbindung mit der elektronischen Schnittstelle sowie die wichtigsten Signalverläufe. Die Frequenz des Ausgangssignals U_A korrespondiert mit U_B während der Tastgrad T_H/T eine Funktion von U_{TH} ist. Der Ausgangspegel A hängt von der Umgebungstemperatur ϑ ab.

für den Einsatz mit Strömungssensoren nur leicht modifiziert werden. Das entsprechende Blockschaltbild basierend auf einem Relaxationsoszillator ist in Abb. 6.23 dargestellt. Die Schnittstelle liefert den konstanten Versorgungsstrom I_0 für die Thermistorbrücke sowie den Substratthermistor ST1. Neben der Brückenspannung U_B wird auch die Spannung

$$U_{dc} = U_{TH} + I_0 \cdot R_{B0} - I_0 \cdot R_{ST1}, \quad (6.11)$$

als Eingangsgröße der Schnittstelle herangezogen. Dabei ist R_{B0} ein Potentiometer in Serie mit der Thermistorbrücke, während R_{ST1} den Widerstandswert des Substratthermistors ST1 bezeichnet. Die zwei Eingangsspannungen werden zuerst tiefpassgefiltert, mittels Chopper-Verstärkern V1 und V2 verstärkt und einem Relaxationsoszillator zugeführt. Die Frequenz des vom Relaxationsoszillator erzeugten Rechtecksignals U_1 ist dabei eine lineare Funktion der Brückenspannung U_B . Dieses Signal wird nun zeitlich verzögert, wobei die Verzögerungsdauer τ durch die Spannung U_{dc} gesteuert wird und somit eine Funktion der Spannung an Anschlussklemmen der Brücke U_{TH} ist. Führt man das so gewonnene Signal U_2 sowie das Ursprungssignal U_1 einem XOR-Gatter zu, so ergibt sich an seinem Ausgang ein Rechtecksignal doppelter Frequenz (U_3), dessen Tastgrad⁵ proportional zur Verzögerungsdauer ist.

Der zweite Substratthermistor ST2 wird ebenfalls mit konstantem Strom versorgt und die Spannung an seinen Anschlussklemmen mit einem Logarithmierer verstärkt. Aufgrund der exponentiellen Thermistorkennlinie ergibt sich daraus die Spannung U_4 , die eine lineare Funktion der Umgebungstemperatur ϑ ist. Multipliziert man diese Spannung mit dem Ausgangssignal des Relaxationsoszillators U_3 , ergibt sich das Ausgangssignal

⁵Engl. duty cycle, der Quotient von Pulsdauer und Periode $dc = T_H/T$.

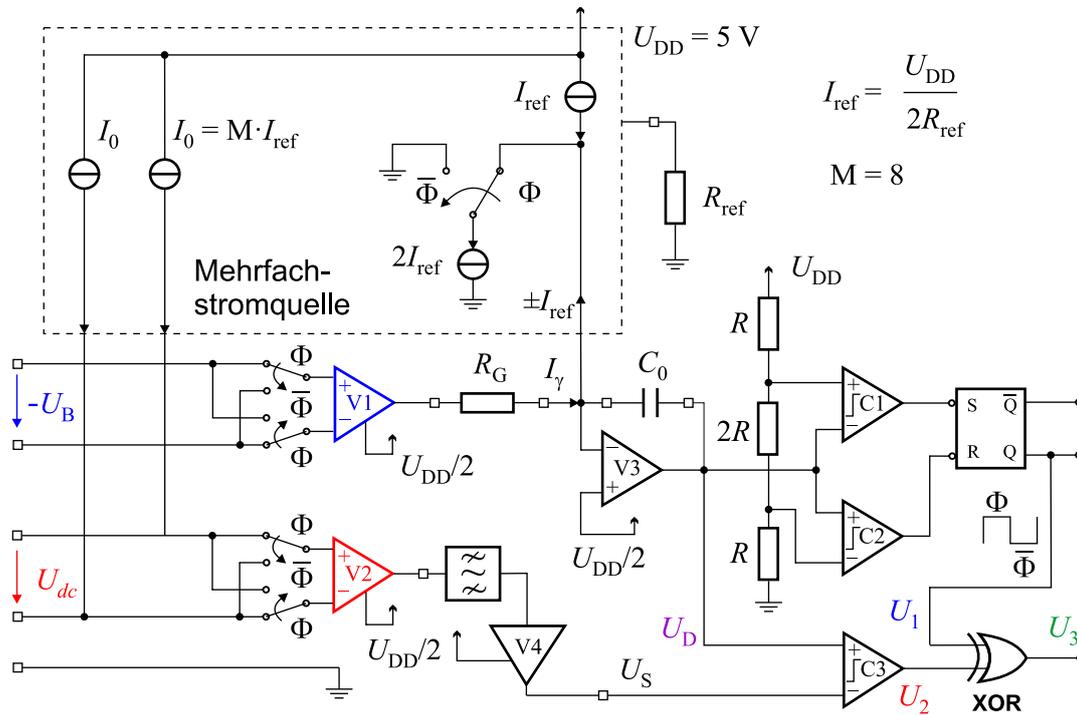


Abb. 6.24: Vereinfachtes Schaltbild der ASIC-Schnittstelle. Mit dem Symbol \square sind Anschlussstellen und Zugangspunkte gekennzeichnet.

der elektronischen Schnittstelle U_A , dessen Pulspegel von der Umgebungstemperatur abhängt⁶. Darüber hinaus ist seine Frequenz eine Funktion der Brückenspannung, während der Tastgrad von der Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke abhängt. Somit kann man mit einem einzigen Signal die drei Messgrößen (U_B , U_{TH} und ϑ) gleichzeitig und unabhängig voneinander übertragen.

Mit Ausnahme von Logarithmierer und Multiplizierer wurde der Rest der elektronischen Schnittstelle als eine anwendungsspezifische integrierte Schaltung (ASIC, engl. Application-Specific Integrated Circuit) realisiert. Das vereinfachte Schaltbild ist in Abb. 6.24 dargestellt, während Abb. 6.25 die zugehörigen Signalverläufe skizziert. Es wird angenommen, dass sich das System an Anfang im Zustand Φ befindet. Wenn die Brückenspannung null ist, beträgt der Strom I_γ ebenfalls null und der Kondensator C_0 wird allein durch den Strom I_{ref} aufgeladen. Dadurch steigt die Spannung am gemeinsamen Anschluss des Komparator-Paares C1-C2 bis der obere Schwellwert $3U_{DD}/4$ erreicht wird. In diesem Moment wechselt das System in den Zustand $\bar{\Phi}$, die Stromquelle schaltet um und der Kondensator wird entladen bis nun der untere Schwellwert $U_{DD}/4$ erreicht wird. So erhält man näherungsweise eine Dreiecksspannung U_D , die zwischen diesen zwei Schwellwerten pendelt, sowie die Rechteckspannung U_1 am Ausgang des RS-Flipflops, mit der auch die Chopper-Verstärker V1 und V2 getaktet werden. Die Grundfrequenz, die sich bei $I_\gamma = 0$ ergibt, hängt von der Referenzstromstärke I_{ref} und somit vom Widerstandswert R_{ref} ab und beträgt $1/C_0 R_{ref}$.

⁶Um Verwechslung mit der Ausgangssignalperiode T zu vermeiden, wird im Folgenden für die Umgebungstemperatur (in Grad Celsius) statt wie bis jetzt T_{LAB} das Symbol ϑ verwendet.

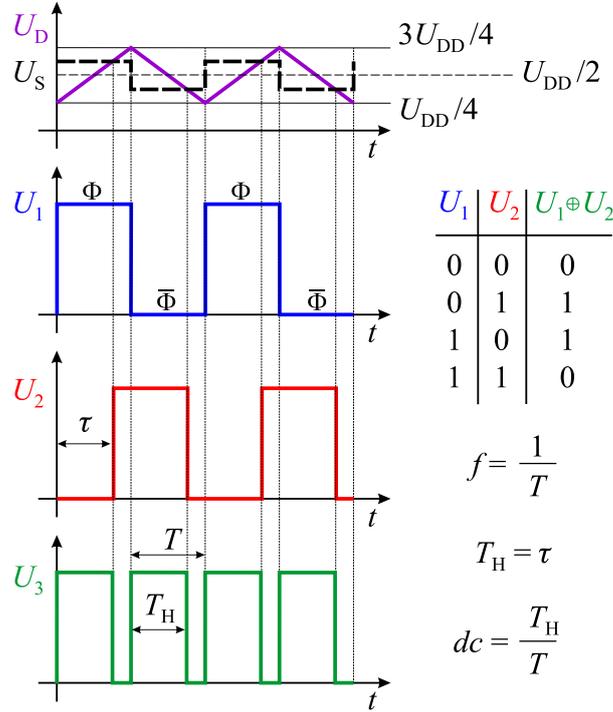


Abb. 6.25: Schematische Zeitverläufe der wichtigsten Signale innerhalb der elektronischen Schnittstelle für $U_{dc} > 0$. In diesem Fall gilt am Ausgang $dc > 50\%$.

Beim Vorhandensein einer Brückenspannung wird je nach Polarität der Kondensatorstrom durch I_γ verstärkt oder gemindert, sodass sich die Systemfrequenz entsprechend ändert. Die Brückenspannung ist typischerweise mit einem Offset belegt

$$U_B(\bar{v}, \vartheta) = U_{B,0}(\bar{v}, \vartheta) + U_{B,\text{offset}}(\vartheta), \quad (6.12)$$

wobei $U_{B,\text{offset}} = U_B(0, \vartheta)$ die Brückenspannung bei $\bar{v} = 0$ darstellt. Zudem sind sowohl die Brücken- als auch die zugehörige Offsetspannung abhängig von der Umgebungstemperatur ϑ . Aus Abb. 6.25 folgt

$$C_0 \cdot \frac{dU_D}{dt} = I_{\text{ref}} + I_\gamma = \frac{U_{DD}}{2R_{\text{ref}}} + \frac{G_1 U_B}{R_G}, \quad (6.13)$$

wobei G_1 die Verstärkung des Chopper-Verstärkers V1 bezeichnet. Mit Gl. (6.12) ergibt sich daraus

$$f = \frac{1}{T} = \frac{1}{C_0 R_{\text{ref}}} + \frac{2G_1 U_B}{C_0 R_G U_{DD}}, \quad \boxed{f(\bar{v}, \vartheta) = f_0(\vartheta) + k_1 \cdot U_{B,0}(\bar{v}, \vartheta)}$$

$$f_0 = \frac{1}{C_0 R_{\text{ref}}} + k_1 \cdot U_{B,\text{offset}}, \quad k_1 = \frac{2G_1}{C_0 R_G U_{DD}}. \quad (6.14)$$

Die offset-korrigierte Systemfrequenz $f - f_0$ ist demnach proportional zur offset-korrigierten Brückenspannung $U_{B,0}$. Mit dem Widerstand R_{ref} wird ausschließlich der notwendige Versorgungsstrom I_0 eingestellt. Die Grundfrequenz f_0 sowie die Empfindlichkeit k_1 werden daher durch die Wahl des Kondensators C_0 und des Widerstands R_G festgelegt.

Neben dem Komparator-Paar C1-C2 gibt es noch einen dritten Komparator C3, der die Dreiecksspannung U_D mit einer Schwellspannung U_S vergleicht, die wiederum eine Funktion der Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke ist. Aufgrund des Chopper-Verstärkers V2 weist U_S einen rechteckförmigen Verlauf mit der Frequenz $f/2$ auf. Nur wenn die Spannung U_{dc} null ist, wird die Schwellspannung konstant und beträgt dann $U_S = U_{DD}/2$. In diesem Fall entsteht am Ausgang des Komparators C3 ein Rechtecksignal, das im Vergleich zu U_1 um die Hälfte der Pulsdauer verzögert ist ($\tau = T/2$), womit der Tastgrad der Spannung $U_3 = U_1 \oplus U_2$ genau 1/2 bzw. 50 % beträgt⁷. Wenn U_{dc} wie in Abb. 6.25 positiv ist, wird die Schwellspannung während der steigenden Flanke der Dreiecksspannung größer als $U_{DD}/2$ und am Ausgang ergibt sich ein Signal mit $dc > 50\%$. Umgekehrt, für negative Werte der U_{dc} Spannung, liegt die Schwellspannung während der steigenden U_D -Flanke unter der Marke von $U_{DD}/2$, sodass der Tastgrad des Ausgangssignals weniger als 50 % beträgt.

Ähnlich wie die Brückenspannung, kann man auch die Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke als Summe eines nur temperaturabhängigen Offsets und eines offsetfreien, temperatur- und strömungsabhängigen Signals darstellen

$$U_{TH}(\bar{v}, \vartheta) = U_{TH,0}(\bar{v}, \vartheta) + U_{TH,offset}(\vartheta), \quad (6.15)$$

wobei $U_{TH,offset} = U_{TH}(0, \vartheta)$ die Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke bei $\bar{v} = 0$ bezeichnet. Mit Gl. (6.11) lässt sich dann der Tastgrad folgendermaßen ausdrücken

$$dc = \frac{T_H}{T} = \frac{1}{2} + \frac{G_2 G_4 \cdot U_{dc}}{U_{DD}/2}, \quad \boxed{dc(\bar{v}, \vartheta) = dc_0(\vartheta) + k_2 \cdot U_{TH,0}(\bar{v}, \vartheta)}$$

$$dc_0 = \frac{1}{2} + k_2 \cdot (U_{TH,offset} + I_0 \cdot R_{B0} - I_0 \cdot R_{ST1}), \quad k_2 = \frac{2G_2 G_4}{U_{DD}}, \quad (6.16)$$

wobei G_2 und G_4 die Verstärkung des Chopper-Verstärkers V2 beziehungsweise des Verstärkers V4 bezeichnen. Der offset-korrigierte Tastgrad $dc - dc_0$ ist somit proportional zur offset-korrigierten Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke $U_{TH,0}$. Der Anfangstastgrad dc_0 sowie die Empfindlichkeit k_2 können durch die passende Wahl des Widerstandswertes von R_{B0} und der Verstärkung G_4 eingestellt werden.

Aufgrund der Selbsterwärmung und des negativen Temperaturkoeffizienten hat der Gesamtbrückenwiderstand R_{TH} einen niedrigeren Wert als der Substratthermistor R_{ST1} . Die Differenz der Spannungsabfälle an diesen zwei Widerständen $I_0 \cdot R_{TH} - I_0 \cdot R_{ST1}$ ist somit immer negativ, wobei sie mit steigender Strömungsgeschwindigkeit aufgrund der konvektiven Abkühlung betragsmäßig kleiner wird. Ohne den Widerstand R_{B0} wäre die Spannung U_{dc} am Eingang des Chopper-Verstärkers V2 nach Gl. (6.11) somit auch negativ und der Tastgrad immer unter 50 %. Erst indem der passende Widerstand R_{B0} in Serie mit der Brücke geschaltet wird, ist das Erreichen des vollen Tastgradbereichs (zwischen 10 und 90 %) überhaupt möglich.

Der ASIC-Chip wurde in 0,7 μm Standard-CMOS-Technologie der Firma Alcatel realisiert und in ein DIL (engl. Dual-In-Line) Keramikgehäuse mit 28 Anschlüssen verpackt [119]. Ursprünglich wurde die Schaltung für einen Drucksensor entwickelt, dessen

⁷Das Symbol \oplus bezeichnet die logische XOR-Operation (Exklusiv-Oder).

Brückenspannung eine Funktion des Drucks ist, während die Spannung an den Anschlussklemmen von der Umgebungstemperatur abhängt [118]. Die zwei wichtigen Messgrößen, nämlich Druck und Temperatur, konnten damit über ein einziges Signal gleichzeitig übertragen werden.

Da beim Strömungssensor drei Messgrößen von Interesse sind, musste die Schnittstelle entsprechend angepasst werden. So wurde durch das Hinzufügen eines Multiplizierers am Ausgang des Relaxationsoszillators und die Einbindung eines der Substratthermistoren (vergl. Abb. 6.23) die Amplitudenmodulation realisiert, was die Erfassung und simultane Übertragung der Umgebungstemperatur ermöglicht. Mit dem anderen Substratthermistor konnte eine Minderung der Temperaturabhängigkeit des Tastgrades erreicht werden, was weiter unten noch detailliert beschrieben wird. Die Verstärkungen der beiden Chopper-Verstärker V1 und V2 waren fix eingestellt und nicht veränderbar ($G_1 = 51$ und $G_2 = 13,8$ vergl. [119]). Während man den Frequenzbereich mit dem Widerstand R_G noch steuern kann (vergl. Gl. (6.14)), war der Tastgradbereich des Ausgangssignals aufgrund der fixen Verstärkung G_2 ursprünglich nicht anpassbar. Erst durch das Einfügen eines externen Verstärkers V4 konnte der volle Tastgradbereich erreicht werden. Allerdings wurde durch diesen Eingriff der Komparator C3 aufgrund zusätzlichen Rauschens bei Schaltvorgängen instabil. Abhilfe brachte ein Bandpassfilter⁸, das sich vor dem Verstärker V4 befindet (vergl. Abb. 6.24). Seine obere Grenzfrequenz lag in der Größenordnung von 50 kHz, womit das störende hochfrequente Rauschen effektiv entfernt wurde.

Das beschriebene Funktionsprinzip ist ganz allgemein und nicht an eine bestimmte Ausführungsform gebunden. Eine Schaltung mit gleichen Ausgangssignalen könnte auch mit diskreten elektronischen Bauelementen realisiert werden. Zum Beispiel, lässt sich mit nur zwei Operationsverstärkern und einem Transistor ein spannungsgeregelter Oszillator (VCO, engl. Voltage Controlled Oscillator) aufbauen [120]. Dadurch würde man auf elegante Weise den Bedarf nach Chopper-Verstärkern umgehen und gleichzeitig das frequenzmodulierte Signal U_1 sowie das Dreieckssignal U_D erhalten. Die Schwellspannung U_S könnte durch die Multiplikation des offset-bereinigten U_1 -Signals mit U_{dc} und darauf folgende Addition eines neuen Offsets ($U_{DD}/2$) gewonnen werden. Komparator C3 und XOR-Gatter bleiben in diesem Fall wie in Abb. 6.24 angegeben, während die zweifache Stromquelle I_0 noch gesondert zu realisieren ist.

Für die experimentelle Charakterisierung wurde in allen Fällen ein Versorgungsstrom von $I_0 = 40 \mu\text{A}$ gewählt. Laut Messungen liegt die dissipierte Heizleistung in diesem Fall bei nur etwa $120 \mu\text{W}$ (vergl. Abb. 6.12b), während die Übertemperatur ΔT_{TH} weniger als 1 K beträgt, sodass sie in erster Näherung vernachlässigt werden kann. Abbildung 6.26 zeigt Oszillogramme mit allen wichtigen Signalen der Schnittstelle außer der Spannung U_1 . Diese beträgt 5 V bei steigender Flanke der Dreiecksspannung U_D sonst 0 V (vergl. Abb. 6.25). Die Spannung am Eingang des Chopper-Verstärkers V1 war während der Aufnahme konstant gehalten und der Kondensator C_0 so gewählt, dass die Frequenz bei etwa 27 kHz liegt. Dargestellt sind die zwei charakteristischen Fälle – wenn das Ausgangssignal U_3 einen Tastgrad von weniger als 50 % aufweist ($U_{dc} < 0$, Abbildung links),

⁸Als Filter wurde Bandpass gewählt, damit neben dem Rauschen auch der Offset von V2 entfernt wird. Nach Verstärkung mit V4 wird dem Signal erneut ein Offset in der Höhe von $U_{DD}/2$ hinzugefügt.

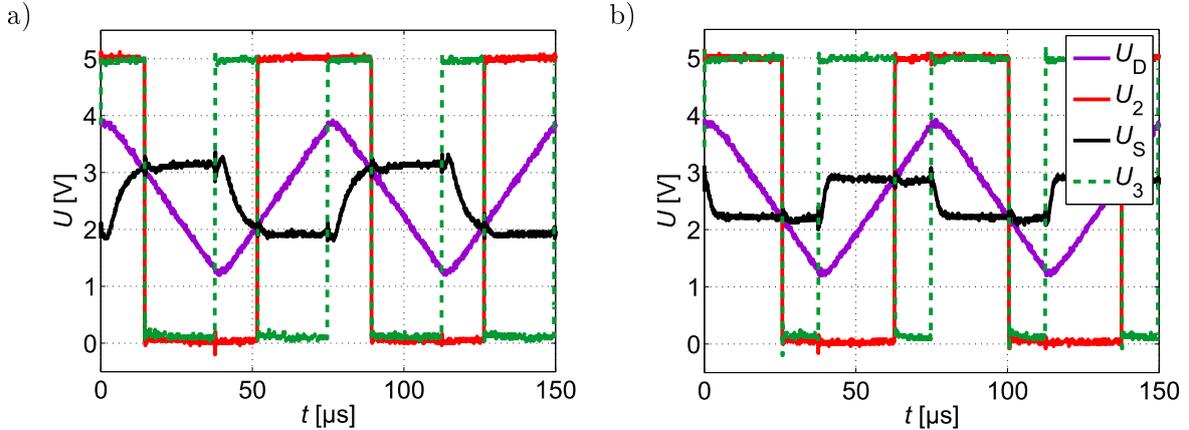


Abb. 6.26: Oszillogramme mit den wichtigsten ASIC-Signalen wenn (a) die Spannung $U_{dc} < 0$ ($dc \approx 38\%$) und (b) $U_{dc} > 0$ ($dc \approx 68\%$) ist.

sowie wenn der Tastgrad über 50 % liegt ($U_{dc} > 0$, Abbildung rechts). Das rechte Bild entspricht somit der schematischen Darstellung in Abb. 6.25. Aufgrund von Bandpassfilterung sowie Signalübersprechen weist die Schwellspannung U_S allerdings keinen idealen rechteckförmigen Signalverlauf auf. Dies hat jedoch keinen Einfluss auf die prinzipielle Funktionsweise der Schaltung.

In Abb. 6.27a sind Messergebnisse mit dem Strömungssensor dargestellt, wobei beide Strömungsrichtungen berücksichtigt wurden. Die Schnittstelle wurde für diese Messung so konfiguriert, dass die Grundfrequenz bei $f_0 = 23,6\text{ kHz}$ liegt und der Anfangstastgrad $dc_0 = 29,4\%$ beträgt. Zieht man von der Frequenz-Charakteristik die Grundfrequenz ab, erhält man eine näherungsweise ungerade Funktion der Strömungsgeschwindigkeit $f(\bar{v}) - f_0$, deren Vorzeichen zur Bestimmung der Strömungsrichtung herangezogen werden kann. Im Gegensatz dazu hängt der Tastgrad dc nur von der Abkühlung der Heißfilmbrücke ab und weist daher eine näherungsweise symmetrische Charakteristik auf.

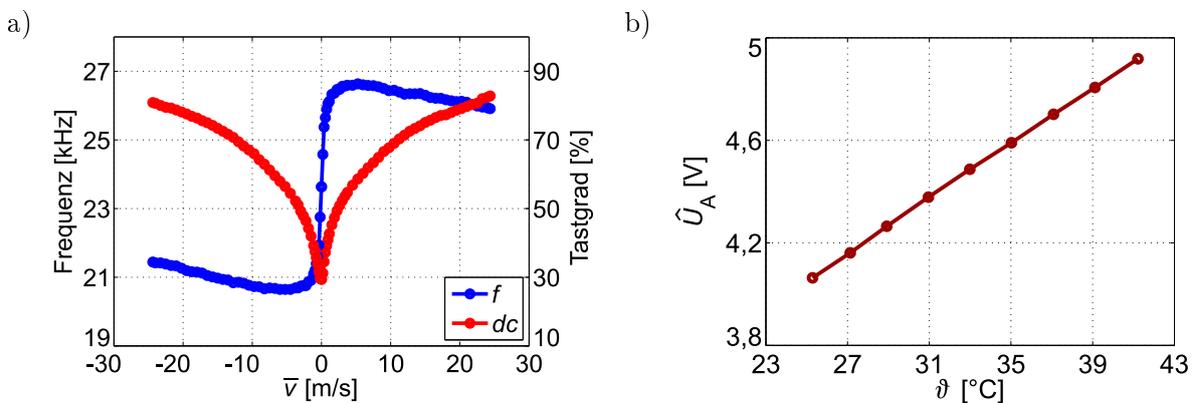


Abb. 6.27: (a) Frequenz und Tastgrad als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit gemessen bei konstanter Umgebungstemperatur von $\vartheta = 27^\circ\text{C}$. Eingestellt wurde $k_1 = 0,65\text{ kHz/mV}$ und $k_2 = 1,6\%/mV$. (b) Maximalwert des Ausgangssignals \hat{U}_A (Ausgangspegel) in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur.

Der Ausgangspegel $A = \hat{U}_A$ hängt wie beabsichtigt von der Umgebungstemperatur ab (Abb. 6.27b). Er kann durch eine lineare Funktion gut approximiert werden

$$A = A_0 + k_3 \cdot \vartheta, \quad (6.17)$$

wobei der Pegel A_0 (der sich bei $\vartheta = 0^\circ\text{C}$ einstellt) sowie die Empfindlichkeit k_3 (Steigung der Kennlinie) durch die passende Dimensionierung des logarithmischen Verstärkers (in Abb. 6.23 als Temperatur-Spannung-Konverter bezeichnet) eingestellt werden können. Allerdings muss man dabei darauf achten, dass der Ausgangspegel nicht unter den Minimalspannungswert fällt, der bei der verwendeten Digitaltechnik für das Detektieren von logisch eins notwendig ist (minimaler „High“-Pegel, bei TTL etwa 2 V, bei 5V-CMOS etwa 3,5 V). Nach oben ist der Ausgangspegel durch die jeweilige Versorgungsspannung U_{DD} begrenzt.

Wenn die Umgebungstemperatur ϑ während der Messung nicht variieren würde, könnte man an der Stelle vom Thermistor R_{ST1} ein Potentiometer nehmen und auf den Widerstand R_{B0} komplett verzichten. Denn der Anfangstastgrad dc_0 lässt sich nach Gl. (6.16) auch durch geeignete Wahl des Widerstandswertes R_{ST1} einstellen. Allerdings ändert sich die Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke mit einem Temperaturkoeffizienten von etwa $-2\%/K$ (vergl. Gl. (5.11) bzw. (5.10) bei sehr niedrigen Übertemperaturen ΔT_{TH}) und diese Abhängigkeit würde sich in diesem Fall direkt auf die Eingangsspannung des Chopper-Verstärkers V2 und somit auf den Tastgrad übertragen. Mit Gl. (6.11) und $R_{\text{TH}} = R_0 \cdot e^{\alpha(\vartheta + \Delta T_{\text{TH}})}$ folgt für die Änderung der Spannung U_{dc} mit der Änderung der Umgebungstemperatur im Falle, dass R_{ST1} temperaturunabhängig sei

$$U_{dc}(\vartheta) = I_0 \cdot R_{\text{TH}}(\vartheta) - I_0 \cdot R_{\text{ST1}} + I_0 \cdot R_{\text{B0}},$$

$$\left. \frac{dU_{dc}}{d\vartheta} \right|_{R_{\text{ST1}}=\text{konst}} = I_0 \cdot R_0 \cdot e^{\alpha(\vartheta + \Delta T_{\text{TH}})} \cdot \alpha \cdot \left(1 + \frac{d\Delta T_{\text{TH}}}{d\vartheta} \right) \approx \alpha \cdot U_{\text{TH}}, \quad (6.18)$$

wobei angenommen wird, dass bei geringer Selbsterwärmung $\frac{d\Delta T_{\text{TH}}}{d\vartheta} \ll 1$ gilt⁹. Daraus sowie Gl. (6.16) kann man die Änderung des Tastgrades verursacht durch die Änderung der Umgebungstemperatur $\Delta\vartheta$ abschätzen

$$\Delta dc = k_2 \cdot \Delta U_{dc} \approx k_2 \cdot \alpha \cdot U_{\text{TH}} \cdot \Delta\vartheta. \quad (6.19)$$

Für den gewählten Versorgungsstrom von $I_0 = 40\ \mu\text{A}$ liegt die Spannung U_{TH} bei Raumtemperatur in der Größenordnung von 3 V. Geht man weiters von einer Empfindlichkeit von $k_2 = 1,6\ \%/m\text{V}$ aus (wie es bei der Messung aus Abb. 6.27a der Fall war), so folgt aus der obigen Gleichung, dass schon eine Temperaturänderung von weniger als $\pm 1\ \text{K}$ ausreichend ist, damit der Tastgrad die untere oder die obere Grenze erreicht.

Betrachtet man die Signalverläufe der ASIC-Schnittstelle aus Abb. 6.25, so erreicht der Tastgrad die Marke 100 % genau dann, wenn bei steigender Flanke des Dreiecksignals

⁹Für die Übertemperatur bei $I_0 = \text{konst.}$ gilt $\Delta T_{\text{TH}} = P \cdot R_{\text{therm}} = I_0^2 \cdot R_{\text{TH}} \cdot R_{\text{therm}}$. Nimmt man R_{therm} in der ersten Näherung als unabhängig von der Umgebungstemperatur an, so folgt daraus $\frac{1}{\Delta T_{\text{TH}}} \frac{d\Delta T_{\text{TH}}}{d\vartheta} = \frac{1}{R_{\text{TH}}} \frac{dR_{\text{TH}}}{d\vartheta} = \beta_{R_{\text{TH}}} = \frac{\alpha}{1 - \alpha \cdot \Delta T_{\text{TH}}}$ (vergl. (5.10)). Für ΔT_{TH} in der Größenordnung von 1 K ist somit die Ableitung $\frac{d\Delta T_{\text{TH}}}{d\vartheta} = \frac{\alpha \cdot \Delta T_{\text{TH}}}{1 - \alpha \cdot \Delta T_{\text{TH}}}$ tatsächlich viel kleiner als 1.

die Schwellspannung $U_S = 3U_{DD}/4$ beträgt. Für höhere Werte von U_S bleibt die Ausgangsspannung U_3 beim größten Pegel und ändert sich nicht mehr. Umgekehrt, wenn die Schwellspannung den unteren Pegel $U_{DD}/4$ unterschreitet, wird die Ausgangsspannung null. Für einen sinnvollen Betrieb muss daher darauf geachtet werden, dass die Schwellspannung bei Temperaturschwankungen immer im Bereich von $U_{DD}/4 < U_S < 3U_{DD}/4$ bleibt. Dies wird durch den Einsatz des Substratthermistors erreicht.

Aufgrund seiner Lage kann die Übertemperatur des Substratthermistors insbesondere bei niedrigen Versorgungsströmen vernachlässigt werden. Mit $R_{ST1} = R_0 \cdot e^{\alpha \cdot \vartheta}$ kann man in diesem Fall ähnlich wie in Gl. (6.18) die Änderung der Spannung U_{dc} mit der Änderung der Umgebungstemperatur ermitteln

$$U_{dc}(\vartheta) = I_0 \cdot R_{TH}(\vartheta) - I_0 \cdot R_{ST1}(\vartheta) + I_0 \cdot R_{B0},$$

$$\left. \frac{dU_{dc}}{d\vartheta} \right|_{R_{ST1}(\vartheta)} = I_0 \cdot R_0 \cdot e^{\alpha(\vartheta + \Delta T_{TH})} \cdot \alpha \cdot \left(1 + \frac{d\Delta T_{TH}}{d\vartheta} \right) - I_0 \cdot R_0 \cdot e^{\alpha \cdot \vartheta} \cdot \alpha,$$

$$\left. \frac{dU_{dc}}{d\vartheta} \right|_{R_{ST1}(\vartheta)} \approx I_0 \cdot R_0 \cdot e^{\alpha \cdot \vartheta} \cdot \alpha \cdot (e^{\alpha \cdot \Delta T_{TH}} - 1), \quad (6.20)$$

wobei wieder $\frac{d\Delta T_{TH}}{d\vartheta} \ll 1$ angenommen wurde. Vergleicht man die zwei Fälle miteinander

$$\frac{\left. \frac{dU_{dc}}{d\vartheta} \right|_{R_{ST1}=\text{konst}}}{\left. \frac{dU_{dc}}{d\vartheta} \right|_{R_{ST1}(\vartheta)}} = \frac{e^{\alpha \cdot \Delta T_{TH}}}{e^{\alpha \cdot \Delta T_{TH}} - 1}, \quad (6.21)$$

so ergibt sich für $\Delta T_{TH} < 1\text{K}$ eine Reduktion der Temperaturabhängigkeit der Spannung U_{dc} betragsmäßig um mehr als einen Faktor 50. Erst durch diese Maßnahme war es überhaupt möglich die ASIC-Schnittstelle mit dem Strömungssensor in Betrieb zu nehmen.

Das Temperaturverhalten eines Strömungssensors mit verteilten Thermistoren in Verbindung mit der ASIC-Schnittstelle wurde mit dem in Unterabschnitt 4.3.3 beschriebenen Messaufbau untersucht. Dabei befand sich nur der Sensor in der Temperaturkammer, während die Schnittstelle bei Raumtemperatur betrieben wurde. Die Messergebnisse sind in Abb. 6.28 dargestellt. Die Brückenspannung hat einen negativen Temperaturkoeffizienten (vergl. Abb. 6.18), sodass mit steigender Umgebungstemperatur die Frequenz des Ausgangssignals abnimmt. Das getestete Sensorexemplar weist eine relativ große Offsetspannung $U_{B,\text{offset}}(\vartheta) = U_B(0, \vartheta)$ auf, was sich durch die Temperaturabhängigkeit der Grundfrequenz $f_0(\vartheta)$ nach Gl. (6.14) bemerkbar macht (Ausschnitt in Abb. 6.28a).

Der Einsatz vom Substratthermistor ST1 hat keine Auswirkung auf das Temperaturverhalten der Frequenz, da er nur die Spannung U_{dc} beeinflusst

$$U_{dc} = I_0 \cdot R_{TH}(\bar{v}, \vartheta) - I_0 \cdot R_{ST1}(\vartheta) + I_0 \cdot R_{B0} = I_0 \cdot \Delta R(\bar{v}, \vartheta) + I_0 \cdot R_{B0}. \quad (6.22)$$

Durch die Differenzbildung wirkt der Substratthermistor den Widerstandsänderungen der Heißfilmbrücke bei Schwankungen der Umgebungstemperatur entgegen. Aufgrund der niedrigen Übertemperatur weisen beide einen näherungsweise gleichen Temperaturkoeffizienten von etwa $-2\%/K$ auf. Bei steigenden Umgebungstemperaturen wird ihre

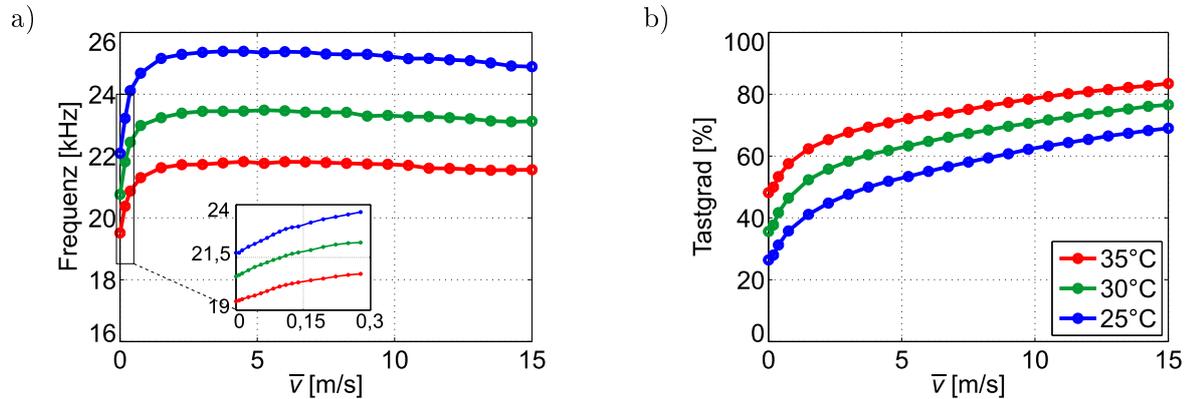


Abb. 6.28: Frequenz (a) und Tastgrad (b) als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit gemessen für verschieden Werte der Umgebungstemperatur. Eingestellt wurde $k_1 = 0,65 \text{ kHz/mV}$ und $f_0(25^\circ\text{C}) = 22,1 \text{ kHz}$ für (a) sowie $k_2 = 1,3 \text{ \%/mV}$ und $dc_0(25^\circ\text{C}) = 26,4 \text{ \%}$ für (b).

Differenz ΔR daher betragsmäßig kleiner. Wegen des negativen Vorzeichens ($\Delta R < 0$) nimmt in diesem Fall die Spannung U_{dc} und dadurch auch der Tastgrad zu. Bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten steigt aufgrund der starken konvektiven Abkühlung der Widerstandswert des Heißfilmthermistors R_{TH} . Dadurch verringert sich die Differenz ΔR und die Charakteristika in Abb. 6.28b rücken näher aneinander.

Sensoren mit Ausgangssignal im Frequenz-Zeit-Bereich werden oft als quasi-digital bezeichnet [121, 122]. Sie haben den Vorteil, dass sie direkt an ein digitales Datenverarbeitungssystem angeschlossen werden können. Mit diesem werden dann die Zeitintervalle und daraus die Größen wie Frequenz und Tastgrad ermittelt, ohne dass das Eingangssignal breitbandig abgetastet werden muss. Bei der beschriebenen experimentellen Charakterisierung wurde ein PC-gesteuerter konventioneller Zähler eingesetzt (HP 5334B, Universal Counter). Da es sich beim Ausgangssignal der Schnittstelle um ein quasi-digitales Signal handelt, kann die anschließende Datenverarbeitung sehr einfach auch mit einem Mikrocontroller realisiert werden. Das entsprechende Blockschaltbild ist in Abb. 6.29 dargestellt.

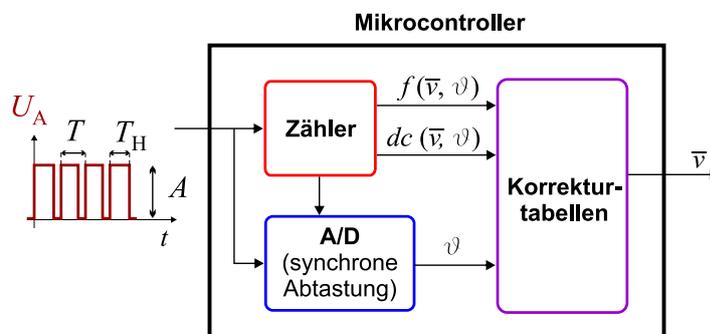


Abb. 6.29: Blockschaltbild eines Datenverarbeitungssystems, mit dem aus dem Ausgangssignal der Schnittstelle U_A die mittlere Geschwindigkeit sowie die Strömungsrichtung im Kanal gewonnen werden können.

Mit dem Zähler werden die Periode T sowie die Dauer T_H , während der sich das Ausgangssignal im Zustand logisch Eins befindet, gemessen. Außerdem triggert er den Analog-Digital-Konverter zur synchronen Abtastung des Ausgangspegels A . Nachdem die Frequenz, der Tastgrad und die Umgebungstemperatur feststehen, werden mit Hilfe der im Mikrocontroller gespeicherten Korrektortabellen die Strömungsgeschwindigkeit und -richtung ermittelt.

Kapitel 7

Ausblick

In vorigen Kapiteln wurde am Beispiel eines kalorimetrischen Strömungssensors sowie zweier Heißfilmströmungssensoren gezeigt, dass sich Thermistoren auf Basis von amorphem Germanium gut für die thermischen Strömungssensoren eignen. In diesem Kapitel soll kurz geschildert werden, in welche Richtung sich weitere Forschung und Entwicklung auf diesem Gebiet entwickeln kann. Wie schon in der Einführung erwähnt, gibt es neben den beiden oben erwähnten Sensorarten auch Strömungssensoren, die auf der Transitzeitmessung beruhen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein solcher TOF-Strömungssensor entwickelt und getestet. Vorläufige Ergebnisse sind kurz im ersten Teil dieses Kapitels zusammengefasst.

Bei allen in dieser Arbeit vorgestellten Strömungssensoren erfolgt die Strömung tangential zur Sensoroberfläche entlang einer Achse, die senkrecht zu den Thermistoren liegt. Die Sensoren können zwar die Strömungsrichtung entlang der Achse unterscheiden, deren Lage jedoch ist durch den Strömungskanal fix vorgegeben. Es gibt aber Anwendungen, bei denen neben der Strömungsgeschwindigkeit auch die Strömungsrichtung entlang einer Grenzfläche vom Interesse ist. Ein typisches Beispiel ist die Erfassung der Windströmung in der Meteorologie. Durch geeignete Layout-Modifikation der in dieser Arbeit entwickelten Strömungssensoren, ist es gelungen, Windsensoren mit hervorragenden Eigenschaften zu realisieren. Damit wird sich der zweite Teil dieses Kapitels befassen.

7.1 TOF-Strömungssensor

Bei Time-Of-Flight Strömungssensoren wird am Heizer ein Wärmepuls erzeugt, der dann durch die Strömung zum stromabwärts positionierten Thermistor fortgetragen wird. Die Transitzeit des Pulses ist dabei eine Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit im Kanal. Wie schon im Kapitel 3 im Rahmen der analytischen Modellierung erwähnt wurde, wird der Raum, in dem die vom Heizer erzeugte Wärme übertragen wird, in drei Gebiete unterteilt: den mit *ruhendem* Fluid gefüllten Bereich unterhalb der Membran, die Membran selbst und den Bereich mit *strömendem* Fluid oberhalb der Membran. Für Sensoren die auf der Auswertung der Transitzeit beruhen ist es wichtig, dass möglichst viel Wärme in den dritten Bereich, in dem Konvektion stattfindet, eingepreßt wird,

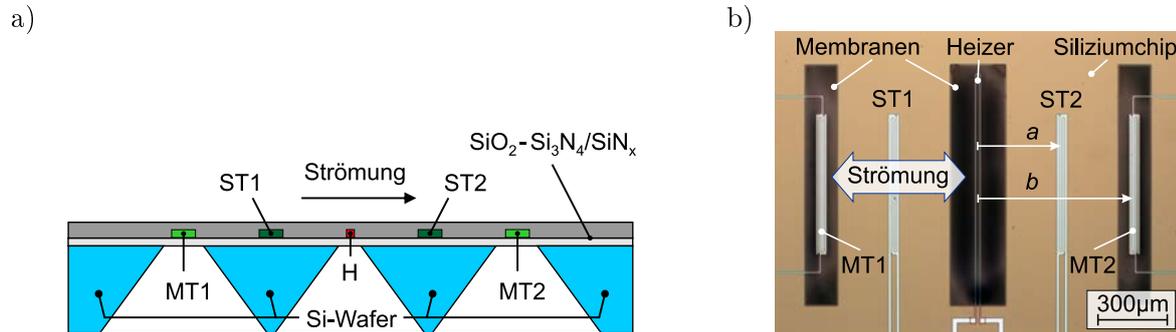


Abb. 7.1: (a) Schematischer Aufbau eines mit aGe-Thermistoren aufgebauten TOF-Strömungssensors. (b) Mikroskopaufnahme (Draufsicht) eines Sensorausschnitts mit Heizer sowie Membran- und Substratthermistoren. Abmessungen: Heizermembran $0,25 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$, Thermistormembranen $0,15 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$, $a = 400 \text{ } \mu\text{m}$, $b = 750 \text{ } \mu\text{m}$, Sensorchip $6 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$.

während gleichzeitig die Konduktion in restlichen Bereichen minimiert werden soll. Ein modifiziertes Sensorlayout, das genau dies ermöglicht ist in Abb. 7.1a dargestellt. Statt in einer einzigen Membran wie beim kalorimetrischen Sensor (vergl. Abb. 4.1) werden hier die wichtigsten Sensorelemente in räumlich getrennte Membranen eingebettet. Dabei wird der Heizer durch sehr gut wärmeleitende Siliziumbereiche von stromauf- und -abwärts liegenden Thermistoren separiert.

Theoretisch genügt es, zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit nur den zeitlichen Temperaturverlauf des stromabwärts positionierten Thermistor zu untersuchen. Um vom variablen, durch die Schwankungen der Umgebungstemperatur hervorgerufenen Offset unabhängig zu sein, wird stattdessen der Temperaturunterschied zwischen zwei Membranthermistoren MT2 und MT1 ausgewertet. Das kann wie beim kalorimetrischen Sensor mittels Transimpedanzverstärkern in Verbindung mit einem Instrumentenverstärker realisiert werden (vergl. Abb. 4.10) oder man kann die vier vorhandenen Thermistoren (MT1 und MT2 sowie ST1 und ST2) zu einer Messbrücke verbinden, wie das schon beim Sensor mit verteilten Thermistoren der Fall war (vergl. Abb. 6.3). Für die experimentelle Charakterisierung wurde die zweite Option gewählt und die Thermistorbrücke mit 1 V Spannung versorgt. Die Brückenspannung wurde mit einem Instrumentenverstärker abgegriffen, 3000-fach verstärkt und abschließend offset-bereinigt.

Der zeitliche Verlauf der so gewonnen Ausgangsspannung U_A für zwei Werte der mittleren Strömungsgeschwindigkeit ist in Abb. 7.2 illustriert. Für den nötigen Wärmepuls sorgt eine Spannung von 5 V, die am Heizer während einer Zeit von 5 ms angelegt wird. Als Transitzeit (t_{TOF}) wird die Zeitspanne zwischen der Abschaltung der Heizspannung und dem Erreichen des Maximalwertes der Ausgangsspannung definiert. Je schneller die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Kanal ist, desto kürzer beträgt die gemessene Transitzeit. Während das Fluid den Wärmepuls stromabwärts vom Heizer trägt, wird der Puls durch Diffusion abgeschwächt und verbreitert. Je kürzer die Transitzeit desto weniger fällt dieser Effekt ins Gewicht, sodass die maximale Pulshöhe $U_{A,\text{max}}$ steigt.

Beide Größen (t_{TOF} und $U_{A,\text{max}}$) können also zur Messung der Strömungsgeschwindigkeit herangezogen werden. In Abb. 7.3 ist ihre Abhängigkeit von der mittleren Strö-

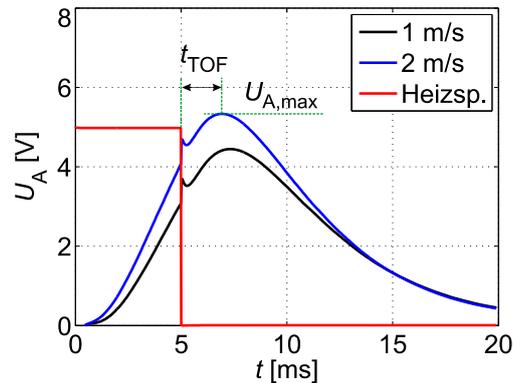


Abb. 7.2: Zeitlicher Verlauf der Ausgangsspannung U_A bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten, wenn am Heizer ein 5 ms langer und 5 V hoher Spannungspuls angelegt wird.

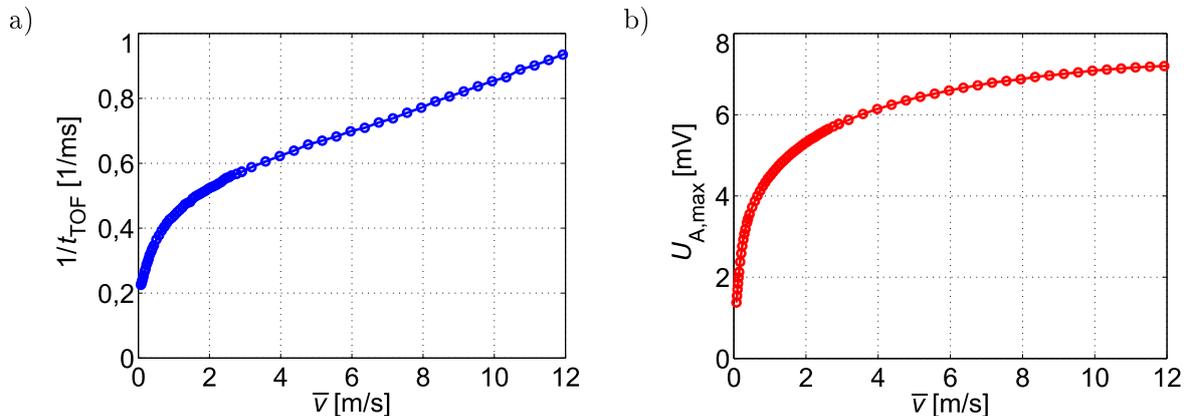


Abb. 7.3: Reziprokwert der Transitzeit (a) sowie Maximalwert der Pulshöhe (b) als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit.

mungsgeschwindigkeit dargestellt. Anstelle der Transitzeit wird bevorzugt ihr Kehrwert herangezogen, da diese Charakteristik monoton steigend verläuft.

In Anhang B wird das analytische Modell eines sehr einfachen TOF-Sensors vorgestellt, mit dessen Hilfe sich die wichtigsten Zusammenhänge gut erklären lassen. Daran anschließend ist eine eigene Publikation zu finden, in der die Charakterisierung des oben vorgestellten TOF-Sensors, allerdings mit leicht modifizierten Abmessungen, etwas detaillierter beschrieben wird [123].

7.2 Windsensoren

Für die Charakterisierung aller bisherigen Sensoren in dieser Arbeit wurde der in Unterabschnitt 4.3.1 beschriebene Messaufbau verwendet (vergl. Abb. 4.5). Die Strömung erfolgt stets tangential an der Sensoroberfläche, wobei die Richtung so gewählt wurde, dass sich ein maximales Ausgangssignal ergibt. Dies ist genau dann der Fall, wenn die Strömungsrichtung und langgestreckte Thermistoren einen rechten Winkel bilden.

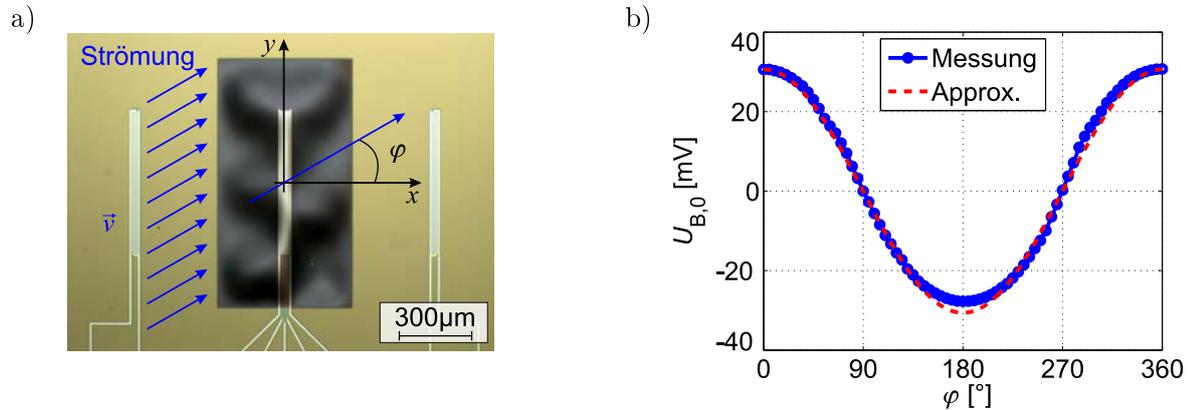


Abb. 7.4: (a) Membranbereich eines Heißfilmströmungssensors wird tangential unter dem Winkel φ angeströmt. (b) Offset-bereinigte Brückenspannung $U_{B,0}$ als Funktion von φ . Für Approximation gilt $A \cdot \cos(\varphi)$, wobei A die offset-bereinigte Brückenspannung für $\varphi = 0$ bezeichnet.

Untersucht man bei jenen Sensoren, die auf der Auswertung einer Temperaturdifferenz basieren, die Abhängigkeit der Ausgangssignale von der Anströmrichtung, so ergibt sich sowohl beim kalorimetrischen als auch beim Heißfilmsensor ein näherungsweise sinusförmige Winkelabhängigkeit. Dies wird in Abb. 7.4 am Beispiel der Brückenspannung eines Heißfilmsensors aus Kapitel 5 demonstriert. Als charakteristischer Winkel φ wird der Winkel zwischen der Strömungsrichtung und der x -Achse definiert (Abb. 7.4a). Die offset-bereinigte Brückenspannung $U_{B,0}$ erreicht betragsmäßig ihren maximalen Wert, wenn die Strömung senkrecht auf den Heißfilm erfolgt ($\varphi = 0^\circ$ bzw. 180°), wobei die Winkelabhängigkeit gut durch eine Cosinusfunktion approximiert werden kann (Abb. 7.4b).

In der abgebildeten Konfiguration korrespondiert das Ausgangssignal daher mit x -Komponente der Strömungsgeschwindigkeit $u = |\vec{v}| \cdot \cos(\varphi)$. Für die Bestimmung der Strömungsrichtung reicht es somit zwei zueinander orthogonal positionierte Sensoren einzusetzen. Aus den jeweiligen Ausgangsspannungen U_x und U_y kann man mit

$$\begin{aligned}
 U_x &= A \cdot \cos(\varphi), & U_y &= A \cdot \cos\left(\varphi - \frac{\pi}{2}\right) = A \cdot \sin(\varphi) \\
 \varphi &= \arctan\left(\frac{U_x}{U_y}\right) + \xi, & \xi &\in \{0, \pi, 2\pi\} \\
 A &= \sqrt{U_x^2 + U_y^2} = f(|\vec{v}|), & |\vec{v}| &= f^{-1}(A),
 \end{aligned} \tag{7.1}$$

die Strömungsrichtung φ und den Betrag der Strömungsgeschwindigkeit $|\vec{v}|$ berechnen. In der obigen Gleichung wird der begrenzte Wertebereich vom Arkustangens ($-\pi/2 \leq \arctan(\varphi) \leq \pi/2$) durch die Addition eines Korrekturwinkels ξ , dessen Wert vom Vorzeichen der Ausgangsspannungen abhängt, berücksichtigt.

Um die technische Realisierbarkeit dieses Konzepts zu demonstrieren, wurde eine Computermouse basierend auf aGe-Strömungssensoren entwickelt [74]. Das Funktionsprinzip kann anhand Abb. 7.5a erklärt werden. Auf der unteren Gehäusesseite ist ein

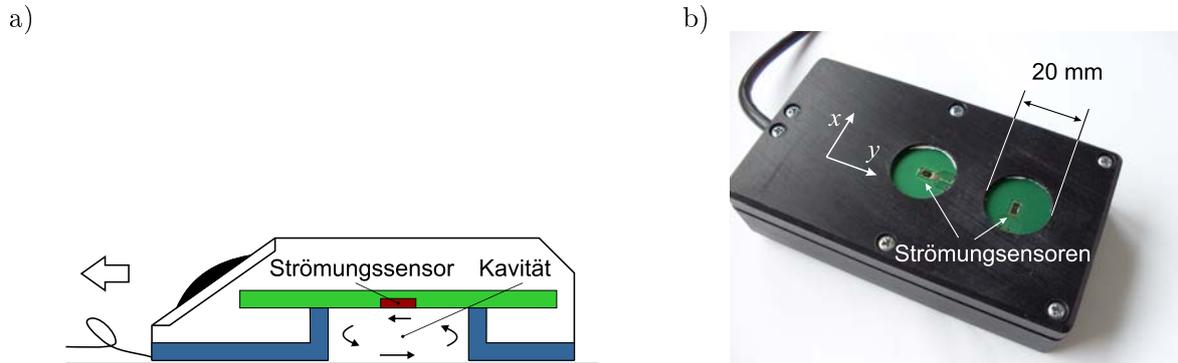


Abb. 7.5: (a) Schematischer Querschnitt durch die Mitte der Computermaus mit einem zylindrischen Hohlraum auf der Unterseite des Gehäuses. (b) Unterseite des PC-Maus-Prototyps mit zwei Hohlräumen (Tiefe 2 mm, Durchmesser 20 mm). Die zueinander orthogonal angeordneten Strömungssensoren messen die x - und y -Komponente der Bewegungsgeschwindigkeit.

zylindrischer Hohlraum integriert, in dem während der Mausbewegung eine wirbelartige Luftströmung entsteht [124]. Diese wird von einem im Zentrum des Zylinderbodens fluchtend montierten Strömungssensor detektiert und in ein Signal proportional zur Bewegungsgeschwindigkeit der Maus umgesetzt. Damit beide Geschwindigkeitskomponenten $u = |\vec{v}| \cdot \cos(\varphi)$ und $v = |\vec{v}| \cdot \sin(\varphi)$ erfasst werden können, müssen zwei identische Hohlräume vorgesehen werden, wobei die zugehörigen Strömungssensoren orthogonal zueinander angeordnet sind (Abb. 7.5b).

Anhand umfangreicher 2D- und 3D-FEM-Simulationen konnten optimale Hohlraumabmessungen ermittelt werden. Als Strömungssensoren wurden zwei im Kapitel 4 beschriebene kalorimetrische Sensoren eingesetzt. Die Charakterisierung erfolgte mittels eines handelsüblichen A3-Stiftplotters, an dessen Arm der Maus-Prototyp angebracht wurde. Es konnte gezeigt werden, dass die Sensorausgangssignale eine näherungsweise sinusartige Abhängigkeit bezüglich der Bewegungsrichtung der Maus aufweisen, sodass die Gleichungen (7.1) angewandt werden konnten [125, 126]. Die Sensorsignale wurden abschließend mit einem Mikrocontroller aufbereitet, der Geschwindigkeitsinformation via USB-Schnittstelle unter Verwendung des HID-Protokolls (engl. Human Interface Device) zur Verfügung stellt. Somit verhält sich das Prototyp als eine „plug-and-play“ PC-Maus, die an jeden Computer unabhängig vom jeweiligen Betriebssystem angeschlossen werden kann. Im Betrieb zeigte es gute Eigenschaften, vergleichbar mit jenen von handelsüblichen optischen Computermäusen [74].

Nachteilig bei diesem Konzept ist, dass stets zwei Strömungssensoren eingesetzt und ausgewertet werden müssen. Es liegt daher nahe, neue Sensorlayouts zu entwerfen, bei denen alle, für die Ermittlung der Strömungsrichtung notwendigen Sensorelemente in einer einzigen Membran eingebettet sind. Abbildung 7.6 illustriert, wie bei dieser Entwicklung vorgegangen wird. Im ersten Schritt werden zwei für die eindimensionale Strömungsmessung entworfene Sensoren orthogonal zueinander positioniert. Die Konfiguration ihrer aktiven Elemente (Thermistoren und gegebenenfalls auch Heizer) wird dann auf eine große quadratische Membran übertragen, so dass eine drehsymmetrische Struktur entsteht, die

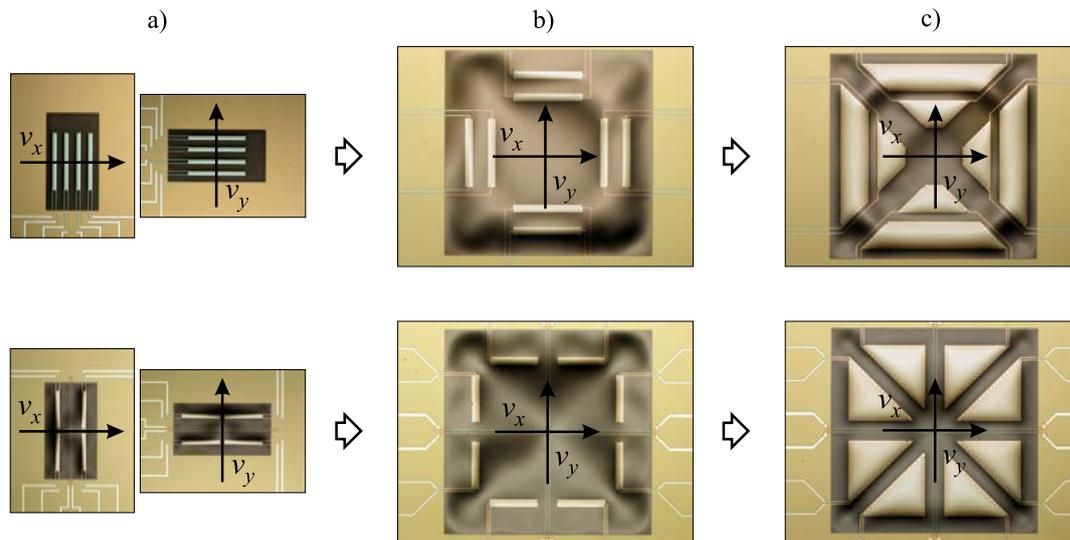


Abb. 7.6: Beispiele für die Entwicklung von Sensorlayouts: (a) Ausgangskonfiguration, (b) Ad-hoc-Struktur und (c) optimiertes Layout. Die quadratförmigen Membranen bei (b) und (c) messen jeweils $1,2\text{ mm} \times 1,2\text{ mm}$, während die Abmessungen der ganzen Sensorchips $6\text{ mm} \times 3\text{ mm} \times 0,35\text{ mm}$ betragen.

nach einer Drehung um 90° auf sich selbst abgebildet wird. Laut FEM-Simulationen liegt der Winkelfehler, der sich bei der Bestimmung der Strömungsrichtung mit solchen Ad-hoc-Strukturen ergibt, in der Größenordnung von ein bis zwei Grad [77, 78]. Daher wird in einem zweiten Schritt versucht, das Ad-hoc-Layout soweit zu modifizieren, dass der Winkelfehler minimiert wird.

Ausgangspunkt im oberen Teil von Abb. 7.6 ist der Sensor mit verteilten Thermistoren, der im Kapitel 6 ausführlich beschrieben wurde (vergl. Abb. 6.11). Als optimales Layout ergibt sich am Ende eine Konfiguration mit acht trapezförmigen Thermistoren, bei der ausschließlich der Selbsterwärmungseffekt zur Anwendung kommt [77]. Ausgangspunkt im unteren Teil von Abb. 7.6 ist ein kalorimetrischer Sensor, der in dieser Arbeit nicht behandelt wurde. Er ergibt sich aus dem kalorimetrischen Strömungssensor nach Kapitel 4, wenn seine Thermistoren längsseits zweigeteilt werden. Dadurch erhält man vier Membranthermistoren, die zu einer Brücke zusammengeschaltet werden (vergl. Abschnitt 6.2). Als optimiertes Layout ergibt sich daraus eine Struktur mit dreieckigen Thermistoren, die bevorzugt im kalorimetrischen Modus betrieben wird.

Erste experimentelle Untersuchungen zeigen, dass eine Winkelauflösung in der Größenordnung von einigen Grad durchaus möglich ist. Der begrenzende Faktor dabei ist nicht das Sensorlayout selbst, sondern vielmehr die Unzulänglichkeiten des gewählten Messaufbaus [127]. Diese Ergebnisse sind dennoch vergleichbar oder zum Teil besser als jene, die mit alternativen miniaturisierten Windsensoren auf thermischer Basis erzielt wurden [128].

In Anhang C wird eine eigene Publikation wiedergegeben, die den zur Charakterisierung verwendeten Messaufbau beschreibt [129]. Außerdem wird darin ein einfaches aber effizientes Korrekturverfahren vorgestellt, das auch bei der oben erwähnten PC-Maus zur Anwendung kam [74].

Kapitel 8

Zusammenfassung und Schlussfolgerung

Strömungssensoren finden eine breite Anwendung in verschiedenen Bereichen des modernen Lebens. Durch ihre Miniaturisierung mittels Mikrosystemtechnik erreicht man neben der Reduktion der Abmessungen und der geringen Leistungsaufnahme auch sehr kurze Ansprechzeiten im Millisekundenbereich. Außerdem kann man MEMS-Sensoren kostengünstig in großen Stückzahlen fertigen. Besonders einfach lassen sich thermische Strömungssensoren miniaturisieren. Sie bestehen aus einer oder mehreren Wärmequellen sowie Temperatursensoren und werten die strömungsabhängige Verteilung eines Temperaturfeldes aus. Man kann sie in drei Hauptarten unterteilen: Kalorimetrische Strömungssensoren, Hitzdraht- bzw. Heißfilmsensoren und TOF-Sensoren. Das Ziel dieser Arbeit war es zu untersuchen, inwieweit sich Temperatursensoren auf Basis von amorphem Germanium für verschiedene Arten von Strömungssensoren eignen sowie entsprechende Sensoren samt zugehöriger Auswerteelektronik zu entwickeln und zu charakterisieren.

Im Temperaturbereich zwischen 0°C und 100°C , für den die miniaturisierten Strömungssensoren entworfen wurden, weisen dünne Schichten aus amorphem Germanium einen näherungsweise konstanten, **negativen Temperaturkoeffizienten von etwa $-2\ \%/K$** auf. Dies ist betragsmäßig um einen Faktor fünf höher als der Temperaturkoeffizient von Dünnschichtwiderständen aus Platin. Darüber hinaus liegt der spezifische Widerstand von amorphem Germanium bei Raumtemperatur in der Größenordnung von $5\ \Omega\text{m}$. Je nach Abmessungen, Form und Kontaktierung lassen sich damit Dünnschichtwiderstände im Bereich von $10\ \text{k}\Omega$ bis einigen hundert $\text{k}\Omega$ realisieren – ein Widerstandsbereich, der im Bezug auf die genaue messtechnische Erfassung besonders günstig ist.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Thermistoren aus amorphem Germanium entweder direkt auf das Siliziumsubstrat platziert oder in dünne Membranen eingebettet und so thermisch vom Siliziumträger abgekoppelt. Sowohl Substrat- als auch Membranthermistoren wurden eingehend charakterisiert. Dabei konnte erstmals demonstriert werden, dass sich mit Membranthermistoren **Übertemperaturen von über $110\ \text{K}$** erreichen lassen. Somit sind sie, neben der Temperaturerfassung, auch als Wärmequellen in Heißfilmsensoren gut geeignet, während Substratthermistoren nur zur Messung der Umgebungstemperatur als Referenz herangezogen werden.

Wegen des nichtlinearen Temperaturgangs der aGe-Thermistoren reagieren die Sensorausgangssignale typischerweise auf Schwankungen der Umgebungstemperatur. Dies ist selbst dann der Fall, wenn sie auf der Auswertung einer Temperaturdifferenz, wie beim kalorimetrischen Sensor, beruhen. Hinzu kommt, dass der Temperaturkoeffizient von der Selbsterwärmung des Thermistors abhängt. Besonderes Augenmerk in dieser Arbeit wurde daher auf die Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Ausgangssignale sowie auf ihre Reduktion gelegt.

Beim **kalorimetrischen Strömungssensor** fungiert ein stromführender Chrom-Dünnschichtwiderstand in der Mitte der Membran als Wärmequelle, während Thermistoren mit vernachlässigbarer Selbsterwärmung betrieben werden. Das Hauptausgangssignal ist eine Funktion der Temperaturdifferenz zwischen den stromab- und stromaufwärts positionierten Membranthermistoren, deren Vorzeichen zur Bestimmung der Strömungsrichtung im Kanal herangezogen werden kann. Im Betrieb mit konstanter Heizspannung (**CV-Betriebsmodus**) weist dieses Signal eine monotone Charakteristik jedoch nur in einem begrenzten Strömungsbereich auf. Alternativ kann man die Temperatursumme der beiden Membranthermistoren auswerten. Dieses Signal ist eine Funktion der strömungsabhängigen Abkühlung der Membran, die im ganzen Strömungsbereich monoton abnimmt. Beide Ausgangssignale zeigen eine starke Temperaturabhängigkeit mit einem Temperaturkoeffizienten von über 1%/K.

Möchte man mit dem Hauptsignal einen breiteren Messbereich erfassen, so muss die Heizleistung bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten steigen. Dies wird erreicht, indem die mittlere Übertemperatur der Membranthermistoren durch Regelung der Heizspannung konstant gehalten wird (**CT-Betriebsmodus**). Neben dem Hauptsignal, das in diesem Modus eine stets monoton steigende Charakteristik aufweist, kann man auch die strömungsabhängige und ebenfalls monoton steigende Heizspannung als Ausgangssignal heranziehen. Beide Signale zeichnen sich durch geringe Temperaturabhängigkeit aus, wobei jene des Hauptsignals bei den meisten Anwendungen vernachlässigt werden kann.

Meist wird der CT-Betriebsmodus mit einem analogen Regler realisiert. Setzt man aber einen Zweipunktregler bzw. seine taktgesteuerte Variante (die als **Σ - Δ -Modulator** bezeichnet wird) ein, so ergibt sich ein Pulssignal, dessen Frequenz und Tastgrad von der Strömungsgeschwindigkeit abhängen. Als besonders interessantes Ausgangssignal erweist sich jedoch das Verhältnis zwischen der Ein- und Ausschaltzeit des Reglers, da die Steigung dieser Charakteristik durch die Pulshöhe beeinflusst werden kann. Dies ist insbesondere im oberen Strömungsbereich, in dem die anderen Ausgangssignale schon sättigen, sehr vorteilhaft. Die höhere Sensitivität wird jedoch durch eine erhöhte Temperaturabhängigkeit erkauft, sodass dieser Betriebsmodus nur bei näherungsweise konstanter Umgebungs- bzw. Fluidtemperatur Anwendung findet.

Beim **Heißfilmströmungssensor** fungiert ein Thermistor gleichzeitig als Wärmequelle und Temperatursensor. Da diese Sensorart alleine auf der Abkühlung des Heißfilms basiert, kann sie in der Standardausführung die Strömungsrichtung nicht detektieren. Daher wurde ein innovatives Layout entwickelt, bei dem ein aGe-Dünnschichtfilm durch Kontaktierungsstreifen in vier Segmente aufgeteilt wird. Diese werden zu einer Messbrücke zusammengeschaltet, wobei das Vorzeichen der Brückenspannung von der Strö-

mungsrichtung abhängt. Versorgt man die Brücke mit konstantem elektrischen Strom (**CCA-Betriebsmodus**), so ist die Spannung an ihren Anschlussklemmen eine Funktion der Strömungsgeschwindigkeit. Dieses Ausgangssignal hat den Nachteil, dass sein Temperaturkoeffizient von der aktuellen Strömungsgeschwindigkeit sowie von der Umgebungstemperatur abhängt. Bei Schwankungen der Umgebungstemperatur sind daher aufwendige Korrekturverfahren mittels Vergleichstabellen notwendig.

Im **CTA-Betriebsmodus** wird die Übertemperatur des segmentierten aGe-Heißfilms mittels eines analogen Reglers näherungsweise konstant gehalten. Als Ausgangssignal dient der strömungsabhängige, zur Erhaltung der Übertemperatur notwendige elektrische Strom, der von der Ausgangsstufe des Reglers zur Verfügung gestellt wird. Im breiten Bereich um eine frei-einstellbare Umgebungstemperatur ist dieses Signal **näherungsweise temperaturunabhängig**, was den größten Vorteil dieses Betriebsmodus darstellt.

Eine Messbrücke kann man auch mit vier voneinander räumlich getrennten, auf der Membran verteilten Thermistoren realisieren. Solche Heißfilmsensoren ermöglichen eine optimale Zusammenschaltung der verteilten Thermistoren, sodass die Brückenspannung insbesondere bei kleinen Strömungsgeschwindigkeiten sehr empfindlich auf die Geschwindigkeitsänderung reagiert. So können Strömungsgeschwindigkeiten von Gasen **weit unter 1 cm/s** mit dieser Sensorart noch erfasst werden.

Der **Sensor mit verteilten Thermistoren** kann entweder als kalorimetrischer Sensor oder als Heißfilmsensor betrieben werden. Im ersten Fall dient ein Heizer als Wärmequelle und die Thermistorbrücke wird mit niedriger elektrischer Spannung versorgt, sodass die Selbsterwärmung der Thermistoren keine Rolle spielt. Als Konsequenz ist die Temperaturabhängigkeit der Brückenspannung so niedrig, dass sie in den meisten Fällen vernachlässigt werden kann. Verzichtet man auf einen Heizer, so muss die Selbsterwärmung der Thermistoren als Wärmequelle dienen. Wie im Falle des segmentierten aGe-Heißfilms sind auch hier sowohl der CCA- als auch der CTA-Betriebsmodus, mit gleichen Vor- und Nachteilen, möglich.

In Verbindung mit dem CCA-Betriebsmodus wurde eine Sensorschnittstelle vorgestellt, die auf einem **Relaxationsoszillator** basiert und ein Pulssignal ausgibt. Die Pulsfrequenz ist eine Funktion der Brückenspannung, während der Tastgrad von der Spannung an den Anschlussklemmen der Messbrücke abhängt. Außerdem ist die Pulshöhe eine lineare Funktion der Umgebungstemperatur. Damit ist es gelungen, über ein einziges Ausgangssignal **alle Ausgangsgrößen des Sensorsystems gleichzeitig zu übertragen**.

Neben der eindimensionalen Messung der Strömungsgeschwindigkeit entlang einer bevorzugten Achse ist es möglich, mit gleicher Sensortechnologie und gleichen Umsetzungsmechanismen zweidimensionale Messungen durchzuführen, bei denen neben dem Geschwindigkeitsbetrag auch die Richtung des Strömungsfeldes über einer Ebene bestimmt werden kann. Es wurde erfolgreich demonstriert, dass dazu nur zwei 1D-Sensoren herangezogen werden müssen, wobei jeder eine Geschwindigkeitskomponente misst. Alternativ wurden **2D-Sensoren** entwickelt, bei denen Thermistoren und Heizer in eine einzige Membran eingebettet sind.

Der **Einfluss der Umgebungstemperatur** auf die Ausgangssignale der Strömungssensoren mit aGe-Thermistoren wurde erstmals im Rahmen dieser Arbeit eingehend sowohl analytisch als auch experimentell untersucht und dokumentiert. Außerdem wurde ein **detaillierter Vergleich** zwischen unterschiedlichen Wandlerprinzipien und den zugehörigen Ausgangssignalen angestellt.

Schlussfolgerung

Thermistoren aus amorphem Germanium eignen sich gut zum Bau von miniaturisierten thermischen Strömungssensoren. Neben kalorimetrischen Sensoren lassen sich auch Heißfilm- und TOF-Sensoren realisieren. Die nur wenige Millimeter großen Strömungssensoren zeichnen sich durch hohe Empfindlichkeit, Ansprechzeiten in der Größenordnung von Millisekunden sowie Leistungsaufnahmen im Milliwattbereich aus. Aufgrund der nichtlinearen Thermistorkennlinien sind Ausgangssignale in der Regel abhängig von der Umgebungstemperatur. Mittels ausgeklügelter Sensorelektronik lassen sich jedoch Betriebsarten realisieren, bei denen die Temperaturabhängigkeit der Ausgangssignale minimiert wird.

Anhang A

Sensorvergleich

In diesem Anhang wird der Sensor mit verteilten Thermistoren (Kapitel 6) mit dem segmentierten Strömungssensor (Kapitel 5) verglichen. Dabei werden die Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke U_{TH} im CCA-Modus bzw. der Gesamtstrom I_A im CTA-Modus betrachtet. Diese Ausgangssignale hängen nur von der konvektiven Abkühlung des Heißfilms als Ganzes ab, nicht jedoch von dem Übertemperaturunterschied zwischen den einzelnen Elementen, wie das bei der Brückenspannung U_B der Fall ist. Der Vergleich zwischen den Brückenspannungen wurde schon in Unterabschnitt 6.3.1 (vergl. Abb. 6.16) gezogen.

Bevor der Vergleich im Detail angegangen werden kann, muss man sich den Unterschied im Layout beider Sensortypen genauer ansehen (Abb. A.1). Im Folgenden deuten die Indizes „v“ und „s“ auf den jeweiligen Sensortyp hin („v“ steht für den Sensor mit verteilten Thermistoren aus Kapitel 6 und „s“ für den segmentierten Heißfilmsensor aus Kapitel 5). Der segmentierte Heißfilmströmungssensor besteht aus *einem einzigen* aGe-Film, der durch die Kontaktierungsstreifen in vier (im Idealfall) gleiche Segmente R_S aufgeteilt wird (Abb. A.1a). Diese werden zu einer Messbrücke zusammengeschaltet (vergl. Abb. 5.3), sodass *ohne* Strömung und Heizung der Gesamtwiderstand der

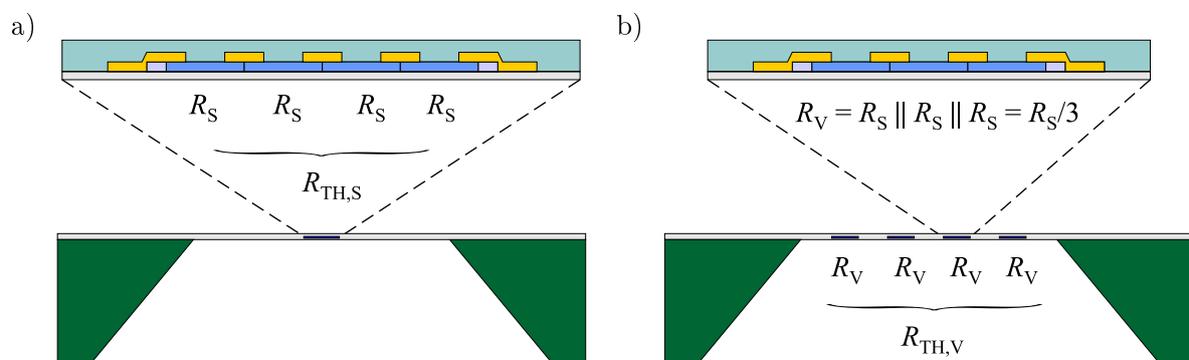


Abb. A.1: Schematischer Querschnitt durch den segmentierten Heißfilmsensor (a) und den Sensor mit verteilten Thermistoren (b). Ohne Strömung und Heizung gilt $R_{TH,V} = R_{TH,S}/3$.

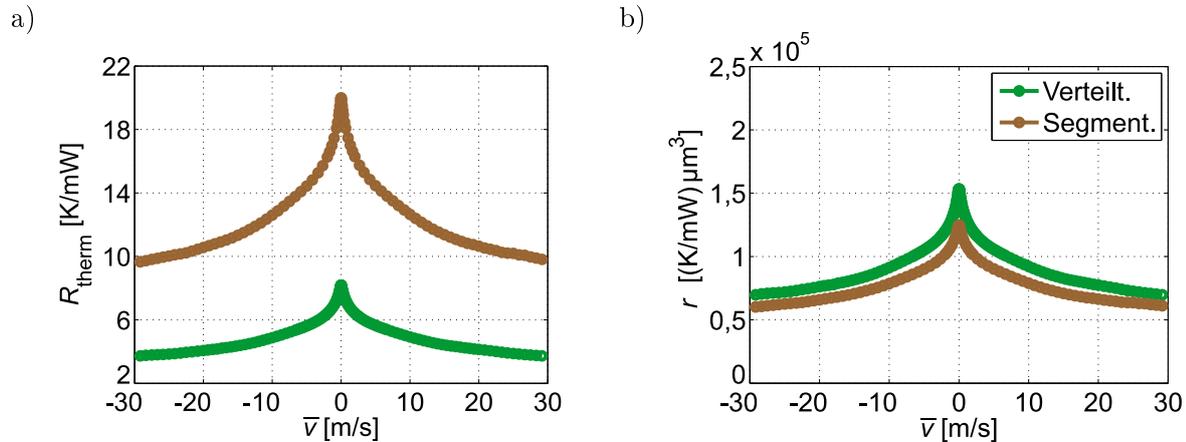


Abb. A.2: Vergleich zwischen dem segmentierten Heißfilmströmungssensor und dem Heißfilmsensor mit verteilten Thermistoren. Verglichen wird (a) der thermische Widerstand als Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit sowie (b) das Produkt aus thermischem Widerstand und jeweiligem Volumen des in die Membran eingebetteten aGe-Heißfilms $r = R_{\text{therm}} \cdot V$.

Brücke $R_{\text{TH,S}} = 2R_S \parallel 2R_S = R_S$ beträgt¹. Der Heißfilmsensor mit verteilten Thermistoren besteht aus vier voneinander physisch *getrennten* Elementen (Abb. A.1b). Jeder dieser Thermistoren setzt sich wiederum aus drei R_S Elementen zusammen, die parallel miteinander Verbunden sind $R_V = R_S/3$. Für den Gesamtwiderstand der Brücke gilt somit $R_{\text{TH,V}} = 2R_V \parallel 2R_V = R_V = R_{\text{TH,S}}/3$. Betrachtet man jedoch das Gesamtvolumen des jeweiligen Heißfilms V , so besteht der segmentierte Sensor aus vier und der Sensor mit verteilten Thermistoren aus insgesamt zwölf Basiselementen R_S , also $V_V = 3V_S$.

Nach dieser kurzen Einführung werden zuerst die thermischen Widerstände $R_{\text{therm}} = \Delta T_{\text{TH}}/P$ beider Sensortypen miteinander verglichen. Da beim segmentierten Strömungssensor die Heizleistung in einem kleinen Volumen in der Mitte der Membran konzentriert ist, werden bei diesem Sensortyp bei gleicher Heizleistung viel höhere Übertemperaturen erreicht als wenn die Leistung auf mehrere Thermistoren über die Membran verteilt wird. Der thermische Widerstand des segmentierten Sensors ist dementsprechend viel größer (Abb. A.2a). Entscheidend für die Übertemperatur ist daher die volumenbezogene Leistung $p = P/V$, die im Heißfilm dissipiert

$$\Delta T_{\text{TH}} = r \cdot p, \quad (\text{A.1})$$

wobei für den Proportionalitätsfaktor $r = R_{\text{therm}} \cdot V$ gilt. Wenn der Sensor mit verteilten Thermistoren mit gleicher *volumenbezogener* Heizleistung betrieben würde, ist es zu erwarten, dass sich auch (zumindest näherungsweise) eine vergleichbare Übertemperatur einstellt, mit anderen Worten, dass der Faktor r für beide Sensoren ungefähr gleich ist. In Abb. A.2b sind Produkte $R_{\text{therm}} \cdot V$ beider Sensoren als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit miteinander verglichen und tatsächlich liegen die beiden Charakteristika nah aneinander.

¹Das Symbol \parallel bezeichnet in diesem Zusammenhang die Parallelschaltung zweier Widerstände $R_1 \parallel R_2 = R_1 \cdot R_2 / (R_1 + R_2)$.

Der Faktor r hängt also weniger von der tatsächlichen Lage der Heißfilmthermistoren sondern in erster Linie von der Beschaffenheit und der Dicke der Membran ab. Aus der Annahme $r_S = r_V$ folgt

$$r_S = R_{\text{therm},S} \cdot V_S = R_{\text{therm},V} \cdot V_V = r_V,$$

$$\frac{R_{\text{therm},S}}{R_{\text{therm},V}} = \frac{V_V}{V_S} = 3. \quad (\text{A.2})$$

Der genaue Vergleich der Verläufe aus Abb. A.2a zeigt, dass sie sich etwa um einen Faktor 2,6 unterscheiden.

Der thermische Widerstand $R_{\text{therm}} = \Delta T_{\text{TH}}/P$ gibt die leistungsbezogene Übertemperatur wider – bei bekannter Heizleistung beschreibt er also die konvektive Abkühlung des Heißfilms. Die Eigenschaft, dass die zwei R_{therm} -Charakteristika durch bloße Skalierung (näherungsweise) ineinander überführt werden können, hat direkte Auswirkung auf alle Ausgangsgrößen, die auf der Abkühlung der Membran beruhen (Spannung an den Anschlussklemmen der Heißfilmbrücke U_{TH} im CCA-Modus und Gesamtstrom durch die Reglerbrücke I_A im CTA-Modus). Abbildung A.3 zeigt diese Ausgangskennlinien für beide Sensorarten. Der Übersichtlichkeit halber werden die offset-bereinigten Verläufe

$$U_{\text{TH},0} = U_{\text{TH}} - U_{\text{TH,offset}}, \quad I_{A,0} = I_A - I_{A,\text{offset}} \quad (\text{A.3})$$

dargestellt, wobei $U_{\text{TH,offset}}$ und $I_{A,\text{offset}}$ die jeweilige Ausgangsgröße bei $\bar{v} = 0$ bezeichnen. Sowohl im CCA- als auch im CTA-Betriebsmodus sind die offset-bereinigten Charakteristika nach geeigneter Skalierung näherungsweise deckungsgleich. Infolge dessen ist auch die Empfindlichkeit bezogen auf den Ausgangssignalbereich gleich. Sie wird in diesem Fall folgendermaßen definiert

$$S_{\text{rel,FS}} = \frac{dA_0(\bar{v})}{d\bar{v}} \frac{1}{A_{0,\text{max}}}, \quad (\text{A.4})$$

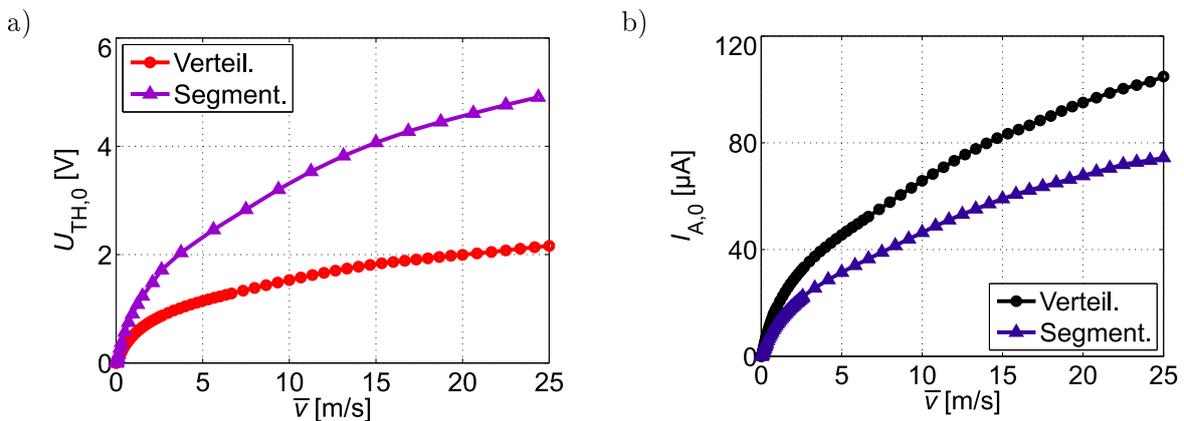


Abb. A.3: Vergleich zwischen dem segmentierten Heißfilmströmungssensor und dem Heißfilmsensor mit verteilten Thermistoren. Verglichen wird (a) die offset-bereinigte Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke $U_{\text{TH},0}$ (bei einem Versorgungsstrom von $I_{0,V} = 225 \mu\text{A}$ bzw. $I_{0,S} = 150 \mu\text{A}$) und (b) der offset-bereinigte Gesamtstrom durch die Reglerbrücke $I_{A,0}$ (bei einer Übertemperatur von $\Delta T_V \approx 5,1 \text{ K}$ bzw. $\Delta T_S \approx 21,2 \text{ K}$).

wobei $A_0 = A - A_{\text{offset}}$ für die jeweilige offset-bereinigte Ausgangsgröße steht und $A_{0,\text{max}}$ ihren Maximalwert bei \bar{v}_{max} bezeichnet. Weil die jeweiligen Ausgangsgrößen unterschiedlicher Natur sind (Spannung bzw. Strom), unterscheidet sich auch die relative Empfindlichkeit $S_{\text{rel,FS}}$ je nach Betriebsmodus. Aber für einen bestimmten Betriebsmodus hängt sie weder vom eingestellten Arbeitspunkt (Versorgungsspannung I_0 bzw. Übertemperatur ΔT) noch vom Sensordesign ab. In dieser Hinsicht bietet keiner der Sensoren einen entscheidenden Vorteil.

Als Vergleichskriterium wird daher auch die Empfindlichkeit bezogen auf die dissipierte Heizleistung P

$$S_{\text{rel},P} = \frac{dA(\bar{v})}{d\bar{v}} \frac{1}{P} \quad (\text{A.5})$$

in Betracht gezogen. Im Folgenden wird sie zuerst für den CTA- und abschließend für den CCA-Betriebsmodus ausgewertet.

Der Gesamtstrom durch die Reglerbrücke I_A als Ausgangssignal des CTA-Betriebsmodus hängt von der Wahl der Fixwiderstände R_E ab. Für einen realistischen Vergleich muss der Faktor k in Gl. (5.16) bei beiden Sensortypen gleich sein oder man vergleicht stattdessen direkt den Strom durch den Heißfilm I_{TH} . Dieser hängt von der Leistung P ab, die notwendig ist um eine gewünschte Übertemperatur ΔT_{TH} zu erreichen, sowie von dem Heißfilmwiderstand R_{TH} , der aufgrund festgehaltener Übertemperatur näherungsweise konstant ist (solange sich die Umgebungstemperatur nicht ändert und die Selbsterwärmung des Substratthermistors vernachlässigbar bleibt)

$$P = I_{\text{TH}}^2 \cdot R_{\text{TH}} = \frac{\Delta T_{\text{TH}}}{R_{\text{therm}}}, \quad R_{\text{TH}} = R_0 \cdot e^{\alpha(T_{\text{LAB}} + \Delta T_{\text{TH}})},$$

$$I_{\text{TH}} = \sqrt{\frac{\Delta T_{\text{TH}}}{R_{\text{therm}}(\bar{v}) \cdot R_{\text{TH}}}}, \quad (\text{A.6})$$

wobei R_0 den Heißfilmwiderstand bei 0°C bezeichnet². Aus dieser Gleichung kann man nun den Ausdruck für die leistungsbezogene Empfindlichkeit des elektrischen Stroms durch den Heißfilmthermistor im CTA-Modus herleiten

$$S_{\text{rel},P} = \frac{dI_{\text{TH}}(\bar{v})}{d\bar{v} \cdot P} = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{R_{\text{TH}} \cdot \Delta T_{\text{TH}} \cdot R_{\text{therm}}}} \cdot \frac{dR_{\text{therm}}}{d\bar{v}}. \quad (\text{A.7})$$

Da $S_{\text{rel},P}$ auch von ΔT_{TH} abhängt, liegt es nahe, den Vergleich der Thermistorströme beider Sensortypen bei gleicher Übertemperatur anzustellen.

Die Übertemperatur im CTA-Betrieb wird durch die Dimensionierung des Substratthermistors eingestellt, dessen Abmessungen nachträglich nicht geändert werden können (vergl. Gl. (5.15)). Trotzdem kann sie variiert werden, in dem man parallel oder in Serie zum Substratthermistor einen Fixwiderstand schaltet und somit den Thermistorwiderstandswert geringfügig beeinflusst. Eine zweite Möglichkeit den Thermistorstrom bei einer anderen Übertemperatur zu erhalten wäre, anhand der $R_{\text{therm}}(\bar{v})$ -Charakteristik (Abb. A.2a) und Gl. (A.6) für vorgegebene Übertemperatur ΔT_{TH} den Strom I_{TH} rechnerisch zu bestimmen, was im Folgenden für den segmentierten Strömungssensor vorgenommen wurde.

²Wie in der kurzen Einführung auf Seite 186 erklärt wurde, gilt bei *gleicher* Thermistortemperatur $R_{\text{TH,S}} \approx 3 \cdot R_{\text{TH,V}}$, woraus auch $R_{0,S} \approx 3 \cdot R_{0,V}$ folgt.

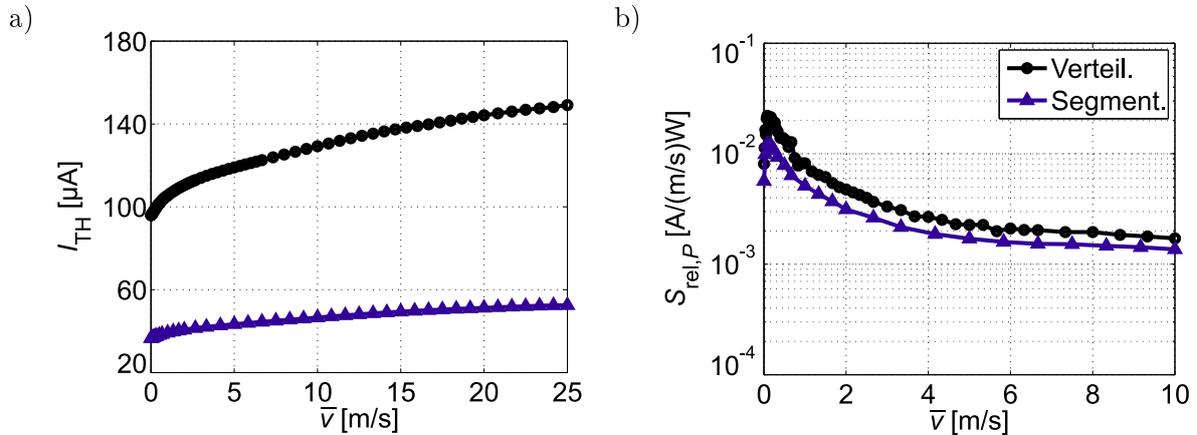


Abb. A.4: Vergleich zwischen segmentiertem Heißfilmströmungssensor und Heißfilmsensor mit verteilten Thermistoren im CTA-Modus mit $\Delta T \approx 5,1 \text{ K}$. Verglichen wird der Strom durch den Heißfilmthermistor I_{TH} (a) sowie die leistungsbezogene Sensitivität $S_{rel,P}$ (b).

Abbildung A.4a zeigt den Strom durch den Heißfilmthermistor beider Sensorarten wenn eine Übertemperatur von $\Delta T \approx 5,1 \text{ K}$ im CTA-Modus eingestellt wird. Der Sensor mit verteilten Thermistoren weist dabei eine Kennlinie mit deutlich größeren Steigung als der segmentierte Strömungssensor auf. Bezieht man die Steigung jedoch auf die dissipierte Heizleistung, so ist die leistungsbezogene Sensitivität in beiden Fällen näherungsweise gleich (Abb. A.4b). Das gleiche Ergebnis kann man auch anhand der Gl. (A.7) herleiten. Setzt man nämlich $R_{therm,S} = 3 \cdot R_{therm,V}$ sowie $R_{TH,S} = 3 \cdot R_{TH,V}$ ein und berücksichtigt außerdem, dass es $dR_{therm,S}/d\bar{v} = 3 \cdot dR_{therm,V}/d\bar{v}$ gilt, so ergibt Gl. (A.7) in beiden Fällen die gleiche leistungsbezogene Sensitivität.

Dies ist ein bemerkenswertes Ergebnis – legt man als Vergleichskriterium bloß die Steigung der Ausgangskennlinie fest, so ist der Sensor mit verteilten Thermistoren im Vorteil, bezieht man jedoch die Steigung auf die dissipierte Heizleistung, so liegen beide Sensortypen (im Falle gleicher Übertemperatur) gleichauf. Bei vielen Anwendungen ist man bestrebt, eine möglichst steile Ausgangscharakteristik zu erzielen, damit der Sensor besonders empfindlich auf die Änderungen des Eingangssignals reagiert. Mehr Strom durch den Heißfilmthermistor und somit eine steilere Ausgangskennlinie kann man bei segmentierten Strömungssensor durch das Erhöhen der Übertemperatur erreichen. Allerdings steigt laut Gl. (A.6) die dazu notwendige Leistung stärker als der Strom an, sodass die leistungsbezogene Empfindlichkeit abnimmt.

Im Falle des CTA-Betriebsmodus wenn die Übertemperatur durch einen Reglerkreis konstant gehalten wird, schneidet der Sensor mit verteilten Thermistoren besser ab. Grund dafür ist, dass der Gesamtstrom durch die Reglerbrücke (der ja proportional zum elektrischen Strom durch den Heißfilmthermistor ist) als Ausgangssignal gewählt wurde. Je niedriger der thermische Widerstand ist, desto mehr Heizleistung und somit auch Strom braucht man, um die gewählte Übertemperatur zu erreichen. Außerdem, wird der Strombedarf durch einen niederohmigen Heißfilmthermistor noch weiter verstärkt. Weil es $R_{therm,V} < R_{therm,S}$ und $R_{TH,V} < R_{TH,S}$ gilt, ist der niederohmigere Sensor mit verteilten Thermistoren die erste Wahl, wenn es um den CTA-Betriebsmodus mit Strom als Ausgangsgröße geht.

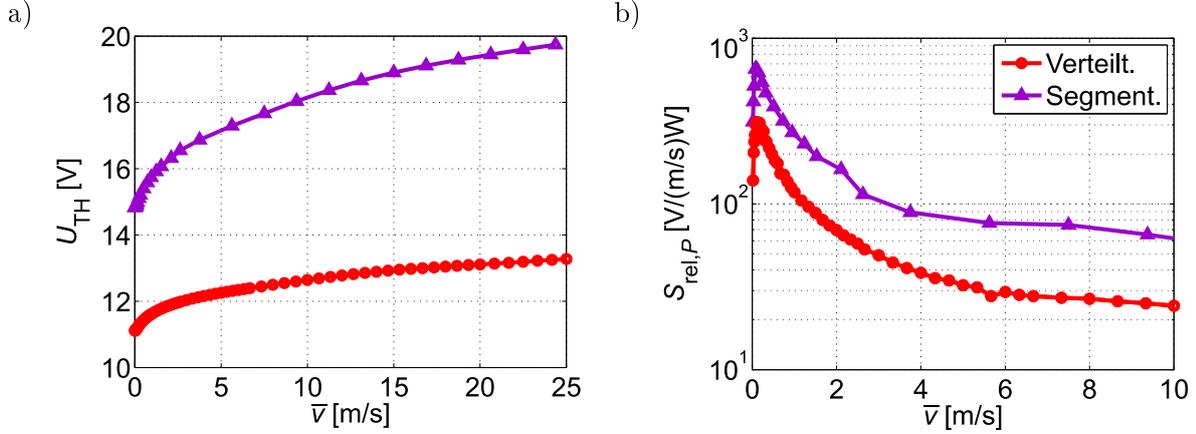


Abb. A.5: Vergleich zwischen segmentiertem Heißfilmströmungssensor und Heißfilmsensor mit verteilten Thermistoren im CCA-Modus mit $I_{0,S} = 150 \mu A$ und $I_{0,V} = 225 \mu A$. Verglichen wird die Spannung am Heißfilmthermistor U_{TH} (a) sowie die leistungsbezogene Sensitivität $S_{rel,P}$ (b).

Völlig anders verhält es sich im CCA-Modus, in dem der Versorgungsstrom I_0 konstant gehalten wird und die Spannung am Heißfilmthermistor U_{TH} als Ausgangsgröße dient

$$P = I_0^2 \cdot R_{TH} = \frac{U_{TH}^2}{R_{TH}} = \frac{\Delta T_{TH}}{R_{therm}}, \quad R_{TH} = R_0 \cdot e^{\alpha(T_{LAB} + \Delta T_{TH})},$$

$$U_{TH} = I_0 \cdot R_{TH} = \sqrt{\frac{\Delta T_{TH} \cdot R_{TH}}{R_{therm}}}. \quad (A.8)$$

Bei gleichem Versorgungsstrom ist der Spannungsabfall am segmentierten Strömungssensor größer als am niederohmigeren Sensor mit verteilten Thermistoren. Außerdem erzielt man bei gleicher Heizleistung mit dem schmalen segmentierten Sensor eine höhere Übertemperatur, womit der konvektive Wärmetransport begünstigt wird. Da die Übertemperatur und somit auch der Heißfilmwiderstand von der Strömungsgeschwindigkeit abhängen, kann man einen einfachen Ausdruck für die leistungsbezogene Empfindlichkeit in diesem Betriebsmodus nicht angeben.

Abbildung A.5a zeigt die Ausgangscharakteristik beider Sensortypen im CCA-Modus. Der Versorgungsstrom beträgt für den segmentierten Sensor $I_{0,S} = 150 \mu A$ und für den Sensor mit verteilten Thermistoren $I_{0,V} = 225 \mu A$. Diese Werte wurden so gewählt, dass die Heizleistung in beiden Fällen in der gleichen Größenordnung liegt. Aus dem Diagramm ist ersichtlich, dass trotz niedrigerem Versorgungsstrom der segmentierte Sensor eine viel steilere Ausgangskennlinie aufweist. Da die dissipierte Leistung ungefähr gleich ist, ist auch seine leistungsbezogene Empfindlichkeit größer (Abb. A.5b). Die Kennliniensteigung beim Sensor mit verteilten Thermistoren kann zwar durch mehr Versorgungsstrom erhöht werden, weil aber dadurch auch die Leistung steigt, wird die leistungsbezogene Empfindlichkeit nicht besser. Im CCA-Modus mit U_{TH} als Ausgangsgröße wird somit der segmentierte Strömungssensor bevorzugt.

Anhang B

TOF Strömungssensor

Analytische Modellierung eines TOF Strömungssensors

Beim Time-Of-Flight Strömungssensor spielen transiente Temperaturverläufe die tragende Rolle. Eine einfache stationäre Betrachtung, wie es bei der Herleitung des analytischen Modells in Abschnitt 3.2 der Fall war (vergl. Abb. 3.6b), genügt daher nicht. Vielmehr muss zusätzlich für jedes infinitesimale Volumen auch die Änderung des Wärmeinhalts ΔE pro Zeitintervall Δt berücksichtigt werden. Man betrachte dazu ein kleines Volumenelement des Sensors $\Delta V = \Delta x \cdot \Delta y \cdot w$ wie in Abb. B.1a dargestellt, wobei w die Ausdehnung in z -Richtung bezeichnet. Es wird angenommen, dass keine Wärme durch die Flächen mit $z = \text{konst}$ geleitet und in Volumen keine Heizleistung von außen eingepreßt wird. Die Leistungsbilanz für die restlichen vier Flächen des Volumenelements lautet dann

$$\sum_{i=1}^4 \dot{Q}_{A_i} + \frac{\Delta E}{\Delta t} = 0. \quad (\text{B.1})$$

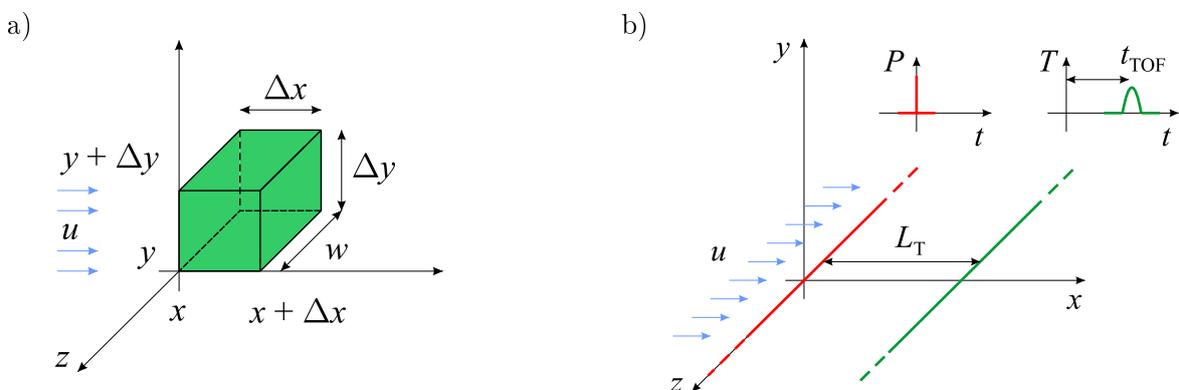


Abb. B.1: (a) Infinitesimales Volumenelement der Länge w zur Herleitung der Leistungsbilanz. (b) Einfaches Modell eines TOF-Strömungssensors. Die Strömung wird als gleichmäßig und konstant angenommen $\vec{v} = u \vec{e}_x$.

Daraus ergibt sich

$$\begin{aligned} & \int_{\mathcal{A}} -k \frac{\partial T(x + \Delta x, y)}{\partial x} dA + \int_{\mathcal{A}} \rho c_p u T(x + \Delta x, y) dA + \int_{\mathcal{A}} k \frac{\partial T(x, y)}{\partial x} dA + \\ & \int_{\mathcal{A}} -\rho c_p u T(x, y) dA + \int_{\mathcal{A}} -k \frac{\partial T(x, y + \Delta y)}{\partial y} dA + \int_{\mathcal{A}} k \frac{\partial T(x, y)}{\partial y} dA + \\ & \frac{m \cdot c_p \cdot (T_{t+\Delta t} - T_t)}{\Delta t} = 0, \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

wobei T_t und $T_{t+\Delta t}$ die Temperatur zum Zeitpunkt t beziehungsweise $t + \Delta t$ darstellen und m , k sowie c_p die Masse, die Wärmeleitfähigkeit und die spezifische Wärmekapazität des Materials im betrachteten Volumen bezeichnen. Außerdem wird die Strömung als gleichmäßig und konstant angenommen $\vec{v} = u \vec{e}_x$. Der letzte Term auf der linken Seite der Gl. (B.2) repräsentiert die Änderung des Wärmeinhalts pro Zeit. Daraus folgt weiter

$$\begin{aligned} & -k \cdot \Delta y \cdot \overline{w} \left[\frac{\partial T(x + \Delta x, y)}{\partial x} - \frac{\partial T(x, y)}{\partial x} \right] + \rho c_p \cdot u \cdot \Delta y \cdot \overline{w} [T(x + \Delta x, y) - T(x, y)] + \\ & -k \cdot \Delta x \cdot \frac{\Delta y \cdot \overline{w}}{\Delta y} \left[\frac{\partial T(x, y + \Delta y)}{\partial y} - \frac{\partial T(x, y)}{\partial y} \right] + \\ & \rho c_p \cdot \Delta x \cdot \Delta y \cdot \overline{w} \left[\frac{T_{t+\Delta t} - T_t}{\Delta t} \right] = 0. \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

Dividiert man diese Gleichung durch die Länge des infinitesimalen Elements Δx und lässt es, ebenso wie Δy und das Zeitintervall Δt , gegen Null gehen ($\Delta x \rightarrow 0$, $\Delta y \rightarrow 0$ und $\Delta t \rightarrow 0$), so ergibt sich daraus die bekannte Form der Wärmetransportgleichung

$$\boxed{-a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + u \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial t} = 0}. \quad (\text{B.4})$$

Abbildung B.1b zeigt die Skizze eines einfachen TOF-Sensormodells. Entlang der z -Achse verläuft eine unendlich ausgedehnte Linienwärmequelle, die in der Praxis durch einen langen und dünnen Hitzedraht realisiert werden kann. Zum Zeitpunkt $t = 0$ wird im Draht ein Wärmeimpuls erzeugt. Mathematisch wird er durch einen Dirac-Stoß $P(t) = Q \cdot \delta(t)$ beschrieben, also einen unendlich schmalen und hohen Leistungspuls, wobei die Gesamtwärme begrenzt bleibt

$$Q = \int_{-\infty}^{+\infty} P(t) dt. \quad (\text{B.5})$$

Die Strömung erfolgt gleichmäßig in x -Richtung ($\vec{v} = u \vec{e}_x$). Der Einfachheit halber wird auf eine Beschränkung durch einen Strömungskanal verzichtet. Durch die Strömung wird der erzeugte Heizimpuls konvektiv zum stromabwärts gelegenen Temperatursensor transportiert. Dieser kann ebenfalls als ein Drahtsensor realisiert werden und befindet sich

in der xz -Ebene parallel mit dem Heizer im Abstand L_T vom Ursprung. Das Maximum der Temperaturerhöhung wird nach einer Verzögerung $t_{\text{TOF}}(u)$ erreicht, die abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit ist.

Ohne Strömung ($u = 0$) breitet sich der Puls rein durch Konduktion in alle Richtungen aus. Die Lösung der Gl. (B.4) lautet in diesem Fall [130]

$$T(x, y) = \frac{Q_0}{4\pi kt} e^{-\frac{x^2+y^2}{4at}} + T_{\text{LAB}}, \quad (\text{B.6})$$

wobei Q_0 die sogenannte Pulsstärke (Einheit J/m) darstellt [131] und T_{LAB} die Umgebungstemperatur ist. Aufgrund der Rotationssymmetrie der Temperaturverteilung hängt Gl. (B.6) nur von der Radialkoordinate $r^2 = x^2 + y^2$ ab. Für $t \rightarrow 0$ geht die Übertemperatur $\Delta T = T(x, y) - T_{\text{LAB}}$ gegen Null, außer für $r = 0$, wo sie unendlich wird. Dies entspricht der Annahme des Dirac-Pulses am Heizer. Die eingeprägte Wärme pro Längeneinheit kann durch die Integration über dem gesamten Raum errechnet werden

$$Q' = \frac{Q}{dz} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho c_p \Delta T \, dx dy = \frac{Q_0}{4\pi kt} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{x^2}{4at}} \, dx \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{y^2}{4at}} \, dy = Q_0. \quad (\text{B.7})$$

Die Pulsstärke Q_0 kann man daher als längenbezogene Wärme interpretieren, die zum Zeitpunkt $t = 0$ im Heizer eingeprägt wird.

Zusätzlich zur Wärmediffusion breitet sich der Wärmepuls mit der Fluidströmung als Wellenberg durch den Raum aus. Da die Strömung nur in x -Richtung angenommen wurde, kann man die x -Koordinate in Gl. (B.6) durch den 1D-Wellenansatz $(x - ut)$ ersetzen [132]

$$T(x, y) = \frac{Q_0}{4\pi kt} e^{-\frac{(x-ut)^2+y^2}{4at}} + T_{\text{LAB}}. \quad (\text{B.8})$$

Durch Einsetzen lässt sich leicht überprüfen, dass diese Lösung die Gl. (B.4) ebenfalls erfüllt.

Trotz des sehr einfachen Aufbaus, kann mit diesem Modell das grundlegende Verhalten von TOF-Strömungssensoren erfolgreich untersucht werden. Man betrachte dazu den zeitlichen Verlauf der Übertemperatur $\Delta T = T(L_T, 0) - T_{\text{LAB}}$ des stromabwärts liegenden Temperatursensors, der sich im Abstand L_T vom Ursprung befindet (vergl. Abb. B.1b). Je schneller die Strömung, desto kürzer ist die Laufzeit t_{TOF} , d. h. jene Zeitspanne zwischen dem Heizimpuls und dem Zeitpunkt, an dem die Übertemperatur des Temperatursensors ihren Maximalwert ΔT_{MAX} erreicht. Und je kürzer die Laufzeit, desto höher ist ΔT_{MAX} , da die Pulsabschwächung durch die Diffusion abnimmt (Abb. B.2a). Somit kann sowohl t_{TOF} als auch ΔT_{MAX} als Maß für die Strömungsgeschwindigkeit herangezogen werden.

Die zeitliche Lage des Maximums erhält man, indem $\partial \Delta T / \partial t = 0$ ausgewertet wird

$$t_{\text{TOF},0} = \frac{L_T^2}{4a}, \quad u = 0,$$

$$t_{\text{TOF}} = \frac{-2a + \sqrt{4a^2 + u^2 L_T^2}}{u^2}, \quad u \neq 0. \quad (\text{B.9})$$

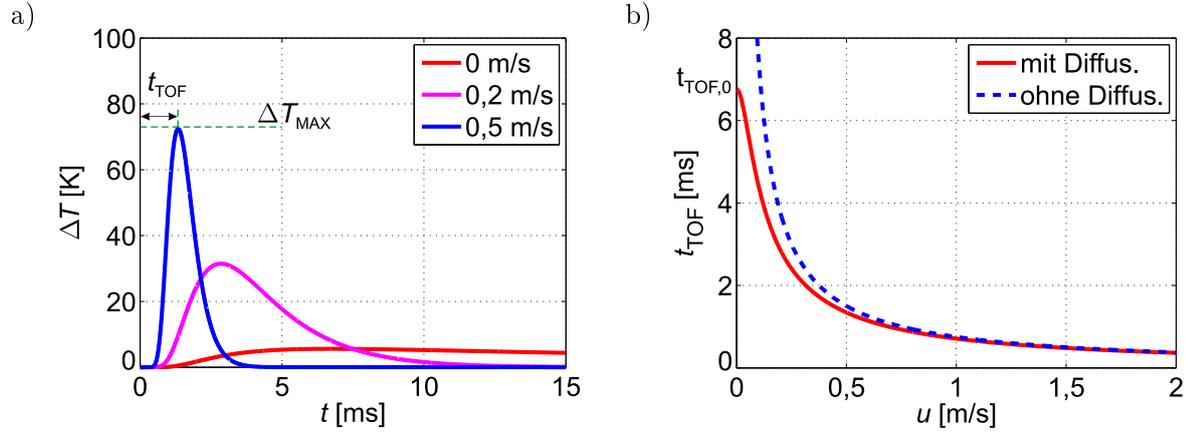


Abb. B.2: (a) Zeitlicher Verlauf der Übertemperatur des stromabwärts im Abstand $L_T = 750 \mu\text{m}$ liegenden Temperatursensors berechnet für verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten. (b) Impulslaufzeit für ein reales Fluid ($a \neq 0$, rot durchgezogen) sowie für den Fall vernachlässigbarer Diffusion ($a = 0$, blau gestrichelt).

Ohne Strömung ($u = 0$) wird die Laufzeit nur durch die Konduktion bestimmt ($t_{\text{TOF},0}$). Mit Strömung verkürzt sich die Laufzeit, wobei die Diffusion diesen Effekt noch verstärkt. Im Falle eines idealisierten Fluids mit $a = k/\rho c_p \rightarrow 0$ betrüge die Laufzeit

$$t_{\text{TOF,ideal}} = \frac{L_T}{u}, \quad (\text{B.10})$$

d. h. der Wärmepuls würde konvektiv, also allein durch die Strömung, übertragen und die Laufzeit somit nur von der Strömungsgeschwindigkeit und der Lage des Temperatursensors abhängen (gestrichelte blaue Kurve in Abb. B.2b). Bei steigender Strömungsgeschwindigkeit nimmt die Laufzeit immer mehr ab, während sich die Diffusion schwächer auswirkt, da der Heizimpuls die Strecke zum Temperatursensor schnell passiert. Für $u^2 L_T^2 \gg 4a^2$ ist der Einfluss der Diffusion schließlich vernachlässigbar und die beiden Kennlinien $t_{\text{TOF,ideal}}$ und t_{TOF} in Abb. B.2b gehen ineinander über.

Es ist vorteilhaft den Kehrwert der Laufzeit als Ausgangsgröße heranzuziehen, da die Ausgangscharakteristik in diesem Falle monoton steigend und für höhere Strömungsgeschwindigkeiten sogar linear verläuft (Abb. B.3a). Die Grenzggeschwindigkeit, ab der die Kennlinie der inversen Laufzeit $1/t_{\text{TOF}}$ näherungsweise linear verläuft, ergibt sich aus der Bedingung $u^2 L_T^2 \gg 4a^2$ zu

$$u_G = \frac{2a}{L_T}. \quad (\text{B.11})$$

In Abb. B.3a ist die Ausgangscharakteristik auch für den Fall ohne Diffusion eingezeichnet. Die zwei Kennlinien verlaufen für $u > u_G$ parallel zueinander, unterscheiden sich jedoch um einen konstanten Betrag

$$\lim_{u \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{t_{\text{TOF}}} - \frac{1}{t_{\text{TOF,ideal}}} \right) = \frac{2a}{L_T^2}. \quad (\text{B.12})$$

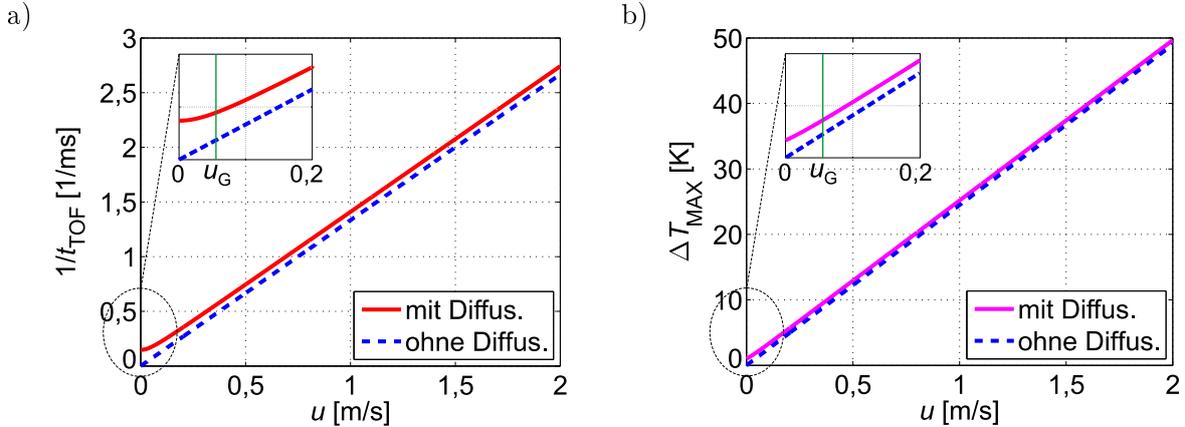


Abb. B.3: Inverse Laufzeit $1/t_{\text{TOF}}$ (a) und Maximalwert der Übertemperatur ΔT_{MAX} (b) als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit, jeweils für ein reales Fluid ($a \neq 0$, rot durchgezogen) sowie für den Fall vernachlässigbarer Diffusion ($a = 0$, blau gestrichelt).

Neben der Laufzeit ist auch die maximale Übertemperatur $\Delta T_{\text{MAX}} = \Delta T(t_{\text{TOF}})$ strömungsabhängig und kann zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit herangezogen werden. ΔT_{MAX} wird durch Einsetzen der Laufzeit (B.9) in die Formel für das Temperaturfeld (B.8) berechnet. Für das oben beschriebene, sehr einfache und idealisierte TOF-Sensormodell, bei dem es keine Wärmesenken gibt (wie z. B. den Siliziumrahmen, über dem der Heizdraht und Temperatursensor aufgespannt sind), ergibt sich im Falle verschwindender Diffusion eine lineare Kennlinie

$$\Delta T_{\text{MAX,ideal}} = \frac{Q_0}{4\pi k L_T} u. \quad (\text{B.13})$$

In Abb. B.3b ist die $\Delta T_{\text{MAX}}(u)$ -Charakteristik sowohl für den Fall ohne als auch mit der Diffusion dargestellt. Ähnlich wie bei der inversen Laufzeit, verlaufen auch diese beiden Kennlinien ab $u > u_G$ näherungsweise parallel zu einander, wobei der Unterschied zwischen ihnen

$$\lim_{u \rightarrow \infty} (\Delta T_{\text{MAX}} - \Delta T_{\text{MAX,ideal}}) = \frac{Q_0}{4\pi k} \cdot \frac{a}{L_T^2} \quad (\text{B.14})$$

beträgt.

Die Materialparameter, die für die Simulationen in diesem Anhang herangezogen wurden, sind in Tab. 3.1 aufgelistet. Der Abstand zwischen der Wärmequelle und dem Temperatursensor ist gleich wie bei dem im Kapitel 7 vorgestellten TOF-Strömungssensor ($L_T = 750 \mu\text{m}$). Dessen Aufbau und Betrieb unterscheiden sich jedoch zum Teil erheblich von dem hier vorgestellten, einfachen Sensormodell, sodass ein direkter Vergleich zwischen den Simulations- und Messergebnissen nicht sinnvoll ist. Denn bei der Herleitung des TOF-Sensormodells wurde angenommen, dass am Heizer zum Zeitpunkt $t = 0$ ein unendlich schmaler Leistungspuls angelegt wird. In der Praxis wird im Heizdraht ein Heizpuls endlicher Breite und Leistung erzeugt. Die Pulsstärke kann dann durch

$$Q_0 = \frac{P_H \Delta t}{l} \quad (\text{B.15})$$

angenähert werden, wobei P_H die Heizleistung, Δt die Pulslänge und l die Hitzdrahtausdehnung bezeichnen. Außerdem werden bei Sensoren, die auf den Thermistoren aus aGe beruhen, der Heizer und die dazugehörigen Temperatursensoren in dünnen Membranen eingebettet, die über den Siliziumträger aufgespannt sind (vergl. Abb. 7.1). Somit gelangt ein Großteil der Wärme nicht zum Temperatursensor sondern wird durch das thermisch gut leitende Siliziumsubstrat abgeführt.



Proceedings of the Eurosensors XXIII conference

Micromachined Flow Sensors Enabling Electrocalorimetric and TOF Transduction

S. Ćerimović^{a,*}, A. Talić^a, F. Kohl^a, R. Beigelbeck^a, J. Schalko^{a,b}, A. Jachimowicz^b^a*Institute for Integrated Sensor Systems, Austrian Academy of Sciences, Viktor Kaplan Str. 2, A-2700 Wiener Neustadt, Austria*^b*Institute of Sensor and Actuator Systems, Vienna University of Technology, Gusshausstr. 27-29, A-1040 Vienna, Austria*

Abstract

A novel thermal flow sensor is presented featuring three spatially separated micromachined silicon-nitride membranes. A thin-film heater is embedded in the central one, while the others carry thermistors. This advanced sensor structure enables two different transduction modes. The electrocalorimetric mode exhibits high resolution and quick response at the expense of high power consumption. For slowly varying flows, the Time-of-Flight mode with low duty-cycles allows for power-saving operation but suffers from less sensitivity and slower response.

Keywords: Micromachined flow sensor, electrocalorimetric transduction principle, Time-of-Flight.

1. Introduction

Flow measurement is one important application where micromachined sensors seem to be most promising. Adopting thermal transduction principles, micromachining enables high sensitivity, quick response and low power consumption, making thermal flow sensors superior for low volume liquid flow and for gas flow¹. The micromachined thermal transducers typically comprise thermally isolated structures (membranes) with embedded heater(s) and temperature sensors. Basically there are three different types of thermal flow sensors²:

- Hot-wire or hot-film flow sensors which exploit directly the cooling effect of the passing fluid on a heater.
- Calorimetric flow sensors utilize the flow dependent asymmetry of the temperature profile around the heater.
- Time-of-Flight flow sensors which measure the passage of a heat pulse over a known distance.

This paper presents first results obtained with a novel thermal flow sensor suited to perform the second as well as the third transduction method alternatively. It comprises three spatially separated and thermally isolated micromachined silicon-nitride membranes. A thin-film heater is embedded in the central one, while the others carry thermistors. Applying a constant power to the heater, the sensor evaluates the distortion of the temperature distribution due to convective heat transfer (standard electrocalorimetric mode). The second operation mode utilizes pulsed heat generation. Due to membrane segmentation, heat is transferred almost exclusively by the fluid through

* Corresponding author. Tel.: +43-2622-23420-21; fax: +43-2622-23420-99.

E-mail address: Samir.Cerimovic@oew.ac.at.

heat diffusion and convection. At the thermistors the broadened heat pulses are registered with some time-of-flight (TOF) delay. As the TOF depends on magnitude and direction of the flow, these values can be extracted from the difference of temperature responses of the upstream and downstream thermistor.

The electrocalorimetric mode exhibits high resolution and quick response. However, due to the very slow thermal equilibration, the heater must be supplied permanently with a constant voltage causing high power consumption in this mode. Therefore, for slowly varying flows, the TOF-mode with low duty-cycles enables power-saving operation at the expense of less sensitivity and slower response.

2. Sensor design

A typical calorimetric flow sensor features a single membrane carrying a miniaturized heat source and symmetrically arranged temperature sensors³. Such designs show a rather slow approach to the thermal steady-state, which makes intermittent operation as a power saving technique impossible. The new design embeds actuator and thermistors in three separate membranes. Fig. 1a shows the schematic cross section of the flow sensors. Two micromachined membranes carrying thin film Ge-thermistors (MT1/MT2) are placed symmetrically to a central membrane with an embedded chromium heater (H). The fluid temperature can be measured with two additional thermistors arranged on the substrate area between the membranes (ST1/ST2).

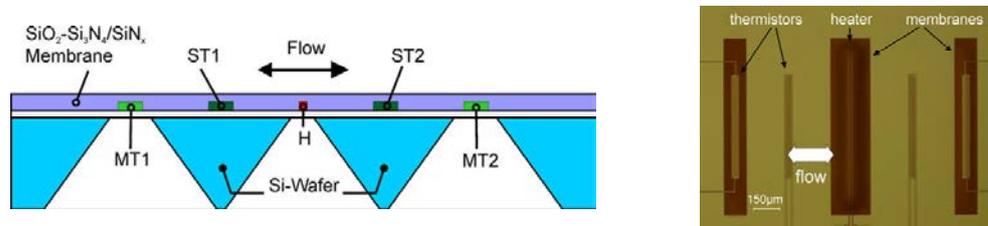


Fig. 1. (a) Schematic cross section of the flow sensor comprising three silicon-nitride membranes. H denotes the heater, MT1 and MT2 the membrane thermistors. The substrate thermistors (ST1 and ST2) measure the fluid temperature; (b) Photomicrograph of the flow sensor arrangement. The mean distance between adjacent membranes is $675 \mu\text{m}$, the overall chip size is $3 \times 6 \text{ mm}^2$.

Because of symmetrical arrangement, the sensor features a bidirectional characteristic. Fig. 1b depicts a photomicrograph of the membrane arrangement. The dimensions are $0.1 \times 1 \text{ mm}^2$ for the thermistor membrane and $0.2 \times 1 \text{ mm}^2$ for the heater membrane. The mean distance between two adjacent membranes is $675 \mu\text{m}$ and the overall chip size amounts to $3 \times 6 \text{ mm}^2$.

For the measurement of nitrogen gas flow rates, the silicon chip was incorporated in the wall of a miniaturized flow channel (Fig. 2). A PCB (Printed Circuit Board) of about 0.8 mm thickness forms the bottom of a rectangular flow channel (1.2 mm width and 1 mm height). A milled recess accommodates the sensor chip flush with the surface of the PCB.

3. Measurements and results

For both operation modes the difference of the temperature responses of the up- and downstream thermistor must be evaluated (thermistor bias 0.5 V , gain $6.6 \cdot 10^7 \text{ V/A}$). In the electrocalorimetric mode its magnitude is flow dependent, whereas in the TOF mode its delay with respect to the heating pulse corresponds to the flow velocity.

3.1. Electrocalorimetric mode

Applying a constant voltage to the heater the sensor is operated in the calorimetric mode. Without flow, the generated temperature profile around the heater is symmetrical and consequentially both temperature sensors measure the same value. Convective heat transfer induced by the media flowing across the sensor surface disturbs the thermal symmetry. The temperature difference of the membrane thermistors depends on the flow velocity and the power dissipated by the heater. The output characteristic for 5.4 mW heater power is depicted in Fig. 3.

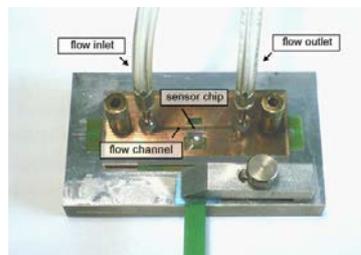


Fig. 2. Sensor chip incorporated in the wall of a miniaturized rectangular flow channel with cross-sectional dimensions $1.2 \times 1 \text{ mm}^2$.

Due to permanent acquisition, signal averaging is feasible yielding high-resolution measurements with reasonable speed of response. However, continuous calorimetric operation wastes energy if slowly varying flows are to be monitored. Where power-saving matters, the TOF-mode with heating pulses of suitable duration and repetition rate should be used.

3.2. TOF mode

In the TOF mode, a pulse signal with low duty-cycles is applied to the heater. The upstream thermistor is affected mainly by conductive heat transfer through the membrane, which is practically independent of the flow velocity. On the other hand, the downstream thermistor registers conductive heat transfer through the membrane as well as the flow dependent convective heat transfer by the fluid. Thus, evaluating the difference of the thermistor responses, the conductive part can be eliminated. The output signal exhibits a flow dependent delay with respect to the falling edge of the heating pulse, as illustrated in Fig. 4a for two different flow velocities. Electrical crosstalk generates sharp peaks at the end of exciting pulse which has no influence on the TOF but could be utilized conveniently to trigger delay measurements.

By tuning the duration of the heating pulse, the response peak can be shaped appropriately to enable sufficiently accurate peak delay measurements. Longer heater pulses produce output signals with higher magnitude but flat peaks, which is detrimental to precise time measurement (Fig 4b).

The TOF mode was characterized by applying 5 V pulses signal to the heater with 5 ms pulse duration and 20 ms repetition rate (corresponding to 25 % duty-cycle). The reciprocal TOF, as plotted in Fig. 5, constitutes an appropriate output quantity of the TOF operation mode.

At very low flow rates, the convective contribution to heat transfer is too small to generate a resolvable difference of the upstream/downstream thermistor signals. Thermal diffusion and dissipation to the substrate cause considerable spreading and shrinking of the propagating heat pulses, hampering precise delay time measurements (Fig. 4a). Accordingly, this appears to be a lower limit for measurement range (about 5 cm/s for the current sensor design).

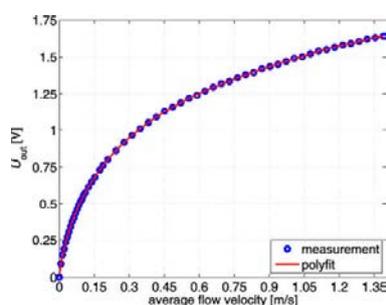


Fig. 3. Output characteristic measured in calorimetric mode. Temperature difference of the membrane thermistors serves as output signal (heater voltage and resistance are 4 V and 3 k Ω , respectively)

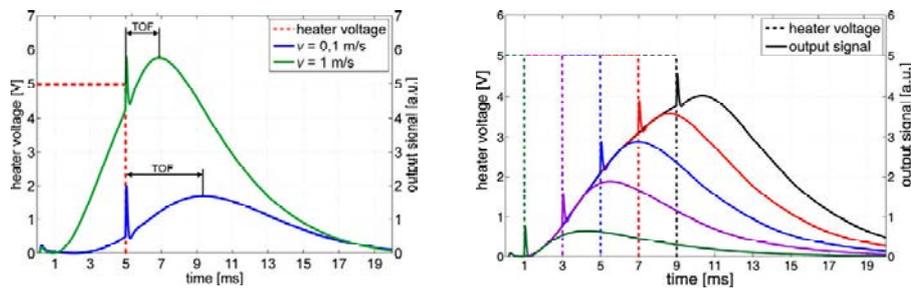


Fig. 4. (a) TOF measurement for two different flow velocities. At lower flow rates, the thermal diffusion and dissipation to the substrate cause spreading and shrinking of the heat pulse; (b) Influence of the heating pulse duration on the shape of the output signal. Longer heater pulses produce output signals with higher magnitude but smoothed peaks.

At high flow rates, the short passage times demand for high precision TOF estimation. Signal averaging techniques may be required in order to suppress noise, at the expense of extended response time. The related tradeoff leads to an upper limit for the practical measurement range. The average power consumption could be reduced arbitrarily using extremely low duty-cycles at the cost of considerable dead times. Very long acquisition periods must be accepted, if high accuracy by means of averaging is desirable.

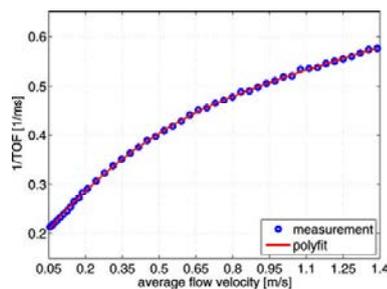


Fig. 5. Measured transduction characteristic TOF-mode. The reciprocal of the TOF serves as output quantity.

4. Conclusion

We presented a novel thermal flow sensor enabling electrocalorimetric and TOF transduction. Applying constant power to the heater, the sensor evaluates the flow dependent asymmetry of the temperature profile around the heater (standard electrocalorimetric mode). The magnitude and direction of the flow can be extracted from the difference of temperature responses of the upstream and downstream thermistor. The second operation mode utilizes pulsed heat generation. The output signal exhibits a flow dependent delay with respect to the heating pulse. The electrocalorimetric mode exhibits high resolution and quick response at the expense of high power consumption. For slowly varying flows, the TOF-mode with low duty-cycles enables power-saving operation but suffers from less sensitivity and slower response.

References

1. M. Ashauer, H. Glosch, F. Hedrich, N. Hey, H. Sandmaier, W. Lang, "Thermal flow sensor for liquids and gases", Micro Electro Mechanical Systems, MEMS 98. Proceedings., pp. 351-355.
2. N. T. Nguyen, "Micromachined flow sensors-a review", Flow Measurement and Instrumentation, Volume 8, Number 1, March 1997, pp. 7-16.
3. A. Glaninger, A. Jachimowicz, F. Kohl, R. Chabicovsky, G. Urban, "Wide range semiconductor flow sensors", Sensors and Actuators 85 (2000), pp. 139-146.

Anhang C

Windsensor

Micromachined Wind Sensors Based on a Circular Thermistor Array in a Double Bridge Configuration

S. Ćerimović¹, A. Talić², F. Kohl², R. Beigelbeck², J. Schalko^{1,2}, and F. Keplinger¹

¹Institute for Sensor and Actuator Systems,

Vienna University of Technology, Vienna, Austria

²Institute for Integrated Sensor Systems,

Austrian Academy of Sciences, Wiener Neustadt, Austria

samir.cerimovic@tuwien.ac.at, franz.kohl@oeaw.ac.at

Abstract

A micromachined wind sensor based on a circular thermistor array is presented. Two orthogonal arranged structures, each consisting of four thermistors, are connected to build a double Wheatstone bridge configuration. As all thermistors have approximately the same temperature characteristic the temperature dependence of the bridge voltages is reduced to a minimum. The deviations from an ideal sinusoidal characteristic of bridge voltages due to asymmetric setup can be corrected by a simple compensation procedure. This allows for gas flow measurement in the range from 0.010 m/s up to 1.5 m/s with a maximum angle error below 5°.

Keywords: wind sensor, Wheatstone bridge, amorphous germanium thermistor

1 Introduction

Simultaneous measurement of both flow velocity and flow direction is a challenging area where MEMS technology offers decisive advantages. State-of-the-art miniaturized devices based on the calorimetric principle offer high spatial and directional resolution, which can not be achieved by conventional mechanical anemometers. Thermopiles [1] or platinum resistors [2] are usually used as a temperature sensing elements featuring stable physical properties but rather low sensitivity at relative high power consumption. For highly sensitive devices, thermistor materials like amorphous germanium with a high temperature coefficient of resistivity have to be applied [3]. However, Ge-thermistors exhibit a nonlinear temperature characteristic [4]. Thus, the output of the calorimetric flow sensors based on Ge-thermistors is highly dependent on the ambient temperature.

In order to reduce this dependence, we realized a wind sensor with a circular thermistor array. Two orthogonally arranged structures, each consisting of four thermistors, are connected to a double Wheatstone bridge. The bridge voltages offer information about the x - and y -component of the flow velocity. If all thermistors have the same temperature characteristic, the bridge voltages do not depend on the ambient temperature. In addition, due to high sensitivity of Ge-thermistor those signals are directly available output quantities without the need for any further amplification or complex read-out circuits.

2 Sensor Principle

The sensor is based on the calorimetric measurement principle. A thin-film resistor heater (H) is placed at

the centre of a membrane surrounded by eight Ge-Thermistors (R_{th1-8} , figure 1). Without a flow, the heater generates a symmetric temperature distribution on the membrane. In this case all thermistors measure the same temperature. Due to convective heat transfer, the tangential fluid flow over the membrane distorts this symmetry. Thus, the temperature profile on the membrane depends on the flow direction and velocity. With a conveniently arranged thermistor array it is possible to measure both components of the flow velocity (v_x and v_y) and so to obtain simultaneously the information about flow direction and a magnitude of the flow velocity.

The thermistors must build two spatially orthogonal structures with sinusoidal directional characteristic. According to figure 2 the eight thermistors ($R_{th1}-R_{th8}$) were connected in a double full bridge configuration.

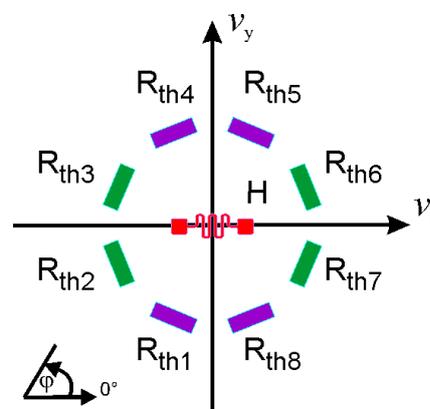


Figure 1: Schematic layout of the wind sensor comprising a central heater (H) and eight Ge-thermistors (R_{th1-8}) to be connected in a double Wheatstone bridge configuration.

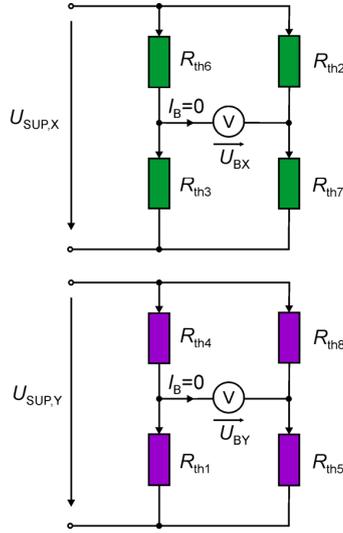


Figure 2: Arrangement of the eight thermistors (R_{th1} - R_{th8}) in two full bridge configurations.

The bridge voltage for x -direction equals to

$$U_{B,X} = U_{SUP,X} \frac{R_{th,2}R_{th,3} - R_{th,6}R_{th,7}}{(R_{th,6} + R_{th,3})(R_{th,2} + R_{th,7})}. \quad (1)$$

A similar equation can be obtained for $U_{B,Y}$. Assuming the flow in positive x -direction ($\varphi = 0^\circ$), the upstream thermistor pair ($R_{th,2}$ and $R_{th,3}$) is cooled down more intensively as its downstream counterpart ($R_{th,6}$ and $R_{th,7}$). The Ge-thermistors feature a negative temperature coefficient of resistivity. Hence, the difference in the numerator of equation (1) reaches its maximal value if the thermistors are connected as indicated in figure 1 and 2. On the other hand, at a flow in positive y -direction ($\varphi = 90^\circ$) the downstream thermistors ($R_{th,3}$ and $R_{th,6}$) and the upstream ones ($R_{th,2}$ and $R_{th,7}$) measure the same temperature, respectively. In this case $U_{B,X}$ equals zero and $U_{B,Y}$ reaches its maximum. Moreover, due to symmetric circular arrangement the directional characteristic of these two output quantities is approximately sinusoidal. Therefore, the angle of the flow direction with respect to the positive x -direction can be calculated by

$$\varphi = \arctan\left(\frac{U_{B,Y}}{U_{B,X}}\right) \quad (2)$$

whereas the flow velocity is a function of the modulus of the bridge voltages

$$|U_B| = \sqrt{U_{B,X}^2 + U_{B,Y}^2}. \quad (3)$$

The function $|U_B| = f(v)$ must be obtained experimentally. The thermistor temperature dependence can be best fitted by an exponential function

$$R_{th,i} = R_0 \cdot e^{\alpha(T_{LAB} + \Delta T_i)}, \quad (4)$$

where α and R_0 are the temperature coefficient of resistivity and the thermistor resistance based on a reference temperature of 0°C , respectively. T_{LAB} is the ambient temperature and ΔT_i denotes the variation of the thermistor temperature depending on the flow direction and velocity. Since all thermistors come from the very same fabrication process they feature approximately equal characteristic parameters, i.e. α and R_0 . Thus, in the first approximation the bridge voltages $U_{B,X}$ and $U_{B,Y}$ are independent on the ambient temperature T_{LAB} . This is the decisive advantage of the double bridge configuration over a conventional calorimetric wind sensor [5] where the variation of the ambient temperature can not be neglected.

3 Sensor Design

Figure 3 shows the photomicrograph of the sensor chip. The thermistor array is embedded in a thin micromachined membrane supported by a silicon frame. The resistance of a single Ge-thermistor is typically $300 \text{ k}\Omega$ at a room temperature. It exhibits a TCR of about $-2 \text{ \%}/\text{K}$, which is approximately five times higher than the corresponding value of platinum. To compensate for symmetry disturbance due to interconnection leads, the central circular heater features radial extensions between the thermistors. The mean heater diameter is ca. $330 \text{ }\mu\text{m}$ and its resistance amounts to about $1.7 \text{ k}\Omega$. The membrane was fabricated by a KOH based anisotropic etching process from the backside of the wafer. This way of producing a membrane is rather simple, but the shape is restricted to rectangular forms. Consequently, some thermistors are lying closer to the silicon rim which influences their thermal behaviour. In order to reduce the impact of this asymmetry, metal layers are arranged at the corners, circularly surrounding the remaining membrane structure. Moreover, an additional thermistor placed on the silicon rim (outmost left in figure 3) enables the monitoring of the ambient temperature.

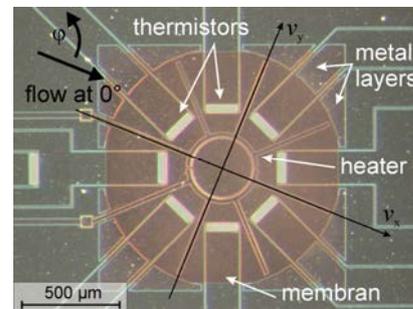


Figure 3: Photomicrograph of the micromachined wind sensor. φ denotes the flow direction. The bridge voltages depend on the x - and y -component of the flow velocity. The axes indicate the directions of the two vectors v_x and v_y .

4 Measurements and Results

For characterisation the sensor chip was flush mounted with the bottom of a rotatable rectangular flow channel of 12 mm width and 1 mm height (figure 4). This setup allows 360° rotation of the flow channel with an accuracy of $\pm 1^\circ$. Filtered nitrogen was used as a fluid. The flow rate was adjusted by means of a mass flow controller enabling a maximum average flow velocity in the channel of up to 1.5 m/s.

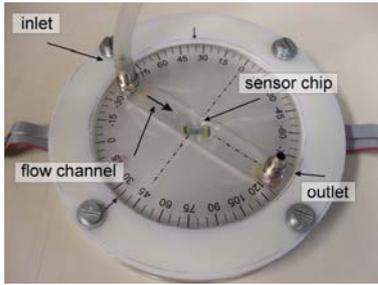


Figure 4: Measurement setup: A rotatable rectangular flow channel ($12 \times 1 \text{ mm}^2$) is placed above the sensor chip. The direction of the tangential nitrogen flow can be adjusted over a whole 360° range with an accuracy of $\pm 1^\circ$.

The heater was operated at the constant voltage $U_H = 1 \text{ V}$, dissipating the heat power of $590 \mu\text{W}$. The supply voltage for both bridges amounts to $U_{\text{SUP},X} = U_{\text{SUP},Y} = 1 \text{ V}$. It is impossible to fabricate completely identical thermistors and to place thin film structures perfectly centred on the membrane. Hence, even without heating and flow (i.e. all thermistors acquire ambient temperature) the bridge voltage is not zero. This offset must be removed from the measured values. The dependence of the bridge voltages on the flow direction, with the offset correction already taken into account, is illustrated in figure 5.

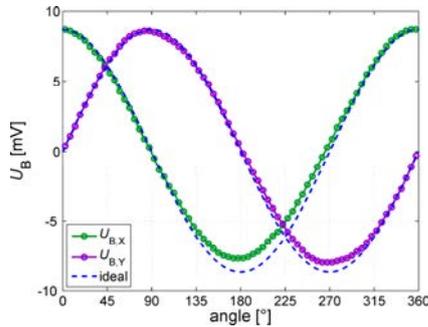


Figure 5: Measured bridge voltages $U_{B,X}$ and $U_{B,Y}$ with offset correction as a function of the flow direction φ at $v = 1 \text{ m/s}$ flow velocity. The dashed lines indicate ideal sine- and cosine-characteristics with $U_{B,X}$ at $\varphi = 0^\circ$ as a reference amplitude.

For comparison, the dashed lines depict the sine-cosine graphs with the value of $U_{B,X}$ at $\varphi = 0^\circ$ chosen as a reference amplitude. The major deviation from

the ideal line occurs due to an unequal magnitude of the maxima and minima. This can have several reasons. Beside already mentioned manufacturing tolerances of the thermistors and the minor asymmetries of the thin-film structures, a slight shift of the membrane structure with respect to the rectangular silicon rim can cause an additional asymmetry. Due to the mask misalignment generated by the backside lithography step prior to anisotropic etching process some thermistors are shifted closer to the silicon bulk. Consequently, the magnitudes of the bridge voltages for an arbitrary angle φ and $\varphi + 180^\circ$ differ. Furthermore, an asymmetry caused by sensor mounting or measurement setup also influences the output characteristic.

As it is a systematic error, it can be taken into account by means of subsequent data processing. However, the correction parameters must not depend on flow velocity, since this quantity is not available prior to the calibration. In order to obtain the convenient correction parameters, the bridge output characteristic for the flow in positive and negative direction of the main axes must be measured (figure 6). $U_{B,X}$ at $\varphi = 0^\circ$ serves as a reference characteristic. A polynomial fit of 8th degree is utilized as mathematical relation between the flow velocity and the modulus of the bridge voltages $v = f^{-1}(|U_B|)$. All other characteristics can be fitted to this reference simply by scaling them with an appropriate factor obtained by means of the least square approximation.

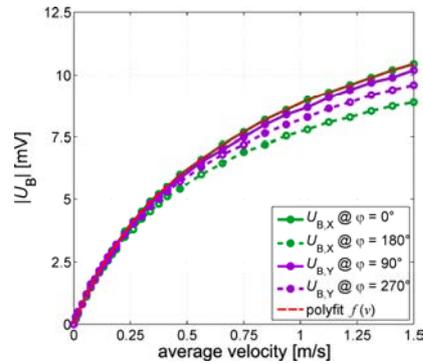


Figure 6: The magnitude of the bridge voltages $|U_{B,X}|$ at $\varphi = 0^\circ$ and 180° as well as $|U_{B,Y}|$ at $\varphi = 90^\circ$ and 270° versus average flow velocity in the channel.

$|U_{B,X}|$ at $\varphi = 0^\circ$ was chosen as a reference characteristic. Its polynomial fit $|U| = f(v)$ is utilized as mathematical relation between the flow velocity and the modulus of the bridge voltages.

The proposed correction procedure can be implemented fully automated by means of conventional microcontroller. The corresponding functional block diagram is depicted in figure 7. The bridge voltages must be first low-pass filtered and then sampled by means of DAC. The offset voltages $U_{\text{OFFSET},X-Y}$ arise from the bridge voltages at zero flow. After the offset compensation, the signal is

multiplied with an appropriate correction factor depending on the sign of the offset-free bridge voltage. Applying (2) and (3), the flow direction φ and the modulus of the compensated bridge voltages $|U|$ can be obtained. Finally, the flow velocity v is calculated utilizing the inverse function $f^{-1}(|U|)$.

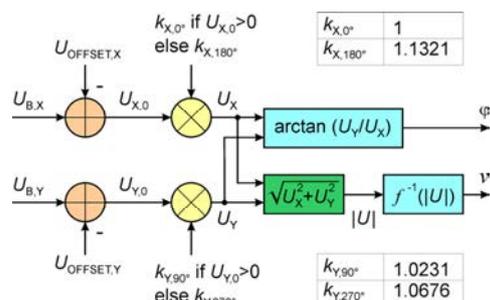


Figure 7: A block diagram of the correction procedure and a subsequent data processing. It can be implemented full automated by means of conventional microcontroller.

In order to illustrate the impact of this simple but efficient compensation procedure the voltage of one bridge structure is plotted against the signal of its orthogonal counterpart (figure 8, red stars). Ideally, a circle would be expected (dashed line). For comparison the characteristic based only on offset-corrected voltages $U_{X,0}$ and $U_{Y,0}$ is depicted too (blue circles). Since $U_{B,X}$ at $\varphi = 0^\circ$ has been chosen as a reference characteristic (figure 6), $U_X = \max$ and $U_Y = 0$ is point of contact for all curves.

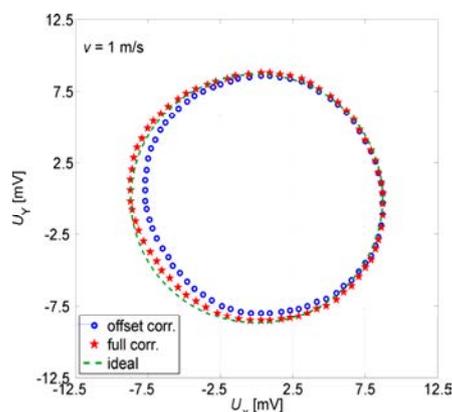


Figure 8: Corrected bridge voltage U_X plotted against its orthogonal counterpart U_Y at $v = 1$ m/s. For comparison the characteristic based only on offset-corrected voltages $U_{X,0}$ and $U_{Y,0}$ are also shown (blue circles). In case of an ideal compensation a circle would be obtained (dashed line).

The value of the angle of the flow direction can be determined using the compensated voltages U_X and U_Y , applying (2) and taking into account the sign of the individual voltages to decide the respective quadrant (figure 9).

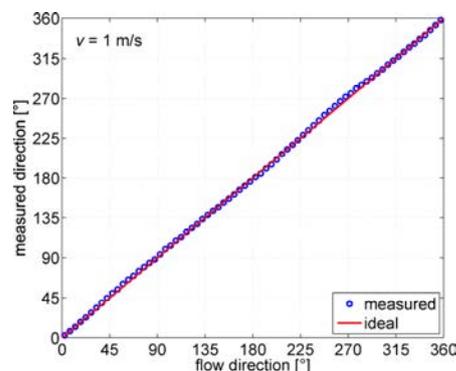


Figure 9: Measured direction versus actual flow direction at $v = 1$ m/s flow velocity.

The measured direction plotted versus the exact values yields no perfect straight line. The largest deviation appears for angles around 270° . To illustrate this more clearly, the angle error depending on the actual flow direction for two different flow velocities is plotted in figure 10. The maximum angle difference over the entire range is below 5° , which is comparable or even better than results obtained from micromachined wind sensors utilizing Pt-temperature detectors [2].

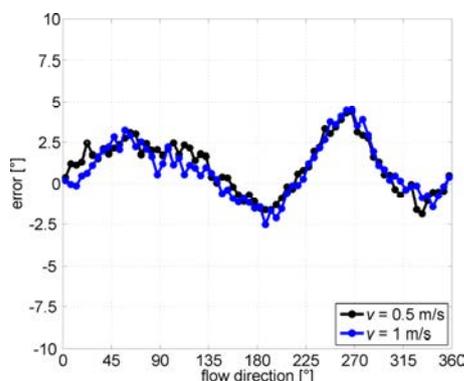


Figure 10: Angle error depending on the actual flow direction measured for two different flow velocities.

The maximum angle difference is below 5° .

Whereas the flow direction can be calculated directly from the corrected bridge voltages (2), for the flow velocity the conversion from $|U_B|$ to v is needed. This can induce further error, since the conversion function f is only an experimentally obtained approximation. Figure 11 shows the corresponding relative error of the measured flow velocity ($100\% \cdot (v_{\text{measured}} - v_{\text{flow}}) / v_{\text{flow}}$).

The maximum relative error reaches the 15% mark. The similar angular dependence of the error characteristics for both velocities (0.5 and 1 m/s, figure 10 and 11) indicates that the error is systematic. It is generated mainly by the remaining asymmetry of the chip layout and measurement setup.

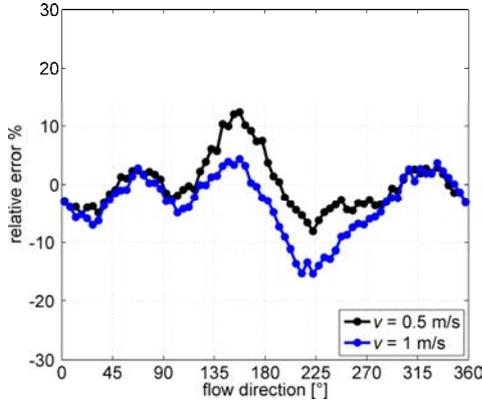


Figure 11: Relative error of the measured flow velocity ($100\% \cdot (v_{\text{measured}} - v_{\text{flow}}) / v_{\text{flow}}$) depending on the flow direction for two different flow velocities.

5 Temperature Dependence

In order to characterise the temperature dependence of output signal the sensor was also tested in a temperature chamber at zero flow velocity. The temperature ranges from 23°C up to 63°C. Figure 12 illustrates the characteristic of one membrane thermistor as well as of the substrate thermistor located on the silicon bulk next to the membrane (figure 3).

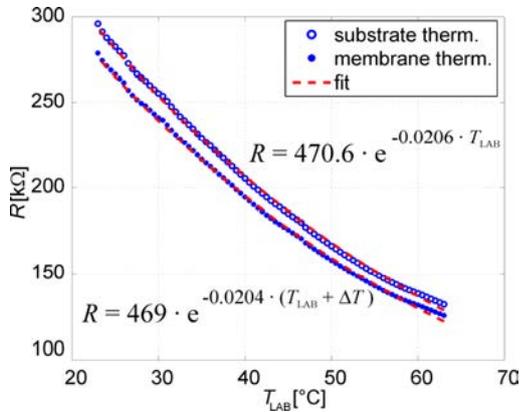


Figure 12: Measured temperature dependence of the resistance of substrate and membrane thermistors and the corresponding fitting functions. The heater-induced overtemperature of the membrane thermistor is $\Delta T = 3$ °C.

In the range of interest (up to 60 °C) the thermistor temperature characteristic can be fitted by an exponential function, as denoted in (4). The membrane overtemperature generated by the heater amounts to approx. $\Delta T = 3$ °C. Consequently, the characteristic of the membrane thermistor is shifted to the lower resistivity range. Due to manufacturing tolerances, the thermistor resistances differ slightly even at the same temperature. This results in a bridge offset voltage at zero flow. As the temperature

characteristic is not exactly identical for all thermistors, the offset voltage is generally temperature dependent. In order to estimate this dependence and its impact on the measurement error, one of the bridge voltages was recorded in the temperature chamber too (figure 13).

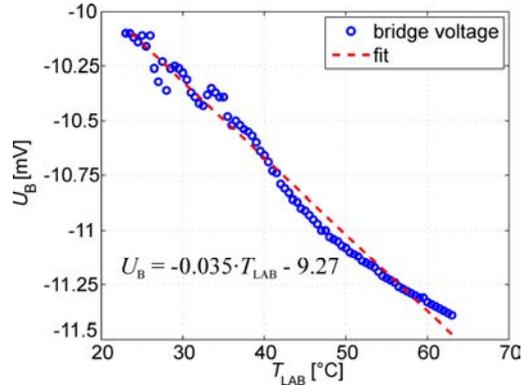


Figure 13: Measured temperature dependence of the bridge voltage at zero flow velocity (correspond to offset voltage) and its linear fitting function.

To simplify the calculation, this characteristic was fitted by a linear function. The effect of the temperature variation on the measured flow velocity can be calculated by

$$\frac{dv}{dT_{\text{LAB}}} = \frac{dv}{dU_B} \cdot \frac{dU_B}{dT_{\text{LAB}}} \quad (5)$$

where $dU_B/dT_{\text{LAB}} = -0.035$ mV/°C is a slope of the fitting function and dv/dU_B may be estimated from the reference characteristic ($U_{B,X}$ in figure 6). Figure 14 shows the relative error of the output signal ($100\% \cdot dv/v \cdot dT_{\text{LAB}}$) over average flow velocity.

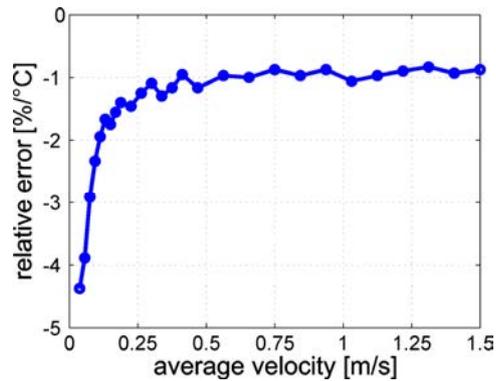


Figure 14: Estimation of the relative error of the output signal ($100\% \cdot dv/v \cdot dT_{\text{LAB}}$) over average flow velocity.

Although the temperature dependence dU_B/dT_{LAB} was only measured for offset voltage (U_B at $v = 0$ m/s), it is the same at all flow velocities. Since the correction values for the offset voltage are constant, the offset

compensation is accurate only at one fixed temperature. Therefore, each variation of the offset voltage influences the bridge voltage at arbitrary velocity with the same temperature coefficient. Due to employed bridge configuration, the relative error of the sensor output signal is better than 2 %/°C over the wide measurement range from 0.1 m/s up to 1.5 m/s. For many applications this accuracy is sufficient and hence no further temperature compensation must be applied.

However, if very low flow velocities are to be measured or strong variations of the ambient temperature are expected during the measurements, a temperature dependent compensation of the offset voltages must be considered. In this case, the ambient temperature can be measured by means of the substrate thermistor and the microcontroller has to calculate the temperature dependent correction values for the offset voltages (figure 13).

6 Conclusions

We presented a micromachined wind sensor based on a circular Ge-thermistor array in a double bridge configuration. By evaluating the bridge voltages the flow velocity and flow direction can be obtained directly. Due to high sensitivity of Ge-thermistors and very thin sensor membrane, a low heating power is sufficient to generate a useful bridge output. The power consumption amounts to approx. 0.6 mW, which is almost a factor 100 lower than the reported values achieved by Pt-based wind sensors [6].

In order to obtain an ideal sinusoidal characteristic of bridge voltages with respect to the flow direction, the sensor design and the corresponding measurement setup should be axially symmetric. Any deviation generates systematic error, which must be corrected by means of data post-processing. The correction algorithms must be independent of actual flow velocity if the sensor is to be used as a flow direction and flow velocity detector simultaneously. We introduced a very simple correction procedure, which can be easily realised with conventional cheap microcontrollers. The correction parameters must be acquired experimentally and account for all sources of asymmetry.

The sensor device with presented measurement setup allows for gas flow measurements in the range from about 0.010 m/s to 1.5 m/s. The maximum relative error of the flow velocity amounts to 15 % whereas the flow direction can be detected with an error less than 5°. As result of the employed voltage-supplied Wheatstone bridge read-out, the temperature related relative error of the sensor output signal amounts to only 1 %/°C over the wide measurement range. For very low flow velocities and large scale temperature variations during the measurement, a temperature dependent compensation of the offset voltages must be applied.

7 Acknowledgements

We gratefully acknowledge partial financial support by the Austrian Science Fund FWF (research grant L234-N07).

8 References

- [1] B.W. van Oudheusden and J. H. Huijsing, "An electronic wind meter based on a silicon flow sensor", *Sensors and Actuators, A* 21-23, pp 420-424 (1990).
- [2] K. Seunghyun, N. Teckjin and P. Sekwang, "Measurement of flow direction and velocity using a micromachined flow sensor", *Sensors and Actuators, A* 114, pp 312-318 (2004).
- [3] F. Keplinger, J. Kuntner, A. Jachimowicz, F. Kohl and B. Jakoby, "Highly sensitive sensor for flow velocity and flow direction measurement", *Proceedings 5th IEEE Conference on Sensors, Daegu*, pp 1436-1439 (2006).
- [4] A. Glaninger, A. Jachimowicz, F. Kohl, R. Chabicovsky and G. Urban, "Wide range semiconductor flow sensors", *Sensors and Actuators, A* 85, pp 139-146 (2000).
- [5] F. Keplinger, F. Kohl, R. Beigelbeck, J. Kuntner, A. Jachimowicz and J. Schalko, "High performance sensor for angular resolved flow measurement", *Proceedings Transducers & Eurosensors 2007, Lyon*, pp 2337-2340 (2007).
- [6] K. Seunghyun, K. Sunghyun, K. Yongduk, Ch. Sieyoung and P. Sekwang, "Design and fabrication of a flow sensor detecting flow direction and velocity", *Proceedings Transducers 2003, Boston*, pp 1927-1930 (2003).

Abkürzungsverzeichnis

aGe	amorphes Germanium
Approx.	Approximation
ASIC	Application Specific Integrated Circuit
Au	Gold
CCA	Constant Current Anemometry
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
Cr	Chrom
CT	Constant Temperature
CTA	Constant Temperature Anemometry
CV	Constant Voltage
CVA	Constant Voltage Anemometry
CVD	Chemical Vapour Deposition
Diffus.	Diffusion
DIL	Dual In Line
exp.	exponentiell
FDM	Finite Difference Modelling
FEM	Finite Element Method
FS	Full Scale
Ge	Germanium
GND	Ground (elektrische Masse)
H	Heizer
HID	Human Interface Device
HVAC	Heating Ventilating and Air Conditioning
InSb	Indiumantimonid
KOH	Kaliumhydroxid
LPCVD	Low Pressure Chemical Vapour Deposition
MEMS	Micro Electro Mechanical Systems
MFC	Mass Flow Controller
MT	Membranthermistor
N ₂	Stickstoff

NiMn ₂ O ₄	Nickel-Manganit
NTC	Negative Temperature Coefficient
PC	Personalcomputer
PCB	Printed Circuit Board
PECVD	Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition
PWM	Pulse Width Modulation
RIE	Reactive Ion Etching
RTD	Resistance Temperature Detector
S	Temperatursensor
Segment.	Segmentierter Heißfilmströmungssensor
Si	Silizium
Si ₃ N ₄	Siliziumnitrid
SiN _x	Siliziumnitrid
SiO ₂	Siliziumdioxid
ST	Substratthermistor
TCR	Temperature Coefficient of Resistance
Ti	Titan
TOF	Time Of Flight
TP	Tiefpass
TTL	Transistor Transistor Logik
USB	Universal Serial Bus
VCO	Voltage Controlled Oscillator
Verteilt.	Sensor mit verteilten Thermistoren

Symbolverzeichnis

Symbol	Beschreibung	Einheit
A	Verstärkung	-
A	(Querschnitts)fläche	m^2
A	Thermistorparameter nach Gl. (2.2)	Ω
A	Amplitude	V
A	Ausgangssignal	V, A
$A = \hat{U}_A$	Ausgangspegel (Maximalwert des Ausgangspulssignals)	V
A_0	Ausgangspegel bei $\vartheta = 0^\circ\text{C}$	V
A_0	Offset-bereinigtes Ausgangssignal	V, A
$A_{0,\text{max}}$	Maximalwert des offset-bereinigten Ausgangssignals	V, A
A_{offset}	Ausgangssignal bei $\bar{v} = 0$	V, A
\mathcal{A}	Integrationsfläche	m^2
\mathcal{A}_i	Integrationsflächen ($i : 1 \dots 8$)	m^2
a	Abstand	m
a	Temperaturleitfähigkeit	m^2/s
B	Materialkonstante der aGe-Thermistoren nach Gl. (2.2)	$\text{K}^{1/4}$
b	Abstand	m
b_H	Heizerbreite	m
C	Elektrische Kapazität	F
C_0	Kapazität vom Ladekondensator des Relaxationsoszillators	F
C_1, C_2	Äquivalente el. Kapazität des jeweiligen Bereichs	F
C_g	Gesamtkapazität	F
C_M	Äquivalente el. Kapazität der Membran	F
C_{therm}	Wärmekapazität	J/K
$C_{\text{therm},M}$	Wärmekapazität der Membran	J/K
$C_{\text{therm},R}$	Wärmekapazität der rechten Teil der Membran	J/K
c_1, c_2	Konstanten	-, K, $^\circ\text{C}$
$C_{\text{therm},i}$	Wärmekapazität des jeweiligen Bereichs ($i: 1, 2$)	J/K
c_p	Spezifische Wärmekapazität	J/kg·K

Symbol	Beschreibung	Einheit
c_{p1}, c_{p2}, c_{p3}	Spezifische Wärmekapazität der jeweiligen Dünnschicht	J/kg·K
$c_{p,M}$	Spezifische Wärmekapazität der Membran	J/kg·K
D	Rohrdurchmesser	m
D	Abkürzung nach Gl. (3.31)	1/m
D_H	Hydraulischer Durchmesser	m
D_{\square}	Hydraulischer Durchmesser	m
dc	Tastgrad	-
dc_0	Anfangstastgrad (bei $\bar{v} = 0$)	-
d_H	Heizerdicke	m
d_M	Dicke der Membran	m
d_S	Dicke des Siliziumchips	m
ΔE	Änderung des Wärmeinhalts	J
e	Regelabweichung	V
\vec{e}_x, \vec{e}_y	Einheitsvektoren in x - und y -Richtung	-
F_{rel}	Relativer Fehler	-
f	Abkürzung nach Gl. (5.36)	Ω
f	Frequenz	Hz
f	Spannungsabhängiger Widerstand nach (4.24)	Ω
f_0	Grundfrequenz (bei $\bar{v} = 0$)	Hz
f_{clk}	Taktfrequenz	Hz
f_g	Grenzfrequenz	Hz
f_{korr}	Korrekturfunktion	-
G	Elektrischer Leitwert	S
G_1, G_2	Äquivalenter el. Leitwert des jeweiligen Bereichs	S
G_1, G_2, G_4	Verstärkungen	-
G_g	Gesamtleitwert	S
G_M	Äquivalenter el. Leitwert der Membran	S
G_{therm}	Thermischer Leitwert	W/K
$G_{\text{therm},i}$	Thermischer Leitwert des jeweiligen Bereichs (i : 1, 2)	W/K
$G_{\text{therm},M}$	Thermischer Leitwert der Membran	W/K
H, L	Anzahl der Taktpulse während der Heiz- & Abkühlphase	-
h	Kanalhöhe	m
h	Wärmeübergangskoeffizient	W/m ² K
I	Elektrische Stromstärke	A
I_0	Versorgungsstrom der Wheatstone-Brücke	A
$I_{0,S}$	Versorgungsstrom der Wheatstone-Brücke beim seg.H. ¹	A
$I_{0,V}$	Versorgungsstrom der Wheatstone-Brücke beim S.m.v.T. ²	A

Symbol	Beschreibung	Einheit
I_A	Ausgangsstrom	A
$I_{A,0}$	Offset-bereinigter Ausgangsstrom	A
$I_{A,\text{offset}}$	Ausgangsstrom bei $\bar{v} = 0$	A
I_E	Strom durch den R_E Widerstand	A
I_H	Heizstromstärke	A
I_i	Strom durch das jeweilige Element ($i : 1 \dots 4$)	A
I_{ref}	Referenzstrom	A
I_{TH}	Strom durch den Heißfilmthermistor	A
I_γ	Ladestrom	A
I_∞	Stationärer Endwert der elektrischen Stromstärke	A
K	Thermistorspezifische Konstante nach Gl. (4.21)	V
K_1, K_2	Abkürzungen nach Gl. (3.62)	Ws/K, W/K
K_P	Verstärkung des P-Teils	-
K_S	Übertragungsbeiwert der Regelstrecke	-
k	Proportionalitätsfaktor	-
k	Relative Änderung des thermischen Widerstandes	-
k	Stromzunahme nach Gl. (5.16)	-
k	Wärmeleitfähigkeit	W/m·K
k_1, k_2, k_3	Wärmeleitfähigkeit des jeweiligen Bereichs	W/m·K
k_1	Empfindlichkeit nach Gl. (6.14)	Hz/V
k_2	Empfindlichkeit nach Gl. (6.16)	1/V
k_3	Empfindlichkeit nach Gl. (6.17)	V/°C
k_M	Wärmeleitfähigkeit der Membran	W/m·K
k_{xx}, k_{yy}	k -Komponenten in x - und y -Richtung	W/m·K
L_H	Halbe Heizerlänge	m
L_M	Halbe Membranlänge	m
L_T	Abstand zw. Koordinatenursprung und Temperatursensor	m
l	Länge	m
l_1, l_2, l_3	Dicke der jeweiligen Dünnschicht	m
l_{ch}	Charakteristische Länge	m
l_E	Einlaufstrecke	m
l_H	Heizerlänge	m
M	Stromverstärkung	-
m	Masse	kg
$\dot{m} = dm/dt$	Massendurchfluss	kg/s
m_1, m_2	Fluidmasse des jeweiligen Bereichs	kg
\vec{n}	Normaleneinheitsvektor	-

Symbol	Beschreibung	Einheit
P	Elektrische Leistung	W
P	Wärmeleistung	W
P	Druck	Pa
P_H	Heizleistung	W
\bar{P}_H	Mittlere Heizleistung	W
$P_{H,\infty}$	Stationärer Endwert der Heizleistung	W
P_S	Dissipierte Leistung im Substratthermistor	W
P_{TH}	Dissipierte Leistung im Heißfilm	W
P_V	Volumenbezogene Heizleistung	W/m ³
$P_{V,i}$	P_V des jeweiligen Elements ($i : 1 \dots 4$)	W/m ³
Pr	Prandtl-Zahl	-
p	Volumenbezogene Heizleistung	W/m ³
Q	Elektrische Ladung	As
Q	Wärme	J
Q'	Wärme pro Längeneinheit	J/m
\dot{Q}	Wärmestrom bzw. -leistung	W
\dot{Q}	Zeitliche Ladungsänderung	A
Q_0	Pulsstärke	J/m
\dot{Q}_{A_i}	Wärmestrom durch die Fläche A_i	W
\dot{Q}_{fluid}	Wärmeleistung aufgrund des Massentransports	W
\dot{Q}_H	Nettowärmestrahlung des Heizers	W
\dot{Q}_{kond}	Wärmeleistung aufgrund der Konduktion	W
\dot{Q}_{konv}	Wärmeleistung aufgrund der Konvektion	W
$Q_m = \dot{m}$	Massendurchfluss	kg/s
$Q_V = \dot{V}$	Volumendurchfluss	m ³ /s
\vec{q}	Wärmestromdichte	W/m ²
$\vec{q}_{\text{kond},x}$	Wärmestromdichte durch Konduktion in x -Richtung	W/m ²
$\vec{q}_{\text{kond},y}$	Wärmestromdichte durch Konduktion in y -Richtung	W/m ²
$\vec{q}_{\text{konv},x}$	Wärmestromdichte durch Konvektion in x -Richtung	W/m ²
R	Rohrradius	m
R	Elektrischer Widerstand	Ω
R_0	Thermistorwiderstand bei 0 °C	Ω
$R_{0,i}$	Widerstand des jeweiligen Elements bei 0 °C ($i : 1 \dots 4$)	Ω
$R_{0,S}$	Widerstand des Substratthermistors bei 0 °C	Ω
$R_{0,S}$	Heißfilmwiderstand vom seg.H. ¹ bei 0 °C	Ω
$R_{0,TH}$	Widerstand des Heißfilmthermistors bei 0 °C	Ω
$R_{0,V}$	Heißfilmwiderstand vom S.m.v.T. ² bei 0 °C	Ω

Symbol	Beschreibung	Einheit
R_{B0}	Potentiometer in Serie mit der Thermistorbrücke	Ω
R_E	Externer Widerstand der „äußeren“ Brücke	Ω
R_G	Widerstand zum Einstellen der Verstärkung	Ω
R_g	Gesamtwiderstand	Ω
R_H	Heizwiderstand	Ω
R_{HYS}	Widerstand zum Einstellen der Hysterese	Ω
R_i	Widerstand eines Brückenelements ($i : 1 \dots 4$)	Ω
R_L	Widerstand des linken Membranthermistors	Ω
R_R	Widerstand des rechten Membranthermistors	Ω
R_{ref}	Referenzwiderstand	Ω
R_S	Substratthermistor	Ω
R_S	Widerstand eines Brückenelements beim seg.H. ¹	Ω
$R_{S,L}$	Widerstand des linken Substratthermistors	Ω
$R_{S,R}$	Widerstand des rechten Substratthermistors	Ω
R_{ST1}	Widerstandswert des Substratthermistors ST1	Ω
R_T	Widerstand des Transimpedanzverstärkers	Ω
R_{TH}	Thermistorwiderstand	Ω
R_{TH}	Gesamtwiderstand des Heißfilms (der Brücke)	Ω
$R_{TH,S}$	Gesamtwiderstand der Brücke beim seg.H. ¹	Ω
$R_{TH,V}$	Gesamtwiderstand der Brücke beim S.m.v.T. ²	Ω
R_{therm}	Thermischer Widerstand	K/W
$R_{therm,i}$	Thermischer Widerstand des jeweiligen Bereichs ($i: 1, 2$)	K/W
$R_{therm,kond}$	Thermischer Widerstand aufgrund der Konduktion	K/W
$R_{therm,konv}$	Thermischer Widerstand aufgrund der Konvektion	K/W
$R_{therm,L}$	R_{therm} für den linken Teil der Membran	K/W
$R_{therm,R}$	R_{therm} für den rechten Teil der Membran	K/W
$R_{therm,S}$	Thermischer Widerstand des Substratthermistors	K/W
$R_{therm,S}$	Thermischer Widerstand vom seg.H. ¹	K/W
$R_{therm,TH}$	Thermischer Widerstand des Heißfilmthermistors	K/W
$R_{therm,V}$	Thermischer Widerstand vom S.m.v.T. ²	K/W
R_V	Widerstand eines Brückenelements beim S.m.v.T. ²	Ω
ΔR	Widerstandsdifferenz	Ω
Re	Reynolds-Zahl	-
Re _{krit}	Kritische Reynolds-Zahl	-
Re _x	Reynolds-Zahl der ebenen Platte	-
Re _{x,krit}	Kritische Reynolds-Zahl der ebenen Platte	-
r	Radialkoordinate	m

Symbol	Beschreibung	Einheit
r	Produkt aus thermischem Widerstand und Heißfilmvolumen	Km^3/W
r_S	Produkt aus R_{therm} und Heißfilmvolumen beim seg.H. ¹	Km^3/W
r_V	Produkt aus R_{therm} und Heißfilmvolumen beim S.m.v.T. ²	Km^3/W
S	Empfindlichkeit	Vs/m
S_0	Anfangsempfindlichkeit der ΔT -Charakteristik	Ks/m
$S_{0,\text{max}}$	Maximale Anfangsempfindlichkeit der ΔT -Charakteristik	Ks/m
$S_{\text{rel,FS}}$	Empfindlichkeit bezogen auf Ausgangssignalbereich	s/m
$S_{\text{rel,P}}$	Leistungsbezogene Empfindlichkeit der Ausgangsspannung	$\text{Vs}/\text{m}\cdot\text{W}$
$S_{\text{rel,P}}$	Leistungsbezogene Empfindlichkeit des Ausgangsstroms	$\text{As}/\text{m}\cdot\text{W}$
s	Umfang des Querschnittes	m
T	Periodendauer	s
T	Temperatur	$\text{K}, \text{ }^\circ\text{C}$
T_0	Temperatur auf der Membranoberfläche	$\text{K}, \text{ }^\circ\text{C}$
$T_{0,\text{L}}, T_{0,\text{R}}$	T_0 im Abstand L_T links und rechts vom Heizer	$\text{K}, \text{ }^\circ\text{C}$
T_1, T_2	Temperatur stromauf- und -abwärts vom Heizer	$\text{K}, \text{ }^\circ\text{C}$
T_1, T_2	Anfangs- und Endwert eines Temperaturbereichs	K
\bar{T}_1, \bar{T}_2	Mittlere Temperatur im jeweiligen Modellbereich	$\text{K}, \text{ }^\circ\text{C}$
T_g	Ausgleichszeit der Regelstrecke	s
T_H	Heizertemperatur	$\text{K}, \text{ }^\circ\text{C}$
T_H	Pulsdauer des Ausgangssignal	s
T_H, T_L	Ein- und Ausschaltdauer des Zweipunktreglers	s
$T_{H,\text{max}}$	Maximalwert der Heizertemperatur	$\text{K}, \text{ }^\circ\text{C}$
T_i	Temperatur des jeweiligen Elements ($i : 1 \dots 4$)	$\text{K}, \text{ }^\circ\text{C}$
T_L	Temperatur des linken Temperatursensors	$\text{K}, \text{ }^\circ\text{C}$
T_{LAB}	Labor- bzw. Umgebungstemperatur	$\text{K}, \text{ }^\circ\text{C}$
\bar{T}_{LAB}	Mittlere Umgebungstemperatur	$\text{K}, \text{ }^\circ\text{C}$
$T_{\text{LAB,ref}}$	Referenzwert der Umgebungstemperatur	$\text{K}, \text{ }^\circ\text{C}$
T_M	Mittlere Temperatur	$\text{K}, \text{ }^\circ\text{C}$
T_n	Nachstellzeit des PI-Reglers	s
T_R	Temperatur des rechten Temperatursensors	$\text{K}, \text{ }^\circ\text{C}$
T_{ref}	Referenztemperatur	$\text{K}, \text{ }^\circ\text{C}$
T_S	Sensortemperatur	$\text{K}, \text{ }^\circ\text{C}$
$T_t, T_{t+\Delta t}$	Temperatur zum Zeitpunkt t und $t + \Delta t$	$\text{K}, \text{ }^\circ\text{C}$
T_{TH}	Thermistortemperatur beim seg.H. ¹	$\text{K}, \text{ }^\circ\text{C}$
T_{TH}	Mittlere Temperatur des Heißfilms beim S.m.v.T. ²	$\text{K}, \text{ }^\circ\text{C}$
T_U	Umgebungstemperatur	$\text{K}, \text{ }^\circ\text{C}$
T_u	Verzugszeit der Regelstrecke	s

Symbol	Beschreibung	Einheit
T_W	Wandtemperatur	K, °C
T_∞	Temperaturendwert	K, °C
$\vec{\nabla}T$	Temperaturgradient	K/m
ΔT	Temperaturdifferenz, Übertemperatur	K
ΔT_0	Übertemperatur auf der Membranoberfläche	K
$\Delta T_{0,L}$	ΔT_0 im Abstand L_T links vom Heizer	K
$\Delta T_{0,R}$	ΔT_0 im Abstand L_T rechts vom Heizer	K
ΔT_H	Heizerübertemperatur	K
$\Delta T_{H,\infty}$	Stationärer Endwert der Heizerübertemperatur	K
ΔT_i	Übertemperatur des jeweiligen Elements ($i : 1 \dots 4$)	K
ΔT_{ist}	Istwert der Übertemperatur	K
ΔT_L	Übertemperatur des linken Thermistors	K
$\Delta \bar{T}_L$	Mittlere Übertemperatur der linken Membranthermistoren	K
$\Delta \bar{T}_M$	Mittlere Übertemperatur der Membranthermistoren	K
ΔT_{MAX}	Maximalwert der Übertemperatur	K
$\Delta T_{\text{MAX,ideal}}$	Maximalwert der Übertemperatur ohne Diffusion ($a = 0$)	K
ΔT_{peak}	Maximal erreichbare Übertemperatur	K
ΔT_R	Übertemperatur des rechten Thermistors	K
$\Delta \bar{T}_R$	Mittlere Übertemperatur der rechten Membranthermistoren	K
ΔT_S	Übertemperatur des Substratthermistors	K
ΔT_S	Übertemperatur im CTA-Modus beim seg.H. ¹	K
ΔT_{soll}	Sollwert der Übertemperatur	K
ΔT_{TH}	Thermistorübertemperatur beim seg.H. ¹	K
$\Delta \bar{T}_{\text{TH}}$	Mittlere Übertemperatur des Heißfilms beim S.m.v.T. ²	K
$\overline{\Delta T}_{\text{TH}}$	Mittlere Thermistorübertemperatur	K
ΔT_V	Übertemperatur im CTA-Modus beim S.m.v.T. ²	K
t	Zeit	s
t_r	10-90 %-Anstiegszeit	s
t_{TOF}	Impulstransitzeit	s
$t_{\text{TOF},0}$	Impulstransitzeit ohne Strömung ($u = 0$)	s
$t_{\text{TOF,ideal}}$	Impulstransitzeit ohne Diffusion ($a = 0$)	s
Δt	Zeitintervall	s
U	Elektrische Spannung	V
U_0	Versorgungsspannung der Wheatstone-Brücke	V
U_0	Anfangswert der elektrischen Spannung	V
U_1	Internes Rechtecksignal des Relaxationsoszillators	V
U_2	Verzögertes U_1 -Signal des Relaxationsoszillators	V

Symbol	Beschreibung	Einheit
U_3	Ausgangssignal $U_1 \oplus U_2$ des Relaxationsoszillators	V
U_4	Ausgangssignal des Temperatur-Spannung-Konverters	V
U_A	Ausgangsspannung	V
$U_{A,\max}$	Maximalwert der Ausgangsspannung	V
$U_{A,\min}$	Minimalwert der Ausgangsspannung	V
$U_{A,\text{ref}}$	Ausgangsspannung bei der Referenztemperatur T_{ref}	V
U_{A1}, U_{A2}	Erstes und zweites Sensorausgangssignal	V
$U_{A1,0}$	Offset-bereinigte Spannung U_{A1}	V
U_B	Brückenspannung	V
$U_{B,0}$	Offset-bereinigte Brückenspannung	V
$U_{B,\text{offset}}$	Brückenspannung bei $\bar{v} = 0$	V
U_{B+}	Spannung an der Plus-Klemme der Brücke	V
U_{B-}	Spannung an der Minus-Klemme der Brücke	V
U_{bias}	Bias-Spannung	V
U_C	Eingangsspannung des Regelkreises	V
U_D	Dreiecksspannung des Relaxationsoszillators	V
U_{DD}	Versorgungsspannung	V
U_{dc}	Eingangsspannung welche den Tastgrad steuert	V
U_H	Elektrische Spannung am Heizer, Heizspannung	V
\hat{U}_H	Heizpulshöhe	V
$\hat{U}_{H,\min}$	Minimalwert der Heizpulshöhe	V
$U_{\text{hyst,SS}}$	Spitze-Spitze-Hysteresespannung (Hysteresebreite)	V
U_L	Ausgangsspannung des linken Transimpedanzverstärkers	V
U_{MAX}	Maximalwert der Spannung	V
U_{off}	Offsetspannung	V
U_R	Ausgangsspannung des rechten Transimpedanzverstärkers	V
U_{R_E}	Spannungsabfall am Widerstand R_E	V
U_S	Rechteckförmige Schwellspannung des Relaxationsoszillators	V
U_{soll}	Sollwert der elektrischen Spannung	V
U_{TH}	Thermistorspannung	V
U_{TH}	Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke	V
$U_{\text{TH},0}$	Offset-bereinigte Spannung U_{TH}	V
$U_{\text{TH,offset}}$	Spannung an den Anschlussklemmen der Brücke bei $\bar{v} = 0$	V
U_x	Ausgangsspannung die mit $u = \bar{v} \cdot \cos(\varphi)$ korrespondiert	V
U_y	Ausgangsspannung die mit $v = \bar{v} \cdot \sin(\varphi)$ korrespondiert	V
U_∞	Stationärer Endwert der elektrischen Spannung	V
U_+	Spannung an der Plus-Klemme des Verstärkers	V

Symbol	Beschreibung	Einheit
U_-	Spannung an der Minus-Klemme des Verstärkers	V
U_\perp	Spannung an der unteren Klemme der Wheatstone-Brücke	V
u, v, w	x -, y - und z -Komponente der Strömungsgeschwindigkeit	m/s
u	Stellgröße	V
\bar{u}	Mittlere Strömungsgeschwindigkeit	m/s
u_G	Grenzgeschwindigkeit	m/s
u_{\max}	Maximalwert der Strömungsgeschwindigkeit	m/s
u_{peak}	Größte messbare Strömungsgeschwindigkeit	m/s
u_∞	Endwert der Strömungsgeschwindigkeit u	m/s
V	Volumen	m ³
$\dot{V} = dV/dt$	Volumendurchfluss	m ³ /s
V_H	Heizervolumen	m ³
V_S	Gesamtvolumen des Heißfilms beim seg.H. ¹	m ³
V_V	Gesamtvolumen des Heißfilms beim S.m.v.T. ²	m ³
ΔV	Infinitesimales Volumenelement	m ³
$\vec{v} = (u, v, w)$	Strömungsgeschwindigkeit	m/s
\bar{v}	Mittlere Strömungsgeschwindigkeit	m/s
v_{ch}	Charakteristische Strömungsgeschwindigkeit	m/s
\bar{v}_{\max}	Maximale mittlere Strömungsgeschwindigkeit	m/s
w	Ausdehnung in z -Richtung	m
w	Führungsgröße	V
w	Kanalbreite	m
x, y, z	Kartesische Achsen bzw. Koordinaten	-, m
x_0	Sprungstelle	m
x_{krit}	Kritische Lauflänge	m
Δx	Infinitesimale Ausdehnung in x -Richtung	m
y	Regelgröße	V
Δy	Infinitesimale Ausdehnung in y -Richtung	m
α	Temperaturkoeffizient des Widerstands	1/K
α	Winkel	rad, °
α_i	Temperaturkoeffizient des jeweiligen Elements ($i : 1 \dots 4$)	1/K
β	Temperaturkoeffizient des Widerstands bezüglich T_{LAB}	1/K
β_i	Temperaturkoeffizient der jeweiligen Größe i bezüglich T_{LAB}	1/K
δ	Geschwindigkeitsgrenzschichtdicke	m
$\delta(t)$	Dirac-Stoß	1/s
δ_T	Temperaturgrenzschichtdicke	m

Symbol	Beschreibung	Einheit
ϵ	Emissionsgrad	-
$\epsilon(t)$	Heaviside-Funktion	-
η	Dynamische Viskosität	Pa·s
ϑ	Umgebungstemperatur	°C
κ	Abkürzung nach Gl. (3.31)	-
λ_1, λ_2	Eigenwerte der charakteristischen Gleichung	1/m
ν	Kinematische Viskosität	m ² /s
ξ	Korrekturwinkel $\xi \in \{0, \pi, 2\pi\}$	rad
ξ	Abstand zwischen dem Heizerrand und Temperatursensoren	m
ξ_{opt}	Optimaler ξ -Abstand	m
ρ	Massendichte	kg/m ³
ρ_1, ρ_2, ρ_3	Massendichte der jeweiligen Dünnschicht	kg/m ³
ρ_{aGe}	Spezifischer Widerstand von aGe	Ωm
ρ_{M}	Massendichte der Membran	kg/m ³
σ	Stefan-Boltzman-Konstante: $5,6704 \cdot 10^{-8}$	W/m ² K ⁴
τ	Zeitkonstante	s
τ	Verzögerungsdauer	s
τ_{H}	Heizer-Zeitkonstante	s
τ_{R}	Zeitkonstante des rechten Thermistors	s
$\Phi, \bar{\Phi}$	Digitale Zustände	-
φ	Elektrisches Potential	V
φ	Winkel zwischen der Strömungsrichtung und der x -Achse	rad, °
$\vec{\nabla}$	Nabla-Operator	-
\oplus	Logische XOR-Operation	-
\parallel	Parallelschaltung zweier Widerstände	-

¹Segmentierter Heißfilmströmungssensor (Kapitel 5).

²Sensor mit verteilten Thermistoren (Kapitel 6).

Literaturverzeichnis

- [1] H.-R. Tränkler and E. Obermeier, *Sensortechnik: Handbuch für Praxis und Wissenschaft*. Berlin, Heidelberg, New York: Springer, 1998.
- [2] E. Hering and G. Schönfelder, *Sensoren in Wissenschaft und Technik; Funktionsweise und Einsatzgebiete*. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag, 2012.
- [3] K. Reif, *Sensoren im Kraftfahrzeug*, 2nd ed., ser. Bosch Fachinformation Automobil. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag, 2012.
- [4] S. Hesse and G. Schnell, *Sensoren für die Prozess- und Fabrikautomation; Funktion - Ausführung - Anwendung*, 6th ed. Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden, 2014.
- [5] L. Pérez-Lombard, J. Ortiz, and C. Pout, “A review on buildings energy consumption information,” *Energy and Buildings*, vol. 40, no. 3, pp. 394 – 398, 2008.
- [6] P. T. Bhaskoro, S. I. U. H. Gilani, and M. S. Aris, “Simulation of energy saving potential of a centralized HVAC system in an academic building using adaptive cooling technique,” *Energy Conversion and Management*, vol. 75, pp. 617 – 628, 2013.
- [7] I. Budaiwi and A. Abdou, “HVAC system operational strategies for reduced energy consumption in buildings with intermittent occupancy: The case of mosques,” *Energy Conversion and Management*, vol. 73, pp. 37 – 50, 2013.
- [8] T. Sauter, H. Steiner, T. Glatzl, W. Hortschitz, F. Wenig, and C. Heschl, “Towards distributed enthalpy measurement in large-scale air conditioning systems,” in *9th Annual IEEE International Systems Conference (SysCon)*, April 2015, pp. 460–465.
- [9] N. Nguyen, “Micromachined flow sensors – a review,” *Flow Measurement and Instrumentation*, vol. 8, no. 1, pp. 7 – 16, 1997.
- [10] G. Wiegleb, *Gasmessstechnik in Theorie und Praxis; Messgeräte - Sensoren - Anwendungen*, 1st ed. Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden, 2016.
- [11] M. Anklin, W. Drahm, and A. Rieder, “Coriolis mass flowmeters: Overview of the current state of the art and latest research,” *Flow Measurement and Instrumentation*, vol. 17, no. 6, pp. 317 – 323, 2006.
- [12] H. Droogendijk, C. M. Bruinink, R. G. P. Sanders, A. M. K. Dagamseh, R. J. Wiegerink, and G. J. M. Krijnen, “Improving the performance of biomimetic hair-flow sensors by electrostatic spring softening,” *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 22, no. 6, p. 065026, 2012.

- [13] P. Enoksson, G. Stemme, and E. Stemme, "A silicon resonant sensor structure for Coriolis mass-flow measurements," *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 6, no. 2, pp. 119–125, Jun 1997.
- [14] Y.-H. Wang, C.-Y. Lee, and C.-M. Chiang, "A MEMS-based Air Flow Sensor with a Free-standing Micro-cantilever Structure," *Sensors*, vol. 7, no. 10, pp. 2389–2401, October 2007.
- [15] M. Himmelhaus, P. Bley, J. Mohr, and U. Wallrabe, "Integrated measuring system for the detection of the revolutions of LIGA microturbines in view of a volumetric flow sensor," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 2, no. 3, p. 196, 1992.
- [16] P. Hauptmann, N. Hoppe, and A. Püttmer, "Application of ultrasonic sensors in the process industry," *Measurement Science and Technology*, vol. 13, no. 8, p. R73, 2002.
- [17] M. L. Sanderson and H. Yeung, "Guidelines for the use of ultrasonic non-invasive metering techniques," *Flow Measurement and Instrumentation*, vol. 13, no. 4, pp. 125 – 142, 2002.
- [18] J. T. W. Kuo, L. Yu, and E. Meng, "Micromachined Thermal Flow Sensors – A Review," *Micromachines*, vol. 3, no. 3, p. 550, 2012.
- [19] M. Ashauer, H. Glosch, F. Hedrich, N. Hey, H. Sandmaier, and W. Lang, "Thermal flow sensor for liquids and gases based on combinations of two principles," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 73, no. 1–2, pp. 7 – 13, 1999.
- [20] W. Nitsche and A. Brunn, *Strömungsmesstechnik*, 2nd ed., ser. VDI-Buch. Berlin, Heidelberg: Springer, 2006.
- [21] G. Kaltsas and A. Nassiopoulou, "Novel C-MOS compatible monolithic silicon gas flow sensor with porous silicon thermal isolation," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 76, no. 1–3, pp. 133 – 138, 1999.
- [22] R. Buchner, K. Froehner, C. Sosna, W. Benecke, and W. Lang, "Toward Flexible Thermoelectric Flow Sensors: A New Technological Approach," *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 17, no. 5, pp. 1114–1119, Oct 2008.
- [23] H. Czichos and M. Hennecke, *HÜTTE - Das Ingenieurwissen*, 34th ed. Berlin, Heidelberg: Springer, 2012.
- [24] A. A. Kovalevskii, A. V. Dolbik, and S. N. Voitekh, "Effect of doping on the temperature coefficient of resistance of polysilicon films," *Russian Microelectronics*, vol. 36, no. 3, pp. 153–158, 2007.
- [25] Z. Bendekovic, P. Biljanovic, and D. Grgec, "Polysilicon temperature sensor," in *9th Mediterranean Electrotechnical Conference, MELECON 98.*, vol. 1, May 1998, pp. 362–366.
- [26] N. Sabate, J. Cerda, I. Gracia, J. Berganzo, C. Cane, and J. R. Morante, "Evaluation of sensitive materials for integrated thermal flow sensors," in *28th Annual Conference of the IEEE Industrial Electronics Society, IECON 02*, vol. 4, Nov 2002, pp. 2681–2684.

- [27] A. Feteira, “Negative Temperature Coefficient Resistance (NTCR) Ceramic Thermistors: An Industrial Perspective,” *Journal of the American Ceramic Society*, vol. 92, no. 5, pp. 967–983, 2009.
- [28] R. Schmidt, A. Stiegelschmitt, A. Roosen, and A. Brinkman, “Screen printing of co-precipitated $\text{NiMn}_2\text{O}_{4+\delta}$ for production of NTCR thermistors,” *Journal of the European Ceramic Society*, vol. 23, no. 10, pp. 1549 – 1558, 2003.
- [29] F. Bernhard, *Handbuch der Technischen Temperaturmessung*, 2nd ed., ser. VDI-Buch. Berlin, Heidelberg: Springer Vieweg, 2014.
- [30] O. Aleksic, M. Nikolic, M. Lukovic, S. Aleksic, and P. Nikolic, “Analysis and optimization of a thermal sensor system for measuring water flow,” *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 201, pp. 371 – 376, 2013.
- [31] M. Parlak, T. Hashemi, M. J. Hogan, and A. W. Brinkman, “Electron Beam Evaporation of Nickel Manganite Thin-film Negative Temperature Coefficient Thermistors,” *Journal of Materials Science Letters*, vol. 17, no. 23, pp. 1995–1997, 1998.
- [32] R. Schmidt, A. Basu, and A. Brinkman, “Production of NTCR thermistor devices based on $\text{NiMn}_2\text{O}_{4+\delta}$,” *Journal of the European Ceramic Society*, vol. 24, no. 6, pp. 1233 – 1236, 2004, Electroceramics VIII.
- [33] F. Völklein and T. Zetterer, *Praxiswissen Mikrosystemtechnik; Grundlagen - Technologien - Anwendungen*, 2nd ed. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag / GWV Fachverlage GmbH, Wiesbaden, 2006.
- [34] G. A. Urban, “Hochauflösende Mikrothermometer für Medizin und Technik,” Dissertation, Technische Universität Wien, 1985.
- [35] G. Urban, A. Jachimowicz, F. Kohl, H. Kuttner, F. Olcaytug, P. Goiser, K. Lindner, H. Pockberger, O. Prohaska, and M. Schönauer, “High resolution multi-temperature sensors for biomedical application,” *Medical progress through technology*, vol. 16, no. 3, pp. 173 – 181, 1990.
- [36] G. Urban, H. Kamper, A. Jachimowicz, F. Kohl, H. Kuttner, F. Olcaytug, P. Goiser, F. Pittner, T. Schalkhammer, and E. Mann-Buxbaum, “The construction of microcalorimetric biosensors by use of high resolution thin-film thermistors,” *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 6, no. 3, pp. 275 – 280, 1991.
- [37] J. Kuttner, “Integrierte Wärmeflußsensoren zur Strömungsmessung,” Diplomarbeit, Technische Universität Wien, 1987.
- [38] H. Kuttner, G. Urban, A. Jachimowicz, F. Kohl, F. Olcaytug, and P. Goiser, “Microminiaturized thermistor arrays for temperature gradient, flow and perfusion measurements,” *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 27, no. 1, pp. 641 – 645, 1991.
- [39] F. Kohl, A. Jachimowicz, J. Steurer, R. Glatz, J. Kuttner, D. Biacovský, F. Olcaytug, and G. Urban, “A micromachined flow sensor for liquid and gaseous fluids,” *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 41, no. 1, pp. 293 – 299, 1994.

- [40] G. Urban, F. Kohl, A. Jachimowicz, J. Steurer, F. Keplinger, P. Svasek, and E. Svasek, "Integrated Sensor-Microflow-Systems," in *The Society for Microelectronics, Annual Report 1997*, April 1998, pp. 153–159. [Online]. Available: <http://gme.tuwien.ac.at>
- [41] A. Glaninger, A. Jachimowicz, F. Kohl, R. Chabicovsky, and G. Urban, "Wide range semiconductor flow sensors," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 85, no. 1–3, pp. 139 – 146, 2000.
- [42] F. Kohl, R. Fasching, F. Keplinger, R. Chabicovsky, A. Jachimowicz, and G. Urban, "Development of miniaturized semiconductor flow sensors," *Measurement*, vol. 33, no. 2, pp. 109 – 119, 2003.
- [43] G. Urban, A. Jachimowicz, H. Ernst, S. Seifert, J. Freund, and F. Kohl, "Ultrasensitive Flow Sensors for Liquids Using Thermal Microsystems," in *EUROSENSORS XIII, The 13th European Conference on Solid-State Transducers*, September 12-15, 1999, pp. 691–694.
- [44] H. Ernst, A. Jachimowicz, and G. A. Urban, "High resolution flow characterization in Bio-MEMS," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 100, no. 1, pp. 54 – 62, 2002.
- [45] H. Ernst, "High-Resolution Thermal Measurements in Fluids," Dissertation, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2001.
- [46] G. Urban, F. Kohl, F. Olcaytug, and O. Prohaska, "Dünnschichttemperaturfühler für Mehrfachmessungen im Kortex," *Funkt. Biol. Med.*, vol. 2, pp. 250–253, 1983.
- [47] G. Urban, W. Steiger, F. G. Rudenauer, and R. Schallauer, "A thin-film bolometer for particle current measurements," *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, vol. 19, no. 2, pp. 119–123, 1986.
- [48] G. Urban [Ed.], *BioMEMS*, ser. Microsystems, vol. 16. Dordrecht: Springer, 2006.
- [49] F. Olcaytug, K. Riedling, and W. Fallmann, "A low temperature process for the reactive formation of Si_3N_4 layers on InSb," *Thin Solid Films*, vol. 67, no. 2, pp. 321 – 324, 1980.
- [50] G. Rieder and F. Olcaytug, "Preparation and dielectric properties of Si_3N_4 thin films," *Thin Solid Films*, vol. 89, no. 1, pp. 95 – 99, 1982.
- [51] F. Kohl, G. Urban, J. Steurer, F. Olcaytug, A. Jachimowicz, A. Glaninger, F. Keplinger, R. Fasching, and D. Biacovsky, "Silizium – Mikrotechnik für thermische Sensoren," *e&i Elektrotechnik und Informationstechnik*, vol. 115, no. 7, pp. 391–395, 1998.
- [52] G. Urban, A. Jachimowicz, F. Kohl, H. Kuttner, F. Olcaytug, H. Kamper, F. Pittner, E. Mann-Buxbaum, T. Schalkhammer, O. Prohaska, and M. Schönauer, "High-resolution thin-film temperature sensor arrays for medical applications," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 22, no. 1, pp. 650 – 654, 1990.
- [53] N. F. Mott and E. A. Davis, *Electronic processes in non-crystalline materials*, 2nd ed., ser. The international series of monographs on physics. Oxford: Clarendon Press, 1979.
- [54] P. von Böckh and T. Wetzel, *Wärmeübertragung Grundlagen und Praxis*, 5th ed. Berlin, Heidelberg: Springer, 2014.

- [55] Y. Çengel, *Heat Transfer: A Practical Approach*, ser. McGraw-Hill series in mechanical engineering. New York: Mcgraw-Hill, 2003.
- [56] A. Pröll, *Grundlagen der Aeromechanik und Flugmechanik*. Wien: Springer, 1951.
- [57] H. Schlichting and K. Gersten, *Grenzschicht-Theorie*, 10th ed. Berlin, Heidelberg: Springer, 2006.
- [58] J. H. Spurk and N. Aksel, *Strömungslehre: Einführung in die Theorie der Strömungen*. Berlin, Heidelberg: Springer, 2010.
- [59] O. Reynolds, “An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels,” *Proc. R. Soc. Lond.*, vol. 35, pp. 84–99, January 1883.
- [60] J. P. Holman, *Heat Transfer*, 10th ed., ser. McGraw-Hill series in mechanical engineering. New York: Mcgraw-Hill, 2010.
- [61] H. E. Siekmann and P. U. Thamsen, *Strömungslehre: Grundlagen*, 2nd ed. Berlin, Heidelberg, New York: Springer, 2008.
- [62] S. Cerimovic, F. Keplinger, R. Beigelbeck, A. Jachimowicz, H. Antlinger, and B. Jakoby, “Monitoring the glycerol concentration in aqueous glycerol solutions using a micromachined flow sensor,” in *Microelectronic Systems Symposium (MESS), 2014*, May 2014, pp. 1–6.
- [63] F. Mattern, “Modellbildung und Simulation,” in *Informatik – Grundlagen, Anwendungen, Perspektiven*, R. Wilhelm, Ed. München: Beck, 1996, pp. 56–64.
- [64] T. S. Lammerink, N. R. Tas, M. Elwenspoek, and J. H. Fluitman, “Micro-liquid flow sensor,” *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 37–38, pp. 45 – 50, 1993, Proceedings of Eurosensors VI.
- [65] N. Nguyen and W. Dötzel, “Asymmetrical locations of heaters and sensors relative to each other using heater arrays: a novel method for designing multi-range electrocaloric mass-flow sensors,” *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 62, no. 1–3, pp. 506 – 512, 1997, Proceedings of Eurosensors X.
- [66] D. F. R. Romero, K. Kogan, A. S. Cubukcu, and G. A. Urban, “Simultaneous flow and thermal conductivity measurement of gases utilizing a calorimetric flow sensor,” *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 203, pp. 225 – 233, 2013.
- [67] X. Duan, X. Fu, H. Xie, and H. Yang, “Non-Silicon MEMS Calorimetric Gas Flow Sensor,” in *NEMS '06. 1st IEEE International Conference on Nano/Micro Engineered and Molecular Systems*, Jan 2006, pp. 658–661.
- [68] N. Sabaté, J. Santander, L. Fonseca, I. Gràcia, and C. Cané, “Multi-range silicon micro-machined flow sensor,” *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 110, no. 1–3, pp. 282 – 288, 2004.
- [69] F. Auerbach, G. Meiendres, R. Müller, and G. Scheller, “Simulation of the thermal behaviour of thermal flow sensors by equivalent electrical circuits,” *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 41, no. 1–3, pp. 275 – 278, 1994, Proceedings of Eurosensors VII.

- [70] T. Sauter, T. Glatzl, F. Kohl, H. Steiner, and A. Talic, “Thermal flow sensors based on printed circuit board technology,” in *15th International Symposium on Quality Electronic Design (ISQED)*, 2014, March 2014, pp. 748–753.
- [71] T. Glatzl, H. Steiner, F. Kohl, F. Keplinger, and T. Sauter, “Thermal Flow Sensor based on Printed Circuit Board Technology for Ventilation and Air Conditioning Systems,” *Procedia Engineering*, vol. 87, pp. 1342 – 1345, 2014, Euroensors 2014, the 28th European Conference on Solid-State Transducers.
- [72] R. Parthier, *Messtechnik; Grundlagen und Anwendungen der elektrischen Messtechnik für alle technischen Fachrichtungen und Wirtschaftsingenieure*, 4th ed. Wiesbaden: Friedr. Vieweg & Sohn Verlag | GWV Fachverlage GmbH, 2008.
- [73] W. Heywang [Hrsg.], *Sensorik*, 4th ed., ser. Halbleiter-Elektronik , Bd. 17. Berlin [u.a.]: Springer, 1993.
- [74] M. Forstner, “Flow-Sensor basierende PC-Maus,” Diplomarbeit, Institut für Sensor- und Aktuatorssysteme, Technische Universität Wien, 2009.
- [75] R. Beigelbeck, S. Cerimovic, A. Talic, F. Kohl, and F. Keplinger, “Measurement technique for the thermal properties of thin-film diaphragms embedded in calorimetric flow sensors,” *Microsystem Technologies*, vol. 18, no. 7, pp. 973–981, 2012.
- [76] S. Cerimovic, J. Schalko, F. Keplinger, A. Talic, F. Kohl, R. Beigelbeck, H. Antlinger, and B. Jakoby, “Entwicklung und Design eines bidirektionalen Heißfilm-Strömungssensors,” in *Tagungsband zur Informationstagung Mikroelektronik 12*, April 2012, pp. 123–129.
- [77] A. Talic, S. Cerimovic, M. Mutapcic, R. Beigelbeck, F. Keplinger, and J. Schalko, “3D FEM Analysis of Micromachined Wind Sensor Based on a Self-heated Thermistor Array,” in *CD-Proceedings COMSOL Conference 2011*, Oktober 2011, pp. 1–6.
- [78] M. Mutapcic, S. Cerimovic, F. Keplinger, A. Talic, J. Schalko, R. Beigelbeck, H. Antlinger, and B. Jakoby, “FEM-basierte Entwicklung miniaturisierter 1D und 2D Strömungssensoren,” in *Tagungsband zur Informationstagung Mikroelektronik 12*, April 2012, pp. 117–122.
- [79] D. Barkley, “Simplifying the complexity of pipe flow,” *Phys. Rev. E*, vol. 84, p. 016309, Jul 2011.
- [80] A. Talic, S. Cerimovic, F. Kohl, R. Beigelbeck, F. Keplinger, and J. Schalko, “FEM Analysis of Micromachined Flow Sensor with Wheatstone Bridge Read-out,” in *CD-Proceedings COMSOL Conference 2008*, November 2008, pp. 1–5.
- [81] D. Cahill and R. Pohl, “Thermal properties of a tetrahedrally bonded amorphous solid: CdGeAs₂,” *Physical Review B*, vol. 37, no. 15, pp. 8773–8780, 1988.
- [82] F. Völklein, “Thermal conductivity and diffusivity of a thin film SiO₂-Si₃N₄ sandwich system,” *Thin Solid Films*, vol. 188, pp. 27–33, 1990.
- [83] G. Langer, J. Hartmann, and M. Reichling, “Thermal conductivity of thin metallic films measured by photothermal profile analysis,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 68, no. 3, pp. 1510–1513, 1997.

- [84] G. Chen and P. Hui, "Thermal conductivities of evaporated gold films on silicon and glass," *Applied Physics Letters*, vol. 74, no. 20, pp. 2942–2944, 1999.
- [85] L. A. Udachan, S. M. Shivaprasad, P. V. Ashrit, and M. A. Angadi, "Electrical resistivity and temperature coefficient of resistance of vacuum evaporated thin chromium films," *physica status solidi (a)*, vol. 60, no. 2, pp. K191–K194, 1980.
- [86] R. B. Belser and W. H. Hicklin, "Temperature Coefficients of Resistance of Metallic Films in the Temperature Range 25° to 600°C," *Journal of Applied Physics*, vol. 30, pp. 313–322, March 1959.
- [87] S. Cerimovic, A. Talic, R. Beigelbeck, F. Kohl, J. Schalko, and F. Keplinger, "PSpice-Modellierung miniaturisierter Strömungssensoren," in *Tagungsband zur Informationstagung Mikroelektronik 08*, October 2008, pp. 46–49.
- [88] H.-J. Verhoeven and J. Huijsing, "Design of thermal sigma-delta modulators for smart thermal sensors," in *IEEE International Symposium on Circuits and Systems, ISCAS '95*, vol. 1, April 1995, pp. 179–182.
- [89] eCircuit Center. (2017, Februar) NTC Thermistor Model. [Online]. Available: www.ecircuitcenter.com/Circuits/therm_model1/therm_model1.htm
- [90] A. Prechtel, *Vorlesungen über die Grundlagen der Elektrotechnik*. Wien, New York: Springer, 2006.
- [91] U. Tietze and C. Schenk, *Halbleiter-Schaltungstechnik*. Berlin, Heidelberg: Springer, 1999.
- [92] P. Busch, *Elementare Regelungstechnik*. Würzburg: Vogel Buchverlag, 1992.
- [93] L. Guzzella, *Analysis and Synthesis of Single-Input Single-Output Control Systems*, 3rd ed. ETH Zürich, Switzerland: vdf Hochschulverlag AG, 2011.
- [94] S. Cerimovic, A. Talic, R. Beigelbeck, F. Kohl, J. Schalko, and A. Jachimowicz, "Novel flow sensors based on a two-state controller scheme," in *IEEE Sensors 2008*, October 2008, pp. 1163–1166.
- [95] H.-J. Verhoeven and J. Huijsing, "Design of integrated thermal flow sensors using thermal sigma-delta modulation," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 52, no. 1–3, pp. 198 – 202, 1996, Proceedings of the 8th International Conference on Solid-State Sensors and Actuators Eurosensors IX.
- [96] K. A. A. Makinwa and J. Huijsing, "Constant power operation of a two-dimensional flow sensor using thermal sigma-delta modulation techniques," in *Proceedings of the 18th IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference, IMTC 2001*, vol. 3, May 2001, pp. 1577–1580.
- [97] G. Freitas, A. Sa, L. Palma, R. Freire, and A. Oliveira, "Thermal Sigma-Delta Modulator: A Temperature Measurement Application," in *IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference Proceedings, IMTC 2008*, May 2008, pp. 1198–1201.

- [98] S. Cerimovic, A. Talic, R. Beigelbeck, T. Sauter, F. Kohl, J. Schalko, and F. Keplinger, "A novel calorimetric flow sensor implementation based on thermal sigma-delta modulation," in *IEEE Sensors 2009*, October 2009, pp. 1923–1926.
- [99] K. A. A. Makinwa, V. Szekely, and J. Huijsing, "Modeling and simulation of thermal sigma-delta modulators," in *Proceedings of the 19th IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference, IMTC 2002*, vol. 1, May 2002, pp. 261–264.
- [100] G. Comte-Bellot, "Hot-Wire Anemometry," *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 8, pp. 209–231, 1976.
- [101] B. van Oudheusden, "Silicon thermal flow sensors," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 30, no. 1–2, pp. 5–26, 1992.
- [102] S. Cerimovic, A. Talic, R. Beigelbeck, H. Antlinger, T. Sauter, J. Nicolics, B. Jakoby, and F. Keplinger, "Bidirectional micromachined flow sensor featuring a hot film made of amorphous germanium," *Measurement Science and Technology*, vol. 24, no. 8, p. 084002, 2013.
- [103] O. Breitenstein, W. Warta, and M. Langenkamp, *Lock-in Thermography: Basics and Use for Evaluating Electronic Devices and Materials*. Berlin, Heidelberg: Springer, 2010.
- [104] P. Fulmek, J. Nicolics, R. Glatz, S. Skerlan, and M. Siegele, "Thermal investigation of a gas sensor heater element using high-resolution thermography," in *Proceedings of the 13th Mechatronics Forum International Conference*, vol. 1, September 2012, pp. 366–372.
- [105] InfraTec. (2017, Februar) Wärmebildkamera ImageIR 8300 Serie. [Online]. Available: www.infratec.de/de/thermografie/waermebildkamas/imageirr-8300-serie.html
- [106] H. R. Shanks, P. D. Maycock, P. H. Sidles, and G. C. Danielson, "Thermal Conductivity of Silicon from 300 to 1400°K," *Phys. Rev.*, vol. 130, pp. 1743–1748, Jun 1963.
- [107] E. Yamasue, M. Susa, H. Fukuyama, and K. Nagata, "Thermal conductivities of silicon and germanium in solid and liquid states measured by non-stationary hot wire method with silica coated probe," *Journal of Crystal Growth*, vol. 234, no. 1, pp. 121 – 131, 2002.
- [108] C. Kitchin and L. Counts, *A Designer's Guide to Instrumentation Amplifiers*, 3rd ed. U.S.A.: Analog Devices, Inc., 2006.
- [109] H. Stöcker, *Taschenbuch mathematischer Formeln und moderner Verfahren*, 3rd ed. Thun, Frankfurt am Main: Verlag Harri Deutsch, 1995.
- [110] A. Talic, S. Cerimovic, R. Beigelbeck, F. Kohl, T. Sauter, and F. Keplinger, "MEMS Flow Sensors Based on Self-Heated aGe-Thermistors in a Wheatstone Bridge," *Sensors*, vol. 15, no. 5, p. 10004, 2015.
- [111] S. Dalola, S. Cerimovic, F. Kohl, R. Beigelbeck, J. Schalko, V. Ferrari, D. Marioli, F. Keplinger, and T. Sauter, "MEMS Thermal Flow Sensor With Smart Electronic Interface Circuit," *IEEE Sensors Journal*, vol. 12, no. 12, pp. 3318–3328, Dec 2012.
- [112] C. Y. Ho, R. W. Powell, and P. E. Liley, "Thermal Conductivity of the Elements," *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, vol. 1, no. 2, pp. 279 – 421, 1972.

- [113] C. Evers, H. W. Lösch, and W. Wagner, “An Absolute Viscometer-Densimeter and Measurements of the Viscosity of Nitrogen, Methane, Helium, Neon, Argon, and Krypton over a Wide Range of Density and Temperature,” *International Journal of Thermophysics*, vol. 23, no. 6, pp. 1411 – 1439, 2002.
- [114] W. J. Little and C. A. Neel, *Tables of the thermodynamic properties of nitrogen from 100 to 1500K*. ARNOLD ENGINEERING DEVELOPMENT CENTER, ARNOLD AFS TN, United States Air Force, 1962. [Online]. Available: www.dtic.mil/cgi-bin/GetTRDoc?Location=U2&doc=GetTRDoc.pdf&AD=AD0283441
- [115] B. Wischnewski. (2017, Februar) Calculation of thermodynamic state variables of nitrogen. [Online]. Available: www.peacesoftware.de/einigewerte/stickstoff_e.html
- [116] E. Software. (2017, Februar) Physical Properties Online Calculator. [Online]. Available: www.engineering-4e.com/physical-properties-calculator
- [117] M. Ortner, “Kalibriervorrichtung für hochempfindliche Strömungssensoren,” Bachelorarbeit, Institut für Computertechnik, Technische Universität Wien, 2017.
- [118] V. Ferrari, D. Marioli, and A. Taroni, “Oscillator-based interface for measurement-temperature readout from resistive bridge sensors,” *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 49, no. 3, pp. 585–590, Jun 2000.
- [119] V. Ferrari, A. Ghisla, Z. K. Vajna, D. Marioli, and A. Taroni, “ASIC front-end interface with frequency and duty cycle output for resistive-bridge sensors,” *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 138, no. 1, pp. 112 – 119, 2007.
- [120] D. Nährmann, *Oszillator-Praxis; alles über Schwingungserzeugung, Timer u. VCO*, ser. Franzis Arbeitsbuch. München: Franzis, 1989, Teilausg. von: Nährmann, Dieter: Das grosse Werkbuch Elektronik, 5. Aufl.
- [121] F. Reverter and R. Pallas-Areny, “Experimental analysis of power supply interference rejection in commercial quasi-digital sensors,” *IEEE Sensors Journal*, vol. 5, no. 5, pp. 1075–1081, Oct 2005.
- [122] N. V. Kirianaki, S. Y. Yurish, N. O. Shpak, and V. P. Deynega, *Data Acquisition and Signal Processing for Smart Sensors*. Chichester, UK: John Wiley & Sons, 2002.
- [123] S. Ćerimović, A. Talić, F. Kohl, R. Beigelbeck, J. Schalko, and A. Jachimowicz, “Micro-machined Flow Sensors Enabling Electrocalorimetric and TOF Transduction,” *Procedia Chemistry*, vol. 1, no. 1, pp. 132 – 135, 2009.
- [124] S. Sasaki, T. Fujiwara, S. Nozoe, F. Sato, K. Imanaka, and S. Sugiyama, “A micromachined thermal flow sensor applied to a PC mouse device,” in *IEEE Sensors, 2005.*, Oct 2005, p. 4.
- [125] M. Forstner, F. Keplinger, S. Cerimovic, and F. Kohl, “Computerunterstützte Entwicklung einer auf Strömungssensoren basierenden PC-Maus,” *e & i Elektrotechnik und Informationstechnik*, vol. 127, no. 6, pp. 158–163, 2010.
- [126] S. Ćerimović, M. Forstner, F. Kohl, A. Talić, and F. Keplinger, “A computer mouse based on highly sensitive micromachined flow sensors,” *Procedia Engineering*, vol. 5, pp. 240 – 243, 2010.

- [127] M. Mutapcic, “Miniaturisierte Windsensoren basierend auf Thermistoren aus amorphem Germanium,” Diplomarbeit in Vorbereitung, Institut für Sensor- und Aktuatorssysteme, Technische Universität Wien, 2017.
- [128] Y. Zhu, B. Chen, M. Qin, and Q. A. Huang, “2-D Micromachined Thermal Wind Sensors – A Review,” *IEEE Internet of Things Journal*, vol. 1, no. 3, pp. 216–232, June 2014.
- [129] S. Ćerimović, A. Talić, F. Kohl, R. Beigelbeck, J. Schalko, and F. Keplinger, “Micromachined Wind Sensors Based on a Circular Thermistor Array in a Double Bridge Configuration,” in *ICST 2010, Fourth International Conference on Sensing Technology*, June 2010, pp. 495–500.
- [130] H. S. Carslaw and J. C. Jaeger, *Conduction of Heat in Solids*, 2nd ed. London: Oxford University Press, 1959.
- [131] J. van Kuijk, T. Lammerink, H.-E. de Bree, M. Elwenspoek, and J. Fluitman, “Multi-parameter detection in fluid flows,” *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 47, no. 1–3, pp. 369 – 372, 1995.
- [132] D. Marshall, “Measurement of Sap Flow in Conifers by Heat Transport,” *Plant Physiology*, vol. 33, no. 6, pp. 385 – 396, 1958.

Danksagung

Alles Lob und Dank gebührt dem Herrn der Welten, der mir die Fähigkeit und Kraft gab, diese Arbeit durchzuführen und erfolgreich zu Ende zu bringen.

Ich danke meinen Eltern für ihre bedingungs- und selbstlose Unterstützung während der ganzen Dauer meiner Ausbildung. Obwohl sie beide Ärzte waren, drängten sie nicht darauf, dass ich in ihre Fußstapfen trete. Ich hatte die volle Freiheit bei der Studienwahl und als ich mich für die Elektrotechnik entschied, finanzierten sie mein Studium und unternahmen alles, um mir mein Studentenleben zu erleichtern. Mein Vater, der kurz vor dem Beginn der Dissertation starb, konnte den Abschluss dieser Arbeit leider nicht mehr erleben. Umso mehr engagierte sich meine Mutter und sparte weder Zeit noch Geld, damit ich mich auf die Dissertation konzentrieren kann. Ihnen beiden wird diese Abschlussarbeit in Liebe und tiefster Dankbarkeit gewidmet.

Bei den technischen Aspekten standen mir zwei „Fränze“ zur Seite: Dr. Franz Kohl übernahm als Leiter des zugehörigen FWF-Projekts¹ die praktische Betreuung, während Prof. Franz Keplinger die akademische Leitung innehatte. Ihr umfassendes Wissen und die praktischen Kenntnisse haben entscheidend dazu beigetragen, dass diese Arbeit letztlich von Erfolg gekrönt wurde. Dafür sowie für ihre familiäre Art der Kommunikation, die ein angenehmes Arbeitsklima schuf, möchte ich mich von ganzem Herzen bedanken. Ebenfalls möchte ich mich bei Prof. Gerald Urban und Prof. Thilo Sauter bedanken, die sich kurzfristig bereit erklärt haben, die Dissertation zu begutachten.

Ein großes Dankeschön geht an das Team, welches die in dieser Arbeit entworfenen Sensoren im hauseigenen Reinraum herstellte: Dr. Artur Jachimowicz, Dr. Johannes Schalko sowie Ing. Edeltraud und Peter Svasek. Ebenfalls bedanke ich mich bei Ewald Pirker für den Aufbau der Messeinrichtungen.

Ich danke Prof. Johann Nicolics für seine Hilfe bei den Aufnahmen mit der IR-Kamera sowie Dr. Johannes Steuerer für viele schaltungstechnische Tipps. Außerdem möchte ich mich bei Roman Beigelbeck bedanken, der mir nicht nur bei der Erstellung des analytischen Modells half, sondern während der ganzen Arbeit immer wieder zur Seite stand.

Am FWF-Projekt, mit dem die Dissertation ihren Lauf nahm, war neben mir auch Dipl.-Ing. Almir Talic beteiligt. Mit ihm habe ich all diese Jahre nicht nur das Arbeitszimmer geteilt sondern auch unzählige Stunden im Labor bei Messungen verbracht und an gemeinsamen Publikationen gearbeitet, wofür ich mich recht herzlich bedanken möchte.

¹Die Dissertation wurde im Rahmen des Translational Research Projekts L234-N07 durch den Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung (FWF) unterstützt.

Eine Dissertation im technischen Bereich ist fast immer ein großes Projekt, an dem viele Personen auf die eine oder andere Art beteiligt sind. Obwohl ich hier nicht jeden namentlich erwähnen kann, bin ich allen beteiligten Kollegen und Mitarbeitern des Instituts für Sensor- und Aktuatorssysteme (TU Wien) sowie des Zentrums für integrierte Sensorsysteme (Donau Universität Krems) für ihre Hilfe und Unterstützung sehr dankbar.

Und „last but not least“, vielen Dank an meinen Freund Fehim Djurdjevic, der neben Prof. Keplinger und Dr. Kohl an den umfangreichen Korrekturarbeiten beteiligt war.