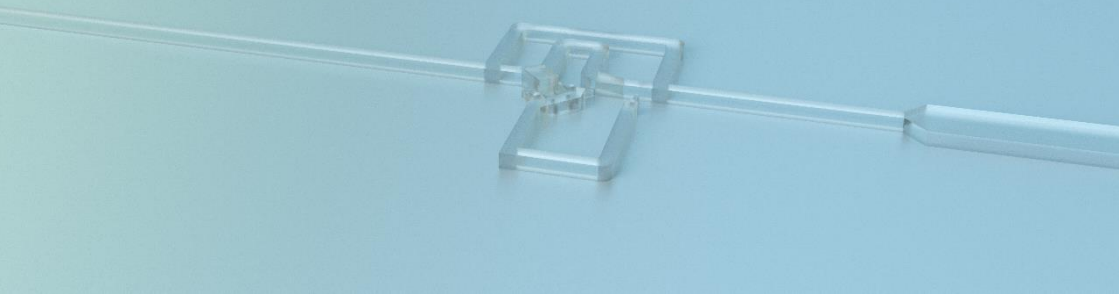
Akustische Manipulation mikroskopischer Tropfen und Partikel



Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
Dr. rer. nat.
eingereicht an der
Mathematisch-Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät
der Universität Augsburg

vorgelegt von
Richard Walter Rambach
Juni 2017

Universität Augsburg
Mathematisch-
Naturwissenschaftlich-
Technische Fakultät

Universität Augsburg
Lehrstuhl für
Experimentalphysik I

Erstgutachter: Prof. Dr. Thomas Franke
Zweitgutachter: Prof. Dr. Malte Peter

Tag der Einreichung: 6. Juni 2017
Tag der mündlichen Prüfung: 27. Juli 2017

Inhaltsverzeichnis

Abstract viii

1 Einleitung 2

2 Grundlagen 8

2.1 Akustische Oberflächenwellen 8

2.1.1 Einführung Elastizitätstheorie 9

2.1.2 Piezoelektrische Festkörper 15

2.1.3 Scher- und Rayleighwellen 17

2.1.4 Stehende (bewegte) Wellen 21

2.1.5 Interdigitale Schallwandler zur Anregung von Oberflächenwellen . . . 24

2.2 Fluiddynamik 32

2.2.1 Lagrange- und Eulerkoordinaten . . . 32

2.2.2 Kontinuitätsgleichung 34

2.2.3 Navier-Stokes- und Euler-Gleichung . . 37

2.2.4 Geschwindigkeitsprofile 43

2.2.5 Bernoulli-Gleichung 47

2.2.6 Stokes-Reibung 49

2.2.7 Flusswiderstände 50

2.2.8 Hydrodynamische Ähnlichkeit und Kennzahlen 52
2.3 Wechselwirkung von SAW mit Materie 55
2.3.1 Acoustic streaming und Rayleigh-Winkel 56
2.3.2 Acoustic radiation force auf sphärische Objekte 58
2.4 Tropfenfluidik 64
2.4.1 Kennzahlen 64
2.4.2 Tropfenproduktion in Mikrokanälen . . 67
2.4.3 Hydrodynamik und Krümmungsradius 73
2.4.4 Einkapselung und Doppelemulsionen . 77
2.4.5 SAW induzierte Tröpfchenherstellung . 78
2.5 Lithiumniobat als piezoelektrisches Substrat . 79

3 Probenherstellung 82
3.1 Interdigitale Schallwandler (IDTs) 82
3.1.1 Photomaske 83
3.1.2 Photolitograhie 83
3.1.3 Bedampfen und Lift-Off 84
3.1.4 Beglasen 86
3.1.5 Chiphalterung 87
3.2 Mikrokanäle 87
3.2.1 Folienmasken 88
3.2.2 Negativ-Gussformen 88
3.2.3 PDMS-Folie 93
3.2.4 Bonden der Kanäle 95
3.2.5 Optimierung der Kontaktstellen 96

4 Visualisierung akustischer Oberflächenwellen 100
4.1 Methodik 102
4.2 Vergleich mit Vibrometermessung und Theorie 106
4.3 Messung von Substrateigenschaften 107
4.3.1 Ausbreitungsgeschwindigkeit 107
4.3.2 Anisotropie 109
4.4 Einfluss verschiedener Flüssigkeiten 114
4.5 Physikalische Interpretation 118

5 Lokalisierung und Formung von stehenden, akustischen Oberflächenwellen 126
5.1 Experimenteller Aufbau 127
5.2 Entstehung und Lokalisierung 130
5.3 Manipulation von Partikeln 133
5.3.1 Transport und Ablenkung 134
5.3.2 Trennung von Partikeln 140
5.4 SSAW mit einem einzelnen IDT 145
5.5 Physikalischer Hintergrund 148

6 Mikrofluidische Tropfenfallen 150
6.1 Experimenteller Aufbau 151
6.2 Design der Tropfenfallen 153
6.3 Selektives Ein- und Auslesen 154
6.3.1 Einzelne Falle 155
6.3.2 Fünf-Fallen-System 162
6.4 Charakterisierung 165
6.4.1 Einfluss der Tropfengröße 165
6.4.2 Leistung und Position der SAW 168

6.5 Abschätzung Druckverhältnisse und Leistung 175

7 Zusammenfassung und Ausblick 178

Anhang 182

Literatur 186

Eigene Publikationen 212

Danksagung 216

Abbildungsverzeichnis

2.1 Der Spannungstensor σ_{ij} 11
2.2 Abstand zweier Punkte bei einer Deformation 13
2.3 Verformung eines Festkörpers durch eine Oberflächenwelle 20
2.4 Simulation einer „wandernden, stehenden Welle“ 23
2.5 Schematische Darstellung verschiedener IDT Designs 26
2.7 Stromlinien eines laminaren, stationären Flusses im Rohr 34
2.8 Rohr mit verengendem Querschnitt 35
2.9 Querschnitt einer Flüssigkeit durch ein Rohr . 45
2.10 Querschnitt des Geschwindigkeitsprofils der Hagen-Poiseuille-Strömung 46
2.11 Zeitlicher Verlauf von Teilchen beim Anlegen einer stehenden akustischen Welle 63
2.12 T-Kreuzung zur Herstellung von Tröpfchen in einem Mikrokanal 69
2.13 Aufbau der Flussfokussierungsmethode 71
2.14 Funktionsweise der Flussfokussierung 72
2.15 Ausbreitungsgeschwindigkeit auf $LiNbO_3$ . . . 81

3.1 Herstellung der der IDT-Struktur 86
3.2 Herstellung einer Negativ-Gussform 92
3.3 Bonden und Kontaktieren eines Mikrokanals . 98

4.1 Experimenteller Aufbau zur Visualisierung . . 103
4.2 Visualisierung zweier gegenüberliegenden TIDTs 105
4.3 Position des akustischen Pfades eines TIDTs in Abhängigkeit der Frequenz 108
4.4 Visualisierung eines tapered, fokussierenden IDTs zur Geschwindigkeitsbestimmung 110
4.5 Visualisierung des Fokuspunktes eines tapered, fokussierenden IDTs 111
4.6 Geometrischer und experimenteller Fokuspunkt eines fokussierenden IDTs 113
4.7 Kontrastmessung einer Schallpfadvisualisierung 116
4.8 Impedanz und optischer Kontrast verschiedener Flüssigkeietn 117
4.9 Deformationshöhe, akustischer Strahlungsdruck und optischer Kontrast verschiedener Flüssigkeiten 124

5.1 Experimenteller Aufbau von Mikrokanal mit Post, IDT und Pads 129
5.2 Entstehung einer SSAW auf einem rechteckigen Post 132
5.3 Lokalisierung einer SSAW auf einem zylindrischen Post 133
5.4 Transport von Partikeln mit einer SSAW . . . 136

5.5 Ablenkung von Partikeln mit einer SSAW . . 137
5.6 Partikelsortierung mit einem Post und einer SSAW 143
5.7 Histogramm zur Partikelsortierung 144
5.8 Transport von Partikeln auf einem Post mit einem einzelnen TIDT 146
5.9 Änderung der Knotenabstände einer SSAW auf einem Post realisiert mit einem einzelnen TIDT 147

6.1 Computer-Rendering der einzlnen Tropfenfalle 155
6.2 Mikroskopaufnahme der einzelnen Tropfenfalle 156
6.3 Mikroskopaufnahme des Fünf-Fallen-Systems . 157
6.4 Profilometermessung des Fünf-Fallen-Systems 158
6.5 Auslesen einzelner Falle 160
6.6 Akustisch induzierte Fusion 161
6.7 Befüllen der fünf Fallen 163
6.8 Auslesen der fünf Fallen 164
6.9 Einfluss der Tropfengröße 167
6.10 Leistung und Position der SAW für einzelne Falle 169
6.11 Mikroskopbild zur Bestimmung von Leistung und Position der SAW 170
6.12 Minimale Pulslänge für einzelne Falle 171
6.13 Leistung und Position der SAW für fünf Fallen 173
6.14 Minimale Pulslänge für fünf Fallen 174

7.1 Erläuterung zum analogen Video zum Transport von Partikeln mit einer SSAW 183
7.2 Erläuterung zum analogen Video zum Auslesen einer Tropfenfalle 185

Abstract

Diese Arbeit widmet sich verschiedenen Anwendungen von akustischen Oberflächenwellen (SAW) in der Mikrofluidik. Es wird die Visualisierung des Schallpfades einer solchen Welle, erzeugt durch einen digitalen Schallwandler (IDT), in einem dünnen Flüssigkeitsfilm gezeigt. Die einkoppelnde SAW verformt die Flüssigkeitsoberfläche. Diese Verformung führt zu einem optischen Kontrast. Die optische Sichtbarkeit des Schallpfades hängt von den physikalischen Eigenschaften der Flüssigkeit ab. Dieser Zusammenhang wird theoretisch untersucht und anhand verschiedener Flüssigkeiten experimentell belegt. Die Methode ermöglicht das einfache und schnelle Messen der Anisotropie und Schallgeschwindigkeit des piezoelektrischen Substrats, auf welchem die SAW propagiert. Darüber hinaus kann diese Technik zum Charakterisieren und Testen von verschiedenen IDT Designs verwendet werden und macht so andere teure und komplizierte Aufbauten überflüssig.
Im Weiteren wird die kontrollierte Einkopplung einer SAW in einen PDMS Mikrokanal demonstriert. Der im Kanal von der SAW aktuierte Bereich und die Einkopplungsrichtung kann durch einen mehrschichtigen Polydimethylsiloxan (PD-

MS) Aufbau festgelegt werden. Zudem kann eine stehende, akustische Oberfläche (SSAW) mit nur einem einzelnen IDT realisiert und die Form der SSAW durch die Geometrie des Aufbaus bestimmt werden. Der im Mikrokanal von der SAW beeinflusste Bereich kann unabhängig von der IDT Geometrie kontrolliert werden. Diese Flexibilität wird durch die geringe Dämpfung und beliebige Ausrichtung der SAW und die Wiederverwendbarkeit des Aufbaus unterstrichen. Um die Möglichkeiten dieser neuen Technik zu demonstrieren, wird die Separation und die Ablenkung von Partikeln demonstriert. Die Ablenkungsdistanz ist im Gegensatz zu bereits publizierten Methoden unabhängig von der Wellenlänge und somit nicht mehr wie bisher auf ein Viertel der Wellenlänge beschränkt.

Außerdem werden zwei mikrofluidische Tropfenfallen, wiederum durch mehrlagige Geometrien realisiert, untersucht. Das Fangen der Tropfen geschieht im ersten System aufgrund von den Druckverhältnissen, im zweiten System, mit fünf Fallen, kann das Einlesen der Fallen akustisch induziert werden. Das selektive Herausschieben eines Tropfens aus einer Falle wird durch einen kurzen SAW Puls realisiert. Die fünf Fallen im zweiten System können je nach Position der SAW gezielt angesprochen werden. Im System mit nur einer Falle reicht bereits eine Pulslänge von 2 ms zum Auslesen der Falle. Die benötigte Energie, zusammengesetzt aus Pulslänge und Leistung, wird in beiden Systemen gemessen und ein konstanter Wert für das erste System gefunden. Darüber hinaus wird die Abhängigkeit der Tropfengröße auf das System

untersucht. Abschließend werden die Druckverhältnisse im Mikrokanal abgeschätzt und die im Experiment gefundene, benötigte Leistung mit einem einfachen theoretischen Modell verglichen.

1 Mikrofluidik, Akustofluidik und Tropfenfluidik

Diese Arbeit widmet sich dem Erforschen von neuen Methoden und Techniken, sowie der Entdeckung neuer Zusammenhänge im Bereich der akustischen Mikrofluidik. Das Spektrum der Mikrofluidik ist groß und der Einsatz zielt insbesondere auf einen einfachen, kleinen und sogar mobilen Einsatz der Technik ab. Mit sogenannten Lab-on-a-Chip Systemen, welche verschiedenste Techniken auf einem kleinen Chip miteinander vereinen, sollen vielfältige und vielseitige Anwendungen auf kleinstem Raum ermöglicht werden. Weitere Vorteile dieser Miniaturisierung sind geringe Probenvolumina, die mögliche Parallelisierung, schnelle, kontrollierte chemische Reaktionen und somit kleine Versuchszeiten, welche innerhalb von Sekunden die gewünschten Ergebnisse liefern. Diese Arbeit beschäftigt sich mit Forschungen zu akustischen Oberflächenwellen in der Mikrofluidik. Diese Kombination, die Akustofluidik, dient zur Realisierung von Lab-on-a-Chip- und Mikrototalanalyse-Systemen (µTAS), welche

besonders für die Medizintechnik und Biophysik immer relevanter werden. Dabei werden die akustischen Oberflächenwellen (engl. surface acoustic waves, kurz SAW) durch interdigitale Schallwandler (engl. interdigital transducer, kurz IDT) auf einem piezoelektrischen Substrat, typischerweise Lithiumniobat ($LiNbO_3$), erzeugt. Die winzigen (Zentimeter bis unter einem Millimeter) IDTs werden täglich in unvorstellbaren Mengen produziert und im Alltag für drahtlose Netzwerke, Navigationssysteme und Smartphones eingesetzt. In der Wissenschaft werden die vielseitigen Anwendungsmöglichkeiten von IDTs in der Mikrofluidik mit großen Interesse verfolgt und ausgebaut, wie z.B. das Mixen, Verschieben, Erhitzen und Zerstäuben von Tropfen auf einer Substratoberfläche, das Anordnen und Sortieren von Mikropartikeln, Zellen und Tröpfchen (in einem Mikrokanal oder Tropfen) und das Pumpen von Flüssigkeiten [DS15]; [Din+13]; [DT10]; [LL14]; [LFM13]; [Wix09]; [YF14]. Der Schritt zur industriellen Nutzung ist bereits in kleinen Teilen vollzogen worden.
Die Schwerpunkte dieser Arbeit liegen in gleichen Teilen auf der Visualisierung von SAWs, der Manipulation von Partikeln - zur prinzipiellen Demonstration der neuen Techniken - und Manipulation von Tropfen, da Tropfen eine immer größere Bedeutung in der Mikrofluidik einnehmen. Tröpfchen (typischerweise mit Mikro- bis Femtoliter Volumina) können als Mikroreaktoren und zum Einkapseln von Bakterien, Zellen, Biomolekülen und chemischen Substanzen dienen. Dies ermöglicht gezielte Manipulation, welche besonders in der Medizin- und Biomedizinforschung von größtem Interesse ist,

wie z.B. die effiziente Durchführung chemischer Reaktionen [See+12], Zellsortierung, die kontrollierte Medikamentenabgabe, die Synthese von Biomolekülen [Teh+08] und eine gerichtete Evolution (engl. directed evolution) von Zellen und Enzymen [KSG16]; [LE13], die Analyse von Mikroorganismen und Untersuchung der Physiologie und der Interaktionen zwischen Bakterien [KSG16]. Es existieren bereits robuste Methoden, siehe Kap. 2.4.2, zur Erzeugung von monodispersen Tropfen mit einstellbarer Größe und es ist möglich komplexe, mikrofluidische Abläufe automatisiert durchzuführen. Diese Vorteile wollen weiter ausgebaut und nicht nur in der Forschung genutzt werden.

Diese Arbeit beginnt mit einer kurzen Einführung zu den theoretischen Grundlagen über akustische Oberflächenwellen, Fluiddynamik und Tropfenfluidik und einem Abschnitt über die Probenherstellung. Um einen Einblick in das Verhalten von Oberflächenwellen für den interessierten Leser zu geben, wird die mathematische Beschreibung aus der Elastizitätstheorie in Kap. 2.1 hergeleitet. Auf die verschiedenen digitalen Schallwandler zur Erzeugung der akustischen Oberflächenwellen in den später vorgestellten Experimenten wird im Abschnitt 2.1.5 näher eingegangen. Das dazu benötigte, piezoelektrische Material wird in Kapitel 2.5 beleuchtet. Im Kapitel 2.2 werden die Grundzüge der Fluiddynamik dargestellt. Für diese Arbeit ist im Besonderen Kapitel 2.3, die Wechselwirkung zwischen den akustischen Oberflächenwellen mit Flüssigkeiten, relevant. In Kapitel 2.4 werden die

wichtigsten theoretischen und praktischen Hintergründe der Tropfenfluidik, besonders interessant in Bezug auf die Ergebnisse in Kapitel 6, geschildert. Der mit den theoretischen Grundlagen der Akusto- und Tropfenfluidik sehr vertraute Leser kann auch direkt zum experimentellen Teil der Lektüre, beginnend mit dem Kapitel Probenherstellung 3, springen. Dort werden die Verfahren zur Produktion der IDTs (3.1) und mehrschichtigen PDMS Mikrokanäle (3.2), welche in den Experimenten in 5 und 6 verwendet werden, detailliert beschrieben.

Im ersten Ergebniskapitel 4 wird die Visualisierung von Oberflächenwellen in dünnen Flüssigkeitsschichten untersucht. Diese Technik kann sehr einfach realisiert und in der Anwendung zum Testen und Charakterisieren von IDTs genutzt werden. Ebenfalls können auf diese Weise Eigenschaften des für die Anregung der SAW benötigten, piezoelektrischen Materials, wie die winkelabhängige Schallgeschwindigkeit auf der Oberfläche und die Anisotropie, gemessen werden. Ein theoretischer Zusammenhang zwischen physikalischen Eigenschaften der Flüssigkeit und der Visualisierung wird hergestellt.

Eine erste Applikation insbesondere von stehenden Oberflächenwellen zur Implementierung in Lab-on-a-Chip Systemen wird in Kapitel 5 durch die neuartige Einkopplungsmethode in PDMS-Mikrokanälen (Polydimethylsiloxan) präsentiert und Anwendungen wie Ablenkung, Transport und Trennung von Partikeln gezeigt. Diese neue Technik begrenzt

nicht nur das durch die SAW beeinflusste Gebiet im Mikrokanal auf einen durch die Geometrie einstellbaren Bereich, sondern kann zudem zur Erzeugung von stehenden akustischen Oberflächenwellen (SSAWs) genutzt werden. Die vorgestellte Technik ermöglicht zudem eine Neuorientierung der Struktur und die Ausrichtung der SSAW zum Mikrokanal. Ebenso reduziert sie die Dämpfung der SAW bis zum Einkoppeln in den Mikrokanal.

Darüber hinaus werden komplexere, mehrschichtige PDMS-Mikrokanalaufbauten zur Tropfenmanipulation erforscht und in Kapitel 6 demonstriert. Es werden zwei verschiedene Kanaldesigns von Tropfenfallen vorgestellt und in beiden Systemen einzelne Tropfen selektiv angesprochen. Basierend auf diesem System kommen zwei Funktionsweisen der SAW zum Einsatz. Entweder erhöht die eingekoppelte SAW den Druck im Kanal direkt oder sie erzeugt durch die sehr hohe Energie eine Luftblase, welche Flüssigkeit verdrängt und ebenfalls zu einer Druckerhöhung im Kanal führt. In beiden Fällen wird so gezielt, abhängig von der Position der SAW, ein Tropfen aus einer Falle heraus bewegt. Die benötigte Energie, welche im ersten System unabhängig von der Pulslänge und Leistung ist, wird gemessen und die Druckverhältnisse abgeschätzt. Ebenfalls wird eine akustisch induzierte Fusion zweier Tropfen in einer solchen Falle durchgeführt.

Zusammenfassend liefern die beschriebenen Methoden nicht nur eine einfache Analyse der SAW und des piezoelektri-

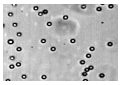
schen Materials, sondern fundamentale neue Techniken für die Mikrofluidik in Verbindung mit akustischen (stehenden) Oberflächenwellen und insbesondere für die Handhabung von kleinsten Tröpfchen in Mikrokanälen.

2 Grundlagen

Um die Funktionsweise und Interaktion der einzelnen Bestandteile wie die interdigitalen Schallwandler (zur Anregung der akustischen Oberflächenwellen), das piezoelektrische Substrat (Lithiumniobat) und die Mikrokanäle der mikrofluidischen Experimente in den Kapiteln 4, 5 und 6 zu verstehen, werden in diesem Kapitel einige Grundlagen zu den Thematiken der akustischen Oberflächenwellen, Fluiddynamik im Allgemeinen und Tropfenfluidik im Speziellen geschildert.

2.1 Akustische Oberflächenwellen

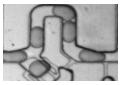
Lord Rayleigh beschrieb bereits 1885 Oberflächenwellen in seiner mathematischen Abhandlung *On Waves Propagated along the Plane Surface of an Elastic Solid* [Ray85]. Oberflächenwellen breiten sich als eine harmonische, transversale Welle an einer Grenzfläche aus. Erdbeben sind eindrucksvolle Demonstrationen eben dieser Wellen. Akustische Oberflächenwellen (surface acoustic waves = SAW) können mittels eines interdigitalen Schallwandlers (IDT = Interdigital Transducer) erzeugt werden. In dieser Arbeit wird eine ein-



fache Visualisierung (Kapitel 4) solcher mikroskopisch kleinen Oberflächenwellen demonstriert und einige experimentelle Anwendungen (Kapitel 5 und 6) gezeigt. Im vorliegenden Kapitel wird zum besseren Verständnis eine kurze theoretische Herleitung der Oberflächenwelle gegeben und die Funktionsweise und Geometrien verschiedener IDT-Designs vorgestellt. Der Aufbau des Kapitels und mathematische Formulierungen orientieren sich an der Diplomarbeit von Richard Rambach [Ram12].

2.1.1 Einführung Elastizitätstheorie

Oberflächenwellen sind elastische Schwingungen in einem Festkörper, also akustische Phononen. Zum besseren Verständnis wird deshalb ein kurzer Abriss der Elastizitätstheorie gegeben. Zur Herleitung der Schwingungsgleichungen werden im Folgendem einige Größen definiert, welche sich an den Lehrbüchern zur Festkörperphysik von Siegfried Hunklinger [Hun09] und von Harald Ibach und Hans Lüth [IL09], *Course of Theoretical Physics. Vol. 7. Theory of Elasticity* von Lew. D. Landau und Jewgeni M. Lifshitz [LL80b], sowie an *Acoustic Waves: Devices, Imaging, and Analog Signal Processing* von Gordon S. Kino [Kin87], an *Surface Acoustic Wave Filters* von David Morgan [Mor07] und *SurfaceAcoustic Wave Devices in Telecommunications* von Ken-ya Hashimoto [Has10] orientieren.
Der betrachtete Festkörper wird als ein unendlich ausgedehntes Kontinuum angenommen. Zudem werden nur kleine De-



formationen betrachtet. Beide Annahmen können durch die geringen Amplituden und kleinen Wellenlängen der verwendeten Oberflächenwellen im Vergleich zur Substratgröße gerechtfertigt werden (typische Amplituden bewegen sich im Nanometerbereich [Str05]; [Wag02], Wellenlängen im Mikrometerbereich). Unter diesen Bedingungen können höhere Ordnungen vernachlässigt werden und es ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen Kraft und Auslenkung, das Hook'sche Gesetz (2.12).

Spannungstensor

Die mechanische Spannung $\boldsymbol{\sigma}$, ein Tensor 2. Stufe, ist definiert als eine Kraft, welche auf eine Fläche wirkt, vgl. Abb. 2.1. Die erste Tensorkomponente i von σ_{ij} gibt die Kraftrichtung an, die zweite Komponente j die Richtung des Normalvektors der Fläche. Damit kein Drehmoment resultiert, muss $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$ gelten. Der Spannungstensor ist also aufgrund der Definition symmetrisch (wegen der Symmetrie können die Indizes der Spannungstensor auch umgekehrt definiert werden) [Hun09]; [Kin87].
Die resultierende Kraft F_i in eine Richtung i lässt sich somit schreiben als:

$$F_i = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \tag{2.1}$$

Die gesamte Kraft auf den Körper mit dem Volumen dV ist ein Integral über die gesamte Oberfläche S mit dem Flächen-

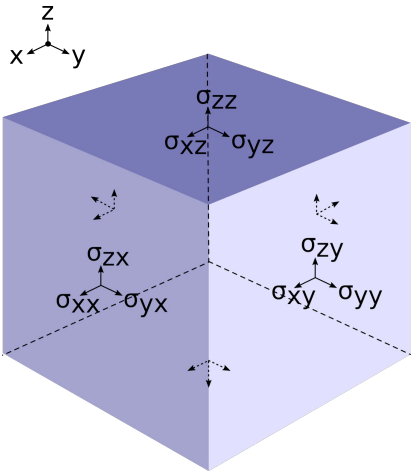


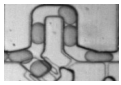
Abb. 2.1: Definition des Spannungstensors σ_{ij}
Die erste Komponente des Tensors i definiert die Kraftrichtung, die zweite Komponente j die Fläche an der die Kraft angreift. Die Komponenten auf den Rückseiten sich gestrichelt angedeutet.

normalvektor n_j (umgeformt mit Gauß'schen Integralsatz) [LL80b]; [SK95]:

$$\int_V F_i dV = \int_V \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} dV = \oint_S \sigma_{ij} n_j = \sigma_i \tag{2.2}$$

Mit Hilfe des 2. Newton'schen Gesetzes $F_i = m \cdot a_i = m\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}$, mit der Beschleunigung a, der Masse m und der Massendichte ρ, kann (2.1) in eine Bewegungsgleichung überführt werden:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \tag{2.3}$$



Deformationstensor

Bei einer Deformation eines Festkörpers ändern sich die Positionen der einzelnen Volumenelemente. Die Verschiebung eines Volumenelements von x_i nach $x_i' = x_i + u_i$ wird durch den Verschiebungstensor u_i beschrieben (mit $i = x, y, z$, den drei Raumrichtungen), vgl. Abb. 2.2. Der Abstand dl zweier Punkte P_1 und P_2 vor einer Deformation ist (mit Einstein'scher Summenkonvention) [LL80b]:

$$dl = \sqrt{dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2} \tag{2.4}$$

$$dl^2 = dx_i^2 \tag{2.5}$$

Nach der Deformation ändert sich der Abstand dl' der Punkte P_1' und P_2' zu:

$$dl' = \sqrt{dx'^2_1 + dx'^2_2 + dx'^2_3} \tag{2.6}$$

$$dl'^2 = dx'^2_i = (dx_i + du_i)^2 \tag{2.7}$$

Mit $du_i = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} dx_j$ ergibt sich aus (2.7):

$$dl'^2 = dl^2 + 2\frac{\partial u_i}{\partial x_j} dx_i dx_j + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\frac{\partial u_i}{\partial x_k} dx_j dx_k \tag{2.8}$$

$$= dl^2 + 2S_{ij} dx_i dx_j \tag{2.9}$$

Dabei wurde der Deformationstensor $\mathbf{S}$ (welcher im Allgemeinen auch als Verzerrungs- oder Dehnungstensor bezeichnet

wird) definiert [LL80b]:

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i}\frac{\partial u_k}{\partial x_j}\right) \tag{2.10}$$

Sofern nur kleine Auslenkungen betrachtet wurden, können die quadratischen Terme vernachlässigt werden:

$$\boxed{S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)} \qquad \textbf{Deformationstensor} \tag{2.11}$$

Der Deformationstensor ist symmetrisch und beschreibt ausschließlich Deformationen und keine starren Rotationen.

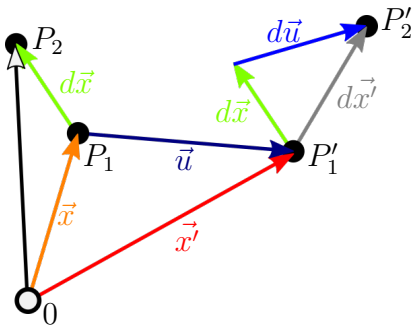
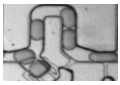


Abb. 2.2: Abstände zweier Punkte bei einer Deformation
Aus den Abständen dl und dl' zweier Punkte, vor der Deformation (P_1 und P_2) $dl = \sqrt{dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2}$ und nach der Deformation (P_1' und P_2') $dl'^2 = dx_i'^2 = (dx_i + du_i)^2$, ergibt sich du_i.

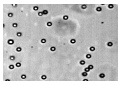


Hook'sches Gesetz

Das Hook'sche Gesetz beschreibt den linearen Zusammenhang zwischen einer Spannung [$\boldsymbol{\sigma}$] und der dazugehörigen rückstellenden Kraft, mit dem Elastizitätstensor (auch als elastisches Modul bezeichnet) [$\mathbf{C}$] und dem oben definierten Deformationstensor [$\mathbf{S}$] [Hun09]; [Kin87]; [Mor07]:

$$\boxed{\sigma_{ij} = C_{ijkl} S_{kl}} \qquad \textbf{Hook'sches Gesetz} \tag{2.12}$$

Die 81 Komponenten des 4. stufigen Elastizitätstensor reduzieren sich aufgrund der Symmetrie von [$\boldsymbol{\sigma}$] und [$\mathbf{S}$] auf 36 unabhängige Komponenten, da [$\mathbf{C}$] symmetrisch sein muss. Durch Energiebetrachtungen können diese auf 21 unabhängige Komponenten, für isotrope Festkörper sogar auf nur zwei, die Lamé-Konstanten, reduziert werden. In dieser Arbeit werden ausschließlich $LiNbO_3$-Substrate zur Anregung der Oberflächenwellen verwendet. Der Elastizitätstensor dieses Substrats hat sechs unabhängige Komponenten [Bal+97]; [TK02]; [WG85].



Wellengleichungen

Aus den Gleichungen (2.3), (2.11) und (2.12) können die Bewegungsgleichungen für die longitudinalen und transversalen Wellen im Festkörper hergeleitet werden [Hun09]; [Mor07]:

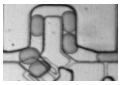
$$\boxed{\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_j}} \qquad \textbf{Wellengleichungen} \quad (2.13)$$

2.1.2 Piezoelektrische Festkörper

Das in allen Experimenten (Kapitel 4, 5 und 6) verwendete Substrat $LiNbO_3$ ist nicht nur anisotrop, sondern auch piezoelektrisch. Dies bedeutet, dass bei einer Verformung des Substrats eine elektrische Spannung induziert wird bzw. mit Hilfe einer elektrischen Spannung das Material verformt werden kann. Der inverse piezoelektrische Effekt wird bei interdigitalen Schallwandlern (kurz IDTs) ausgenutzt, um die akustischen Oberflächenwellen anzuregen. Um die piezoelektrische Eigenschaft im Hook'schen Gesetz (2.12) zu berücksichtigen, muss es um eine weitere Komponente erweitert werden [Bal+97]; [Kin87]; [Mor07]:

$$\boxed{\sigma_{ij} = C_{ijkl} S_{kl} - p_{kij} E_k} \qquad (2.14)$$

Die Komponenten des piezoelektrischen zweistufigen Tensors sind p_{kij} und $\vec{E} = -\vec{\nabla}\Phi$ ist das elektrische Feld mit dem elektrischen Potential Φ. Die Rückkopplung der Deformation auf die verschobenen Ladungsträger wird durch folgende



Zusammenhang für die dielektrische Verschiebung $\vec{D}$ wiedergegeben:

$$D_i = \epsilon_{ij} E_j + p_{ijk} S_{jk} \tag{2.15}$$

Die materialspezifische Dielektrizitätskonstante (auch sog. Dielektrizitätszahl) wird hier mit ϵ bezeichnet. Für den angenommenen, unendlich ausgedehnten Festkörper ohne freie Ladungsträger muss gelten:

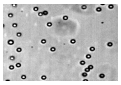
$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \tag{2.16}$$

Nun können die Gleichungen (2.3), (2.14), (2.15) und (2.16) verwendet werden, um vier miteinander gekoppelte Differentialgleichungen herzuleiten [Bal+97]; [Kin87]; [Mor07]:

$$\boxed{\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u_j}{\partial^2 t} + C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_l} + p_{kij} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i \partial x_k} &= 0 \\ p_{ijk} \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_i \partial x_k} - \epsilon_{ij} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i \partial x_j} &= 0 \end{aligned}} \tag{2.17}$$

Kopplungsfaktor

Der elektromechanische Kopplungsfaktor K ist ein Materialparameter und gibt an, wie stark das elektrische Feld an das mechanische Feld in einem piezoelektrischen Festkörper gekoppelt ist. Er ergibt sich aus den Differentialgleichungen (2.17), ausführlicher nachzulesen in [Fro07]; [Kin87]; [Mor07]; [Str05]. Um mit einer möglichst geringen Leistung möglichst



große Oberflächenwellen mit einem IDT anzuregen, sollte ein Material mit einem möglichst großen Kopplungsfaktor gewählt werden. Dies ist einer der entscheidenden Gründe, weshalb Lithiumniobat als piezoelektrisches Substrat für diese Arbeit gewählt wurde. Der Kopplungsfaktor K lässt sich schreiben als: [Fro07]; [Kin87]; [Mor07]; [Str05]:

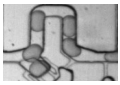
$$\boxed{\frac{K^2}{2} = \frac{\Delta v}{v_f} = \frac{v_f - v_m}{v_f}} \tag{2.18}$$

Elektromechanischer Kopplungsfaktor

mit dem Geschwindigkeitsunterschied Δv der Ausbreitungsgeschwindigkeiten v_f bzw. v_m im piezoelektrischen bzw. kurzgeschlossenen (metallisierte) Oberfläche Fall. Für das verwendete Substrat $LiNbO_3$ kann der Kopplungsfaktors mit den Literaturwerten aus [Kov+90] zu $K^2 = 5{,}4\,\%$ bestimmt werden.

2.1.3 Scher- und Rayleighwellen

Je nach Anregung und verwendetem Material können in bzw. auf einem Festkörper longitudinale oder transversale Wellen angeregt werden. In den Experimenten werden akustische Oberflächenwellen (engl. surface acoustic waves, kurz SAWs) mit Hilfe von interdigitalen Schallwandlern (engl. interdigital transducers, kurz IDTs) auf einem $LiNbO_3$ (128° rot Y-cut) angeregt. Hierbei entstehen fast ausschließlich Rayleighwellen, welche zur Manipulation von Tropfen und Partikeln in



Mikrokanälen genutzt werden können (siehe Kapitel 5 und 6). Die angeregten Scherwellen und Volumenwellen können im Vergleich dazu vernachlässigt werden [Has10]; [Kin87]; [Mor07].

Rayleighwellen

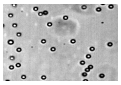
Die Rayleighwelle ist eine harmonische, transversale, akustische Oberflächenwelle (mit relativ geringem longitudinalem Anteil), bei welcher die Volumenelemente des Festkörpers sich auf Ellipsenbahnen bewegen, vgl. Abb. 2.3. Sie klingt exponentiell mit der Wellenlänge ins Innere des Festkörpers ab. Zur Herleitung der Rayleighwelle werden zwei Randbedingungen gesetzt. Erstens, es wirkt keine Kraft senkrecht zur Oberfläche des Substrats ($\sigma_{i3} = 0$ für $x_3 = 0$), und zweitens, das elektrische Feld ist entweder kurzgeschlossen oder kann sich frei im Raum ausbreiten [Far78]; [Mor07]. Es lassen sich analytisch Lösungen für die Differentialgleichungen (2.17) finden (für $x_3 \leq 0$) [Far78]; [Str05]:

$$u_1 = A\left(e^{k\beta_1 x_3} - \gamma e^{k\beta_2 x_3}\right) e^{ik(x_1 - v_R t)} \tag{2.19}$$

$$u_2 = 0 \tag{2.20}$$

$$u_3 = -ik\beta_1 A\left(e^{k\beta_1 x_3} - \gamma^{-1} e^{k\beta_2 x_3}\right) e^{ik(x_1 - v_R t)} \tag{2.21}$$

mit $\beta_1 = \sqrt{1 - \frac{v_R^2}{v_l^2}}$, $\beta_2 = \sqrt{1 - \frac{v_R^2}{v_t^2}}$, $\gamma = \sqrt{\beta_1 \beta_2}$ und der longitudinalen bzw. der transversalen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Volumenwellen $v_l = \sqrt{\frac{C_{11}}{\rho}}$ bzw. $v_t = \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}}$, dem



Wellenvektor $\vec{k}$, der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Rayleighwelle v_R und der Amplitude A. Für die Koeffizienten β_1 und β_2 gilt folgender Zusammenhang [Str05]:

$$\left(\beta_2^2 + 1\right)^2 = 4\beta_1\beta_2 \tag{2.22}$$

Die tatsächlichen Auslenkungen der Volumenelemente, mit den Einheitsvektoren $\hat{u}_1$ und $\hat{u}_3$, sind [Far78]:

$$u_1 = \hat{u}_1 \cos\left[k\left(x_1 - v_r t\right)\right] \tag{2.23}$$

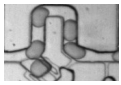
$$u_2 = 0 \tag{2.24}$$

$$u_3 = \hat{u}_3 \cos\left[k\left(x_1 - v_r t\right)\right] \tag{2.25}$$

Die Amplitude einer akustischen Oberflächenwelle, erzeugt mit einem IDT, wurde im Rahmen dieser Arbeit mit einem Vibrometer gemessen, und liegt im Bereich von einigen Pikometern bis hin zu wenigen Nanometern, vgl. auch [Str05].

Scherwellen

Neben Rayleighwellen können auch Scherwellen angeregt werden. Sie breiten sich allerdings nicht in Flüssigkeiten aus und sollen hier deshalb nur zur Vollständigkeit erwähnt werden. Die Volumenelemente schwingen transversal zur Ausbreitungsrichtung und parallel zur Oberfläche. Sie besitzt keinen longitudinalen Anteil. Die Lösung der Differentialglei-



chungen (2.17) für Scherwellen sind für $x_3 \leq 0$ [Str05]:

$$u_1 = A_1 e^{kx_3} e^{(kx_1 - \omega t)} \tag{2.26}$$

$$u_2 = A_2 e^{kx_3} e^{(kx_2 - \omega t)} \tag{2.27}$$

$$u_3 = 0 \tag{2.28}$$

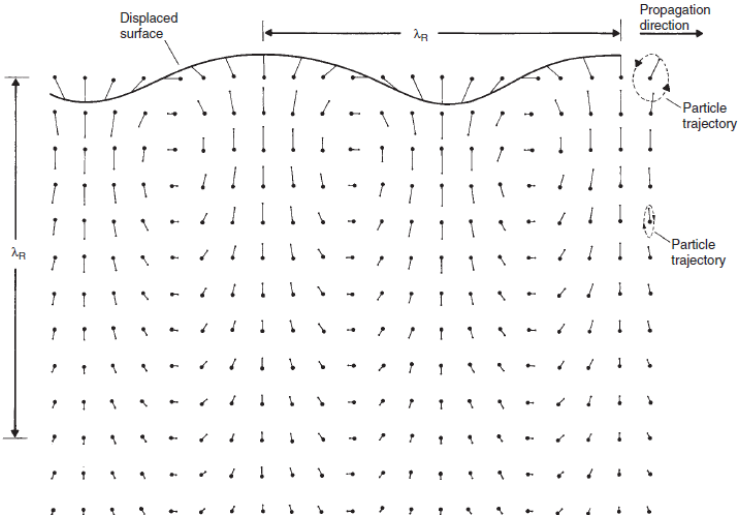
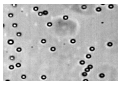


Abb. 2.3: Verformung eines Festkörpers durch eine SAW Die Welle läuft nach rechts und klingt exponentiell mit ihrer Wellenlänge ins Innere des Festkörpers ab. Die ausgelenkten Volumenelemente vollführen elliptische Bewegungen. [Nachdruck aus Surface Acoustic Wave Filters, David Morgan, E.G.S. Paige, 2–Acoustic waves in elastic solids, S. 50, ©2007, mit freundlicher Genehmigung von Elsevier.[Mor07]]



2.1.4 Stehende (bewegte) Wellen

Eine stehende Welle entsteht aus der Superposition zweier gegenläufiger Wellen mit derselben Frequenz $f = \frac{c}{\lambda}$ bzw. Wellenlänge λ (mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit c) [Dem06]. Zwei gegenläufige akustischen Oberflächenwellen können ebenfalls zu einer stehenden Welle interferieren. Dies wird im Kapitel 5 demonstriert. Im einfachsten Fall haben beide Wellen die gleiche Amplitude A. Die stehende Welle besitzt ortsfeste Knoten (mit verschwindender Amplitude) und Bäuche (mit maximaler Amplitude). Die Abstände der Knoten und Bäuche betragen eine halbe Wellenlänge. Mathematisch können die beiden Wellen y_1 und y_2, welche in z bzw. -z-Richtung laufen, und die Superposition der beiden Wellen y_S wie folgt beschrieben werden [Ram12]:

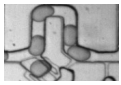
$$y_1(z,t) = A\sin(\omega t + kz) \tag{2.29}$$

$$y_2(z,t) = A\sin(\omega t - kz) \tag{2.30}$$

$$y_S(z,t) = 2A\sin(\omega t)\cos(kz) \tag{2.31}$$

Dabei ist ω die Kreisfrequenz und $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$ die Wellenzahl. Nun können beide Wellen verschiedene Frequenzen f_1 und f_2 aufweisen:

$$\begin{aligned} f_2 &= f_1 + 2\Delta f \\ k_2 &= k_1 + 2\Delta k \\ \omega_2 &= \omega_1 + 2\Delta\omega \end{aligned} \tag{2.32}$$



Daraus ergibt sich für die beiden Wellen und der Superposition folgende Formulierung:

$$y_1(z,t) = A\sin\left(\omega_1 t + k_1 z\right) \tag{2.33}$$

$$y_2(z,t) = A\sin\left(\omega_2 t - k_2 z\right) \tag{2.34}$$

$$y_S(z,t) = 2A\sin\left(\frac{\omega_1+\omega_2}{2}t + \frac{k_1-k_2}{2}z\right) \tag{2.35}$$

$$\cdot\cos\left(\frac{\omega_1-\omega_2}{2}t + \frac{k_1+k_2}{2}z\right) \tag{2.36}$$

$$= 2A\sin\left[\left(\omega_1+\Delta\omega\right)t - \Delta k z\right] \tag{2.37}$$

$$\cdot\cos\left[-\Delta\omega t + \left(k_1+\Delta k\right)z\right] \tag{2.38}$$

Für kleine Frequenzunterschiede hat die Superposition immer noch ortsfeste Knoten und Bäuche, welche in der Zeit langsam propagieren. Die Propagationsgeschwindigkeit der Knoten und Bäuche wird durch das Auflösen von Gleichung (2.31) nach x und anschließendem Ableiten nach t, mit $y = 0$, berechnet. Eine solche „fortlaufende, stehende Welle“ ist in Abb. 2.4 dargestellt. Eine „fortlaufende, stehende,“ akustische Oberflächenwelle wird in Kapitel 5 zum Transport von Mikropartikeln in einem Mikrokanal verwendet.

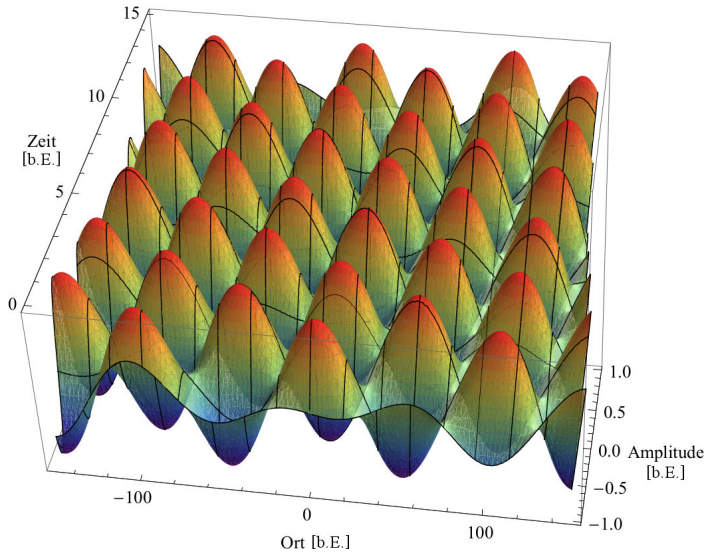
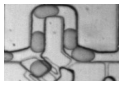
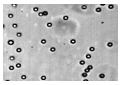


Abb. 2.4: Simulation einer „wandernden, stehenden Welle“ in Mathematica [Res11] aus [Ram12]
Die Knoten und Bäuche der stehenden Welle propagieren über die Zeit. Die Propagationsgeschwindigkeit ergibt sich aus dem Frequenzunterschied der beiden interferierenden Wellen.



2.1.5 Interdigitale Schallwandler (IDT) zur Anregung von Oberflächenwellen

Die Oberflächenwellen in den Experimenten (Kapitel 4, 5 und 6) dieser Arbeit werden mit interdigitalen Schallwandlern (engl. interdigital transducers, kurz IDTs) erzeugt. Detaillierte Beschreibungen finden sich unter anderem in *Surface Acoustic Wave Devices in Telecommunications* von Kenya Hashimot [Has10], *Surface Acoustic Wave Filters in Telecommunications* von David Morgan [Mor07], *Acoustic Wave Sensors: Theory, Design, and Physico-Chemical Applications* von David. S. Ballantine et. al [Bal+97], *Acoustic Waves: devices, imaging, and analog signal processing* von Gordon S. Kino [Kin87] und in der Publikation von Alexander V. Mamishev et al. [Mam+04]. Im Folgenden wird lediglich die grundlegende Funktionsweise von IDTs erklärt, sowie die verschiedenen, verwendeten Designs gezeigt.
Beim Anlegen einer hochfrequenten Wechselspannung an einen IDT wird durch das elektrische Feld zwischen den einzelne Elektroden und dem inversen, piezoelektrischen Effekt das Kristallgitters des Substrates gestört. Diese Störungen breiten sich mit der materialabhängigen Schallgeschwindigkeit c_S aus und werden durch die periodische Struktur des IDTs bei passender angelegten Frequenz f_0 konstruktiv verstärkt. Es resultiert eine akustische Oberflächenwelle (engl. surface acoustic wave, kurz SAW). Die Bedingung für eine konstruktive Überlagerung der einzelnen Wellen und somit für die Funktionalität eines IDTs mit der Wellenlänge λ bzw.



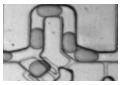
dem Fingerabstand d (gleich der Fingerbreite) lautet:

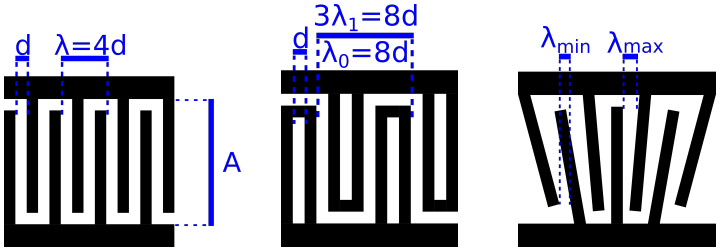
$$f_0 = \frac{c_S}{4d} = \frac{c_S}{\lambda} \tag{2.39}$$

Der schematische Aufbau verschiedener Designs von IDTs wird in Abb. 2.5 gezeigt. Ein IDT kann neben der Erzeugung auch zum Detektieren einer SAW mit entsprechender Wellenlänge verwendet werden. Der Aufbau zweier gegenüberliegenden IDTs gleicher Geometrie und Arbeitsfrequenz heißt Verzögerungsleitung (engl. delay-line) und kann genutzt werden, um eine SAW mit einem IDT anzuregen und mit dem zweiten IDT zu detektieren. Bei bekanntem Abstand der beiden IDTs kann auf diese Weise die Ausbreitungsgeschwindigkeit der SAW gemessen werden. Neben dem einfachen, geraden IDT werden im Folgenden andere Designs kurz erläutert. Darüber hinaus gibt es weitere Geometrien, wie z.B. unidirectional IDTs (UIDTs), welche nicht symmetrisch aufgebaut sind und nur in eine Richtung abstrahlen.

Split-IDT

Bei einem Split-n-IDT sind n aufeinanderfolgende Finger miteinander verbunden. Mit dieser Bauform kann nicht nur die Grundfrequenz f_0 des IDTs, sondern ebenfalls n ungeradzahlige Vielfache der Grundfrequenz angeregt werden. Bei einem Split-4-IDT können Oberflächenwellen mit den Frequenzen f_0, $3f_0$, $5f_0$, und $7f_0$ erzeugt werden.



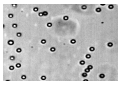


(a) normaler IDT **(b)** split-2-IDT **(c)** tapered IDT

Abb. 2.5: Schematische Darstellung dreier IDT Designs
Die Parameter d, λ und A geben den Fingerabstand, die Wellenlänge und die Apertur an.

Tapered IDT

Eine weitere Möglichkeit mit einem einzelnen IDT verschiedene Wellenlängen anzuregen, liefert der tapered IDT. Mit den verschiedenen Wellenlängen kann die Position des Schallpfades eingestellt werden. Die Abhängigkeit der Schallpfadposition von der Frequenz wird in den Visualisierungsexperimenten in Kapitel 4 untersucht. In den Experimenten der Tropfenfallen 6 bestimmt die Schallpfadposition, ob bzw. welche Tropfenfalle aktuiert wird, und ist deshalb von entscheidender Bedeutung.
Bei einem tapered IDT sind die Finger gegeneinander verkippt, sodass der Abstand zwischen den Fingern sich kontinuierlich ändert. Dadurch können alle Wellenlängen zwischen λ_{min} und λ_{max} mit den entsprechenden Frequenzen (f_{min} und f_{max}) angeregt werden. Die erzeugte Wellenfront ist räumlich stark beschränkt und die Schallpfadbreite W kann mit Hilfe



des Verjüngungsfaktors $t_{\mathrm{TIDT}} = 1 - \frac{\lambda_{\min}}{\lambda_{\max}}$ des tappered IDTs grob abgeschätzt werden [Str00]:

$$\boxed{W = A\frac{B_{3\mathrm{dBm}}}{B_{3\mathrm{dBm}}^{\mathrm{TIDT}}} = A\frac{0{,}9}{t_{\mathrm{TIDT}}N}} \tag{2.40}$$

Schallpfadbreite eines TIDTs

Dabei ist N die Fingeranzahl und $B_{3\mathrm{dBm}}$ und $B_{3\mathrm{dBM}}^{\mathrm{TIDT}}$ sind die 3-dB Bandbreiten eines normalen und tapered IDTs:

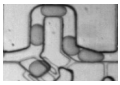
$$B_{3\mathrm{dBm}}^{\mathrm{TIDT}} \approx f_{\max} \cdot t_{\mathrm{TIDT}} \tag{2.41}$$

$$B_{3\mathrm{dBm}} \approx f_{\max}\frac{0{,}9}{N} \tag{2.42}$$

Eine alternative Formel zur Abschätzung kann in [YNY00] gefunden werden.

Fokussierender IDT

Fokussierende IDTs können die angeregten Wellen an einem Punkt fokussieren. In Kapitel 4 werden solche IDTs verwendet und der Fokuspunkt eines IDTs demonstriert. Diese Bauart hat, wie ein normaler IDT, gleichbleibende Fingerabstände. Die Finger sind jedoch (im einfachsten Fall) kreisförmig gebogen, um eine Fokussierung der Wellen zu erreichen. Allerdings trifft dies nur bei isotropen Substraten zu, da im Falle von anisotropen Materialien, wie das in dieser Arbeit verwendete $LiNbO_3$, die Ausbreitungsgeschwindigkeit



von der Laufrichtung der Welle abhängt und somit der erwartet Fokuspunkt um eine Länge ΔZ verschoben wird. Diese Verschiebung ist von der Anisotropie b des Materials und der Fokuslänge R_{IDT} (entspricht dem Kreisradius) abhängig [GKK80]:

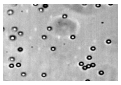
$$\boxed{\Delta Z = \frac{2R_{\mathrm{IDT}}\, b}{1-2b}} \tag{2.43}$$

Der reale Fokuspunkt liegt für $\Delta Z > 0$ weiter vom IDT entfernt und entsprechend für $\Delta Z < 0$ näher am IDT, als der Kreismittelpunkt der Finger. Der Verschiebung des Fokuspunktes und die daraus berechnete Anisotropie wird im Abschnitt 4.3 der Visualisierungsexperimente beschrieben. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit auf dem Material wird parabolisch angenähert (gilt deshalb nur für kleine Winkel bzw. Materialien mit geringer Anisotropie) und definiert so den Anisotropiefaktor (mit v_0 für $\theta = 0$):

$$\boxed{v(\theta) = v_0\left(1 + b\theta^2\right)} \tag{2.44}$$

Parabolische Geschwindigkeitsnäherung

Zu beachten ist, dass der Fokuspunkt durch die Anisotropie nicht nur verschoben, sondern zudem auch verschmiert wird, und die Wellen sich nicht in genau einem Punkt konstruktiv überlagern. Um eine Fokussierung für Materialien mit höherer Anisotropie zu erreichen, empfiehlt es sich die



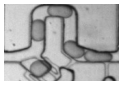
Finger des IDTs nicht kreisförmig zu gestalten, sondern diese mit der sog. „angular spektrum of plane waves“-Methode (ASPW) zu berechnen, welche die Anisotropie in einer analytischen Rechnung berücksichtigt [Bei99].

Tapered focusing IDT

Die Geometrie eines tapered focusing IDTs entspricht dem eines kreisförmigen fokussierenden IDTs, bei welchem zusätzlich die Finger zueinander verkippt sind. So wird, wie bei einem tapered IDT, je nach angelegter Frequenz, nur an einer bestimmten Position, gerade wo der Fingerabstand einer halben Wellenlänge entspricht, eine Welle angeregt wird. Im Kapitel 4 wird, unter anderem, der Schallpfad eines solchen IDTs gezeigt.

Anpassung, Reflexion und Leistung

Um Reflexionen zu vermeiden, muss die Impedanz eines Hochfrequenzbauteils an die Kabel und andere Komponenten angepasst werden. Bei allen Versuchsaufbauten wurden Kabel und Bauteile (ausgenommen der komplexeren, fokussierenden IDTs) mit einer Impedanz von $50\,\Omega$ genutzt. Andernfalls kommt es bei der Schnittstelle zwischen zwei Bauteilen verschiedener komplexer Widerstände $Z_{\mathrm{el.},1}$ und $Z_{\mathrm{el.},1}$ zu Reflexionen. Der Reflexionsfaktor $R_{\mathrm{Reflexion,el.}}$ beträgt dabei



[Str12]:

$$R_{\text{Reflexion,el.}} = \frac{Z_{\text{el.},1} - Z_{\text{el.},2}}{Z_{\text{el.},1} + Z_{\text{el.},2}} \tag{2.45}$$

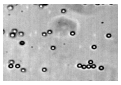
Die Leistung bei den Versuchen wird üblicherweise in der logarithmischen Einheit dBm ausgedrückt und ist definiert als:

$$P(\text{dBm}) = 10 \log_{10} \frac{P(\text{W})}{1\,\text{mW}} \tag{2.46}$$

Da die Impedanz eines IDTs nicht nur von der Geometrie, sondern auch vom Feldverlauf im piezoelektrischen Substrat abhängt, ist es schwierig die Impedanz analytisch korrekt zu berechnen. Deshalb greift man auf die sog. Querfeldnäherung (cross-field-model) zurück [Smi+69], kurz zusammengefasst in [Kha+06] und detaillierter beschrieben in [Mor07] und [Has10]. Dabei wird das elektrische Feld durch senkrecht laufende Feldlinien zwischen den Fingern angenähert. Insgesamt lässt sich die Impedanz Z_{IDT} eines IDTs bei der Resonanzfrequenz f_0 schreiben als [Kha+06]:

$$\boxed{Z_{\text{IDT}}(f_0) = \frac{1}{8K^2 f_0 N C_{\text{t}}}} \qquad \textbf{Impedanz eines IDTs} \tag{2.47}$$

Dabei ist K^2 der Kopplungsfaktor (siehe (2.18)) des piezoelektrischen Materials und N die Anzahl der Fingerpaare. C_{t}

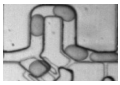


ist definiert als:

$$C_\mathrm{t} = C_0 A N \tag{2.48}$$

Hier ist A die Apertur des IDTs und C_0 die Kapazität per Elektrodenpaar pro Längeneinheit, die wie folgt mit dem Metallisierungsverhältnis $\xi = \frac{2 \cdot d}{\lambda}$ (mit dem Fingerabstand d), der Wellenlänge λ des IDTs und der relativen Permittivität ϵ_r des piezoelektrischen Substrats berechnet werden kann:

$$C_0 = 2 \left(6{,}5\,\xi^2 + 1{,}08\,\xi + 2{,}37\right) (\epsilon_\mathrm{r} + 1) \tag{2.49}$$

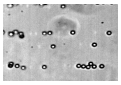


2.2 Fluiddynamik

Dieses Kapitel schildert die fundamentalen Prinzipien der Hydrodynamik und leitet die grundlegenden Formeln, wie z.B. die Navier-Stokes-Gleichung, her. Das Kapitel dient als Heranführung an die mikrofluidischen Systeme und soll das Verständnis der Experimente erleichtern. Die mathematischen Ausführungen orientieren sich an dem Lehrbuch *Theoretische Mechanik* von Hans Stephanie und Gerhard Kluge [SK95], dem Lehrbuch *Experimentalphysik 1* von Wolfgang Demtröder [Dem06] und an der Diplomarbeit von Richard Rambach [Ram12]. Weiterführende Literatur findet sich z.B. in *Introduction to Microfluidics* von Patrick Tabeling [Tab05], *Theoretical Microfluidics* von Henrik Bruus [Bru07], *Micro- and Nanoscale Fluid Mechanics* von Brian J. Kirby [Kir10] und *Microfluidics: Fluid physics at the nanoliter scale* von Todd Squires und Stephen Quake [SQ05].

2.2.1 Lagrange- und Eulerkoordinaten

In der Lagrange-Darstellung werden einzelne Masseteilchen m_l der Flüssigkeit betrachtet. Diese werden mit Hilfe der zeitabhängigen Koordinaten $x_i(m_l, t)$ und der Geschwindigkeiten $v_i(m_l, t) = \partial x_i / \partial t$ beschrieben. Im Gegensatz dazu, wird in der Euler-Darstellung das Geschwindigkeitsprofil $\vec{v}(x_i, t)$ der gesamten Flüssigkeit betrachtet. Es beschreibt die Geschwindigkeiten der Flüssigkeit an verschiedenen Raumpunkten in Abhängigkeit der Zeit. Beide Beschreibungen sind voll-



ständig und können ineinander übergeführt werden. In der Lagrange-Darstellung ist die Beschleunigung a_i definiert als:

$$a_i\left(m_l, t\right) = \frac{\partial v_i\left(m_l, t\right)}{\partial t} \tag{2.50}$$

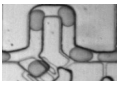
Da die Ableitung der Geschwindigkeit bei festem m_l erfolgen muss, ergeben sich in der Euler-Darstellung zusätzliche Terme:

$$\begin{aligned} a_i\left(x_l, t\right) &= \frac{dv_i}{dt} \qquad (2.51)\\ &= \frac{\partial v_i\left(x_l(m_j, t), t\right)}{\partial t} \\ &= \sum_{r=1}^{3} \frac{\partial v_i(x_l, t)}{\partial x_r} \frac{\partial x_r(m_j, t)}{\partial t} + \frac{\partial v_i(x_l, t)}{\partial t} \\ &= \sum_{j=1}^{3} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} v_j(x_l, t) + \frac{\partial v_i}{\partial t} \\ &= \frac{\partial v_i}{\partial x_j} v_j + \frac{\partial v_i}{\partial t} \qquad (2.52) \end{aligned}$$

Äquivalent gilt für die substantielle Ableitung für eine allgemeine Feldgröße $H(x_l, t)$ [SK95]:

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\partial H}{\partial t} + \left(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}\right) H \tag{2.53}$$

In der Gleichung wird $\frac{\partial H}{\partial t}$ als lokale Zeitableitung und $\left(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}\right) H$ als konvektiver Anteil bezeichnet. Um das Geschwindigkeits-



feld einer Flüssigkeit zu veranschaulichen werden Stromlinien verwendet, vgl. Abb. 2.7. Die Tangenten an den Stromlinien geben die Richtungen der Geschwindigkeiten an. Die Dichte der Stromlinien ist proportional zur Geschwindigkeit an entsprechender Position. Für eine stationäre Strömung sind die Stromlinien identisch mit den Bahnkurven der Masseteilchen der Flüssigkeit.

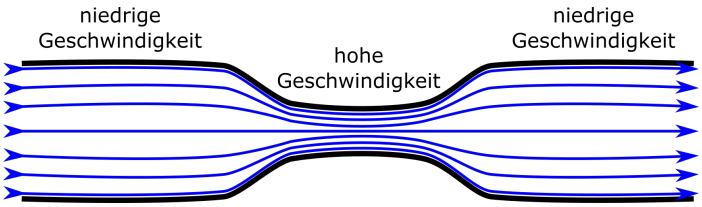


Abb. 2.7: Laminarer, stationärer Fluss in einem Rohr
Die Stromliniendichte spiegelt die Geschwindigkeit des Flusses im Rohr wider.

2.2.2 Kontinuitätsgleichung (Massenerhaltung)

Die Kontinuitätsgleichung ist eine Folgerung aus der Massenerhaltung. Betrachtet wird eine inkompressible Flüssigkeit in einem Rohr mit variablem Querschnitt (A_1 und A_2), wie in Abb. 2.8 zu sehen. Da es sich um eine inkompressible Flüssigkeit handelt, ist die Dichte ρ örtlich und zeitlich konstant. Die Masse $dM_1 = \rho dV_1$ mit dem Volumen $dV_1 = A_1 dx$ besitzt die Geschwindigkeit v_1 und fließt ins Rohr hinein. Aufgrund der Massenerhaltung muss eine gleich große Masse

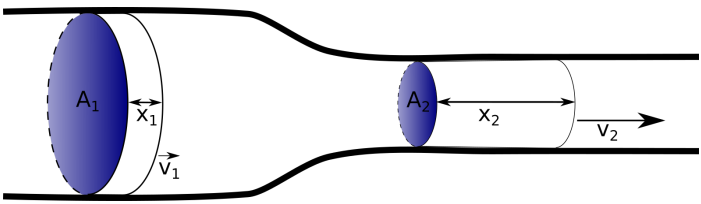


Abb. 2.8: Rohr mit verengendem Querschnitt
Aus der Massenerhaltung, d.h. das Volumen $M_1 = \rho A_1 x_1$ muss gleich dem Volumen $M_2 = \rho A_2 x_2$ sein, folgen die verschiedenen Geschwindigkeiten v_1 und v_2 in Relation zu den Flächen A_1 und A_2 und die Kontinuitätsgleichung (2.59).

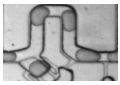
$dM_2 = \rho dV_2$ mit dem Volumen $dV_2 = \rho A_2 dx_2$ am Rohrende hinaus fließen:

$$\frac{dM_1}{dt} = \rho A_1 \frac{dx_1}{dt} = \rho A_1 v_1 \tag{2.54}$$

$$= \frac{dM_2}{dt} = \rho A_2 \frac{dx_2}{dt} = \rho A_2 v_2 \tag{2.55}$$

$$\Rightarrow \frac{v_1}{v_2} = \frac{A_2}{A_1} \tag{2.56}$$

Die Massenstromdichte $\vec{j} = \rho \vec{v}$ wird auch Massenflussdichte genannt und $\vec{v}$ ist die Fließgeschwindigkeit. $I = \vec{j}\vec{A} = \frac{dM}{dt}$ bezeichnet die Massenstromstärke, auch als Massenfluss bezeichnet, und beschreibt die Masse, welche in der Zeit dt durch die Fläche A fließt. Die Gleichung (2.56) kann auch durch $I = const.$ ausgedrückt werden und spiegelt die Massenerhaltung wider. Der Massenfluss im Rohr ist folglich kon-



stant. Ein Volumen V besitzt die Masse M:

$$M = \int_V \rho dV \tag{2.57}$$

Die Massenabnahme mit der Zeit dM/dt im, von der Fläche S umschlossenen, Volumen V kann durch einen Massenfluss $\rho\vec{v}$ durch die Fläche S beschrieben werden ($d\vec{S}$ ist der Flächennormalvektor auf die Fläche S):

$$\begin{aligned} -\frac{dM}{dt} &= -\frac{d}{dt}\int_V \rho dV = -\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV \\ &= \int_S \rho\vec{v}\, d\vec{S} = \int_V \vec{\nabla}\cdot(\rho\vec{v})\, dV \end{aligned} \tag{2.58}$$

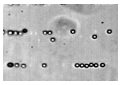
Dabei wurde zur Umformung der letzten Zeile der Gauß'schen Satz verwendet. Gleichung (2.58) gilt für beliebige Volumina. Hieraus folgt sofort die Kontinuitätsgleichung (auch sog. Massenbilanz), die differentielle Form der Massenerhaltung [Dem06]; [Gre03]; [SK95]:

$$\boxed{\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}\cdot(\rho\vec{v}) = 0} \qquad \textbf{Kontinuitätsgleichung} \tag{2.59}$$

Für eine zeitlich konstante Dichte ($\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$) ergibt sich folgende Vereinfachung:

$$\vec{\nabla}\cdot(\rho\vec{v}) = 0 \tag{2.60}$$

Auch für eine inkompressible Flüssigkeit ($\rho = const.$) lässt



sich Gleichung (2.59) vereinfachen:

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{v}) = 0 \tag{2.61}$$

2.2.3 Navier-Stokes- und Euler-Gleichung

Aus der Kontinuitätsgleichung, der Impulsbilanzgleichung und dem Reibungsgesetz kann die Navier-Stokes-Gleichung einfach hergeleitet werden. Deshalb werden im Folgendem zunächst die beiden fehlenden Gleichungen beschrieben.

Impulsbilanzgleichung

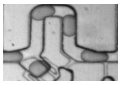
Das Massenelement dm mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ besitzt den Impuls p_{Impuls}:

$$p_{\text{Impuls}} = dm \cdot \vec{v} = \rho \Delta V \vec{v} \tag{2.62}$$

Hierbei ist ρ die Dichte und ΔV ein Volumenelement. Analog zur Massendichte wird $\rho\vec{v}$ als Impulsdichte bezeichnet. Die zeitliche Änderung der Impulsdichte ist:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = dm\frac{d\vec{v}}{dt} = \Delta V \rho \frac{d\vec{v}}{dt} \tag{2.63}$$

Nach dem zweiten Newton'schen Prinzip wird eine Impulsänderung durch Kräfte bewirkt. Diese Kräfte lassen sich in Volumenkräfte $\vec{K}$ und Spannungen $\vec{P}$ einteilen. Dir Kraft-



dichte $\vec{F}_{\text{Dichte}}$ der Volumenkräfte ist definiert als:

$$\vec{F}_{\text{Dichte}} = \frac{\vec{K}}{\Delta V} \tag{2.64}$$

Die spezifische Kraft $\vec{F}$ ist:

$$\vec{F} = \frac{\vec{F}_{\text{Dichte}}}{\rho} \tag{2.65}$$

Die gesamte Impulsänderung einen Volumenelements ΔV lässt sich durch die Volumenkräfte $\vec{K}$ und die Spannungen $\vec{P}$, die an der Oberfläche O von ΔV angreifen, ausdrücken:

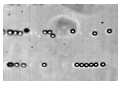
$$\int_{\Delta V} \rho \frac{d\vec{v}}{dt} dV = \int_{\Delta V} \rho \vec{F} dV + \oint_O \vec{P} dO \tag{2.66}$$

Diese Gleichung lässt sich in der Komponentenschreibweise wie folgt darstellen:

$$\int_{\Delta V} \rho \frac{dv_i}{dt} dV = \int_{\Delta V} \rho F_i dV + \oint_O P_i dO \tag{2.67}$$

In [SK95] wird gezeigt, dass $P_i = \sigma_{ij} n_j$ gilt. $\vec{n}$ ist der Flächennormalvektor auf die Fläche dO. Dadurch lässt sich der letzte Term von (2.67) vereinfachen:

$$\oint_O P_i dO = \oint_O \sigma_{ij} n_j dO = \oint_O \sigma_{ij} dO_j = \int_{\Delta V} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} dV \tag{2.68}$$



Damit lässt sich die Impulsbilanz (2.67) umformulieren:

$$\int_{\Delta V} \left(\rho \frac{dv_i}{dt} - \rho F_i - \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \right) dV = 0 \tag{2.69}$$

Analog zur obigen Argumentation, dass die Gleichung für alle Volumenelemente gelten muss, lässt sich die Gleichung weiter vereinfachen (mit dem Druck p):

$$\rho \frac{dv_i}{dt} = \rho F_i + \nabla_j \sigma_{ij} \tag{2.70}$$

Der Reibungsspannungstensor R_{ij} wird im nächsten Abschnitt definiert. Mit der Definition der substantiellen Ableitung (2.53) und der Kontinuitätsgleichung (2.59), erhält man nun die differenzielle Form der Impulsbilanzgleichung [SK95]:

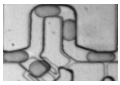
$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t} \rho v_i + \nabla_j (\rho v_i v_j) = \rho F_i + \nabla_j \sigma_{ij}} \tag{2.71}$$

differentielle Form der Impulserhaltung

$$\boxed{\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \rho v_i}_{\text{Impulsdichte}} + \nabla_j \underbrace{(\rho v_i v_j - \sigma_{ij})}_{\text{Impulsstromdichte}} = \underbrace{\rho F_i}_{\text{Produktionsterm}}} \tag{2.72}$$

Reibungsgesetz

In Flüssigkeiten und Gasen werden Spannungen durch Reibung verursacht. Im Gleichgewichtszustand kann der Spannungstensor σ_{ij} durch den Druck beschrieben werden. Im All-



gemeinen Fall wird der Spannungstensor, neben dem Druck p, auch durch den Reibungsspannungstensor R_{ij} beschrieben (mit dem Kroneckerdelta δ_{ij}):

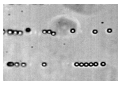
$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + R_{ij} \tag{2.73}$$

Mit (2.73) kann Gleichung (2.70) geschrieben werden als:

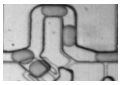
$$\rho \frac{dv_i}{dt} = \rho F_i - \nabla_i p + \nabla_j R_{ij} \tag{2.74}$$

In [LL87] wird eine isotrope Flüssigkeit betrachtet und argumentiert, dass R_{ij} nur von Ableitungen der Geschwindigkeiten abhängen kann, da Reibung nur zwischen verschieden schnellen Volumenelementen auftritt. Bei kleinen Geschwindigkeiten können höhere Ableitungen vernachlässigt werden und nur die erste Ableitung muss berücksichtigt werden (es handelt sich dann um eine Newton'sche Flüssigkeit). R_{ij} kann nur aus den ersten örtlichen Ableitungen der Geschwindigkeiten zusammengesetzt sein, da für eine konstante Geschwindigkeit R_{ij} verschwinden muss. R_{ij} muss auch für den Fall einer gleichförmigen Rotation der Flüssigkeit verschwinden. Die Summen $\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i}$ verschwinden bei genau einem solchen Fall. Folglich kann R_{ij} nur aus einer linearen Kombination dieser symmetrischen Ableitungen der Geschwindigkeiten bestehen:

$$\boxed{R_{ij} = \eta \left(\nabla_j v_i + \nabla_i v_j\right) + \eta' \delta_{ij} \nabla_k v_k} \qquad \textbf{Reibungsgesetz} \tag{2.75}$$



η und η' heißen erster und zweiter Viskositätskoeffizient. η und η' werden auch als dynamische bzw. kinematische Viskosität und Volumenviskosität bezeichnet. Fluide welche das Reibungsgesetz (2.75) erfüllen heißen Newton'sche Flüssigkeiten.



Navier-Stokes-Gleichung

Durch das Einsetzen des Reibungsgesetzes (2.75) in die Impulsbilanzgleichung (2.74) ergibt sich die gesuchte Gleichung [SK95]:

$$\boxed{\rho\frac{dv_i}{dt} = \rho F_i - \nabla_i p + \eta\nabla_j\nabla_j v_i + (\eta + \eta')\,\nabla_i\nabla_j v_j} \quad (2.76)$$

Navier-Stokes-Gleichung

Die Navier-Stokes-Gleichung ist im Allgemeinen ohne Randbedingungen analytisch unlösbar. Allerdings lässt sich die Navier-Stokes-Gleichung für eine inkompressible Flüssigkeit ($\frac{d\rho}{dt} = 0$) erheblich vereinfachen. Aus der Kontinuitätsgleichung (2.59) folgt:

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{v} = 0 \quad (2.77)$$

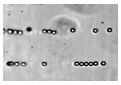
$$\Rightarrow \nabla_i v_i = 0 \quad (2.78)$$

Damit wird die Navier-Stokes-Gleichung (2.76) zu:

$$\rho\frac{dv_i}{dt} = \rho F_i - \nabla_i p + \eta\nabla_j\nabla_j v_i \quad (2.79)$$

Eine andere Vereinfachung ergibt sich, wenn die Volumenviskositäten vernachlässigt werden können, da dann die Stokes-Beziehung verwendet werden kann [SK95]:

$$\eta' = -\frac{2}{3}\eta \quad (2.80)$$



Mit der Kontinuitätsgleichung (2.59) und der substantiellen Ableitung kann damit die Navier-Stokes-Gleichung (2.76) vereinfacht werden:

$$\rho\frac{dv_i}{dt} = \rho F_i - \nabla_i p + \eta\nabla_j\nabla_j v_i + \frac{1}{3}\eta\nabla_i\nabla_j v_j \tag{2.81}$$

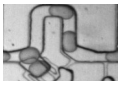
Euler-Gleichung

Wenn eine inkompressible Flüssigkeit vorliegt und die Reibung vernachlässigt werden kann, wird die Navier-Stokes-Gleichung (2.76) zur Euler-Gleichung [SK95]:

$$\boxed{\rho\frac{dv_i}{dt} = \rho F_i - \nabla_i p} \qquad \textbf{Euler-Gleichung} \tag{2.82}$$

2.2.4 Geschwindigkeitsprofile

Ein Geschwindigkeitsprofil gibt die Geschwindigkeiten der Flüssigkeit an verschiedenen Orten an. Ein einfacher, aber sehr wichtiger Fall liegt bei einer stationären, laminaren Strömung einer viskosen, inkompressiblen Flüssigkeit in einem Rohr mit dem Radius R ohne äußere Kräfte vor (vgl. Abb. 2.9). Diese Beschreibung trifft im Allgemeinen auf den Fluss (bei den typischerweise kleinen Reynoldszahlen, vgl. Abschnitt 2.2.8) in Mikrokanälen zu. Die Nebenrandbedingungen lie-



fern:

$$\text{Inkompressibel:} \qquad \rho = const.$$

$$\Rightarrow \qquad \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \tag{2.83}$$

$$\text{Stationär:} \qquad \frac{\partial v}{\partial t} = 0 \tag{2.84}$$

$$\text{Keine äußeren Kräfte:} \qquad \vec{F} = 0 \tag{2.85}$$

Durch Einsetzen von (2.83) und (2.85) in die Navier-Stokes-Gleichung (2.76) erhält man:

$$\rho \frac{dv_i}{dt} = -\nabla_i p + \eta \nabla_j \nabla_j v_i \tag{2.86}$$

Diese Gleichung kann mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung (2.59), der Stationarität (2.84) und der Definition der substantiellen Ableitung (2.53) vereinfacht werden:

$$\rho v_j \nabla_j v_i = -\nabla_i p + \eta \nabla_j \nabla_j v_i \tag{2.87}$$

Zusätzliche wird die Bedingung, dass die Flüssigkeit an den Wänden des Rohrs haftet (sog. „no-slip“-Bedingung) vorgegeben:

$$\vec{v} = 0 \qquad \text{für} \quad r = R \tag{2.88}$$

Durch die vorgegebene Symmetrie gilt:

$$v_2 = v_3 = 0 \tag{2.89}$$

$$v_1 = v_1(r_2, r_3) \tag{2.90}$$

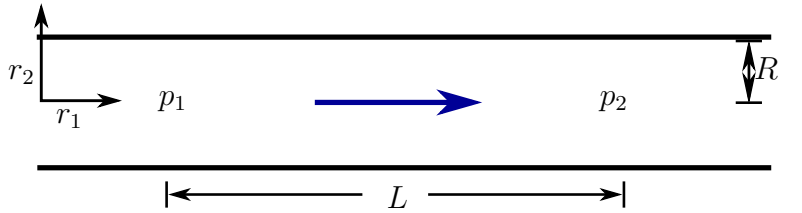
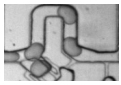


Abb. 2.9: Querschnitt einer Flüssigkeit durch ein Rohr
Eine stationäre, laminare Strömung einer viskosen, inkompressiblen Flüssigkeit fließt durch ein Rohr mit dem Radius R. Über die Länge L fällt der Druck von p_1 auf p_2 ab.

Liegt am Anfang des Rohres mit der Länge L der Druck p_1 und am Ende der Druck p_2 an, herrscht ein Druckgradient $\nabla_i p = \frac{p_2 - p_1}{L}$ und es gilt für die erste Komponente $i = 1$:

$$0 = -\nabla_1 p + \eta \nabla_2^2 v_1(r_2, r_3) + \eta \nabla_3^2 v_1(r_2, r_3) \tag{2.91}$$

Eine solche Strömung heißt Hagen-Poiseuille-Strömung [SK95].



Betrachtet man das System in Zylinderkoordinaten, lässt sich die Lösung der Gleichung (2.91) leicht darstellen (mit dem Druckunterschied $p_1 - p_2 = \Delta p$):

$$v_1(r) = \frac{\Delta p}{4\eta L}\left(R^2 - r^2\right)$$

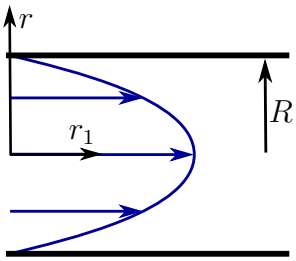
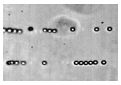


Abb. 2.10: Querschnitt des parabolischen Geschwindigkeitsprofils der Hagen-Poiseuille-Strömung in Zylinderkoordinaten.

Das Geschwindigkeitsprofil ist eine Parabel, vgl. Abb. 2.10. Es ist interessant die Abhängigkeit der Stromstärke Q vom Rohrradius R und vom Druck zu betrachten (bemerkenswert ist die Relation $Q \sim R^4$ zwischen Stromstärke Q und Rohrradius R):

$$\begin{aligned} Q &= \int_A v_1 da \qquad (2.92)\\ &= 2\pi \int_0^R r v_1(r) dr \\ &= 2\pi \frac{\Delta p}{4\eta L} \int_0^R \left(R^2 r - r^3\right) \\ &= \pi \frac{\Delta p}{8\eta L} R^4 \qquad (2.93) \end{aligned}$$

Der hydrodynamische Widerstand H_R kann mit der Bezie-



hung $H_R = \frac{\Delta p}{Q}$ (vgl. (2.111) in Abschnitt 2.2.7) und (2.93) berechnet werden:

$$H_R = \frac{\Delta p}{\pi \frac{\Delta p}{8\eta L} R^4} = \frac{8\eta L}{\pi R^4} \tag{2.94}$$

Analog zu einem Rohr, kann für einen rechteckigen Kanal (wie in den Experimenten in den Kapiteln 5 und 6 verwendet) mit der Breite b und der Höhe h das Geschwindigkeitsprofil in x-Richtung v_1, in Abhängigkeit des angelegten Druckgradienten Δp über die Länge L und der beiden Raumrichtungen y und z, berechnet werden [Bru07]; [Tab05]:

$$v_1(y,z) = \frac{4h^2 \Delta p}{\pi^3 \eta L} \sum_{n,\text{ungerade}}^{\infty} \frac{1}{n^3} \left(1 - \frac{\cosh\left(n\pi \frac{y}{h}\right)}{\cosh\left(n\pi \frac{b}{2h}\right)}\right) \sin\left(n\pi \frac{z}{h}\right) \tag{2.95}$$

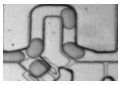
Der Volumenfluss und hydrodynamische Widerstand durch einen Rechteckkanal ist in Kapitel 2.2.7 angegeben.

2.2.5 Bernoulli-Gleichung

Zur Herleitung der Bernoulli-Gleichung werden wirbelfreie Strömungen mit dem Geschwindigkeitspotential Φ betrachtet:

$$\vec{\nabla} \times \vec{v} = 0 \tag{2.96}$$

$$\Rightarrow \qquad \vec{v} = \vec{\nabla}\Phi \tag{2.97}$$



Zudem wird eine Kräftepotential U zu den äußeren Kräften $\vec{F}$ definiert:

$$\vec{F} = -\vec{\nabla}U \tag{2.98}$$

Ebenso wird der Druck über eine Druckfunktion $\Pi(p)$ beschrieben:

$$\Pi(p) = \int_0^p \frac{dp'}{\rho(p')} \tag{2.99}$$

Hieraus lässt sich folgende Relation einfach schreiben:

$$\nabla_i \Pi = \frac{d\Pi}{dp}\frac{\partial p}{\partial r_i} = \frac{1}{\rho}\nabla_i p \tag{2.100}$$

Durch Teilen der Euler-Gleichung (2.82) durch ρ ergibt sich mit der zeitlichen Ableitung $\dot{\vec{v}} = \frac{d\vec{v}}{dt}$:

$$\begin{aligned} 0 &= \dot{\vec{v}} + \frac{1}{2}\vec{\nabla}v^2 - \vec{F} + \frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p \\ &= \vec{\nabla}\left(\dot{\Phi} + \frac{1}{2}v^2 + U + \Pi\right) \end{aligned} \tag{2.101}$$

Daraus lässt sich folgende Beziehung herleiten [SK95]:

$$\boxed{\dot{\Phi} + \frac{1}{2}v^2 + U + \Pi = c(t)} \tag{2.102}$$

Bernoulli-Gleichung

Bemerkenswert ist, dass diese Gleichung für das gesamte Sys-

tem unabhängig vom Ort gilt. Die unbekannte Konstante c kann somit nur von der Zeit abhängig sein.
Für eine inkompressible, stationäre Strömung ohne äußere Kräfte gelten die Bedingungen:

$$\text{Inkompressibel:} \quad \rho(r,t) = \rho_0$$

$$\Rightarrow \quad \Pi = \frac{p}{\rho_0} \tag{2.103}$$

$$\text{Stationär:} \quad \dot{\Phi} = 0 \tag{2.104}$$

$$\text{Keine äußeren Kräfte:} \quad U = 0 \tag{2.105}$$

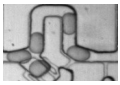
Damit ergibt sich:

$$\boxed{\frac{\rho_0}{2} v^2(r) + p(r) = c} \tag{2.106}$$

c ist der **Gesamtdruck**, p der **hydrostatische Druck** und $\frac{\rho_0}{2} v^2(r)$ der **Staudruck**.

2.2.6 Stokes-Reibung

Reibungskräfte spielen beim Transport von Partikeln in den Experimenten mit stehenden, akustischen Oberflächenwelle im Abschnitt 5.3 eine entscheidende Rolle. Besonders zum Trennen von Mikropartikeln mit verschiedenem Durchmesser entscheiden die Abhängigkeiten der Reibungskräfte und der akustischen Kräfte (siehe 5.3.2), welche Partikelgrößen abgelenkt werden. Eine ausführliche Herleitung zum Stokes'schen Reibungsgesetz ist in *Theoretische Mechanik* von Hans Ste-



phanie und Gerhard Kluge gegeben [SK95]. Hier soll nur das Endergebnis der Vollständigkeit festgehalten werden.
Die Widerstandskraft, für eine Kugel mit dem Radius r und mit Geschwindigkeit $\vec{v}_0$ in einer inkompressiblen, viskosen Flüssigkeit ist:

$$\boxed{\vec{F}_{\text{Stokes}} = 6\pi\eta r\vec{v}_0\left(1+\frac{3}{8}Re\right)} \tag{2.107}$$

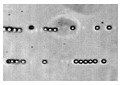
Stokes'sche Widerstandsformel

Für Reynoldszahlen Re (siehe Abschnitt 2.2.8) kleiner als 1/10, kann der zweite Ausdruck in der Klammer vernachlässigt werden:

$$\boxed{\vec{F}_{\text{Stokes}} = 6\pi\eta r\vec{v}_0} \tag{2.108}$$

2.2.7 Flusswiderstände

Die hydrodynamischen Flusswiderstände entscheiden darüber, welchen Weg die Tropfen bei einer Abzweigung in einem Mikrokanal folgen. Besonders zum Fangen von Tropfen in Kapitel 6 in einem Mikrokanal sind hydrodynamischen Flusswiderstände von entscheidender Bedeutung. Die Widerstände für verschiedene Kanalquerschnitte können analytisch berechnet werden. Serien- und Parallelschaltungen von zwei Widerständen H_{R1} und H_{R2} in der Fluidik können, wie in der



Elektrik, einfach berechnet werden [Bru07]; [Kir10]; [Tab05]:

$$H_{R;\text{Serie}} = H_{R1} + H_{R2} \tag{2.109}$$

$$\frac{1}{H_{R;\text{Parallel}}} = \frac{1}{H_{R1}} + \frac{1}{H_{R2}} \tag{2.110}$$

Die Flussrate Q einer inkompressiblen Flüssigkeit wird durch den angelegten Druckabfall Δp bei einem bekannten Flusswiderstand H_R bestimmt [Bru07]; [Tab05]:

$$\Delta p = H_R \cdot Q \tag{2.111}$$

Der Flusswiderstand für eine Flüssigkeit mit der Viskosität η eines rechteckigen Kanals ist durch die Breite b, Höhe h und der Länge L des Kanals gegeben. Der Flusswiderstad kann genähert werden durch [Bru07]:

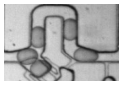
$$H_{R;\text{Rechteck}} \approx \frac{12\eta L}{1 - 0{,}63\,(h/b)} \frac{1}{h^3 b} \tag{2.112}$$

Daraus lässt sich die Flussrate Q durch den Kanal berechnen [Bru07]; [Tab05]:

$$Q \approx \frac{b h^3 \Delta p}{12\eta L} \left(1 - \frac{192h}{\pi^5 b}\right) \qquad \text{für} \quad h < b \tag{2.113}$$

Nach [Fue+07] ist der Flusswiderstand H_R (mit einer Genauigkeit von mindestens 99,74 % (für b/h<1)) wie folgt:

$$H_{R;\text{Rechteck}} = \frac{12\eta L}{1 - \frac{192}{\pi^5 b} \tanh\left(\frac{\pi b}{2h}\right)} \frac{1}{h^3 b} \tag{2.114}$$



Für einen Quadratischen Kanal ($h = w$) ist der hydrodynamische Flusswiderstand gegeben durch [Bru07]:

$$H_{R;\text{Quadrat}} = 28{,}4\eta L\frac{1}{h^4} \tag{2.115}$$

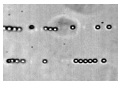
Dieser Flusswiderstand kann mit dem in Abschnitt 2.2.4 berechneten Flusswiderstands eines Rohres (2.94) verglichen werden:

$$H_{R;\text{Rohr}} = \frac{8\eta L}{\pi R^4} \;\leftrightarrow\; H_{R;\text{Rechteck}} = 28{,}4\eta L\frac{1}{h^4} \tag{2.116}$$

In beiden Fällen ist eine Abhängigkeit mit der vierten Potenz festzustellen und die Ausdrücke unterscheiden sich lediglich durch die Vorfaktoren.

2.2.8 Hydrodynamische Ähnlichkeit und Kennzahlen

Um die relevanten und vernachlässigbaren Kräfte in einem System zu ermitteln, können die verschiedenen Kräfte verglichen werden. Die Kennzahlen beschreiben die Verhältnisse zwischen jeweils zwei Kräften. Die sog. Reynoldszahl (2.118) ist in der Mikrofluidik sehr entscheidend, da nur für kleine Reynoldszahlen eine laminare Strömung vorliegt. Die Kennzahlen können über die hydrodynamische Ähnlichkeit hergeleitet werden. Zwei Systeme werden in der Hydrodynamik als ähnlich bezeichnet, wenn das System geometrisch ähnlich ist, die Strömungen durch die gleichen Grundgleichungen be-



schrieben werden und dieselben Lösungen besitzen. Um diese Systeme zu beschreiben, geht man zu dimensionslosen Größen über:

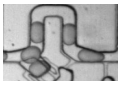
$$\begin{aligned}
\vec{r} &= L\vec{r}' && L\text{: charakteristische Länge} \\
t &= Tt' && T\text{: charakteristische Zeit} \\
\vec{v} &= v_o\vec{v}' && v_0\text{: charakteristische Geschwindigkeit} \\
\rho &= \rho_0\rho' && \rho_0\text{: charakteristische Dichte} \\
p &= p_0p' && p_0\text{: charakteristischer Druck} \\
\vec{F} &= F_0\vec{F}' && F_0\text{: charakteristische Kraft}
\end{aligned}$$

$\vec{r}', t', \vec{v}', \rho', p', \vec{F}'$ sind dimensionslos.

Die Navier-Stokes-Gleichung (mit der Stokes-Beziehung $\eta' = \frac{2}{3}\eta$) (2.81) kann dimensionslos gemacht werden, indem alle Größen durch die entsprechenden charakteristischen Größen ersetzt werden und durch $\frac{\rho_0 v_0^2}{L}$ geteilt wird:

$$\overbrace{\frac{L}{Tv_0}}^{\frac{1}{Sr}}\rho'\frac{dv_i'}{dt} + \rho' v_j'\nabla_j' v_i' = \underbrace{\frac{F_0 L}{v_0^2}}_{\frac{1}{Fr}}\rho' F_i' - \underbrace{\frac{p_0}{\rho_0 v_0^2}}_{\frac{1}{Eu^2}}\nabla_i' p' + \underbrace{\frac{\eta}{\rho_0 L v_0}}_{\frac{1}{Re}}\left(\Delta' v_i' + \frac{1}{3}\nabla_i'\nabla_j' v_j'\right) \tag{2.117}$$

Für zwei ähnliche Systeme muss diese Gleichung identisch sein. Dies ist nur möglich, wenn die dimensionslosen Kenn-



zahlen (markiert durch die geschweiften Klammern) gleich sind. Die Kennzahlen sind:

Strouhal-Zahl $Sr = \frac{Tv_0}{L}$
(nur bei nicht stationären Systemen)

$Fr = \frac{v_0^2}{F_0 L} = \frac{\rho_0 \frac{v_0^2}{L}}{\rho_0 F_0} = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Äußere Kräfte}}$
Für $F_0 = g$ (mit der Erdbeschleunigung g) heißt Fr **Froude-Zahl**

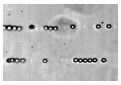
Eu heißt **Euler-Zahl**: $\frac{1}{Eu^2} = \frac{p_0}{\rho_0 v_0^2} = \frac{\frac{p_0}{L}}{\rho_0 \frac{v_0^2}{L}} = \frac{\text{Druckkraft}}{\text{Trägheitskraft}}$

Die bedeutendste Zahl ist die Reynolds-Zahl [SK95]:

$$\boxed{\frac{\rho_0 L v_0}{\eta} = \frac{\rho_0 \frac{v_0^2}{L}}{\eta \frac{v_0}{L^2}} = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Reibungskraft}} = Re} \qquad (2.118)$$

Reynolds-Zahl

Die Reynoldszahl gibt an, ob eine laminare oder turbulente Strömung vorliegt. Wenn die Reynoldszahl kleiner als die kritische Reynoldszahl eines Systems ist, überwiegen die Reibungskräfte und es handelt sich um eine laminare Strömung. Für größere Reynoldszahlen (z.B. mit steigender Flussgeschwindigkeit) überwiegen die Trägheitskräfte und die Strömung wird turbulent und kann nicht mehr durch die Stokes-Gleichung beschrieben werden.
Durch die Ähnlichkeitsbetrachtung kann die Navier-Stokes-Gleichung für inkompressible Flüssigkeiten (2.79) ohne äuße-



re Kräfte auf folgende Form gebracht werden [Bru07]; [Kir10]; [Tab05]:

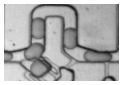
$$\frac{1}{Re}\left(\frac{dv_i'}{dt} + v_j'\nabla_j' v_i'\right) = -\nabla_i' p' + \eta \Delta' v_i' \tag{2.119}$$

Für sehr kleine Reynoldszahlen, wie z.B. typischerweise in Mikrofluidikkanälen, kann somit die linke Seite der Gleichung vernachlässigt werden:

$$\boxed{-\vec{\nabla} p + \eta \Delta \vec{v} = 0} \qquad \textbf{Stokes Gleichung} \tag{2.120}$$

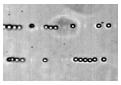
2.3 Wechselwirkung von akustischen Oberflächenwellen mit Materie

Die Interaktion von akustischen Oberflächenwellen mit Flüssigkeiten ist komplex und soll hier nur ausschnittsweise wiedergegeben werden. Der erzeugte Druck durch das Einkoppeln der SAW (vgl. 2.3.1) ist für die Funktionsweise der Tropfenfallen in Kapitel 6 von Bedeutung. Die acoustic radiation force (vgl. 2.3.2) wird im Kapitel 5 zur Manipulation von Partikeln verwendet. Gute Zusammenstellungen und Übersichten von Theorie und Anwendungen von SAW in mikrofluidischen Bereichen, können z.B. in [DS15]; [Din+13]; [DT10]; [LL14]; [Wix09]; [YF14] oder in der umfassenden *Acoustofluidics Tutorial Series* von Henrik Bruus et. al. [Bru+11] oder im Kapitel *Acoustofluidics* des Lehrbuchs *Theoretical Microfluics* [Bru07] gefunden werden.



2.3.1 Acoustic streaming und Rayleigh-Winkel in einer Flüssigkeit

Wenn Oberflächenwellen auf eine Flüssigkeit auf dem piezoelektrischen Substrat treffen, koppeln sie in diese Flüssigkeit ein. Dabei induziert die Rayleighwelle, eine Transversalwelle mit geringen longitudinalem Anteil, eine longitudinale akustische Welle in der Flüssigkeit. Scherwellen können sich in einer Flüssigkeit nicht ausbreiten. Die Druckwellen werden in der Flüssigkeit absorbiert und verursachen eine Strömung [LL87]. In der Flüssigkeit werden verschiedene Strömungen, abhängig vor allem von der Schichtdicke der Flüssigkeit und der Wellenlänge der SAW, generiert [WGO12].
Bei relativ hohen Schichtdicken im Vergleich zur Wellenlänge ist das Eckart-Streaming dominant [Eck48]. Diese Strömung verursacht eine Kraft, welche analytisch berechnet werden kann und in [SMU15] zu finden ist. Die Flüssigkeit wird vom IDT weg, in Ausbreitungsrichtung der SAW, bewegt. Das Eckart-Streaming kann z.B. in Tropfen zum Mischen verwendet werden [Fro+08].
Im Gegensatz dazu steht das Schlichting-Streaming, welches einen dünnen Flüssigkeitsfilm entgegen der SAW Ausbreitungsrichtung bewegen kann. Es tritt bei allen Schichtdicken auf, wird aber bei hohen Schichtdicken durch das Eckart-Streaming unterdrückt.
In einem Mikrokanal ist zudem die Höhe des Kanals entscheidend, da bei relativ geringen Höhen im Vergleich zur Wellenlänge, das Streaming unterdrückt wird und die acou-

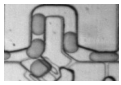


stic radiation force überwiegt [Tra+14].
Detaillierte Literatur nicht nur allgemein zu Oberflächenwellen, sondern auch in Kombination mit Flüssigkeiten, findet sich in *Microscale Acoustofluidics* von Thomas Laurell und Andreas Lenshof [LL14] und z.B. in der Publikation von James Friend und Leslie Yeo [FY11].
Der Winkel, unter dem eine SAW in eine Flüssigkeit einkoppelt, ist durch die Ausbreitungsgeschwindigkeiten auf dem Medium c_S und in der Flüssigkeit c_F gegeben und heißt Rayleigh-Winkel θ_R [Din+13]; [LL80a]:

$$\theta_\mathrm{R} = \arcsin\left(\frac{c_\mathrm{F}}{c_\mathrm{S}}\right) \tag{2.121}$$

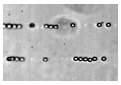
Für das verwendete $LiNbO_3$-Substrat mit der Schallgeschwindigkeit von $c_\mathrm{S} = 3978\,\mathrm{m/s}$ [Kov+90] und Wasser ($c_\mathrm{Wasser} = 1480\,\mathrm{m/s}$ [Hay13]) errechnet sich der Rayleigh-Winkel zu 21,8°.
Die Abklinglänge l der SAW in der Flüssigkeit ist abhängig von der Dichte und der Schallgeschwindigkeit auf dem Medium (ρ_SAW, c_SAW) und in der Flüssigkeit (ρ_F, c_F), wie auch von der Wellenlänge λ_SAW der SAW auf dem Medium [MT70]; [Sch+11]:

$$l = \frac{\rho_\mathrm{SAW} c_\mathrm{SAW} \lambda_\mathrm{SAW}}{\rho_\mathrm{F} c_\mathrm{F}} \tag{2.122}$$



2.3.2 Acoustic radiation force auf sphärische Objekte

Wie oben im Abschnitt 2.3.1 beschrieben, dominiert die acoustic radiation force das SAW streaming, wenn die Kanalhöhe im Bereich der Wellenlänge oder kleiner ist [Tra+14]. Sie ist die Kraft, welche Mikropartikel in einer stehenden, akustischen Oberflächenwelle in die Druckknoten treibt. Die Kraft wird in Kapitel 5 ausgenutzt, um Mikropartikel in einem Mikrokanal abzulenken, zu transportieren und zu trennen (vgl. Abschnitt 5.3). Die acoustic radiation force wird durch die Streuung der akustischen Welle an Objekten wie z.B. Mikropartikeln in der Flüssigkeit hervorgerufen. Die Kraft und der Druck auf solche Mikropartikel, allgemeine sphärische inelastische Objekte, wird in einigen Publikationen beschrieben, erstmals von Louis V. King [Kin34] und Yosioka und Kawasima [YK55], später von Lev P. Gor'kov [Gor62]. Eine einfache Darstellung ist in [Bar+10]; [Bru12b] und [SB12] gegeben, ausführlicher in *Ultrasonic enhancement of bead-based bioaffinity assays* von Martin Wiklund und Hans M. Hertz [Wik+06]. Die hier präsentierte Herleitungen orientieren sich an [Ram12] und den Formulierungen von [Wik+06], [WH06] und [Wik04]. Die Experimente im Kapitel 5 veranschaulichen die akustischen Kräfte einer stehenden, akustischen Oberflächenwelle auf Mikropartikel in einem Mikrokanal.



Akustischer Druck

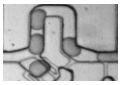
Es wird angenommen, dass der Radius des betroffenen Teilchens wesentlich kleiner als die Wellenlänge ist. Die in z-Richtung propagierende Welle erzeugt einen zeitabhängigen Druck $p(z', t)$:

$$p(z', t) = p_0 + \rho_F c_F v_0 \sin(\omega t - k z') \tag{2.123}$$

Der Parameter p_0 beschreibt dabei den statischen Druck, v_0 die Geschwindigkeitsamplitude, c_F die Schallgeschwindigkeit in der Flüssigkeit mit der Dichte ρ_F. ω und $k = \omega/c_F$ sind die Kreisfrequenz und die Wellenzahl. Der Ort des Teilchens $z' = z + s(z', t)$ ist durch die ungestörte Position z und die Auslenkung $s(z', t)$ beschrieben. Um den zeitlich gemittelten Druck zu berechnen, muss z' durch z substituiert werden, und das zeitliche Mittel für $\sin(\omega t - k z')$ verschwindet nicht. Der über die Zeit gemittelte Druck $< p(z) >$ kann in zweiter Ordnung genähert werden mit [Wik+06]:

$$< p(z) > = p_0 - \frac{1}{2}\rho_F v_0^2 \tag{2.124}$$

Vergleicht man diese Gleichung mit der Bernoulli-Gleichung (2.106), sieht man, dass die beiden Gleichungen ähnlich sind. Wie auch mit der Bernoulli-Gleichung (2.106) beschrieben, nimmt der statische Druck mit höheren Geschwindigkeitsamplituden ab. Wie in [Wik04] beschrieben kann z' genähert



werden:

$$z' = z + s(z', t) \approx z + s(z, t) = z + \frac{v_0}{\omega} \sin(\omega t - kz) \quad (2.125)$$

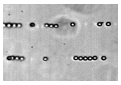
Ein Einsetzen dieser Gleichung in (2.123) liefert die gesuchte Lösung für den Druck [Wik+06]:

$$\boxed{\begin{aligned} &p(z,t) = \\ &p_0 + \rho_F c_F v_0 \sin\left[\omega t - k\left(z + \frac{v_0}{\omega}\sin(\omega t - kz)\right)\right] \end{aligned}} \quad (2.126)$$

Druck auf ein sphärisches Teilchen

Akustische Kraft in einer stehenden Welle

Wie oben beschrieben, wird bei dieser Herleitung angenommen, dass der Radius r des Teilchens wesentlich kleiner als die akustische Wellenlänge λ ist. Hier wird eine stehende, akustische Welle, wie sie in Kapitel 5 generiert wird, betrachtet. Zudem wird vorausgesetzt, dass der Radius r wesentlich größer als die Auslenkung ist: $r \gg \frac{v_0}{\omega}$. Um die akustische Kraft zu berechnen, wird das zeitlich gemittelte Kraftpotential U mit den zeitlich gemittelten potentiellen und kinetischen



Energiedichten E_{pot} und E_{kin} definiert [Wik+06]; [WH06]:

$$E_{\text{pot}} = \frac{< p^2 >}{2\rho_{\text{F}} c_{\text{F}}^2} \tag{2.127}$$

$$E_{\text{kin}} = \frac{\rho_{\text{F}} < v^2 >}{2} \tag{2.128}$$

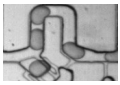
$$U = V \left(f_1 E_{\text{pot}} - \frac{3}{2} f_2 E_{\text{kin}} \right) \tag{2.129}$$

Die Parameter ρ und c sind Dichte und Schallgeschwindigkeit des Teilchens, ρ_{F} und c_{F} entsprechende Größen in der Flüssigkeit. $< p^2 >$ und $< v^2 >$ sind die zeitlich gemittelten quadratischen Fluktuationen des Drucks und der Geschwindigkeit. f_1 und f_2 sind zwei dimensionslose Zahlen, die durch Dichten und Geschwindigkeiten des Teilchens und der Flüssigkeit bestimmt sind [Wik+06]; [WH06]:

$$\boxed{f_1 = 1 - \frac{\rho_{\text{F}} c_{\text{F}}^2}{\rho c^2}} \tag{2.130}$$

$$\boxed{f_2 = \frac{2\left(\rho - \rho_{\text{F}}\right)}{2\rho + \rho_{\text{F}}}} \tag{2.131}$$

Mit $\vec{F} = -\vec{\nabla} U$ kann von der Potentialfunktion auf die Kraft F geschlossen und die Intensität I berechnet werden. Für eine stehende Welle (planparalleler Resonator) entlang der z-Koordinate mit der angelegten Frequenz f_0 und der Druck-



amplitude P_0 ergibt sich [Wik+06]; [WH06]:

$$F(z) = -\frac{\partial U}{\partial z} U(z) \tag{2.132}$$

$$= \frac{\pi r^3 P_0^2 f_0}{2\rho_\mathrm{F} c_\mathrm{F}^3} \left(f_1 + \frac{3}{2} f_2 \right) \sin\left(2\pi \frac{z}{\lambda/2} \right) \tag{2.133}$$

$$I = P_0^2 / 2\rho_\mathrm{F} c_\mathrm{F} \tag{2.134}$$

Kraft auf sphärisches Teilchen in stehender Welle

Die mittleren quadratischen Druck- und Geschwindigkeitsfluktuationen sind:

$$< p^2(z) > = \frac{P_0^2}{2} \cos^2(kz) \tag{2.135}$$

$$< v^2(z) > = \frac{P_0^2}{2\rho_\mathrm{F}^2 c_\mathrm{F}^2} \sin^2(kz) \tag{2.136}$$

Die zusätzliche, akustische Kraft, verursacht durch die Streuung an weiteren Teilchen, wurde in diesem Modell vernachlässigt und ist nur bei hohen Teilchenkonzentrationen möglicherweise von Belang. Die Teilchen werden durch die Kraft (2.134) bzw. Druck (2.126), abhängig von den beiden Vorfaktoren f_1 und f_2 in die Geschwindigkeitsbäuche bzw. -knoten, zugleich Druckknoten bzw. -bäuche, gedrückt. An diesen Punkten verschwindet die Kraft $F(z)$ [Bru12b]. Experimentell wird dieses Phänomen in Kapitel 5 auf verschiedene Weise demonstriert.

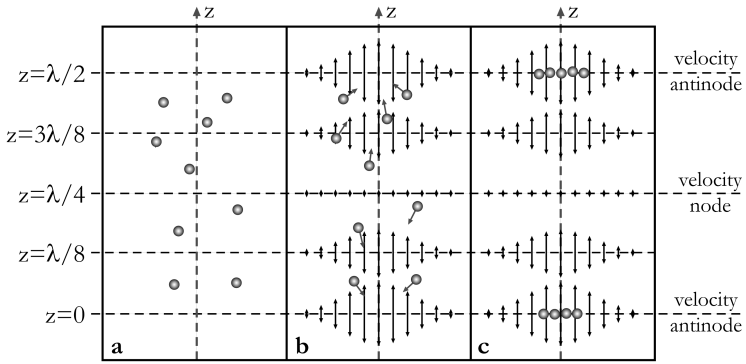
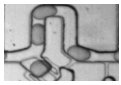


Abb. 2.11: Zeitlicher Verlauf von Teilchen beim Anlegen einer stehenden akustischen Welle

Vor dem Anlegen der Welle (a) sind die Teilchen willkürlich verteilt, werden aber durch die akustische Kraft der stehenden Welle über die Zeit (b) in Geschwindigkeitsbäuche bzw. die Druckknoten geschoben und verblieben dort (c). Mit freundlicher Genehmigung von Martin Viklund.[Wik04]

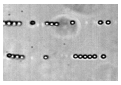


2.4 Tropfenfluidik

In den Experimenten in Kapitel 6 werden akustische Tropfenfallen in einem PDMS (Polydimethylsiloxan) Mikrokanal realisiert. Bei den verwendeten Tropfen handelt es sich um (angefärbte) Wassertropfen in einem Ölfluss. Bei einem solchen System können die Kräfteverhältnisse durch Kennzahlen abgeschätzt werden und einige Kräfte vernachlässigt werden. Mit diesen Zahlen lassen sich die relevanten Kräfte, wie die Oberflächenspannung, ermitteln und andere Kräfte, wie Gravitationskraft, viskose und Trägheitskräfte, können vernachlässigt werden. Auf die Kennzahlen und die verschiedenen Produktionsmöglichkeiten von Tropfen in einem PDMS Mikrokanal soll in diesem Kapitel eingegangen werden. Einen guten Überblick, nicht nur über die Produktionsmethoden, sondern auch über Anwendungen und weiterführende Literatur liefern einige Review-Publikationen [BGD10]; [CA07]; [Col+15]; [LE13]; [See+12]; [Teh+08].

2.4.1 Kennzahlen

Zuerst werden einige typische Kennzahlen definiert, welche in der Tropfenfluidik üblich sind. Mit den Kennzahlen kann abgeschätzt werden, welche Kräfte von Belang und welche vernachlässigbar sind. Diese dienen zur Ermittlung der relevanten und vernachlässigbaren Kräfte. Literatur dazu findet sich in den beiden erwähnten Publikationen, wie auch in *Theoretical Microfluidics* von Henrik Bruus [Bru07] und



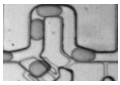
der Dissertation *Droplet-based microfluidics at the femtoliter scale* von Marie Leman [Lem16].
Die **Kapillarzahl**, abhängig von der Viskosität η, der Oberflächenspannung γ und der charakteristischen Geschwindigkeit des Systems v, gibt das Verhältnis von viskosen Kräften zu Oberflächenkräften an und ist in den mikrofluidischen Experimenten mit Tröpfchen in Kapitel 6, wie für die Mikrofluidik typisch, sehr klein. Somit dominiert die Oberflächenspannung über viskose Effekte.

$$Ca = \frac{\eta v}{\gamma} \tag{2.137}$$

$$= \frac{\text{viskose Kräfte}}{\text{Oberflächenkräfte}} \tag{2.138}$$

Kapillarzahl

Die **Bondzahl** (engl. Bond number) beschreibt das Verhältnis zwischen Gravitationskraft und Oberflächenkräfte. Sie wird durch die Dichten der betrachteten Flüssigkeiten ρ_1 und ρ_2, der charakteristischen Länge des Systems l, der Oberflächenspannung γ, der Gravitationskonstante g und der Kapillarlänge $l_{\text{cap}} = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}}$ bestimmt. Für $Bo \ll 1$, äquivalent zu $l \ll l_{\text{cap}}$, überwiegen die Oberflächenkräfte im Vergleich zu der Gravitationskraft im System. Da in der Mikrofluidik typischerweise die Oberflächenkräfte dominieren, ist die Bondzahl im Regelfall sehr klein, wie z.B. die Abschätzung der Visualisierungsexperimente im Abschnitt 4.5 in Kapitel



4 zeigt.

$$\boxed{Bo = \frac{(\rho_1 - \rho_2)\, g l^2}{\gamma} = \frac{l^2}{l_{\text{cap}}^2}} \quad \textbf{Bondzahl} \tag{2.139}$$

$$= \frac{\text{Gravitationskraft}}{\text{Oberflächenkräfte}} \tag{2.140}$$

Die **Stokeszahl** setzt die beiden eben definierten Kennzahlen ins Verhältnis und liefert somit das Verhältnis zwischen viskosen Kräften und der Gravitationskraft.

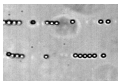
$$\boxed{N_{St} = \frac{Ca}{Bo} = \frac{\eta v}{(\rho_1 - \rho_2)\, g l^2}} \quad \textbf{Stokeszahl} \tag{2.141}$$

$$= \frac{\text{viskose Kräfte}}{\text{Gravitationskraft}} \tag{2.142}$$

Zuletzt sei noch die **Weberzahl** erwähnt, welche die Trägheits- und Oberflächenkräfte in Relation stellt. Auch diese Zahl ist in der Mikrofluidik typischerweise sehr klein. Die Experimente in Kapitel 6 spiegeln diese Relation wieder.

$$\boxed{We = \frac{\rho v^2 l}{\gamma}} \quad \textbf{Weberzahl} \tag{2.143}$$

$$= \frac{\text{Trägheitskräfte}}{\text{Oberflächenkräfte}} \tag{2.144}$$

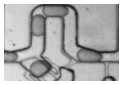


2.4.2 Tropfenproduktion in PDMS Mikrokanälen

Emulsionströpfchen in nicht mischbaren Flüssigkeiten lassen sich auf unterschiedliche Weise in PDMS Mikrokanälen herstellen. Die Geometrie und Flussraten, wie auch die physikalische Eigenschaften (ausschlaggebend sind dabei die Viskositäten und Oberflächenspannungen) der Flüssigkeiten, bestimmen dabei die monodisperse Tröpfchengröße. Eine weit verbreitete und in Kapitel 6 genutzte Methode ist die sogenannte T-Kreuzung (engl. T-junction). Weitere Möglichkeiten zur Tröpfchenproduktion sind die Flussfokussierungsmethode (engl. flow focusing) und der koaxiale Fluss (engl. koaxial flow oder co-flowing streams), welche z.B. zum Einkapseln von Tropfen verwendet werden (Doppel- bzw. Merfachemulsionen) [BGD10]; [Col+15] (vgl. Abschnitt 2.4.4).

T-Kanal

Wie bereits der Name ausdrückt, treffen bei der T-Kreuzung die Kanäle, einer mit Wasser (disperse Phase) und der andere mit Öl (kontinuierliche Phase) gefüllt, im rechten Winkel aufeinander (siehe Abb. 2.12). Es können verschiedene Regime auftreten, das Dripping- und Squeezingregime, welche maßgeblich durch das Querschnittverhältnis der beiden zulaufenden Kanäle und dem Flussverhältnis der beiden Phasen bestimmt wird. Im Drippingregime wird der Tropfen noch vor dem Hineinfließen in den Hauptkanal aufgrund von Scher-



kräften gebildet. Im Gegensatz dazu wird im Squeezingregime der Tropfen erst im Hauptkanal produziert, da die disperse Phase die kontinuierliche Phase blockiert und somit ein Druck über die Zeit aufgebaut wird, welcher einen Tropfen von der dispersen Phase abschnürt [BGD10]. Die Tröpfchen in Kapitel 6 werden in einem T-Kanal im Squeezingregime hergestellt. Detaillierte Beschreibungen zum Squeezingregime finden sich z.B. in [Chr+08]; [Gar+06] und [De 06]. Eine modifizierte T-Kreuzung, bei welcher die disperse Phase nicht in einem rechten Winkel auf die kontinuierliche Phase trifft, wurde in einer Publikation von Ménétrier-Deremble et al. untersucht [MT06].

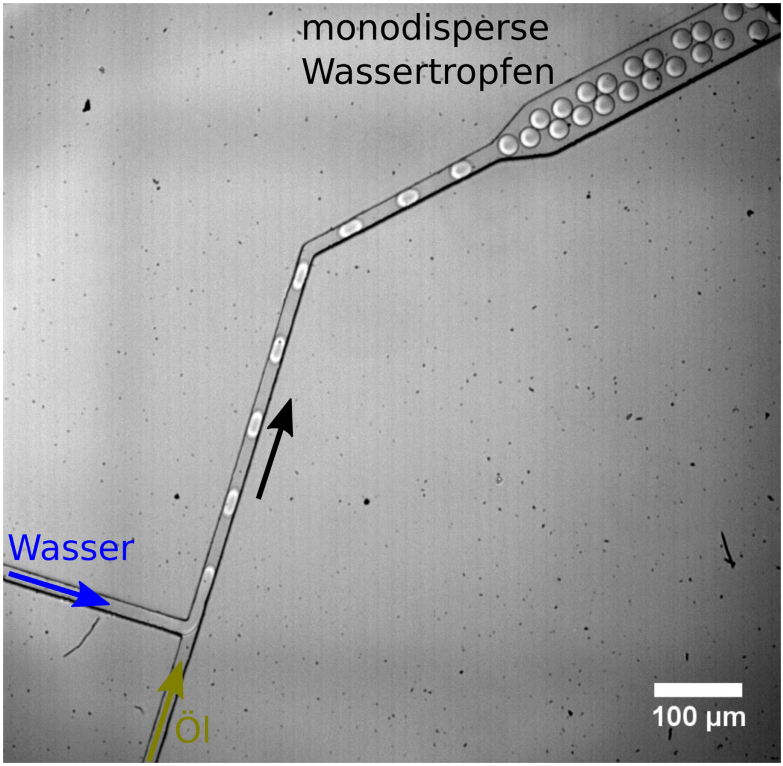
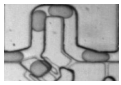


Abb. 2.12: T-Kreuzung zur Herstellung von Wassertropfen in einem Ölfluss im Mikrokanal
Die disperse Phase (Wasser) fließt in den Hauptkanal mit der kontinuierlichen Phase (Öl). Dadurch wird die kontinuierliche Phase blockiert und es baut sich ein Druck auf, der zu einer Abschnürung eines Tröpfchens führt. Es handelt sich dabei um das Squeezingregime. Die disperse Phase ist zur besseren Unterscheidung mit *Patent blue V sodium salt* der Firma *Sigma Aldrich* angefärbt.



Flussfokussierung

Diese Methode kann zur Produktion von monodispersen Tropfen und ebenso für monodisperse Gasblasen genutzt werden. Die disperse Phase wird durch zwei Zuflüsse der kontinuierlichen Phase (eine Flüssigkeit) fokussiert, wodurch hohe, symmetrisch Scherkräfte auftreten, welche die Tröpfchen- bzw. Gasblasenbildung beeinflussen, vgl. Abb. 2.13. Wie auch bei der T-Kreuzung spielen Oberflächeneffekte und die auftretenden Drücke eine entscheidende Rolle bei der Produktion. Die Ausdehnung der dispersen Phase wird durch hydrodynamische Kräfte kleiner, bis die Breite der Höhe des Kanals entspricht, vgl. Abb. 2.14. Sie nimmt eine zylindrische Form (vgl. Abb. 2.14d) an, wird instabil (Plateau-Rayleigh-Instabilität) und ein Tropfen bzw. Blase schnürt sich aufgrund von Oberflächenkräften und Trägheit ab [BGD10]. Weitere Literatur befindet sich in [ABS03]; [DTW03]; [GSW05]; [ZYF06] und [LZ11].

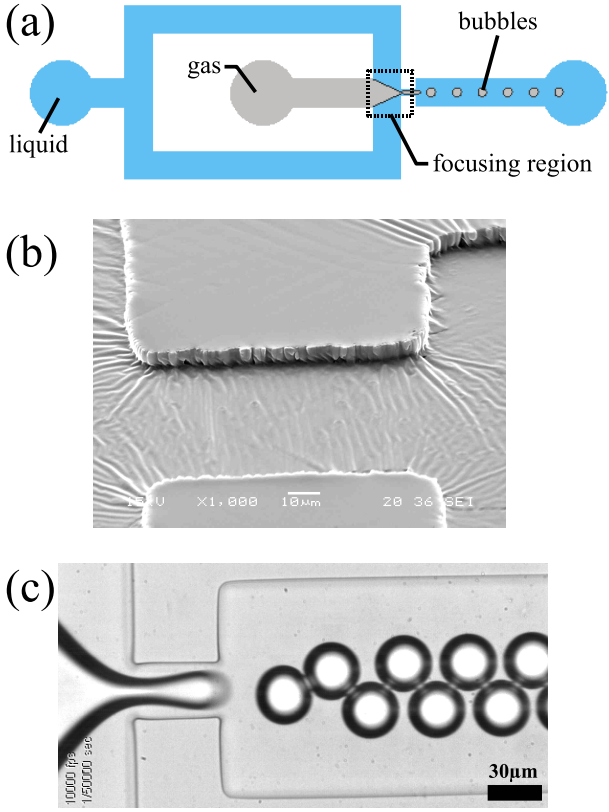


Abb. 2.13: Schematischer Aufbau und Mikroskopbild der Flussfokussierungsmethode

Schematischer Aufbau **(a)**, Elektronenmikroskopaufnahme des PDMS Mikrokanals **(b)** und Produktion der monodispersen Gasblasen im Kanal **(c)**. [Nachdruck der Abbildung aus [Dol+08] mit freundlicher Genehmigung der American Physical Society. ©2008 The American Physical Society]

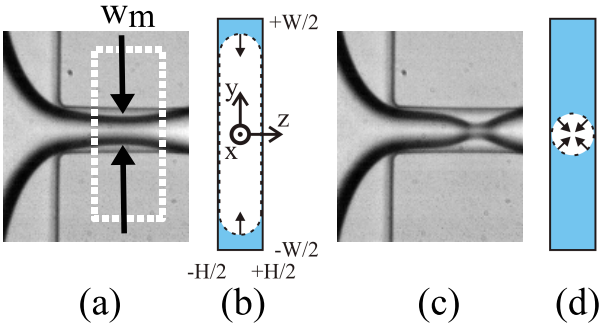
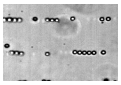


Abb. 2.14: Funktionsweise der Flussfokussierung
Die disperse Phase wird von den beiden dazu stoßenden Seitenkanälen der kontinuierlichen Phase zusammengeschnürt, Abb. **(a)** und **(b)**. Die Breite W_m (im weißen gestrichelten Rechteck) der dispersen Phase ist zu Beginn größer als die Höhe. Über die Zeit nimmt durch den zunehmenden Druck der kontinuierlichen Phase die Breite W_m ab. Sobald Breite und Höhe der dispersen Phase gleich sind und somit eine zylindrische Form annimmt, wird ein Tropfen abgeschnürt, Abb. **(c)** und **(d)**. Nach dem Abschnüren eines Tropfens wiederholt sich der Prozess und weitere Tropfen werden produziert. [Nachdruck der Abbildung aus [Dol+08] mit freundlicher Genehmigung der American Physical Society. ©2008 The American Physical Society]



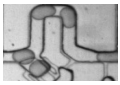
Koaxialer Fluss

In einem koaxialen Fluss fließt die disperse Phase in die kontinuierliche Phase hinein. Dies wird z.B. durch eine Glaskapillare in einem Mikrokanal realisiert. Auch hier sorgen Oberflächeneffekte, die Plateau-Rayleigh-Instabilität, zur Tröpfchenbildung. Näheres kann unter anderem in [Chu+07]; [Gui+07]; [Uta+07] und [BGD10] nachgelesen werden.

2.4.3 Hydrodynamik und Krümmungsradius

Die Druckverhältnisse und Flusswiderstände, vgl. Abschnitt 2.2.7, in einem Mikrokanal bestimmen, in welche Kanalabschnitte sich Tropfen bewegen. Damit Tropfen sich durch sehr kleine Kanäle (wie die Verbindungskanäle der Tropfenfallen in Kapitel 6) bewegen können, müssen sie sich verformen. Diese Verformung induziert durch die Oberflächenspannung einen Druck (vgl. (2.145)), der dem Durchschlüpfen durch einen schmalen Kanal entgegenwirkt und somit dies verhindern kann. Dieser Effekt wird in Kapitel 6 ausgenutzt. Die Krümmung eines Tropfens mit der Oberflächenspannung γ und den Krümmungsradien r_1 und r_2 verursacht nach der Young-Laplace-Gleichung einen Druck im Inneren, den sog. Laplace Druck Δp [Bru07]:

$$\boxed{\Delta p = \gamma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)} \qquad \text{Young-Laplace-Gleichung} \tag{2.145}$$



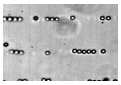
Für einen kugelförmigen Tropfen ($r_1 =: r_2$) vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$\boxed{\Delta p = \frac{2\gamma}{r}} \tag{2.146}$$

Wie oben und in Abschnitt 2.2.7 beschrieben, bestimmen die Druckverhältnisse in einem Mikrokanal das Verhalten der Tropfen. Die Drücke im System werden wiederum durch Tropfen im Kanal verändert und sind weiter unten beschrieben. Dieses Wechselspiel sorgt für das Flussverhalten der Tropfen in einem Mikrokanal und ist entscheidend für die Funktionsweise der in Kapitel 6 beschriebenen Tropfenfallen.

Zudem haben Tropfen, welche in einem rechteckigen Kanal fließen und den Kanal bis auf die Ränder ausfüllen, eine von der kontinuierlichen Phase abweichende Geschwindigkeit. Die Geschwindigkeit eines Tropfens (der den Kanal ausfüllt und somit der Tropfendurchmesser größer als die Kanalbreite und die Kanalhöhe ist) ist etwas geringer, als die der kontinuierlichen Phase. Typischerweise ist dieser Unterschied kleiner als 6 %. Allerdings kann ein hinzugegebener Surfactant durch die Reduzierung der Oberflächenspannung diesen Unterschied deutlich erhöhen, bis zu 50 %.

Der Druck entlang eines rechteckigen Kanals wird durch vorhandene Tropfen erhöht. Die Druckvariationen werden stark von einem Surfactant beeinflusst [BGD10]; [Bre61]; [Fue+07]; [Lab+09]. Der gesamte Druckabfall ΔP über mehrere Trop-



fen (die den Kanal ausfüllen) kann in drei Bereiche unterteilt werden: Den Bereich zwischen zwei Tropfen, die Tropfen selber (ohne die gekrümmten Enden der Tropfen) und die Tropfenenden [Fue+07]:

$$\Delta P = \Delta P_{\text{Abstand}} + \Delta P_{\text{Tropfen}} + \Delta P_{\text{Tropfenenden}} \quad (2.147)$$

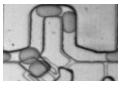
Die drei Anteile werden durch die Höhe h und Breite b des Kanals, die Viskosität η, wie durch die Längen $L_{\text{dispersiv}}$ bzw. $L_{\text{kontinuierlich}}$ und Geschwindigkeiten $v_{\text{dispersiv}}$ bzw. $v_{\text{kontinuierlich}}$ der dispersen (Wassertropfen) bzw. kontinuierlichen Phase (Ölfluss) und der Tropfenanzahl n im Kanal bestimmt [Fue+07]; [HH08]; [WRM95a]; [WRM95b]:

$$\Delta P_{\text{Abstand}} = \frac{A\eta v_{\text{kontinuierlich}} L_{\text{dispersiv}}}{h^2} \quad (2.148)$$

$$\Delta P_{\text{Tropfen}} = \frac{B\eta v_{\text{kontinuierlich}} L_{\text{dispersiv}}}{h^2} \quad (2.149)$$

$$\Delta P_{\text{Tropfenenden}} = \frac{Cn\gamma Ca^{2/3}}{h} \quad (2.150)$$

Für die in (2.138) definierte Kapillarzahl Ca wird für die charakteristische Geschwindigkeit $v_{\text{kontinuierlich}}$ angenommen. A, B und C sind dimensionslose Parameter. Für C gibt es keine analytische Darstellung, kann aber numerisch berechnet werden [WRM95a]; [WRM95b] und B kann experimentell gemessen werden[Lab+09]. Der Parameter A ist der hydrodynamische Widerstand (vgl. (2.114) in Abschnitt 2.2.7) und ist mit einer Genauigkeit von mindestens 99,74 % (für b/h<1)



gegeben durch [Fue+07]; [MF04]:

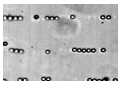
$$A = H_R = 12\left(1 - \frac{192h}{\pi^5 w}\tanh\left(\frac{\pi b}{2h}\right)\right)^{-1} \tag{2.151}$$

Einfluss des Surfactants

Surfactant steht für „surface active agent“ (deutsch: oberflächen-/grenzflächenaktiver Stoff) und wird zur Tropfenstabilisierung genutzt. Er erschwert darüber hinaus die Fusion zweier Tropfen. Deshalb wird in den Experimenten in Kapitel 6 ebenfalls ein Surfactant genutzt. Surfactants sind amphiphile Moleküle, Moleküle die sowohl hydrophobe als auch hydrophile Eigenschaften besitzen. Für zwei Flüssigkeiten ist es dadurch energetisch günstiger sich nicht zu mischen. Die Surfactantmoleküle lagern sich an den Oberflächen der Tropfen an und verringern deren Oberflächenspannung. Die Surfactantmoleküle auf den Tropfenoberflächen stoßen sich voneinander ab und durch das Verschieben der Moleküle auf den Oberflächen würde eine Kraft (Marangoni Effekt), welche diesem entgegenwirken wirkt, induziert [Bar12]; [DL08]. Ein Gradient der Oberflächenspannung γ ruft eine Kraft $F_{\text{Marangoni}}$ hervor [Bru07]:

$$\boxed{F_{\text{Marangoni}} = \Delta\gamma} \qquad \textbf{Marangoni Effekt} \tag{2.152}$$

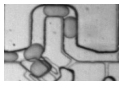
Diese Kraft begründet die Nützlichkeit von Surfactants zur Stabilisierung von Tropfen und der Vermeidung von Tropfenfusionen. Wie in Abschnitt 2.4.3 bereits erwähnt, erhöht ein



Surfactant darüber hinaus den Geschwindigkeitsunterschied zwischen der dispersen und kontinuierlichen Phase. Durch die Bewegung des Tropfens ist die Verteilung des Surfactants auf der Tropfenoberfläche nicht homogen und dadurch wird eine Kraft (Marangoni Effekt) induziert, welche zu einer Verlangsamung des Tropfens führt [Bar12]. Eine Zusammenfassung über Surfactants in der Tropfenmikrofluidik liefert die Publikation von Jean-Christophe Baret [Bar12]. Detaillierte Informationen zu Surfactans können in *Surfactants and Interfacial Phenomena* von Milton Rosen und Joy Kunjappu gefunden werden [RK12].

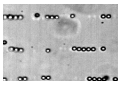
2.4.4 Einkapselung und Doppelemulsionen

Ein wichtiges Anwendungsgebiet von Tropfen, nicht nur für die Forschung, sondern auch für die Medizintechnik und Industrie, ist die Einkapselung in Tropfen und Doppelemulsionen. Dabei werden Reaktanten für chemische Prozesse, zu untersuchende Zellen und Bakterien oder Medikamente zur leichteren Prozessierung und Analyse in Tropfen eingeschlossen. Da dieses Gebiet den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde, soll hier nur auf eine exemplarische Literaturquelle für die Multiemulsion verwiesen werden: *Controllable Monodisperse Multiple Emulsions* [Chu+07]. Eine detaillierte Zusammenstellung über Einkapselung von Partikel, Zellen und Anderem liefert [Col+15].



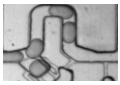
2.4.5 SAW induzierte Tröpfchenherstellung

Neben den bereits beschriebenen Methoden kann die Tröpfchenherstellung, wie auch das Einkapseln von Partikeln, durch eine Oberflächenwelle modifiziert werden. In den Veröffentlichungen von Lothar Schmid et al. [SF13]; [SF14] wird gezeigt, dass die Tröpfchengröße abhängig von Intensität und Pulszeit der SAW moduliert werden kann. Die eingekoppelte SAW führt zu einer Druckzunahme im Kanal, wodurch einerseits bei kontinuierlichem Betrieb der Druck in der kontinuierlichen Phase und somit die Tropfengröße und Produktionsfrequenz eingestellt werden kann und andererseits bei gepulstem Modus eine Tropfenbildung gezielt induziert werden kann. Eine ähnliche Funktionsweise zur gezielten Tröpfchenproduktion und Einkapselung von Partikeln wurde in [Col+13] mit Hilfe eines fokussierenden IDTs demonstriert.



2.5 Lithiumniobat als piezoelektrisches Substrat

Für die Experimente wurde ausschließlich 128° rot Y-Cut $LiNbO_3$ (Lithiumniobat) als piezoelektrisches Substrat verwendet. $LiNbO_3$ ist hoch anisotrop und besitzt eine trigonale Kristallstruktur mit einer hexagonalen Einheitszelle und ist nicht nur piezoelektrisch, sondern auch pyroelektrisch. Neben den sehr guten piezoelektrischen Eigenschaften besitzt $LiNbO_3$ gute elektrisch-optisch und photoelastische Eigenschaften [WG85]. Der Kristall wurde beim Schneiden um 128° um die x-Achse gedreht. Dieser Schnitt ist aufgrund des guten piezoelektrischen Kopplungsfaktors und der geringen thermischen Empfindlichkeit in akustischen Anwendungsbereichen sehr weit verbreitet. Die freie Schallgeschwindigkeit in x-Richtung auf dem Substrat beträgt 3978 m/s [Kov+90]; [Tem+80], ist aber aufgrund der Anisotropie winkelabhängig. Andere materialspezifischen Konstanten wie der piezoelektrischer Tensor und der Elastizitätstensor bzw. Dichte, Widerstand und Schmelzpunkt sind in [TK02]; [WG85]; [YNT67] bzw. [AL89] gegeben. Durch Metallisierung der Oberfläche kann das elektrische Feld, welches z.B. durch eine mechanische Deformation, ähnlich einer SAW, induziert wird, kurzgeschlossen werden. Dieser Kurzschluss führt zu einer Verringerung der akustischen Ausbreitungsgeschwindigkeit (von 3978 m/s auf 3870 m/s) auf dem Substrat und sollte beim Anregen einer Oberflächenwelle mit einem IDT berücksichtigt



werden, da die IDT Finger für gerade diesen Kurzschluss sorgen können [Kov+90]. Diese Verringerung der Geschwindigkeit ist in den Experimenten in Kapitel 4 zu beobachten. Ein Massebelag führt ebenso zu einer Reduzierung der Ausbreitungsgeschwindigkeit, allerdings ist dieser Effekt bei den geringen Schichtdicken eines IDTs zu vernachlässigen (eine Änderung kann mit [Kov+90] abgeschätzt werden und beträgt für die verwendeten Schichtdicken nur wenige m/s). Die Ausbreitungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Winkel $v(\phi)$ kann parabolisch genähert werden [Mor07] und liefert den sog. Anisotropiefaktor b, welcher, wie der Name widerspiegelt, die Anisotropie des Materials charakterisiert (vgl. Abb. 2.15 und Gleichung (2.44)):

$$v(\phi) = v(0°) \left(1 + b\phi^2\right) \tag{2.153}$$

Diese Näherung liefert einen Anisotropiefaktor für Lithiumniobat von $b \approx -0{,}23$ (für einen Fit für 0° bis 15°).

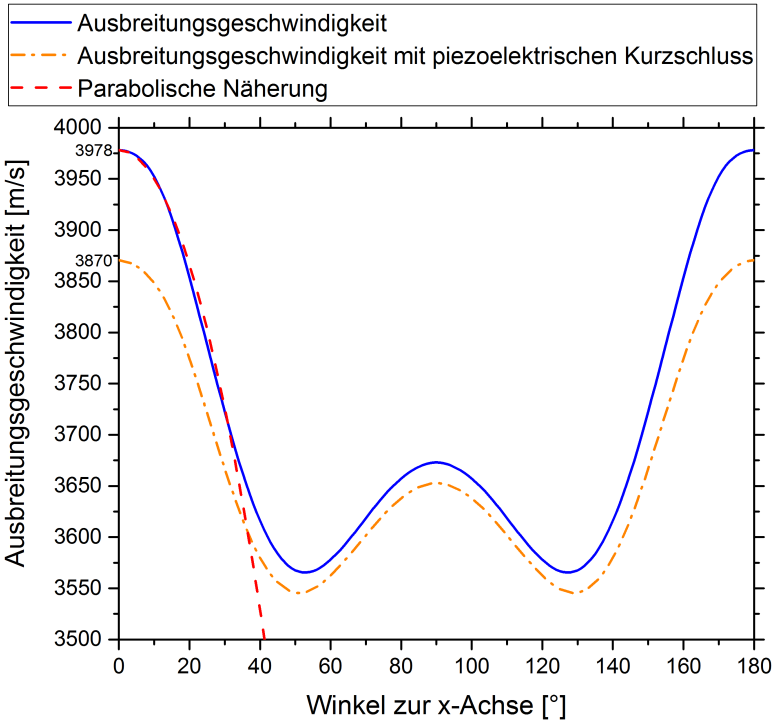


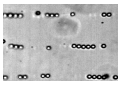
Abb. 2.15: Ausbreitungsgeschwindigkeit auf $LiNbO_3$
Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist stark winkelabhängig. Für kleine Winkel kann sie parabolisch genähert werden. Wird die Oberfläche des Substrats kurzgeschlossen, erniedrigt sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer SAW. Die Werte wurden [Kov+90] entnommen.

3 Probenherstellung

Dieses Kapitel liefert eine detaillierte Beschreibung der Herstellung der akustischen und fluidischen Komponenten. Es werden die konkreten Einstellungen und Parameter genannt, wie auch die verwendeten Geräte. Die Herstellungsprozesse der IDTs und Zweischicht-PDMS-Systeme sind weitestgehend identisch mit den Prozessen in [Ram12], die Vierschicht-PDMS-Systeme werden in dieser Arbeit erstmals (neben den beiden entsprechenden Publikation [Sko+13] und [RSF14]) genau erläutert.

3.1 Interdigitale Schallwandler (IDTs)

Um die SAWs auf dem piezoelektrischen $LiNbO_3$ anzuregen, werden IDTs verwendet. Diese bestehen aus dünnen metallischen Schichten, welche durch einen Verdampfungsprozess auf dem Substrat abgeschieden werden (vgl. Abschnitt 3.1.3). Die gewünschte Geometrie wird mit einem Photolack und entsprechender Maske strukturiert.

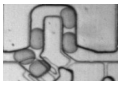


3.1.1 Photomaske

Die für die Lithographie benötigte Maske wird mit dem Softwareprogramm *Auto-CAD* der Firma *autodesk* [Aut16] gezeichnet. Nach einer Dateikonvertierung (dwg in dxf bzw. gds) wurde die Maske mit Hilfe eines Elektronenstrahls in eine dünne Chromschicht auf einem Quarzglas geschrieben. Dies geschah am Walter Schottky Institut der Technischen Universität München bzw. an der Hochschule für angewandte Wissenschaften in München. Um die Originalmaske zu schützen, werden die einzelnen IDT-Designs auf separate mit Chrom beschichteten Quarzgläser kopiert. Der Kopiervorgang der Chrommaske besteht aus den gleichen Schritten wie das Erstellen der IDT-Strukturen im Photolack, mit dem einzigen Unterschied, dass abschließend die Chromschicht geätzt wird: Das Quarzglas wird 30 s in der Säure *Chrom Etch 18* und weitere 30 s in Reinstwasser (als Stopper für die Säure) behandelt. Um ein besseres Ergebnis zu erzielen, wird der Vorgang wiederholt. Nach Reinigung der Maske mit Wasser, Aceton und Isopropanol bleibt die gewünschte Struktur im Chrom zurück.

3.1.2 Photolitograhie

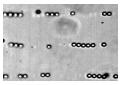
Um die IDT-Geometrie auf dem Substrat herzustellen, wird ein Photolack auf dem Substrat durch Photolitographie strukturiert. Zuerst werden die 17,5 mm x 17,5 mm großen 128° rot Y-cut $LiNbO_3$-Substrate mit Wasser, Aceton und Isopropa-



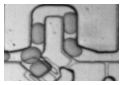
nol gereinigt und mit Stickstoff trocken geblasen. Die Chrommaske wird ebenso gereinigt und trocken geblasen. Die Substrate werden unter einem Mikroskop überprüft. Anschließend wird eine 1,3 µm dicke Lackschicht (*Microposit S1813* von *Shipley*) auf die $LiNbO_3$-Substrate per Spincoatingverfahren (engl. für Rotationsbeschichtungsverfahren) aufgetragen (Beschleunigung mit 100 $\frac{U}{min \cdot s}$ auf 500 $\frac{U}{min}$ (ramp 9), 5 s halten, dann Beschleunigung mit 900 $\frac{U}{min \cdot s}$ auf 5000 $\frac{U}{min}$ (ramp 9) und 30 s halten). Danach wird die Probe auf einer Heizplatte mit 120 °C für 2 min gebacken.
Die Maske wird im Maskaligner (*MJB3* der Firma *Karl Suss*) so eingebaut, dass die zukünftigen IDT Strukturen eine SAW in x-Richtung (und somit Rayleighwellen) anregen und die Substrate jeweils 25 s lang belichtet. Direkt im Anschluss werden die Substrate 25 s in der Entwicklerlösung (5:1 aus Wasser und *Microcomposit E351 Developer*) entwickelt. Zum Stoppen des Entwicklungsprozesses wird das Substrat 25 s in Reinstwasser gelegt. Um eine gleichmäßige Ätzung des Lackes zu gewährleisten, wird während des Prozesses die Flüssigkeit leicht geschwenkt. Wie im Falle der Reinigung, wird auch jetzt das Ergebnis mit einem Mikroskop kontrolliert.

3.1.3 Bedampfen und Lift-Off

Der strukturierte Photolack wird mit einem Metall bedampft und anschließend abgelöst, um die gewünschte metallisierte IDT Geometrie auf dem Substrat herzustellen, vgl. Abb. 3.1. Zur Säuberung der Oberflächen werden die $LiNbO_3$-Chips in



einem Plasmaätzer (100E, Technics Plasma GmbH) mit einem Sauerstoffplasma gereinigt (200 W, 20 s bei 500 mTorr). Die Substrate werden mit Kohlefaserklebeband auf Probenhalter fixiert und an den Drehteller in der Aufdampfanlage *Auto 500* der Firma *BOC Edwards* mit der Abkürzung *ESTHER* (Elektronbeam-RF-Sputtering and Thermal Evaporation) mit Schrauben befestigt. Die Kammer wird nun über einen Zeitraum von ca. zwei Stunden evakuiert (ca. 10^{-6} mbar). Ein mit einem Magnetfeld auf den Tiegel gerichteter Elektronenstrahl verdampft das gewünschte Metall, welches sich auf der Probe mit einer eingestellten Rate von $0{,}1\frac{\text{nm}}{\text{s}}$ (gemessen mit einem Schwingquarz) niederschlägt. Der IDT besteht aus drei Schichten: 10 nm Titan, 50 nm wahlweise Gold oder Aluminium und wiederum 10 nm Titan. Das Titan dient als Haftvermittler, sowohl für das Gold bzw. Aluminium, als auch für das aufgesputterte Glas (SiO_2), vgl. Abschnitt 3.1.4. Nach dem Aufdampfprozess wird die Anlage belüftet und auf Umgebungsdruck gebracht und die Proben werden ausgebaut. Im anschließenden Lift-Off Prozess werden die Substrate für ca. 20 Stunden in Remover NMP (N-Methyl-2-Pyrrolidon) gelegt, um den Lack mit der darauf liegenden Metallschicht zu entfernen, mit Aceton abgewaschen und im Ultraschall behandelt (5-30 min mit 20-60 % Leistung, bis der Lack vollständig entfernt ist). Die fertigen Proben werden mit einem Mikroskop auf Defekte kontrolliert.



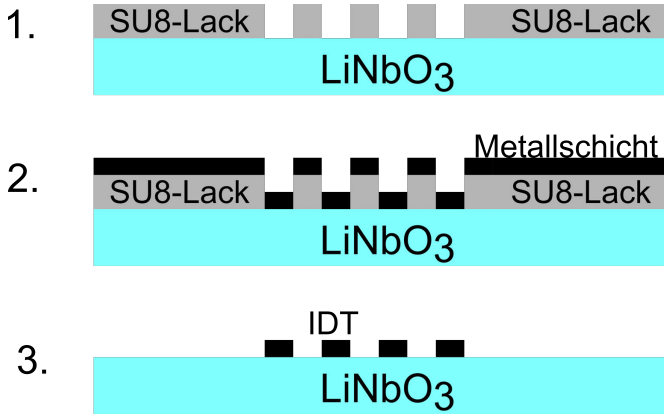
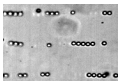


Abb. 3.1: Herstellung der IDT-Struktur
Im ersten Schritt (1.) wird eine dünne Lackschicht (Photolack *Microposit S1813*) mit der negative IDT-Struktur auf dem $LiNbO_3$-Chip hergestellt, vgl. Abschnitt 3.1.2. Anschließend (2.) wird die Probe mit einer dünnen Metallschicht bedampft. Im letzten Schritt (3.) wird der Photolack durch ein Chemikalienbad (N-Methyl-2-Pyrrolidon) abgelöst (sog. Lift-Off) und die gewünschte IDT-Struktur bleibt auf dem Chip zurück.

3.1.4 Beglasen

Das optionale Beglasen der IDTs dient dem mechanischen Schutz, wie das Verkratzen der Strukturen beim Reinigen der Proben, und verhindert Kurzschlüsse bei Benetzen mit Flüssigkeiten. Zur Herstellung werden die Proben vor dem Sputtern mit Aceton und Isopropanol gereinigt, mit Stickstoff trocken geblasen und im Plasmaätzer (200 W, 20 s, bei 500 mTorr) behandelt. Der Sputterprozess findet in der gleichen Anlage wie das Aufdampfen statt: *Auto 500* der Firma



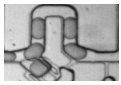
BOC Edwards. Die Proben und das SiO_2-Target werden eingebaut, die Kammer evakuiert und anschließend mit ArO_2 gefüllt (Druck ca. 10^{-2} mbar). Die Leistung der Hochfrequenzspannung für das Magnetron zur Ionisierung des Gases wird langsam auf 170 W erhöht und ca. eine Stunde das Glas auf die Proben gesputtert (Schichtdicke ca. 200 nm).

3.1.5 Chiphalterung

Zur einfachen Handhabung und zum Kontaktieren der IDTs, werden die $LiNbO_3$-Chips mit den fertigen IDT Strukturen mit Sekundenkleber in den speziell dafür angefertigten Halterungen fixiert. Die Mikrostreifenleitungen auf den Platinen werden mit Hilfe von Silberleitpaste mit Zuleitungen der IDTs kontaktiert. Die Resonanzfrequenzen der IDTs können am Netzwerkanalysator *ZVC* der Firma *Rhode und Schwarz* kontrolliert werden.

3.2 Mikrokanäle

Ein wesentlicher Bestandteil der in dieser Arbeit diskutierten Experimente (vgl. Kapitel 5 und 6) sind die Mikrokanäle. Solche Mikrokanäle sind in der Mikrofluidik sehr weit verbreitet und bestehen in diesem Fall aus dem biokompatiblen Polydimethylsiloxan, kurz PDMS. Die Partikel bzw. Tropfen in den Experimenten, welche durch Oberflächenwellen aktuiert werden, befinden sich in einer Flüssigkeit in dem Kanal. Im Gegensatz zum Zweischichtsysteme im Kapitel 5, wird in den



Experimenten mit den Tropfenfallen 6 ein Vierschichtsystem verwendet. Die unterste Schicht ist jeweils eine dünne PDMS-Folie, welche mit einem Sauerstoffplasma gebondet wird und im Fall des Zweischichtsystems strukturiert wird. Die Mikrokanäle werden mit Hilfe einer Negativ-Gussform abgeformt. Die Gussform kann mehrmals verwendet werden und wird mit einem Softlithographieverfahren hergestellt.

3.2.1 Folienmasken

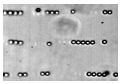
Um die gewünschte Struktur für die Negativ-Gussform (vgl. 3.2.2) mit Hilfe von Photolack auf einem Si-Wafer zu realisieren, werden entsprechende Masken benötigt. Diese werden in *AutoCAD* gezeichnet und bei der Firma *CAD/Art Services, Inc.* bzw. *Zitzmann GmbH* bestellt. Die maximale Auflösung dieser Folien beträgt 10 µm bzw. 7 µm.

3.2.2 Negativ-Gussformen

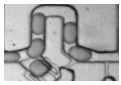
Die Gussformen zur Herstellung der PDMS-Mikrokanälen werden auf einem Si-Wafer mit einem Negativlack strukturiert. Da die Struktur der Kanäle von den Gussformen abgeformt wird, können die Gussformen mehrere Male benutzt werden.

Konstante Kanalhöhe

Um eine gleichbleibende Kanalhöhe (für ein Zweischichtsystem, vgl. Kapitel 5) zu erreichen ist lediglich eine einzelne

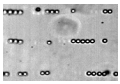


Photolackschicht nötig. Der Si-Wafer wird mit Aceton und Isopropanol gereinigt und mit Stickstoff trocken geblasen. Der Wafer wird mit entsprechenden Parametern mit dem Photolack *SU-8* der Firma *Microchem* belackt (für die 50 µm hohen Kanäle wird *SU-8-50* verwendet und mit 500 $\frac{\text{U}}{\text{min}}$ (ramp 9 und 5 s halten) und anschließend 2000 $\frac{\text{U}}{\text{min}}$ (ramp 9 und 30 s halten) bespinnt). Im dem Soft Bake Schritt wird der Si-Wafer 6 min bei 65 °C auf einer Herdplatte und anschließend 20 min bei 95 °C in einem Ofen gebacken. Nach kurzem Abkühlen wird die Folienmaske (nach kurzem Säubern mit einem trockenen Reinraumtuch bzw. bei grober Verschmutzung mit Isopropanol) in den Maskaligner (*MJB3* der Firma *Karl Suss*) eingebaut und die Probe drei mal 25 s lang mit jeweils einer Pause von 45 s belichtet. Im Post Exposure Bake Schritt wird der Wafer 2 min bei 65 °C auf einer Herdplatte und 10 min bei 95 °C in einem Ofen gebacken. Nachdem das Substrat abgekühlt ist, wird es mit dem Entwickler *mr-dev-600* der Firma *micro resist technology GmbH* 6 min lang entwickelt, mit Isopropanol gespült und mit Stickstoff trocken geblasen. Um kleinste Strukturen exakt zu entwickeln, wird während des Entwicklungsprozesses das Gefäß mit dem Entwickler leicht geschüttelt. Die fertige Struktur kann unter dem Mikroskop kontrolliert werden. Um eine längere Lebensdauer des Lacks zu gewährleisten wird abschließend der Wafer 45 min bei 150 °C auf einer Herdplatte mit Aluminiumfolie abgedeckt und gebacken (Hard Bake).



Variable Kanalhöhe

Ähnlich zu einer *SU-8* Schicht werden Gussformen mit drei Schichten, welche in Kapitel 6 Anwendung finden, hergestellt. Eine schematische Zeichnung des Prozesses ist in Abb. 3.2 gezeigt. Der Si-Wafer wird ebenso mit Aceton und Isopropanol gereinigt und mit Stickstoff trocken geblasen. Die erste Schicht von *SU-8-10* wird aufgespinnt ($500\frac{\mathrm{U}}{\mathrm{min}}$ (ramp 9 und 5 s halten) und $2000\frac{\mathrm{U}}{\mathrm{min}}$ (ramp 9 und 30 s halten)). Der Wafer mit der 15 µm hohen Lackschicht wird 2 min bei 65 °C auf einer Herdplatte und 5 min bei 95 °C in einem Ofen gebacken (Soft-Bake). Die Probe wird ca. 15 min stehen gelassen um eine Abkühlung auf Raumtemperatur zu gewährleisten. Anschließend wird sie mit entsprechender Maske (mit trockenen Reinraumtuch bzw. mit Isopropanol gesäubert) im Maskaligner 25 s lang belichtet (vgl. 1. in Abb. 3.2). Direkt im Anschluss wird der Wafer gebacken: 2 min bei 65 °C und 4 min bei 95 °C (Post Exposure Bake). Nach Abkühlen kann die zweite *SU-8* Schicht mit 15 µm und identischen Parametern aufgespinnt werden. Es folgt ein Soft Bake mit 3 min bei 65 °C und 7 min bei 95 °C (Parameter für 30 µm Schichtdicke). Es wird ca. 15 min gewartet, bis die Probe vollständig abgekühlt ist, und mit dem Maskaligner und entsprechender Maske 25 s lang belichtet (vgl. 2. in Abb. 3.2). Nach dem Post Exposure Bake, 2 min bei 65 °C und 6 min bei 95 °C und Abkühlen der Probe, kann die letzte Schicht aufgespinnt werden (15 µm und entsprechende Parameter). Analog zur zweiten Schicht wird erst ein Soft Bake ausgeführt (5 min



bei 65 °C und 15 min bei 95 °C), die Probe abgekühlt, 25 s im Maskaligner belichtet (vgl. 3. in Abb. 3.2) und gebacken (Post Exposure Bake: 2 min bei 65 °C und 8 min bei 95 °C). Der Photolack besteht nun aus drei jeweils 15 µm hohen Schichten und ist insgesamt 45 µm dick (vgl. 4. in Abb. 3.2). Dementsprechend wird der Wafer in einem Entwicklerbad (*mr-dev-600* der Firma *micro resist technology GmbH*) unter leichtem Schütteln 6 min lang entwickelt (jeweils 3 min in zwei getrennten Gefäßen), mit Isopropanol gereinigt und mit Stickstoff trocken geblasen (vgl. 5. in Abb. 3.2). Das Endergebnis wird unter dem Mikroskop betrachtet. Um den Lack zu festigen wird die Gussform mit Aluminiumfolie abgedeckt und 45 min bei 150 °C und gebacken (Hard Bake).

PDMS Abformung

Um die Mikrokanäle aus PDMS herzustellen, werden nun die Lackstrukturen der präparierten Si-Wafer abgeformt. Die Basiskomponente und der Vernetzer des PDMS (*184 Silicone Elastomer* der Firma *Dow Corning*) werden im Verhältnis 10:1 gut durchmischt. Die entstandenen Luftblasen werden in einem Vakuumexsikkator entfernt. Das PDMS wird auf die Si-Wafer in den Plastikpetrischalen gegossen (vgl. 6. in Abb. 3.2) und nochmals im Vakuumexsikkator entgast. Um eine spätere gute Handhabung zu gewährleisten sollte die Höhe ca. 1,5 cm betragen. Das PDMS wird in einem 70 °C heißen Ofen für vier bis fünf Stunden ausgehärtet. Die ausgehärteten Kanäle werden mit einem Skalpell ausgeschnitten

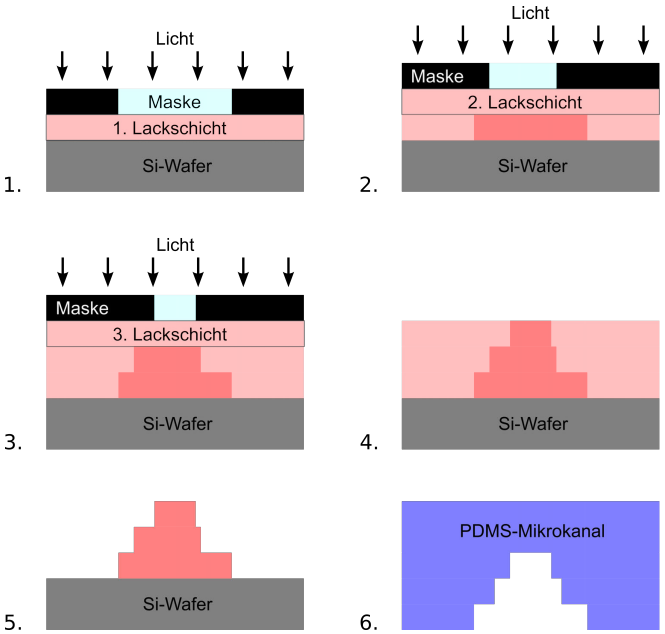
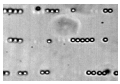


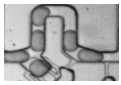
Abb. 3.2: Herstellung einer Negativ-Gussform
Die erste Lackschicht wird auf einem Si-Wafer aufgespinnt und belichtet (1.). Anschließend folgt die zweite (2.) und dritte (3.) Lackschicht auf dieselbe Weise. Die belichtete Struktur (4.) kann nun entwickelt werden und man erhält die gewünschte Negativ-Gussform (5.). Mit der Negativ-Gussform kann ein PDMS-Mikrokanal abgeformt werden.



und mit einem Stanzer (*Harris Uni-Core* der Firma *Sigma-Aldrich* bzw. *Biopsie-Stanze* der Firma *pfm medical*) die Einlässe und Auslässe ausgestanzt. Die Löcher dienen als Anschlussmöglichkeit für die PTFE-Schläuche.

3.2.3 PDMS-Folie

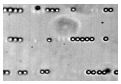
Um eine einfache Handhabung zu gewährleisten, werden die Mikrokanäle mit einer PDMS-Folie verschlossen. Dies ermöglicht zudem ein Abnehmen des Kanals von dem piezoelektrischen Substrats und neues Platzieren im laufenden Betrieb. Ebenso werden dadurch mögliche Lecks zwischen Kanal und Chip vermieden. Zur Herstellung der PDMS-Folie wird ein Si-Wafer mit *SU-8-10* bespinnt ($500\frac{\mathrm{U}}{\mathrm{min}}$, ramp 9, 5 s halten; $1250\frac{\mathrm{U}}{\mathrm{min}}$, ramp 5, 30 s; Schichtdicke ca. 25 µm), um ein Ablösen der späteren PDMS-Folie zu erleichtern. Anschließend erfolgt der Soft Bake mit 2 min bei 65 °C und 3 min bei 95 °C. Der Lack wird dreimal jeweils 25 s lang belichtet mit jeweils 45 s Pause zwischen den einzelnen Belichtungen. Es folgt der Post Exposure Bake: 2 min bei 65 °C und 6 min bei 95 °C. Der Lack wird mit dem Entwickler *mr-dev-600* 5 min lang entwickelt, mit Isopropanol gespült und mit Stickstoff abgeblasen. Der Hard Bake wird auf einer Herdplatte mit 180 °C für 1 min durchgeführt.
Nun wird die ca. 8-10 µm dicke PDMS Schicht (10:1 Verhältnis von Basiskomponente und Vernetzer) aufgespinnt ($500\frac{\mathrm{U}}{\mathrm{min}}$, ramp 9, 5 s halten; $6000\frac{\mathrm{U}}{\mathrm{min}}$, ramp 9, 30 s). Das PDMS kann entweder für 30 min mit 95 °C oder für ca. 4 Stunden mit



70 °C in einem Ofen gebacken werden. Beide Backzeiten liefern die gleichen Ergebnisse.

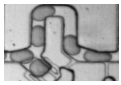
PDMS-Folie mit Kontaktstellen

Ähnlich zur planaren PDMS-Folie, können Folien mit Strukturen hergestellt werden. Die Strukturen in der Folie dienen später als Kontaktstellen zwischen Mikrokanal und piezoelektrischen Substrat und werden im Kapitel 5 verwendet. Allerdings werden für die einfache Handhabung kleinere Si-Wafer Stücke verwendet und der *SU-8-10* wird mit $500\frac{\mathrm{U}}{\mathrm{min}}$ (ramp 9 und 5 s halten) und $2000\frac{\mathrm{U}}{\mathrm{min}}$ (ramp 9 und 30 s halten) gespinnt. Entsprechend ändern sich die Backzeiten beim Soft Bake auf 2 min bei 65 °C und 5 min bei 95 °C und beim Hard Bake auf 2 min bei 65 °C auf einer Herdplatte und 4 min bei 95 °C. Zwischen dem Soft Bake und dem Hard Bake erfolgt das Belichten der PDMS-Folie mit geeigneter Folienmaske im Maskaligner für drei mal 25 s mit 45 s Pausen zwischen den Belichtungen. Die Entwicklungszeit mit dem Entwickler *mr-dev-600* beträgt 2 min. Eine Reinigung mit Isopropanol und ein Abblasen mit Stickstoff findet ebenfalls statt. Die Parameter zum Aufspinnen für die ca. 10 bis 15 µm dicke PDMS Schicht sind $800\frac{\mathrm{U}}{\mathrm{min}}$ (ramp 8, 5 s halten) und $2000\frac{\mathrm{U}}{\mathrm{min}}$ (ramp 4 und 60 s halten). Das PDMS wird wie bei den Mikrokanälen für vier bis fünf Stunden in einem Ofen bei 70 °C gebacken.



3.2.4 Bonden der Kanäle und der PDMS-Folie

Die PDMS-Folie liefert die letzte Schicht der Mikrokanäle und sorgt damit für eine Versiegelung auf der Unterseite des Kanals, vgl. Abb. 3.3 (1.). Dazu wird sowohl der Si-Wafer mit der PDMS-Folie als auch die ausgeschnittenen Kanäle in einem Sauerstoffplasma behandelt. Für die Kontaktstellen wurde der Plasmaätzer *Plasma Prep 5* von *Gala Instrumente* verwendet (200 W bei 500 mTorr, 12 s). Zum Bonden der Kanäle mit drei Schichten mit der PDMS-Folie ohne Kontaktstellen wurde der voll automatisierte Plasmaätzer *300 Autoload Plasma Processor* der Firma *Technics Plasma GmbH* benutzt (325 W, 55 cm^3/s O_2, 12 s). Vor dem eigentlichen Prozess wurde die leere Kammer des Plasmaätzers bei hohen Leistungen gesäubert (200 W bei 500 mTorr, 1 min bzw. 800 W, 55 cm^3/s O_2, 1 min). Mit dem Sauerstoffplasma werden Silanol-Gruppen (Si-OH) durch Oxidation von Methylgruppen auf den Oberflächen erzeugt, welche beim Kontakt der beiden Flächen für eine starke Bindung sorgen[McD+00]; [MW02]. Um ein Ausrichten der PDMS-Folie zu ermöglichen, wird der Wafer mit Ethanol benetzt, was sowohl die Absättigung der Silanol-Gruppen verhindert, als auch, dass die beiden PDMS Bauteile sofort in Kontakt kommen und die Oberfläche oxidiert[And+00]; [MW02]. Nach dem Ausrichten der Probe wird ca. 2 min gewartet, bis das Ethanol verdampft ist und die Mikrokanäle und PDMS Folie in Kontakt treten und aneinander binden. Nach diesem Prozess wird der Wafer für ein bis zwei Stunden auf einer Heizplatte mit 70 °C



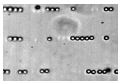
gebacken, um die Bindungen zu festigen. Danach können die PDMS-Mikrokanäle mit der daran haftenden PDMS-Folie von Hand vom Wafer gelöst werden.

PDMS-Folie zuschneiden

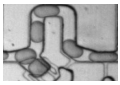
Die PDMS-Folie ohne Kontaktstelle liegt später direkt auf dem $LiNbO_3$-Chip mit dem IDT. Damit die PDMS-Folie angeregte SAW nicht sofort dämpft, wird der Bereich der Folie über dem IDT, welcher durch die Strukturen in den darüber liegenden PDMS-Schichten klar erkennbar ist, mit einem Skalpell ausgeschnitten und mit einer Kanüle vorsichtig entfernt.

3.2.5 Optimierung der Kontaktstellen auf dem $LiNbO_3$-Chip

Um den gewünschten Kontakt auf dem $LiNbO_3$-Chip mit der PDMS-Folie mit den Kontaktstellen (sog. Posts) zu verbessern, werden *SU8*-Strukturen (sog. Pads) direkt auf dem Chip gefertigt. Die Pads dienen als Auflagefläche für den Kanal mit der PDMS-Folie und somit als Abstandshalter und reduzieren die Dämpfung durch das PDMS. Auf diese Weise wird gewährleistet, dass lediglich die gewünschten Kontaktstellen und nicht andere Teile der PDMS-Folie auf dem Chip aufliegen, vgl. Abb. 3.3 (2.). Um einen robusten und reproduzierbaren Kontakt der Kontaktstellen mit dem Chip zu garantieren, wird von oben ein mechanischer Druck mit Hil-



fe eines für diesen Aufbau gefertigten Apparat ausgeübt.
Die *SU8*-Pads werden analog zu den Si-Gussformen hergestellt: Der $LiNbO_3$-Chip wird mit Aceton, Isopropanol gereinigt und mit Stickstoff trocken geblasen. Der *SU-8-10* (Schichtdicke ca. 20 µm) wird auf dem Chip gespinnt ($500\frac{U}{min}$, ramp 9, 5 s halten und $1500\frac{U}{min}$, ramp 9, 30 s halten) und 2 min bei 65 °C und 6 min bei 95 °C gebacken. Nach kurzem Abkühlen wird die Probe im Maskaligner 25 s lang belichtet und anschließend 2 min bei 65 °C und 6 min bei 95 °C gebacken. Abschließend wird die Probe mit dem Entwickler *mr-dev-600* 2 min lang entwickelt, mit Isopropanol gereinigt und mit Stickstoff trocken geblasen.



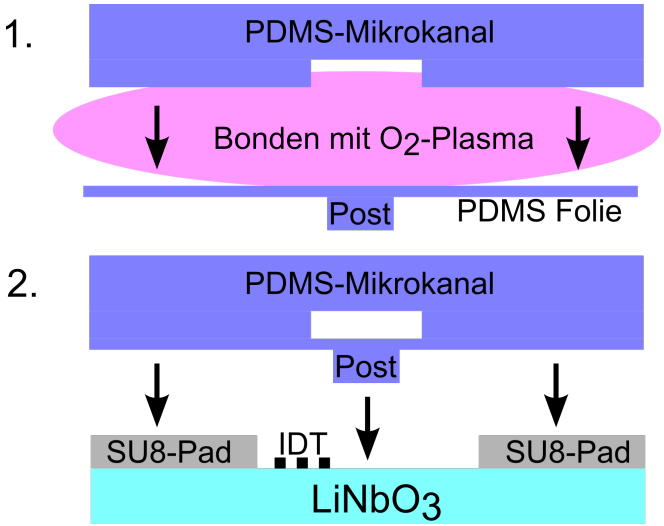
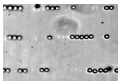


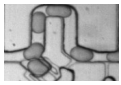
Abb. 3.3: Bonden und Kontaktieren des Mikrokanals
Im ersten Schritt wird der PDMS Mikrokanal auf die PDMS-Folie mit den Kontaktstellen (Post) gebondet. Im zweiten Schritt wird das PDMS Bauteil auf den $LiNbO_3$-Chip mit dem IDT gelegt. Die *SU8*-Pads garantieren, dass ein Kontakt zwischen PDMS Struktur und $LiNbO_3$-Oberfläche lediglich bei dem Post stattfindet. [RSF14]

4 Visualisierung akustischer Oberflächenwellen

Aufgrund der kleinen Amplituden von einigen wenigen Nanometern, können Oberflächenwellen im Allgemeinen nur mit größerem Aufwand gemessen oder visualisiert werden. Eine Visualisierung von Oberflächenwellen ist aber gerade für das Entwickeln und Testen von neuen IDT Geometrien und Designs, wie auch zum Ausrichten von IDTs zu anderen Systemkomponenten (wie z.B. PDMS-Mikrokanälen [Col+13]; [SAN14] von großem Belang. Oftmals, gerade in der Mikrofluidik, in der IDTs immer häufiger Anwendung finden, ist die Orientierung und Position des Schallpfades und des Fokuspunkts (eines fokussierenden IDTs) von großem Interesse. Komplexere und kostspieligere Visualisationsmethoden sind akustische Rasterkraftmikroskopie [HCF97], Rasterelektronenmikroskopie [EF80], phononische Kristalle [Pro+09], stroboskopische, topographische Aufbauten [CG84]; [God+83]; [Sau+99]; [Wha+82], Photolumineszenz bei sehr niedrigen Temperaturen [Bod+01] und Lasermessmethoden [AKD68];



[Chi05]; [Kam+05], z.B. Laservibrometrie [SMC04]. Neben der Visualisierung mit Hilfe von Rauchpartikeln [TFY07], fehlt eine alternative Methode zur einfachen Visualisierung des Schallpfades, welche zu Testzwecken von IDT Designs und zur Ausrichtung eines experimentellen Aufbaus, wie z.B. das Platzieren von einem Mikrokanal auf einem piezoelektrischen Chip mit einem IDT, verwendet werden kann.
In diesem Kapitel wird der Schallpfad verschiedener IDT Designs mit Hilfe eines dünnen Flüssigkeitsfilms auf dem Chip visualisiert. Darüber hinaus wird diese Technik verwendet, um die Ausbreitungsgeschwindigkeit der SAW und die Anisotropie des Substrats zu bestimmen. Ein Vergleich mit Vibrometermessungen und theoretischen Berechnungen validiert die Ergebnisse. Es werden verschiedene Flüssigkeiten verwendet, um Abhängigkeiten von physikalischen Parametern zu finden, welche durch eine theoretische Betrachtung gestützt werden.
Dieses Kapitel orientiert sich an den Veröffentlichungen [Ram+13] und insbesondere *Visualization of Surface Acoustic Waves in Thin Liquids* [Ram+16], welche während dieser Arbeit entstanden sind.



4.1 Methodik

Der in eine Platine eingebaute, zu untersuchende IDT (vgl. Abb. 4.1 und Abschnitt 3.1.5), wird an einen Frequenzgenerator (*SML-01*, *SMB100A* oder *SMP02* von *Rhode & Schwarz*) angeschlossen und unter das Mikroskop (*Axiovert 200M* der Firma *Carl Zeiss, Germany*, mit einer numerischen Apertur von 0,25 und einem 2,5x, 4x oder 10x Objektiv) gelegt. Für die Abb. 4.2 wurde das Mikroskop *CKX41* der Firma *Olympus, Germany* mit einem 10x Objektiv (und festem Kondensor) genutzt. Die Videos wurden mit der Hochgeschwindigkeitskamera *Fastcam 1024PCI* der Firma *Photron* aufgenommen. Es wurde eine Bildwiederholungsrate zwischen 125 und 1000 Bilder/Sekunde (eng. frames per seconds; fps) eingestellt. Um eine optimale und reproduzierte Benetzung zu gewährleisten, wurden die Chips vor den Experimenten mit einem Sauerstoffplasma behandelt. Diese Behandlung ändert die Oberflächeneigenschaften des Substrats und macht es (für einige Stunden) hydrophil. Zur Auswertung wurde die Software *ImageJ* [SRE12] und *Fiji* [Sch+12] verwendet.

Um den Schallpfad einer SAW sichtbar zu machen, wird der Chip mit Hilfe einer Pipette vollständig mit einer Flüssigkeit benetzt (siehe Abb. 4.1). In den ersten Experimenten wurde ausschließlich Isopropanol verwendet, da diese Flüssigkeit einen guten Kontrast in den Messungen lieferte und somit die Schallpfadposition klar erkennbar war. Später wurden verschiedene Flüssigkeiten verwendet und miteinander verglichen, siehe Kapitel 4.4. Nach dem Benetzen des Chips

wird ein Hochfrequenzsignal mit der Resonanzfrequenz des IDTs angelegt. Der Schallpfad des IDTs wird sofort (innerhalb von ≈10 ms) sichtbar.

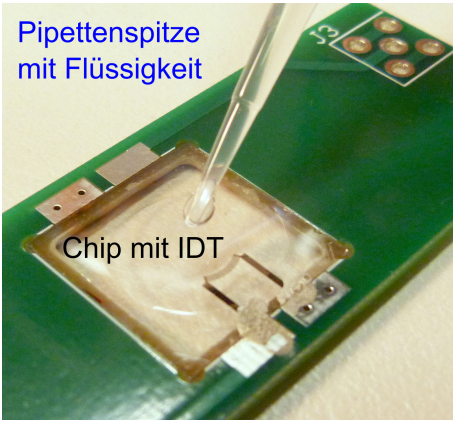
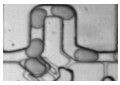


Abb. 4.1: Experimenteller Aufbau zur Visualisierung
Der transparente $LiNbO_3$ Chip mit einem (fokussierenden) IDT, eingebaut in eine (grüne) Platine, wird mit einer Flüssigkeit (hier Isopropanol) benetzt. [Ram+16]

In Abb. 4.2 ist die Visualisierung zweier gegenüberliegenden TIDTs (Wellenlängen von 23 bis 24,3 µm, 60 Fingerpaare und eine Apertur von 500 µm) zu sehen. Die Resonanzbedingung (2.39) $f_0 = c_S/\lambda$ der TIDTs und der linear sich verändernde Fingerabstand über die Apertur sorgen dafür, dass bei verschiedenen angelegten Frequenzen die SAW an verschiedenen Positionen der TIDTs angeregt wird. Somit kann die Schallpfadposition im Experiment beobachtet werden und mit anderen Methoden und theoretischen Berechnungen ver-



glichen werden (vgl. 4.2). Die beiden TIDTs sind so zueinander ausgerichtet, dass bei jeder Frequenz die jeweils angeregten SAWs zu einer stehenden, akustischen Oberflächenwelle (SSAW) interferieren, und somit entlang einer Linie zwischen den beiden TIDTs ein Schallpfad beobachtet werden kann. Der Grauwert der Mikroskopbilder wird zwischen den IDTs ausgewertet (in vertikaler Richtung gemittelt). Aus den Peakpositionen können die Positionen des Schallpfades für die jeweilige Frequenz ermittelt werden.

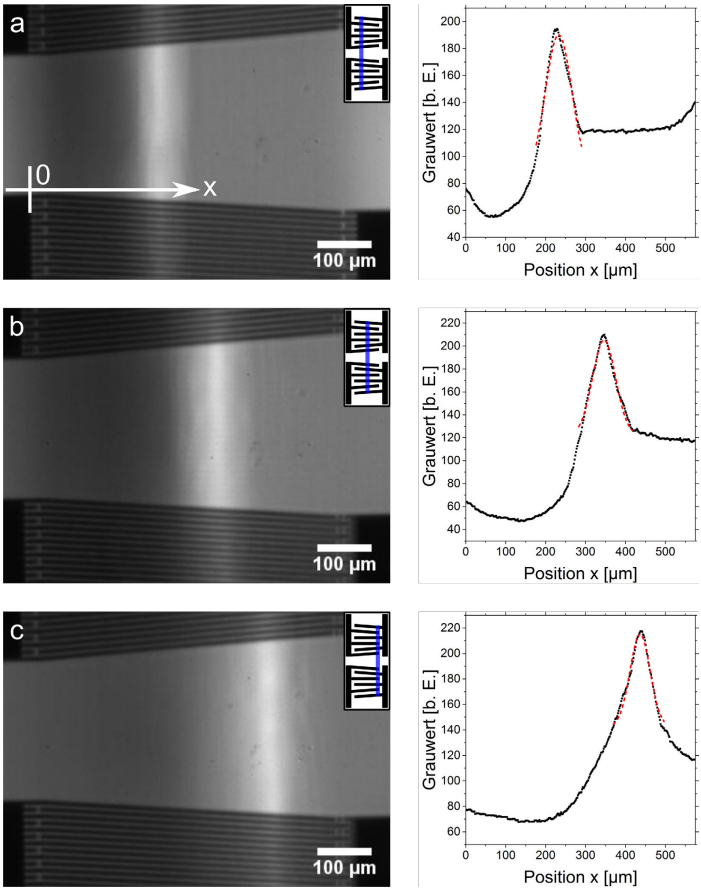
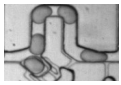


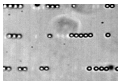
Abb. 4.2: Visualisierung zweier TIDTs

Die Mikroskopaufnahmen zeigen den Schallpfad bei 163 MHz **(a)**, 165 MHz **(b)** und 167 MHz **(c)**. Aus den dazugehörigen Auswertungen der Grauwerte kann die Verschiebung des Schallpfades mit zunehmender Frequenz gemessen werden. Die Insets zeigen schematisch die Orientierung des Schallpfades und der IDTs zueinander. Zur Auswertung werden die Peaks der einzelnen Messungen mit einer Gauß'sehen Funktion (rot gestrichelt) gefittet und daraus die Schallpfadposition ermittelt. [Ram+16]



4.2 Vergleich mit Vibrometermessung und Theorie

Eine detaillierte Auswertung erfolgt im Rahmen zweier unabhängigen Messungen baugleicher TIDTs (23 bis 24,3 µm Wellenlänge, 60 Fingerpaare, 500 µm Apertur). Die Peaks der Grauwerte wurden mit einer Gauß'schen Funktion gefittet (vgl. Abb. 4.2) und werden sowohl mit einer Vibrometermessung (gemessen an einem *Ultra High Frequency Vibrometer UHF-120* der Firma *Polytec GmbH*), als auch mit theoretisch berechneten Werten verglichen, siehe Abb. 4.3. Für die theoretische Berechnung wurde eine Ausbreitungsgeschwindigkeit der SAW auf dem $LiNbO_3$ Substrat von 3870 m/s [Kov+90] verwendet, was den piezoelektrischen Kurzschluss durch die IDT-Finger berücksichtigt, vgl. Abb. 2.15 in Kapitel 2.5. Die Position des akustischen Schallpfades verschiebt sich linear mit der Frequenz und die Steigungen der verschiedenen Messungen (fluidische Messung 1: $51{,}06 \pm 1{,}45$ µm/MHz; fluidische Messung 2: $51{,}36 \pm 1{,}94$ µm/MHz; Vibrometermessung: $53{,}62 \pm 1{,}18$ µm/MHz) und der Theorie (57,79 µm/MHz) stimmen gut überein. Die Fehler resultieren aus den Standardabweichungen der linearen Fits. Der systematische offset zwischen Theorie und experimentellen Messungen kann durch die Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit aufgrund der Flüssigkeit auf dem Substrat erklärt werden: Zwar wird der piezoelektrische Kurzschluss durch die verminderte Geschwindigkeit von 3870 m/s (statt 3978 m/s für eine



freie Oberfläche) berücksichtigt [Kov+90], dieser Effekt wird aber durch die Flüssigkeit verringert und die tatsächliche Geschwindigkeit liegt zwischen den beiden Werten [Bal+97]; [Gov+00]; [HW62]; [Mor07]; [Sim96].

4.3 Messung von Substrateigenschaften

Mit Hilfe der Visualisationsmethode können die Ausbreitungsgeschwindigkeit der SAW auf dem Material und die Anisotropie des piezoelektrischen Substrats gemessen werden.

4.3.1 Ausbreitungsgeschwindigkeit

Um die Ausbreitungsgeschwindigkeit auf Lithiumniobat zu bestimmen, wird bei der angelegten Frequenz f_0 der Ort des Schallpfades ermittelt und an dieser Stelle des TIDTs (vgl. Abb. 2.5 in Kapitel 2.1.5) der Fingerabstand und somit die Wellenlänge λ gemessen. Durch die einfache Resonanzbedingung (2.39) $f_0 = c_\mathrm{S}/\lambda$ des TIDTs kann somit die Schallgeschwindigkeit c_S auf dem Substrat errechnet werden. Drei Messungen ergaben die Geschwindigkeiten von $3823 \pm 48\,\mathrm{m/s}$, $3807 \pm 49\,\mathrm{m/s}$ und $3822 \pm 66\,\mathrm{m/s}$. Die Fehler ergeben sich aus der Ungenauigkeit der Abstandsmessungen der Elektroden. Die Messwerte zeigen unter Berücksichtigung des eben erwähnten piezoelektrischen Kurzschlusses (ohne den Einfluss der Flüssigkeitsschicht) eine Abweichung von weni-

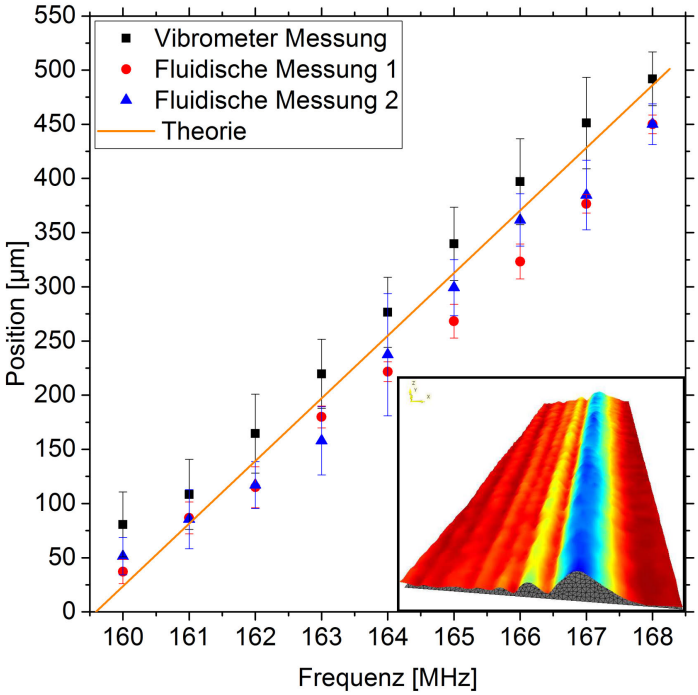
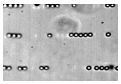


Abb. 4.3: Vergleich der Positionsbestimmung des akustischen Pfades eines TIDTs

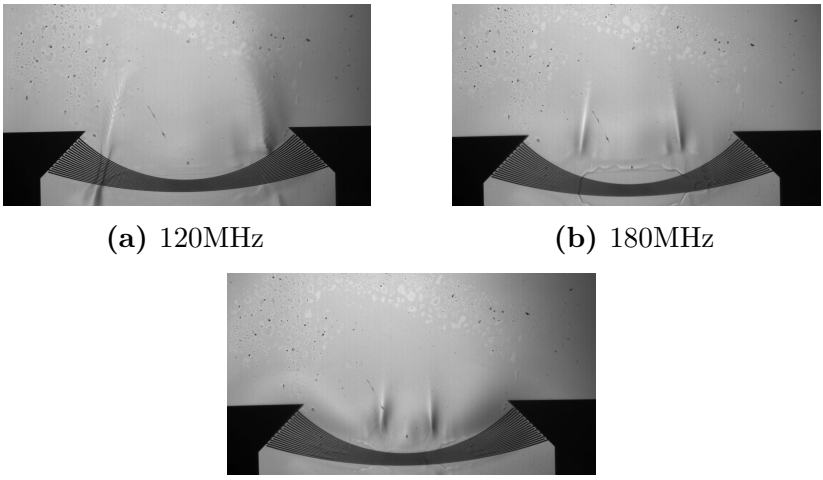
Die Position des akustischen Pfads verschiebt sich linear mit der Frequenz. Die gemessenen Steigungen von 51,06 ± 1,45 µm/MHz (fluidische Messung 1) und 51,36 ± 1,94 µm/MHz (fluidische Messung 2) decken sich sowohl mit der Vibrometermessung (53,62 ± 1,18 µm/MHz), als auch mit der theoretischen Berechnung (57,79 µm/MHz) im Rahmen der Messungenauigkeit. Der Off-Set der Messungen kann durch die Erniedrigung der Ausbreitungsgeschwindigkeit durch die Flüssigkeitsschicht auf dem Substrat erklärt werden. Die Intensitäten wurden durch die jeweiligen Mittelwerte einer Gauß'schen Fitfunktion ermittelt und die Fehlerbalken sind durch halbe Halbwertsbreite gegeben. Das Inset zeigt exemplarisch eine Vibrometermessung. [Ram+16]



ger als 2 % vom Literaturwert von 3870 m/s, vgl. Kapitel 2.5 [Kov+90].
Die Ausbreitungsgeschwindigkeit für verschiedene Winkel (vgl. Kapitel 2.5), kann mit einem tapered, fokussierenden IDT gemessen werden. Dieser IDT hat konzentrisch angeordnete, kreisförmige Elektroden, welche sich zudem verjüngen (Abb. 4.4). Somit werden bei einer angelegten Frequenz Oberflächenwellen an zwei Positionen angeregt, welche sich in einem Fokuspunkt treffen. Analog zum obigen TIDT, wird der mittlere Fingerabstand bei der Schallpfadposition gemessen und mit der angelegten Frequenz die Geschwindigkeit berechnet. Aufgrund der IDT Geometrie (kreisförmige aber sich verjüngende Elektroden) variieren die Fingerabstände in einer Strahlungsrichtung und die Abweichungen vom Mittelwert schlagen sich in den Fehlern der gemessenen Ausbreitungsgeschwindigkeiten nieder. Die Messwerte (3800 $\pm$ 400 m/s für 120 MHz, 4000 $\pm$ 700 m/s für 180 MHz und 3700 $\pm$ 600 m/s für 240 MHz) decken sich innerhalb der Fehlertoleranz mit den Literaturwerten (unter Berücksichtigung des piezoelektrischen Kurzschlusses) von 3772 m/s (für 20,27°), 3830 m/s (für 13,41°) und 3864 m/s (für 5,08°) [Kov+90], vgl. Abb. 2.15 in Kapitel 2.5.

4.3.2 Anisotropie

Wie in Abb. 4.5 zu sehen ist, kann mit Hilfe der neuen Visualisationsmethode nicht nur der Schallpfad, sondern auch der Ort des Fokuspunktes sichtbar gemacht werden. Dies er-



(a) 120MHz **(b)** 180MHz

(c) 240MHz

Abb. 4.4: Visualisierung eines tapered, fokussierenden IDTs zur Geschwindigkeitsbestimmung
Mit höheren Frequenzen verschieben sich die Schallpfade zur Mitte des IDTs (kleinerer Elektrodenabstand) hin. Aus Positionen des Schallpfades und Fingerabständen kann die winkelabhängige Ausbreitungsgeschwindigkeit berechnet werden. [Ram+16]

möglicht eine einfache Ausrichtung von einem IDT in einem Experiment, was bei fokussierenden IDTs natürlich von besonderem Interesse ist.

Darüber hinaus liefert diese Technik zugleich eine Möglichkeit die Verschiebung des Fokuspunktes vom geometrischen zum experimentellen, tatsächlichen Fokuspunkt zu messen (siehe Abschnitt über fokussierende IDTs in Kapitel 2.1.5). Diese Verschiebung wird durch die Anisotropie des piezoelek-

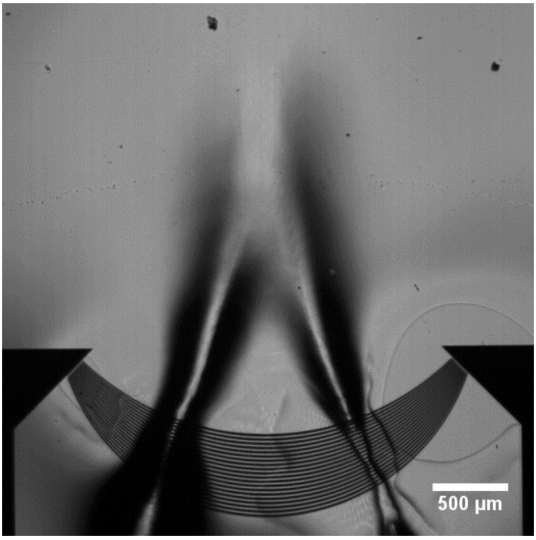


Abb. 4.5: Visualisierung der beiden akustischen Pfade eines tapered, fokussierenden IDTs
Der IDT wird bei 90 MHz angeregt und die beiden symmetrischen Schallpfade treffen sich im gemeinsamen Fokuspunkt. [Ram+16]

trischen Substrats und somit der winkelabhängigen Ausbreitungsgeschwindigkeit der SAW hervorgerufen (vgl. Abb. 2.15 in Kapitel 2.5). Aus dieser Verschiebung ΔZ und dem Radius R_{IDT} des fokussierenden IDTs kann über eine einfache Beziehung der sog. Anisotropiefaktor b (siehe (2.153) in Kapitel 2.5 und (2.43) und (2.44) in Abschnitt 2.1.5) des Substrats bestimmt werden [GKK80]:

$$\Delta Z = \frac{2 R_{\mathrm{IDT}}\, b}{1 - 2\, b} \tag{4.1}$$

Zur Anisotropiebestimmung wird ein fokussierender IDT (mit einer Wellenlänge von 60 µm, 20 Fingerpaaren, 60° Öffnungswinkel und 3 mm Radius) verwendet (siehe Abb. 4.6). Die Verschiebung beträgt $\Delta Z = -900 \pm 77\,\mu\text{m}$ und liegt nahe dem theoretischen Wert von $\Delta Z = -940\,\mu\text{m}$. Der aus der Verschiebung berechnete Anisotropiefaktor $b = -0{,}216 \pm 0{,}026$ weist eine Abweichung kleiner als 6 % vom berechneten Wert $b = -0{,}228$ auf. Der theoretische Wert wurde aus dem parabolischen Fit der Geschwindigkeit errechnet (siehe (2.153) in Kapitel 2.5).

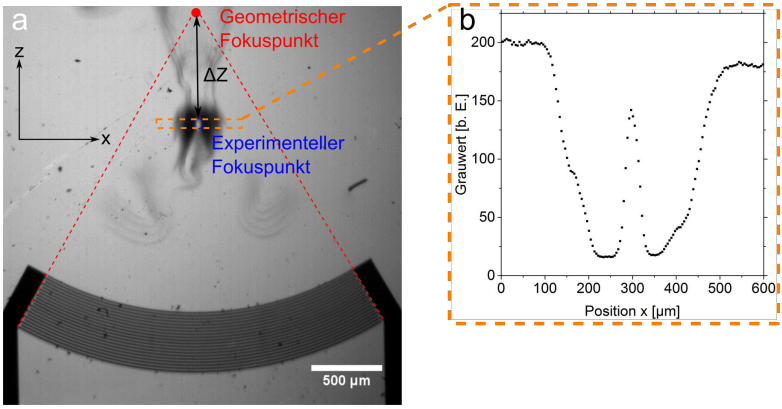


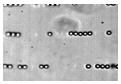
Abb. 4.6: Geometrischer und experimenteller Fokuspunkt eines fokussierenden IDTs

(a) Durch die Anisotropie des Substrats und der daraus resultierenden richtungsabhängigen Ausbreitungsgeschwindigkeiten wird der geometrisch erwartete Fokuspunkt (Mittelpunkt der konzentrisch angeordneten, kreisförmigen Elektroden) zum IDT hin verschoben. Aus dieser Verschiebung kann der Anisotropiefaktor des Materials berechnet werden.

(b) Gemessener Grauwert in der orange markierten Region (über z gemittelt). [Ram+16]

4.4 Einfluss verschiedener Flüssigkeiten

Die Abhängigkeiten der Visualisierung von verschiedenen Flüssigkeiten wurde in einer Reihe von Experimenten gemessen. Dazu wurde jeweils ein Flüssigkeitsvolumen von 20 µl auf einen Chip mit einem fokussierenden IDT (60 µm Wellenlänge, 20 Fingerpaaren, 60° Öffnungswinkel und 3 mm Radius) gegeben und eine Hochfrequenzspannung mit einer Leistung von 18 dBm angelegt. Aus dem aufgenommenen Video wurde ein Bild nach weniger als einer Sekunde nach der Benetzung analysiert. Um die Abhängigkeiten der Helligkeit von Parametern, wie z.B. dem Brechungsindex des Fluids, auszuschließen, um optische Einflüsse auszuschließen und eine Beziehung mit möglichst wenigen Parametern zwischen akustischer Anregung und gemessenen Helligkeit zu bestimmen, wurde der Kontrast der verschiedenen Flüssigkeiten errechnet: Der Grauwert an der Position des Schallpfades im Bild wird gemessen (in vertikaler Richtung gemittelt) und das Verhältnis zwischen dem Maximum und der Basislinie (Minimum) des Peaks ermittelt (Abb. 4.7). Es wurden die Flüssigkeiten Heptan, Methanol, Decan, Ethanol, Isopropanol, Aceton, Wasser und Ethylenglycol verwendet, um einen möglichst großen Bereich der verschiedenen physikalischen Eigenschaften, wie Dichte, Schallgeschwindigkeit (und die daraus resultierende akustische Impedanz), Oberflächenspannung und Viskosität abzudecken. Die entsprechenden Größen



der Fluide wurden den beiden Quellen [Hay13] und [PSD05] entnommen.
Die gemessenen Kontrastwerte, aufgetragen über die akustische Impedanz der verschiedenen Flüssigkeiten, sind in Abb. 4.8 zu sehen. Es lässt sich feststellen, dass der Kontrast mit zunehmender akustischer Impedanz abnimmt. Daraus lässt sich schließen, dass Heptan und Methanol von den hier verwendeten Flüssigkeiten am besten zur Visualisierung geeignet sind. Die physikalischen Details dieses Effekts werden im nächsten Kapitel 4.5 diskutiert.

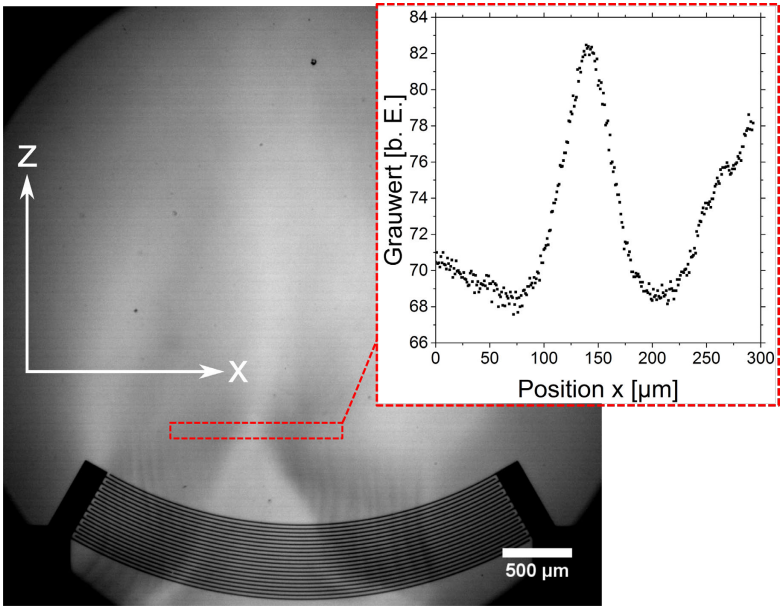


Abb. 4.7: Kontrastmessung einer Schallpfadvisualisierung

Um die Intensität und Position des Schallpfades zu bestimmen, wird der Grauwert in einem ausgewählten Bereich (hier im rot markierten Rechteck) vertikal (z-Richtung) gemittelt und das Verhältnis zwischen Peakmaximum und Basislinie berechnet. Im dazugehörigen Graph sieht man den gemessene Grauwert entlang der x-Achse. Hier wurde Heptan als Flüssigkeit verwendet. [Ram+16]

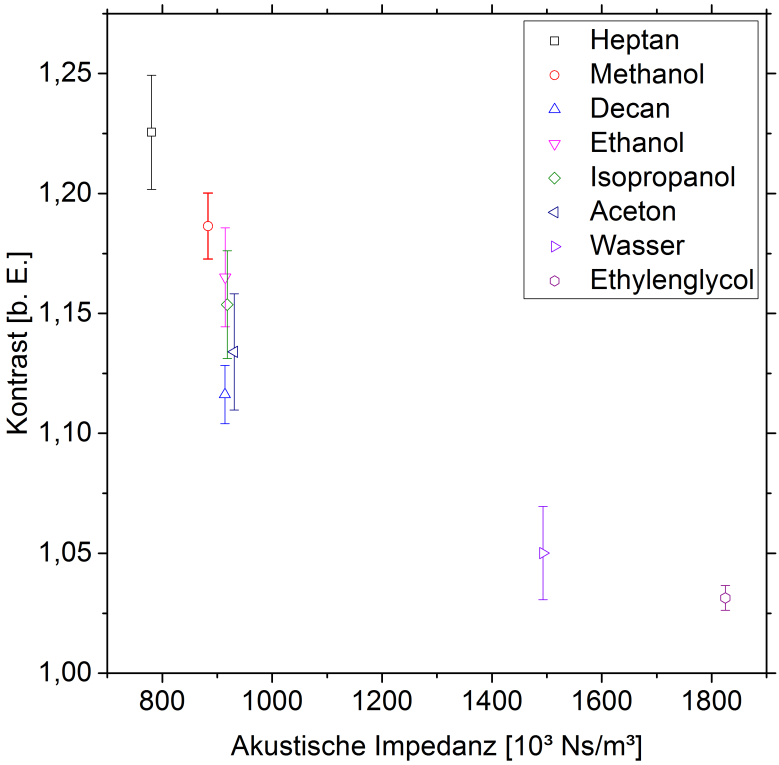
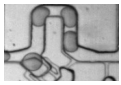


Abb. 4.8: Impedanz und optischer Kontrast verschiedener Flüssigkeiten

Der optische Kontrast wird durch das Verhältnis des maximalen Grauwerts zur Basislinie des Peaks bestimmt. Er nimmt mit zunehmender akustischen Impedanz ab. Die Datenpunkte repräsentieren Mittelwerte mit deren Standardabweichung. [Ram+16]



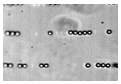
4.5 Physikalische Interpretation

Die angeregte Oberflächenwelle koppelt unter dem Rayleighwinkel (siehe (2.121) in Abschnitt 2.3.1) in die Flüssigkeit ein:

$$\theta_{\mathrm{R}} = \arcsin\left(\frac{c_{\mathrm{F}}}{c_{\mathrm{S}}}\right) \tag{4.2}$$

Der Winkel ist von den Schallgeschwindigkeiten c_{F} in der Flüssigkeit und c_{S} auf dem piezoelektrischen Substrat Lithiumniobat abhängig. Dieser Winkel ist im Allgemeinen sehr klein und der Großteil des akustischen Drucks richtet sich gegen die Flüssigkeitsoberfläche. Aufgrund des großen Impedanzunterschieds zwischen Luft und der Flüssigkeit, wird die meiste Wellenenergie reflektiert. Der Auftreffwinkel θ entspricht dabei dem Rayleighwinkel θ_{R}. Der Reflexionskoeffizient kann aus den Dichten ρ_{F} und ρ_{L} und den Schallgeschwindigkeiten c_{F} und c_{L} der Flüssigkeit und von Luft errechnet werden [LL80a]:

$$R_{\mathrm{Reflexion}}\left(\rho_{\mathrm{F}}, \rho_{\mathrm{L}}, c_{\mathrm{F}}, c_{\mathrm{L}}, \theta\right) = \left(\frac{\rho_{\mathrm{L}} c_{\mathrm{L}} \cos\theta - \rho_{\mathrm{F}}\sqrt{c_{\mathrm{F}}^2 - c_{\mathrm{L}}^2 \sin^2\theta}}{\rho_{\mathrm{L}} c_{\mathrm{L}} \cos\theta + \rho_{\mathrm{F}}\sqrt{c_{\mathrm{F}}^2 - c_{\mathrm{L}}^2 \sin^2\theta}}\right)^2 \tag{4.3}$$



Diese Reflexion führt zu einem Druck p auf die Flüssigkeitsoberfläche [LL80a]:

$$p\left(E, \theta, R_{\text{Reflexion}}\right) = \\ E \sin\theta \cos\theta \left[\left(1 + R_{\text{Reflexion}}\right) \cot\theta - \left(1 - R_{\text{Reflexion}}\right) \cot\theta_2\right] \tag{4.4}$$

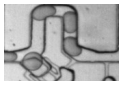
Der Druck ist von der Energieflussdichte E abhängig, welcher durch die Eigenschaften der Flüssigkeit und der Amplitude des akustischen Druckfeldes P_0 bestimmt wird [Bru12a]; [Bru12b]:

$$E = \rho_{\text{F}} c_{\text{F}}^2 = \frac{1}{4} \frac{P_0^2}{\rho_{\text{F}} c_{\text{F}}^2} \tag{4.5}$$

Für die Winkel θ und θ_2 der einfallenden und transmittierten Welle gilt [LL80a]:

$$\frac{\sin\theta}{\sin\theta_2} = \frac{c_{\text{F}}}{c_{\text{L}}} \tag{4.6}$$

Der Druck auf die Oberfläche führt zu einer Verformung der Oberfläche. Das Mikroskoplicht (Durchlichtmikroskopie) wird je nach Steigung der Deformation verschieden gebrochen bzw. gestreut und ein Kontrastunterschied zwischen flacher und deformierter Oberfläche ist zu beobachten [Iss+08]; [Iss+11]; [Iss+06]. Es wird angenommen, dass der Schalldruck durch den Laplace-Druck (2.145) ausgeglichen wird und so die Deformation entsteht. Die Gravitation g ist in den Experimenten zu vernachlässigen (wird in den nachfolgenden Berechnungen der Vollständigkeit dennoch mit einbezogen),

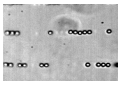


wie die Berechnung (4.7) der Bondzahl (2.140) für die verschiedenen Flüssigkeiten zeigt. Die charakteristische Länge l wurde mit der maximalen Deformationshöhe von 400 µm (siehe später) abgeschätzt.

$$\begin{aligned} Bo &= \frac{\text{Gravitationskraft}}{\text{Oberflächenkräfte}} \\ &= \frac{\rho_{\mathrm{F}} g l^2}{\gamma} \\ &= \frac{l^2}{l_{cap}^2} \\ &\Rightarrow 8 \cdot 10^{-3} < Bo < 21 \cdot 10^{-3} \end{aligned} \tag{4.7}$$

Die qualitative Erklärung kann exemplarisch an Abb. 4.6 nachvollzogen werden: In dem zugehörigen Diagramm sind die gemessenen Grauwerte aufgetragen. Im Fokuspunkt, wo der größte, akustische Druck herrscht, wird die Flüssigkeitsoberfläche am stärksten deformiert. An den Flanken der Deformation wird das Licht gebrochen und es gelangt weniger Licht zur Kamera. Wenn die Oberfläche horizontal ist, neben dem Fokuspunkt und genau in der Mitte des Fokus, wird das Licht nicht oder nur wenig gebrochen und es entsteht ein helles Bild. Die Helligkeit ist folglich proportional zum Betrag der Steigung (da das Vorzeichen der Steigung keine Rolle spielt).

Der akustische Druck kann mit obiger Formel (4.4) berechnet werden. Für die Rechnungen wird die Amplitude des akustischen Druckfeldes P_0 durch die angelegte Leistung L und die



entsprechende Fläche A abgeschätzt [EKS06]; [Shi+09a]:

$$P_0 = \sqrt{\frac{L\rho_{\mathrm{LiNbO_3}} c_{\mathrm{LiNbO_3}}}{A}} = 0.5\,\mathrm{MPa} \tag{4.8}$$

Wird nun der akustische Druck gegen den Kontrast (Verhältnis der Grauwerte von Peakmaximum und Basislinie) aufgetragen (Inset Abb. 4.9), erkennt man, dass mit größeren, akustischen Druck der Kontrast steigt. Damit kann belegt werden, weshalb sich Heptan und Methanol am besten für diese Methode eignen.

Eine quantitative, rechnerische Erklärung zu diesem Phänomen liefern zwei Publikationen von Bruno Issenmann et al. [Iss+08]; [Iss+06]. Die Autoren haben flüssig-flüssig und flüssig-Luft Grenzschichten untersucht, welche mit einem fokussierenden Transducer durch Volumenwellen angeregt wurden. Die Erklärungen wurden auf die Theorie von Langevin und dem eindimensionalen Modell des Fabry-Péro-Resonators gestützt. Sie kamen zum Schluss, dass sowohl mechanische als auch akustische Strömungseffekte gegenüber dem akustischen Druck vernachlässigbar sind. Dies stützt die obige Erklärung und Rechnungen. Die theoretische Beschreibung des Phänomens in den Veröffentlichungen wird nun auf das hier vorliegende Experiment übertragen. In den Publikationen wird die Deformation als ein stationärer Zustand beschrieben, in dem der akustische Strahlungsdruck, Gravitationskräfte (Gravitationskonstante g) und Oberflächenspannungen im Gleichgewicht sind. Die Deformationshöhe an der

Position x (mit Maximum bei $x = 0$) wird durch die akustischen Parameter (Druckamplitude $P(x)$ und Schallpfadbreite ω, genähert durch $3 \cdot \lambda = 180\,\mu\text{m}$) und die Eigenschaften der Flüssigkeit (Oberflächenspannung σ_F, Schallgeschwindigkeit c_F und Dichte ρ_F) bestimmt [Iss+06]:

$$h\left(x, \sigma_\text{F}, \rho_\text{F}, c_\text{F}, P_0, \omega\right) = \frac{P^2(x)\omega^2}{4\rho_\text{F} c_\text{F}^2} \int_0^\infty J_0(kr) \frac{e^{-\frac{k^2\omega^2}{8}}}{\rho_\text{F} g + \sigma_\text{F} k^2} k dk \tag{4.9}$$

Die Bessel-Funktion wird durch J_0 bezeichnet. Für die Druckamplitude wird ein exponentieller Abfall angenommen:

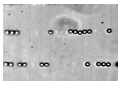
$$P(x) = P_0 e^{-\frac{x^2}{\omega^2}} \tag{4.10}$$

$$P(x = 0) = P_0 \approx 0.5\,\text{MPa} \qquad \text{wie zuvor genähert}$$

Die maximale Höhe befindet sich bei $x = 0$ und beinhaltet das erste Argument der Integralexponentialfunktion E_1:

$$h\left(x = 0, \sigma_\text{F}, \rho_\text{F}, c_\text{F}, P_0, \omega\right) = \frac{P_0\omega^2}{4\sigma_\text{F}\rho_\text{F} c_\text{F}^2} e^{\rho_\text{F} g\omega^2/8\sigma_\text{F}} E_1\left(\frac{\rho_\text{F} g\omega^2}{8\sigma_\text{F}}\right) \tag{4.11}$$

Wird nun die maximale Deformationshöhe (4.11) gegen den Kontrast der verschiedenen Flüssigkeiten aufgetragen (Abb. 4.9) erkennt man, dass der Kontrast bei größerer, maximalen Deformationshöhe stärker ausgeprägt ist. Diese Beziehung bestätigt, dass der Kontrast mit höherem Strahlungsdruck



größer ist, da damit ebenfalls die maximale Deformationshöhe zunimmt. Die oben erwähnte, einfache, phänomenologische Darstellung des Effekts spiegelt folglich die Wirklichkeit gut wider.

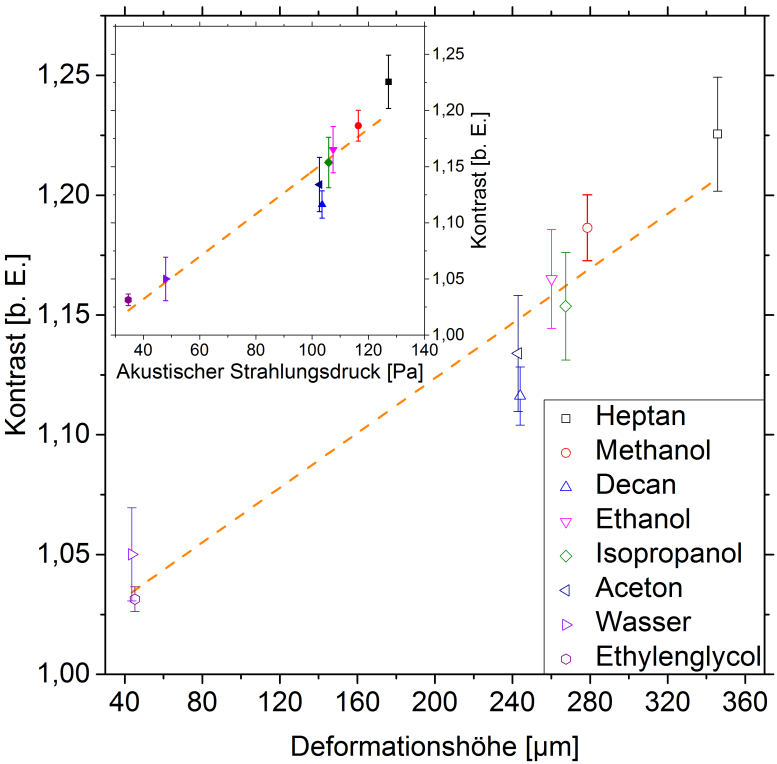
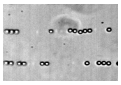


Abb. 4.9: Deformationshöhe, akustischer Strahlungsdruck und optischer Kontrast verschiedener Flüssigkeiten

Der optische Kontrast erhöht sich mit der Deformationshöhe, welche durch den steigenden akustischen Strahlungsdruck zunimmt. Dabei wurde die akustische Druckamplitude mit 0,5 MPa abgeschätzt. Die Messdaten spiegeln den Mittelwert mit Standardabweichung wider. Die orangen Linien dienen dem Leser als Orientierung. [Ram+16]

5 Lokalisierung und Formung von SSAWs

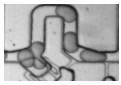
Eine angeregte Oberflächenwelle propagiert auf dem piezoelektrischen Substrat und koppelt in den PDSM Mikrokanal ein, sobald sie auf diesen trifft. Zwar kann auf verschiedene IDT Designs und Geometrien zurückgegriffen werden, dennoch ist eine räumlich beschränkte und gezielte Einkopplung der Welle schwierig. Die in diesem Kapitel präsentierte Methode löst dieses Problem und eröffnet zudem weitere Möglichkeiten, indem zwei gegenläufige SAWs zu einer stehenden, akustischen Oberflächenwelle (SSAW) überlagert werden, mit welcher sich im Mikrokanal befindende Mikropartikel manipuliert werden können. Der hier gezeigte Aufbau, bestehend aus dem typischen PDMS Mikrokanal, erweitert durch eine dünne, strukturierte PDMS Membran, ermöglicht die Lokalisierung einer Oberflächenwelle und somit die Kontrolle über den aktuierten Bereich. Speziell für SSAWs bietet dieser Aufbau weitere Vorteile, wie die Formung der SSAW an Hand der Strukturengeometrie und die Erzeugung von SSAWs mit nur einem einzelnen IDT, ermöglicht durch Reflexionen an den PDMS Strukturen. Der Aufbau ist einfach



zu handhaben und kann situationsabhängig orientiert werden, was eine Einkopplung der Welle in beliebiger Richtung und Position des Mikrokanals ermöglicht. Als konkrete Anwendung wird die Trennung von zwei Partikelpopulationen verschiedener Größen gezeigt.
Die hier vorgestellten Ergebnisse orientieren sich an der Veröffentlichung *Localization and shaping of surface acoustic waves using PDMS posts: application for particle filtering and washing* [RSF14].

5.1 Experimenteller Aufbau

Der PDMS-Mikrokanal (mit einer Höhe von 50 µm) wird wie in Kapitel 3.2 hergestellt und auf die strukturierte PDMS-Folie gebondet, vgl. Abb. 3.3 in Abschnitt 3.2.4. Das PDMS-Konstrukt wird auf den $LiNbO_3$-Chip gelegt, auf welchem die beiden gegenüberliegenden IDTs (100 µm Wellenlänge, 20 Fingerpaare und 1 cm Apertur) bedampft wurden (siehe Kapitel 3.1). Wie in Abschnitt 3.2.5 erläutert, wurden auf das Substrat mit Photolack kleine Abstandshalter (sog. Pads) fabriziert. Das PDMS Konstrukt tritt nur am PDMS Post mit dem Substrat in Kontakt. Die auf der Substratoberfläche propagierende SAW wird nicht vom PDMS gedämpft, da sie unter dem PDMS läuft. Sie koppelt nur an der gewünschten Stelle, dem PDMS Post, in den Kanal ein (vgl. schematische Skizze des Aufbaus 3.3 in Abschnitt 3.2.4). Mit Hilfe einer selbstgebauten Vorrichtung wird von oben ein leich-



ter Druck auf den PDMS-Kanal ausgeübt, um einen guten Kontakt zwischen Substrat und PDMS-Post zu gewährleisten. Ein Mikroskopbild des so entstandenen Versuchsaufbaus ist in Abb. 5.1 zu sehen. Eine beliebige Orientierung des Kanals bezüglich der IDTs ist durch diesen Aufbau möglich und die SAW kann unter einem beliebigen Winkel auf den Post treffen. Dies ermöglicht SSAWs (und propagierende SAWs eines einzelnen IDTs) nicht nur parallel zu den Kanalwänden, sondern in jedem Winkel, auch senkrecht zur Flussrichtung im Kanal. Falls ein Austausch oder Neupositionierung des PDMS-Konstrukts nötig ist, kann dieses abgenommen werden, der Chip mit Wasser und Isopropanol gereinigt (und mit Stickstoff trocken geblasen) werden und ein neues Experiment aufgebaut werden. Das Substrat mit dem IDT wird nicht verbraucht und kann mehrfach verwendet werden.
Zur Visualisierung der SSAW im Mikrokanal werden Latex Kügelchen (der Firma *Polysciences Inc.*) verwendet. Diese werden in deionisiertem Wasser (*MilliPore* 18,2MΩcm) gegeben, welches zur Dichteanpassung *OptiPrep* (von *Sigma Aldrich*) enthält. Um elektrostatische Anziehungskräfte zu unterdrücken, welche zu einer Verklumpung der Kügelchen führen würde, wird 1mg BSA (bovine serum albumin, von *Serva Electrophoresis GmbH*) je Milliliter dazugegeben. Der Aufbau wird auf dem Mikroskop montiert (*Axiovert 200M* von *Carl Zeiss*) und mit einer Hochgeschwindigkeitskamera (*Fastcam 1024PCI* der Firma *Photron*) beobachtet. Jeder IDT wird an einem Frequenzgenerator angeschlossen (*SML-01*, *SMB100A* oder *SMP02* von *Rhode & Schwarz*). Die beiden

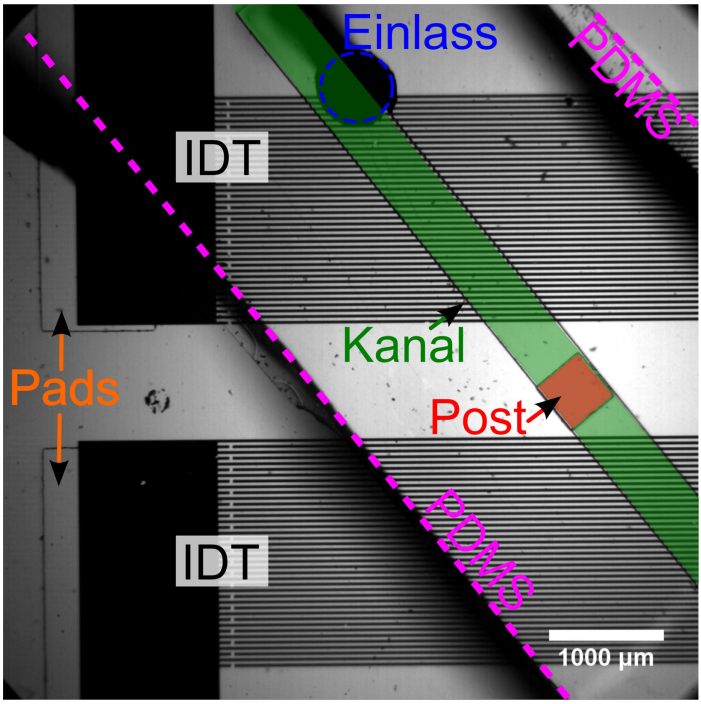
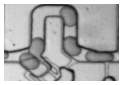


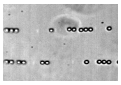
Abb. 5.1: Mikroskopbild des experimentellen Aufbaus von Mikrokanal mit Post, IDTs und Pads
Das PDMS Bauteil (gestrichelte rosa Linien), bestehend aus Mikrokanal (grün) und der darunterliegenden, gebondeten PDMS-Folie mit Post (rotes Quadrat) wird auf das piezoelektrische Substrat gelegt. Auf dem Substrat sind die beiden IDTs und die zusätzlichen Pads (orange Pfeile), welche als Abstandhalter dienen, aufgebracht. Auf diese Weise wird gewährleistet, dass nur der Post Kontakt zur Substratoberfläche hat. Nur an eben dieser Stelle können die SAWs in den Mikrokanal einkoppeln. [RSF14]



Frequenzgeneratoren müssen gekoppelt werden, um das Referenzsignal miteinander abzugleichen. Andernfalls würde eine exakt gleiche Frequenz bzw. ein Frequenzunterschied von weniger als ein Hz nicht einstellbar sein. Da die Frequenzgeneratoren nicht die benötigten Leistungen von 23 bis 26,5 dBm liefern können, wird das Signal jeweils mit einem Verstärker (*ZHL-1-2W* der Firma *Minicircuits*) verstärkt. Im Falle des einzelnen TIDTs wird nur ein Frequenzgenerator benötigt und eine Leistung von 32 dBm eingestellt. Zur Auswertung und Nachverfolgung der Partikelpositionen wird das Plugin *MTrackJ* der Software *ImageJ* [MDS12] verwendet.

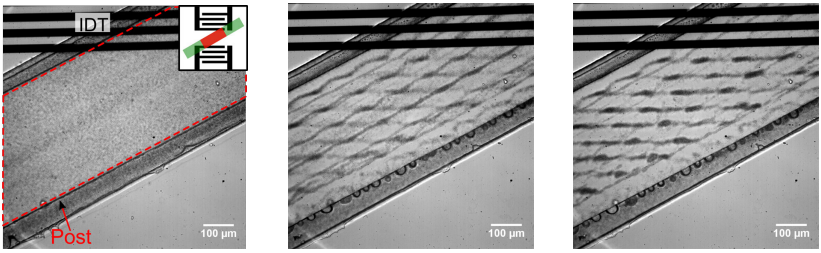
5.2 Entstehung und Lokalisierung der SAW auf dem Post

Um die Funktionsweise zu verstehen, werden in einem Experiment mit den beiden gegenüberliegenden IDTs (100 µm Wellenlänge) SSAWs generiert, vgl. Abschnitt 2.1.4. Der Kanal mit einem rechteckigen Post ist diagonal zu den IDTs ausgerichtet. Zur Sichtbarmachung werden kleine Partikel (mit einem Durchmesser von 1 µm) verwendet, welche sich in den Druckknoten der SSAWs sammeln [Din+12]; [NLS12]; [Shi+09b]; [Shi+08a], vgl. Abschnitt 2.3.2. Es ist zu beobachten, dass zwei verschiedene Muster entstehen (siehe Abb. 5.2). Ein Muster wird durch die direkte Überlagerung der beiden einlaufenden Wellen verursacht und die Druckknoten dieser SSAW sind parallel zu den IDT Elektroden. Das zwei-



te Muster wird durch die Interferenzen der Reflexionen an den Kanten des Posts hervorgerufen und die Druckknoten spiegeln die Geometrie des Posts wider. Weiterhin lässt sich feststellen, dass beide Muster auf die Region des Posts beschränkt sind. Diese Effekte sind in den Abb. 5.4 und Abb. 5.5 deutlich zu erkennen. Die Knotenabstände beider Muster sind $d_1 = 50{,}5 \pm 4\,\mu\text{m}$ (parallel zu den IDT Fingern) bzw. $d_2 = 52{,}2 \pm 4\,\mu\text{m}$ (parallel zu den Kanten des Posts) und belegen, dass sie durch die erzeugten SAWs, mit Wellenlängen von 100 µm, erzeugt werden.

Die beiden generierten Muster können mit einem zylindrischen Post noch deutlicher gezeigt werden. In Abb. 5.3 werden analog zum obigen Aufbau zwei SAWs mit zwei gegenüberliegenden IDTs (100 µm Wellenlänge) erzeugt. Die direkte Überlagerung der beiden SAWs (horizontal im Bild und parallel zu den IDT Fingern) ist durch die Partikel (1 µm Durchmesser) klar zu erkennen. Das zweite Muster, hier konzentrische Kreise, wird durch die kreisförmige Geometrie des Posts hervorgerufen. Es treten noch weitere Muster durch Interferenzen (eventuell von Mehrfachreflexionen und einlaufenden Wellen oder Reflexionen) auf, welche die verschiedenen Knotenabstände ($d_1 = 51 \pm 6\,\mu\text{m}$ und $d_2 = 34 \pm 6\,\mu\text{m}$) aufweisen. Die Experimente zeigen, dass die Muster in jedem Fall nicht allein durch die Wellenlängen der einlaufenden SAWs, sondern auch durch die Geometrie des Posts bestimmt werden (vgl. Abb. 5.2 und Abb. 5.3). Darüber hinaus ist deutlich, dass die akustische Kraft auf die Region des Posts beschränkt ist, da alle Partikel außerhalb dieser Region

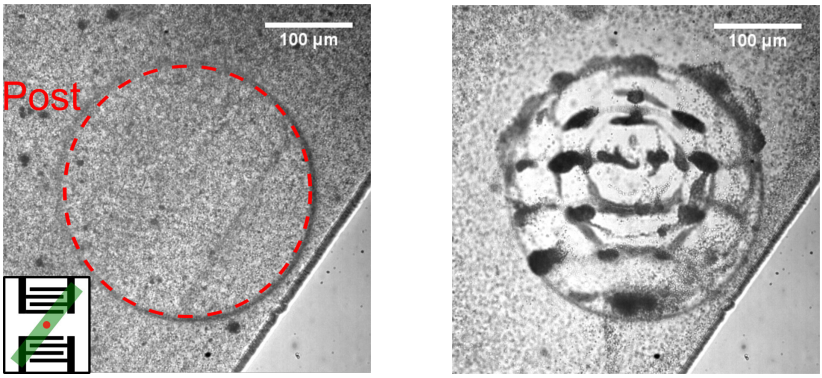


(a) t=0s **(b)** t=20s **(c)** t=40s

Abb. 5.2: Zeitlicher Verlauf der Entstehung einer SSAW auf einem rechteckigen Post

Der Kanal liegt diagonal bezüglich der beiden IDTs (vgl. schematisches Inset in **a**). Die Muster der beiden SSAWs auf dem Post (400 x 5000 µm; rot gestrichelter Bereich in **a**), repräsentiert durch die in den Druckknoten lokalisierten Partikel (1 µm Durchmesser), entstehen einerseits durch die direkte Überlagerung der beiden einlaufenden Wellen und andererseits durch die Interferenzen mit den Reflexionen an den Kanten des Posts. Das Ergebnis ist eine Superposition beider SSAWs. Die Entstehung ist in diesem Experiment sehr langsam, da die akustische Kraft und die Reibungskräfte sich in der gleichen Größenordnung befinden und somit die Partikel nur langsam in die Druckknoten laufen. [RSF14]

weder (durch acoustic streaming) strömen, noch stark abgelenkt bzw. entlang der Druckknoten einer SSAW angeordnet werden (durch die acoustic radiation force, vgl. Abschnitt 2.3.2). Diese Lokalisierung der akustischen Kraft kann für weitere Anwendung, wie die Sortierung (Abschnitt 5.3.2), den Transport und die Ablenkung von Partikeln (Abschnitt 5.3 und Kapitel 5.4), ausgenutzt werden.

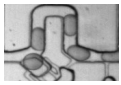


(a) Vor dem Anschalten **(b)** Nach dem Anschalten

Abb. 5.3: Lokalisierung auf einem zylindrischen Post Mikroskopbild eines Mikrokanals mit zylindrischen Post (150 µm Radius) vor **(a)** und nach dem Anlegen **(b)** einer Hochfrequenzspannung an die beiden IDTs (Positionierung vgl. schematisches Inset in **a**). Sowohl die Überlagerung der beiden, einlaufenden SAWs, als auch die Interferenzen mit den Reflexionen an den Kanten des Posts, sind sichtbar. Durch die Reflexionen entsteht die kreisförmige SSAW, welche die Geometrie des Posts widerspiegelt. Durch die direkte Überlagerung der beiden einlaufenden Wellen wird die horizontale SSAW generiert. [RSF14]

5.3 Manipulation von Partikeln

Um einige Anwendungsbeispiele der hier präsentierten Methode zu demonstrieren, werden in den folgenden Abschnitten Mikropartikel mit Hilfe von SSAWs beeinflusst. Das Ablenken der Partikel wird durch eine statische SSAW erreicht, wohingegen der Transport von Partikeln durch eine beweg-



te, stehende, akustische Oberflächenwelle realisiert wird (vgl. Abschnitte 2.1.4 und 2.3.2). Durch die größenabhängige acoustic radiation force (vgl. (2.134) in Abschnitt 2.3.2) können zwei Partikelpopulationen mit verschiedenen Partikeldurchmessern voneinander getrennt werden.

5.3.1 Transport und Ablenkung

Die SSAW auf einem Post kann benutzt werden, um Partikel in den Druckknoten zu sammeln und zu transportieren. Ein kleiner Frequenzunterschied der beiden SAWs (äquivalent zu einer zeitlich konstanten Phasenänderung der beiden SAWs) führt zu einer „bewegten, stehenden“, akustischen Oberflächenwelle, vgl. Abb. 5.4 und Abschnitt 2.1.4. Das „analoge Video“ (Daumenkino) in der linken oberen Ecke jeder Seite ab Kapitel 2 gibt ebenfalls das Experiment wieder. Die Filmgeschwindigkeit und der Bildausschnitt werden im Anhang 7 erläutert. Der Frequenzunterschied (hier $\Delta f = 0{,}15\,\mathrm{Hz}$) ist deutlich geringer, als die Resonanzfrequenz (2.39) der IDTs ($f_0 = c_S/\lambda \approx 39{,}8\,\mathrm{MHz}$). Die Geschwindigkeit der propagierenden, stehenden Wellen, mit der die Partikel transportiert werden, kann leicht aus der Superposition zweier gegenläufigen Wellen gleicher Amplitude und mit dem Frequenzunterschied Δf errechnet werden (mit den Parametern: Amplitude A, Frequenz f, Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$, Wellenzahl k und

Zeit t):

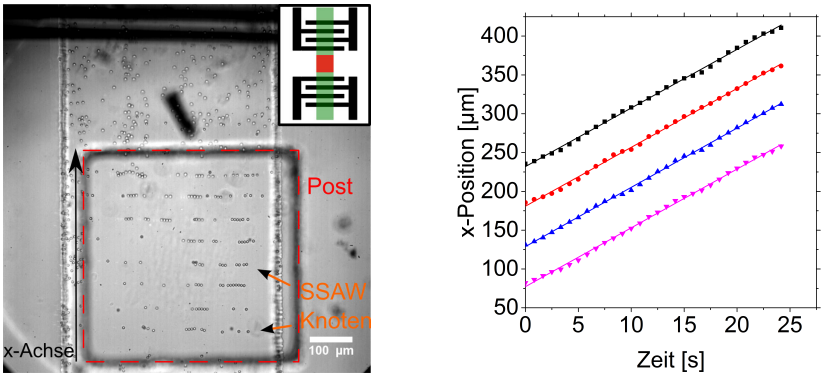
$$\begin{aligned} y(x) &= Ae^{i(\omega t - kx)} + Ae^{i((\omega+\Delta\omega)t+kx)} && (5.1)\\ &= Ae^{i\omega t}\left(e^{-ikx} + e^{i(\Delta\omega t+kx)}\right) \\ &= Ae^{i(\omega+\Delta\omega/2)t}\left(e^{-i(\Delta\omega t/2+kx)} + e^{i(\Delta\omega t/2+kx)}\right) \\ &= 2Ae^{i(\omega+\Delta\omega/2)t}\cos\left(\Delta\omega t/2 + kx\right) && (5.2) \end{aligned}$$

Die resultierende Geschwindigkeit v_{SSAW} der laufenden SSAW ist:

$$v_{\mathrm{SSAW}} = \frac{\Delta f \cdot \lambda}{2} \tag{5.3}$$

Die experimentell bestimmte Geschwindigkeit von $v_{\mathrm{SSAW}} = 7{,}59 \pm 0{,}03\,\mu\mathrm{m/s}$ liegt in guter Übereinstimmung mit der berechneten Geschwindigkeit von $v_{\mathrm{SSAW}} = 7{,}5\,\mu\mathrm{m/s}$. Sobald die transportierten Partikel den Bereich des Posts verlassen, wirkt keine akustische Kraft mehr auf sie und die Partikel folgen, falls vorhanden, dem Fluss der Strömung. Die Transportgeschwindigkeit der Partikel kann bis zu einem maximalen Wert (siehe weiter unten) beliebig durch den Frequenzunterschied der beiden IDTs eingestellt werden.

Die Lokalisierung kann demnach zur Ablenkung von Partikeln genutzt werden. Es wird eine geringe Strömung angelegt ($\approx 5\,\mu\mathrm{l/h}$) und der Kanal diagonal zu den IDTs (100 µm Wellenlänge und identische Frequenz) ausgerichtet (siehe Abb. 5.5). Sobald die Partikel durch die Strömung auf den Post bewegt werden, werden sie durch die akustische Kraft in die



(a) Mikroskopbild **(b)** Positionen der Knoten

Abb. 5.4: Transport von Partikeln mit einer SSAW
(a) Das Inset zeigt schematisch die Ausrichtung der beiden IDTs zum Mikrokanal. Im Mikroskopbild sind die stehenden Wellen in der Region des quadratischen Posts (500 x 500 µm) gut zu erkennen. Neben dem Post wirkt keine akustische Kraft und die Partikel sind nicht lokalisiert. Auf dem Post werden die Partikel (6 µm Durchmesser) in die Druckknoten der stehenden Welle gezwungen. Bei einem geringen Frequenzunterschied (0,15 Hz) der beiden IDTs propagiert die SSAW und transportiert auf diese Weise die Partikel auf dem Post.
(b) Die Trajektorien von vier Knoten werden anhand der Partikel aufgezeichnet und die Transportgeschwindigkeit ermittelt. Die aus den Fitgeraden ermittelten Geschwindigkeiten ($v_{\mathrm{SSAW}} = 7{,}59 \pm 0{,}03\,\mu\mathrm{m/s}$) stimmen sehr gut mit dem theoretisch berechneten Wert ($v_{\mathrm{SSAW}} = 7{,}5\,\mu\mathrm{m/s}$) überein. [RSF14]

Druckknoten der SSAW gezwungen (vgl. Abschnitt 2.3.2). Die Partikel können so entlang der Druckknoten geführt werden, da die senkrechte Komponente der Strömung durch die akustische Kraft unterdrückt wird. Dieser Aufbau kann zum Filter oder Waschen von Partikeln verwendet werden (siehe Kapitel 5.3.2)

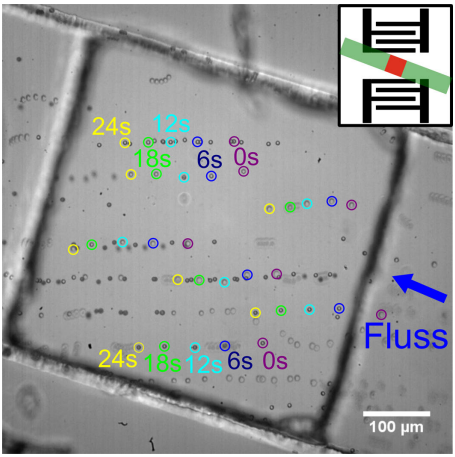
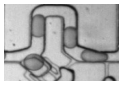


Abb. 5.5: Ablenkung von Partikeln mit einer SSAW
Gezeigt ist eine Überlagerung von fünf mikroskopischen Aufnahmen eines Mikrokanals mit einem quadratischen Post (500 x 500 µm). Die Positionen der einzelnen Partikel sind zu verschiedenen Zeiten markiert. Der Kanal ist diagonal zu den beiden IDTs ausgerichtet (vgl. schematisches Inset). Beim Anlegen eines Flusses (5 µl/h; blauer Pfeil) werden Partikel (6 µm Durchmesser), welche den Post erreichen, in die Knoten der SSAW gelenkt. Da die akustische Kraft auf dem Post dominiert, fließen die Partikel den Druckknoten entlang, bis sie den Bereich des Posts verlassen. Dort folgen sie den Flusslinien der Strömung. [RSF14]

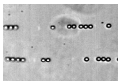


Wie in den obigen Beispielen beschrieben, kann ein Post und eine SSAW genutzt werden, um Partikel abzulenken oder zu transportieren. Die Transportgeschwindigkeit ist allerdings durch die Reibungskraft (siehe Abschnitt 2.2.6) limitiert. Falls die Reibungskraft (senkrecht zu den Knoten der SSAW) überwiegt, werden die Partikel von der Strömung mitgerissen, bzw. können den bewegten Knoten nicht mehr folgen. Es ergibt sich eine einfache Relation zwischen akustischer Kraft $F_{\text{Akustisch}}$ und Reibungskraft F_{Reibung} (vgl. (2.134) bzw. (2.108) in den Abschnitten 2.3.2 bzw. 2.2.6) [Bru12b]; [SB12]; [WH06]:

$$F_{\text{Akustisch}}(x) \geq F_{\text{Reibung}} \tag{5.4}$$

$$\frac{\pi}{2\rho_F c_F^3}\left(f_1 + \frac{3}{2}f_2\right) r^3 P_0^2 f_0 \sin\left(4\pi\frac{x}{\lambda}\right) \geq 6\pi\eta r v \tag{5.5}$$

Die Parameter ρ_F bzw. ρ und c_F bzw. c geben die Dichte und die Schallgeschwindigkeit der Flüssigkeit bzw. des Partikels an. x, v und r sind die Position, die Geschwindigkeit und der Radius eines Partikels. Die Frequenz f_0 bzw. Wellenlänge λ sind durch die SAW gegeben. Weitere Parameter sind die Viskosität der Flüssigkeit η und der Druckamplitude P_0. Die Intensität der Welle kann mit $I = P_0^2/2\rho_F c_F$ berechnet werden (2.134). Die beiden dimensionslosen Größen f_1 und

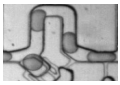


f_2 sind (vgl. (2.131) in Abschnitt 2.3.2):

$$f_1 = 1 - \frac{\rho_F c_F^2}{\rho c^2} \tag{5.6}$$

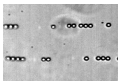
$$f_2 = \frac{2\,(\rho - \rho_F)}{2\rho + \rho_F} \tag{5.7}$$

Das Gleichgewicht ist demnach nicht nur von der Viskosität und der Geschwindigkeit abhängig, sondern die beiden Parameter f_1 und f_2, gegeben durch die Dichten und den Schallgeschwindigkeiten der Partikeln und der Flüssigkeit, sind entscheidende Faktoren. Mit größeren Partikelradius nimmt die akustische Kraft stärker zu, als die Reibungskraft. Dies kann zur Trennung von verschiedenen Partikelgrößen genutzt werden und wird im nächsten Kapitel 5.3.2 beschrieben.



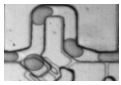
5.3.2 Trennung von Partikeln

Wie bereits erwähnt, spüren Partikel verschiedener Radien, bei ansonsten gleichen Bedingungen, verschieden große Reibungskräfte (vgl. Abschnitt 2.2.6) und akustische Kräfte (vgl. Abschnitt 2.3.2). Da die Reibungskräfte proportional zum Partikelradius r sind (vgl. Gleichung (2.108)), die akustische Kraft im Gegensatz dazu proportional zu r^3 ist (vgl. Gleichung (2.134)), überwiegen bei größeren Radien die akustischen Kräfte, bei kleineren Radien die Reibungskräfte. Diese Abhängigkeiten können für eine Trennung von Partikeln verwendet werden. Das Prinzip kann in einem Aufbau mit einem rechteckigen Post, welcher nicht die gesamte Breite des Mikrokanals abdeckt, und einer SSAW, schräg zur Flussrichtung, ausgenutzt werden. Bei einer Mischung von zwei Partikelpopulationen verschiedener Partikelradien, werden lediglich die größeren Partikel abgelenkt und so in den Seitenbereich des Kanals konzentriert (siehe Abb. 5.6). Für das hier gezeigte Experiment, mit einem 500 µm breiten Mikrokanal, einem 375 µm breiten Post, einer Strömung von ≈1 ml/h und einer diagonal (im Winkel von 19,5°) zum Mikrokanal orientierten SSAW, geniert durch zwei gegenüberliegende IDTs (mit 100 µm Wellenlänge), überwiegt für die 15 µm Partikel die akustische Kraft auf dem Post (Bereich 1) und sie werden entlang der Druckknoten abgelenkt. Aufgrund der kleineren akustischen Kräfte erfahren die kleineren 10 µm Partikel keine Ablenkung. Die 15 µm Partikel folgen den Druckknoten bis zur Kante des Posts, dort folgen sie der Strömung, da



abseits des Posts (Bereich 2) keine akustischen Kräfte wirken. Insgesamt resultiert daraus eine Anhäufung der 15 µm Partikel an der Kante des Posts und im Bereich 2. Das Histogramm in Abb. 5.7 verdeutlicht dieses Ergebnis. Durch den beschränkten Sichtbereich, limitiert durch Objektiv und Mikroskop, befinden sich die 15 µm Partikel beim Auslass teilweise noch im Bereich 1. Wird der Auslass mit einer Breite von 185 µm definiert (etwas größer als Bereich 2 mit 125 µm), ergeben sich die Reinheiten von $55 \pm 4\,\%$ für den Einlass und $72 \pm 4\,\%$ für den Auslass. Es liegt eine Sortiereffizienz von $88 \pm 4\,\%$ vor. Da das Experiment nur als Demonstration dienen soll und jegliche zusätzliche Komplexität vermieden wurde, wurde auf eine Vorfokussierung der Partikel in den Bereich 1 verzichtet. Dies würde die Reinheit und Sortiereffizienz drastisch erhöhen. Der Partikeldurchsatz bzw. die Sortierrate kann durch die Flussgeschwindigkeit geregelt werden. Eine erhöhte Flussgeschwindigkeit hat größere Reibungskräfte zur Folge und somit muss die Leistung der akustischen Kraft angepasst werden.

Dieses Verfahren kann somit einerseits zum Trennung verschiedener Partikelgrößen, als auch zum Waschen von Partikeln genutzt werden, indem diese von einem Medium (Bereich 1) in ein anderes Medium (Bereich 2) überführt werden. Die Partikel können unabhängig von der Wellenlänge der SSAW über größere Distanzen transferiert werden, was einen entscheiden Vorteil gegenüber üblichen Methoden mit SSAWs parallel zur Flussrichtung darstellt (Ablenklänge kann dort i.A. nicht größer als Viertel der Wellenlänge sein; vgl.



[Jak+14]; [NLS11]; [Shi+09b]).

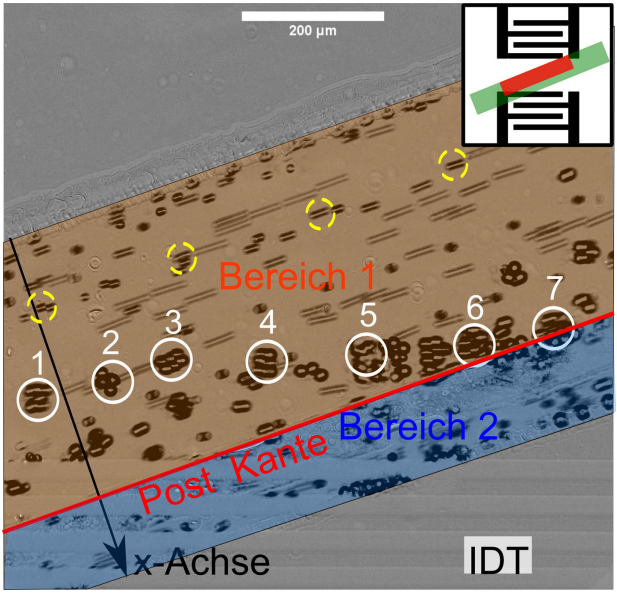


Abb. 5.6: Partikelsortierung mit einem Post und einer SSAW

Überlagerung acht aufeinander folgender Mikroskopbilder (Zeitintervall 0,13 s; Hintergrund abgezogen).

Die 15 µm Partikel (zu verschieden Zeiten weiß markiert) im Mikrokanal (500 µm Breite) folgen vor dem Anschalten (Positionen 1-3) der IDTs der Strömung (≈1 ml/h) und werden beim Anschalten (Positionen 3) durch die akustische Kraft in die Druckknoten auf dem rechteckigen Post (375 µm breit) der SSAW gezwungen (Bereich 1). Dann folgen sie den horizontalen Druckknoten (Positionen 3-6), bis sie den Bereich des Posts verlassen (Position 7). Dort wirkt keine akustische Kraft und sie folgen der Strömung (Bereich 2). Aufgrund des kleineren Durchmessers der (gelb gestrichelt markierten) 10 µm Partikel dominiert für diese die Reibungskraft und sie folgen im ganzen Kanal der Strömung. Das Inset gibt schematisch die Orientierung des Kanals, Posts und der IDTs wieder. Eine qualitative Auswertung befindet sich in Abb. 5.7. [RSF14]

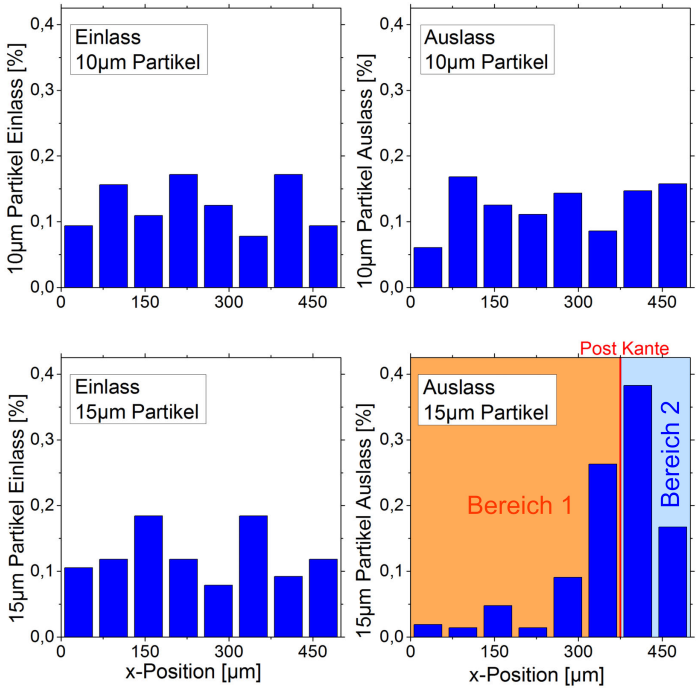
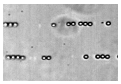


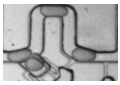
Abb. 5.7: Histogramm zur Partikelsortierung
Es sind die Wahrscheinlichkeiten der beiden Partikelgrößen bei Ein- und Auslass über die Breite des Kanals aufgetragen. Die 15 µm Partikel werden merklich durch die SSAW in den Bereich 2 bzw. bis zur Kante des Posts hin abgelenkt (untere Diagramme). Im Gegensatz dazu werden die 10 µm kaum von der SSAW beeinflusst und die beiden Verteilungen für Ein- und Auslass sind sehr ähnlich (obere Diagramme). Es wurden 60 bis 80 bzw. 200 bis 290 Partikel bei Ein- bzw. Auslass ausgewertet. [RSF14]



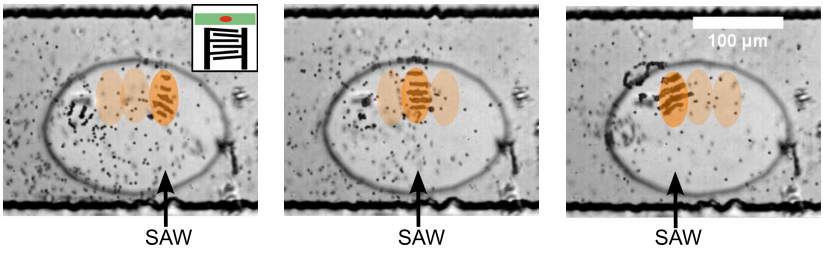
5.4 SSAW mit einem einzelnen IDT

Mit einem Post ist es möglich eine SSAW mit nur einem einzelnen IDT zu erzeugen. In der obigen Beschreibung (siehe Kapitel 5.2) wurden bereits ausführlich die verschiedenen Muster, erzeugt durch die SAWs, geschildert. Da eine SSAW auch durch die Interferenzen der Reflexionen am Rand des Posts und einer einlaufenden Welle erzeugt werden kann, ist hierfür lediglich ein IDT notwendig. Das Muster, welches durch die direkte Überlagerung zweier einlaufenden Wellen entsteht, kann demnach nicht beobachtet werden. Die Abbildungen 5.8 und 5.9 zeigen solche Aufbauten. Ein einzelner TIDT wird zur Generierung einer SSAW auf einem elliptischen Post verwendet. Durch eine Frequenzänderung des einzelnen TIDTs kann die Position der einlaufenden Welle verschoben werden, und damit auch die Position der Knoten der SSAW auf dem Post (vgl. Abb. 5.8 und Abschnitt 2.1.5). Die sich in den Druckknoten befindenden Partikel folgen den Druckknoten, da sie durch die akustische Kraft an anderen Orten zurück in die Knoten gezwungen werden. Die Partikel können mit dieser Methode über den Post, parallel zu den IDT Elektroden, transportiert werden; realisiert mit nur einem einzelnen TIDT.

Die Frequenzänderung führt nicht nur zu einer Positionsverschiebung, sondern auch zu einer Änderung der Wellenlänge der einlaufenden SAW. Deshalb ändert sich die Wellenlänge der SSAW auf dem Post und somit die Knotenabstände (vgl. Abschnitt 2.1.4). In Abb. 5.9 wird die Frequenz von 154 MHz



auf 76 MHz halbiert (realisiert mit zwei verschiedene TIDTs), und damit verdoppeln sich Knotenabstände von 9 ± 3 µm auf 16 ± 3 µm. In Abb. 5.8 ist die Frequenzänderung nur sehr klein, weshalb eine Änderung der Knotenabstände nur schwer zu beobachten ist.



(a) 138MHz **(b)** 139MHz **(c)** 140MHz

Abb. 5.8: Transport von Partikeln auf einem Post mit einem einzelnen TIDT

Wie in Abb. 5.9 wird die SSAW durch die Interferenz der einlaufenden Welle und deren Reflexion an den Kanten des elliptischen Posts (150 x 200 µm) generiert. Durch eine Frequenzänderung wird die Position des Schallpfades (markiert durch die Pfeile), angeregt durch den einzelnen TIDT, verschoben. Sowohl einlaufende als auch reflektierte Welle ändern ihre Lagen und eben so die dadurch angeregte SSAW. Mit steigender Frequenz werden die in den Knoten der SSAW lokalisierten Partikel auf dem Post von rechts nach links transportiert. Durch den nur sehr geringen Frequenzunterschied ändern sich die Abstände der Knoten kaum. Der TIDT kann bei den Frequenzen 136 bis 165 MHz betrieben werden, besitzt 65 Fingerpaare und eine Apertur von 1200 µm. [RSF14]

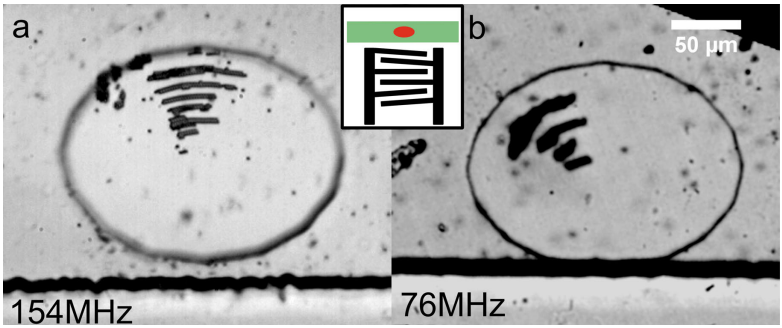
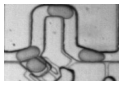


Abb. 5.9: Änderung der Knotenabstände einer SSAW auf einem Post realisiert mit einem einzelnen TIDT
Durch die Überlagerung der Reflexionen an den Kanten des Posts und der einlaufenden Welle, entsteht eine SSAW auf dem elliptischen Post (150 x 200 µm). Die Geometrie der SSAW spiegelt die Geometrie des Posts wider. Bei einer höheren, angelegten Frequenz von 154 MHz **(a)** sind mehr Knoten auf dem Post realisierbar, als mit einer niedrigeren Frequenz von 76 MHz **(b)**. Entsprechend variieren die Knotenabstände (9 ± 4 µm bei 154 MHz und 16 ± 3 µm bei 76 MHz). Durch die Frequenzänderung ändert sich die Position des Schallpfades des TIDT, was zu einer Translation der SSAW und deren Knoten führt (vgl. 5.8). Das Inset gibt schematisch die Anordnung von Kanal, Post und TIDT wieder. Die beiden verschiedenen Frequenzen werden mit zwei TIDTs realisiert: TIDT1 (60 bis 90 MHz, 12 Fingerpaare, 800 µm Apertur) und TIDT2 (136 bis 165 MHz, 65 Fingerpaare, 1200 µm Apertur). [RSF14]

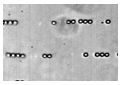


5.5 Physikalischer Hintergrund

Im Abschnitt 5.2 wurden bereits die verschiedenen Muster von stehenden, akustischen Oberflächenwellen auf dem Post, induziert durch eine oder zwei SAWs, erläutert. Dabei wurde auf die Reflexionen an den Rändern des Posts hingewiesen. Die erzeugte SAW propagiert auf dem piezoelektrischen Substrat, bis sie auf den Post trifft und in das PDMS einkoppelt. Das Auftreten der Reflexionen an den Rändern des Posts kann durch den großen akustischen Impedanzunterschied ($Z = \rho \cdot c$) zwischen PDMS ($Z_{\mathrm{PDMS}} = 1{,}048 \cdot 10^6\,\mathrm{Ns/m^3}$ [LSD14]) und Luft ($Z_{\mathrm{Luft}} = 444\,\mathrm{Ns/m^3}$ [WAB88]) erklärt werden. Der Reflexionskoeffizient $R_{\mathrm{Reflexion}}$ ist gegeben durch [LL80a]:

$$R_{\mathrm{Reflexion}} = \left(\frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}\right)^2 \tag{5.8}$$

Die Reflexionen und die einlaufenden SAWs interferieren miteinander und bilden die verschiedenen beobachteten Muster. An der Grenzschicht zwischen Wasser und PDMS treten aufgrund des geringen Impedanzunterschieds kaum Reflexionen auf [LSD14]. Nicht in allen Experimenten sind alle Muster zu beobachten, da die Muster verschieden stark ausgeprägt sind und die Partikel zur Visualisierung stets in die Regionen mit dem niedrigsten Druck laufen. In Abb. 5.3 sind verschiedene Muster beobachtbar, da teilweise die gemessenen Knotenabstände ($d_2 = 34 \pm 6\,\mu\mathrm{m}$) nicht der Hälfte der Wellenlänge der einlaufenden SAWs ($\lambda/2 = 50\,\mu\mathrm{m}$) entsprechen. Die SSAW

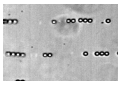


mit Knotenabständen von $d_1 = 51 \pm 6\,\mu m$ wird durch die direkte Überlagerung der beiden einlaufenden SAWs erzeugt, wohingegen das zweite Muster mit den kleineren Abständen durch die Superposition zweier Reflexionen entsteht. Kleinere Abstände könnten auch durch das Zusammenspiel von einlaufenden Wellen und Reflexionen oder mehreren Reflexionen erzeugt werden. In den Experimenten mit nur einem TIDT (Abb. 5.8 und Abb. 5.9) sind aufgrund des Aufbaus SSAWs erzeugt durch zwei einlaufenden Wellen auszuschließen. Alle Muster scheinen direkt mit der Wellenlänge der IDTs zu skalieren.

Der Ausdruck für die akustische Kraft in einer SSAW wurde bereits im Abschnitt 5.3 angegeben, eine ausführlichere Betrachtung kann in Kapitel 2.3.2 nachgelesen werden. Die akustische Kraft kann nicht nur bei SSAWs, sondern auch bei propagierenden SAWs genutzt werden. Experimentelle Realisierung finden sich in den Publikationen von Viktor Skowronek, Richard Rambach et al. [SRF15]; [Sko+13]. Besonders interessant ist der Aufbau in [Sko+13], da hier in dem Mikrokanal ebenfalls ein Post zur Lokalisierung der SAW zum Einsatz kommt.

6 Mikrofluidische Tropfenfallen

In Kap. 1 wurde bereits auf die enorme Bedeutung von Tropfen in der Mikrofluidik eingegangen. Es gibt bereits einige robuste Techniken zur Handhabung von Tropfen in Mikrokanälen [Kor+13]. Um einzelne Tropfen zu mischen, den Inhalt zu verdünnen, dynamische Prozess im Tropfen über lange Zeiten zu analysieren [Hue+09]; [Shi+08b]; [Shi+07] oder kontrollierte Einkapselung [He+05] und Zellanalyse [DAL06]; [Kim+12]; [Whe+03]; [YLY02] zu betreiben, sind sog. Tropfenfallen von besonderen Interesse. Es wurden bereits einige Funktionsweisen von Tropfenfallen demonstriert [Ahn+11]; [BV10]; [Bou+09]; [DK14]; [Hue+09]; [Jeo+16]; [Kor+13]; [Nus+12]; [Sch+09]; [Shi+08b]; [SBV11]; [WYL09], welche allerdings oftmals einen sehr komplexen Aufbau mit zahlreichen Ventilen zur Fluss- und Drucksteuerung des Systems erfordern. Speziell das gezielte Auslesen einzelner Tropfen in einem System mit konstantem Fluss war bis heute nicht möglich. Nur durch Umkehrung des Flusses konnten Tropfen oder andere Objekte in den bisherigen Designs aus den Fallen ausgelesen werden [Bou+09]; [Che+13]; [DK14]; [Hue+09];



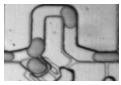
[Jeo+16]; [Kor+13]; [Nus+12]; [Pom+11]. In einem System war es möglich Partikel und Zellen sowohl Ein-, als auch Auszulesen, doch es war eine extrem hohe Partikel-, bzw. Zelldichte für den Betrieb nötig, pro Falle war ein einzelner Kontrollfluss inkl. Ventil notwendig und das Einlesen aller Fallen benötigte mehrere Sekunden [Yeo+16]. Das hier vorgestellte System ermöglicht die Entnahme von Stichproben einzelner Tropfen, ohne Einfluss auf den Fluss des laufenden Systems zu nehmen und das innerhalb weniger Millisekunden. Dies wird durch einen mehrschichtigen Mikrokanalaufbau ermöglicht. Die Druckverhältnisse im System können durch eine SAW gezielt gesteuert werden und einzelne, gefangene Tropfen so aus den Tropfenfallen wieder in den konstanten Fluss zugegeben werden.

Die in diesem Kapitel beschriebenen Experimente und Resultate orientieren sich an den beiden Publikationen welche im Rahmen dieser Arbeit (in Zusammenarbeit mit Kevin Linder bzw. Preetika Biswas und Ashutosh Yadav) entstanden sind [Ram+17a]; [Ram+17b].

6.1 Experimenteller Aufbau

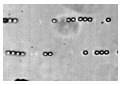
In diesem Kapitel werden zwei ähnliche Systeme gezeigt. Das erste System hat lediglich eine Tropfenfalle, das zweite System fünf. Der Aufbau beider Systeme ist weitestgehend identisch.

Die PDMS-Mikrokanäle mit variabler Kanalhöhe werden, wie



in Kapitel 3.2 geschildert, hergestellt und auf die dünne, ausgeschnittene PDMS-Folie gebondet, vgl. Abb. 3.3 in Abschnitt 3.2.4. Das PDMS-Bauteil wird auf einen $LiNbO_3$-Chip gelegt und ausgerichtet, sodass die angeregte SAW in y-Richtung propagiert. Auf dem Substrat befindet sich der produzierte TIDT (siehe Kapitel 3.1) mit einer Apertur 500 µm, Wellenlängen von 23 bis 24,3 µm und 60 Fingerpaaren zur Anregung der SAW. Der TIDT wird an einen Frequenzgenerator (*SML-01* der Firma *Rhode & Schwarz*) und einen Verstärker (*ZHL-1-2W* der Firma *Mini-Circuits*) angeschlossen. Zur Beobachtung und Aufnahme der Experimente wird ein Mikroskop (CKX41 microscope der Firma *Olympus*) mit montierter Hochgeschwindigkeitskamera (*Fastcam 1024 PCI* der Firma *Photron*) verwendet. Die beiden Eingänge des Mikrokanals werden mit zwei Spritzenpumpen (*PHD2000* der Firma *Harvard Apparatus*) verbunden, der Ausgang führt in eine offene Spritze als Auffangbehälter.

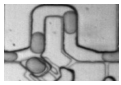
Zur Tropfenproduktion wird für beide Systeme ein T-Kanal, siehe Abschnitt 2.4.2, verwendet, welcher sich im gleichen PDMS-Bauteil befindet wie die restliche Mikrokanalgeometrie. Die kontinuierliche Phase besteht aus *Novec 7500 Engineered Fluid* der Firma *3M* und die dispersive Phase aus deionisiertem Wasser (*MilliPore* 18,2MΩcm) mit dem Farbstoff *Brillant Blau* der Firma *Roth* (1 mg pro 0,5 ml Wasser). Der zugegebene Farbstoff erhöht den Kontrast der Wassertropfen, um diese besser vom Öl unterscheiden zu können. Zur Stabilisierung der Tropfen wird der kontinuierlichen Phase ein Surfactant (*Krytox 157* der Firma *DuPont*) hinzugegeben.



Für das System mit nur einer Falle wurde eine Konzentration von 0,3 bis 0,5 wt% verwendet, beim Fünf-Fallen-System 0,5 wt%. Die Flussraten, soweit nicht anders angegeben, sind für das erste System bzw. das Fünf-Fallen-System 300 bzw. 350 µl/h für kontinuierliche Phase und 100 bzw. 75 µl/h für die dispersive Phase. Daraus resultieren Tropfenraten von 620 bzw. 460 Tropfen/s.
Zur Datenauswertung wird die Software *Fiji* [Sch+15]; [Sch+12]; [SRE12] verwendet.

6.2 Design der Tropfenfallen

Der Aufbau besteht aus einem PDMS-Mikrokanal und einem Lithiumniobat-Chip mit dem aufgedampften IDT zur Anregung der SAW. Beide Kanalsysteme können in verschiedene Regionen unterteilt werden. Die Kanalgeometrien für die einzelne Falle sind in Abb. 6.1 und 6.2 gezeigt, der Aufbau des Fünf-Fallen-Systems in Abb. 6.3. Zudem zeigt Abb.6.4 eine Profilometermessung, welche die verschiedenen Kanalhöhen der Systeme eindrucksvoll demonstriert.
Jede Kanalregion dient einem speziellen Zweck. Im System mit einer Falle erniedrigt die große Umleitung (30 µm Höhe) den Druck über der Falle und entkoppelt die Falle von Flussfluktuationen. Die kleine Umleitung (30 µm Höhe) erlaubt Tropfen die Falle zu passieren, falls diese schon befüllt ist. Sie vermindert ebenfalls den Druck über der Falle. Im Gegensatz dazu ist der Druck im Fünf-Fallen-System höher,



da es hier lediglich eine Umleitung gibt, welche die gleiche Aufgabe wie die kleine Umleitung im System mit einer Falle übernimmt. Die Fallen in beiden Systemen, haben eine Fläche von 40 x 50 µm und eine Höhe von 45 µm, um gefangene Tropfen eine sphärische Form zu erlauben, ohne von den Wänden verformt zu werden. Die Verengungen hindern, aufgrund ihres geringen Querschnitts mit einer Breite von 8 µm und einer Höhe von 15 µm, Tropfen daran, sich hindurch zu bewegen.

6.3 Selektives Ein- und Auslesen von Tropfen

Die Fallen in beiden Systemen können gezielt durch einen kurzen SAW Puls ausgelesen werden. Im Fünf-Fallen-System kann durch die angelegte Frequenz die Position der SAW gesteuert werden und auf diese Weise selektiv eine oder mehrere Fallen ausgelesen, den gefangenen Tropfen aus der Falle herausgeschoben, werden. In diesem System befüllen sich die Fallen nicht automatisch aufgrund von Druckverhältnissen, sondern das Laden wird durch einen kurzen SAW Puls angeregt, siehe Abschnitt 6.3.2. Beide Systeme werden in den nachfolgenden Abschnitten separat behandelt.

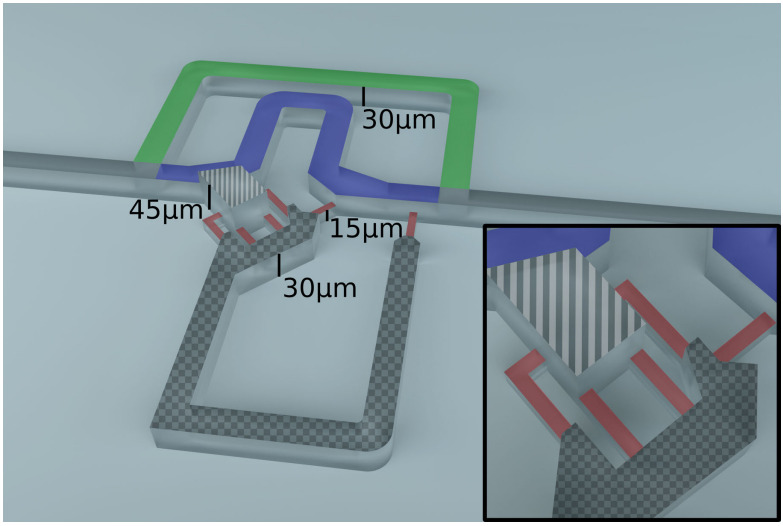


Abb. 6.1: Computer-Rendering der Kanalgeometrie der einzelnen Tropfenfalle
Die verschiedenen Bereiche des Mikrokanals weisen zur optimalen Funktionsweise unterschiedliche Höhen auf. Die farbig markierten Bereiche werden in der Mikroskopaufnahme in Abb. 6.2 genauer erläutert. Der Ausschnitt im Bild gibt die markierte Region in der Mikroskopaufnahme 6.2 wieder. [Ram+17b]

6.3.1 Einzelne Falle

Die hydrodynamischen Widerstände der Kanäle sind so gewählt, dass ohne Tropfen im System der gemeinsame Widerstand von Falle und Verengungen etwas kleiner als jeweils der Widerstand der beiden Umleitungen. Eine Berechnung folgt im Abschnitt 6.5. Die (von links) einlaufenden Tropfen (vgl. Abb. 6.1 und 6.2) folgenden dem Weg mit dem kleins-

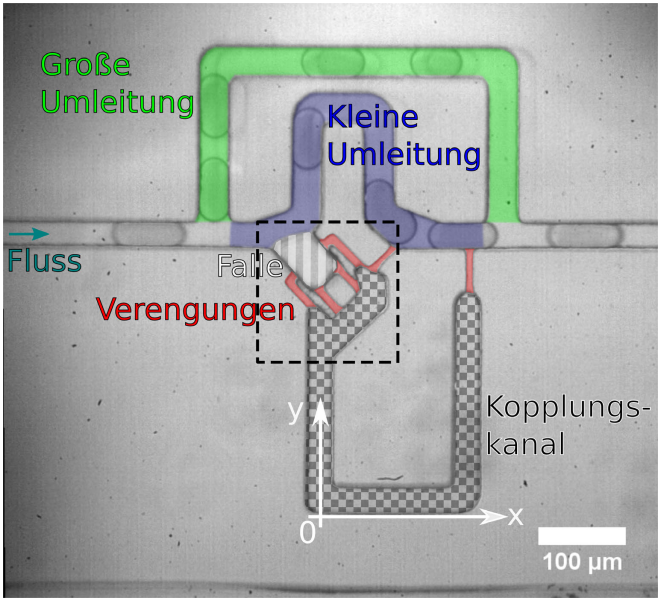


Abb. 6.2: Mikroskopaufnahme der einzelnen Tropfenfalle
Der Mikrokanal besteht aus einem Kopplungskanal (Kachelmuster), der großen (grün) und kleinen (blau) Umleitung (jeweils 30 µm hoch und 30 µm breit) und der Falle (gestreift). Die Falle ist 45 µm hoch und bemisst sich auf 40 x 50 µm. Die verschiedenen Kanalabschnitte sind mit eingezeichneten Höhen im Computer-Rendering in Abb. 6.1 ebenfalls dargestellt. Die beiden Umleitungen dienen zur Führung der Tropfen durch das System. Es werden zwei, statt nur einer einzelnen, Umleitungen genutzt, um den Druck über der Falle (gestreift) und die Verengungen (rot) zu verringern. Dieses Design und die niedrige Höhe (15 µm) der (roten) Verengungen (8 µm breit) hindert gefangene Tropfen durch die Verengungen durchzuschlüpfen. Der TIDT (nicht im Bild) regt die SAW in y-Richtung an. Die x-Position der SAW kann durch die angelegte Frequenz geregelt werden und bestimmt den genauen Auftreffpunkt auf den Kopplungskanal. [Ram+17b]

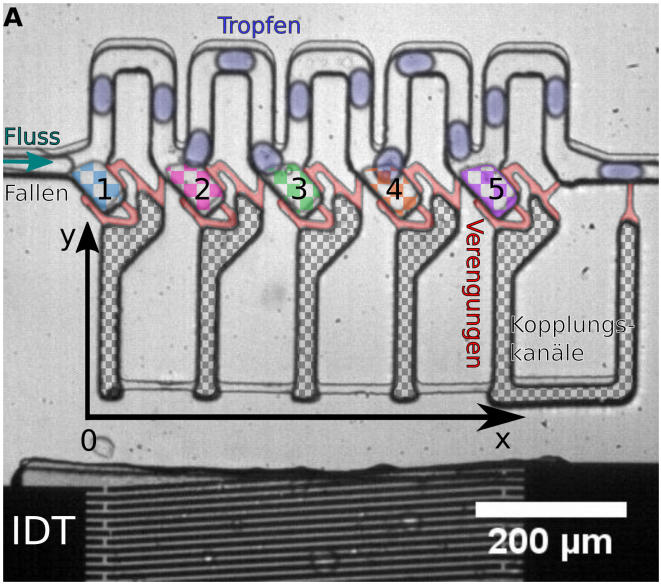


Abb. 6.3: Mikroskopaufnahme des Fünf-Fallen-Systems
Dieses System besitzt fünf Fallen (von links nach rechts nummeriert und in verschiedenen Farben gekennzeichnet) und nur eine einzelne Umleitung. Die Dimensionen sind identisch zum System mit nur einer Falle: Die Umleitung ist 30 µm hoch und 30 µm breit, die Fallen haben eine Höhe von 45 µm und jeweils eine Fläche von 40 x 50 µm. Die Verengungen sind 8 µm breit und haben eine Höhe von lediglich 15 µm. Die Oberflächenwelle wird mit dem TIDT (unten im Bild) in y-Richtung angeregt und trifft, je nach eingestellter Frequenz, an entsprechender x-Position auf einen der fünf Kopplungskanäle (graues Kachelmuster). [Ram+17a]

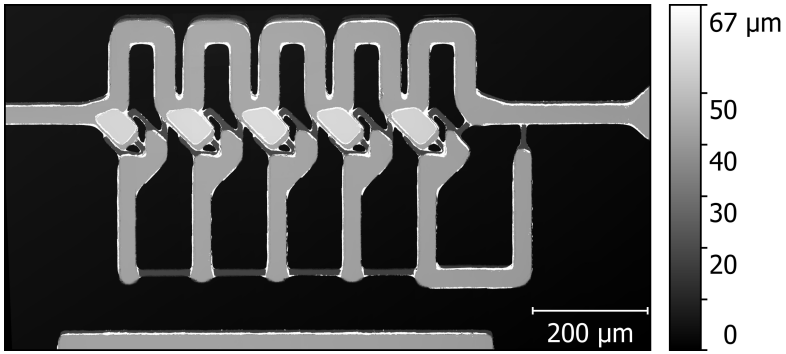
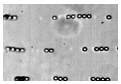


Abb. 6.4: Profilometermessung des Fünf-Fallen-Systems Wie in Abb. 6.1 und 6.2 bzw. 6.3 beschrieben, weisen die Kanäle des Systems, mit einer bzw. fünf Fallen, unterschiedliche Höhen auf. Die Profilometermessung zeigt diese verschiedenen Höhenunterschiede deutlich. Die Fabrikation der PDMS-Kanäle mit variabler Kanalhöhe ist in Kap. 3.2 geschildert. [Ram+17a]

ten hydrodynamischen Widerstand. Dies hat zur Folge, dass die Falle sofort befüllt wird. Da der Tropfen in der Falle den Widerstand erheblich erhöht, laufen nachfolgende Tropfen nicht mehr in die Falle, sondern folgen einer der beiden Umleitungen. Zuerst laufen Tropfen in die kleinere Umleitung, da diese einen etwas geringeren hydrodynamischen Widerstand als die große Umleitung besitzt. Da die vorhandenen Tropfen im Kanal den Widerstand erhöhen, vgl. Kap. 2.4.3, laufen spätere Tropfen in die große Umleitung. Wie oben erwähnt, werden in diesem System zwei Umleitungen verwendet, um den Druck über der Falle und den Verengungen zu reduzieren. Ansonsten könnte ein Tropfen, aufgrund des ho-



hen Drucks, sich verformen und die Verengungen passieren. Die Falle besitzt eine Höhe von 45 µm, um einem gefangenen Tropfen eine sphärische Form zu ermöglichen. Da die Verengungen nur eine Breite von 8 µm und eine Höhe von 15 µm besitzen, müssten sich die Tropfen zum Passieren der Verengungen stark verformen. Dieser Verformung wirkt der Laplace Druck, vgl. Gleichung (2.145) in Abschnitt 2.4.3, entgegen.

Ein gefangener Tropfen kann durch einen kurzen SAW Puls aus der Falle herausgeschoben werden. Dieser Vorgang ist in Abb. 6.5 dargestellt. Die angeregte SAW propagiert auf dem piezoelektrischen Substrat in y-Richtung, bis sie auf den Kopplungskanal trifft. Dort koppelt sie in die Flüssigkeit ein und induziert einen Druck (vgl. 2.3). Der erhöhte Druck schiebt den Tropfen aus der Falle heraus und in die kleine Umleitung hinein. Ein nachfolgender Tropfen läuft in die Falle hinein und kann von einem späteren SAW Puls ebenfalls hinausgeschoben werden. Die benötigte Pulslänge, Leistung und Abhängigkeit von der Position der SAW, um die Falle auszulesen, wird in Abschnitt 6.4.2 diskutiert.
Das Auslesen eines Tropfens von Abb. 6.5 wird ebenso im „analogen Video“ (Daumenkino) in der rechten oberen Ecke jeder Seite ab Kapitel 2 demonstriert. Im Anhang 7 wird auf die Filmgeschwindigkeit und den Bildausschnitt des „analogen Videos“ eingegangen.

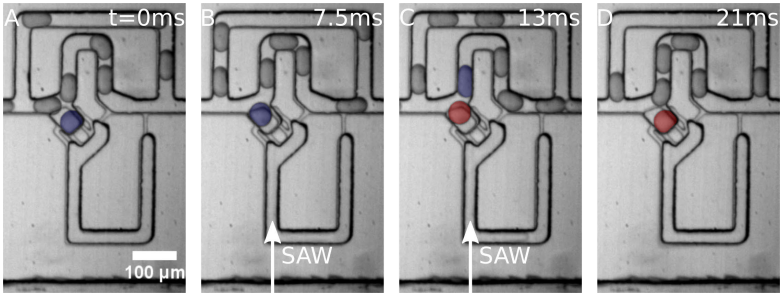


Abb. 6.5: Auslesen des Systems mit einer Falle
Die Falle ist mit einem Tropfen (blau) befüllt (A). Der IDT wird angeschaltet und regt eine SAW an, welche den Kopplungskanal trifft (B). Dort koppelt die SAW in die Flüssigkeit ein und erzeugt einen Druck, welcher den Tropfen aus der Falle herausbewegt (B). Der Tropfen verlässt die Falle (C) und bewegt sich im System weiter. Ein nachfolgender Tropfen (rot) befüllt die Falle wieder (C+D). Der IDT wird mit einem 20 ms langen Puls, einer Periode von 2 s und einer Leistung von 398 mW betrieben. Für dieses Experiment wurde eine Surfactantkonzentration von 2 wt% benutzt. Das „analoge Video“ (Daumenkino) in der rechten oberen Ecke jeder Seite gibt dieses Experiment ebenfalls wieder (siehe auch Anhang 7). [Ram+17b]

Akustisch induzierte Fusion

Neben dem gezielten Auslesen der Falle kann zudem eine Fusion durch die SAW ausgelöst werden. Damit dies möglich ist, muss die Surfactantkonzentration gering sein (hier 0,3 wt%). Die Fusion funktioniert analog zum Auslesen der Falle, allerdings sorgt der von der SAW induzierte Druck zusätzlich dazu, dass zwei Tropfen in Kontakt kommen und zu einem fusionieren. Dieser Vorgang ist in Abb. 6.6 dokumentiert.

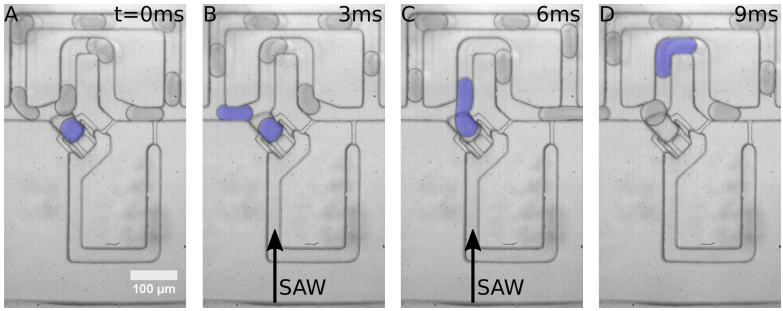
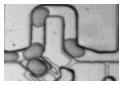


Abb. 6.6: Akustisch induzierte Fusion mit einzelner Falle
Es befindet sich ein Tropfen in der Falle (A). Der IDT wird angeschaltet und regt eine SAW an, welche in den Kopplungskanal einkoppelt (B). Der Tropfen in der Falle wird durch den induzierten Druck, generiert durch die SAW, aus der Falle bewegt und trifft auf einen anderen Tropfen (C). Die beiden Tropfen fusionieren aufgrund des erhöhten Umgebungsdrucks (C). Der fusionierte Tropfen setzt seine Bewegung im Kanal fort (D). Nach einer kurzen Seit, wird ein nachfolgender Tropfen erneut in der Falle gefangen. Der SAW Puls ist 7 ms lang und besitzt eine Periode von 2 s mit einer Leistung von 316 mW. (Messungen durchgeführt von Kevin Linder.)



6.3.2 Fünf-Fallen-System

Im Gegensatz zum System mit nur einer Falle, befüllen sich die Fallen im Fünf-Fallen-System nicht automatisch. Zum Befüllen wird ein 350 ms langer SAW Puls mit einer Leistung von 29 dBm angeregt und trifft mittig auf dem Kopplungskanal. Dort wird durch die lange Einstrahlung die Flüssigkeit erwärmt [Bey+06]; [Jun+05]; [Kon+09]; [LFM13]; [LPN11]; [Tse+06]; [Yan+01] und eine Blase generiert [Lee+14] (vgl. Abb. 6.7). Der durch die Luftblase dem Fluss entgegengesetzte Druck bewirkt, dass Fallen flussaufwärts der Luftblase mit Tropfen gefüllt werden. Sobald der IDT ausgeschaltet wird und somit keine SAW einwirkt, kollabiert die Blase. Dies führt zu einer Druckminderung im Kopplungskanal, wodurch alle restlichen Fallen mit je einem Tropfen geladen werden. Analog zum System mit nur einer Falle, bieten die Fallen mit 45 µm Höhe genug Raum, um den Tropfen eine sphärische Form zu erlauben. Wie bereits in Abschnitt 6.3.1 erwähnt, müssten sich die Tropfen, aufgrund der Kanalgeometrien, zum Passieren der Verengungen stark verformen. Dieser Verformung wirkt der Laplace Druck entgegen (vgl. 2.4.3).

Einzelne Tropfen können durch einen gezielten SAW Puls aus den Fallen herausgeschoben werden. Die Position der Welle wird durch die angelegte Frequenz am IDT kontrolliert (vgl. Abschnitte 2.1.5 und 4.2). Durch die gewählte Position wird der Kopplungskanal, in den die SAW einkoppelt, bestimmt. In diesem Kanal wird eine Blase generiert, wel-

che die Flüssigkeit hin zur Falle verdrängt, der Druck dort somit erhöht und den Tropfen aus der Falle herausdrückt. Die Falle wird nach dem Abschalten der SAW durch einen nachfolgenden ankommenden Tropfen sofort wieder befüllt, analog zu dem oben beschriebenen Verhalten. Der gezielte Auslesevorgang wird in Abb. 6.8 ausführlich geschildert.

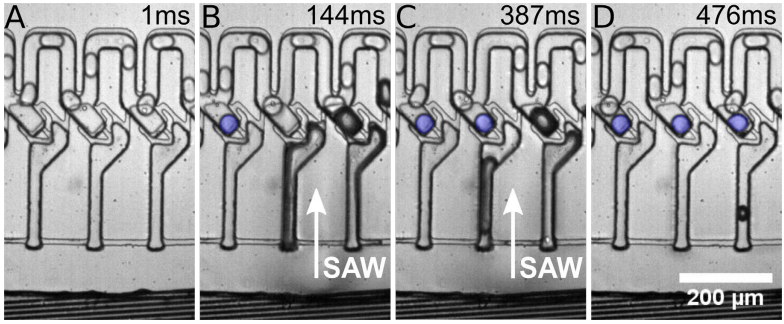


Abb. 6.7: Befüllen des Fünf-Fallen-Systems
Zu Beginn des Experiments sind keine Fallen befüllt (A). Ein kurzer SAW Puls koppelt in einen Kopplungskanal ein (B). Die Position wird durch die angelegte Frequenz bestimmt. Die eingekoppelte SAW erzeugt eine Blase im Kopplungskanal (B) und Fallen flussaufwärts der Luftblase werden mit Tropfen (blau) gefüllt (B). Sobald der IDT ausgeschaltet wird, bricht die Blase zusammen und Tropfen (blau) werden in die restlichen Fallen geladen (C+D). In (C) ist eine Falle kurzzeitig mit einer Luftblase (dunkel) gefüllt. Nachfolgende Tropfen laufen an den bereits beladenen Fallen vorbei. Es wurde eine Pulslänge von 350 ms mit einer Leistung von 29 dBm eingestellt. [Ram+17a] (Messungen durchgeführt von Preetika Biswas und Ashutosh Yadav.)

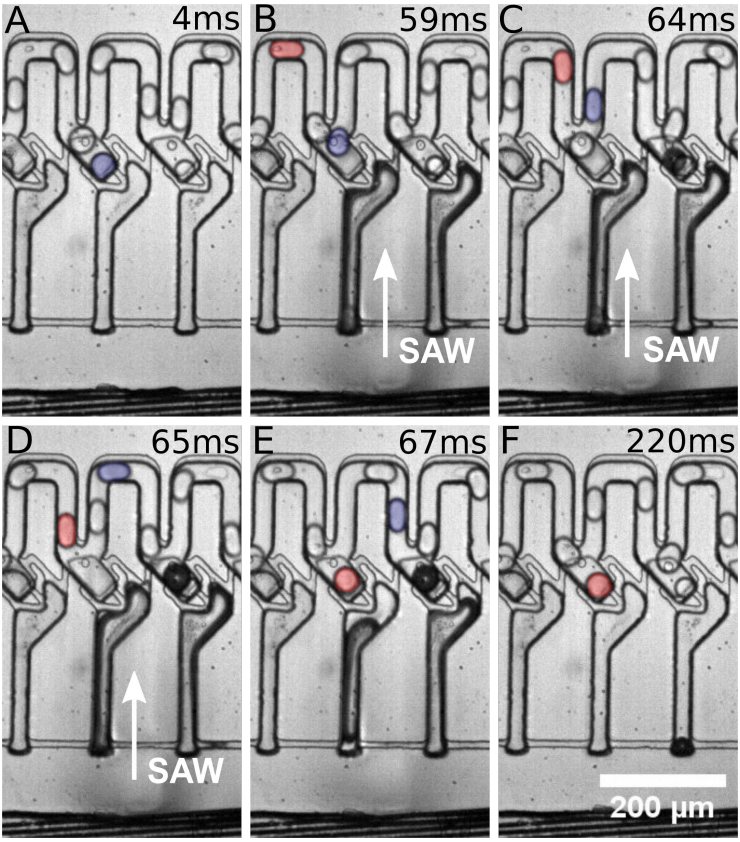
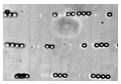


Abb. 6.8: Selektives Auslesen des Fünf-Fallen-Systems
Mehrere Fallen des Systems sind befüllt (A). Der IDT wird angeschaltet und die angeregte SAW (Position durch angelegte Frequenz bestimmt) erzeugt eine Blase im Kopplungskanal (B-D). Sie drückt die kontinuierliche Phase zur Falle hin und baut so einen Druck auf. Dieser Druck zwingt den Tropfen (blau) die Falle zu verlassen (B&C). Ein nachfolgender Tropfen (rot) befindet sich in der Umleitung (B-D) und läuft in die Falle (E), sobald der IDT ausgeschaltet wird und verbleibt dort (F). Es wurde eine Pulslänge von 57 ms mit einer Leistung von 29 dBm verwendet. [Ram+17a] (Messungen durchgeführt von Preetika Biswas und Ashutosh Yadav.)

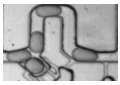


6.4 Charakterisierung

Zur Optimierung und Beschreibung der Systeme wird in den folgenden Abschnitten sowohl der Einfluss der Tropfengröße auf die Fallensysteme, als auch Leistung und Position der SAW zum selektiven Auslesen der Fallen untersucht.

6.4.1 Einfluss der Tropfengröße

Der Einfluss der Tropfengröße wird an Hand des Systems mit nur einer Tropfenfalle beschrieben. Die Tropfengröße wurde mit unterschiedlichen Flussraten realisiert. Der Druck im System wird sowohl durch die Tropfengröße, vgl. Abschnitt 2.4.3, als auch durch die Flussraten, vgl. Abschnitt 2.2.7, modifiziert. Tropfen mit Tropfendurchmesser kleiner als die Kanalbreite (Abb. 6.9A) blockieren den Fluss der kontinuierlichen Phase weniger als Tropfen größer als die Kanalbreite (Abb. 6.9B). Dementsprechend ist der Druckabfall über einen Tropfen kleiner und der Druckgradient im System geringer. Ein Einlesen der Fallen findet dadurch nicht statt. Zu großen Tropfen werden an der Abzweigung von der kleinen und großen Umleitung geteilt und führen zu einer unerwünschten Polydispersität (verschiedene Durchmesser) der Tropfen (Abb. 6.9B). Dieses Verhalten wurde bereits von Stone et al. beschrieben [Lin+04]. Darüber hinaus werden Tropfen, welche nicht vollständig in die Falle passen, mit dem Fluss mitgerissen und können nicht in die Falle eingelesen werden. Daraus ergibt sich eine ideale Flussgeschwindigkeit und Trop-



fengröße (etwas größer als die Kanalbreite von 30 µm) für das System (vgl. Abb. 6.9C). Zu kleine Tropfen und stark verformbare Tropfen (realisiert durch eine sehr hohe Surfactantkonzentration in der kontinuierlichen Phase) sind in der Lage sich durch die Verengungen zu bewegen und sind deshalb ebenfalls nicht geeignet.

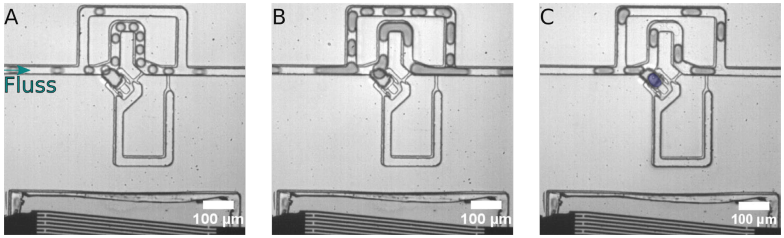
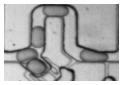


Abb. 6.9: Einfluss der Tropfengröße
Das Verhalten der Falle ist abhängig von der Tropfengröße. (A) Tropfen mit einem kleineren Tropfendurchmesser als die Kanalbreite erhöhen den Druck im System nicht genug und ein Einlesen der Tropfenfalle ist nicht möglich. Zur Demonstration wurden Flussraten von 600 µl/h für die kontinuierliche Phase und 100 µl/h für die dispersive Phase verwendet. (B) Sehr große Tropfen (erzeugt mit Flussraten von jeweils 300 µl/h für die dispersive und kontinuierliche Phase) werden bei der ersten Kanalabzweigung geteilt[Lin+04]. Die Zerteilung der Tropfen führt zur unerwünschten Polydispersität der Tropfen und setzt somit einen oberen Grenzwert für die Tropfengröße. Tropfen größer als die Falle werden zudem durch den Fluss in die kleine Umleitung gezwungen und ein Einlesen der Falle ist nicht möglich. (C) Für Durchmesser größer als die Kanalbreite und ausreichend hohen Flussraten (300 µl/h für die kontinuierliche und 100 µl/h für die dispersive Phase) sind die Druckverhältnisse im System optimal. Durch die gewählten Geometrien und folglich hydrodynamischen Widerstände laufen Tropfen zuerst in die Falle (markiert in blau), bevor sie erst in der kleinen und dann in der großen Umleitung propagieren, vgl. Abschnitt 6.3.1. Für die gezeigten Experimente (A-C) wurde eine Surfactantkonzentration von 0,05 wt% verwendet. [Ram+17b]



6.4.2 Leistung und Position der SAW

Die Parameter Leistung, Position und Pulslänge der SAW zum Auslesevorgang (geschildert in Abschnitt 6.3) werden im Folgendem für beide Systeme einzeln betrachtet.

Einzelne Falle

Die Position der SAW, eingestellt durch die angelegte Frequenz, wurde variiert und die minimale benötigte Leistung (bei konstanter Pulslänge von 350 ms) zum Auslesen der Falle gemessen, vgl. Abb. 6.10 und die zugehörige Mikroskopaufnahme Abb. 6.11. Bei zentralem Auftreffen der SAW ist die geringste Leistung erforderlich. Mit zunehmender Leistung, sinkt die benötigte Pulslänge, vgl. Abb. 6.12. Die minimale Leistung, bei dem ein Auslesen noch möglich ist, wurde im Experiment zu 251 mW bei einer Pulslänge von 10 ms bestimmt. Die minimale mögliche Pulslänge im Experiment ist ca. 2 ms, bei einer Leistung von 1260 und 1580 mW. Die benötigte Energie E ist konstant und kann aus einer hyperbolischen Fitkurve, siehe Abb. 6.12, erhalten werden. Es ergab sich ein Wert von $E = 2292 \pm 94\,\mu\text{J}$.

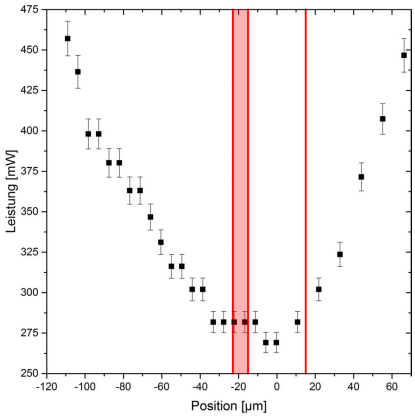


Abb. 6.10: Leistung und Position der SAW für das System mit einzelner Falle

Die Position für die minimale benötigte Leistung (bei gleichbleibender Pulslänge von 350 ms) zum Auslesen der Falle liegt bei $x = 0$, zwischen der linken (roter Bereich) und rechten (rote Linie) Kanalwand, ebenso dargestellt in Abb. 6.11. Bei dieser Position trifft die SAW direkt auf den Kopplungskanal. Je weiter weg die SAW von dieser Position einkoppelt, umso mehr Leistung wird benötigt, um einen Tropfen aus der Falle zu bewegen. Die Fehlerbalken ergeben sich aus den maximalen Fehlern, welche durch die im Experiment verwendeten Leistungsschritte von 0,1 dBm gegeben sind. Die Frequenz des IDTs wurde in die Position umgerechnet, vgl. Abschnitt 2.1.5 in Kap. 2 und Abschnitt 4.2 in Kap. 4. Es wurde eine Pulsperiode von 2 s verwendet, um potentielle Interaktionen zwischen zwei Pulsen, wie z.B. eine Wärmeentwicklung, auszuschließen. [Ram+17b] (Messungen durchgeführt von Kevin Linder.)

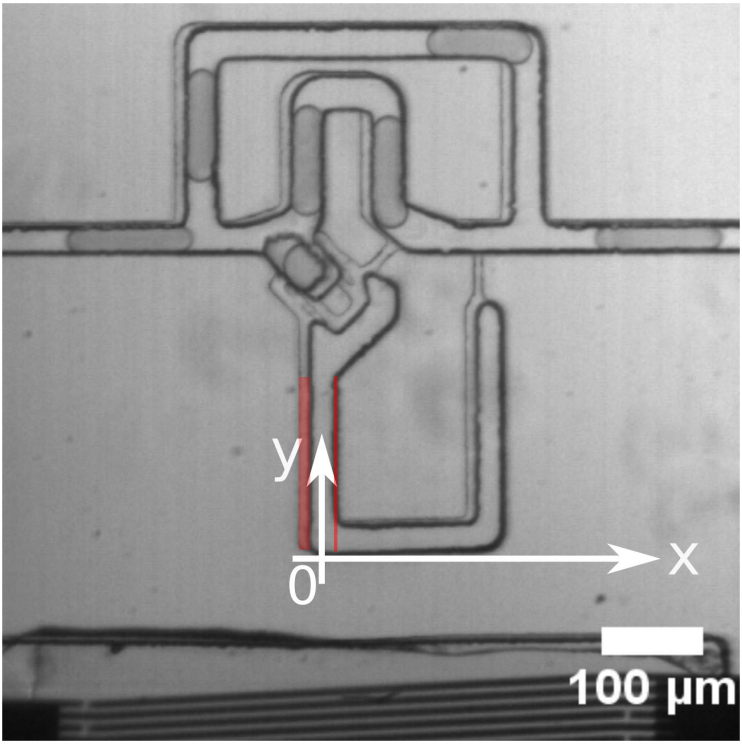


Abb. 6.11: Mikroskopbild zur Bestimmung von Leistung und Position der SAW

Die Abbildung zeigt das System mit einer einzelnen Falle und dem Koordinatensystem, welches in Abb. 6.10 verwendet wird. Unten im Bild ist der TIDT zu sehen. Die roten Linien markieren die Kanalwände. Da in der Produktion die erste Schicht nicht optimal auf die zweite Schicht ausgerichtet wurde, weist in diesem Experiment der Kanal eine Unstetigkeit auf, wie es bei der linken Kanalwand zu beobachten ist. Deshalb wurde die linke Kanalwand als Bereich von 8 µm, statt einer Linie, eingezeichnet (rot markiert). [Ram+17b] (Bild von Kevin Linder aufgenommen.)

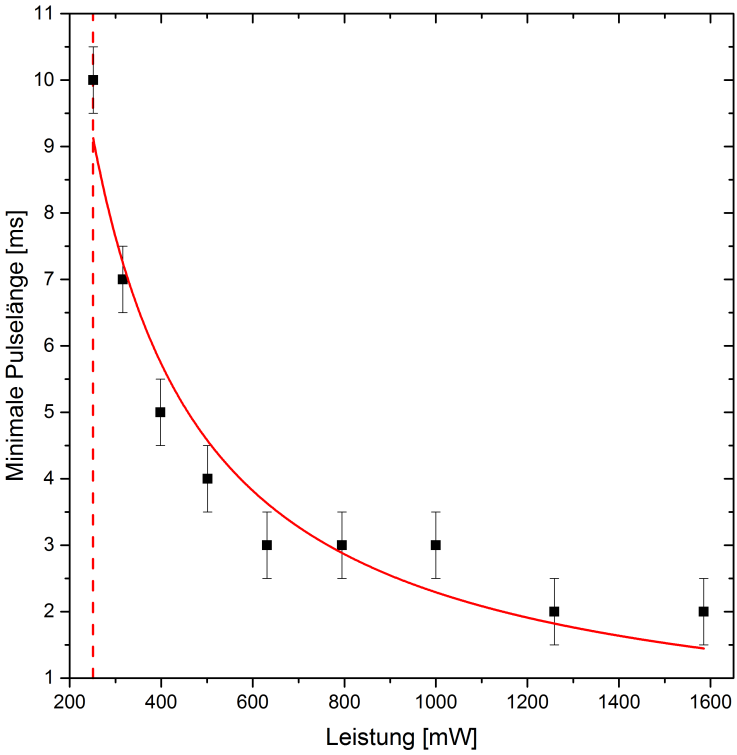
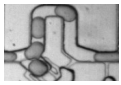


Abb. 6.12: Minimale Pulslänge für das System mit einer Falle

Mit zunehmender Leistung P_{SAW} der SAW, nimmt die benötigte Pulslänge l nichtlinear ab. Die minimale benötigte Leistung wurde zu 251 mW (rot gestrichelte Linie) bestimmt. Mit geringere Leistung war ein Auslesen der Falle nicht mehr möglich. Die benötigte Energie zum Auslesen ist konstant ($E = P_{\mathrm{SAW}} \cdot l$) und kann aus dem hyperbolischen Fit (rote Linie) bestimmt werden ($l = E/P_{\mathrm{SAW}}$ mit $E = 2292 \pm 94\,\mu\mathrm{J}$). Die Fehlerbalken sind durch die Hälfe der Schrittweite der Pulslänge von 1 ms gegeben. Die SAW wurde mit einer Pulsperiode von 2 s angeregt. [Ram+17b] (Messungen durchgeführt von Kevin Linder.)



Fünf-Fallen-System

In den Experimenten wurden verschiedene Leistungen mit jeweils einer Pulslänge von 350 ms verwendet. Leistungen unter 28 dBm waren nicht ausreichend, um die Fallen auszulesen. Mit Leistungen von 28 dBm und 28,5 dBm konnten einzelne Fallen, abhängig von der eingestellten Position, individuell aktuiert werden, allerdings war dies nicht für Falle 5 möglich. Eine Leistung von 29 dBm hat sich als optimal herausgestellt, da hier alle Fallen einzeln angesprochen werden konnten. Bei einer Leistung von 29,5 dBm wurden mehrere Fallen durch einen einzelnen SAW Puls ausgelesen und ein selektives Ansprechen der einzelnen Fallen war nicht immer möglich. Eine kompakte Darstellung vom Auslesen der einzelnen Fallen, in Abhängigkeit von Leistung und Position, liefert Abb. 6.13.
Die minimal benötigte Pulslänge in Abhängigkeit von der eingestellten Leistung wurde exemplarisch an Falle 3 (mittlere Falle) gemessen, vgl. Abb. 6.14. Im Gegensatz zum System mit nur einer Falle konnte kein konstanter Energiebetrag gefunden werden, welcher unabhängig von Leistung bzw. Pulslänge benötigt wird. Mit zunehmender Leistung, sinkt die benötigte Pulslänge zum Auslesen der Falle. Es konnte eine minimale Pulslänge von 57 ms für eine Leistung von 29 dBm für dieses System festgestellt werden.

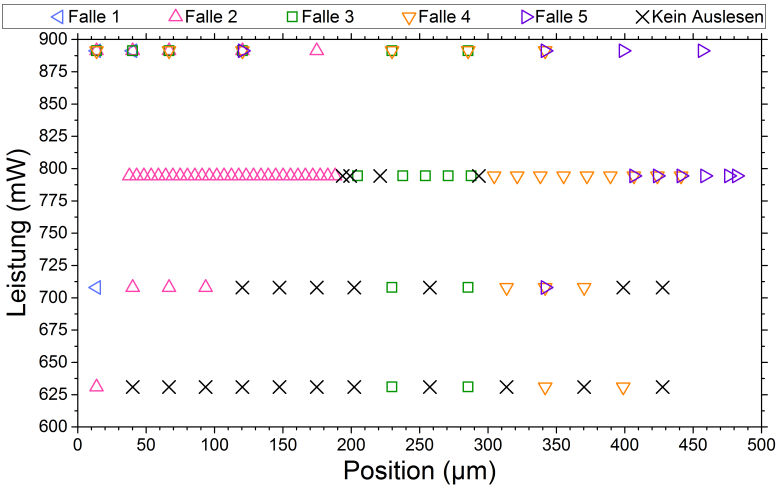


Abb. 6.13: Leistung und Position der SAW für das Fünf-Fallen-System

Abhängig vom Einkopplungsort der SAW können verschiedene Fallen (markiert mit verschiedenen Farben, vgl. Abb. 6.3) angesprochen werden. Für Leistungen unter 29 dBm können manche Tropfen nicht aus den entsprechenden Fallen herausgeschoben werden (markiert mit schwarzen x). Mit Leistungen über 29 dBm werden mehrere Fallen mit einem einzelnen SAW Puls simultan ausgelesen. Die optimale Leistung für dieses System liegt somit bei 29 dBm, da hier ein kontrolliertes und selektives Auslesen einzelner Fallen möglich ist. Die erste Falle konnte in diesem speziellen Experiment nicht optimal angesprochen werden, da der IDT etwas zu weit rechts positioniert wurde und selbst bei kleinster möglichen Wellenlänge (höchster möglichen Frequenz) im Arbeitsbereich des IDTs (weiteste linke mögliche Position) der SAW Puls die erste Falle nicht perfekt stimuliert hat. Die Fehler in den Messungen sind durch die Fehler von Frequenzgenerator und Verstärker bezüglich Leistung und Frequenz gegeben. Da diese Fehler sehr klein sind, wurden sie im Graph zur Übersichtlichkeit vernachlässigt. In diesem Experiment wurde eine Pulslänge von 350 ms verwendet. [Ram+17a] (Messungen durchgeführt von Preetika Biswas und Ashutosh Yadav.)

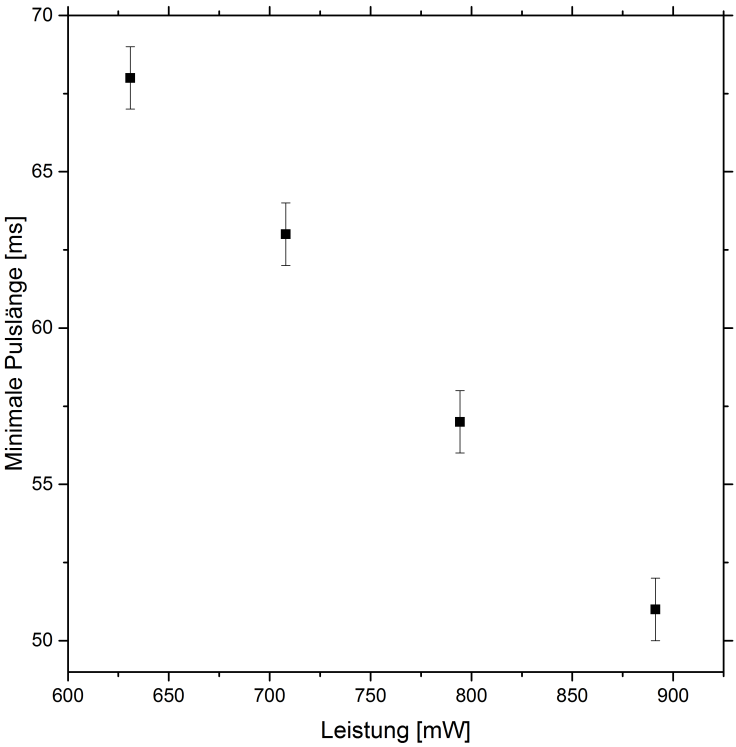
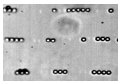


Abb. 6.14: Minimale Pulslänge für das Fünf-Fallen-System

Die benötigte Pulslänge der SAW, abhängig von der Leistung, um die dritte (mittlere) Falle des Systems auszulesen wurde gemessen (vgl. Abb. 6.3). Die Pulslänge nimmt mit abnehmender Leistung zu. Mit einer kleineren Pulslänge als 52 ms konnte die Falle nicht mehr ausgelesen werden. Die Fehlerbalken geben die maximale Abweichung bei wiederholtem Messen wieder. [Ram+17a] (Messungen durchgeführt von Preetika Biswas und Ashutosh Yadav.)



6.5 Abschätzung der Druckverhältnisse und der erforderlichen Leistung

Im Folgendem werden die Druckverhältnisse für das System mit einer einzelnen Falle berechnet und so die erforderliche Energie der SAW mit der tatsächlichen, im Experiment gemessenen verglichen.
Die hydrodynamischen Widerstände eines (mit der Breite w und der Höhe h) rechteckigen und eines (mit der Breite $w = h$) quadratischen Kanals mit der Länge L kann für eine Flüssigkeit mit der dynamischen Viskosität η wie in Kapitel 2.2.7 (Gleichungen (2.112) und (2.115)) berechnet werden:

$$H_{R;\text{Rechteck}} \approx \frac{12\eta L}{1 - 0{,}63\,(h/b)} \frac{1}{h^3 b} \tag{6.1}$$

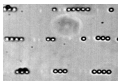
$$H_{R;\text{Quadrat}} = 28{,}4\eta L \frac{1}{h^4} \tag{6.2}$$

Die Werte für die große bzw. kleine Umleitung sind $29{,}8 \cdot 10^{12}\,\text{Pa}\,\text{s/m}^3$ bzw. $18{,}5 \cdot 10^{12}\ \text{Pa}\,\text{s/m}^3$. Der Widerstand durch die Falle zurück zur kleinen Umleitung (setzt sich aus den vier parallelen und der zusätzlichen einzelnen Verengung zusammen) ist $1{,}6 \cdot 10^{12}\,\text{Pa}\,\text{s/m}^3$. Der Druckgradient Δp über das gesamte System kann aus der Flussrate $Q = 400\,\mu\text{l/h}$ (Summe aus Flussraten der kontinuierlichen ($300\,\mu\text{l/h}$) und dispersiven ($100\,\mu\text{l/h}$) Phase) und dem hydrodynamischen Widerstand H_R berechnet werden, vgl. Gleichung (2.111) in

Kapitel 2.2.7:

$$\Delta p = H_R \cdot Q \tag{6.3}$$

Ohne Tropfen im System ergibt sich aus dem hydrodynamischen Widerstand des gesamten Systems (bestehend aus den drei parallelen Widerständen der Falle, der kleinen und großen Umleitung, vgl. Abb. 6.1 und 6.2) ein Druckgradient von $\Delta p = 1{,}2\,\mathrm{kPa}$. Unter der Annahme, dass ein Tropfen in der Falle den gesamten Fluss durch die Falle blockiert, setzt sich der hydrodynamische Widerstand für diesen Fall nur aus den beiden Umleitungen zusammen und der Druckgradient erhöht sich auf 1,3 kPa. Ohne der großen Umleitung würde der Druckgradient mit 2,1 kPa noch höher ausfallen. Diese einfache Abschätzung zeigt, dass die zusätzliche große Umleitung (im Vergleich zum Fünf-Fallen-System) den Druck signifikant reduziert und damit das System robuster macht. Um einen Tropfen aus der Falle zu schieben, muss der Druckgradient über die Falle überwunden werden. Die angeregte SAW trifft auf den Kopplungskanal und induziert dort einen Druckgradient durch die Volumenkraft, welche ebenfalls für das Eckart-Streaming verantwortlich ist, vgl. Kapitel 2.3. Dieser Effekt wurde bereits in den Veröffentlichungen von Schmid et al. diskutiert [SF13]; [SF14]. Der lange Kopplungskanal garantiert, dass der Großteil der akustischen Energie der SAW in der Flüssigkeit absorbiert wird. Es wird die identische IDT Geometrie, wie in der Publikation von Schmid et al., verwendet und somit kann der induzierte Druckgradient



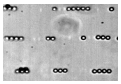
Δp_{SAW} durch ein lineares Modell in Abhängigkeit der angelegten Leistung P_{SAW} genähert werden [SF14]:

$$\Delta p_{\mathrm{SAW}} = \epsilon \cdot P_{\mathrm{SAW}} \tag{6.4}$$

Der lineare Koeffizient ϵ wurde in [SF14] im Bereich von 6 kPa/W bis 13 kPa/W bestimmt. Mit Hilfe dieses Modells kann die benötigte Leistung zum Auslesen der Falle abgeschätzt werden. Es ergibt sich ein Wert zwischen 91 mW und 197 mW. Der im Experiment ermittelte Wert liegt mit ca. 250 mW etwas höher, vgl. Abb. 6.12 im Abschnitt 6.4.2. Dies kann durch das Vorhandensein weiterer Tropfen im System, wie z.B. in der kleinen und großen Umleitung, erklärt werden, da diese Tropfen zu einer Druckerhöhung im System führen, vgl. Kapitel 2.4.3. Damit deckt sich der tatsächliche Wert größenordnungsmäßig mit der einfachen, theoretischen Betrachtung.
Das lineare Modell eignet sich nicht zur Abschätzung des Fünf-Fallen-Systems, da hier der Druck durch die fabrizierte Blase im Mikrokanal hervorgerufen wird und somit ein grundlegend anderer Mechanismus vorliegt. Allerdings ist leicht ersichtlich, dass für dieses System, mit nur einer Umleitung, ein höherer Druck zum Auslesen der Falle erforderlich ist und somit höhere Leistungen nötig sind.

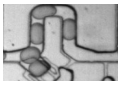
7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden verschiedene Aspekte der Mikrofluidik in Verbindung mit akustischen Oberflächenwellen (SAW) diskutiert. Eine einfache und schnelle Visualisierungsmethodik für SAWs wurde entwickelt. Diese Technik kann nicht nur zum Testen verschiedener IDT Bauarten genutzt werden, sondern auch zum Bestimmen einiger Eigenschaften des piezoelektrischen Substrats, wie die winkelabhängige Schallgeschwindigkeit auf dem Substrat und die Anisotropie. Der in den Experimenten auftretende optische Kontrast wurde detailliert untersucht und eine theoretische und zugleich anschauliche Beschreibung gefunden. Der Einfluss verschiedener Flüssigkeiten und deren physikalischen Eigenschaften auf die Messung konnte damit erklärt werden: die SAW koppelt in die Flüssigkeit ein und der akustische Schalldruck sorgt für eine Deformation er Flüssigkeitsoberfläche, welche sich im optischen Kontrast widerspiegelt.
Ein weiterer Aspekt ist die Lokalisierung der akustischen Kraft in einem Mikrokanal auf eine definierte Region. Es wurde eine vielseitige Technik vorgestellt, mit welcher der

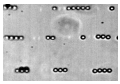


Einfluss der SAW nicht nur auf einen, durch die Struktur festgelegten, Bereich beschränkt werden kann, sondern auch stehende Oberflächenwellen (SSAWs) auf diesen Bereich erzeugt werden können. Dies ermöglicht ein Anordnen, Ablenken und Transportieren (mit Hilfe einer „bewegten“ SSAW) von Partikeln in einem diskreten Bereich des Kanals über größere Distanzen und ist nicht wie bisher auf ein Viertel der Wellenlänge der SSAW beschränkt. Darüber hinaus konnte eine SSAW auf dem Post mit nur einem einzelnen TIDT realisiert werden und die Partikel auf dem Post transportiert werden. Die Transportgeschwindigkeit ist durch die Reibungskraft begrenzt. Durch die lineare Abhängigkeit der Reibungskraft vom Radius r und der r^3-Abhängigkeit der akustischen Kraft kann ein kritischer Radius gefunden werden, für welche Partikel größer als dieser Radius durch eine SSAW abgelenkt werden und kleinere nicht. Dieses Verfahren wurde genutzt, um verschiedene Partikelgrößen erfolgreich zu trennen, bzw. in bestimmten Regionen des Kanals anzureichern. Die Formung einer SSAW durch die Geometrie des Posts, die geringe Dämpfung der SAW auf der Substratoberfläche bis zum Einkoppeln in den Mikrokanal, die Wiederverwendbarkeit und die beliebige (Neu-)Orientierung der PDMS Struktur in Bezug zu den IDTs (ermöglicht einen beliebigen Winkel zwischen einer propagierenden SAW oder einer SSAW bezüglich des Mikrokanals und der Strömung) erweitern den vielseitigen Einsatz von akustischen Oberflächenwellen in der Mikrofluidik.

Die gezielte Einkopplung einer SAW wurde ebenfalls bei den



Tropfenfallen demonstriert. Sowohl in der einzelnen als auch in den fünf Fallen konnten einzelne Tropfen angesprochen werden und aus der Falle herausgeschoben werden. Das Auslesen konnte mit zwei verschiedenen Funktionsweisen erreicht werden. Bei der einzelnen Falle wurde der Druck im Kanal durch die eingekoppelte SAW erhöht und so der Tropfen aus der Falle herausbewegt. Im zweiten Aufbau wurde eine Luftblase durch die hohe Energie der SAW erzeugt, welche Flüssigkeit verdrängt und wiederum einen Druckgradienten erzeugt hat. Auf diese Weise konnte einer der fünf gefangenen Tropfen gezielt aus der entsprechenden Falle dem kontinuierlichen Fluss wieder zugeführt werden. Die benötigte Leistung zum Auslesen eines Tropfens wurde in Abhängigkeit der Pulslänge für beide Systeme gemessen. Bei der einzelnen Falle ergab sich eine gleichbleibende benötigte Energie pro Auslesevorgang. In beiden Systemen konnte ein sehr schnelles Auslesen und Wiederbefüllen der Fallen erreicht werden. Das Auslesen mit Hilfe einer Luftblase benötigte aufgrund des Kollabieren der Luftblase längere Zeiten. Als Ausblick wurde für die einzelne Tropfenfalle die gezielte Fusion zweier Tropfen bei geringen Surfactantkonzentrationen demonstriert. Beide Systeme wurden bei konstanten Flussraten betrieben und ermöglichen so, einzelne Tropfen während einem laufenden Experiment über beliebige Zeiten zu beobachten und zu analysieren. Die Tropfenfallen öffnen damit viele neue Möglichkeiten für die Tropfenmikrofluidik, besonders für Experimente mit konstanten Flussgeschwindigkeiten und gezielter Manipulation einzelner Tropfen.



Die beschriebenen Techniken und Methoden weisen ein großes Einsatzpotenzial in sog. µTAS (micro total analysis systems) auf, da sie sowohl, durch ihre abgeschlossene Bauweise und das verwendete Material, biokompatibel, als auch billig in großen Mengen herzustellen sind und auf kleinstem Raum arbeiten. Sie ergänzen die bisher bekannten Methoden im sog. Lab-on-a-Chip Bereich und ermöglichen weitere Anwendungsgebiete. In diesem Forschungsgebiet, welches bereits von der Industrie erschlossen und benutzt wird, sind besonders Zellen und Tropfen von großem Interesse. Weitere Untersuchungen, besonders verschiedene, auch komplexere, Geometrien von Posts (für SSAWs und ebenso propagierende SAWs) und Einbindung anderer Techniken in die Tropfenfallen, sind wünschenswert, um weitere Einsatzmöglichkeiten zu erschließen. Mit großem Interesse kann die weitere Entwicklung der Akustofluidik verfolgt werden, welche mit großer Sicherheit mehr und mehr relevante Anwendungen finden wird.

Anhang: „Analoge Videos“

In der linken und rechten oberen Ecke ab Kapitel 2 befinden sich jeweils zwei „analoge Videos“ (Daumenkinos). In den beiden folgenden Abschnitten sind zu den beiden Videos die Filmgeschwindigkeit und der Maßstab beschrieben.

Bewegte, stehende, akustische Oberflächenwelle

Das Video in der linken oberen Ecke auf jeder Seite ist eine Mikroskopaufnahme von Mikropartikeln mit 6µm Durchmesser in einem Mikrokanal mit in einer bewegten, stehenden, akustischen Oberflächenwelle. Es handelt sich um das Experiment von Abb. 5.4 in Abschnitt 5.3.1. Die Mikropartikel werden durch die laufende, stehende Oberflächenwelle im Kanal transportiert. Die Partikel werden mit einer (experimentell ermittelten) Geschwindigkeit von $7{,}59 \pm 0{,}03\,\mathrm{m/s}$ transportiert, welche durch den Frequenzunterschied von $0{,}15\,\mathrm{Hz}$ der beiden IDTs zueinander eingestellt wurde. Die Bildwiederholungsrate des aufgenommenen Videos beträgt 60 Bilder pro Sekunde. Da im „analogen Video“ nur jedes 10. Bild gezeigt

wird, ergibt sich eine Filmgeschwindigkeit von 1 Sekunde pro 6 (ungerade) Seiten, also 0,167 s/Seite. Der gewählte Bildausschnitt und der Maßstab sind in Abb. 7.1 zu sehen.

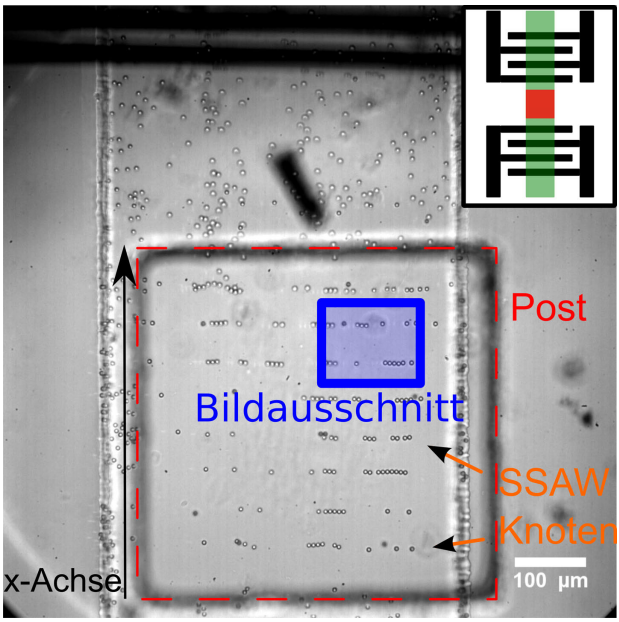
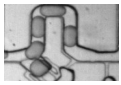


Abb. 7.1: Erläuterung zum analogen Video zum Transport von Partikeln mit einer SSAW
Das analoge Video in der linken oberen Ecke ist ein Bildausschnitt (blaues Rechteck) des aufgenommenen Mikroskopvideos aus dem Abb. 5.4 entnommen wurde. Die Filmgeschwindigkeit des Daumenkinos beträgt 1 Sekunde pro 6 (ungerade) Seiten (=0,167 s/Seite). Es gibt das Experiment in Abschnitt 5.3.1 wieder, in dem Mikropartikel in einem Mikrokanal mit einer laufenden, stehenden, akustischen Oberflächenwelle transportiert werden.



Auslesen einer Tropfenfalle

Der durch eine SAW induzierte Druck kann, wie Kapitel 6 erklärt, einen Tropfen aus einer Tropfenfalle herausschieben. Diese Funktionsweise wird in der Abb. 6.5 im Abschnitt 6.3.1 in einer Bilderfolge gezeigt. Die Bilder stammen aus einem Video, welches mit einer Hochgeschwindigkeitskamera und einer Bildwiederholungsrate von 2000 Bildern/Sekunde unter einem Mikroskop aufgenommen wurde. Das Daumenkino in der rechten oberen Ecke auf jeder Seite zeigt einen Ausschnitt aus dem Video. Im „analogen Video“ wird jedes Bild gezeigt und die Filmgeschwindigkeit beträgt somit 1/2000 Sekunde pro (gerade) Seite. Der gewählte Bildausschnitt und der Maßstab sind in Abb. 7.2 zu sehen.

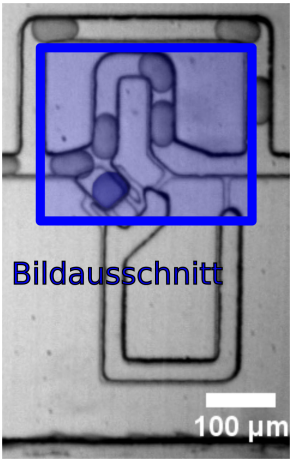


Abb. 7.2: Erläuterung zum analogen Video zum Auslesen einer Tropfenfalle

Die hier gezeigte Mikroskopaufnahme entspricht dem Bild A in der Abb. 6.5 im Abschnitt 6.3.1 und das blaue Rechteck spiegelt den Bildausschnitt des Daumenkinos in der rechten oberen Ecke wider. Die Wiedergabegeschwindigkeit des analogen Videos beträgt 1/2000 Sekunde pro (gerade) Seite. Es zeigt das Auslesen und Befüllen einer Tropfenfalle durch einen kurzen (20ms) Puls einer SAW.

Literatur

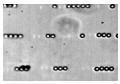
[AL89] M. M. Abouellell und F. J. Leonberger. „Waveguides in Lithium Niobate“. In: *Journal of the American Ceramic Society* 72.8 (Aug. 1989), S. 1311–1321. ISSN: 0002-7820. DOI: 10.1111/j.1151-2916.1989.tb07644.x.

[AKD68] R. Adler, A. Korpel und P. Desmares. „An Instrument for Making Surface Waves Visible“. In: *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics* 15.3 (Juli 1968), S. 157–160. ISSN: 0018-9537. DOI: 10.1109/T-SU.1968.29465.

[Ahn+11] B. Ahn, K. Lee, H. Lee, R. Panchapakesan, L. Xu, J. Xu und K. W. Oh. *Guiding, distribution, and storage of trains of shape-dependent droplets*. 2011. DOI: 10.1039/c1lc20729f.

[And+00] J. R. Anderson, D. T. Chiu, R. J. Jackman, O. Cherniavskaya, J. C. McDonald, H. Wu, S. H. Whitesides und G. M. Whitesides. „Fabrication of Topologically Complex Three-Dimensional Microfluidic Systems in PDMS by Rapid Prototyping“. In: *Analytical Chemistry* 72.14 (Juli 2000), S. 3158–3164. ISSN: 0003-2700. DOI: 10.1021/ac9912294.

[ABS03] S. L. Anna, N. Bontoux und H. A. Stone. „Formation of dispersions using “flow focusing” in microchannels“. In: *Applied Physics Letters* 82.3 (2003), S. 364. ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.1537519.



[Aut16] Autodesk. *AutoCAD.* 2016.

[Bal+97] D. S. Ballantine, R. M. White, S. J. Martin, A. J. Ricco, G. C. Frye, E. T. Zellers und H. Wohltjen. *Acoustic Wave Sensors. Theory, Design and Physico-Chemical Applications.* San Diego, London, Boston, New York, Sydney, Tokyo, Toronto: Academic Press, 1997. ISBN: 0-12-077460-7.

[Bar12] J.-C. Baret. „Surfactants in droplet-based microfluidics“. In: *Lab on a chip* 12.3 (März 2012), S. 422–33. ISSN: 1473-0189. DOI: 10.1039/c1lc20582j.

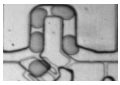
[Bar+10] R. Barnkob, P. Augustsson, T. Laurell und H. Bruus. „Measuring the local pressure amplitude in microchannel acoustophoresis.“ In: *Lab on a chip* 10.5 (März 2010), S. 563–70. ISSN: 1473-0197. DOI: 10.1039/b920376a.

[BGD10] C. N. Baroud, F. Gallaire und R. Dangla. „Dynamics of microfluidic droplets.“ In: *Lab on a chip* 10.16 (Aug. 2010), S. 2032–45. ISSN: 1473-0197. DOI: 10.1039/c001191f.

[Bei99] F. W. Beil. „Entwicklung komplexer Wandlergeometrien für akustische Oberflächenwellen in optoelektronischen Anwendungen“. Diplomarbeit. Ludwig-Maximilians-Universität München, 1999.

[Bey+06] D. Beyssen, L. Le Brizoual, O. Elmazria, P. Alnot, I. Perry und D. Maillet. „Droplet Heating System Based on SAW/Liquid Interaction“. In: *2006 IEEE Ultrasonics Symposium.* Bd. 1. Figure 1. IEEE, 2006, S. 949–952. ISBN: 1-4244-0201-8. DOI: 10.1109/ULTSYM.2006.251.

[BV10] S. S. Bithi und S. A. Vanapalli. „Behavior of a train of droplets in a fluidic network with hydrodynamic traps.“ In: *Biomicrofluidics* 4.4 (Jan. 2010), S. 44110. ISSN: 1932-1058. DOI: 10.1063/1.3523053.



[Bod+01] C. Bodefeld, F. Beil, H.-J. Kutschera, M. Streibl und A. Wixforth. „Imaging of surface acoustic waves“. In: *2001 IEEE Ultrasonics Symposium. Proceedings. An International Symposium (Cat. No.01CH37263)* 1 (2001), S. 145–148. DOI: 10.1109/ULTSYM.2001.991596.

[Bou+09] H. Boukellal, S. Selimović, Y. Jia, G. Cristobal und S. Fraden. „Simple, robust storage of drops and fluids in a microfluidic device.“ In: *Lab on a chip* 9.2 (Jan. 2009), S. 331–8. ISSN: 1473-0197. DOI: 10.1039/b808579j.

[Bre61] F. P. Bretherton. „The motion of long bubbles in tubes“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 10.02 (März 1961), S. 166. ISSN: 0022-1120. DOI: 10.1017/S0022112061000160.

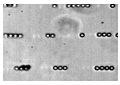
[Bru07] H. Bruus. *Theoretical Microfluidics*. New York: Oxford University Press, 2007, S. 364. ISBN: 978–0–19–923509–4.

[Bru12a] H. Bruus. „Acoustofluidics 10: scaling laws in acoustophoresis.“ In: *Lab on a chip* 12.9 (Mai 2012), S. 1578–86. ISSN: 1473-0189. DOI: 10.1039/c2lc21261g.

[Bru12b] H. Bruus. „Acoustofluidics 7: The acoustic radiation force on small particles.“ In: *Lab on a chip* 12.6 (März 2012), S. 1014–21. ISSN: 1473-0189. DOI: 10.1039/c2lc21068a.

[Bru+11] H. Bruus u. a. „Forthcoming Lab on a Chip tutorial series on acoustofluidics: Acoustofluidics—exploiting ultrasonic standing wave forces and acoustic streaming in microfluidic systems for cell and particle manipulation“. In: *Lab on a Chip* 11.21 (2011), S. 3579. ISSN: 1473-0197. DOI: 10.1039/c1lc90058g.

[CG84] H. Cerva und W. Graeff. „Contrast investigations of surface acoustic waves by stroboscopic topography. I. Orientation contrast“. In: *Physica Status Solidi (a)* 82.1 (März



1984), S. 35–45. ISSN: 00318965. DOI: 10.1002/pssa.2210820104.

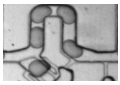
[Che+13] X. Chen, S. Shojaei-Zadeh, M. L. Gilchrist und C. Maldarelli. „A lipobead microarray assembled by particle entrapment in a microfluidic obstacle course and used for the display of cell membrane receptors“. In: *Lab on a Chip* 13.15 (2013), S. 3041. ISSN: 1473-0197. DOI: 10.1039/c3lc50083g.

[Chi05] T. Chiba. „Amplitude and phase measurement of surface acoustic waves within a saw filter having fan-shaped transducers and numerical simulations“. In: *IEEE Ultrasonics Symposium, 2005.* Bd. 3. c. IEEE, 2005, S. 1584–1587. ISBN: 0-7803-9382-1. DOI: 10.1109/ULTSYM.2005.1603163.

[CA07] G. F. Christopher und S. L. Anna. „Microfluidic methods for generating continuous droplet streams“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 40.19 (Okt. 2007), R319–R336. ISSN: 0022-3727. DOI: 10.1088/0022-3727/40/19/R01.

[Chr+08] G. F. Christopher, N. N. Noharuddin, J. A. Taylor und S. L. Anna. „Experimental observations of the squeezing-to-dripping transition in T-shaped microfluidic junctions“. In: *Physical Review E* 78.3 (Sep. 2008), S. 036317. ISSN: 1539-3755. DOI: 10.1103/PhysRevE.78.036317.

[Chu+07] L.-Y. Chu, A. S. Utada, R. K. Shah, J.-W. Kim und D. A. Weitz. „Controllable Monodisperse Multiple Emulsions“. In: *Angewandte Chemie International Edition* 46.47 (Dez. 2007), S. 8970–8974. ISSN: 14337851. DOI: 10.1002/anie.200701358.



[Col+13] D. J. Collins, T. Alan, K. Helmerson und A. Neild. „Surface acoustic waves for on-demand production of picoliter droplets and particle encapsulation.“ In: *Lab on a chip* 13.16 (Aug. 2013), S. 3225–31. ISSN: 1473-0189. DOI: 10.1039/c3lc50372k.

[Col+15] D. J. Collins, A. Neild, A. DeMello, A.-Q. Liu und Y. Ai. „The Poisson distribution and beyond: methods for microfluidic droplet production and single cell encapsulation“. In: *Lab Chip* 15.17 (2015), S. 3439–3459. ISSN: 1473-0197. DOI: 10.1039/C5LC00614G.

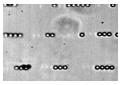
[DL08] B. Dai und L. G. Leal. „The mechanism of surfactant effects on drop coalescence“. In: *Physics of Fluids* 20.4 (2008), S. 040802. ISSN: 10706631. DOI: 10.1063/1.2911700.

[DK14] C. Dammann und S. Köster. „Dynamics of counterion-induced attraction between vimentin filaments followed in microfluidic drops.“ In: *Lab on a chip* 14.15 (2014), S. 2681–7. ISSN: 1473-0189. DOI: 10.1039/c3lc51418h.

[De 06] M. De Menech. „Modeling of droplet breakup in a microfluidic T-shaped junction with a phase-field model“. In: *Physical Review E* 73.3 (März 2006), S. 031505. ISSN: 1539-3755. DOI: 10.1103/PhysRevE.73.031505. arXiv: 0511371 [cond-mat].

[Dem06] W. Demtröder. *Experimentalphysik 1 - Mechanik und Wärme*. 4te. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 2006. ISBN: 3-540-43559-x.

[DS15] G. Destgeer und H. J. Sung. „Recent advances in microfluidic actuation and micro-object manipulation via surface acoustic waves“. In: *Lab Chip* 15.13 (2015), S. 2722–2738. ISSN: 1473-0197. DOI: 10.1039/C5LC00265F.



[DAL06] D. Di Carlo, N. Aghdam und L. P. Lee. „Single-Cell Enzyme Concentrations, Kinetics, and Inhibition Analysis Using High-Density Hydrodynamic Cell Isolation Arrays“. In: *Analytical Chemistry* 78.14 (Juli 2006), S. 4925–4930. ISSN: 0003-2700. DOI: 10.1021/ac060541s.

[Din+12] X. Ding u. a. „Standing surface acoustic wave (SSAW) based multichannel cell sorting.“ In: *Lab on a chip* 12.21 (Nov. 2012), S. 4228–31. ISSN: 1473-0189. DOI: 10.1039/c2lc40751e.

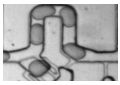
[Din+13] X. Ding u. a. „Surface acoustic wave microfluidics“. In: *Lab on a chip* 13.18 (Sep. 2013), S. 3626–3649. ISSN: 1473-0197. DOI: 10.1039/C3LC50361E. arXiv: NIHMS150003.

[Dol+08] B. Dollet, W. van Hoeve, J.-P. Raven, P. Marmottant und M. Versluis. „Role of the Channel Geometry on the Bubble Pinch-Off in Flow-Focusing Devices“. In: *Physical Review Letters* 100.3 (Jan. 2008), S. 034504. ISSN: 0031-9007. DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.034504.

[DTW03] R. Dreyfus, P. Tabeling und H. Willaime. „Ordered and Disordered Patterns in Two-Phase Flows in Microchannels“. In: *Physical Review Letters* 90.14 (Apr. 2003), S. 144505. ISSN: 0031-9007. DOI: 10.1103/PhysRevLett.90.144505.

[DT10] T. Dung Luong und N. Trung Nguyen. „Surface Acoustic Wave Driven Microfluidics – A Review“. In: *Micro and Nanosystemse* 2.3 (Sep. 2010), S. 217–225. ISSN: 18764029. DOI: 10.2174/1876402911002030217.

[EF80] G. Eberharter und H. Feuerbaum. „Scanning-electron-microscope observations of propagating acoustic waves in surface acoustic wave devices“. In: *Applied Physics Letters* 37.8 (1980), S. 698. ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.92044.



[Eck48] C. Eckart. „Vortices and Streams Caused by Sound Waves“. In: *Physical Review* 73.1 (Jan. 1948), S. 68–76. ISSN: 0031-899X. DOI: 10.1103/PhysRev.73.68.

[EKS06] H. J. Eichler, H.-D. Kronfeldt und J. Sahm. *Das Neue Physikalische Grundpraktikum*. Springer-Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg, 2006. ISBN: 978-3-540-21453-3. DOI: 10.1007/3-540-29968-8.

[Far78] G. W. Farnell. „Types and Properties of Surface Waves“. In: *Acoustic Surface Waves*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1978. Kap. 2.

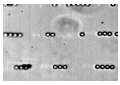
[FY11] J. Friend und L. Y. Yeo. „Microscale acoustofluidics: Microfluidics driven via acoustics and ultrasonics“. In: *Reviews of Modern Physics* 83.2 (Juni 2011), S. 647–704. ISSN: 0034-6861. DOI: 10.1103/RevModPhys.83.647.

[Fro07] T. Frommelt. „Mischen und Sortieren mit SAW-Fluidik in Simulation und Experiment“. Diss. Universität Augsburg, 2007.

[Fro+08] T. Frommelt, M. Kostur, M. Wenzel-Schäfer, P. Talkner, P. Hänggi und A. Wixforth. „Microfluidic mixing via acoustically driven chaotic advection“. In: *Physical Review Letters* 100.3 (2008), S. 1–4. ISSN: 00319007. DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.034502.

[Fue+07] M. J. Fuerstman, A. Lai, M. E. Thurlow, S. S. Shevkoplyas, H. A. Stone und G. M. Whitesides. „The pressure drop along rectangular microchannels containing bubbles.“ In: *Lab on a chip* 7.11 (Nov. 2007), S. 1479–89. ISSN: 1473-0197. DOI: 10.1039/b706549c.

[Gar+06] P. Garstecki, M. J. Fuerstman, H. A. Stone und G. M. Whitesides. „Formation of droplets and bubbles in a microfluidic T-junction-scaling and mechanism of break-up.“



In: *Lab on a chip* 6.3 (März 2006), S. 437–46. ISSN: 1473-0197. DOI: 10.1039/b510841a.

[GSW05] P. Garstecki, H. A. Stone und G. M. Whitesides. „Mechanism for Flow-Rate Controlled Breakup in Confined Geometries: A Route to Monodisperse Emulsions“. In: *Physical Review Letters* 94.16 (Apr. 2005), S. 164501. ISSN: 0031-9007. DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.164501.

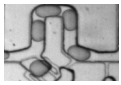
[God+83] P. Goddard, G. Clark, B. Tanner und R. Whatmore. „Stroboscopic synchrotron-X-radiation topography and its application to the imaging of travelling surface acoustic waves“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 208.1-3 (Apr. 1983), S. 705–710. ISSN: 01675087. DOI: 10.1016/0167-5087(83)91208-5.

[Gor62] L. P. Gor'kov. „On the forces acting on a small particle in an acoustic field in an ideal fluid“. In: *Soviet Physics Doklady* 6 (1962), S. 773–775.

[Gov+00] A. O. Govorov, A. V. Kalameitsev, M. Rotter, A. Wixforth, J. P. Kotthaus, K. H. Hoffmann und N. Botkin. „Nonlinear acousto-electric transport in a two-dimensional electron system“. In: 62.4 (2000), S. 27. ISSN: 0163-1829. DOI: 10.1103/PhysRevB.62.2659. arXiv: 0005122 [cond-mat].

[GKK80] J. Green, G. Kino und B. Khuri-Yakub. „Focused Surface Wave Transducers on Anisotropic Substrates: A Theory Developed for the Waveguided Storage Correlator“. In: *1980 Ultrasonics Symposium*. IEEE, 1980, S. 69–73. DOI: 10.1109/ULTSYM.1980.197362.

[Gre03] R. Greve. *Kontinuumsmechanik - Ein Grundkurs für Ingenieure und Physiker*. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2003. ISBN: 978-3-540-00760-9.



[Gui+07] P. Guillot, A. Colin, A. S. Utada und A. Ajdari. „Stability of a Jet in Confined Pressure-Driven Biphasic Flows at Low Reynolds Numbers“. In: *Physical Review Letters* 99.10 (Sep. 2007), S. 104502. ISSN: 0031-9007. DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.104502.

[Has10] K.-y. Hashimoto. *SurfaceAcoustic Wave Devices in Telecommunications*. Berlin, Heidelberg, New York, Barcelona, Hong Kong, London, Milan, Paris, Singapore, Tokyo: Springer Verlag, 2010.

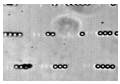
[Hay13] W. M. Haynes, Hrsg. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. 94th. CRC Press/Taylor und Francis, 2013. ISBN: 978-1466571143.

[HH08] A. L. Hazel und M. Heil. „The influence of gravity on the steady propagation of a semi-infinite bubble into a flexible channel“. In: *Physics of Fluids* 20.9 (2008), S. 092109. ISSN: 10706631. DOI: 10.1063/1.2982520.

[He+05] M. He, J. S. Edgar, G. D. M. Jeffries, R. M. Lorenz, J. P. Shelby und D. T. Chiu. „Selective Encapsulation of Single Cells and Subcellular Organelles into Picoliter- and Femtoliter-Volume Droplets“. In: *Analytical Chemistry* 77.6 (März 2005), S. 1539–1544. ISSN: 0003-2700. DOI: 10.1021/ac0480850.

[HCF97] T. Hesjedal, E. Chilla und H.-J. Fröhlich. „High resolution visualization of acoustic wave fields within surface acoustic wave devices“. In: *Applied Physics Letters* 70.11 (1997), S. 1372. ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.119323.

[Hue+09] A. Huebner, D. Bratton, G. Whyte, M. Yang, A. J. DeMello, C. Abell und F. Hollfelder. „Static microdroplet arrays: a microfluidic device for droplet trapping, incubation and release for enzymatic and cell-based assays“.



In: *Lab Chip* 9.5 (2009), S. 692–698. ISSN: 1473-0197. DOI: 10.1039/B813709A.

[Hun09] S. Hunklinger. *Festkörperphysik*. 2te. München: Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2009. ISBN: 978-3-486-59045-6.

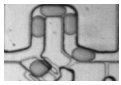
[HW62] A. R. Hutson und D. L. White. „Elastic Wave Propagation in Piezoelectric Semiconductors“. In: *Journal of Applied Physics* 33.1 (1962), S. 40. ISSN: 00218979. DOI: 10.1063/1.1728525.

[IL09] H. Ibach und H. Lüth. *Festkörperphysik*. 7te. Springer-Lehrbuch. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2009. ISBN: 978-3-540-85794-5. DOI: 10.1007/978-3-540-85795-2.

[Iss+08] B. Issenmann, A. Nicolas, R. Wunenburger, S. Manneville und J.-P. Delville. „Deformation of acoustically transparent fluid interfaces by the acoustic radiation pressure“. In: *EPL (Europhysics Letters)* 83.3 (Aug. 2008), S. 34002. ISSN: 0295-5075. DOI: 10.1209/0295-5075/83/34002.

[Iss+11] B. Issenmann, R. Wunenburger, H. Chraibi, M. Gandil und J.-P. Delville. „Unsteady deformations of a free liquid surface caused by radiation pressure“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 682 (Sep. 2011), S. 460–490. ISSN: 0022-1120. DOI: 10.1017/jfm.2011.236.

[Iss+06] B. Issenmann, R. Wunenburger, S. Manneville und J.-P. Delville. „Bistability of a Compliant Cavity Induced by Acoustic Radiation Pressure“. In: *Physical Review Letters* 97.7 (Aug. 2006), S. 074502. ISSN: 0031-9007. DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.074502.



[Jak+14] O. Jakobsson, C. Grenvall, M. Nordin, M. Evander und T. Laurell. „Acoustic actuated fluorescence activated sorting of microparticles.“ In: *Lab on a chip* 14.11 (Juni 2014), S. 1943–50. ISSN: 1473-0189. DOI: 10.1039/c3lc51408k.

[Jeo+16] H.-H. Jeong, B. Lee, S. H. Jin, S.-G. Jeong und C.-S. Lee. „A highly addressable static droplet array enabling digital control of a single droplet at pico-volume resolution“. In: *Lab Chip* 16.9 (2016), S. 1698–1707. ISSN: 1473-0197. DOI: 10.1039/C6LC00212A.

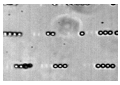
[Jun+05] Jun Kondoh, N. Shimizu, Y. Matsui, M. Sugimoto und S. Shiokawa. „Development of SAW thermocycler for small liquid droplets“. In: *IEEE Ultrasonics Symposium, 2005.* Bd. 2. c. IEEE, 2005, S. 1023–1027. ISBN: 0-7803-9382-1. DOI: 10.1109/ULTSYM.2005.1603025.

[KSG16] T. S. Kaminski, O. Scheler und P. Garstecki. „Droplet microfluidics for microbiology: techniques, applications and challenges“. In: *Lab Chip* 16.12 (2016), S. 2168–2187. ISSN: 1473-0197. DOI: 10.1039/C6LC00367B.

[Kam+05] H. Kamizuma, L. Yang, T. Omori, K.-y. Hashimoto und M. Yamaguchi. „High-Speed Laser Probing System for Surface Acoustic Wave Devices Based on Knife-Edge Method“. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 44.6B (Juni 2005), S. 4535–4538. ISSN: 0021-4922. DOI: 10.1143/JJAP.44.4535.

[Kha+06] N. Khalil, A. Zaki, M. B. Saleh und H. Ali. „Optimum design of MEMS-SAW filter for wireless system applications“. In: *WSEAS Transactions on Electronics* 3.7 (2006), S. 357–362. ISSN: 11099445.

[Kim+12] C. Kim, J. H. Bang, Y. E. Kim, J. H. Lee und J. Y. Kang. „Stable hydrodynamic trapping of hydrogel beads for on-chip differentiation analysis of encapsulated stem



cells“. In: *Sensors and Actuators B: Chemical* 166-167 (Mai 2012), S. 859–869. ISSN: 09254005. DOI: 10.1016/j.snb.2012.02.008.

[Kin34] L. V. King. „On the Acoustic Radiation Pressure on Spheres“. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 147.861 (Nov. 1934), S. 212–240. ISSN: 1364-5021. DOI: 10.1098/rspa.1934.0215.

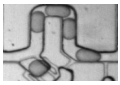
[Kin87] G. S. Kino. *Acoustic Waves: Devices, Imaging, and Analog Signal Processing*. New Jersey: Prentice Hall, 1987. ISBN: 0-13-003047-3.

[Kir10] B. Kirby. *Micro- and Nanoscale Fluid Mechanics*. Cambridge: Cambridge University Press, 2010, S. 536. ISBN: 9780511760723. DOI: 10.1017/CBO9780511760723. arXiv: arXiv:1011.1669v3.

[Kon+09] J. Kondoh, N. Shimizu, Y. Matsui, M. Sugimoto und S. Shiokawa. „Development of temperature-control system for liquid droplet using surface Acoustic wave devices“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 149.2 (Feb. 2009), S. 292–297. ISSN: 09244247. DOI: 10.1016/j.sna.2008.11.007.

[Kor+13] P. M. Korczyk, L. Derzsi, S. Jakieła und P. Garstecki. „Microfluidic traps for hard-wired operations on droplets“. In: *Lab on a Chip* 13.20 (2013), S. 4096. ISSN: 1473-0197. DOI: 10.1039/c3lc50347j.

[Kov+90] G. Kovacs, M. Anhorn, H. Engan, G. Visintini und C. Ruppel. „Improved material constants for LiNbO3 and LiTaO3“. In: *IEEE Symposium on Ultrasonics*. IEEE, 1990, S. 435–438. DOI: 10.1109/ULTSYM.1990.171403.



[Lab+09] V. Labrot, M. Schindler, P. Guillot, A. Colin und M. Joanicot. „Extracting the hydrodynamic resistance of droplets from their behavior in microchannel networks.“ In: *Biomicrofluidics* 3.1 (Jan. 2009), S. 12804. ISSN: 1932-1058. DOI: 10.1063/1.3109686.

[LE13] T. P. Lagus und J. F. Edd. „A review of the theory, methods and recent applications of high-throughput single-cell droplet microfluidics“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 46.11 (März 2013), S. 114005. ISSN: 0022-3727. DOI: 10.1088/0022-3727/46/11/114005.

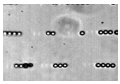
[LL80a] L. D. Landau und E. M. Lifshitz. *Course of Theoretical Physics. vol. 5. Statistical Physics*. Hrsg. von E. M. Lifshitz und L. P. Pitaevskii. 3rd. Oxford, New York, Toronto, Sydney, Paris, Frankfurt: Pergamon Press, 1980. ISBN: 0-08-033933-6.

[LL80b] L. D. Landau und E. M. Lifshitz. *Course of Theoretical Physics. vol. 7. Theory of Elasticity*. 2nd. Oxford, New York, Toronto, Sydney, Paris, Braunschweig: Pergamon Press, 1980. ISBN: 0750626364.

[LL87] L. D. Landau und E. M. Lifshitz. *Course of Theoretical Physics. vol. 6. Fluid Mechanics*. 2nd. Oxford, New York, Beijing, Frankfurt, Sao Paulo, Sydney, Tokyo, Toronto: Pergamon Press, 1987.

[LL14] T. Laurell und A. Lenshof. *Microscale Acoustofluidics*. Hrsg. von T. Laurell und A. Lenshof. Cambridge: Royal Society of Chemistry, 2014, P001–574. ISBN: 978-1-84973-671-8. DOI: 10.1039/9781849737067.

[Lee+14] T. Lee, J. G. Ok, H. S. Youn und L. J. Guo. „Microbubbles generated by a single focused optoacoustic wave“. In: *IEEE International Ultrasonics Symposium Procee-*



dings (2014), S. 1041–1044. DOI: 10.1109/ULTSYM.2014.0255.

[LSD14] I. Leibacher, S. Schatzer und J. Dual. „Impedance matched channel walls in acoustofluidic systems.“ In: *Lab on a chip* 14.3 (Feb. 2014), S. 463–70. ISSN: 1473-0189. DOI: 10.1039/c3lc51109j.

[Lem16] M. Leman. „Droplet-based microfluidics at the femtoliter scale“. Diss. Université Pierre et Marie Curie Paris, 2016.

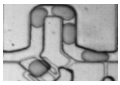
[Lin+04] D. R. Link, S. L. Anna, D. A. Weitz und H. A. Stone. „Geometrically Mediated Breakup of Drops in Microfluidic Devices“. In: *Physical Review Letters* 92.5 (Feb. 2004), S. 054503. ISSN: 0031-9007. DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.054503.

[LZ11] H. Liu und Y. Zhang. „Droplet formation in microfluidic cross-junctions“. In: *Physics of Fluids* 23.8 (2011), S. 082101. ISSN: 10706631. DOI: 10.1063/1.3615643.

[LFM13] J. K. Luo, Y. Q. Fu und W. I. Milne. „Acoustic Wave Based Microfluidics and Lab-on-a-Chip“. In: *Modeling and Measurement Methods for Acoustic Waves and for Acoustic Microdevices*. Hrsg. von M. G. Beghi. InTech, 2013, S. 515–556. ISBN: 978-953-51-1189-4. DOI: 10.5772/2581.

[LPN11] T.-d. Luong, V.-n. Phan und N.-T. Nguyen. „High-throughput micromixers based on acoustic streaming induced by surface acoustic wave“. In: *Microfluid Nanofluid* 10 (2011), S. 619–625. DOI: 10.1007/s10404-010-0694-0.

[Mam+04] A. Mamishev, K. Sundara-Rajan, Fumin Yang, Yanqing Du und M. Zahn. „Interdigital sensors and transducers“. In: *Proceedings of the IEEE* 92.5 (Mai 2004), S. 808–845. ISSN: 0018-9219. DOI: 10.1109/JPROC.2004.826603.



[MT70] P. W. Mason und R. N. Thurston. *Physical Acoustics. Principles and Methods. Volume VII*. New York, London: Academic Press, 1970. ISBN: 9780124779075.

[McD+00] J. C. McDonald, D. C. Duffy, J. R. Anderson, D. T. Chiu, H. Wu, O. J. Schueller und G. M. Whitesides. „Fabrication of microfluidic systems in poly(dimethylsiloxane)." In: *Electrophoresis* 21.1 (Jan. 2000), S. 27–40. ISSN: 0173-0835. DOI: 10.1002/(SICI)1522-2683(20000101)21:1<27::AID-ELPS27>3.0.CO;2-C.

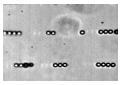
[MW02] J. C. McDonald und G. M. Whitesides. „Poly(dimethylsiloxane) as a Material for Fabricating Microfluidic Devices". In: *Accounts of Chemical Research* 35.7 (Juli 2002), S. 491–499. ISSN: 0001-4842. DOI: 10.1021/ar010110q.

[MDS12] E. Meijering, O. Dzyubachyk und I. Smal. „Methods for cell and particle tracking." In: *Methods in enzymology* 504.February (Jan. 2012), S. 183–200. ISSN: 1557-7988. DOI: 10.1016/B978-0-12-391857-4.00009-4.

[MT06] L. Ménétrier-Deremble und P. Tabeling. „Droplet breakup in microfluidic junctions of arbitrary angles". In: *Physical Review E* 74.3 (Sep. 2006), S. 035303. ISSN: 1539-3755. DOI: 10.1103/PhysRevE.74.035303.

[Mor07] D. Morgan. *Surface Acoustic Wave Filters*. 2nd. Amsterdam, Boston, Heidelberg, London, New York, Oxford, Paris, San Diego, San Francisco, Singapore, Sydney, Tokyo: Elsevier, 2007. ISBN: 978-0-1237-2537-0.

[MF04] C. J. Morris und F. K. Forster. „Oscillatory flow in microchannels". In: *Experiments in Fluids* 36.6 (Juni 2004), S. 928–937. ISSN: 0723-4864. DOI: 10.1007/s00348-003-0776-9.



[NLS11] J. Nam, Y. Lee und S. Shin. „Size-dependent microparticles separation through standing surface acoustic waves“. In: *Microfluidics and Nanofluidics* 11.3 (Apr. 2011), S. 317–326. ISSN: 1613-4982. DOI: 10.1007/s10404-011-0798-1.

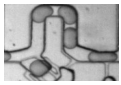
[NLS12] J. Nam, H. Lim und S. Shin. „Manipulation of microparticles using surface acoustic wave in microfluidic systems: a brief review“. In: *Korea-Australia Rheology Journal* 23.4 (Jan. 2012), S. 255–267. ISSN: 1226-119X. DOI: 10.1007/s13367-011-0031-5.

[Nus+12] H. Nuss, C. Chevallard, P. Guenoun und F. Malloggi. „Microfluidic trap-and-release system for lab-on-a-chip-based studies on giant vesicles.“ In: *Lab on a chip* 12.24 (Dez. 2012), S. 5257–61. ISSN: 1473-0189. DOI: 10.1039/c2lc40782e.

[PSD05] J. D. Pandey, a. K. Singh und R. Dey. *Novel approach for prediction of ultrasonic velocity in quaternary liquid mixtures*. 2005. DOI: 10.1007/BF02704537.

[Pom+11] R. R. Pompano, W. Liu, W. Du und R. F. Ismagilov. „Microfluidics using spatially defined arrays of droplets in one, two, and three dimensions.“ In: *Annual review of analytical chemistry (Palo Alto, Calif.)* 4.February (Jan. 2011), S. 59–81. ISSN: 1936-1335. DOI: 10.1146/annurev.anchem.012809.102303.

[Pro+09] D. M. Profunser, E. Muramoto, O. Matsuda und O. B. Wright. „Dynamic visualization of surface acoustic waves on a two-dimensional phononic crystal“. In: *Physical Review B* 80.1 (Juli 2009), S. 014301. ISSN: 1098-0121. DOI: 10.1103/PhysRevB.80.014301.



[Ram+16] R. W. Rambach, J. Taiber, C. M. L. Scheck, C. Meyer, J. Reboud, J. M. Cooper und T. Franke. „Visualization of Surface Acoustic Waves in Thin Liquid Films“. In: *Scientific Reports* 6 (Feb. 2016), S. 21980. ISSN: 2045-2322. DOI: 10.1038/srep21980.

[Ram12] R. W. Rambach. „Superposition und Visualisierung von akustischen Oberflächenwellen“. Diplomarbeit. Technische Universität München, 2012.

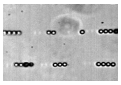
[Ram+17a] R. W. Rambach, P. Biswas, A. Yadav, P. Garstecki und T. Franke. „Fast selective trapping and release of picoliter droplets in a 3D microfluidic PDMS multi trap system with bubbles“. In: *Eingereicht bei Analyst* (2017).

[Ram+17b] R. W. Rambach, K. Linder, M. Heymann und T. Franke. „Droplet trapping and fast acoustic release in a multi-height device with steady-state flow“. In: *Lab Chip* 17 (20 2017), S. 3422–3430. DOI: 10.1039/C7LC00378A.

[Ram+13] R. W. Rambach, C. Scheck, V. Skowronek, L. Schmid und T. Franke. *Simple visualization of a microfluidic acoustic pump's sound path.* In: Chips and Tricks (Aug. 2013). URL: http://blogs.rsc.org/chipsandtips/2013/08/01/simple-visualization-of-a-microfluidic-acoustic-pump's-sound-path/.

[RSF14] R. W. Rambach, V. Skowronek und T. Franke. „Localization and shaping of surface acoustic waves using PDMS posts: application for particle filtering and washing“. In: *RSC Adv.* 4.105 (2014), S. 60534–60542. ISSN: 2046-2069. DOI: 10.1039/C4RA13002B.

[Ray85] L. Rayleigh. „On Waves Propagated along the Plane Surface of an Elastic Solid“. In: *Proceedings of the London Mathematical Society* s1-17.1 (Nov. 1885), S. 4–11. ISSN: 0024-6115. DOI: 10.1112/plms/s1-17.1.4.



[Res11] W. Research. *Mathematica*. 2011.

[RK12] M. J. Rosen und J. T. Kunjappu. *Surfactants and Interfacial Phenomena*. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., März 2012. ISBN: 9781118228920. DOI: 10.1002/9781118228920.

[SMC04] O. Sapozhnikov, A. Morozov und D. Cathignol. „Piezoelectric transducer surface vibration characterization using acoustic holography and laser vibrometry". In: *IEEE Ultrasonics Symposium, 2004*. Bd. 1. c. IEEE, 2004, S. 161–164. ISBN: 0-7803-8412-1. DOI: 10.1109/ULTSYM.2004.1417693.

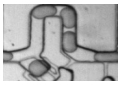
[Sau+99] W. Sauer u. a. „X-ray imaging and diffraction from surface phonons on GaAs". In: *Applied Physics Letters* 75.12 (1999), S. 1709. ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.124797.

[Sch+15] J. Schindelin, C. T. Rueden, M. C. Hiner und K. W. Eliceiri. „The ImageJ ecosystem: An open platform for biomedical image analysis". In: *Molecular Reproduction and Development* 82.7-8 (Juli 2015), S. 518–529. ISSN: 1040452X. DOI: 10.1002/mrd.22489.

[Sch+12] J. Schindelin u. a. „Fiji: an open-source platform for biological-image analysis." In: *Nature methods* 9.7 (Juli 2012), S. 676–82. ISSN: 1548-7105. DOI: 10.1038/nmeth.2019.

[SF13] L. Schmid und T. Franke. „SAW-controlled drop size for flow focusing." In: *Lab on a chip* 13.9 (Mai 2013), S. 1691–4. ISSN: 1473-0189. DOI: 10.1039/c3lc41233d.

[SF14] L. Schmid und T. Franke. „Acoustic modulation of droplet size in a T-junction". In: *Applied Physics Letters* 104.13 (März 2014), S. 133501. ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/1.4869536.



[Sch+11] L. Schmid, A. Wixforth, D. A. Weitz und T. Franke. „Novel surface acoustic wave (SAW)-driven closed PDMS flow chamber“. In: *Microfluidics and Nanofluidics* 12.1-4 (Aug. 2011), S. 229–235. ISSN: 1613-4982. DOI: 10.1007/s10404-011-0867-5.

[Sch+09] C. H. J. Schmitz, A. C. Rowat, S. Köster und D. A. Weitz. „Dropspots: a picoliter array in a microfluidic device“. In: *Lab Chip* 9.1 (2009), S. 44–49. ISSN: 1473-0197. DOI: 10.1039/B809670H.

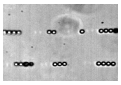
[SRE12] C. A. Schneider, W. S. Rasband und K. W. Eliceiri. „NIH Image to ImageJ: 25 years of image analysis“. In: *Nature Methods* 9.7 (Juni 2012), S. 671–675. ISSN: 1548-7091. DOI: 10.1038/nmeth.2089.

[See+12] R. Seemann, M. Brinkmann, T. Pfohl und S. Herminghaus. „Droplet based microfluidics“. In: *Reports on Progress in Physics* 75.1 (Jan. 2012), S. 016601. ISSN: 0034-4885. DOI: 10.1088/0034-4885/75/1/016601.

[SAN14] M. Sesen, T. Alan und A. Neild. „Microfluidic on-demand droplet merging using surface acoustic waves.“ In: *Lab on a chip* 14.17 (Juli 2014), S. 3325–33. ISSN: 1473-0189. DOI: 10.1039/c4lc00456f.

[SB12] M. Settnes und H. Bruus. „Forces acting on a small particle in an acoustical field in a viscous fluid“. In: *Physical Review E* 85.1 (Jan. 2012), S. 016327. ISSN: 1539-3755. DOI: 10.1103/PhysRevE.85.016327.

[Shi+09a] J. Shi, D. Ahmed, X. Mao, S.-C. S. Lin, A. Lawit und T. J. Huang. „Acoustic tweezers: patterning cells and microparticles using standing surface acoustic waves (SSAW)“. In: *Lab on a chip* 9.20 (Okt. 2009), S. 2890–5. ISSN: 1473-0197. DOI: 10.1039/b910595f.



[Shi+09b] J. Shi, H. Huang, Z. Stratton, Y. Huang und T. J. Huang. „Continuous particle separation in a microfluidic channel via standing surface acoustic waves (SSAW).“ In: *Lab on a chip* 9.23 (Dez. 2009), S. 3354–9. ISSN: 1473-0189. DOI: 10.1039/b915113c.

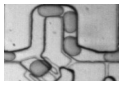
[Shi+08a] J. Shi, X. Mao, D. Ahmed, A. Colletti und T. J. Huang. „Focusing microparticles in a microfluidic channel with standing surface acoustic waves (SSAW).“ In: *Lab on a chip* 8.2 (März 2008), S. 221–3. ISSN: 1473-0197. DOI: 10.1039/b716321e.

[Shi+08b] W. Shi, J. Qin, N. Ye und B. Lin. „Droplet-based microfluidic system for individual Caenorhabditis elegans assay.“ In: *Lab on a chip* 8.9 (Sep. 2008), S. 1432–5. ISSN: 1473-0197. DOI: 10.1039/b808753a.

[Shi+07] J.-u. Shim, G. Cristobal, D. R. Link, T. Thorsen, Y. Jia, K. Piattelli und S. Fraden. „Control and Measurement of the Phase Behavior of Aqueous Solutions Using Microfluidics“. In: *Journal of the American Chemical Society* 129.28 (Juli 2007), S. 8825–8835. ISSN: 0002-7863. DOI: 10.1021/ja071820f.

[SMU15] S. Shiokawa, Y. Matsui und T. Ueda. „Liquid streaming and droplet formation caused by leaky Rayleigh waves“. In: *Proceedings., IEEE Ultrasonics Symposium*. Hrsg. von Intergovernmental Panel on Climate Change. Bd. 1. Cambridge: IEEE, 2015, S. 643–646. ISBN: 9788578110796. DOI: 10.1109/ULTSYM.1989.67063. arXiv: arXiv:1011.1669v3.

[Sim96] S. H. Simon. „Coupling of Surface Acoustic Waves to a Two Dimensional Electron Gas“. In: *Physical Review B* 57.19 (1996), S. 7. ISSN: 0163-1829. DOI: 10.1103/PhysRevB.54.13878. arXiv: 9605033 [cond-mat].



[SRF15] V. Skowronek, R. W. Rambach und T. Franke. „Surface acoustic wave controlled integrated band-pass filter“. In: *Microfluidics and Nanofluidics* 19.2 (2015), S. 335–341. ISSN: 1613-4982. DOI: 10.1007/s10404-015-1559-3.

[Sko+13] V. Skowronek, R. W. Rambach, L. Schmid, K. Haase und T. Franke. „Particle deflection in a poly(dimethylsiloxane) microchannel using a propagating surface acoustic wave: size and frequency dependence.“ In: *Analytical chemistry* 85.20 (Okt. 2013), S. 9955–9. ISSN: 1520-6882. DOI: 10.1021/ac402607p.

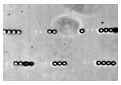
[Smi+69] W. Smith, H. Gerard, J. Collins, T. Reeder und H. Shaw. „Analysis of Interdigital Surface Wave Transducers by Use of an Equivalent Circuit Model“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 17.11 (Nov. 1969), S. 856–864. DOI: 10.1109/TMTT.1969.1127075.

[SQ05] T. M. Squires und S. R. Quake. „Microfluidics: Fluid physics at the nanoliter scale“. In: *Reviews of Modern Physics* 77.3 (Okt. 2005), S. 977–1026. ISSN: 0034-6861. DOI: 10.1103/RevModPhys.77.977.

[SK95] H. Stephani und G. Kluge. *Theoretische Mechanik: Grundlagen und Übungen*. Heidelberg, Berlin, Oxford: Spektrum Akademischer Verlag, 1995. ISBN: 3860252844.

[Str12] F. Strauß. *Grundkurs Hochfrequenztechnik*. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag, 2012. ISBN: 978-3-8348-1242-1. DOI: 10.1007/978-3-8348-8275-2.

[Str00] M. Streibl. „Statische und dynamische Potentialgitter auf Halbleiterheterostrukturen für optoelektronische Anwendungen“. Diss. Ludwig-Maximilians-Universität München, 2000.



[Str05] C. J. Strobl. „Mikro- und Nanofluidik auf piezoelektrischen Substraten“. Diss. Ludwig–Maximilians–Universität München, 2005.

[SBV11] M. Sun, S. S. Bithi und S. A. Vanapalli. „Microfluidic static droplet arrays with tuneable gradients in material composition.“ In: *Lab on a chip* 11.23 (Dez. 2011), S. 3949–52. ISSN: 1473-0189. DOI: 10.1039/c1lc20709a.

[Tab05] P. Tabeling. *Introduction to Microfluidics*. Oxford, NewYork: Oxford University Press, 2005. ISBN: 978-0-19-856864-3.

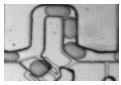
[TK02] I. Takanaga und J.-i. Kushibiki. „A method of determining acoustical physical constants for piezoelectric materials by line-focus-beam acoustic microscopy.“ In: *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control* 49.7 (Juli 2002), S. 893–904. ISSN: 0885-3010.

[TFY07] M. K. Tan, J. R. Friend und L. Y. Yeo. „Direct visualization of surface acoustic waves along substrates using smoke particles“. In: *Applied Physics Letters* 91.22 (2007), S. 224101. ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.2814054.

[Teh+08] S.-Y. Teh, R. Lin, L.-H. Hung und A. P. Lee. „Droplet microfluidics“. In: *Lab on a chip* 8.2 (2008), S. 198–220. ISSN: 1473-0197. DOI: 10.1039/b715524g.

[Tem+80] J. Temmyo, I. Kotaka, T. Inamura und S. Yoshikawa. „Precise Measurement of SAW Propagation Velocity on LiNbO3“. In: *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics* 27.4 (Juli 1980), S. 218–218. ISSN: 0018-9537. DOI: 10.1109/T-SU.1980.31176.

[Tra+14] M. Travagliati, R. J. Shilton, M. Pagliazzi, I. Tonazzini, F. Beltram und M. Cecchini. „Acoustofluidics and Whole-Blood Manipulation in Surface Acoustic Wave Counter-



flow Devices“. In: *Analytical chemistry* (Okt. 2014). ISSN: 1520-6882. DOI: 10.1021/ac502465s.

[Tse+06] W.-k. Tseng, J.-l. Lin, W.-c. Sung, S.-H. Chen und G.-B. Lee. „Active micro-mixers using surface acoustic waves on Y-cut 128° LiNbO 3“. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 16.3 (März 2006), S. 539–548. ISSN: 0960-1317. DOI: 10.1088/0960-1317/16/3/009.

[Uta+07] A. S. Utada, A. Fernandez-Nieves, H. A. Stone und D. A. Weitz. „Dripping to Jetting Transitions in Coflowing Liquid Streams“. In: *Physical Review Letters* 99.9 (Aug. 2007), S. 094502. ISSN: 0031-9007. DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.094502.

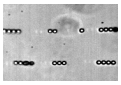
[Wag02] J. Wagner. „Induktiv gekoppelte Oberflächenwellen-Oszillatoren zum Nachweis von organischen Lösungsmitteln in Umgebungsluft“. Diss. Ruprecht - Karls - Universität Heidelberg, 2002.

[WYL09] W. Wang, C. Yang und C. M. Li. „On-demand microfluidic droplet trapping and fusion for on-chip static droplet assays“. In: *Lab on a Chip* 9.11 (2009), S. 1504. ISSN: 1473-0197. DOI: 10.1039/b903468d.

[WAB88] R. Weast, M. Astle und W. Beyer. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. 90th. 1988.

[WG85] R. S. Weis und T. K. Gaylord. „Lithium niobate: Summary of physical properties and crystal structure“. In: *Applied Physics A Solids and Surfaces* 37.4 (Aug. 1985), S. 191–203. ISSN: 0721-7250. DOI: 10.1007/BF00614817.

[Wha+82] R. W. Whatmore, P. A. Goddard, B. K. Tanner und G. F. Clark. „Direct imaging of travelling Rayleigh waves by stroboscopic X-ray topography“. In: *Nature* 299.5878 (Sep. 1982), S. 44–46. ISSN: 0028-0836. DOI: 10.1038/299044a0.



[Whe+03] A. R. Wheeler u. a. „Microfluidic Device for Single-Cell Analysis“. In: *Analytical Chemistry* 75.14 (Juli 2003), S. 3581–3586. ISSN: 0003-2700. DOI: 10.1021/ac0340758.

[Wik+06] M. Wiklund, C. Günther, R. Lemor, M. Jäger, G. Fuhr und H. M. Hertz. „Ultrasonic standing wave manipulation technology integrated into a dielectrophoretic chip“. In: *Lab on a chip* 6.12 (Dez. 2006), S. 1537–44. ISSN: 1473-0197. DOI: 10.1039/b612064b.

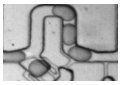
[WH06] M. Wiklund und H. M. Hertz. „Ultrasonic enhancement of bead-based bioaffinity assays“. In: *Lab on a chip* 6.10 (Okt. 2006), S. 1279–92. ISSN: 1473-0197. DOI: 10.1039/b609184a.

[Wik04] M. Wiklund. „Ultrasonic Enrichment of Microparticles in Bioaffinity Assays“. Diss. Royal Institute of Technology, 2004. ISBN: 9172837233.

[WGO12] M. Wiklund, R. Green und M. Ohlin. „Acoustofluidics 14: Applications of acoustic streaming in microfluidic devices“. In: *Lab on a chip* 12.14 (Juli 2012), S. 2438–51. ISSN: 1473-0189. DOI: 10.1039/c2lc40203c.

[Wix09] A. Wixforth. „Acoustically driven microfluidic applications for on-chip laboratories“. In: *2009 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 22nd European Frequency and Time Forum* (2009), S. 778–783. ISSN: 1075-6787. DOI: 10.1109/FREQ.2009.5168291.

[WRM95a] H. Wong, C. J. Radke und S. Morris. „The motion of long bubbles in polygonal capillaries. Part 1. Thin films“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 292.-1 (Juni 1995), S. 71. ISSN: 0022-1120. DOI: 10.1017/S0022112095001443.



[WRM95b] H. Wong, C. J. Radke und S. Morris. „The motion of long bubbles in polygonal capillaries. Part 2. Drag, fluid pressure and fluid flow“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 292.-1 (Juni 1995), S. 95. ISSN: 0022-1120. DOI: 10.1017/S0022112095001455.

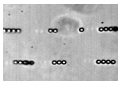
[Wu+05] T.-t. Wu, H.-t. Tang, Y.-y. Chen und P.-l. Liu. „Analysis and design of focused interdigital transducers“. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 52.8 (Aug. 2005), S. 1384–1392. ISSN: 0885-3010. DOI: 10.1109/TUFFC.2005.1509798.

[YNT67] T. Yamada, N. Niizeki und H. Toyoda. „Piezoelectric and Elastic Properties of Lithium Niobate Single Crystals“. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 6.2 (Feb. 1967), S. 151–155. ISSN: 0021-4922. DOI: 10.1143/JJAP.6.151.

[YLY02] M. Yang, C.-W. Li und J. Yang. „Cell Docking and On-Chip Monitoring of Cellular Reactions with a Controlled Concentration Gradient on a Microfluidic Device“. In: *Analytical Chemistry* 74.16 (Aug. 2002), S. 3991–4001. ISSN: 0003-2700. DOI: 10.1021/ac025536c.

[Yan+01] Z. Yang, S. Matsumoto, H. Goto, M. Matsumoto und R. Maeda. „Ultrasonic micromixer for microfluidic systems“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 93.3 (Okt. 2001), S. 266–272. ISSN: 09244247. DOI: 10.1016/S0924-4247(01)00654-9.

[YNY00] H. Yatsuda, K. Noguchi und K. Yamanouchi. „Surface Acoustic Wave Filter Using Floating Electrode Slanted Finger Unidirectional Transducers“. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 39.Part 1, Number 5B (2000), S. 3041–3044. DOI: 10.1143/JJAP.39.3041.



[YF14] L. Y. Yeo und J. R. Friend. „Surface Acoustic Wave Microfluidics“. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 46.1 (Jan. 2014), S. 379–406. ISSN: 0066-4189. DOI: 10.1146/annurev-fluid-010313-141418.

[Yeo+16] T. Yeo u. a. „Microfluidic enrichment for the single cell analysis of circulating tumor cells.“ In: *Scientific reports* 6.February (2016), S. 22076. ISSN: 2045-2322. DOI: 10.1038/srep22076.

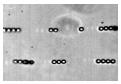
[YK55] K. Yosioka und Y. Kawasima. „Acoustic radiation pressure on a compressible sphere“. In: *Acta Acustica united with Acustica* 5.3 (1955), 167–173(7).

[ZYF06] C. Zhou, P. Yue und J. J. Feng. „Formation of simple and compound drops in microfluidic devices“. In: *Physics of Fluids* 18.9 (2006), S. 092105. ISSN: 10706631. DOI: 10.1063/1.2353116.

Eigene Publikationen

Richard W. Rambach, Christoph Scheck, Viktor Skowronek, Lothar Schmid und Thomas Franke
Simple visualization of a microfluidic acoustic pump's sound path
Lab on a Chip: Chips and Tips
1. August 2013
`http://blogs.rsc.org/chipsandtips/2013/08/01/simple-visualization-of-a-microfluidic-acoustic-pump's-sound-path/`

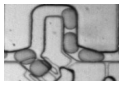
Viktor Skowronek, **Richard W. Rambach**, Lothar Schmid, Katharina Haase und Thomas Franke
Particle deflection in a poly(dimethylsiloxane) microchannel using a propagating surface acoustic wave: size and frequency dependence
Analytical Chemistry, 2013, 85 (20), 9955–9959
DOI: 10.1021/ac402607p
20. September 2013
`http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/ac402607p`



Richard W. Rambach, Viktor Skowronek und Thomas Franke
Localization and shaping of surface acoustic waves using PDMS posts: application for particle filtering and washing
RSC Advances, 2014, 4, 60534-60542
DOI: 10.1039/C4RA13002B
4. November 2014
`http://pubs.rsc.org/en/content/articlehtml/2014/ra/c4ra13002b`

Viktor Skowronek, **Richard W. Rambach** und Thomas Franke
Surface acoustic wave controlled integrated band-pass filter
Microfluidics and Nanofluidics, 2015, Volume 19, Issue 2, 335–341
DOI: 10.1007/s10404-015-1559-3
14. Februar 2015
`http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/ac402607p`

Richard W. Rambach, Jochen Taiber, Christoph M. L. Scheck, Clemens Meyer, Julien Reboud, Jonathan M. Cooper und Thomas Franke
Visualization of Surface Acoustic Waves in Thin Liquid Films
Scientific Reports, 6, Article number: 21980
DOI: 10.1038/srep21980
3. Februar 2016
`http://www.nature.com/articles/srep21980`



Richard W. Rambach, Kevin Linder, Michael Heymann und Thomas Franke
Droplet trapping and fast acoustic release in a multi-height device with steady-state flow
Lab on a Chip, 2017, 17, 3422-3430
DOI: 10.1039/C7LC00378A
2. August 2017
`http://pubs.rsc.org/en/content/articlelanding/2017/lc/c7lc00378a`

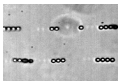
Richard W. Rambach, Preetika Biswas, Ashutosh Yadav, Piotr Garstecki und Thomas Franke
Fast selective trapping and release of picoliter droplets in a 3D microfluidic PDMS multi trap system with bubbles
Eingereicht bei Analyst

Danksagung

Während meiner Promotionszeit haben viele Kollegen und Freunde zum Gelingen der Arbeit beigetragen. Besonders Tipps im Labor, zur Probenpräparation und den Experimenten, sowie Diskussionen kann man gar nicht genug wertschätzen. Deshalb nutze ich die Gelegenheit, um mich bei einigen von euch zu bedanken (und hoffe ich habe niemanden vergessen):

Ich möchte mich bei **Prof. Thomas Franke** bedanken, dass er mir die Arbeit in der Mikrofluidikgruppe an der Universität Augsburg ermöglicht hat, für die Betreuung (auch aus der Ferne!), Diskussionsgespräche, Geduld (bei zyklischen Korrigieren von Veröffentlichungen), Engagement (und nicht Lockerlassen beim Einreichen von Publikationen) und das Erstgutachten, sowie für manch einen gemeinsamen, unterhaltsamen Auslandsaufenthalt, wie auch diverse Arbeitsgruppenaktivitäten außerhalb des alltäglichen Arbeitsumfelds.

Weiterhin schätze ich die finanzielle Unterstützung des **Bayerischen Staatsministerium für Umwelt und Verbraucherschutz** sehr, welche diese Arbeit erst ermöglicht hat.

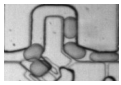


Bei meinem Zweitgutachter **Prof. Malte Peter** möchte ich mich für seine Unterstützung und hilfreichen Vorschläge bedanken.

Ich möchte mich beim **Deutschen Akademischen Austauschdienst** für die finanzielle Unterstützung bedanken.

Weiter möchte ich mich bei **Prof. Achim Wixforth** bedanken, dass ich am Lehrstuhl EP I arbeiten konnte und er meine Arbeit immer unterstützt hat, sowie dass er stets für Fragen (in allen Bereichen) ein offenes Ohr hatte.

Vielen Dank an meine Kollegen meiner Arbeitsgruppe **Viktor Skowronek**, **Lothar Schmid**, **Dr. Thomas Geislinger** und **Andreas Link** für die vielen ertragreichen Diskussionen, experimentellen Tipps und netten Gespräche.
Bei **Dr. Lloyd Ung** von der Harvard University möchte ich für die hilfreichen Ratschläge und Diskussionen während meines Aufenthaltes bedanken. Ebenfalls möchte ich mich bei **Dr. Michael Heymann** vom Max Planck Institut für Biochemie in München für sehr hilfreiche Ratschläge und Tipps zu meinen Tropfenfallen bedanken. Bei **Dr. Julien Reboud** möchte ich mich für die Hilfe bei den Vibrometermessungen an der Glasgow University bedanken. Mein Dank gilt auch **Łukasz Kozoń** für die Unterstützung und Erklärungen bezüglich Maskaligner und Profilometer am Institut für physikalische Chemie in Warschau.



Mein Dank geht auch an die Techniker am Lehrstuhl, **Sidonie Lieber** und **Andreas Spörhase** und an **Dr. Andreas Hörner**, für die Instandhaltung und Einführung aller benötigten Geräte und Bestellungen von neuen Laborutensilien. Vielen Dank an **Alexander Hupfer** für die nette und freundliche Unterstützung, wenn Maus, Tastatur, Kabel oder Sonstiges fehlte. Besonderen Dank an **Jochen Taiber** und **Clemens Meyer** für die Beiträge zu unserer Veröffentlichung und meiner Dissertation und **Kevin Linder** für die Messungen der Tropfenfallen. Ebenso gilt mein Dank meinen anderen beiden HiWis **Preetika Biswas** und **Ashutosh Yadav** für weitere Messungen an den Tropfenfallen.

Danke an **Funda Cevik** für die Hilfe bei bürokratischen Angelegenheiten und „Papierkram“.

Die tolle, lockere, entspannte und auch sehr unterhaltsame Atmosphäre meines Büros 307 weiß ich sehr zu schätzen!! Dazu trugen besonders, aber nicht ausschließlich bei: Patrick Kudella (Danke für die Hilfe mit Blender! Teils Raum 305, muss hier unbedingt als Erster stehen...), Andrej Kamenac (Raum 305), Stefanie Junger (danke für die viele Schokolade!), Tobias Petzak, Michael Heigl, Felix Schilberth, Manuel Brugger (teils Raum 305), Kevin Linder (teils Raum 305), Anna-Lena Jäger, Tobias Hartlieb, Mark Willmeroth, Anna Jötten (Raum 305), Lukas Schnitzler und Paula Vázquez.

Vielen Dank ebenso an den kompletten **Lehrstuhl EP I** für die schöne Arbeitsatmosphäre und nette Zeit.

Zudem möchte ich mich sehr herzlich bei meiner Frau, **Lisa Rambach**, für die Unterstützung, Hilfsbereitschaft und das Verständnis während meiner gesamten Promotionszeit bedanken!! Mein Dank gilt auch meinen beiden wundervollen Söhnen **Bernd** und **Jonathan**, die mich beim Kommen und Gehen von Zuhause freudig begrüßt und verabschiedet haben.