

# Brillouin-Lichtstreuung an magneto-elastischen Moden in einer Nickel-Permalloy Doppelschicht

Bachelorarbeit  
Christian Schelte

Institut für Angewandte Physik



Erstgutachter: Prof. Dr. Sergej. O. Demokritov  
Zweitgutachter: Dr. Daniel Wegner

29. August 2013



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
2.1	Magnetoelastische Kopplung . . . . .	3
2.2	Rayleigh Wellen . . . . .	3
2.3	Interdigitale Transducer . . . . .	5
<b>3</b>	<b>Experimentelle Ergebnisse</b>	<b>8</b>
3.1	Probe . . . . .	8
3.2	Brillouin Lichtstreuung . . . . .	11
3.3	Frequenzspektrum . . . . .	12
3.4	Strahlprofil . . . . .	18
3.5	Wellenvektoren . . . . .	20
<b>4</b>	<b>Diskussion</b>	<b>27</b>



# 1 Einleitung

Bereits seit Jahrzehnten existieren in der Elektronik Systeme, die sich elastische Oberflächenwellen (Surface Acoustic Waves - SAWs) zu Nutze machen. Mit geeigneten Strukturen können auf Piezzokristallen elektrische Wechselspannungen in SAWs umgewandelt werden und umgekehrt. Auf diese Weise können die vielfältigen Wechselwirkungen von SAWs mit den Oberflächenbedingungen in Form elektrischer Signale verarbeitet werden. Dadurch finden solche SAW-Systeme zB. in verschiedenen Sensoren Anwendung. Das vielleicht wichtigste Einsatzgebiet liegt in der kabellosen Informationsübertragung. Aufgrund der scharfen Ausbreitungsgeschwindigkeiten von elastischen Wellen können mit dieser Technologie hochpräzise Frequenzfilter realisiert werden, die heutzutage in zahllosen Geräten wie zB. Mobilfunkgeräten eingesetzt werden.

Eine Methode die SAWs zu beeinflussen sind magnetische Filme. Elastische Wellen können darin Ferromagnetische Resonanz auslösen, so dass der Magnet als Filter wirkt. In dieser Arbeitsgruppe soll die umgekehrte Möglichkeit erforscht werden, mit elastischen Wellen magnetische Dynamik zu beeinflussen.

Konkret geht es um sogenannte Spinwellen. Neben dem Verhalten von Spinwellen in bestimmten Systemen, werden die grundlegenden Möglichkeiten erforscht sie zu erzeugen und zu manipulieren. Eine Variante ist eben die Wechselwirkung von Spinwellen mit elastischen Wellen in ferromagnetischen Festkörpern.

Lange Zeit blieb der Spin-Freiheitsgrad von Ladungen in der Elektronik ungenutzt. Heute dagegen verspricht man sich neue technologische Möglichkeiten durch elektrische Effekte, die auf der Wechselwirkung von Elektronenspins basieren. Beispielsweise hat der Riesenmagnetowiderstand (GMR) zu einem Sprung in der realisierbaren Speicherdichte herkömmlicher Magnetfestplatten geführt. Dieser wäre ohne Spin Wechselwirkung nicht denkbar.

Großes Potential hat die Speicherung und Übertragung von Information mit Hilfe von Spinzuständen. Für die Propagation von Spinwellen selbst wird kein elektrischer Strom benötigt, da die Ladungen in einem geeigneten Material nur ihren Drehimpuls weitergeben, statt sich selbst gerichtet bewegen zu müssen. So ließen sich binäre magnetische Speicherelemente mit wesentlich geringerem Leistungsaufwand schalten, als das bei herkömmlichen ladungsbasierten Systemen überhaupt vorstellbar ist.

Insbesondere sind hier Oberflächenmoden von Interesse, da sich die moderne Elektronik ohnehin auf dimensionsreduzierte Systeme konzentriert - nicht zuletzt bedingt durch lithographische (Massen-)Fertigungsverfahren. Das bestehende Know-How im Bereich von SAW-Systemen kommt hier daher sehr gelegen.

Diese Arbeit ist der erste Schritt in einem Projekt, in dem durch SAWs angeregte Spinwellen untersucht werden sollen. Dazu wird Brillouin Lichtstreuung (Brillouin Light Scattering - BLS) verwendet. Mit BLS können Oberflächenmoden von Spinwellen und elastischen Wellen in dünnen Schichten direkt beobachtet werden. Die Charakterisierung elastischer Oberflächenwellen in einer Doppelschicht aus Nickel und Permalloy auf Lithiumniobat ist das Ziel dieser Arbeit.

## 2 Theorie

### 2.1 Magnetoelastische Kopplung

Über die Spin-Bahn Kopplung ist der Spin in einigen ferromagnetischen Materialien mit den räumlichen Freiheitsgraden verknüpft. Durch die Anregung von elastischen Wellen in Ferromagneten sollte also die Erzeugung von Spinwellen möglich sein.

Betrachtet man die Dispersionsrelationen von elastischen Wellen und Spinwellen, erhält man unter bestimmten Umständen einen Schnittpunkt der beiden Kurven, sodass magnetoelastische Kopplung ermöglicht wird. Die Frequenz elastischer Wellen verläuft linear gegen die Wellenzahl. Spinwellen dagegen zeigen ein deutlich komplizierteres Verhalten. Sie existieren im Allgemeinen nur bei nicht verschwindender Magnetisierung, d.h. in einem äußeren Magnetfeld. Mit größerer Feldstärke steigt dabei die Frequenz der Spinwellen an, die gesamte Kurve wandert entlang der Frequenzachse nach oben. Die Dispersion der Spinwellen verläuft näherungsweise quadratisch. Zu einer gegebenen Phononenfrequenz muss also ein passendes Magnetfeld angelegt werden, um Spinwellen möglichst effizient mit elastischen Wellen erzeugen zu können. Dies ist in Abb. 2.1 skizziert. Weiterhin ist diese Kopplung abhängig von dem Winkel, den die Ausbreitungsrichtung der elastische Welle und das Magnetfeld einschließen [5, Gl. 2.9].

### 2.2 Rayleigh Wellen

Bei den in dieser Arbeit verwendeten elastischen Oberflächenwellen, handelt es sich um sogenannte Rayleigh-Wellen. Diese lassen sich auf piezzo-aktiven Materialien mit bestimmten Anregungsstrukturen durch Wechsellspannung erzeugen. Sie bestehen aus gegeneinander phasenverschobenen longitudinalen und vertikalen Verschiebungen der Gitterstruktur eines Festkörpers, wie in Abb. 2.2 dargestellt. Dabei ist die Welle an der Oberfläche lokalisiert, ihre Amplitude fällt ins Volumen exponentiell ab. Sie entstehen normalerweise durch Stöße auf Oberflächen und als seismische Wellen bei Erdbeben.

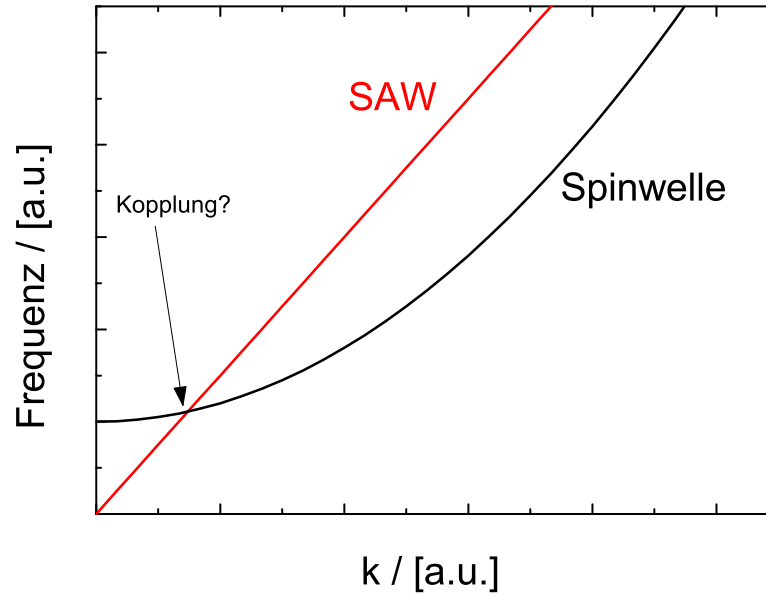


Abbildung 2.1: Skizze zur magnetoelastischen Kopplung. Bei geeignetem Magnetfeld schneiden sich die Dispersionen von elastischen Oberflächenwellen und Spinwellen. Hier kann eine etwaige Kopplung zu einer Hybridisierung der Wellen führen.

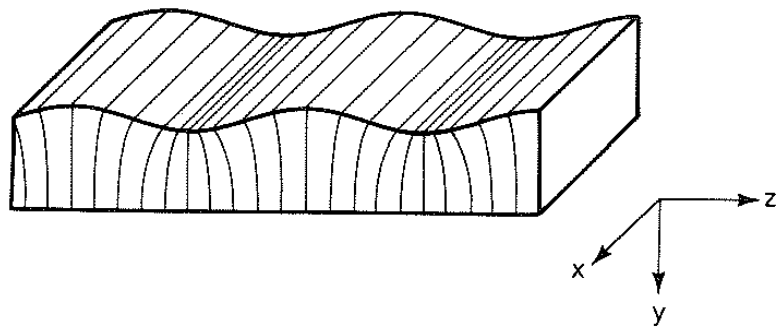


Abbildung 2.2: Rayleigh-Welle - schematisch. Zu sehen sind die longitudinale und vertikale Verschiebung, sowie deren Phasenverschiebung gegeneinander [3, p. 70].



## 2.3 Interdigitale Transducer

Ein Interdigitaler Transducer (IDT) ist eine Antriebsstruktur für elastische Wellen auf piezzo-aktiven Oberflächen. Er besteht aus einer Metallbeschichtung in der Form ineinander greifender Finger, wie in Abb. 2.3 dargestellt. Sie wird durch lithographische Methoden auf die jeweilige Oberfläche aufgebracht.

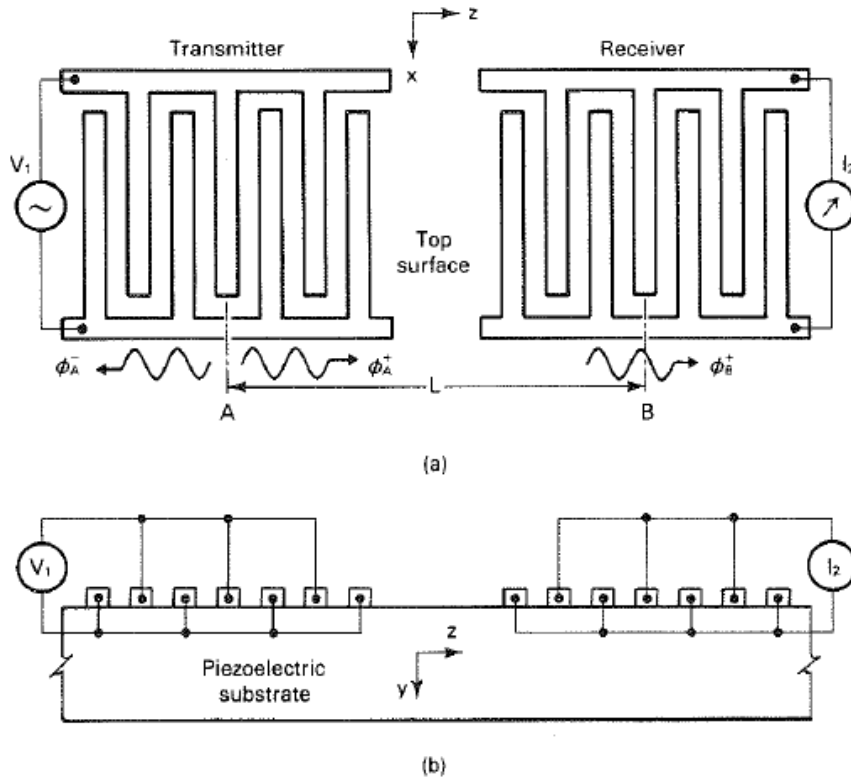


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung eines IDT-Paars, wie es in der Signalverarbeitung üblicherweise verwendet wird [3, p. 87].

(a) von Oben, (b) von der Seite

Kontaktiert man diese Finger alternierend mit einer Spannungsquelle, bildet sich eine entsprechend alternierende Ladungsverteilung aus. Das daraus resultierende elektrische Feld verursacht dann im Wechsel Streckungen und Stauchungen im darunterliegenden Piezzokristall.

Betreibt man nun die Spannungsquelle mit Wechselspannung, führt das zu einer elastischen Oszillation im Kristall, mit der Frequenz der Spannung. Seitlich des IDTs setzt sich diese Oszillation in Form von zwei entgegengesetzt propagierenden elastischen Oberflächenwellen fort.

Wichtig ist im Folgenden die Übertragungsfunktion  $\mu(f, \eta)$  eines solchen IDTs. Sie hängt sehr stark von den räumlichen Dimensionen der Struktur ab, d.h. nur bei bestimmten resonanten Frequenzen können elastische Wellen effizient angeregt werden.

Diese Übertragungsfunktion erhält man nach [3, Kap. 4] durch Fourier-Transformation der Ladungsverteilung. Sie lässt sich zerlegen in die Fouriertransformierte eines einzelnen Fingers und der Fouriertransformierte der Anordnungsstruktur der Finger.

Die Ladungsverteilung eines einzeln kontaktierten Fingers ist in Abb. 2.4 dargestellt. Dabei sind alle übrigen Finger als geerdet aufzufassen. Für die Übertragungsfunktion gilt in diesen Fall

$$\mu_s(f, \eta) \sim \sin \frac{\eta \pi}{2} \sin \frac{\pi f}{2 f_0} P_n(\cos \eta \pi), \quad (2.1)$$

mit der Frequenz  $f$ , der Grundfrequenz  $f_0$ , dem Metallisierungsverhältnis  $\eta$  und den Legendre Polynomen  $n$ -ten Grades  $P_n$ . Dabei ist  $n$  der ganzzahlige Teil von  $\frac{f}{2f_0}$ .

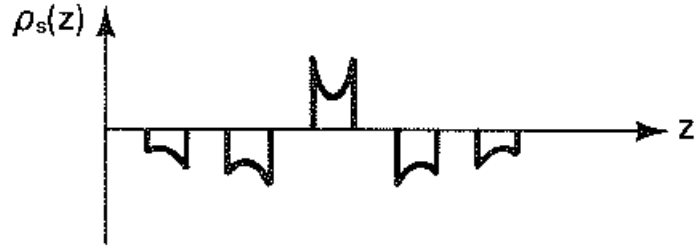


Abbildung 2.4: Ladungsverteilung auf einem IDT mit einem Einzelnen kontaktierten Finger. Die übrigen Finger sind geerdet [3, p. 99].

Die Anordnung der Finger ist eine Reihe von Rechteckfunktionen. Die gesamte Übertragungsfunktion ist dann die Superposition der Übertragungsfunktionen einzelner Finger  $\mu_s(f, \eta)$ . Man erhält sie, indem man  $\mu_s$  mit der Fouriertransformierten der Fingeranordnung multipliziert, was zu einer Summe von Sinc-Funktionen führt:

$$\mu(f, \eta) \approx \mu_s(f, \eta) \sum_{\substack{i \\ \text{ungerade}}} N \frac{\sin N \pi |(f - i f_0)/f_0|}{N \pi |(f - i f_0)/f_0|}. \quad (2.2)$$

Dies entspricht dann der Situation mit alternierender Kontaktierung, siehe Abb. 2.5.

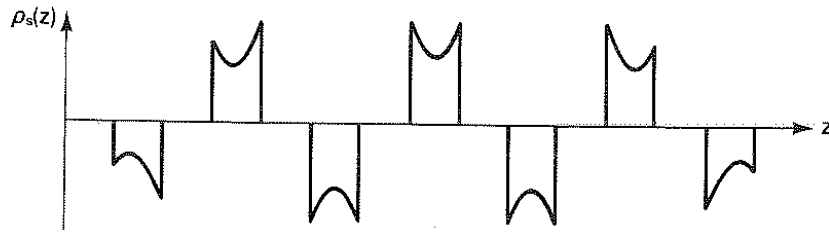


Abbildung 2.5: Ladungsverteilung auf einem IDT mit alternierender Kontaktierung [3, p. 90].

## 3 Experimentelle Ergebnisse

### 3.1 Probe

Die Probe in diesem Experiment stammt von einem ähnlichen Experiment an der Technischen Universität München[4, 5]. Sie besteht aus einem entlang der XZ-Ebene geschnittenen Plättchen aus Lithiumniobat. Auf der so geschaffenen Oberfläche können Rayleigh-Wellen in Z-Richtung propagieren. Auf dem Plättchen sind per Lithographie zwei IDTs einander gegenüber aufgebracht. Zwischen den IDTs können nun ferromagnetische Metallschichten aufgedampft werden. In München wurde die Transmissionsleistung von elastischen Wellen durch eine Nickelschicht gemessen. In Abhängigkeit von Winkel und Feldstärke eines angelegten Magnetfeldes sinkt dabei die Transmissionsleistung, was auf magnetoelastische Kopplung in der Nickelschicht hindeutet. Der wesentliche Unterschied des Projektes an der Uni Münster zum Vorängereperiment ist, dass die erzeugten Spinwellen mit Hilfe von BLS direkt gemessen werden sollen.

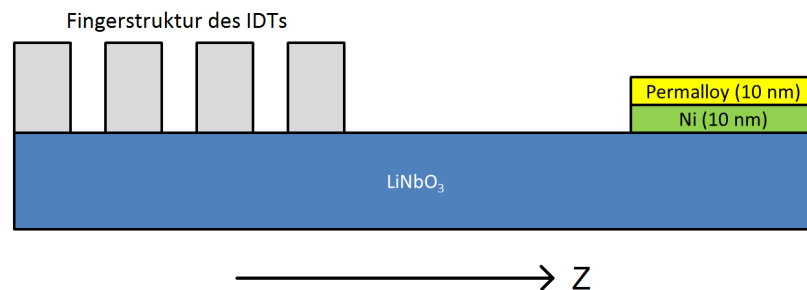


Abbildung 3.1: Die Probe im Querschnitt von der Seite (nicht maßstabsgetreu). Sie besteht aus einem Lithiumniobat-Plättchen, auf dem metallische Doppelschicht aus Nickel und Permalloy und ein IDT aufgebracht ist.

Nickel zeigt eine gute magnetoelastische Kopplung, der Wirkungsquerschnitt der Spinwellen in Nickel für BLS ist aber gering. Besser geeignet ist Permalloy ( $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ ), welches aber wiederum schlecht für die zu untersuchende Kopplung geeignet ist. Daher wird eine Doppelschicht aus Nickel und Permalloy verwendet, welche im Institut für Materialphysik der Uni Münster aufgesputtert wurde. Die SAWs vom IDT laufen durch diese Schicht.

Die dabei im Nickel entstehenden Spinwellen breiten sich dabei ins Permalloy aus und können dann per BLS gemessen werden. Ein Querschnitt durch die Probe ist in Abb. 3.1 schematisch dargestellt. Da die Spinwellen mit BLS direkt messbar sind, benötigt man nur einen der IDTs zur Erzeugung von SAWs - der Zweite muss nicht als Receiver geschaltet werden. Ausserdem muss die Probe drehbar gelagert sein, um den Winkel zum Magnetfeld einstellen zu können, da ein raumfester Elektromagnet zu dessen Erzeugung verwendet wird. Abb. 3.2 zeigt ein Bild des Probenhalters.

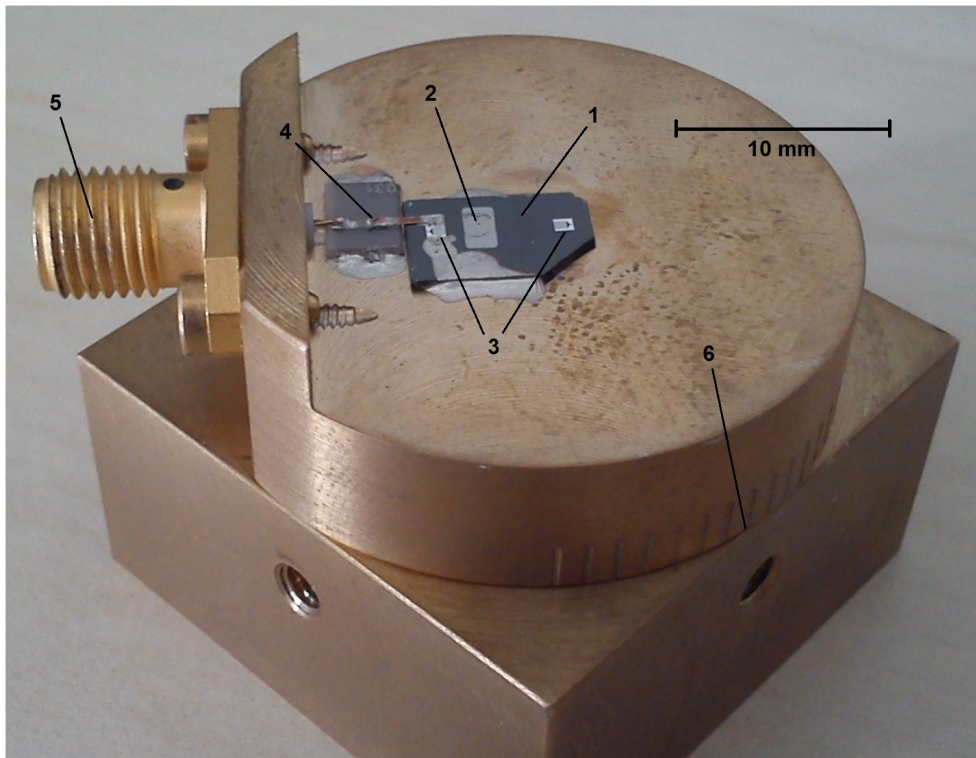


Abbildung 3.2: Der Probenhalter mit der aufgeklebten und kontaktierten Probe (1), mit Metallbeschichtung (2), IDTs (3), Mikrowellenkontaktierung (4), Mikrowellenanschluss (5). Das System ist drehbar und kann auf einen bestimmten Winkel eingestellt werden (6).

Die IDTs haben nach den Fertigungsparametern (s. Abb. 3.3) eine Breite von  $500\text{ }\mu\text{m}$  und bestehen aus 30 Fingerpaaren mit einer Periodizität von  $20\text{ }\mu\text{m}$ , also insgesamt  $600\text{ }\mu\text{m}$  Länge. Zusammen mit der Schallgeschwindigkeit von Lithiumniobat ergibt sich die Grundfrequenz des IDTs zu ca. 172 MHz. Die angestrebte Metallisierung beträgt 50%.

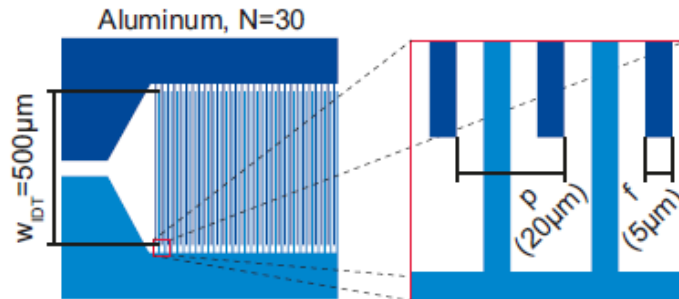


Abbildung 3.3: Schema der Lithographie für die verwendeten IDTs mit Bemaßungen [5, p. 42].

Bei der verwendeten Probe sind diese Parameter, bis auf die Metallisierung erfüllt. In Abb. 3.4 ist zu erkennen, dass das die Breite der IDT-Finger ca.  $6 \mu\text{m}$  statt  $5 \mu\text{m}$  beträgt. Damit ergibt sich ein tatsächliches Metallisierungsverhältnis von ca. 60%.

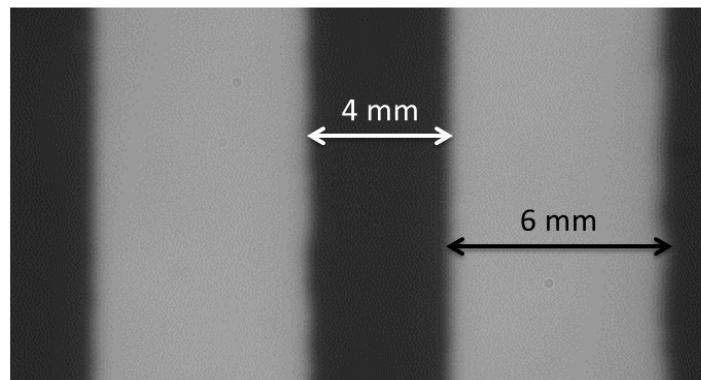


Abbildung 3.4: Mikroskopisches Bild der Fingerstruktur des IDTs. Die Finger sind deutlich breiter als das dazwischenliegende freie Substrat.

### 3.2 Brillouin Lichtstreuung

Bei Brillouin Licht Streuung nutzt man inelastische Streuung von Licht an elastischen Wellen bzw. an Spinwellen - genauer Stokes- und Antistokes-Streuung. Dabei nimmt ein Photon den Wellenvektor und die Frequenz eines Phonons bzw. Magnons auf, welches bei dem Prozess annihiliert. Umgekehrt kann ein Photon auch Impuls und Energie abgeben, um ein Quant der jeweiligen Welle zu erzeugen. Dies ist in Abb 3.5 skizziert.

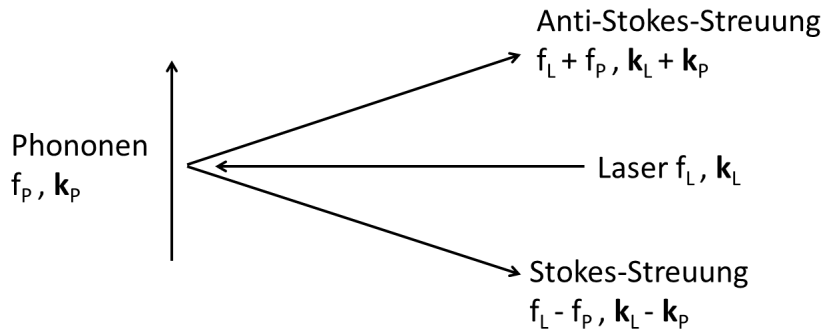


Abbildung 3.5: Prinzip des BLS. Durch Stokes- bzw. Antistokes-Streuung können reflektierte Photonen den Wellenvektor und die Frequenz von Phononen oder Magnonen aufnehmen, was sich mit einem Spektrometer messen lässt.

Den Streuprozess kann man mit klassischer Elektrodynamik herleiten [6, Kap. III]. Impuls und Energie des Gesamtsystems bleiben dabei erhalten:

$$\mathbf{p}_S = \mathbf{p}_L + \mathbf{p}_W \Rightarrow \mathbf{k}_S = \mathbf{k}_L + \mathbf{k}_W, \quad (3.1)$$

$$E_S = E_L + E_W \Rightarrow f_S = f_L + f_W, \quad (3.2)$$

mit Impuls  $p$ , Wellenvektor  $k$ , Energie  $E$  und Frequenz  $f$ . Die Indizes S, L und W stehen für Streulicht, Laser und die zu messende Welle.

Konkret wird monochromatisches paralleles Laserlicht senkrecht durch ein Objektiv auf die Probe fokussiert. Das Licht wird reflektiert und dabei zum Teil gestreut. Auf dem Rückweg wird das Licht von dem Objektiv gesammelt und wieder parallel in ein Tandem-Fabry-Perot Interferometer geleitet, welches als Spektrometer fungiert und die Frequenzverschiebung des Streulichts gegen ein Referenzsignal des Lasers messen kann.

Die Probe ist dabei in der Strahlebene bewegbar angebracht, sodass insgesamt orts- und frequenz aufgelöst gemessen werden kann. Das gestreute Licht erhält durch die Änderung des  $k$ -Vektors einen Winkel  $\phi$  zum Hauptstrahl. Hinter dem Objektiv ist es daher parallel verschoben. Durch räumliche Selektion des Lichts, welches in das Interferometer gelangt, kann also auch  $k$ -abhängig gemessen werden. Der gesamte Aufbau ist schematisch in Abb. 3.6 dargestellt.

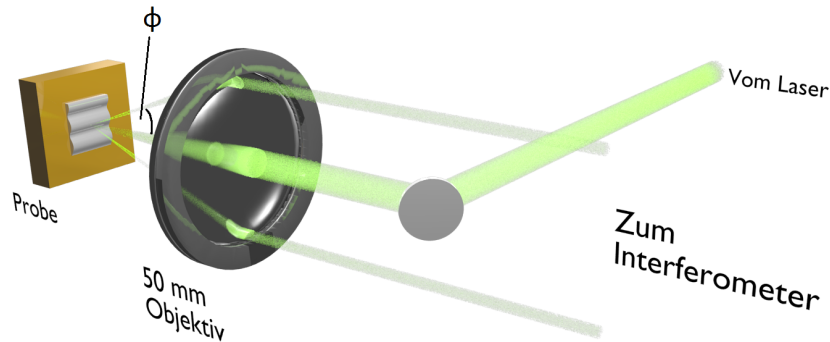


Abbildung 3.6: BLS Aufbau. Paralleles Laserlicht wird auf eine Probe fokussiert und um einem Winkel  $\phi$  gestreut reflektiert. Nach dem Objektiv ist das Licht, entsprechend der Änderung des Wellenvektors, parallel verschoben. Die Frequenzverschiebung wird mit einem Spektrometer gemessen.

Grundsätzlich muss beachtet werden, dass nicht alle Frequenzen abgebildet werden können. Ist die zu messende Frequenz zu gross, wird das Licht in einem zu großen Winkel gestreut um vom Objektiv erfasst zu werden. Ist sie zu klein, so ist das gestreute Licht im Spektrum des Interferometers nicht vom elastisch reflektierten Licht unterscheidbar, da dieses wesentlich intensiver ist. Abb. 3.7 zeigt ein typisches BLS-Spektrum unter geeigneten Bedingungen.

### 3.3 Frequenzspektrum

Um magnetoelastische Kopplung zu ermöglichen, muss die Probe magnetisch gesättigt sein. Dies wird erreicht indem mit dem verwendeten Elektromagnet ein starkes Feld erzeugt wird. Danach kann das Feld bis zu einem gewissen Grad reduziert werden, bevor die Probe beginnt sich wieder zu entmagnetisieren. Daher werden grundsätzlich möglichst hohe Felder angestrebt, was aber umgekehrt hohe Resonanzfrequenzen bedeutet. Außerdem muss die Frequenz hoch genug sein, um sie im BLS vom elastisch gestreuten Licht unterscheiden zu können.



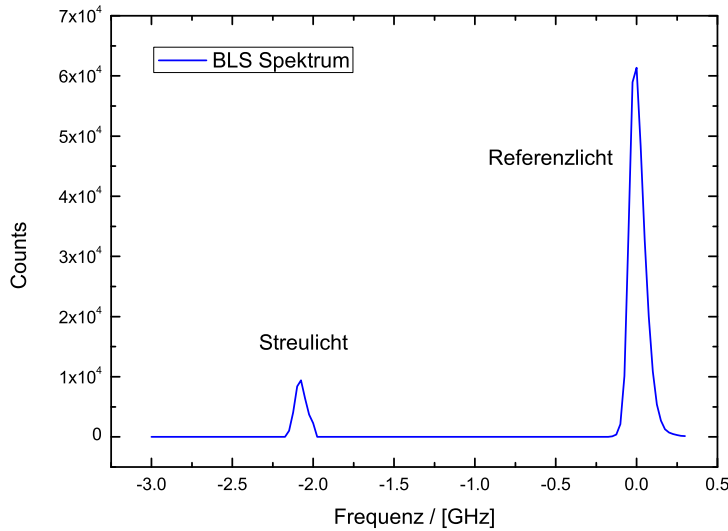


Abbildung 3.7: Typisches BLS-Spektrum. Die zu untersuchende Frequenz muss weit genug von der Frequenz des Lasers entfernt sein, um vom elastisch gestreuten Signal unterschieden werden zu können.

Die Anregungseffizienz eines IDTs nimmt aber bei höheren Harmonischen der Grundfrequenz zunehmend ab. Abweichungen der IDT Struktur von der Idealform, bei der Fertigung auftreten, verstärken diesen Effekt. Die Finger sind nicht perfekt gerade und an den Kanten abgerundet. Dadurch verteilt sich die Ladung gleichmäßiger auf der Metalloberfläche, wodurch auch das elektrische Feld glatter wird. Die scharfen Kanten entsprechen aber mathematisch gerade den hohen Frequenzen, d.h. die Präzision der Struktur limitiert die nutzbaren Frequenzen.

Für das Experiment muss also ein Kompromiss bei der Anregungsfrequenz gefunden werden. Dazu wurde das Frequenzspektrum der in der Probe erzeugten elastischen Wellen untersucht.

Der Mikrowellengenerator kann Frequenzen bis zu sehr hohen Harmonischen erzeugen, mit denen der IDT angesteuert wird. Die dabei entstehenden Phononen sind mit dem BLS-Aufbau ohne Weiteres gleichzeitig orts- und frequenz aufgelöst messbar. Der Laser des BLS wurde bei dieser Messung auf das Metall fokussiert, da für die magnetoelastische Kopplung letztlich nicht das Spektrum des IDTs relevant ist, sondern das der Oberflächenwellen in der Metallschicht.

In einem kleinen Frequenzintervall um die verschiedenen Resonanzfrequenzen wurde jeweils ein diskretisierter Frequenzsweep durchgeführt. Dabei wurde über einige Zeit das

vom Spektrometer detektierte Streulicht integriert. Die so erhaltenen frequenzabhängigen Intensitäten werden im Folgenden beschrieben und mit den Vorhersagen der Theorie verglichen.

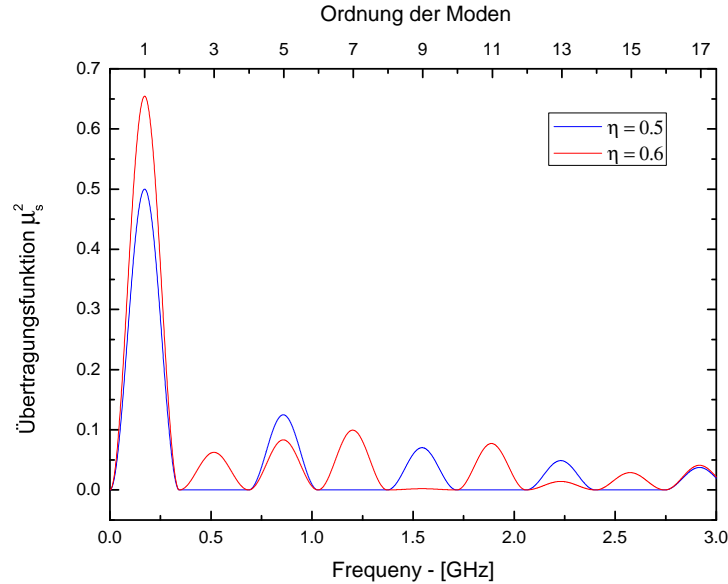


Abbildung 3.8: IDT-Übertragungsfunktion in Abhängigkeit des Metallisierungsverhältnisses  $\eta$ . Zur besseren Übersicht ist Gl. 2.1 für einen einzelnen Finger abgebildet. Die Gesamtstruktur zeigt das gleiche Verhalten.

Zunächst ist der Einfluss des Metallisierungsverhältnisses relevant. Dieser ist in Abb. 3.8 dargestellt. Der Einfachheit halber ist hier Gl. 2.1 für die Rechnung verwendet worden, welche die Einhüllende der Sinc-Funktionen aus Gl. 2.2 ist, die sehr schmal sind und deshalb schlecht sichtbar wären. Grundsätzlich können nur ungerade Harmonische der Grundfrequenz angeregt werden. Für eine Metallisierung von 50% sogar nur jede zweite. Mit einem Metallisierungsverhältnis von 0,6, was ungefähr dem des verwendeten IDTs entspricht, zeigt sich ein deutlich anderes Verhalten. Hier tauchen auch die dritte, siebte, elfte Mode, usw. auf. Interessant ist auch, dass die fünfte Mode im Gegensatz zu  $\eta = 0.5$  fast vollständig unterdrückt wird.

Abb. 3.9 zeigt das gesamte Spektrum im Überblick. Wie zu erwarten, nimmt die Intensität mit zunehmender Frequenz grundsätzlich ab. In der Theorie wird von einer perfekten Struktur ausgegangen, dadurch sind die höheren Moden stärker, als in der Realität. Die die Normierung der berechneten Übertragungsfunktion in der Grafik ist daher willkürlich und der Übersicht dienlich gewählt. Die Positionen der resonanten Moden decken sich dagegen mit dem berechneten Spektrum. Auch die 5te Mode ist ex-

perimentell im Intensitätsvergleich kaum vorhanden und hier daher nicht abgebildet.

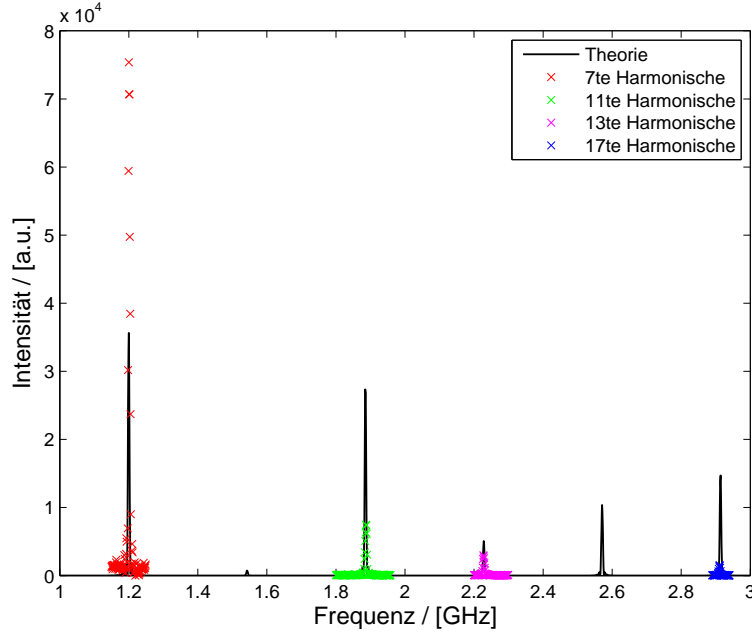


Abbildung 3.9: Gemessenes Frequenzspektrum (Kreuze) des IDTs und die zugehörige rechnerische Kurve. Höhere Frequenzen werden schwächer. Die 5te Mode ist unterdrückt.

Ungeachtet des abfallenden Intensitätsverhaltens des realen IDTs, entspricht das relative Verhalten nahe der Resonanzen den theoretischen Vorhersagen sehr gut. Im Detail wird dies in Abb. 3.10 bis 3.13 deutlich. Die Intensitäten von Messung und Theorie sind hier zur besseren Vergleichbarkeit jeweils auf eins normiert. Auch die Feinstruktur der Sinc-Funktionen ist hier sichtbar. Der Abstand der Nebenmaxima korreliert mit anderen Größen des Systems:

$$\Delta f = \frac{c}{L} = \frac{3290 \text{ m/s}}{600 \text{ } \mu\text{m}} = 5.48 \text{ MHz} \quad (3.3)$$

mit der Schallgeschwindigkeit  $c$ , Länge des IDTs  $L$ . Der Wert für die Schallgeschwindigkeit stammt aus einer anderen Messung, s. Kap. 3.5.

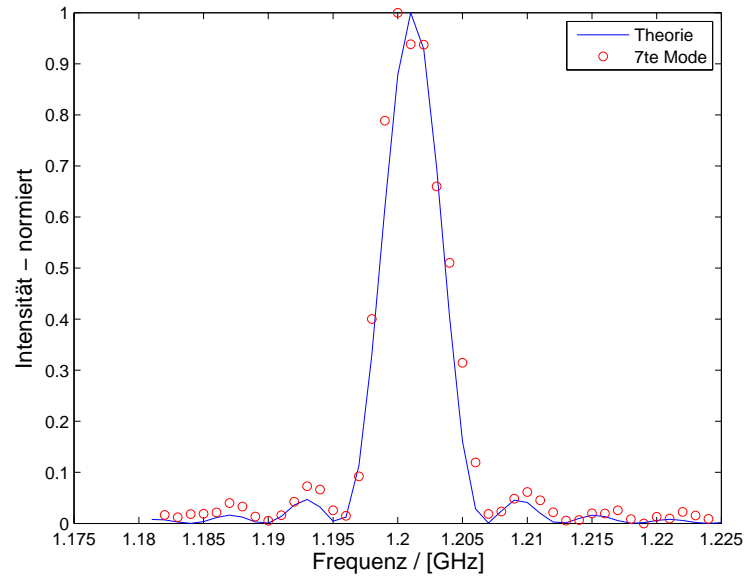


Abbildung 3.10: 7te Mode im Detail

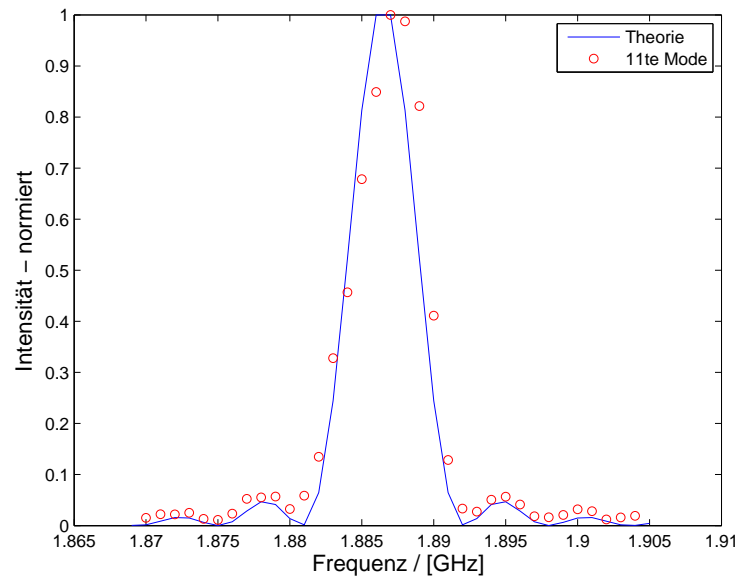


Abbildung 3.11: 11te Mode im Detail

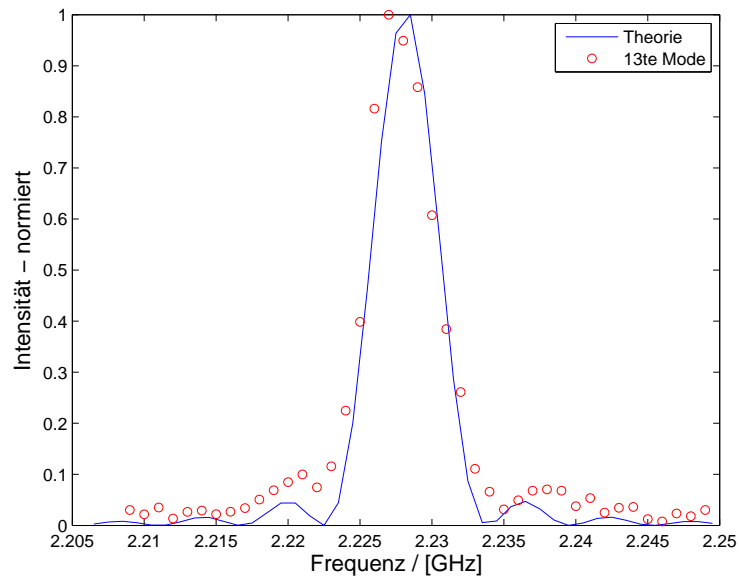


Abbildung 3.12: 13te Mode im Detail

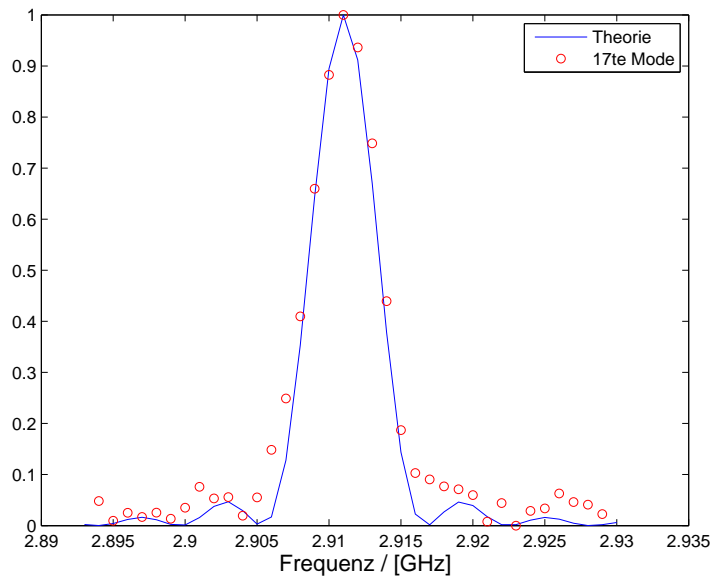


Abbildung 3.13: 17te Mode im Detail

### 3.4 Strahlprofil

Um die Propagationseigenschaften des Phononenstrahls zu untersuchen, wurde die räumliche Intensitätsverteilung auf der Probe bestimmt. Die Probe kann in der Ebene senkrecht zum Laserstrahl verfahren werden. Durch Integration der Streulichts über einen Zeitraum, erhält man die Intensität an der Stelle, auf die der Laser fokussiert ist. Die Probe wurde so in  $5\text{ }\mu\text{m}$  Schritten quer vor dem IDT abgerastert. Dies wurde mit jeweils  $200\text{ }\mu\text{m}$  Abstand zum IDT wiederholt, so dass sich ein rechteckiger Ausschnitt der Probe ergibt, welcher sich vom IDT bis ca. in die Mitte der Metallbeschichtung erstreckt.

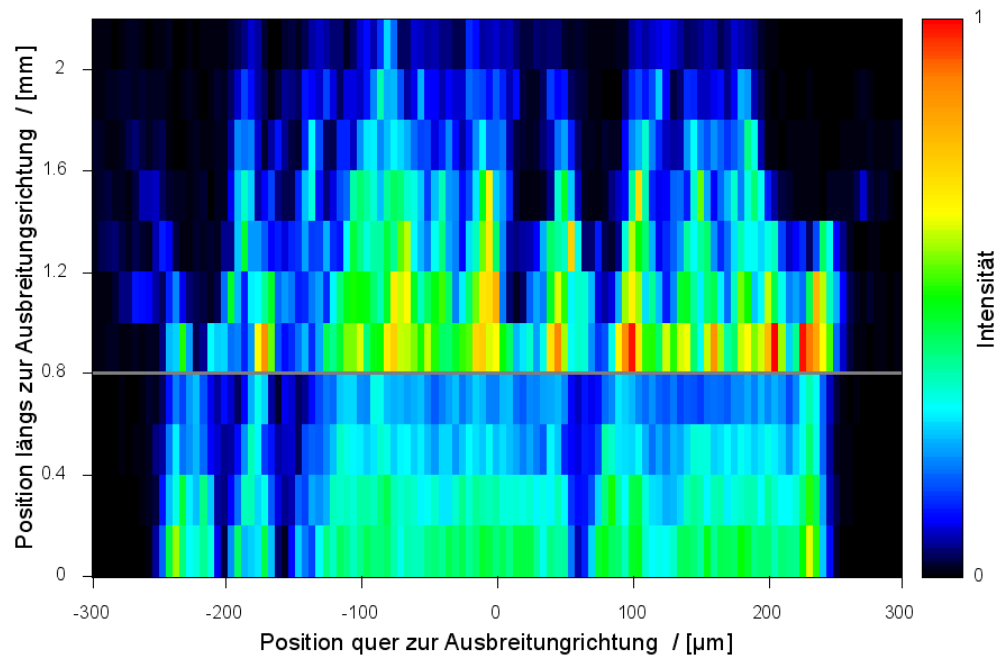


Abbildung 3.14: Räumliches Strahlprofil der SAWs. Der Strahl verläuft formstabil vom IDT bis zum Metall. An der Metallkante (graue Linie) wird er gebrochen und fächert auf. Auf dem Metall ist das BLS Signal stärker, da das Licht besser reflektiert wird.

Das Strahlprofil (Abb. 3.14) zeichnet sich durch zwei Bereiche aus, das reine Substrat zwischen IDT und Metall und die Metalloberfläche selbst. Auf dem Substrat propagiert der Strahl gleichförmig. Er hat die Breite des IDTs von  $500\text{ }\mu\text{m}$  und klingt relativ gleichmäßig ab.

Auf dem Metall ist die Situation komplizierter. Die Schallgeschwindigkeit des metallisierten Substrats ist geringer, als mit freier Oberfläche (s. Kap. 3.5). Dadurch wird der Strahl an der Kante zur Metallschicht gebrochen. Das Strahlprofil ist bereits nah hinter der Metallkante wesentlich ungleichmäßiger als auf dem Substrat. Im weiteren Verlauf fächert der Strahl zunehmend auf. Zudem ist der Reflexionskoeffizient  $R$  des Metalls viel höher, als auf dem Substrat. Dadurch kommt es an der Metallkante zu einem Sprung in der gemessenen Intensität  $I$ . Im Falle senkrechten Lichts gilt:

$$I \sim I_0 R^2. \quad (3.4)$$

Zum Vergleich sind in Abb. 3.15 die Intensitätsprofile nah am IDT und kurz hinter der Metallkante quer zur Ausbreitungsrichtung des Phononenstrahls aufgetragen. Man erkennt auch hier die prinzipiell rechteckförmige Struktur zu Beginn und eine starke Modulation der Intensität am Metall. In dieser Darstellung werden einige Intensitätsminima im Strahl besonders gut deutlich, die bereits im IDT entstanden sein müssen. Diese stammen wahrscheinlich von Verunreinigungen auf der Oberfläche, oder von Kratzern auf dem IDT, die längs verlaufen. Diese entsprechen Kerben in den IDT-Fingern, welche aber nicht bis zum Substrat reichen. Dadurch bleibt jeweils der ganze Finger kontaktiert, die Ladungsdichte in der Nähe der Kratzer ist aber sehr gering. Dadurch wird an diesen Stellen keine starke elastische Welle erzeugt.

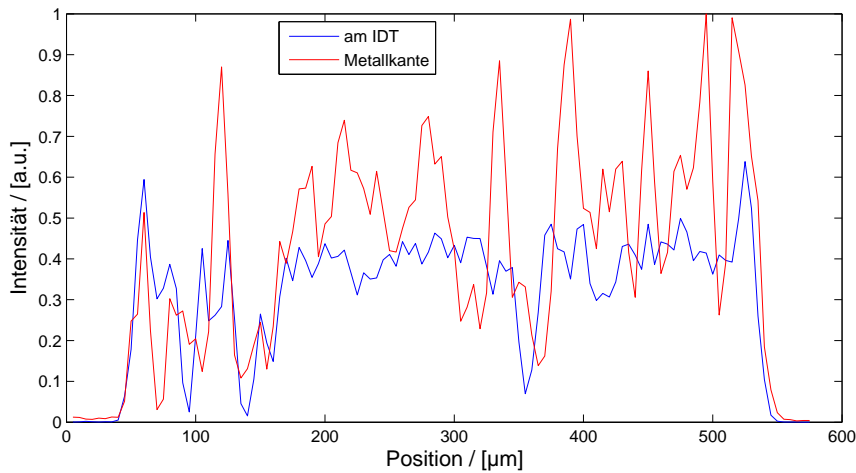


Abbildung 3.15: Intensitätsprofil quer zur Ausbreitungsrichtung. Das Signal am IDT ist gleichmäßiger und etwas schwächer als an der Metallkante. Der Strahl weicht bereits hinter dem IDT von einer Rechteckform ab, die Kratzern auf der Struktur entspricht.

Um die Strahlintensität und insbesondere deren Dämpfung besser charakterisieren zu

können, wurde die Intensität quer zur Strahlausbreitung integriert, sodass sich eine eindimensionale Verteilung ergibt. Diese ist in Abb.3.16 logarithmisch aufgetragen. Man erkennt auch hier den deutlichen Intensitätssprung. Trotz Dämpfung ist das Signal insgesamt stärker als direkt am IDT. Man sieht direkt den linearen Trend der Punkte, was eine exponentielle Dämpfung bedeutet. Lineare Fits durch diese Daten liefert den jeweilige Dämpfungskoeffizienten für freies Lithiumniobat bzw. mit der Metallbeschichtung. Deren Kehrwerte werden als Propagationslänge  $\xi$  bezeichnet. In diesem Experiment ergaben sich so  $\xi = 0.927$  mm für das Substrat und  $\xi = 0.522$  mm für die metallisierte Oberfläche. Damit liegt die Propagationslänge für Lithiumniobat ungefähr fünf mal niedriger, als anhand von Literaturdaten abgeschätzt werden konnte (vgl. [1]).

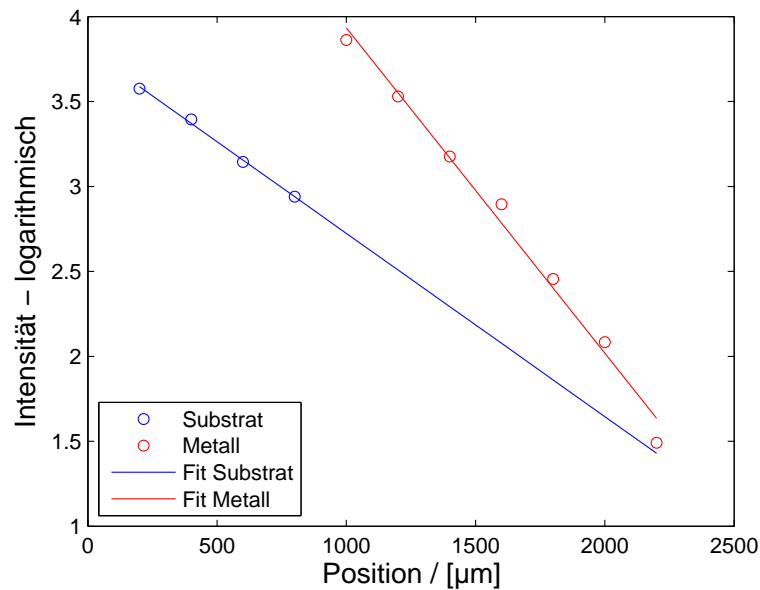


Abbildung 3.16: Logarithmische Darstellung der Intensität in Ausbreitungsrichtung. Der Strahl wird exponentiell gedämpft. Auf dem Metall ist die Dämpfung stärker.

## 3.5 Wellenvektoren

Durch einsetzen einer Apertur in den Strahlengang vor dem Interferometer wird die Messung bestimmter Wellenvektoren möglich. Unterschiedliche Wellenvektoren der zu messenden Phononen streuen das Laserlicht unterschiedlich stark, wodurch sie mit unterschiedlichen Winkeln reflektiert werden. Das Objektiv sorgt dann dafür, dass das Licht wieder parallelisiert wird. Das Streulicht eines bestimmten Wellenvektors ist also um



einen bestimmten Abstand vom Hauptstrahl parallel verschoben. Der erweiterte Aufbau ist in Abb. 3.17 dargestellt.

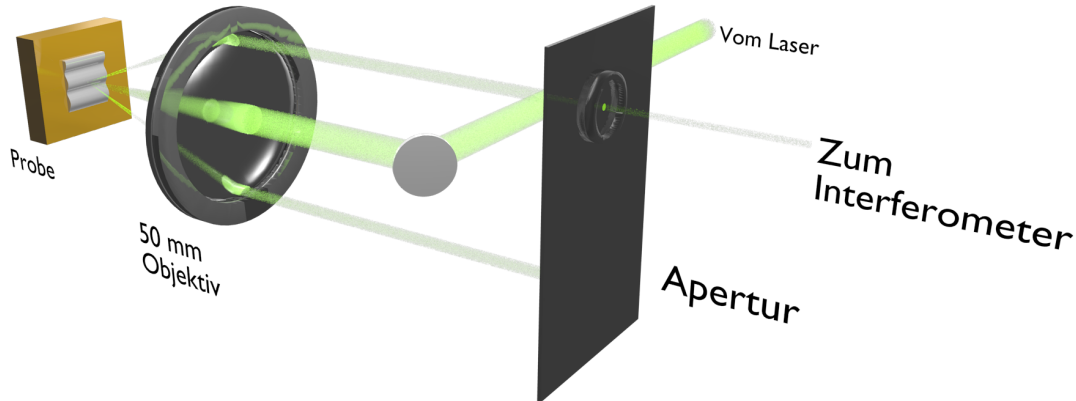


Abbildung 3.17: BLS Aufbau mit einstellbarer Apertur.

Das Verhältnis dieses Abstands zur Brennweite des Objektivs (50 mm) verhält sich, wie der Betrag des zu messenden Wellenvektors zu dem des Lasers, welcher direkt mit der Wellenlänge zusammenhängt (532 nm). Dieses Vorgehen entspricht dem Strahlensatz der elementaren Geometrie.

$$k = \frac{d}{50 \text{ mm}} \frac{2\pi}{532 \text{ nm}} \quad (3.5)$$

Bei angelegter Mikrowellenspannung für die verschiedenen Moden des IDTs konnte so durch Verschieben der Apertur der Punkt bestimmt werden, bei dem die gemessene Intensität maximal wird. Der Abstand dieses Punktes zum Hauptstrahl führt dann zu den Wellenvektoren. Die Apertur wurde mit Hilfe von Mikrometerschrauben von Hand eingestellt. Sowohl der gestreute Strahl, als auch die Apertur haben einen gewissen Durchmesser. Fährt man die Apertur durch das Strahlmaximum steigt die Intensität erst an, bleibt dann auf einem konstanten Niveau und fällt schließlich wieder ab. Man kann daher nicht davon ausgehen, das Maximum exakt zu treffen. Abb. 3.18 zeigt die gemessenen Abstände bei den jeweiligen Frequenzen.

Um ein Maß für die Genauigkeit zu erhalten, wurde an den jeweiligen Positionen der Maxima, der Durchmesser der Apertur durchgeföhren und dabei die Intensität des Streulichts aufgenommen (Abb. 3.20 bis 3.23). Dieser Vorgang ist mathematisch äquivalent

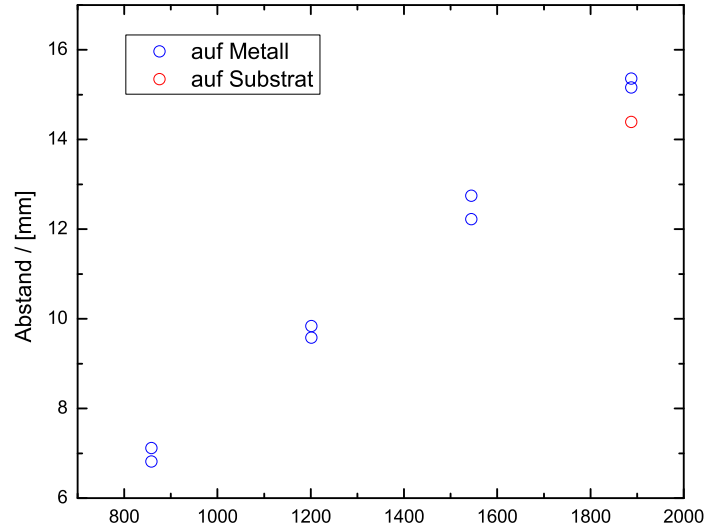


Abbildung 3.18: Dispersion der elastischen Wellen mit Fit für die Gruppengeschwindigkeit. Der k-Fehler stammt aus den Lorentz-Fits (Abb. 3.19).

zu der Integration einer verschobenen zweidimensionalen Lorentzverteilung über eine Kreisscheibe. Die Lorentzverteilung ist

$$f(x, y, s) = \frac{A}{\gamma \left[ 1 + \left( \frac{x-s}{\gamma} \right)^2 + \left( \frac{y}{\gamma} \right)^2 \right]}, \quad (3.6)$$

mit der Verschiebung  $s$  (o.B.d.A. in x-Richtung), der Halbwertsbreite  $\gamma$  und einem Amplitudenfaktor  $A$ .

In Polarkoordinaten lautet die Verteilung:

$$f(r, \phi, s) = \frac{A}{\gamma + \frac{r^2 + s^2 - \cos\phi}{\gamma}}. \quad (3.7)$$

Die Integration über die Kreisscheibe mit Radius  $R$  lautet dann:

$$F = \int_0^R \int_0^{2\pi} f^2(r, \phi, s) dr d\phi \quad (3.8)$$

Die so definierte Funktion kann nun an die Messwerte angefitet werden. Die erhaltenen Werte für die Verschiebung und die Halbwertsbreite sind in Abb. 3.19 zu sehen. Der so erhaltene Fehler für Position der Apertur im Strahlengang wird im Folgenden weiterverwendet. Die Wahl der Lorentzverteilung ist dadurch motiviert, dass sie die Fouriertransformierte einer abklingenden Exponentialkurve ist, wie sie bei den abzubildenden SAWs auftritt. Die Halbwertsbreite des Strahls entspräche dann der  $k$ -Breite der Streuung. Der erhaltene Wert ist aber viel zu groß, sodass die Breite des gestreuten Strahls bereits vom Laserlicht kommt. Dieses ist eigentlich nicht lorentz- sondern gaussverteilt. Die Gestalt dieser Kurven ist sehr ähnlich und hatte beim Fitten keinen relevanten Einfluss auf den Verschiebungsparameter. Auf die Darstellung der Gaussfits wird daher an dieser Stelle verzichtet.

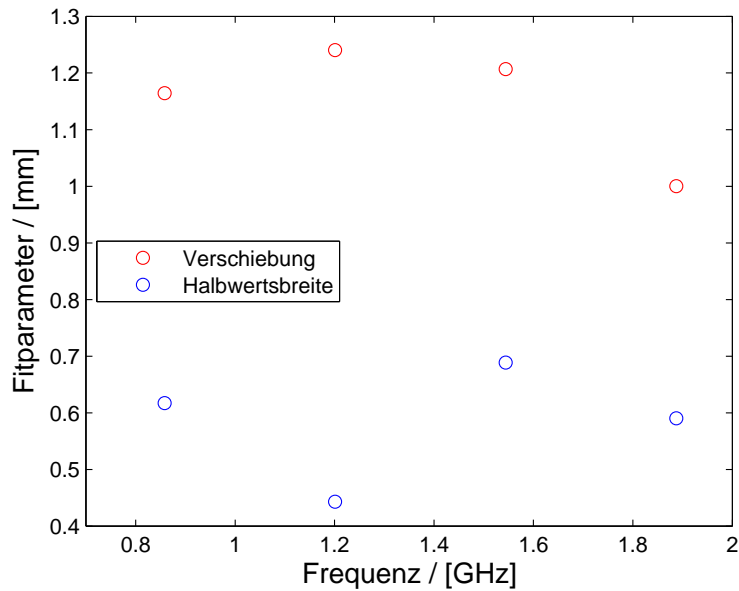


Abbildung 3.19: Fit Ergebnisse der Lorentz-Fits.

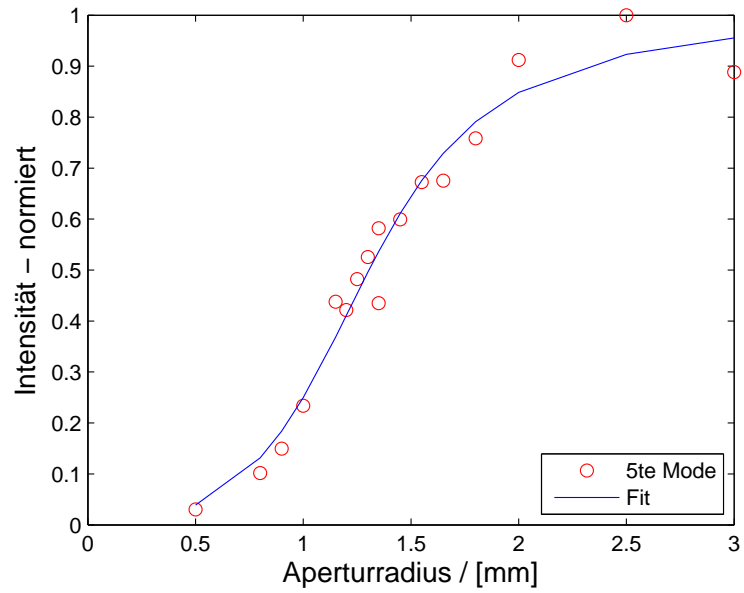


Abbildung 3.20: Lorentz-Fit der 5ten Mode

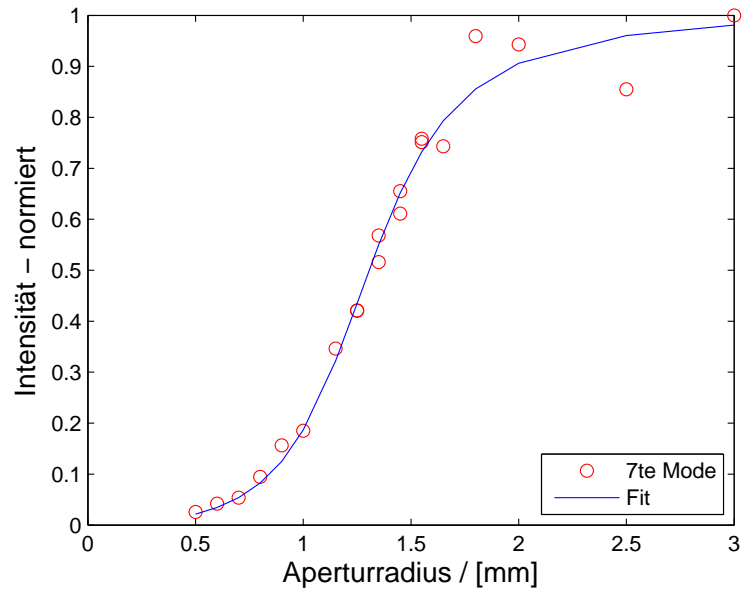


Abbildung 3.21: Lorentz-Fit der 7ten Mode

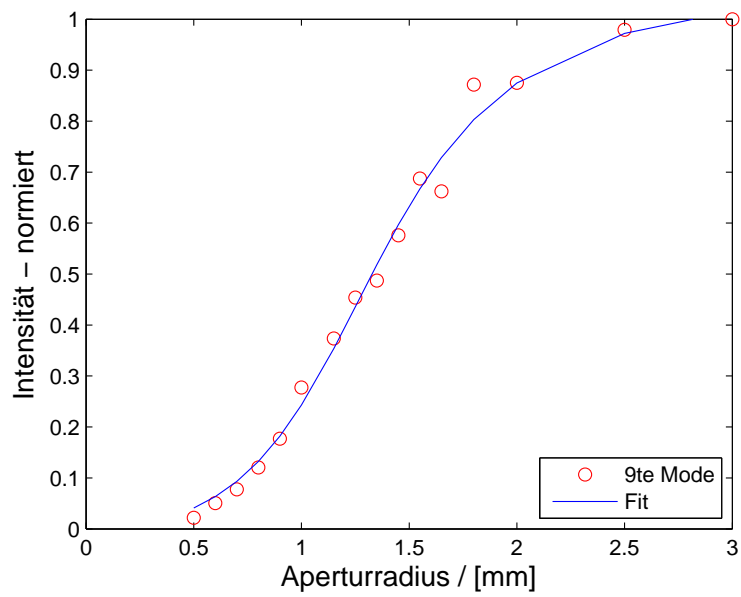


Abbildung 3.22: Lorentz-Fit der 9ten Mode

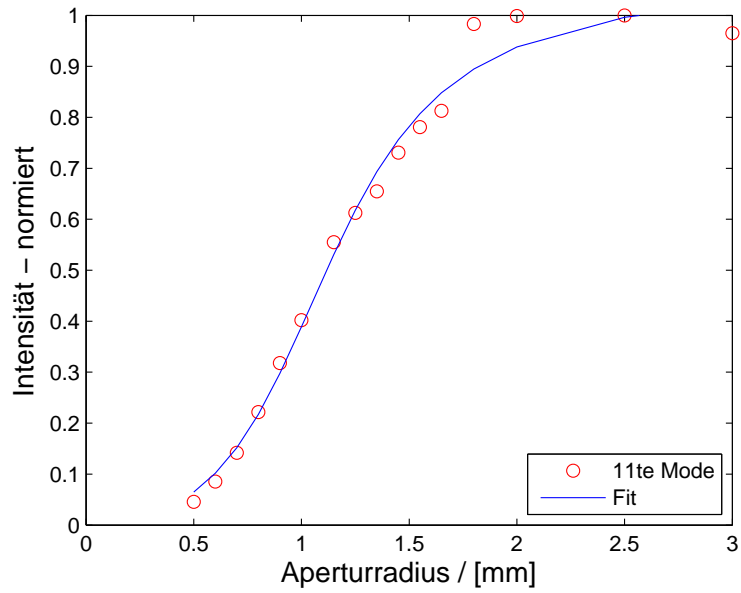


Abbildung 3.23: Lorentz-Fit der 11ten Mode

Wie zuvor erwähnt kann aus dem Abstand des Maximums des gestreuten Strahls zu dem des Hauptstrahls der Wellenvektor berechnet werden. In Abb. 3.24 sind die jeweiligen Frequenzen gegen die Ergebnisse für die Wellenvektoren auf dem Metall aufgetragen. Die Wahl der Achsen ist so üblich, da die Steigung der so erhaltenen Kurve der Gruppengeschwindigkeit entspricht, die mit einem linearen Fit zu  $v = 3290 \pm 20$  m/s bestimmt wurde. Ein Literaturwert für Lithiumniobat mit einer Doppelbeschichtung aus Nickel und Permalloy ließ sich nicht finden, für eine reine Nickelschicht liegt er bei  $v = 3410 \pm 20$  m/s [2]. Zusätzlich wurde zum Vergleich ein Wellenvektor auf dem Substrat bestimmt. Dessen Verhältnis zur Frequenz führt auf eine Schallgeschwindigkeit von  $v = 3488 \pm 20$  m/s, was dem Literaturwert für Lithiumniobat entspricht [2]. Die eingezeichneten Fehler der Wellenvektoren stammen aus der vorher beschriebenen Messung, mit deren Ergebnissen der Fehler des Abstands abgeschätzt werden konnte. Diese Abschätzung ist sehr konservativ, da der Fit offensichtlich die Daten gut beschreibt.

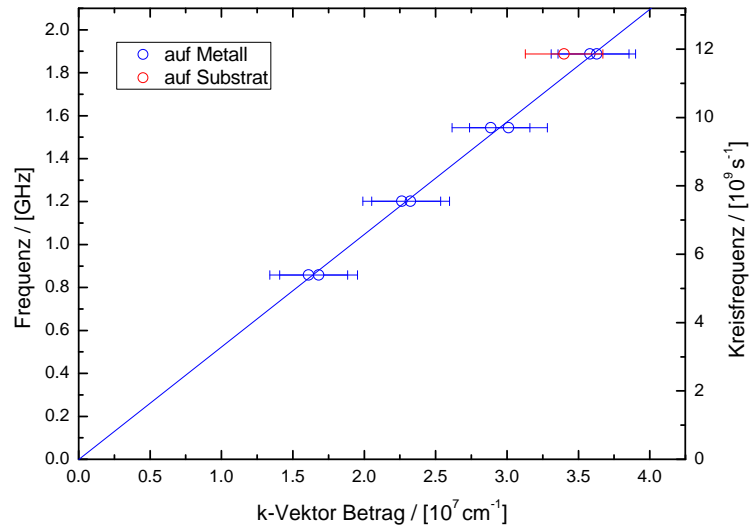


Abbildung 3.24: Dispersion der elastischen Wellen mit Fit für die Gruppengeschwindigkeit. Der k-Fehler stammt aus den Lorentz-Fits (Abb. 3.19).

## 4 Diskussion

Die Tatsache, dass das Metallisierungsverhältnis des verwendeten IDTs nicht perfekt den Spezifikationen entspricht, ist für den Nachweis der magnetoelastischen Kopplung zunächst nicht relevant. Es genügt hierfür eine möglichst hohe Mode mit gleichzeitig möglichst hoher Intensität zu wählen. Für technische Anwendungen wäre die Güte der Lithographie aber von größerer Bedeutung, da mit IDTs grundsätzlich nur bestimmte, schmale Frequenzbänder angeregt werden können. Es können daher auch nur bestimmte Spinwellenfrequenzen angeregt werden, sodass Anwendungen sich an diesen Frequenzen orientieren müssten. Von der Seite der verwendeten Materialien haben sich keine Einschränkungen offenbart. Das Frequenzverhalten der SAWs wurde bei der Propagation durch die Probe nicht beeinflusst.

Die Brechung des Strahls an der Kante zur Metallbeschichtung führt zu einer stark unregelmäßigen Intensitätsverteilung der Phononen. Die Erzeugung von Spinwellen wäre damit nur am Rand oder auf sehr kleinen Strukturen gleichmäßig und effizient möglich. In diesem Experiment wurde der Strahl bei der Propagation bereits auf den freien Substrat sehr stark gedämpft. Der Grund hierfür ist nicht ersichtlich. Um zu untersuchen, ob die Dämpfung vom verwendeten System herrührt, oder nicht reproduzierbar ist, müssten weitere Proben vermessen werden.

Die Methode zur Bestimmung der Wellenvektoren hat für die elastischen Wellen das zu erwartende Ergebnis erbracht. Sie wäre daher prinzipiell geeignet um die Wellenvektoren von angeregten Spinwellen zu untersuchen. Da deren Dispersionsrelation wesentlich komplizierter ist, als die von elastischen Wellen, bieten sich hier interessante Experimente an. Bisherige Theoriebildung zur magnetoelastischen Kopplung geht rechnerisch von Spinwellen mit einem Wellenvektor gleich null aus [5]. Der Gültigkeitsbereich dieser Annahme könnte mit dieser Methode überprüft werden.

Die in dieser Arbeit verwendete große Metallschicht ist natürlich selbst nicht sehr interessant. In Zukunft soll das Verhalten kleiner ferromagnetischer Geometrien in Wechselwirkung mit SAWs untersucht werden. Für die Weiterführung des Projekts hat, die Charakterisierung der elastischen Oberflächenwellen herausgestellt, dass Proben am besten redundant gefertigt werden, d.h. dass die zu untersuchende Struktur, im Bereich der SAW-Propagation, vielfach aufgebracht wird. Da das exakte Verhalten der SAWs nicht vorhersagbar ist, kann so jenes Exemplar der Struktur gewählt werden, welches das stärksten Signal aufweist und damit am besten für die eigentliche Messungen geeignet ist.

# Literaturverzeichnis

- [1] A. J. Slobodnik, P. H. Carr, and A. J. Budreau. J. appl. phys. 41, 4380. 1970.
- [2] C. Campbell. Surface acoustic wave devices and their signal processing applications. Academic Press, 1989.
- [3] Supriyo Datta. Surface acoustic wave devices. Prentice-Hall, 1986.
- [4] M. Weiler et al. PRL 106, 117601. 2011.
- [5] M. Pernpeintner. Magnon-phonon coupling in ferromagnetic thin films, diploma thesis. TUM, 2012.
- [6] G.I. Stegemann. Transactions on sonics and ultrasonics, su-23, 33. IEEE, 1976.



## **Plagiatserklärung der / des Studierenden**

Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Arbeit über \_\_\_\_\_  
\_\_\_\_\_ selbstständig verfasst worden ist, dass keine anderen  
Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen benutzt worden sind und dass die Stellen  
der Arbeit, die anderen Werken – auch elektronischen Medien – dem Wortlaut oder Sinn  
nach entnommenen wurden, auf jeden Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung  
kenntlich gemacht worden sind.

\_\_\_\_\_  
(Datum, Unterschrift)

Ich erkläre mich mit einem Abgleich der Arbeit mit anderen Texten zwecks Auffindung  
von Übereinstimmungen sowie mit einer zu diesem Zweck vorzunehmenden Speicherung  
der Arbeit in eine Datenbank einverstanden.

\_\_\_\_\_  
(Datum, Unterschrift)