



Marius Hempel

---

Niederfrequente akustische Messungen an  
metallischen Gläsern bei sehr tiefen  
Temperaturen

Diplomarbeit

Dezember 2008

HD-KIP 09-15



Fakultät für Physik und Astronomie  
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

DIPLOMARBEIT  
im Studiengang Physik

vorgelegt von  
**Marius Hempel**  
aus Recklinghausen

2008



# Niederfrequente akustische Messungen an metallischem Glas bei sehr tiefen Temperaturen

Die Diplomarbeit wurde ausgeführt von Marius Hempel am  
Kirchhoff-Institut für Physik  
unter der Betreuung von  
**Herrn Prof. Dr. C. Enss**



Im Rahmen dieser Arbeit wurden niederfrequente akustische Messungen mit einem mechanischen Oszillator durchgeführt. Erstmals wurde ein so genannter Double Paddle Oscillator vollständig aus massivem metallischem Glas hergestellt und seine Tieftemperatureigenschaften untersucht. Die Double Paddle Geometrie zeichnet sich durch ein vielfältiges Modenspektrum im akustischen Frequenzbereich aus. Das Material der untersuchten Probe ist ein supraleitendes metallisches Glas mit der Zusammensetzung  $Zr_{55}Cu_{30}Ti_{10}Ni_5$ . Zur Untersuchung akustischer Eigenschaften dieser Probe, wie der inneren Reibung und relativen Schallgeschwindigkeitsänderung, wurde ein Versuchsaufbau entwickelt, mit dem man aufgrund dreier Elektroden orts aufgelöst kapazitiv detektieren kann. Dieser Aufbau kann wegen seines modularen Charakters für eine induktive Detektion erweitert werden. Im Vergleich zu Vorhersagen des Tunnelmodells werden für die innere Reibung bei sehr tiefen Temperaturen deutlich erhöhte Werte gefunden. Sowohl die Temperatur- als auch die Frequenzabhängigkeit weichen systematisch von den Vorhersagen des Tunnelmodells ab. Nichtlineare Rückstellkräfte konnten als Ursache für die Abweichungen ausgeschlossen werden.

### Low frequency measurements on metallic glass at very low temperatures

Within this thesis low frequency acoustic experiments using a mechanical oscillator were carried out. For the first time a double paddle oscillators entirely made of bulk metallic glass was fabricated and its low temperature properties were investigated. The sample consists of superconducting bulk metallic glass made of  $Zr_{55}Cu_{30}Ti_{10}Ni_5$ . An experimental setup has been developed which allows the capacitive detection of the motion of the oscillator at three different positions. Compared to the predictions of the tunneling model strongly enhanced values of the internal friction were found. Temperature as well as frequency dependence systematically differ from the predictions of the tunneling model. Non-linear restoring forces could be excluded as the origin for the discrepancies.





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
2.1	Metallische Gläser . . . . .	3
2.1.1	Bulk-Metallic-Glasses . . . . .	4
2.1.2	Eigenschaften metallischer Gläser . . . . .	5
2.2	Tunnelsysteme in amorphen Festkörpern . . . . .	6
2.2.1	Tieftemperatureigenschaften . . . . .	6
2.2.2	Das Tunnelmodell . . . . .	8
2.2.3	Wechselwirkung von Tunnelsystemen mit Phononen . . . . .	11
2.2.4	Wechselwirkung von Tunnelsystemen mit Elektronen . . . . .	14
2.2.5	Vorhersagen des Tunnelmodells . . . . .	15
2.3	Vergleich der Vorhersagen mit experimentellen Daten . . . . .	18
2.4	Erweiterte theoretische Ansätze . . . . .	20
<b>3</b>	<b>Double Paddle Oscillator</b>	<b>23</b>
3.1	Eigenmoden . . . . .	23
3.1.1	Finite-Elemente-Berechnungen . . . . .	24
3.1.2	Innere Reibung von Festkörpern . . . . .	26
3.2	Herstellung des Double-Paddle-Oscillators . . . . .	27
3.2.1	Einfluss eines dünnen Films . . . . .	28

<b>4 Experimenteller Aufbau und Messtechnik</b>	<b>31</b>
4.1 Erzeugung tiefer Temperaturen . . . . .	31
4.2 Kapazitive Detektion . . . . .	33
4.2.1 Probenhalter . . . . .	33
4.2.2 Messelektronik . . . . .	35
4.2.3 Messprinzip . . . . .	39
<b>5 Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>43</b>
5.1 Sprungtemperatur $T_C$ der Probe . . . . .	43
5.2 Thermalisierung der Probe . . . . .	45
5.3 Innere Reibung . . . . .	47
5.3.1 Dämpfungseinflüsse . . . . .	47
5.3.2 Einfluss der Messumgebung des DPOs . . . . .	50
5.3.3 Temperaturabhängigkeit der inneren Reibung . . . . .	52
5.3.4 Temperaturabhängigkeit im Temperaturbereich $T < T_{co}$ . . . . .	54
5.4 Relative Schallgeschwindigkeitsänderung . . . . .	59
5.4.1 Einflüsse auf die Schallgeschwindigkeitsmessung . . . . .	59
5.4.2 Regelungsqualität . . . . .	61
5.4.3 Temperaturabhängigkeit der relativen Schallgeschwindigkeitsänderung	62
5.4.4 Frequenzabhängigkeit der relativen Schallgeschwindigkeitsänderung	63
<b>6 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>65</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>69</b>
<b>Danksagung</b>	<b>75</b>

# 1. Einleitung

Experimente mit denen die thermischen, akustischen und dielektrischen Eigenschaften von Gläsern untersucht wurden, zeigten in den letzten Jahrzehnten, dass es charakteristische Unterschiede zwischen Kristallen und Gläsern gibt. Das phänomenologische Tunnelmodell wurde daraufhin aufgestellt, da es die auftretenden physikalischen Eigenschaften größtenteils korrekt beschreibt. Dem Tunnelmodell zufolge, beruhen die Unterschiede auf niederenergetischen Anregungszuständen mit Zwei-Niveau-Charakter im Glas, zwischen denen ein Übergang, bei ausreichend niedrigen Temperaturen, nur durch quantenmechanisches Tunneln möglich ist. Zu einem gewissen Grad erlaubt dieses Modell die Vorhersage temperaturabhängiger akustischer Eigenschaften, die sich quantitativ in der inneren Reibung und in der relativen Schallgeschwindigkeitsänderung manifestieren.

Messungen der vergangenen Jahre zeigen jedoch, dass es besonders bei sehr niedrigen Temperaturen Abweichungen von den Vorhersagen des Tunnelmodells gibt. Mögliche Erklärungsansätze bietet die Wechselwirkung der Tunnelsysteme untereinander aufgrund von Verzerrungsfeldern oder eine Temperaturabhängigkeit der Zustandsdichte der Tunnelsysteme, die durch eine starke Kopplung mit thermischen Phononen verursacht wird.

Zur Klärung dieser Fragen wurden eine Vielzahl verschiedener Glassorten untersucht. Besonders supraleitende metallische Gläser sind in den letzten Jahren in den Fokus der Experimentatoren gerückt, da es nun möglich ist solche Substanzen als ausgedehnte Proben herzustellen. Genau wie in dielektrischen Gläsern gibt es Tunnelsysteme in metallischen Gläsern. Diese wechselwirken nicht nur mit den Phononen sondern auch mit den Leitungselektronen. Zusätzlich lässt sich bei supraleitenden Gläsern unterhalb der Sprungtemperatur, der Einfluss der Elektronen mit Hilfe von magnetischen Feldern abschalten.

Um niederfrequente akustische Messungen durchführen zu können, regt man die Eigenschwingungen der zu untersuchenden Probe an. Die Resonanzfrequenzen sind durch die Geometrie der Probe festgelegt. In der Vergangenheit wurden akustische Messungen an metallischen Gläsern hauptsächlich mit Vibrating-Reed-Oszillatoren realisiert. Messungen an dielektrischen Gläsern wurden in den letzten Jahren mit Double-Paddle-Oszillatoren durchgeführt, da diese den Vibrating-Reeds, aufgrund ihrer viel geringeren Untergrunddämpfung und ihres reichhaltigeren Modenspektrums überlegen sind. Im Rahmen dieser Arbeit ist erstmals ein Double-Paddle-Oscillator vollständig aus massivem metallischem Glas hergestellt und untersucht worden.

In Kapitel 2 wird zunächst eine kurze Einführung zu metallischen Gläsern und die Grundlagen des Tunnelmodells und den daraus folgenden Vorhersagen vorgestellt. Kapitel 3 enthält eine Charakterisierung der verwendeten Probe und Finite-Elemente Simulationen der Eigenmoden des DPOs, bevor in Kapitel 4 die experimentellen Methoden und das Messprinzip beschrieben werden. Kapitel 5 enthält die Darstellung und Diskussion der Messergebnisse. Kapitel 6 stellt schließlich eine Zusammenfassung der gewonnenen Ergebnisse dar.

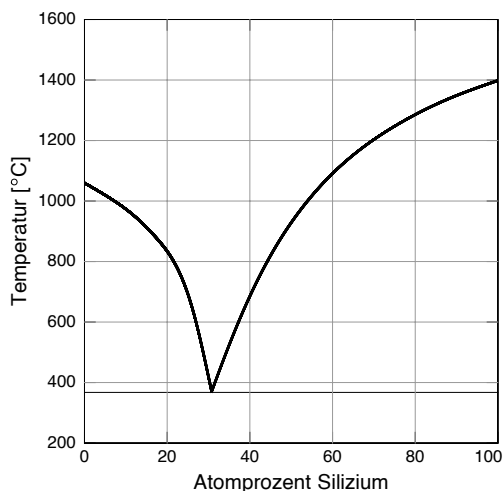
## 2. Theorie

### 2.1 Metallische Gläser

Amorphe Festkörper unterscheiden sich von kristallinen aufgrund fehlender Fernordnung der Atome oder Moleküle, aus denen sie bestehen.

Dass jede Flüssigkeit in einen amorphen Festkörper abgekühlt werden könne, wurde von David Turnbull in den 1950er Jahren im Rahmen seiner Forschung zur Erstarrung metallischer Flüssigkeiten vorausgesagt [Tur50]. Er erkannte, dass es möglich sein müsse auch flüssiges Metall in den Glaszustand zu überführen, wenn die Viskosität hinreichend schnell mit sinkender Temperatur stiege. Somit hätten die Atome nicht genug Zeit sich gemäß einer periodischen Gitterstruktur anzuordnen. Folglich würde die Flüssigkeit die Glasübergangstemperatur  $T_g$  erreichen und als metallisches Glas erstarren. Als die besten Kandidaten für eine experimentelle Verifizierung wurden von ihm Eutektika mit besonders niedriger Schmelztemperatur vorhergesagt.

1959 gelang es erstmals metallisches Glas herzustellen [Kle60]. Klement und Duwez entwickelten das Melt-Spinning-Verfahren, um möglichst große Abkühlraten zu ermöglichen [Duw60]. Hierbei wird die schnell abzukühlende Flüssigkeit auf einen intern mit Wasser oder Stickstoff gekühlten, sich drehenden Zylinder geleitet. Auf diese Weise lassen sich Abkühlraten von  $10^4$ - $10^7$  K/s verwirklichen. Wie von Turnbull empfohlen, war die von Klement und Duwez verwendete Legierung ein Gold-Silizium-Eutektikum im Verhältnis 3:1, da hier ein besonders niedriger eutektischer Punkt existiert.



**Abb. 2.1:** Die niedrige Schmelztemperatur des eutektischen Punktes einer Au-Si-Legierung bei 370°C.

### 2.1.1 Bulk-Metallic-Glasses

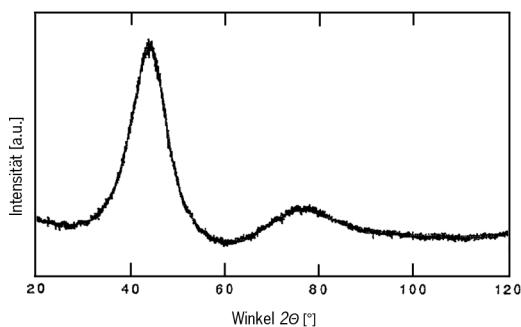
Die mit dem Melt-Spinning-Verfahren erzeugten metallischen Gläser waren jedoch nur wenige Mikrometer stark, sodass die Suche nach neuen Methoden zur Erzeugung massiver Gläser voran getrieben wurde. Auch die Entwicklung weiterer Verfahren zur Herstellung metallischer Gläser wie das Splat-Cooling-Verfahren und das Planar-Flow-Casting-Verfahren erzielten keinen Durchbruch. Der Schwerpunkt der Forschung wurde auf die Erforschung von Glasbildnereigenschaften gelegt, um verlangsamte Kristallisation und einen stabilen unterkühlten Flüssigkeitsbereich zu erzielen. Als Kriterium für die Glasbildnereigenschaft nannte Turnbull das Kriterium der reduzierten Glastemperatur  $T_{rg} = T_g/T_m$ , wobei  $T_g$  die Glasübergangstemperatur und  $T_m$  die Schmelztemperatur ist [Tur69]. Je höher dieser Wert, desto einfacher ist der Übergang von einer Schmelze in den amorphen Zustand.

Inoue nannte drei Charakteristika für gute Glasbildnereigenschaft [Ino99]. Entscheidend hierbei sind Multi-Komponenten-Legierungen aus mindestens drei verschiedenen Elementen, da die Kristalleinheitszelle besonders groß und komplex ist, sodass das Ausbilden einer kristallinen Fernordnung erschwert ist. Außerdem führt ein großer Atomradienunterschied der einzelnen Elemente der Legierung zu einer höheren Dichte und zu geringerem freien Volumen in der Schmelze, sodass eine gesteigerte Volumenvergrößerung bei Kristallisation notwendig ist. Schließlich ist es vorteilhaft, wenn zwischen den Hauptelementen der Legierung eine möglichst große negative Mischungsenthalpie herrscht, weil hierdurch die Energiebarriere an der fest-flüssig-Phasengrenze erhöht und das atomare Diffusionsvermögen verringert wird. Diese Eigenschaften behindern die atomare Umordnung und die Bildung von Kristallisationskeimen. Eine Vergrößerung des unterkühlten Bereiches ist die Folge. Der unterkühlte Flüssigkeitsbereich  $\Delta T = T_x - T_g$  ist definiert als der Temperaturbereich zwischen der Temperatur des Glasübergangs  $T_g$  (Abbildung 2.4) und der der Kristallisation  $T_x$ . Innerhalb dieses Temperaturbereichs findet keine Kristallisation statt. Eine verlangsamte Kristallisation erlaubt also niedrigere Abkühlraten und ermöglicht so die Herstellung massiver metallischer Gläser, den Bulk-Metallic-Glasses (BMG). Chen produzierte 1969 einige Pd-Cu-Si- und Pd-Ag-Si-Legierungen, die einen unterkühlten Bereich von mehr als 40 K hatten, sodass erstmals Kristallisation in metallischen Gläsern systematisch untersucht werden konnte [Che69]. Kui, Greer und Turnbull gelang es dann 1982 zum ersten Mal zentimetergroßes metallisches Glas aus der ternären Mischung  $\text{Pd}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{20}$  herzustellen [Kui84]. Seitdem stellte die Gruppe um Inoue [Ino88] und der um Johnson [Joh86] viele neue Multikomponentengläser auf La-, Mg-, Zr-, Pd-, Fe-, Cu- und Ti-Basis her, die große unterkühlte Bereiche und geringe kritische Abkühlraten haben. Moderne metallische Gläser haben kritische Abkühlraten, die durchaus im Bereich der Abkühlraten von Oxidgläsern liegen. So hat die Legierung  $\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{10}\text{P}_{20}$  eine kritische Abkühlrate von 0,1 K/s [Nis97].

### 2.1.2 Eigenschaften metallischer Gläser

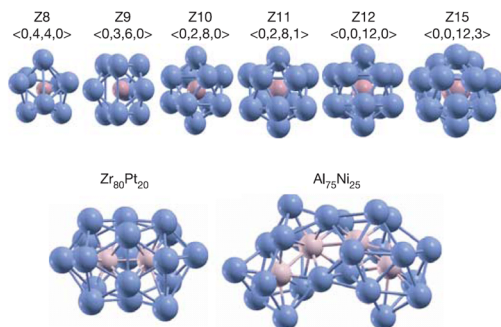
Während die mikroskopische Struktur kristalliner Metalle schon lange bekannt ist, blieb sie von amorphen lange unbekannt, da die üblichen Analysemethoden wie zum Beispiel die Röntgendiffraktometrie nur begrenzt geeignet sind die Struktur von Gläsern zu entschlüsseln. Das Fehlen jeglicher Periodizität der Atomstruktur metallischer Gläser führt zu einem Spektrum ohne scharfe Reflexe, statt dessen erhält man breite Maxima. Das Spektrum von amorphem  $\text{Zr}_{41,2}\text{Ti}_{13,8}\text{Cu}_{12,5}\text{Ni}_{10,0}\text{Be}_{22,5}$  ist exemplarisch in Abbildung 2.2 zu sehen.

Die Forschergruppe um Ma zeigte an Hand von binäre Legierungen, dass sich die Atome nicht vollständig zufällig anordnen [She06]. Sieben bis fünfzehn Atome tendieren



**Abb. 2.2:** Röntgendiffraktometrieaufnahme (CoK $\alpha$ -Stahlung). Die Abwesenheit scharfer Reflexe belegt die amorphe Struktur. [Pek93]

dazu sich um ein Zentralatom anzuordnen und so dreidimensionale Strukturen, so genannte Kasper-Polyeder, zu formen. Diese finden sich teilweise auch in kristallinen Metallen, jedoch sind sie in amorphen deformiert und bilden keine langen Reihen sondern kleine Cluster. Die durchschnittliche Koordinationszahl ändert sich mit dem

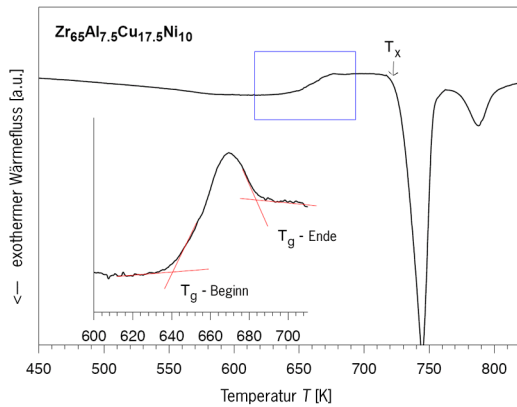


**Abb. 2.3:** Koordinationszahlverteilung der Zentralatome. Es bilden sich typische Kasper-Polyeder, beschrieben hier durch ihre Voronoi-Indizes. Die durchschnittliche Koordinationszahl ändert sich mit dem Atomradienverhältnis und der Zentralatomkonzentration. Auch bilden sich erweiterte Cluster, hier beispielhaft  $\text{Zr}_{80}\text{Pt}_{20}$  und  $\text{Al}_{75}\text{Ni}_{25}$ . [She06]

Atomradienverhältnis, wobei die Mehrzahl der Zentralatome zwei dominierende Koordinationszahlen hat.

Neben der Röntgendiffraktometrie zeigen sich auch bei der Differenzkalorimetrie Unterschiede zwischen kristallinem und amorphem Metall. Abbildung 2.4 zeigt den typischen Verlauf einer Differenzkalorimetrieaufnahme an metallischem Glas. Nach der

endothermen Phase des Glasübergangs folgt bei höherer Temperatur die exotherme Kristallisation. aufgrund der verzögerten Relaxation in dynamischen Systemen hat der Glasübergang eine endliche Breite  $\Delta T$  [Jäc86]. Das exotherme Verhalten bei der Kristallisation erklärt sich dadurch, dass die Atome dann an die energetisch günstigeren Gitterplätze gelangen. Dass es mehr als eine endotherme Reaktion gibt, ergibt sich durch den Nickelgehalt der Probe [Wan04]. Während die gleiche Legierungen ohne Nickel nur einmal exothermes Verhalten zeigt, hat der Anteil keinen Einfluss auf die Größe des unterkühlten Flüssigkeitsbereichs und somit auf die Glasbildneigung.



**Abb. 2.4:** Dynamische Differenzkalorimetrieaufnahme (DSC).  $T_g$  bezeichnet die Glasübergangstemperatur und  $T_x$  Die Kristallisationstemperatur. Nach [Rei99].

## 2.2 Tunnelsysteme in amorphen Festkörpern

Viele physikalische Eigenschaften amorpher Festkörper weichen stark von ihren kristallinen Gegenstücken ab. Während die thermischen und akustischen Eigenschaften von Kristallen bereits seit langem im Rahmen des Debye-Modells [Deb12] erklärt werden können, wird die Theorie zur Beschreibung amorpher Körper stetig weiter entwickelt.

### 2.2.1 Tieftemperatureigenschaften

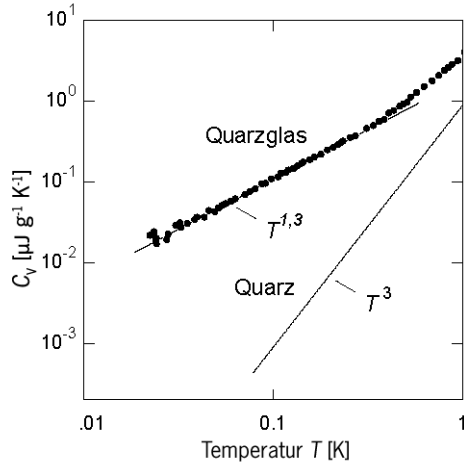
Thermische Eigenschaften wie die spezifische Wärme  $C_V \propto T^3$  von Kristallen werden mit dem Debye-Modell in guter Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen wieder gegeben.

Um die Wärmeausbreitung durch Phononen zu beschreiben, kann die kinetische Gastheorie

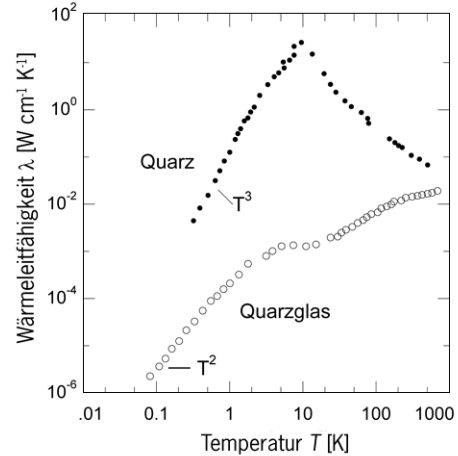
$$\lambda = \frac{1}{3} v l C_V \quad (2.1)$$



heran gezogen werden. Hierbei wird angenommen, dass sich die wärmetragenden Phononen wie diffundierende Gasmoleküle verhalten. Im Temperaturbereich, in dem die mittlere freie Weglänge  $l$  nur noch von der Probengeometrie abhängt und somit temperaturunabhängig ist, ist auch die Schallgeschwindigkeit konstant, weshalb man eine  $T^3$ -Charakteristik für die Wärmeleitfähigkeit findet. Da die Wärmelei-



**Abb. 2.5:** Die spezifische Wärme von amorphem und kristallinem  $\text{SiO}_2$  als Funktion der Temperatur. Für das Glas liegt sie um mehrere Größenordnungen über der des Kristalls, bei der sie eine  $T^3$ -Abhängigkeit zeigt. [Zel71]



**Abb. 2.6:** Kristallines  $\text{SiO}_2$  zeigt den erwarteten  $T^3$ -Verlauf der Wärmeleitfähigkeit für tiefe Temperaturen. Von Quarzglas ist sie um viele Größenordnungen kleiner und weist unter 2 K eine  $T^2$ -Abhängigkeit auf. [Hun77]

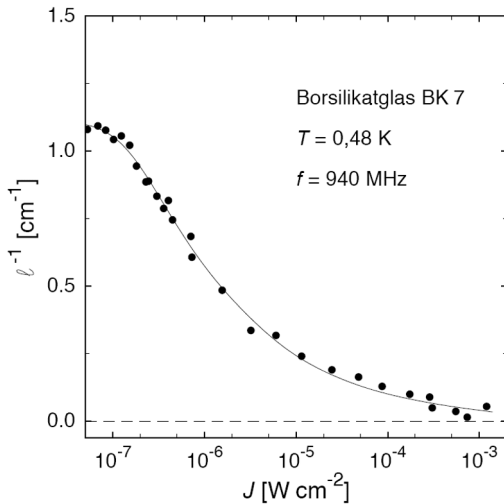
tung unterhalb 1 K von langwelligen Phononen getragen wird, deren Wellenlänge um ein Vielfaches größer als die Atom- oder Molekülabstände ist, sollte eine amorphe Struktur eigentlich unerheblich für deren Ausbreitung sein. Zeller und Pohl zeigten jedoch 1971, dass es sowohl qualitativ als auch quantitativ erhebliche Unterschiede zwischen Kristallen und Gläsern gibt [Zel71]. Bei tiefen Temperaturen liegt die spezifische Wärme von Quarzglas mehrere Größenordnungen höher als von Quarzkristallen. Sie hat einen annähernd linearen Temperaturverlauf, während die Wärmeleitfähigkeit quadratisch von der Temperatur abhängt und stets geringer ist, als die von Quarzkristallen. Dieses Verhalten der spezifischen Wärme  $C_V$  und der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  ist typisch für die meisten Gläser und auch deren Absolutwert stimmt innerhalb einer Größenordnung für Gläser unterschiedlicher chemischer Zusammensetzung überein [Phi84]. Man spricht von der Universalität der Gläser. Dieses zeigt, dass es in amorphen Festkörpern niederenergetische Anregungszustände geben muss, die Streuzentren für Phononen darstellen.

Dass diese niederenergetischen Anregungszustände Zwei-Niveau-Charakter besitzen, konnte in Ultraschallabsorptionsexperimenten gezeigt werden [Hun74]. Abbildung 2.7

zeigt die akustische Dämpfung von Borsilikatglas (BK 7) in Abhängigkeit von der eingestrahlten Intensität bei 0,48 K. Mit steigender Intensität der Ultraschallwelle verringert sich die Absorption, bis sie schließlich verschwindet. Dies kann mit der Wechselwirkung der Phononen mit den niederenergetischen Zwei-Niveau-Systemen erklärt werden. Die Besetzungszahldifferenz eines Ensembles von Zwei-Niveau-Systemen im thermodynamischen Gleichgewicht ist

$$\Delta n = n \tanh\left(\frac{E}{2k_{\text{B}}T}\right), \quad (2.2)$$

wobei  $E$  die Energieaufspaltung ist. Bei hinreichend kleiner Intensität wird die Ultraschallwelle aufgrund von resonanter Absorption gedämpft. Gelangen durch resonante Absorption von Phononen mit steigender Intensität immer mehr Systeme vom Grundzustand in den angeregten Zustand, so werden beide Niveaus gleichstark bevölkert, woraufhin Emission und Absorption gleichwahrscheinlich werden.



**Abb. 2.7:** Ultraschalldämpfung  $l^{-1}$  in BK 7 in Abhängigkeit von der eingestrahlten Intensität  $J$  [Hun74].

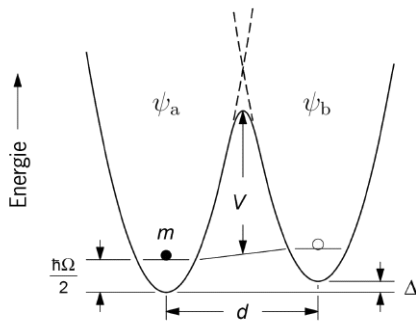
### 2.2.2 Das Tunnelmodell

Eine Erklärung für das beobachtete Tieftemperaturverhalten der Gläser lieferten 1972 Anderson *et al.* [And72] und Phillips [Phi72] unabhängig voneinander mit dem Standardtunnelmodell. Dieses Modell beruht auf der Idee der erwähnten Zwei-Niveau-Systeme.

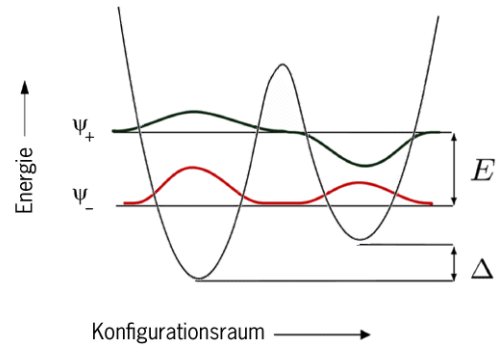
Während in einem Kristall jedes Atom oder jede Atomgruppe eine eindeutige Gleichgewichtslage hat, gibt es in der ungeordneten Struktur eines amorphen Festkörpers mehrere benachbarte energetisch nahezu gleichwertige Gleichgewichtslagen für die einzelnen Atome. Dies lässt sich durch ein Teilchen mit der effektiven Masse  $m$  in

einem so genannten Doppelmuldenpotential beschreiben (Abb.2.8). Das Doppelmuldenpotential wird durch zwei benachbarte harmonische Potentiale gebildet, die durch eine Potentialbarriere  $V$  voneinander getrennt sind. Die Minima unterscheiden sich energetisch um die Asymmetrie  $\Delta$  und sind um einen Abstand  $d$  im Konfigurationsraum voneinander getrennt. In den zunächst unabhängig von einander betrachteten Potentialhälften werden die Grundzustandswellenfunktionen mit  $\psi_a$  bzw.  $\psi_b$  bezeichnet, deren Grundzustandsenergie  $\frac{1}{2}\hbar\Omega$  beträgt. Bei sehr tiefen Temperaturen ist die Besetzungswahrscheinlichkeit der angeregten Zustände verschwindend gering, weshalb nur die Grundzustände betrachtet werden müssen.

Da bei tiefen Temperaturen thermisch aktiviertes Überwinden der Potentialbarriere ausgeschlossen ist, können die Teilchen nur quantenmechanisch zwischen den Mulden tunneln. Die Wellenfunktionen des Doppelmuldenpotentials  $\Psi_+$ ,  $\Psi_-$  lassen sich als



**Abb. 2.8:** Das Doppelmuldenpotential ergibt sich aus der Überlagerung zweier harmonischer Potentiale.



**Abb. 2.9:** Energieaufspaltung des Grundzustands einer Wellenfunktion im Doppelmuldenpotential.

Linearkombination der Wellenfunktionen  $\psi_a$  und  $\psi_b$  bilden. Mit Hilfe des Ritzschen Variationsverfahrens ergibt sich für die Energieeigenwerte des Grundzustands

$$E_{\pm} = \frac{1}{2} \left( \hbar\Omega \pm \sqrt{\Delta^2 + 4H_{ab}^2} \right), \quad (2.3)$$

wobei die symmetrische bzw. antisymmetrische Linearkombination der Grundzustandswellenfunktionen  $\Psi_-$  und  $\Psi_+$  für die Energieaufspaltung verantwortlich ist. Der Wechselwirkungsterm  $H_{ab} = \int \psi_a^* H \psi_b d^3x$  wird durch den endlichen Überlapp der Wellenfunktionen bestimmt. Die Energiedifferenz des aufgespaltenen Grundzustands beträgt

$$E = E_+ - E_- = \sqrt{\Delta^2 + \Delta_0^2}. \quad (2.4)$$

Die sich ergebende Energiedifferenz enthält die Asymmetrie  $\Delta$  und die Tunnelaufspaltung  $\Delta_0 = -2H_{ab}$  welche sich störungstheoretisch mit Hilfe der WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin)-Methode berechnen lässt. Man erhält

$$\Delta_0 \approx \hbar \Omega e^{-\lambda} . \quad (2.5)$$

Hierbei ist  $\lambda$  der sogenannte Tunnelparameter, für den sich

$$\lambda \approx \frac{d}{2\hbar} \sqrt{2mV} \quad (2.6)$$

ergibt.

Im Standardtunnelmodell wird die Annahme gemacht, dass alle Tunnelsysteme unabhängig voneinander sind und dass Wechselwirkungen zwischen ihnen vernachlässigt werden können. Die die Tunnelsysteme charakterisierenden Parameter Asymmetrie  $\Delta$  und Tunnelparameter  $\lambda$  können aufgrund der unregelmäßigen Glasstruktur sehr unterschiedliche Werte annehmen. Aus diesem Grund wird die Annahme gemacht, dass diese Parameter von einander unabhängig und ihre Werte gleichverteilt sind. Diese Annahme ist rein phänomenologisch und wird im Nachhinein durch experimentelle Ergebnisse gerechtfertigt. Die Verteilungsfunktion ist

$$P(\Delta, \lambda) d\Delta d\lambda = \bar{P} d\Delta d\lambda , \quad (2.7)$$

wobei  $\bar{P}$  eine Konstante ist. Mittels einer Variablentransformation, also durch Ersetzen von  $\Delta$  durch  $E$  mittels (2.4) und Einsetzen von (2.6) erhält man

$$P(E, \lambda) dE d\lambda = \bar{P} \frac{E}{\sqrt{E^2 - (\hbar \Omega e^{-\lambda})^2}} dE d\lambda . \quad (2.8)$$

Die Zustandsdichte der Tunnelsysteme  $D(E)$  erhält man durch Integration über den Tunnelparameter  $\lambda$ . Wegen der auftretenden Divergenz von  $D(E, \lambda)$ , wird ein maximaler Tunnelparameter  $\lambda_{\max}$  eingeführt. Dies ist berechtigt, da es nur eine endliche Anzahl von Tunnelsystemen in einem Glas gibt<sup>1</sup>. Die Zustandsdichte ist somit

$$D(E) = \int_0^{\lambda_{\max}} P(E, \lambda) d\lambda = \bar{P} \ln \frac{2E}{\Delta_{0,\min}} , \quad (2.9)$$

wobei  $\Delta_0$  über (2.5) mit dem maximalen Tunnelparameter  $\lambda_{\max}$  zusammen hängt. Die nur schwach von der Energie logarithmisch abhängende Zustandsdichte kann für größere Argumente als konstant angesehen werden, was gerade die lineare Abhängigkeit der spezifischen Wärme im Quarzglas und die  $T^2$ -Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit erklärt.

<sup>1</sup>Aus Wärmekapazitätsmessungen erhält man eine Anzahldichte von  $10^{17}$  -  $10^{18}$  Tunnelsysteme pro  $\text{cm}^3$  [Ste76].

### 2.2.3 Wechselwirkung von Tunnelsystemen mit Phononen

Phononen in Festkörpern erzeugen ein elastisches Verzerrungsfeld  $e$ , an welches die Tunnelsysteme koppeln und eine zeitliche Variation  $\delta\Delta$ ,  $\delta\Delta_0$  der Asymmetrieenergie und der Tunnelaufspaltung bewirkt. Sind diese hinreichend klein, können sie mit Störungstheorie 1. Ordnung behandelt werden. Die Änderung der Tunnelaufspaltung  $\delta\Delta_0$  kann in guter Näherung vernachlässigt werden [Phi84], da  $\delta\Delta \gg \delta\Delta_0$  angenommen werden kann. Für kleine Störungen ist die Kopplung des Verzerrungsfeldes an die Asymmetrieenergie in linearer Näherung

$$\delta\Delta = 2\gamma e, \quad (2.10)$$

wobei das Deformationspotential  $\gamma$  ein Maß für die Stärke der Kopplung zwischen Tunnelsystemen und Phononen ist. Der tensorielle Charakter von  $\gamma$  und  $e$  bleibt unberücksichtigt.

Der Hamiltonoperator des ungestörten Systems ist in Matrixdarstellung

$$H_0 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} E & 0 \\ 0 & -E \end{pmatrix}, \quad (2.11)$$

wobei die Energiedifferenz  $E$  durch (2.4) gegeben ist. Im Falle des gestörten Systems wird die Störung durch den zusätzlichen Hamiltonien  $H_S$  beschrieben, der in der Basis der Energieeigenzustände des Doppelmuldenpotentials

$$H_S = \frac{1}{E} \begin{pmatrix} \Delta & \Delta_0 \\ \Delta_0 & -\Delta \end{pmatrix} \gamma e \quad (2.12)$$

lautet. Die Diagonalelemente sind ein Maß für die Änderung der Energieaufspaltung  $E$  durch die Störung, während die Außerdiagonalelemente resonante Übergänge innerhalb des Zwei-Niveau-Systems beschreiben. Der Gesamthamiltonien  $H_{\text{ges}} = H_0 + H_S$  ist analog zu dem eines Spin- $1/2$ -Systems im statischen Magnetfeld mit senkrecht dazu eingestrahlttem Störfeld. Die Dynamik der Tunnelsysteme kann daher mit Bloch-Gleichungen beschrieben werden, deren Lösungen auf Tunnelsysteme übertragbar sind [Hun76]. Statt der magnetischen erhält man die elastische Suszeptibilität  $S$ . Deren Realteil  $S'$  ist mit der relativen Schallgeschwindigkeitsänderung

$$\frac{\delta v}{v} = -\frac{\rho v^2}{2} S' \quad (2.13)$$

verknüpft und ihr Imaginärteil  $S''$  mit der internen Reibung

$$Q^{-1} = \rho v^2 S'' . \quad (2.14)$$

Die Temperaturabhängigkeit der relativen Schallgeschwindigkeitsänderung  $\frac{\delta v}{v}$  und der inneren Reibung  $Q^{-1}$  wird durch typische Resonanz- und Relaxationsterme bestimmt.

## Resonante Prozesse

Ist die eingestrahlte Energie  $\hbar\omega$  eines Phonons gleich der Energie der Tunnelaufspaltung  $E$ , findet induzierte Absorption und Emission statt. Die Besetzungszahldifferenz (2.2) entscheidet über das Auftreten des jeweiligen Prozesses. Für ein Überwiegen der Absorption, muss sie sich deutlich von null unterscheiden, was nur für  $E > k_B T$  erfüllt ist. Beide Bedingungen zusammen,  $\hbar\omega > k_B T$  sind bei den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Frequenzen  $f < 10 \text{ kHz}$  erst im Nanokelvinbereich zu erfüllen und somit ist ihr Beitrag zur inneren Reibung hier vernachlässigbar.

Zur relativen Schallgeschwindigkeitsänderung tragen jedoch auch Tunnelsysteme mit  $E < k_B T$  bei, da über die Kramers-Kronig-Relation die innere Reibung und die Schallgeschwindigkeitsänderung miteinander verknüpft sind [Ens05]. Diese ist aufgrund resonanter Prozesse bei *einer* Frequenz von der inneren Reibung bei *allen* Frequenzen abhängig. Nach Integration über die Verteilungsfunktion  $P(\Delta, \lambda)$  erhält man

$$\left. \frac{\delta v}{v} \right|_{\text{res}}^{\text{P}} = C \ln \left( \frac{T}{T'} \right) \quad (2.15)$$

mit der makroskopischen Kopplungskonstanten

$$C = \frac{\overline{P}\gamma^2}{\rho v^2}, \quad (2.16)$$

wobei  $T'$  eine willkürliche Referenztemperatur,  $\gamma$  das Deformationspotential der Tunnelsysteme, welches ihre Kopplung an das Verzerrungsfeld beschreibt und  $\rho$  die Masendichte des Materials ist [Jäc76]. Demnach spiegelt die Erhöhung der Schallgeschwindigkeit mit der Temperatur die sukzessive Besetzung des angeregten Zustands der Tunnelsysteme mit  $E \approx k_B T$  wieder. Bei ausreichend niedriger Temperatur, also wenn für alle Tunnelsysteme  $\omega\tau > 1$  gilt, wird die Schallgeschwindigkeit ausschließlich von resonanten Prozessen bestimmt und der Beitrag der Relaxationsprozesse ist vernachlässigbar.

## Relaxationsprozesse

Das von einer Schallwelle hervorgerufene Verzerrungsfeld  $e$  bewirkt nach (2.12) über eine Ankopplung an die Asymetrie  $\Delta$  eine Modulation der Energieaufspaltung

$$\delta E = 2\gamma e \frac{\Delta}{E} \quad (2.17)$$

eines Ensembles von Zwei-Niveau-Systemen. Die nun auftretenden Relaxationsprozesse werden von der endlichen Zeit verursacht, die die Tunnelsysteme benötigen das thermische Gleichgewicht wieder herzustellen. Diese endliche Reaktionszeit bewirkt eine Phasenverschiebung zwischen einwirkender Kraft und Auslenkung, der durch

die Einführung der elastischen Suszeptibilität  $S = S' + iS''$  Rechnung getragen wird. Für diese ergibt sich nach [Hun76] die typische Form eines Debyeschen Relaxators

$$S = \frac{-4\bar{P}}{\rho^2 v^4} \left( \gamma \frac{\Delta}{E} \right)^2 \frac{\partial f}{\partial E} \frac{1}{1 - i\omega\tau}, \quad (2.18)$$

wobei  $f = (e^{E/k_B T} + 1)^{-1}$  für die Fermi-Dirac-Verteilung steht. Man erkennt, dass die innere Reibung, die mit dem Imaginärteil der Suszeptibilität verknüpft ist (2.14), maximal für  $\omega\tau = 1$  wird. Tunnelsysteme, deren Relaxationszeit  $\tau$  so schnell ist, dass sie ständig in Phase mit der anregenden Kraft und somit immer nahe am thermischen Gleichgewicht sind, tragen nur unwesentlich bei. Tunnelsysteme mit langen Relaxationszeiten, also mit  $\omega\tau \gg 1$ , sind zu träge, um der Störung folgen zu können. Die Art des Relaxationsprozesses wird durch die Temperatur bestimmt. Ist sie hoch genug, kann die Energiebarriere thermisch überwunden werden. Bereits unterhalb dieser Temperatur gibt es Zwei- und Mehrphononenprozesse. Im Bereich tiefer Temperaturen, der hier ausschließlich betrachtet wird, ist der Ein-Phononen-Prozess, der auch direkter Prozess heißt, maßgeblich. Die Relaxation ins Gleichgewicht findet über Emission oder Absorption jeweils eines Phonons statt. Die Relaxationsrate des Ein-Phonon-Prozesses

$$\tau_d^{-1} = \frac{1}{2\pi\rho\hbar^4} \left( \frac{\gamma_l^2}{v_l^5} + 2\frac{\gamma_t^2}{v_t^5} \right) E^3 \left( \frac{\Delta_0}{E} \right)^2 \coth \left( \frac{E}{2k_B T} \right) \quad (2.19)$$

folgt aus Fermis Goldener Regel [Jäc72]. Die Indizes l und t stehen für den longitudinalen und transversalen Anteil des Deformationspotentials und der Schallgeschwindigkeit. Die Temperaturabhängigkeit steht im Argument des Tangenshyperbolicus, worin sich die thermische Besetzung der Phononen widerspiegelt. Der Faktor  $\Delta_0/E$  zeigt, dass Tunnelsysteme mit gleicher Energieaufspaltung  $E$  sehr unterschiedliche Relaxationszeiten haben können, da  $\Delta_0$  breit verteilt ist. Die Relaxationsrate wird maximal für symmetrische Tunnelsysteme mit  $\Delta = 0$  beziehungsweise  $\Delta_0 = E$ . Ihre Relaxationszeit wird mit  $\tau_{\min}$  bezeichnet.

Zur Berechnung der Messgrößen  $\frac{\delta v}{v}$  und  $Q^{-1}$  muss noch ein Zweifachintegral über die Verteilungsfunktion  $P(\Delta, \lambda)$  gelöst werden, was für zwei Temperaturbereiche analytisch möglich ist. Die Übergangstemperatur  $T_{co}$  ist die Temperatur, bei der  $\omega\tau_{\min} = 1$  gilt und der Übergang von dem rein resonanten zu dem gemischt resonanten und relaxatorischen Anteil beginnt. Für  $T < T_{co}$ , also  $\omega\tau_{\min} \ll 1$ , oszilliert das Verzerungsfeld schneller als die Relaxationsrate der Tunnelsysteme. Mit (2.19) ergibt sich für die interne Reibung [Hun76]

$$Q^{-1}|_{\text{rel}}^{\text{p}} = \frac{\pi^3 C}{24\omega\rho\hbar^4} \left( \frac{\gamma_l^2}{v_l^5} + 2\frac{\gamma_t^2}{v_t^5} \right) k_B^3 T^3 \propto C \frac{T^3}{\omega}. \quad (2.20)$$

Ist die Temperatur hoch genug, also  $T > T_{co}$ , oder die Frequenz ausreichend niedrig,

$\omega\tau_{\min} \ll 1$ , so finden sich immer Tunnelsysteme, die schnell genug relaxieren und so der Oszillation des Verzerrungsfeldes folgen können. In diesem Bereich ergibt sich für die innere Reibung

$$Q^{-1}\Big|_{\text{rel}}^{\text{p,e}} = \frac{\pi}{2}C \quad (2.21)$$

unabhängig von der Art des Relaxationsmechanismus ein temperaturunabhängiges Plateau [Jäc72]. Für die relative Schallgeschwindigkeitsänderung ergibt sich in diesem Temperaturbereich

$$\frac{\delta v}{v}\Big|_{\text{rel}}^{\text{p}} = -\frac{3}{2}C \ln\left(\frac{T}{T'}\right). \quad (2.22)$$

### 2.2.4 Wechselwirkung von Tunnelsystemen mit Elektronen

Neben Phononen tragen in metallischen Gläsern auch Elektronen zum Relaxationsprozess bei. Die Wechselwirkung mit Elektronen kann aufgefasst werden, als inelastische Streuung von einem Zustand nahe der Fermikante zum anderen. In der Basis der Energieeigenzustände ist der zugehörige Hamiltonian für die Wechselwirkung eines Tunnelsystems

$$H_2 = \sum_{k'k} \frac{1}{2} \begin{pmatrix} V_{k'k}^z & V_{k'k}^x \\ V_{k'k}^x & -V_{k'k}^z \end{pmatrix} a_{k'}^\dagger a_k, \quad (2.23)$$

wobei  $a_{k'}^\dagger$  und  $a_k$  Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren eines Elektrons mit Impuls  $k$  sind [Vla83, Zaw80]. Dieser Ausdruck enthält sowohl die Modulation der Tunnelaufspaltung als auch die der Asymmetrieenergie, die durch die Kopplungskonstanten  $V^x$  und  $V^z$  beschrieben werden. Golding *et al.* fanden 1978 mit Störungstheorie zweiter Ordnung für den Fall eines normalleitenden metallischen Glases eine Relaxationsrate aufgrund der Wechselwirkung zwischen Tunnelsystemen und Elektronen von

$$\tau_{\text{el}}^{-1} = \frac{\pi}{4\hbar} K_1^2 \left(\frac{\Delta_0}{E}\right)^2 E \coth\left(\frac{E}{2k_{\text{B}}T}\right), \quad (2.24)$$

wobei  $K_1^2 = (\rho_e \nu^z)^2$  eine dimensionslose Tunnelsystem-Elektron-Kopplungskonstante ist<sup>2</sup> [Gol78]. Mit Hilfe von Schallgeschwindigkeits- und Ultraschallabsorptionsmessungen wurde  $K \approx 0,2$  bestimmt [Ray84]. Für den resonanten Anteil der Wechselwirkung zwischen Tunnelsystemen und Elektronen ergibt sich, in Analogie zum phononischen Beitrag, für die relative Schallgeschwindigkeitsänderung (2.15)

$$\frac{\delta v}{v}\Big|_{\text{res}}^{\text{e}} = C \ln\left(\frac{T}{T'}\right). \quad (2.25)$$

Wie zuvor schon für die Wechselwirkung der Tunnelsysteme mit Phononen, ist auch für den Fall der Wechselwirkung der Tunnelsysteme mit Elektronen der resonante

<sup>2</sup>In der Literatur findet man auch  $K_e$  mit der Einheit  $[\text{J}^{-1} \text{s}^{-1}]$ . Mit  $K_e = K_1^2 \cdot \pi/4\hbar$  können sie ineinander konvertiert werden [Ram00].



Beitrag zur inneren Reibung  $Q^{-1}$  vernachlässigbar.

Für den Fall eines supraleitenden metallischen Glases verringert sich die Relaxationsrate

$$\tau_{\text{el,s}}^{-1} = \frac{\pi}{\hbar} K_1^2 \left( \frac{\Delta_0}{E} \right)^2 \frac{k_B T}{1 + e^{\Delta_{\text{BCS}}(T)/k_B T}} \quad (2.26)$$

drastisch für Tunnelsysteme mit  $E \ll 2\Delta_{\text{BCS}}$ , sobald die Sprungtemperatur  $T_C$  unterschritten wird, da die Elektronen zu Cooper-Paaren kondensieren und sich somit die Anzahl der Quasiteilchen beträchtlich verringert [Bla79]. Für den Fall, dass  $E \geq 2\Delta_{\text{BCS}}$  ist, wobei  $\Delta_{\text{BCS}}$  die BCS-Energielücke ist, können die Tunnelsysteme Cooperpaare aufbrechen, sodass zwei Quasiteilchen entstehen, was eine starke Zunahme der Relaxation verursacht. Im Temperaturbereich  $T > T_{\text{co}}$  ergibt sich für den Relaxationsbeitrag (2.24) zur relativen Schallgeschwindigkeitsänderung [Bla79]

$$\left. \frac{\delta v}{v} \right|_{\text{rel}}^{\text{e}} = -\frac{1}{2} C \ln \left( \frac{T}{T'} \right). \quad (2.27)$$

Für den Temperaturbereich  $T < T_{\text{co}}$  erhält man einen elektronischen Beitrag zur inneren Reibung

$$Q^{-1} \Big|_{\text{rel}}^{\text{e}} = \frac{\pi^3 C}{24\omega\hbar} K_1^2 k_B T \propto C \frac{T}{\omega} \quad (2.28)$$

der proportional zur Temperatur ansteigt.

### 2.2.5 Vorhersagen des Tunnelmodells

Fasst man die Beiträge der relaxatorischen- und der resonanten Prozesse zusammen, macht das Tunnelmodell Vorhersagen über den Temperaturverlauf von  $\frac{\delta v}{v}$  und  $Q^{-1}$ .

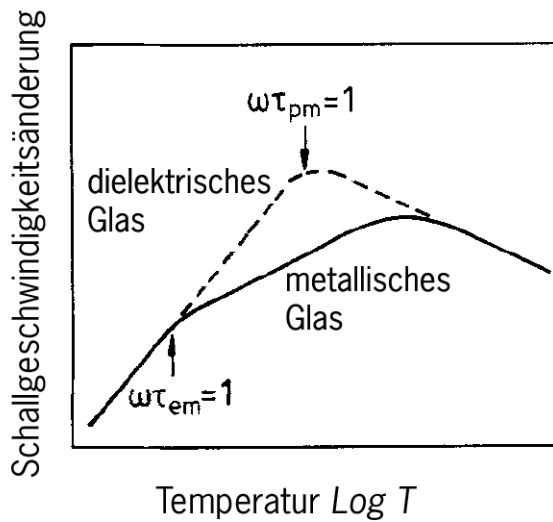
#### Schallgeschwindigkeitsänderung

Abbildung 2.10 zeigt schematisch die theoretische Vorhersage der Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit in dielektrischen- und normalleitenden metallischen Gläsern. Von tiefen Temperaturen ausgehend, sollte die Schallgeschwindigkeit aufgrund resonanter Prozesse logarithmisch mit der Steigung  $C$  in allen Gläsern ansteigen. Nähert man sich mit steigender Temperatur  $\omega\tau_{\text{min}} \simeq 1$ , setzt die Relaxation merklich ein. Dies ist in Abbildung 2.10 durch die gestrichelte Linie dargestellt. Bei noch höheren Temperaturen sollte die Schallgeschwindigkeit logarithmisch mit der Steigung  $-1/2 C$  fallen, da sich beide Prozesse

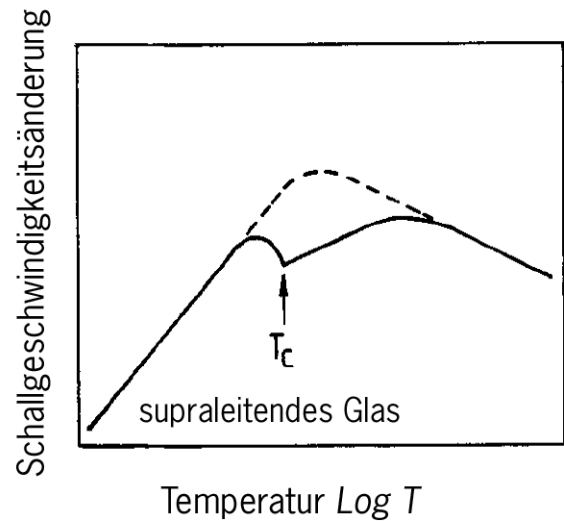
$$\frac{\delta v}{v} = \left. \frac{\delta v}{v} \right|_{\text{res}}^{\text{p}} + \left. \frac{\delta v}{v} \right|_{\text{rel}}^{\text{p}} \quad (2.29)$$

überlagern.

In normalleitenden metallischen Gläsern findet die Überlagerung bereits bei viel ge-



**Abb. 2.10:** Theoretische Vorhersage der Schallgeschwindigkeitsänderung für dielektrisches- und normalleitendes metallisches Glas. [Esq86]



**Abb. 2.11:** Das Temperaturverhalten supraleitender Gläser hängt stark von der Höhe der Sprungtemperatur ab, da ab hier die Relaxationsrate drastisch ansteigt.

ringeren Temperaturen statt, sobald  $\omega\tau_{e,\min} \simeq 1$  erreicht ist. Die Steigung ist auf  $1/2C$  reduziert, da ab hier die Relaxation über Elektronen

$$\frac{\delta v}{v} = \left. \frac{\delta v}{v} \right|_{\text{res}}^p + \left. \frac{\delta v}{v} \right|_{\text{rel}}^e \quad (2.30)$$

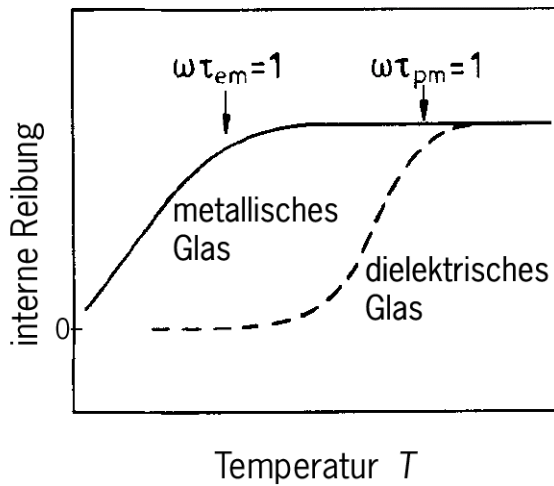
deutlich wird. Bei ausreichend hoher Temperatur wird der Verlauf beider Kurven durch den Beitrag der Phononen dominiert.

Das Temperaturverhalten supraleitender Gläser hängt stark von der Sprungtemperatur  $T_c$  ab. Liegt  $T_c$  im Temperaturbereich, wo in normalleitendem metallischen Glas Elektronen die Relaxation dominieren, sollte es ein Maximum knapp unter  $T_c$  und einen Knick bei  $T_c$  geben wie in Abbildung 2.11 dargestellt. Dies lässt sich auf die plötzlich stark ansteigende Relaxationsrate (2.26) aufgrund rascher Zunahme von Quasiteilchen zurückführen. Liegt hingegen  $T_c$  weit über dem Schallgeschwindigkeitsmaximum, also bei einer Temperatur, bei der Phononen wieder den dominierenden Relaxationskanal ausmachen, erwartet man das gleiche Verhalten wie bei dielektrischen Gläsern.

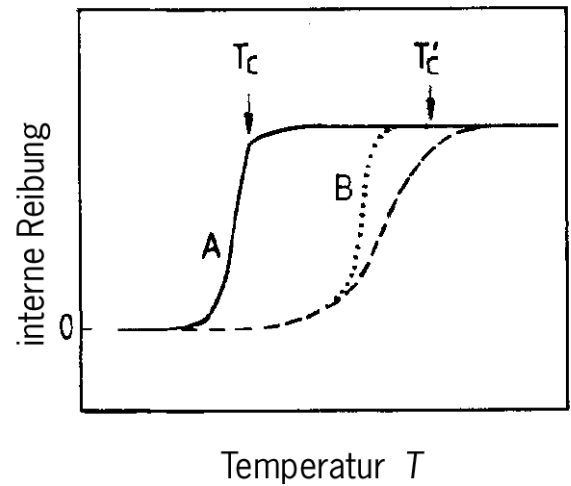
### Innere Reibung

Als Vorhersage für die innere Reibung  $Q^{-1}$  ergibt sich eine Erhöhung der Absorption mit der Temperatur, so lange  $\omega\tau_{\min} > 1$  gilt. Für metallische Gläser, bei denen die

Relaxation schon bei sehr niedrigen Temperaturen einsetzt, erwartet man einen linearen Temperaturverlauf, wie in Abbildung 2.12 ersichtlich. Für dielektrische Gläser beginnt der Anstieg erst bei höheren Temperaturen, dann aber proportional zu  $T^3$ . Unabhängig vom Relaxationsmechanismus erwartet man ein temperaturunabhängiges Plateau, sobald  $\omega\tau_{\min} \leq 1$  gültig ist. Dieses Plateau der inneren Reibung (2.21) ist das direkte Ergebnis der spezifischen Form der Verteilung der Tunnelparameter (2.8). Wie auch für die Schallgeschwindigkeitsänderung hängt die innere Reibung



**Abb. 2.12:** Theoretische Vorhersage der inneren Reibung mit linearem Temperaturverlauf für dielektrisches- und normalleitendes metallisches Glas. [Esq86]



**Abb. 2.13:** Schematischer Verlauf der inneren Reibung für zwei supraleitende metallische Gläser A und B mit unterschiedlichen Sprungtemperaturen  $T_c$  und  $T'_c$ .

in supraleitenden metallischen Gläsern vom dominierenden Relaxationsmechanismus ab. Wird dieser durch Elektronen bestimmt, ändert sich die innere Reibung direkt unter  $T_c$  (Kurve A in Abbildung 2.13) oder bei einer Temperatur weit unterhalb  $T_c$  (Kurve B), abhängig davon, ob  $\omega\tau_{e,\min} = 1$  bei  $T_c$  oder bei  $T \ll T_c$  auftritt. Liegt  $T_c$  bei einer Temperatur bei der  $\omega\tau_{p,\min} \ll 1$  gilt, erwartet man keinen Unterschied zwischen supraleitenden- und dielektrischen Gläsern. Da im Besonderen für niedrige Frequenzen  $\omega\tau_{p,\min} = 1$  bei sehr niedrigen Temperaturen auftritt, ist dieses Verhalten zu erwarten.

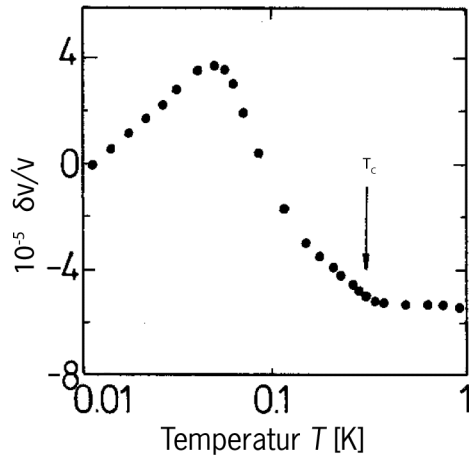
Alle mit Hilfe des Tunnelmodells erhaltenen Vorhersagen sind der Übersicht halber in Tabelle 2.1 zusammen gefasst.

Wechselwirkung		$T < T_{co}$ ( $\omega\tau_{min} \gg 1$ )	$T > T_{co}$ ( $\omega\tau_{min} \ll 1$ )
$Q^{-1}$	Res <sup> p,e</sup>	vernachl.	vernachl.
	Rel <sup> p</sup>	$a C \frac{T^3}{\omega}$	$\frac{\pi}{2} C$
	Rel <sup> e</sup>	$b C \frac{T}{\omega}$	$\frac{\pi}{2} C$
$\frac{\delta v}{v}$	Res <sup> p,e</sup>	$C \ln \frac{T}{T'}$	$+ C \ln \frac{T}{T'}$
	Rel <sup> p</sup>	vernachl.	$-\frac{3}{2} C \ln \frac{T}{T'}$
	Rel <sup> e</sup>	vernachl.	$-\frac{1}{2} C \ln \frac{T}{T'}$

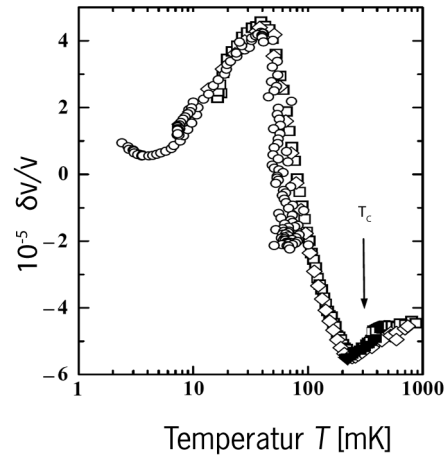
**Tab. 2.1:** Zusammenfassung der resonanten (Res) und der relaxatorischen (Rel) Beiträge aus den Vorhersagen des Tunnelmodells unter- und oberhalb der Übergangstemperatur  $T_{co}$ . Die Parameter sind:  $C = \bar{P}\gamma^2/\rho v^2$ ,  $a = (\pi^3/24)(\gamma_1^2/v_1^5 + 2\gamma_2^2/v_2^5)(k_B^3/\rho\hbar^4)$ ,  $b = (\pi^3/24)K_1^2(k_B/\hbar)$  und  $T'$  ist eine willkürlich gewählte Referenztemperatur. [Esq92].

### 2.3 Vergleich der Vorhersagen mit experimentellen Daten

Die Vorhersagen des Tunnelmodells wurden anhand von Vibrating-Reed-Messungen überprüft. In den Abbildungen 2.14 und 2.16 sind temperaturabhängige Schallgeschwindigkeits- und Dämpfungsmessungen abgebildet, welche von Raychaudhuri und Hunklinger aus dem Jahr 1982 stammen [Ray83]. Außerdem sind in den Abbildun-



**Abb. 2.14:** Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeitsänderung des supraleitenden metallischen Glases  $\text{Cu}_{60}\text{Zr}_{40}$  [Ray83].

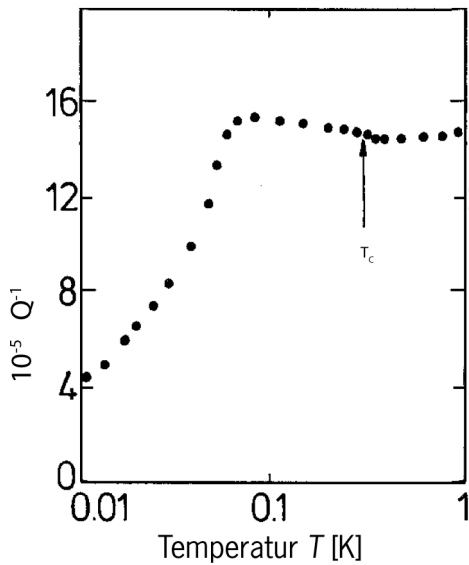


**Abb. 2.15:**  $\text{Cu}_{60}\text{Zr}_{40}$  mit einer Sprungtemperatur von  $T_c = 0,3 \text{ K}$ . Verschiedene Symbole kennzeichnen unterschiedliche Messreihen [Kön02].

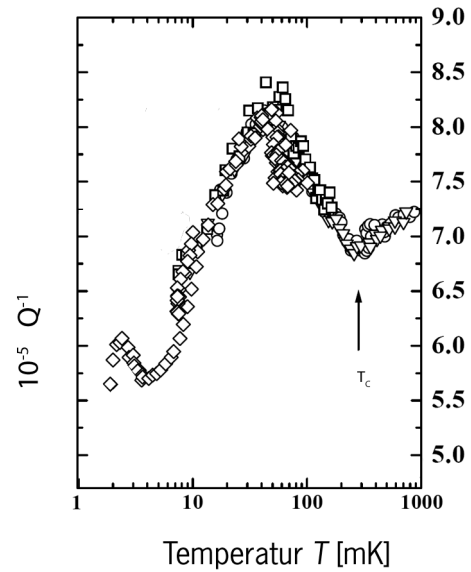
gen 2.15 und 2.17 Daten aus dem Jahr 2002 von König *et al.* die auch in den Temperaturbereich unter 10 mK reichen [Kön02]. Um gute Vergleichbarkeit zu gewährleisten, ist in beiden Fällen das metallische Glas der Zusammensetzung  $\text{Cu}_{60}\text{Zr}_{40}$  verwendet worden.

Die Schallgeschwindigkeit wächst logarithmisch bei niedrigen Temperaturen, durchläuft ein Maximum bei etwa 50 mK und fällt dann wieder ab. Die Verringerung sofort nach dem Maximum geht rasch vonstatten, da wegen der niedrigen Sprungtemperatur  $T_c$  die Relaxation bereits im Übergangsbereich von Quasiteilchen dominiert wird. Bei ganz niedrigen Temperaturen (unter 5 mK in Abbildung 2.15) weicht die Schallgeschwindigkeitsänderung vom Tunnelmodell ab und wird konstant. Der über die Steigung zwischen 10 mK und 50 mK ermittelte Wert für die Kopplungskonstante ist etwa  $C = 6 \cdot 10^{-5}$  (Abbildung 2.14) bzw. etwa  $C = 4 \cdot 10^{-5}$  (Abbildung 2.15).

Auch bei der inneren Reibung beginnt, wiederum wegen der niedrigen Sprungtemperatur, der Einfluss der Elektronen schon bei vergleichsweise geringen Temperaturen sichtbar zu werden. Darum sieht man unterhalb von  $T_{co} \approx 70$  mK von niedrigen Temperaturen kommend einen starken Anstieg der inneren Reibung. Er spiegelt die starke Temperaturabhängigkeit der Relaxationszeit aufgrund der Wechselwirkung von Tunnelsystemen mit einer wachsenden Zahl thermisch angeregter Quasiteilchen wider. Die innere Reibung folgt bei Raychaudhuri/Hunklinger (Abbildung 2.16) einem  $T^{0,7}$ -Gesetz und bei König *et al.* (Abbildung 2.17) einem mit etwa  $T^{0,2}$ . Sobald



**Abb. 2.16:** Temperaturabhängigkeit der inneren Reibung des supraleitenden metallischen Glases  $\text{Cu}_{60}\text{Zr}_{40}$ , die einen mit dem Tunnelmodell nicht erklärbaren Knick bei  $T_c$  aufweist [Ray83].



**Abb. 2.17:** Ein Plateaubereich der inneren Reibung bei einer Temperatur oberhalb von  $T_{co}$  ist nicht vorhanden. Stattdessen gibt es eine starke Verringerung, bevor bei  $T_c$  ein Knick erscheint [Kön02].

die Übergangstemperatur  $T_{co} \approx 70$  mK überschritten ist, unterscheiden sich beide Messungen auch qualitativ. Während man einen gewissen Plateaubereich in Abbildung 2.16 erkennen kann, fällt die innere Reibung im selben Temperaturbereich in Abbildung 2.17 wieder stark ab. Für die Kopplungskonstante kann mit Hilfe der

inneren Reibung im Plateaubereich (2.16) ein Wert von  $C = 9,7 \cdot 10^{-5}$  gewonnen werden. Dieser Wert ist höher als der, welcher über die relative Schallgeschwindigkeit abgeleitet wurde.

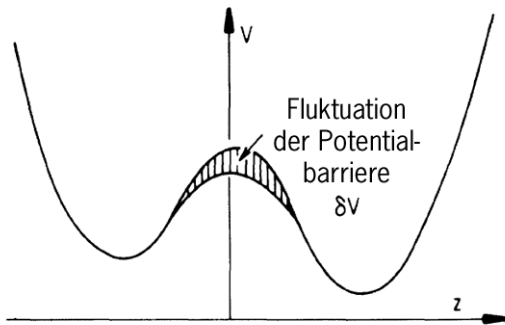
Weiterhin ist auffällig, dass es bei  $T_c$  in beiden Messungen einen Knick von  $Q^{-1}$  gibt, obwohl das Tunnelmodell  $Q^{-1} = \text{const.}$  für  $\omega\tau_{\min} < 1$  voraussagt, unabhängig davon welcher Mechanismus die Relaxation verursacht.

Diese und andere Abweichungen vom Standardtunnelmodell werfen die Frage nach einer Erweiterung des Tunnelmodells auf.

## 2.4 Erweiterte theoretische Ansätze

In Arbeiten von Black und Gyorffy sowie Vladár und Zawadowski wurde ein theoretischer Ansatz entwickelt, in dem die Eigenschaften der Tunnelsysteme durch ihre Wechselwirkung mit Elektronen beeinflusst werden [Kon76, Bla78]. Demnach folgen bei niedrigen Temperaturen die Elektronen der Bewegung der Tunnelsysteme, wenn die Kopplung zwischen ihnen stark genug ist. Also führt diese Wechselwirkung zur Entstehung von „Gebundenen Zuständen“ und bremst die Tunnelbewegung ab. Dies kann zu einer Verringerung der Tunnelaufspaltung  $\Delta_0$  und damit zu einer Abnahme der Zustandsdichte  $P(E, \lambda)$  der Tunnelsysteme führen.

Die Entstehung von „Gebundenen Zuständen“, sollen nach Vorhersagen von Vladár



**Abb. 2.18:** Fluktuationen im Doppelmuldenpotential der Tunnelsysteme hervorgerufen durch enge Elektronen-Tunnelsystem-Wechselwirkung [Vla83].

und Zawadowski, zu einer Erhöhung der Kopplungskonstanten  $\nu^z$  und  $\nu^x$  mit abnehmender Temperatur führen [Vla83, Zaw80]. Insbesondere wird für  $\nu^x$  eine sehr schnelle Vergrößerung mit fallender Temperatur erwartet, was immer wichtiger für die Relaxation der Tunnelsysteme wird. In diesem Fall muss (2.24) durch

$$\tau_{\text{el}}^{-1} = \left[ L_1^2 \left( 1 - \left( \frac{\Delta_0}{E} \right)^2 \right) + K_1^2 \left( \frac{\Delta_0}{E} \right)^2 \right] \frac{\pi}{4\hbar} E \coth \left( \frac{E}{2k_B T} \right) \quad (2.31)$$

ersetzt werden, wobei  $L_1^2 = (\rho_e \nu^x)^2$  ist [Vla83]. Da  $\nu^x$  als proportional zu  $\Delta_0$  angesehen wird, geht in diesem Fall die Relaxationsrate gegen null, wenn  $\Delta_0$  gegen null

geht. Natürlich beeinflusst diese veränderte Relaxationsrate mit ihrer temperaturabhängigen Kopplungskonstante die Schallgeschwindigkeit und die innere Reibung. Den gleichen Ansatz für eine Erweiterung des Tunnelmodells wählten auch Kagan und Prokof'ev [Kag87, Kag88]. Auch nach dieser Theorie wird die Tunnelaufspaltung  $\Delta_0$  durch den Einfluss der mit Tunnelsystemen wechselwirkenden Elektronen temperaturabhängig verändert. Sie wird renormalisiert. Die Tunnelaufspaltung  $\Delta_0$  wird ersetzt durch eine temperaturabhängige, effektive Tunnelaufspaltung  $\tilde{\Delta}_0(T)$

$$\tilde{\Delta}_0(T) = \Delta_0 \left( \frac{\pi k_B T}{\hbar \xi} \right)^{\kappa_1}, \quad (2.32)$$

wobei  $\hbar \xi$  eine Energie ist, die mit der Tunnelrate unter der Energiebarriere verknüpft ist und  $\xi$  in der Größenordnung der Debye Frequenz liegt. Mit sinkender Temperatur wird  $\Delta_0$  nicht null, sondern nimmt den endlichen Wert

$$\Delta_0^{*n} = \tilde{\Delta}_0(T \rightarrow 0) = \Delta_0 \left( \frac{\Delta_0}{\hbar \xi} \right)^{\kappa_1/1-\kappa_1} \quad (2.33)$$

an. Sobald das supraleitende metallische Glas unter die Sprungtemperatur sinkt, wird  $\Delta_0$  konstant mit dem Wert

$$\Delta_0^{*sc} = \tilde{\Delta}_0(T < T_c) = \Delta_0 \left( \frac{2\Delta_{\text{BCS}}}{\hbar \xi} \right)^{\kappa_1}. \quad (2.34)$$

Somit führt die Renormalisierung der Tunnelaufspaltung zu einer temperaturabhängigen Zustandsdichte  $P(E, \lambda)$ , was sich auch auf die Schallgeschwindigkeit und die innere Reibung auswirkt.



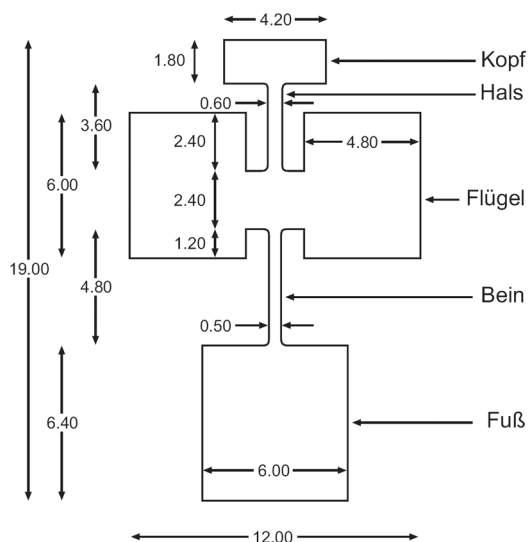


### 3. Double Paddle Oscillator

Die in Kapitel 2.3 vorgestellten Ergebnisse wurden mit Hilfe der Vibrating-Reed-Methode erzielt. Die Resonanzfrequenzen der Oszillatoren sind durch deren Geometrie festgelegt, weshalb sich niederfrequenten akustische Messungen bei Vibrating-Reeds auf wenige Biegemoden beschränkt. Die Verfügbarkeit massiver metallischer Gläser eröffnet die Möglichkeit, quasi beliebig geformte mechanische Oszillatoren wie den *Double Paddle Oscillator* (DPO) zu fertigen. Die Geometrie des DPOs ist aufgrund ihrer viel geringeren Untergrunddämpfung und ihres reichhaltigeren Modenspektrums der des Vibrating-Reeds überlegen.

#### 3.1 Eigenmoden

Die prinzipielle Geometrie des DPOs wurde 1985 von Kleiman *et al.* [Kle85] entwickelt und von White und Pohl [Hes96, Whi95] weiter verbessert. Die genauen Abmessungen des in dieser Arbeit verwendeten DPOs sind Abbildung 3.1 zu entnehmen. Die Anregung und die Detektion erfolgen über Elektroden, die hinter den Flügeln und dem Kopf angeordnet sind (eine genaue Beschreibung der experimentellen Anordnung erfolgt in Kapitel 4.2).

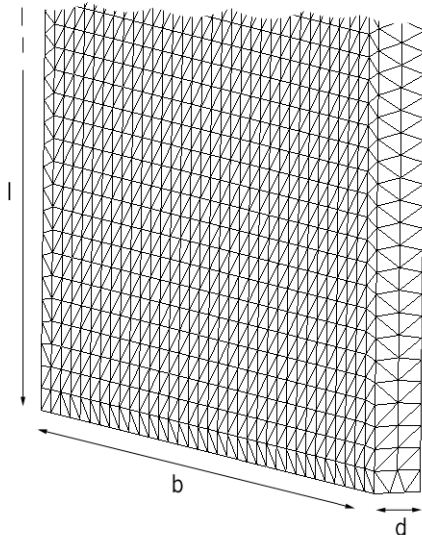


**Abb. 3.1:** Geometrie des verwendeten DPOs. Bemaßung in mm. Die Dicke beträgt 0,44 mm. Die Probe ist beidseitig geschliffen und einseitig mit einer 800 nm-Schicht Kupfer und 200 nm-Schicht Gold besputtert.

### 3.1.1 Finite-Elemente-Berechnungen

Zu den hervorstechenden Vorteilen der DPO-Struktur gehört ihr großes Eigenmodenspektrum. Während bei der Vibrating-Reed-Struktur meist nur die Grund- und erste Obermode detektierbar sind, können mit Hilfe des DPOs eine ganze Reihe unterschiedlicher Moden untersucht werden. Während die simple Geometrie des Vibrating-Reeds eine analytische Berechnung der Eigenmoden ermöglicht, verhindert dies die komplizierte Struktur des DPOs. Mögliche Eigenmoden lassen sich hier nur numerisch mittels einer Finite-Elemente Simulation ermitteln. Die Finite-Elemente-Methode ermöglicht die näherungsweise Lösung von Problemen, die durch partielle Differentialgleichungen beschrieben werden können. Zunächst wird die zu berechnende Geometrie in eine endliche (finite) Anzahl Elemente unterteilt. Für Flächenstrukturen können dies Dreiecke oder Vierecke, für Volumina Quader oder Tetraeder sein. Für die Elemente werden Ansatzfunktionen definiert, welche in die Differentialgleichungen eingesetzt werden, woraufhin man neben Anfangs- und Randbedingungen ein Gleichungssystem erhält. Dieses wird anschließend numerisch gelöst.

Im hier vorliegenden Fall erfolgt die Unterteilung in Einzelelemente (Vernetzung) nicht mit Quadern, sondern mit parabolischen tetraedischen Volumenkörperelementen (siehe Abbildung 3.2). Ein parabolisches Tetraederelement ist definiert durch vier Eckknoten, sechs Knotenpunkte, die jeweils in der Mitte einer Kante angeordnet sind, und sechs Kanten. Im Allgemeinen erzielt man mit parabolischen Elementen bessere Ergebnisse als mit linearen Elementen, da sie gekrümmte Begrenzungen

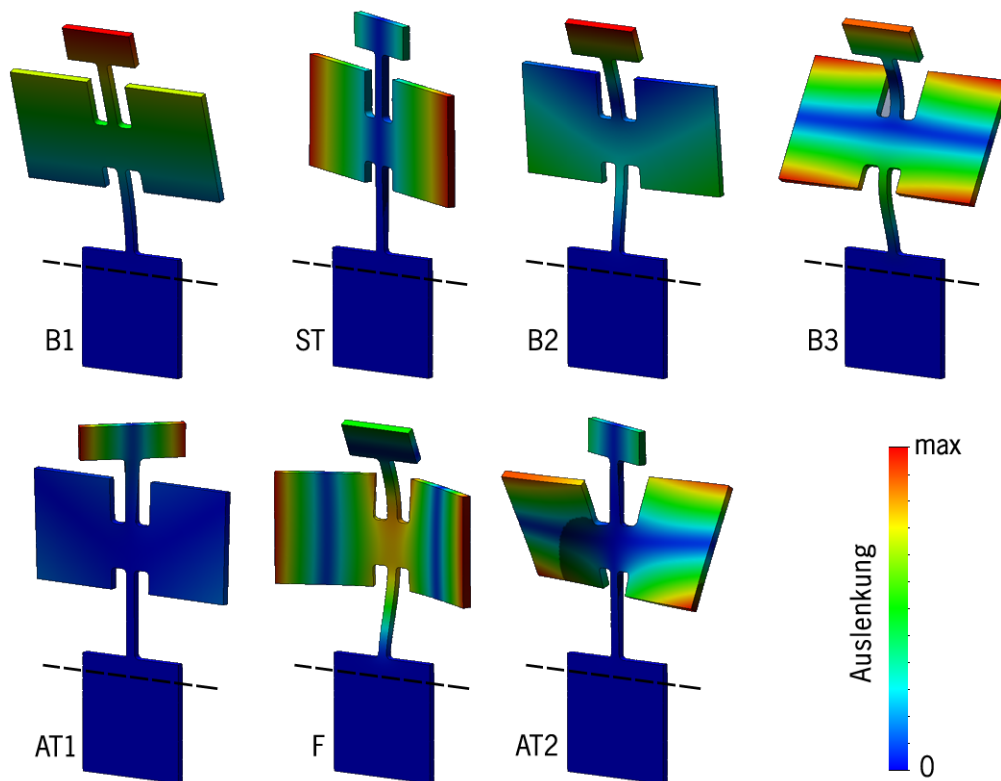


**Abb. 3.2:** Schematische Darstellung des verwendeten Netzwerks aus parabolischen Tetraedern für die Finite-Elemente-Berechnungen. Die gesamte Struktur des DPOs wird für die Berechnung in 62299 Zellen unterteilt.

präziser darstellen und bessere mathematische Näherungen liefern. Bei strukturellen Problemen besitzt jeder Knoten eines Volumenkörperelements drei Freiheitsgrade, die die Übertragungen in drei orthogonale Richtungen darstellen. Eine weitergehen-

de Einführung in diese Methodik liefert zum Beispiel [Bra07]. Die in dieser Arbeit dargestellten Ergebnisse wurden mit dem kommerziellen Programm COSMOSWorks [Cor07] gewonnen. Dabei wurde der DPO in 62299 Einzelemente unterteilt die insgesamt 100071 Knotenpunkte enthalten. Neben der Geometrie werden noch Randbedingungen wie die Einspannungen am DPO-Fuß (Lager) und materialspezifische Parameter wie Dichte und elastische Konstanten definiert.

In Abbildung 3.3 sind Finite-Elemente-Berechnungen der experimentell relevanten Moden dargestellt. Nicht berücksichtigt sind Moden, bei denen ausschließlich Bewegungskomponenten parallel zu den Elektrodenflächen auftreten. Eine Übereinstim-



**Abb. 3.3:** Finite-Elemente-Berechnung der experimentell relevanten Eigenmoden des DPOs. Farbcodiert ist die relative Auslenkung dargestellt. Der Bereich unterhalb der gestrichelten Linie wurde in den Berechnungen jeweils „festgehalten“, um die Einspannung des Paddles zu simulieren.

mung der berechneten mit den tatsächlich auftretenden Bewegungsformen konnten durch *laser-Doppler vibrometry*-Messungen bestätigt werden [Liu01]. Zu erkennen sind drei Biegeschwingungen (B1-B3), drei Torsionsschwingungen (ST, AT1 und AT2) und die so genannte *Flapping*-Schwingung (F). Besonders hervorzuheben ist

die antisymmetrische Torsionsmode 1 (AT1). Bei dieser Mode schwingen Kopf und Flügel gegenphasig, also mit einer Phasenverschiebung von  $180^\circ$  zueinander. Die Auslenkung der Flügel ist viel geringer, als die des Kopfes, da die Flügel bezüglich der Symmetrieachse des DPOs ein größeres Trägheitsmoment haben. Die geringe Auslenkung der Flügel führt jedoch dazu, dass eine davor angebrachte Elektrode nur eine sehr kleine Detektionsspannung liefert. Um auch die Bewegung dieser Mode gut detektieren zu können, wurde eine weitere Elektrode vor dem Kopf des DPOs angebracht. Eine genaue Beschreibung der experimentellen Anordnung erfolgt in Kapitel 4.2.

In Tabelle 3.1 sind die berechneten und die bei tiefen Temperaturen experimentell ermittelten Resonanzfrequenzen zusammengefasst. Die zweite antisymmetrische Torsionsmode (AT2) konnte experimentell nicht gefunden werden. Für die Abweichungen von theoretischen und experimentell bestimmten Werten gibt es mehrere Ursachen. Zum einen sind die für die numerische Berechnung notwendigen Parameter, wie zum Beispiel die Poissonzahl und das Elastizitätsmodul nicht genau bekannt. Für die Berechnung wurde ein Elastizitätsmodul von  $E = 65 \text{ GPa}$ , eine Dichte von  $\rho = 6088 \text{ Kg/m}^3$  und eine Poissonzahl von  $\nu = 0,3$  zugrunde gelegt. Des Weiteren ist der Einfluss der Probenoberfläche (siehe dazu 3.2) auf die Resonanzfrequenzen der Eigenmoden nicht bekannt. Eine genaue Ermittlung der Werte für die theoretisch erwarteten Resonanzfrequenzen ist in diesem Fall jedoch gar nicht Ziel der Finite-Elemente-Berechnungen, sondern ausschließlich die Zuordnung der experimentell gefundenen Resonanzmoden.

Mode	$f_{\text{FE}}$ [Hz]	$f_{\text{exp}}$ [Hz]	
Biegemode B1	389	426	
Symmetrische Torsion	572	821	
Biegemode B2	2307	2067	
Biegemode B3	4590	5913	
Antisymmetrische Torsion AT1	6568	6432	
Flapping Mode F	7734	7576	
Antisymmetrische Torsion AT2	7984	—	

**Tab. 3.1:** Vergleich der mit Finite-Elemente-Berechnungen gewonnenen Resonanzfrequenzen mit experimentell ermittelten.

### 3.1.2 Innere Reibung von Festkörpern

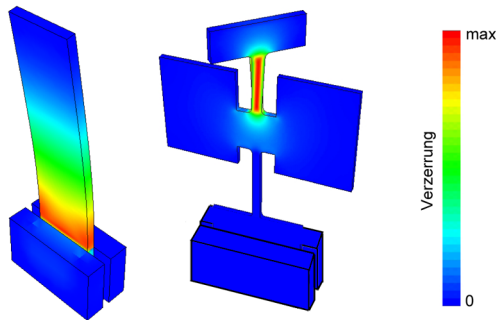
In einem idealen verlustfreien Oszillator würde eine einmal angeregte Schwingung unbegrenzt fortbestehen und die in der Schwingung gespeicherte Energie bliebe erhalten. Dämpfungsmechanismen in realen Festkörpern führen jedoch zu einer Ener-

giedissipation. Als Maß für die Energiedissipation kann die innere Reibung

$$Q^{-1} := \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta E}{E} \quad (3.1)$$

gewählt werden, wobei  $\Delta E$  den Energieverlust pro Schwingungsperiode und  $E$  die gesamte Schwingungsenergie bezeichnet. In ungeordneten Festkörpern stellen die in Kapitel 2.2 beschriebenen Tunnelsysteme bei tiefen Temperaturen den wichtigsten Beitrag zur Energiedissipation dar.

Neben der Vielzahl der zur Verfügung stehenden Moden, hat die DPO-Struktur

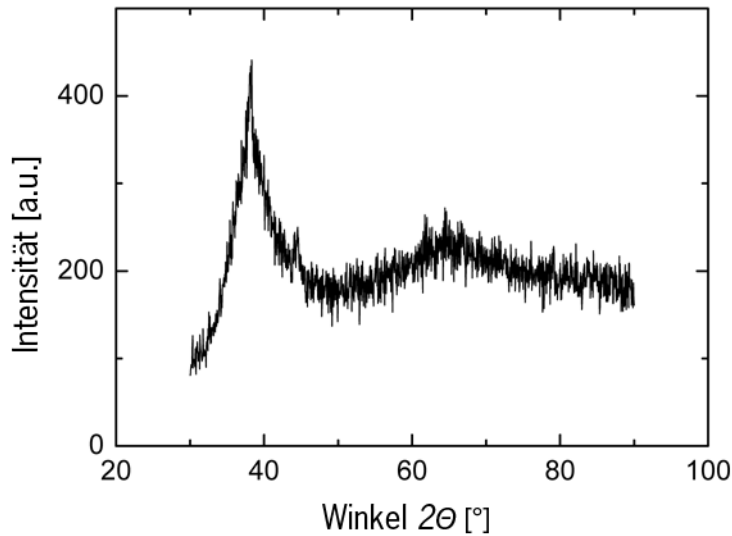


**Abb. 3.4:** Darstellung der simulierten Verzerrungen der Grundmode eines Vibrating-Reeds und die der AT1-Mode eines DPOs [Hei02b]. Während die Verzerrung beim Vibrating-Reed an der Einspannung maximal ist, ist sie beim DPO an gleicher Stelle vernachlässigbar gering.

noch zwei weitere Vorteile gegenüber der Vibrating-Reed-Struktur. Abbildung 3.4 zeigt den Ort der maximalen Verzerrung bei ausgewählten Schwingungsmoden des Vibrating-Reeds und des DPOs. Anders als beim Vibrating-Reed, bei dem die größte Verzerrung im Bereich der Einspannung auftritt, ist bei den antisymmetrischen Torsionsmoden des DPOs ein Großteil der Schwingungsenergie im Bereich des Halses lokalisiert, sodass Bein und Fuß weitgehend von der Einspannung entkoppelt sind. Eine Energiedissipation über die Einspannung in den Probenhalter wird bei diesen Schwingungsformen minimiert. Ein zusätzlicher Beitrag zur Dämpfung des Oszillators wird vermieden, weshalb diese Moden besonders zur Messung der inneren Reibung, die bei tiefen Temperaturen von Tunnelsystemen herrührt, geeignet ist.

## 3.2 Herstellung des Double-Paddle-Oscillators

Das Material aus dem der DPO besteht, ist amorphes  $Zr_{55}Cu_{30}Al_{10}Ni_5$ , welches von dem Unternehmen YKK hergestellt wurde [Cor08]. Die Amorphizität konnte durch Röntgendiffraktometrie bestätigt werden. In Abbildung 3.5 ist eine Röntgendiffraktometrieaufnahme der untersuchten Probe zu sehen. Das Ausbleiben scharfer Reflexe ist mit dem Fehlen einer periodischen atomaren Struktur erklärbar (siehe Kapitel 2.1).

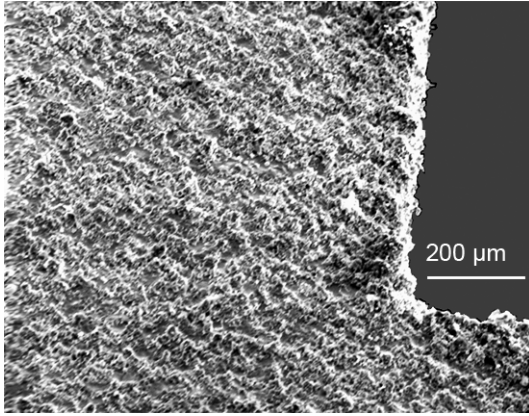


**Abb. 3.5:** Röntgendiffraktometriaufnahme der untersuchten Probe. Die Abwesenheit scharfer Reflexe belegt die amorphe Struktur.

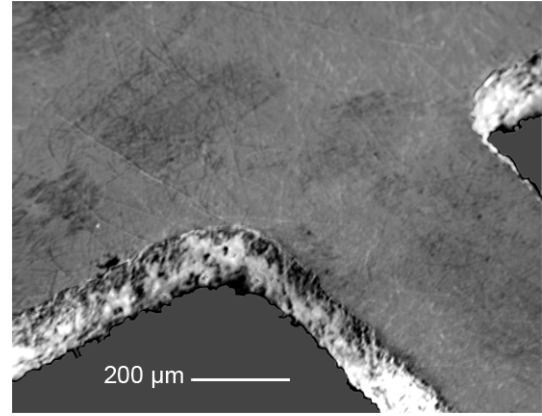
Die filigrane Struktur des DPOs (Abbildung 3.1) wurde mit der Technik des Draht-erodierens angefertigt. Dabei nähert sich ein positiv geladener Draht dem negativ geladenen Werkstück, woraufhin sich ein Lichtbogen bildet, sobald der Abstand gering genug ist. Bei dieser Funkenentladung wird ein kleines Stück des zu bearbeitenden Werkstücks abgetragen. Sowohl die Flächen als auch die Kanten sind auf diese Weise entstanden. Die Oberflächenbeschaffenheit ist nach dieser Prozedur vergleichsweise rau, wie in Abbildung 3.6 zu erkennen ist. Um eine größere Oberflächengüte zu erreichen wurde der DPO anschließend beidseitig geschliffen. Als Schleifmittel wurde eine Korundpulver-Glycerin-Mischung benutzt. Die Körnung des Korundpulvers betrug  $3\ \mu\text{m}$  zum Vorschleifen und  $1\ \mu\text{m}$  zum Feinschleifen. Dies führte zu einer glatteren Oberfläche, wobei die Kanten jedoch unbehandelt blieben, wie in Abbildung 3.7 ersichtlich ist.

### 3.2.1 Einfluss eines dünnen Films

Um zu gewährleisten, dass der DPO immer die Temperatur der Experimentierplattform hat, wurde eine 800 nm-Schicht Kupfer und zur Vermeidung von Oxidation 200 nm Gold aufgesputtert. Da Elektronen in einem Supraleiter unterhalb der Sprungtemperatur  $T_C$  zu Cooper-Paaren kondensieren, tragen sie in diesem Temperaturbereich nicht zur Wärmeleitfähigkeit bei. Sowohl durch den DPO-Körper selbst, als auch durch die Grenzfläche zwischen DPO-Fuß und Probenhalter stünden ohne die aufgesputterte Schicht einzig Phononen, deren Zahl zu niedrigeren Temperaturen abnimmt, zur Verfügung. Da weder Kupfer noch Gold bei den während des Experiments verwendeten Temperaturen supraleitend wird, steht somit auch ein elektro-



**Abb. 3.6:** Raster-Elektronen-Mikroskop-Aufnahmen eines drahterodierten DPOs.



**Abb. 3.7:** Aufnahme eines beidseitig an den Oberflächen geschliffenen DPOs.

nischer Beitrag zur Wärmeleitfähigkeit zur Verfügung, was eine deutlich bessere Thermalisierung zur Folge hat.

Die aufgebrachte Edelmetallschicht hat auch Auswirkungen auf die Resonanzfrequenz und die innere Reibung des DPOs. Nach [Whi95] ergibt sich für die Torsionsmoden

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{1}{2} \frac{d_{\text{film}}}{d_{\text{sub}}} \left( \frac{3G_{\text{film}}}{G_{\text{sub}}} - \frac{\rho_{\text{film}}}{\rho_{\text{sub}}} \right) \quad (3.2)$$

für die Änderung der Resonanzfrequenz und

$$Q^{-1} = Q_{\text{Zr}}^{-1} + \frac{3d_{\text{film}}}{d_{\text{Zr}}} \frac{G_{\text{film}}}{G_{\text{Zr}}} Q_{\text{film}}^{-1} \quad (3.3)$$

für die innere Reibung. Die Indizes stehen hier für die Größen der Edelmetallschicht (film) und für die des DPOs (Zr), während  $d$  für die jeweilige Dicke,  $G$  den Schermodul und  $\rho$  die Dichte steht. Für die Biegemoden muss der Elastizitätsmodul  $E$  statt des Schermoduls  $G$  eingesetzt werden. Da der Quotient  $d_{\text{film}}/d_{\text{sub}}$  nur etwa 2% beträgt, ist der Einfluss eines dünnen Films auf die Resonanzfrequenz und die innere Reibung gering.



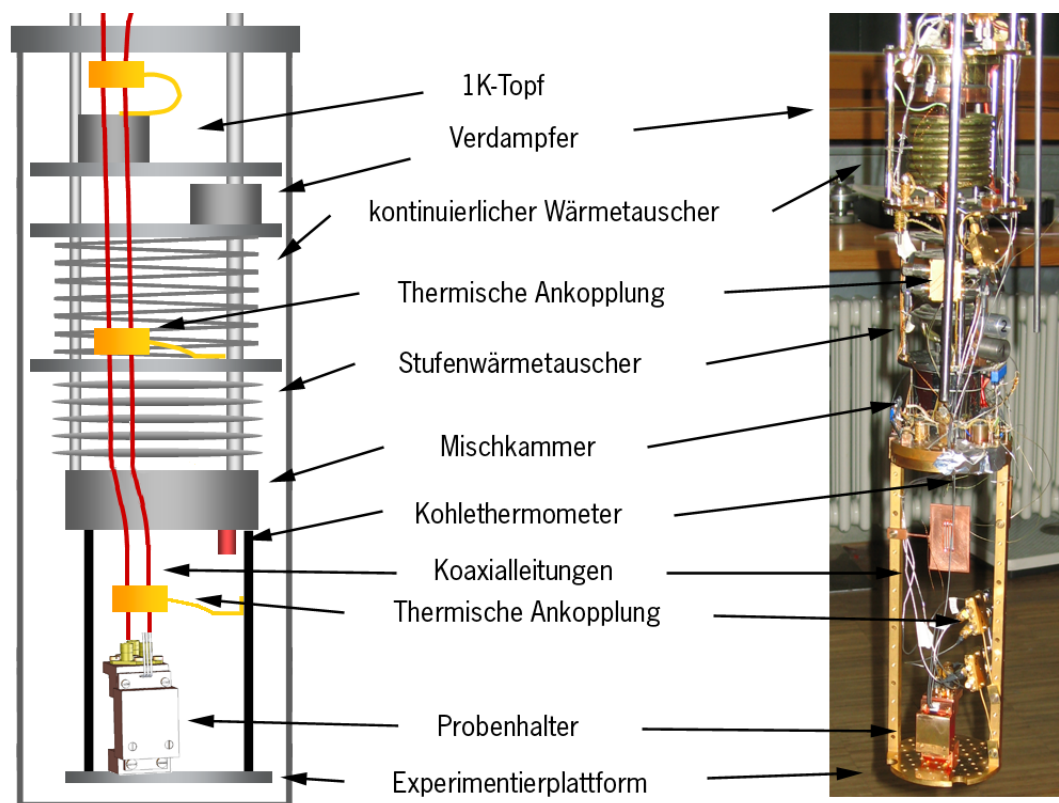


## 4. Experimenteller Aufbau und Messtechnik

### 4.1 Erzeugung tiefer Temperaturen

Alle Experimente, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, fanden in einem  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verdünnungskryostaten statt.

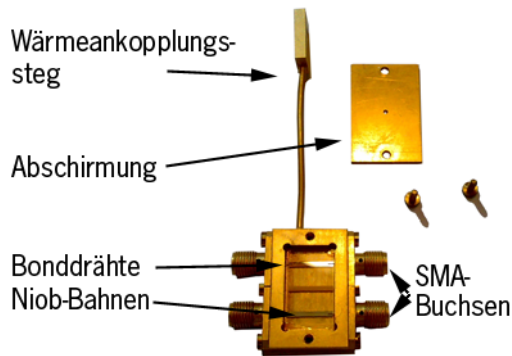
Der Probenhalter selbst (siehe Abbildung 4.3) befindet sich an einer Experimentierplattform, welche unterhalb der Mischkammer angebracht ist (siehe Abbildung 4.1). Die während der Experimente tiefste erreichte Temperatur der Experimentierplattform lag bei etwa 4 mK. Auf die Funktionsweise eines  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verdünnungskryostaten soll hier nicht näher eingegangen werden. Das Funktionsprinzip ist in der Literatur ausführlich beschrieben [Pob07, Ens05].



**Abb. 4.1:** Schematische Darstellung und Foto des  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verdünnungskryostaten. Sowohl Mini-Koaxialleitungen, als auch NbTi-Drähte sind über Heatsinks an mehreren Ebenen des Kryostaten thermisch an diesen gekoppelt.

Sowohl für die Temperaturmessung als auch für die Temperaturregelung wurde ein Kohlethermometer eingesetzt. Eine genaue Beschreibung der Funktionsweise dieses Thermometers findet sich in [Wei95]. Eine Überprüfung mit einem  $^{60}\text{Co}$ -Kernspinorientierungsthermometer ergab eine Übereinstimmung der Temperaturen bei 5 mK bis auf 5 % [Fle98].

Der aus Kupfer bestehende Probenhalter ist mit einer Messingschraube am Boden der Experimentierplattform angebracht und so jederzeit in gutem thermischen Kontakt zu dieser. Die zur Anregung und kapazitiven Detektion vorhandenen Elektroden (siehe Kapitel 4.2) sind über Mini-Koaxialleitungen mit der außerhalb des Kryostaten befindlichen Messelektronik verbunden. Um einen Wärmeeintrag durch die Zuleitungen zum Probenhalter zu verhindern, sind die Leitungen an mehreren Stellen thermisch mit dem Kryostaten verbunden. Abbildung 4.2 zeigt ein Heatsink,



**Abb. 4.2:** Heatsink mit Bonddrähten, die den Innenleiter auf Niob-Leiterbahnen verbinden.

welches aus mit Gold überzogenem Kupfer besteht. Auf dessen Boden ist ein Saphirplättchen geklebt worauf drei Niob-Bahnen gesputtert sind. Die Bahnen haben keinen elektrischen Kontakt zum Kupfergehäuse, welches über ein Wärmeankopplungssteg mit dem Kryostaten verbunden ist, sehr wohl aber einen thermischen über den Saphirkristall. Die Niob-Bahnen haben einen Wellenwiderstand von etwa  $50 \Omega$ , um eine Reflektionen des elektrischen Signals zu verhindern. Nach [Mei86] ist der Wellenwiderstand

$$Z_L = \frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon_{r,eff} w_{eff}/h}} \quad (4.1)$$

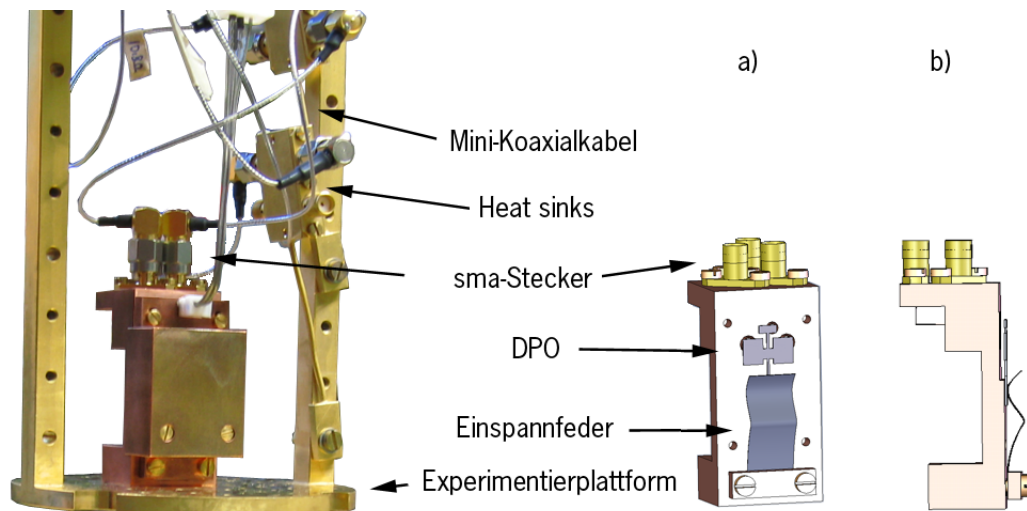
einer Mikrostreifenleitung, neben dem Verhältnis von Streifenbreite zur Substrathöhe, abhängig von der Dielektrizitätszahl des Substratmaterials. Mit einer Dielektrizitätszahl  $8,9 = \varepsilon_{\text{Saphir}}$ , einer Substrathöhe von  $h=1 \text{ mm}$  und einem Freiraumwellenwiderstand  $Z_0 = 120 \pi \Omega$  ergibt sich ein Wellenwiderstand von etwa  $50 \Omega$  bei einer Streifenbreite von  $w=1 \text{ mm}$ . Dabei wurde  $\varepsilon_{r,eff} = 1/2[(\varepsilon_r + 1) + (\varepsilon_r - 1)(13^{-0,5})]$  für die effektive Dielektrizitätszahl und  $w_{eff}/h = 2,97$  angenommen, was nur im Spezialfall  $w/h = 1$  gilt.

## 4.2 Kapazitive Detektion

Die Anregung des DPOs zu erzwungenen Schwingungen erfolgt auf elektrostatischem Weg mit Hilfe von Elektroden, welche hinter diesem angebracht sind. Auch die Detektion der Auslenkung des DPOs kann kapazitiv über Elektroden erfolgen.

### 4.2.1 Probenhalter

Abbildung 4.3 a) zeigt eine schematische Frontansicht des verwendeten Probenhalters. Er besteht fast ausschließlich aus Kupfer, um eine gute Wärmeleitfähigkeit zu gewährleisten. Um sicher zu stellen, dass der DPO jederzeit die Temperatur der Experimentierplattform und somit des Probenhalters hat, wird dieser am Fuß mit einer Feder mit konstanter Kraft gegen den Probenhalter gedrückt. Die Möglichkeit, den DPO mittels zweier Schrauben zwischen den Probenhalter und ein kleines Kupferklötzchen zu klemmen, hat sich bei vorangegangenen Experimenten als ungünstig erwiesen, da das Kupferklötzchen unter der Spannung der Schrauben langsam deformiert wurde, so dass die Fixierung des DPOs langsam nachließ [Hei02a]. Abgesehen davon könnte auch eine zu unterschiedliche thermische Kontraktion der Einspannung

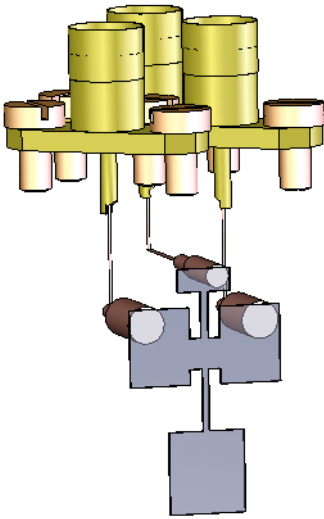


**Abb. 4.3:** Der DPO ist über den Probenhalter mit der Experimentierplattform verbunden, auf welcher auch das Kohlethermometer angebracht ist. a) Der DPO wird mit Hilfe einer Feder an den Probenhalter gedrückt. b) Die Seitenansicht zeigt, dass ausschließlich der DPO-Fuß Kontakt zum Probenhalter hat. Der Abstand zwischen dem übrigen DPO und dem Probenhalter ist zur besseren Darstellung vergrößert dargestellt.

und des DPOs zur Zerstörung des DPOs führen, falls dieses aus einem spröden Material besteht.

Der übrige Teil des DPOs (Bein, Flügel, Hals und Kopf) befinden sich etwa 20 Mikrometer von dem Probenhalter entfernt, da in diesen eine Stufe gefräst ist (siehe Abbildung 4.3 b.). Da die Detektionsspannung umgekehrt proportional zum Quadrat des Abstands zwischen DPO und Elektrode ist (4.6), sollte der Abstand möglichst gering ausfallen, um ein starkes Signal empfangen zu können.

Für die Anregung der erzwungenen DPO-Schwingung und die kapazitive De-



**Abb. 4.4:** Anordnung der Elektroden zur Anregung und kapazitiven Detektion etwa 20 Mikrometer hinter dem (hier transparent dargestellten) DPO.

tektion sind drei Elektroden hinter dem DPO angebracht, wie in Abbildung 4.4 zu erkennen ist. Jeweils zwei sind hinter den Flügeln möglichst weit außen und oben angebracht, um sowohl bei Torsions- als auch bei Biegeschwingungen die auftretende Abstandsänderung registrieren zu können. Da sich die Flügel des DPOs bei der antisymmetrischen Torsionsschwingung (AT1) kaum bewegen, ist zusätzlich hinter dem Kopf des DPOs eine weitere Elektrode angebracht, um auch diese Mode messen zu können. Dies stellt eine Verbesserung gegenüber älteren Ausführungen dar [Cao04], bei denen die AT1-Mode nicht detektiert werden konnte.

Die kupfernen Elektroden bilden mit der metallischen DPO-Oberfläche einen Kondensator mit der Kapazität

$$C_{a/d} = \frac{\varepsilon_0 A}{x_{a/d}}, \quad (4.2)$$

wobei  $x_{a/d}$  den Abstand zwischen DPO und Elektrodenoberfläche  $A$  bezeichnet. Die Indizes  $a$  und  $d$  stehen für Anregung beziehungsweise Detektion. Mit einem Abstand von etwa 20 Mikrometern und einer Elektrodenstirnfläche von etwa  $2,5 \text{ mm}^2$  ergeben sich Kapazitäten in der Größenordnung von 1 pF.

Da immer eine anziehende Kraft auf Grund von Ladungsinfluenz zwischen gegenpolig

geladenen Kondensatorplatten herrscht, wird der DPO von einer Elektrode, an der eine periodische Spannung  $U(t) = U_0 \cos(\frac{1}{2}\omega t)$  anliegt, mit der doppelten Frequenz angezogen

$$F(t) = \frac{1}{2}C_a \frac{U(t)^2}{x_a} = \frac{1}{4}C_a \frac{U_0^2}{x_a} (1 + \cos \omega t) . \quad (4.3)$$

Eine abstandsabhängige Änderung der Kraft kann bei den geringen Auslenkungen  $\xi(t)$  vernachlässigt werden.

Auf Detektionsseite führt eine Abstandsänderung zwischen DPO und Detektionselektrode über Influenz ebenfalls zu einer Modulation der Kapazität

$$C(t) = C_d \frac{1}{1 - \xi(t)/x_d} \stackrel{(\xi(t) \ll x_d)}{\approx} C_d \left( 1 + \frac{\xi(t)}{x_d} \right) , \quad (4.4)$$

wobei  $\xi(t)$  wieder die Auslenkung des DPOs aus der Gleichgewichtslage ist. Legt man an der Detektionselektrode über einen hochohmigen Vorwiderstand  $R \approx 400 \text{ M}\Omega$  eine Vorspannung  $U_b$  an, die im Experiment 354 V betrug, so fällt auf Grund der Kapazitätsänderung am Widerstand  $R$  eine Wechselspannung

$$U_d(t) = U_b \frac{\xi(t)}{x_d} \frac{C_d}{C_d + C_L} \frac{\omega R (C_d + C_L)}{\sqrt{1 + (\omega R (C_d + C_L))^2}} \quad (4.5)$$

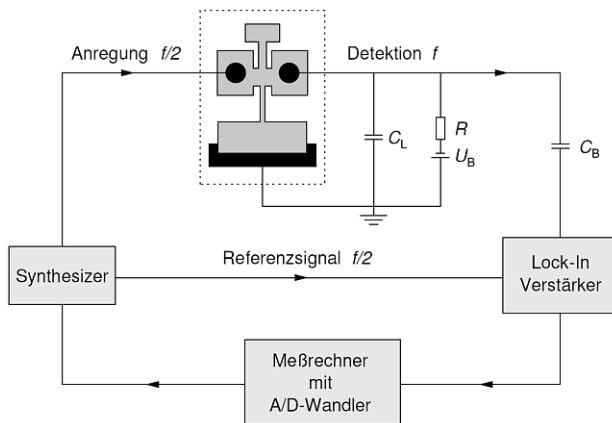
ab [Ber75]. Der letzte Term in (4.5) enthält auch vorliegende Leitungskapazitäten  $C_L$ , von einigen 100 pF. Wegen der im Experiment verwendeten Frequenzen von einigen Kiloherz kann er durch 1 ersetzt werden. Mit der Abschätzung  $C_L \gg C_d$ , folgt daher letztlich

$$U_d(t) = U_b \frac{\xi(t)}{x_d} \frac{C_d}{C_L} = U_b \frac{\xi(t)}{x_d^2} \frac{\varepsilon_0 A}{C_L} . \quad (4.6)$$

Die detektierte Spannung ist somit proportional zur Auslenkung des DPOs und umgekehrt proportional zum Abstandsquadrat zwischen Detektionselektrode und DPO. Mit den genannten Zahlenwerten und typischen Detektionsspannungen von einigen Mikrovolt, ergibt sich aus (4.6) eine Auslenkung des DPOs von einigen Å. Dies rechtfertigt nachträglich die Vernachlässigung der abstandsabhängigen Änderung der Kraft auf den DPO in (4.3) und die Näherung in (4.4).

### 4.2.2 Messelektronik

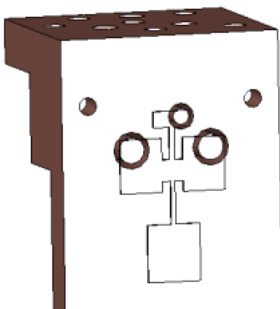
In Abbildung 4.5 ist der Aufbau der verwendeten Messelektronik dargestellt. Ein Funktionsgenerator gibt eine Wechselspannung von wenigen Volt mit der Frequenz  $f/2$  aus und regt damit den DPO zu einer Schwingung der Frequenz  $f$  an. Diese wird



**Abb. 4.5:** Schematischer Aufbau der Messelektronik. Der punktierte Rahmen symbolisiert den Kryostat.

detektiert und durch eine Kapazität  $C_b$  vom Gleichspannungsanteil befreit. Ein Lock-In-Verstärker vergleicht das Signal mit einem Referenzsignal, das er vom Funktionsgenerator erhält. Der Lock-In-Verstärker arbeitet im  $2f$ -Modus, da das Detektionssignal des schwingenden DPOs die doppelte Anregungsfrequenz hat. Das Lock-In-Prinzip ermöglicht ein verbessertes Signal-zu-Rausch-Verhältnis, da nur ein schmales Frequenzband um  $f$  mit Hilfe eines Bandpassfilters verstärkt wird. Insbesondere wird elektrisches Übersprechen der Anregungsspannung der Frequenz  $f/2$  von der Anregungs- zur Detektionselektrode herausgefiltert. Dieses wird zusätzlich dadurch unterdrückt, dass der Probenhalter einschließlich der Elektroden eine flache Oberfläche hat. Die Elektroden sind keine hervorstehenden Objekte. Sie befinden sich in der kupfernen Umgebung, wie in Abbildung 4.6 zu erkennen ist.

Der Lock-In-Verstärker gibt die Signale  $U_d \cos \Phi$  und  $U_d \sin \Phi$  mittels zweier Mul-

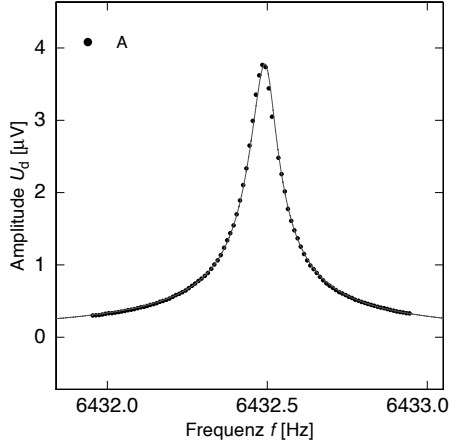


**Abb. 4.6:** Elektroden zur Anregung und kapazitiven Detektion innerhalb des Probenhalters. Zusätzlich sind die Umrisslinien des DPOs zur Orientierung eingezeichnet. Die Unterdrückung elektrischen Übersprechens und erhöhte Stabilität werden durch die integrierte Struktur ermöglicht.

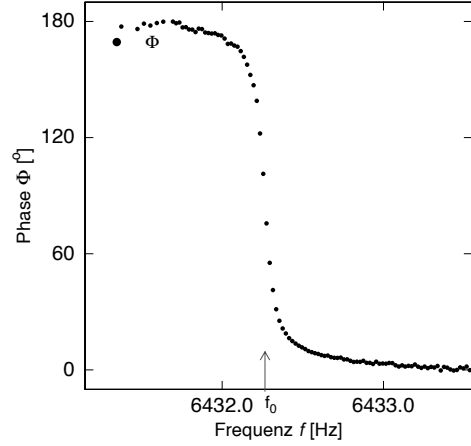
timeter über einen IEC-625-Bus an den Messrechner weiter, wobei  $U_d$  die Amplitude des Eingangssignals und  $\Phi$  dessen Phasenverschiebung zum Referenzsignal ist. Auf diese Weise lässt sich mit  $\sqrt{(U_d \cos \Phi)^2 + (U_d \sin \Phi)^2}$  die Amplitude  $A$  bestimmen (Abbildung 4.7). Wie in Abbildung 3.3 erkennbar ist, schwingen die Flügel des DPOs und dessen Kopf teilweise gegenphasig und teilweise in Phase. Die freie Wahl der Elektroden zur Anregung und Detektion erlauben eine experimentelle Identifikation der einzelnen Moden. Weitere zusätzliche Phasenverschiebungen des Signals um  $\pi$  auf Grund der Kapazität  $C_B$  oder des Bandpasses des Lock-In-Verstärkers lassen

sich an diesem kompensieren und müssen deshalb nicht weiter berücksichtigt werden. Messprogramme speichern die Messsignale des Verstärkers und stellen diese dar. Zusätzlich kann mit den Programmen der Signalgenerator angesteuert werden.

Um der sich mit der Temperatur ändernden Resonanzfrequenz folgen zu können (s.u.), ist ein PID-Regler im Programm implementiert. Er berechnet ständig die aktuelle



**Abb. 4.7:** Amplitude der Mode AT1 bei 7 mK. Über  $\sqrt{(U_d \cos \Phi)^2 + (U_d \sin \Phi)^2}$  erhält man die Amplitude  $A$  aus den beiden Messsignalen  $U_d \cos \Phi$  und  $U_d \sin \Phi$ .



**Abb. 4.8:** Phasendifferenz zwischen anregender Kraft und Auslenkung des DPOs. Im Resonanzfall bei  $f_0$  beträgt der Unterschied gerade  $90^\circ$ .

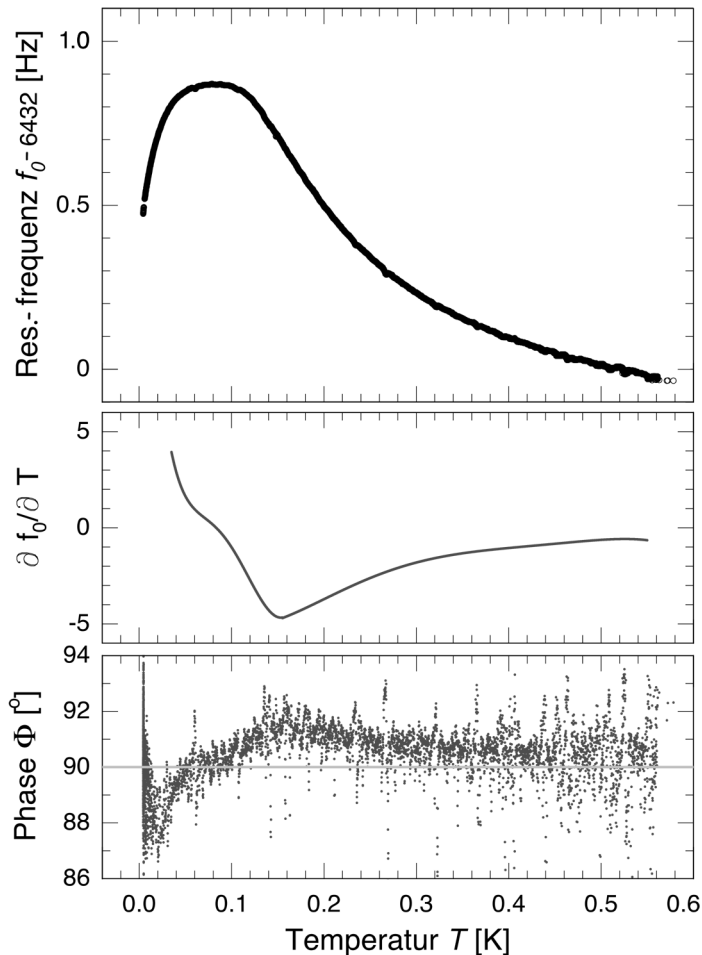
Resonanzfrequenz und gibt sie an den Funktionsgenerator weiter. Zur Berechnung wird die aktuelle Phasenverschiebung als Messgröße genutzt. In Abbildung 4.8 ist die Phase im Verlauf eines Resonanzdurchlaufs (Abbildung 4.7) dargestellt. Im Resonanzfall bei  $f_0$  nimmt sie gerade den Wert  $90^\circ$  an. Weicht die gemessene Phase von  $90^\circ$  ab, regelt das Messprogramm die Anregungsfrequenz  $f/2$  bei jedem Schritt  $i$  innerhalb der Regelschleife durch einen PID-Algorithmus gemäß

$$\left. \frac{f}{2} \right|_i = \frac{1}{2} \left\{ f|_{i-1} - C_{\partial T} \cdot \left[ P X_r|_i + I \sum_{n=0}^i S^{i-n} X_r|_n + D (X_r|_i - X_r|_{i-1}) \right] \right\} \quad (4.7)$$

nach. Dabei ist  $X_r = 90^\circ - \text{Phase}$  die Regelabweichung.  $C_{\partial T}$  ist ein frei einstellbarer Faktor, der notwendig ist, um der Tatsache Rechnung zu tragen, dass der Kryostat im Niedrigtemperaturlimit ( $\lesssim 16$  mK) eine geringere Kühlleistung hat als bei höheren Temperaturen. Durch die verringerte Kühlleistung reduziert sich auch die Resonanzfrequenzänderung pro Zeitintervall. Um Regelschwingungen zu verhindern, muss der Faktor  $C_{\partial T}$  beim Übergang ( $\approx 20 - 12$  mK) stetig angepasst werden. Ein weiterer Vorteil des frei einstellbaren Faktors wird deutlich, wenn man sich klar macht, dass unterschiedliche Moden bei qualitativ sehr ähnlichem Verlauf unterschiedliche absolute Resonanzfrequenzänderungen durchlaufen. Beispielsweise hat die F-Mode

bei 7576 Hz eine mehr als 15-fach größere absolute Resonanzfrequenzänderung als die B1-Mode bei 426 Hz. Durch simple Anpassung des Faktors  $C_{\partial T}$  können identische Regelparameter -P, I und D- für alle Moden benutzt werden.

Eine besondere Aufgabe erfüllt der Selbstreduktionsfaktor  $S$ . Abbildung 4.9 zeigt die typische Resonanzfrequenzänderung, die im Temperaturbereich unter 500 mK auftritt. Diese wurde mit Hilfe des PID-Reglers gemessen. Von hohen Temperatu-



**Abb. 4.9:** Resonanzfrequenzänderung der Mode AT1 im Temperaturbereich unter 500 mK. Bei etwa 80 mK durchläuft sie ein Maximum und bei etwa 150 mK gibt es einen Wendepunkt. Die Ableitung der Frequenz nach der Temperatur in der Abbildungsmitte weist ein Tiefpunkt auf, welches die kritischste Stelle des Reglers ist. Im unteren Bildbereich ist die Abweichung der Phase von dem gewünschten Wert ( $90^\circ$ ) zu sehen, welche ein Maß für die Qualität der Regelung ist.

ren kommend steigt die Resonanzfrequenz stetig, bevor sie ein Maximum durchläuft und schließlich geringer wird. Für den Regler, der andauernd den neuen Stellwert ermittelt, ist jedoch der Wendepunkt die kritischste Stelle, da hier die Änderung der Resonanzfrequenzänderung ein Minimum durchläuft (Abbildung 4.9 mitte), dem der Regler Rechnung tragen muss. Bis zum Wendepunkt muss der Regler ausschließlich stärker nachregeln und anschließend bis zum Maximum der Resonanzfrequenz immer schwächer. Dies ist für das Integrationsglied des Reglers am Wendepunkt besonders problematisch, da es auf Grund der zeitlichen Integration der Regelabweichung hier zu einer mehrere Schleifendurchläufe andauernden Regelverzögerung kommen kann. Dies ließe sich prinzipiell dadurch vermeiden, dass man im Proportionalglied die Ver-



stärkung  $P$  erhöht und die Nachstellzeit  $I$  des Integrationsgliedes verringert. Wenn aber die Werte der Regelabweichung streuen, ist es sinnvoll, dass gerade das Integrationsglied, auf Grund seiner Puffereigenschaft über mehrere Schleifendurchläufe, einen nicht geringen Teil der Nachregelung übernimmt. Da die relativen Resonanzfrequenzänderungen eine Größenordnung von  $10^{-7} - 10^{-8}$  haben, wären enorm lange Integrationszeiten des Lock-In-Verstärkers notwendig, um die Streuung der Regelabweichung zu unterdrücken, was wiederum zu einer Zeitverzögerung der gesamten Regelung führen würde. Als Lösung dieser gegenläufigen Anforderungen dient die Einführung des Selbstreduktionsfaktors  $S$ , der zwischen 0 und 1 liegt. Er führt dazu, dass sich der Integrationsanteil auch bei andauernder einseitiger Nachregelung mit der Zeit von selbst reduziert. Dies kommt besonders im Bereich des Wendepunktes (bei etwa 150 mK in Abbildung 4.9) zum Tragen. Im unteren Teil der Abbildung 4.9 ist die Phasenverschiebung (Istwert) und  $90^\circ$  (Sollwert) über den gesamten Temperaturverlauf dargestellt. Die jeweilige Differenz (Regelabweichung) ist ein Maß für die Qualität der Regelung. Die Temperaturabhängigkeit der inneren Reibung und die der relativen Schallgeschwindigkeitsänderung kann mit Hilfe dieser Regelung bestimmt werden.

### 4.2.3 Messprinzip

#### Relative Schallgeschwindigkeitsänderung

Die relative Schallgeschwindigkeitsänderung  $\Delta v/v$  lässt sich direkt über die Resonanzfrequenzänderung  $f_0$  bestimmen. Mit  $f_0 \propto v$  gilt unter Vernachlässigung der thermischen Expansion

$$\frac{\delta f_0}{f_0} = \frac{f_0(T) - f_0(T_0)}{f_0(T_0)} = \frac{v(T) - v(T_0)}{v(T_0)} = \frac{\delta v}{v}, \quad (4.8)$$

wobei  $T_0$  eine beliebige Referenztemperatur ist. Abbildung 4.9 zeigt eine typische Schallgeschwindigkeitsmessung in Abhängigkeit von der Temperatur.

#### Innere Reibung

Zur Bestimmung der relativen Schallgeschwindigkeitsänderung wird neben der Resonanzfrequenz  $f_0$  auch die Amplitude  $A$  als Funktion der Temperatur gemessen. Die innere Reibung  $Q^{-1}$ , welche ein Maß für die Schwingungsdämpfung ist, kann mit diesen beiden Messgrößen bis auf einen konstanten Faktor ermittelt werden, da

$$Q^{-1} \propto \frac{1}{f_0^2 A} \quad (4.9)$$

ist. Anschließend müssen noch Absolutwerte der inneren Reibung bei beliebigen Temperaturen bestimmt werden. Dies kann auf zwei Arten geschehen.

Eine Methode ist die Messung des freien Amplitudenzerfalls (siehe Abbildung 4.10). Dazu wird der DPO über die Anregungsspannung genau mit der Resonanzfrequenz getrieben. Zu einem Zeitpunkt  $t_0$  wird die Anregungsspannung ausgeschaltet. Wie bereits in Kapitel 3.1.2 beschrieben, führen Dämpfungsmechanismen, die eine Energiedissipation bewirken, zu einem exponentiellen Abklingen der Oszillationsamplitude

$$A(t) = A_0 e^{-t/\tau} \quad (4.10)$$

des DPOs mit einer bestimmten Zeitkonstanten  $\tau$ . Über

$$Q^{-1} = \frac{1}{\pi f_0 \tau} \quad (4.11)$$

ist die innere Reibung, beziehungsweise deren Kehrwert die Güte, mit der Abklingzeit  $\tau$  verknüpft. Der gemessene Absolutwert der inneren Reibung  $Q^{-1}$  kann nun herangezogen werden, um die temperaturabhängigen Messungen abzugleichen. Allerdings kann diese Methode mit einer großen Ungenauigkeit behaftet sein, falls die Zeitkonstante  $\tau$  klein ist und das Abklingen darum nur über eine kurze Zeit verfolgt werden kann. Außerdem ist es mit dieser Methode schwierig Fehlerquellen, wie Verzerrungen auf Grund zu starker Anregung, zu entdecken (siehe Abbildung 5.7).

Eine weitere Methode ist die Messung von Resonanzkurven (siehe Abbildung 4.11). Dazu werden die Messsignale von  $U_d \cos \Phi$  und  $U_d \sin \Phi$  in einem kleinen Bereich um die Resonanzfrequenz  $f_0$  aufgenommen. Die Bewegungsgleichung einer erzwungenen gedämpften Schwingung, auf die eine periodische Kraft  $F_a = F_0 \cdot \cos \omega t$  wirkt, ist

$$K \cdot e^{i\omega t} = \ddot{z} + 2\gamma \dot{z} + \omega_0^2 z, \quad (4.12)$$

wobei  $K = F_0/m$  und  $\gamma = \omega_0 Q^{-1}$  ist. Die Lösung der inhomogenen komplexen Differentialgleichung ergibt für den Realteil

$$A \cos \Phi = \frac{K}{4\pi^2} \frac{Q^2 (f_0^2 - f^2)}{(f_0^2 - f^2)^2 Q^2 + f_0^2 f^2} \quad (4.13)$$

und für den Imaginärteil

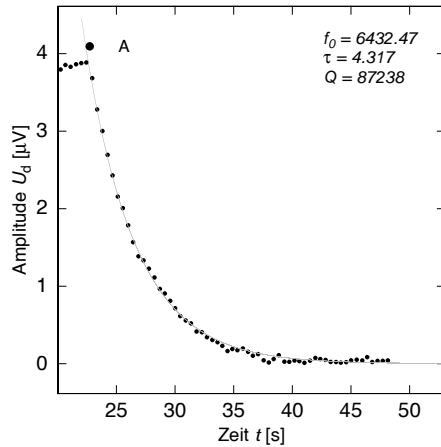
$$A \sin \Phi = -\frac{K}{4\pi^2} \frac{Q f_0 f}{(f_0^2 - f^2)^2 Q^2 + f_0^2 f^2}. \quad (4.14)$$

Daraus ergibt sich mit  $\tan \Phi = A \cos \Phi / A \sin \Phi$  die Phase. Die reelle Amplitude

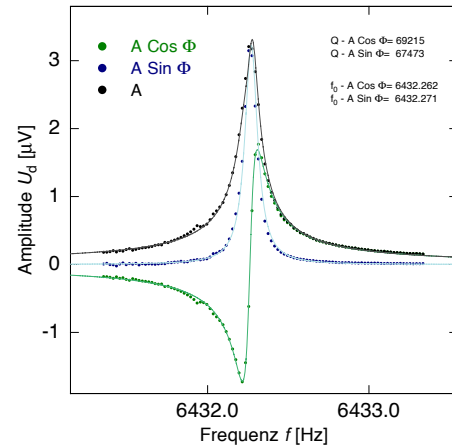
$$A = \frac{K}{4\pi^2} \frac{Q}{\sqrt{(f_0^2 - f^2)^2 Q^2 + f_0^2 f^2}} \quad (4.15)$$

erhält man mit  $|A| = \sqrt{(A \cos \Phi)^2 + (A \sin \Phi)^2}$ . Das Maximum der Amplitude  $A$  liegt bei der Frequenz  $f_R = f_0 \sqrt{1 - 2Q^{-2}}$  und entspricht nicht genau der Resonanzfrequenz  $f_f = f_0 \sqrt{1 - Q^{-2}}$  des freien gedämpften Oszillators. Sie ist eine lorentzförmige Kurve, die nicht genau symmetrisch um  $f_0$  und auch nicht um  $f_R$  liegt. Die Asymmetrie wächst mit steigender Dämpfung  $Q^{-1}$ .

Beide Methoden liefern auf etwa 10% vergleichbare Ergebnisse. Allerdings eignet



**Abb. 4.10:** Freier Amplitudenzerfall der Mode AT1 bei 4,4 mK. Die Güte  $Q$  lässt sich aus der Zeitkonstante  $\tau$ , innerhalb der die Amplitude des Oszillators auf  $1/e$  abgefallen ist, berechnen:  $Q = \pi f_0 \tau$ .



**Abb. 4.11:** Resonanzkurven der Mode AT1 bei 7,0 mK. Aufgetragen sind  $A$ ,  $A \cos \Phi$  und  $A \sin \Phi$  als Funktion der Frequenz. Die durgezogenen Linien sind Fits gemäß (4.13), (4.14) und (4.15).

sich nur letztere Methode zur Ermittlung der inneren Reibung von Moden, deren Güte so klein ist, dass die Abklingzeit  $\tau$  relativ kurz ist. Außerdem lassen sich durch die Aufnahme vollständiger Resonanzkurven Nichtlinearitäten aufgrund zu hoher Anregungsspannungen durch eine Verkipfung der Resonanzkurven erkennen (siehe Abbildung 5.7). Der einzige Nachteil dieser Methode besteht darin, dass die Messung einer Resonanz bei einer Temperatur gütenabhängig über eine Stunde dauern kann, da man dem DPO mindestens  $3\tau$  Einschwingzeit geben will, während der freie Amplitudenzerfall innerhalb weniger Minuten gemessen ist.

Zur temperaturabhängigen Messung der inneren Reibung muss jetzt nur noch die über einen weiten Temperaturbereich gemessene Kurve den Absolutwerten angepasst werden.



## 5. Ergebnisse und Diskussion

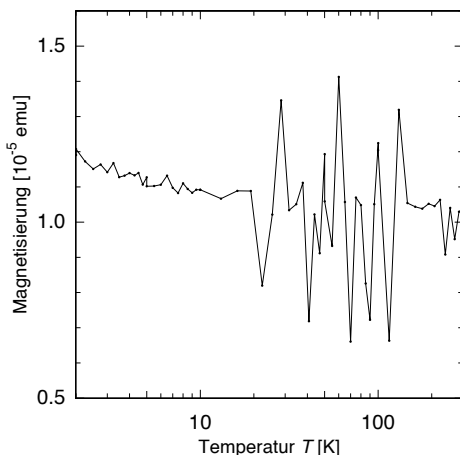
In diesem Kapitel werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen vorgestellt und diskutiert. In Abschnitt 5.1 wird auf die Sprungtemperatur  $T_C$  der Probe und in Abschnitt 5.2 auf deren Thermalisierung und mögliche Selbstheizungseffekte eingegangen.

In den beiden folgenden Abschnitten werden die beiden Messgrößen *innere Reibung* (Abschnitt 5.3) und *relative Schallgeschwindigkeit* (Abschnitt 5.4) erörtert und die Verträglichkeit der Messdaten mit den Vorhersagen des Tunnelmodells überprüft.

### 5.1 Sprungtemperatur $T_C$ der Probe

Die Tieftemperatureigenschaften metallischer und dielektrischer Gläser unterscheiden sich insbesondere aufgrund von Leitungselektronen wie in Kapitel 2.2 ausgeführt wurde. Da Elektronen unterhalb der Sprungtemperatur  $T_C$  zu Cooperpaaren kondensiert sind und somit nicht zur Wechselwirkung mit Tunnelsystemen beitragen, ändert sich bei dieser Temperatur der Verlauf der inneren Reibung und der der relativen Schallgeschwindigkeit. Darum ist zur Interpretation der Ergebnisse eine Bestimmung der Sprungtemperatur  $T_C$  hilfreich.

Abbildung 5.1 zeigt die Magnetisierung einer Probe desselben Materials aus dem auch der DPO besteht als Funktion der Temperatur. Die Magnetisierungsmessung,

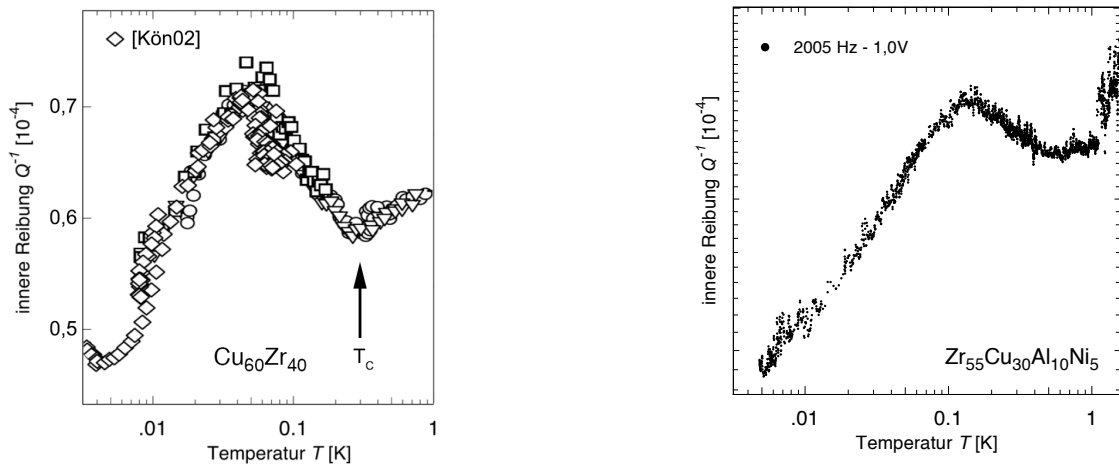


**Abb. 5.1:** Magnetisierung des Probenmaterials als Funktion der Temperatur zwischen 2 K und 300 K.

welche mit Hilfe eines kommerziellen SQUID-Magnetometers<sup>1</sup> in einem Magnetfeld von 0,01 T gemacht wurde, zeigt im gesamten Temperaturbereich von 2 K bis 300 K

<sup>1</sup>MPMS XL: Quantum Design, San Diego, CA, USA.

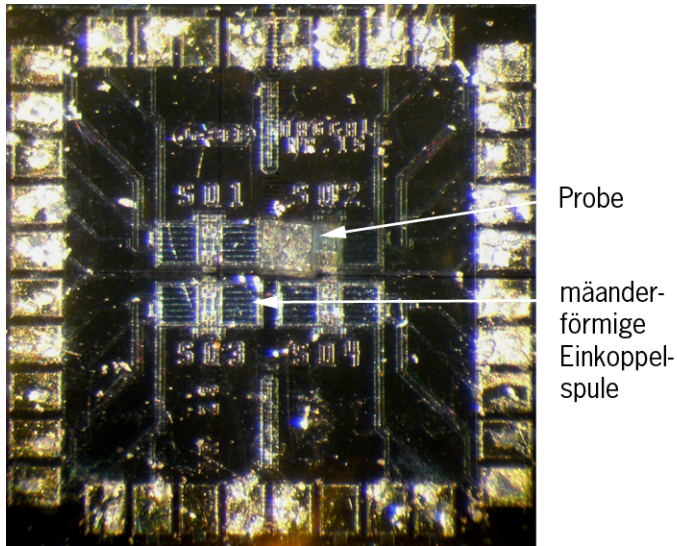
neben einem leichten Paramagnetismus keinen „auffälligen“ Verlauf der Magnetisierung. Dies ist ein Beleg dafür, dass die Sprungtemperatur  $T_C$  unterhalb von 2 K liegt, da der Übergang von Normal- zur Supraleitung aufgrund des Meißner-Ochsenfeld-Effekts mit einer Magnetisierungsänderung einhergehen würde. Ein weiterer Hinweis auf eine Sprungtemperatur  $T_C < 2$  K liefert eine Messung der inneren Reibung im Temperaturbereich zwischen 0,004 und 2 K. Abbildung 5.2 zeigt Messungen der in-



**Abb. 5.2:** Innere Reibung als Funktion der Temperatur. Das linke Bild enthält Messdaten der inneren Reibung von König *et al.* [Kön02] einer Probe aus amorphem  $\text{Cu}_{60}\text{Zr}_{40}$ . Bei der Sprungtemperatur  $T_C$  gibt es einen Knick in der inneren Reibung. Das rechte Bild enthält Messdaten dieser Arbeit. Der Vergleich legt nahe, dass die Sprungtemperatur dieser Probe beim Knick bei etwa 1,1 K liegt.

neren Reibung als Funktion der Temperatur von zwei verschiedenen amorphen Legierungen. Messdaten von König *et al.* [Kön02] einer Probe aus amorphem  $\text{Cu}_{60}\text{Zr}_{40}$  weisen bei der Sprungtemperatur  $T_C$  einen Knick in der inneren Reibung auf. Messdaten dieser Arbeit zeigen bei etwa 1,1 K einen vergleichbaren Knick, was die Vermutung nahe legt, dass die Sprungtemperatur bei etwa 1,1 K liegt.

Eine genaue Ermittlung der Sprungtemperatur  $T_C$  steht noch aus. Sie kann mit Hilfe einer Magnetisierungsmessung im Temperaturbereich  $T_C < 2$  K erfolgen. Der dafür notwendige Messaufbau liegt bereits vor. Abbildung 5.3 zeigt die Probe aus metallischem Glas, die auf einem SQUID-Chip angebracht ist. Einen sich plötzlich verändernden magnetischen Fluss aufgrund des Meißner-Ochsenfeld-Effekts kann mit Hilfe dieses SQUIDs gemessen werden [Por07].



**Abb. 5.3:** Magcal-Chip mit  $\text{Zr}_{55}\text{Cu}_{30}\text{Al}_{10}\text{Ni}_5$ -Probe über mäanderförmiger Einkoppelpule zur Detektion von magnetischen Flußänderungen [Por07].

## 5.2 Thermalisierung der Probe

Bei allen temperaturabhängigen Messungen der relativen Schallgeschwindigkeitsänderung und der inneren Reibung, ist es essentiell jederzeit die genaue Temperatur der Probe zu kennen. Zur Ermittlung der Probentemperatur befindet sich ein Kohlethermometer an der Experimentierplattform des Kryostaten (siehe Kapitel 4.1). Das bedeutet, dass das Thermometer immer dann die Temperatur des DPOs misst, wenn dieser dieselbe Temperatur wie die Experimentierplattform angenommen hat. Im Folgenden wird abgeschätzt wie groß die Wärmeleitfähigkeit innerhalb der Probe ist. Anschließend wird abgeschätzt wie groß extrinsische und intrinsische Wärmeinträge in den DPO sind. Ein Vergleich der Abschätzungen lässt auf eine ausreichende Thermalisierung schließen.

**Wärmeleitfähigkeit** Eine Engstelle der Wärmeleitung stellt das Bein des DPOs dar. Dieses ist etwa 4,8 mm lang und hat einen Querschnitt von etwa  $0,22 \text{ mm}^2$ . Die Wärmeleitfähigkeit von amorphem  $\text{Zr}_{52,2}\text{Ti}_5\text{Cu}_{17,9}\text{Ni}_{14,6}\text{Al}_{10}$  wurde bei tiefen Temperaturen gemessen und beträgt etwa  $\kappa = 1 \cdot 10^{-8} \text{ W/cm-K}$  bei 6 mK [Rot08]. Daraus ergibt sich mit der Geometrie des Beins und einer angenommenen Temperaturdifferenz von 1 mK eine Leistung  $P=0,46 \text{ fW}$ . Zusätzlich ist auf eine Oberfläche des Beins einseitig ein Kupfer-Gold Film von etwa  $1 \mu\text{m}$  Stärke aufgesputtert. Mit Hilfe des Wiedemann-Franz Gesetzes ergibt sich eine Wärmeleitfähigkeit von etwa  $\kappa = 4,35 \cdot 10^{-4} \text{ W/cm-K}$  bei 6 mK, wobei ein Restwiderstandsverhältnis von  $\text{RRR}=5$  angenommen wurde. Um eine Temperaturdifferenz von  $\Delta T = 1 \text{ mK}$  zwischen dem DPO-Körper und dem Probenhalter bei einer Temperatur vom 6 mK zu erzeugen, müsste in der Probe eine Leistung von  $\dot{Q} = 4,53 \text{ pW}$  dissipiert werden.

**Wärmeeinträge** Zu den intrinsischen Wärmeeinträgen gehört die dissipierte Leistung die durch die Schwingung selbst verursacht wird. Für die dissipierte Leistung ergibt sich

$$P = \pi^3 m Q^{-1} \xi^2 f^3, \quad (5.1)$$

wobei  $m$  die Masse des bei der Oszillation verzerrten Volumens des DPOs ist [Cla91]. Bei der AT1-Mode ergibt sich bei einer Güte von  $Q=70000$ , einer Frequenz von  $f=6432$  Hz, einer Halsmasse von  $m = 6 \cdot 10^{-6}$  Kg und einer Auslenkung von  $\xi=0,12$  nm eine Leistung von  $P=11$  aW. Die Auslenkung wurde mit

$$\xi = \frac{U_d x_d^2 C_L}{U_b \epsilon_0 A} \quad (5.2)$$

berechnet, wobei  $A$  die Elektrodenfläche ist. Diese Leistung von  $P=11$  aW ist vernachlässigbar gering.

Einen weiteren Wärmeeintrag liefern Myonen, welche durch Reaktionen der kosmischen Höhenstrahlung mit Atomen in der Atmosphäre entstehen. Auf Meereshöhe gibt es davon noch etwa  $1 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$  [Yao06]. Etwa ein Myon pro Stunde deponiert seine Energie im DPO. Eine Abschätzung [Net07] für die im hier diskutierten Experiment auftretenden Parameter ergibt eine Leistung von  $P < 0,5$  fW.

Auch radioaktive Hintergrundstrahlung deponiert ihre Energie im DPO. Eine Abschätzung [Rot08], die anhand von Wärmeleitfähigkeitsmessungen durchgeführt wurde, kommt jedoch auf eine Leistung von  $P < 0,1$  fW und kann somit vernachlässigt werden.

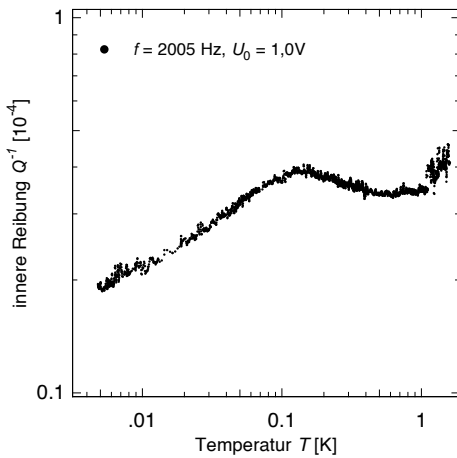
Abbildung 5.9 zeigt Rauschspektren, welche aufgenommen wurden, während der DPO nicht mit Hilfe des Frequenzgenerators (siehe Kapitel 4.2.2) angetrieben wurde. Trotzdem gerät der DPO aufgrund von Vibrationen des Kryostaten und Körperschall in Schwingung; die Grundmode B1 bei etwa 400 Hz ist klar zu erkennen. Mit Hilfe dieser Messung kann die Leistung, die durch diese parasitären Schwingungen erzeugt wird, abgeschätzt werden. Da die dissipierte Leistung nach (5.1) proportional zu  $f^3$  ist, spielen besonders die Rauschbeiträge bei hohen Frequenzen eine Rolle. Betrachtet man das Rauschspektrum, welches bei geöffnetem 1K-Topf aufgenommen wurde, fallen deutlich Rauschbeiträge bei den Frequenzen um 2250, 3630, 4530, 5900, und 8970 Hz ins Auge. Bei einer konservativen Abschätzung mit der zehnfachen DPO-Halsmasse und einer Güte von 50000 bleibt die Leistung dieser Beiträge jeweils unter  $P < 0,2$  fW.

Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass es noch weitere nicht berücksichtigte Wärmeeinträge gibt, die einen Einfluss auf die DPO-Temperatur haben können. Die bei dieser Abschätzung berücksichtigten Faktoren der Leistungseinträge sind allerdings zusammen drei bis vier Größenordnungen kleiner als der oben abgeschätzte Wert, bei dem im DPO bei einer Badtemperatur von 6 mK im DPO ein Temperaturgradient von 1 mK erzeugt werden würde.



### 5.3 Innere Reibung

Abbildung 5.4 zeigt eine Gesamtübersicht der gemessenen inneren Reibung im Temperaturbereich zwischen 4 mK und 1,6 K. In diesem Kapitel wird zuerst auf Einflüsse eingegangen, welche die innere Reibung in temperaturabhängigen Messungen beeinflussen und bei der Interpretation der gewonnenen Daten berücksichtigt werden müssen. Zu diesen gehört neben messtechnisch bedingten, wie die Vor- und Anregungsspannung, auch die Laborumgebung in welcher sich die Probe während der Messung befindet.



**Abb. 5.4:** Innere Reibung  $Q^{-1}$  in Abhängigkeit von der Temperatur zwischen 4 mK und 1,6 K.

#### 5.3.1 Dämpfungseinflüsse

**Einfluss der Vorspannung auf die Amplitude** Da zur Bestimmung der inneren Reibung bei kontinuierlichen temperaturabhängigen Messungen die Amplitude der Resonanz mit einfließt (siehe Kapitel 5.3.3), ist eine Untersuchung des Einflusses der Vorspannung auf die Amplitude geboten. Nach (4.6) ist die detektierte Spannung

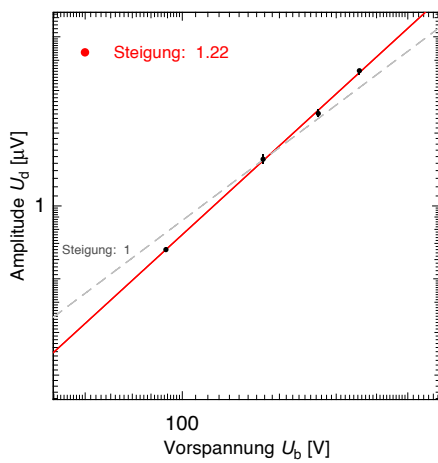
$$U_d(t) \propto U_b \frac{\xi(t)}{x_d^2} \quad (5.3)$$

und damit die Amplitude proportional zur Vorspannung. Abbildung 5.5 zeigt die gemessene Amplitude in Abhängigkeit von der angelegten Vorspannung. Ein Fit ergibt eine Abhängigkeit  $A \propto U_b^{1,22}$ . Eine Erklärung für die Abweichung von der Linearität ist die stärkere anziehende Kraft, die aufgrund einer höheren Vorspannung zwischen den Kondensatorhälften, die DPO und Elektrode bilden, wirkt. Die erhöhte Kraft führt zu einem geringeren Gleichgewichtsabstand  $x_d$ . Dieser ist quadratisch umgekehrt proportional zur Amplitude, weshalb eine Verringerung zu einer Amplitudenerhöhung führt. Ein direkter Einfluss der angelegten Vorspannung auf die Güte  $Q$  konnte jedoch nicht festgestellt werden.

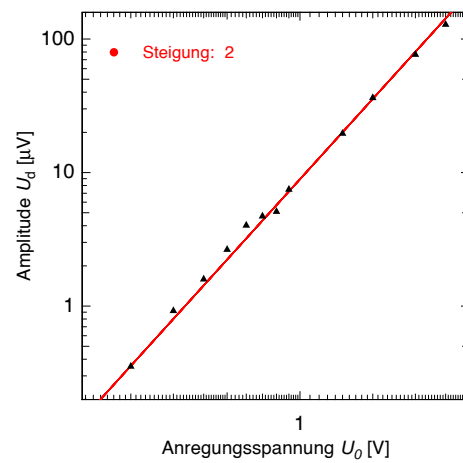
**Einfluss der Anregungsspannung auf die Amplitude** Der Einfluss der Anregungsspannung auf die Amplitude ergibt sich aus der oszillierenden Kraft zwischen DPO und Anregungselektrode. Nach (4.3) ist die Kraft

$$F(t) \propto U^2(t) \propto U_0^2 \quad (5.4)$$

auf gegenpolig geladene Kondensatorplatten proportional zum Quadrat der Anregungsspannung. Abbildung 5.6 zeigt die Amplitude gemessener Resonanzen in Abhängigkeit von zwölf verschiedenen Anregungsspannungen. Die sich ergebende quadratische Abhängigkeit entspricht somit der theoretischen Erwartung.



**Abb. 5.5:** Amplitude des detektierten Spannungssignals in Abhängigkeit von der angelegten Vorspannung. Die  $A \propto U_b^{1,22}$ -Abhängigkeit kann mit dem Einfluss der erhöhten anziehenden Kraft zwischen DPO und Elektrode und der daraus resultierenden Verringerung des Gleichgewichtsabstands erklärt werden.



**Abb. 5.6:** Amplitude in Abhängigkeit von der Anregungsspannung. Die quadratische Abhängigkeit der Amplitude von der Anregungsspannung ergibt sich aus der treibenden Kraft zwischen DPO und Anregungselektrode.

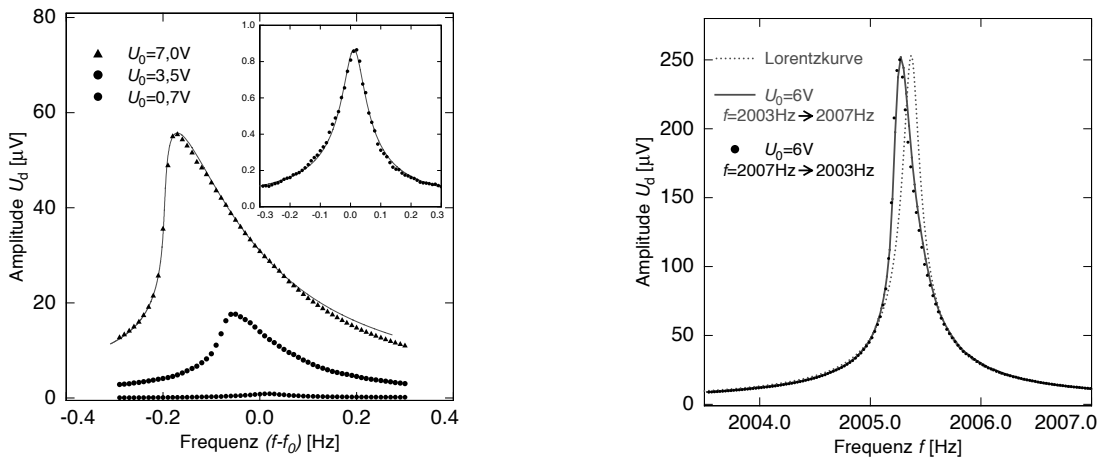
### Einfluss von Nichtlinearitäten

Sowohl für die relative Schallgeschwindigkeitsänderung als auch für die innere Reibung gibt es amplitudenabhängige Einflüsse, die nicht von der Wechselwirkung zwischen Tunnelsystemen und Phononen oder Elektronen herrühren, sondern auf nicht-linearen Rückstellkräften oder Selbstheizen der Probe beruhen. Diese Effekte können allerdings mit Resonanzkurvenaufnahmen oder der Messung von freien Amplitudenzerfällen identifiziert werden.

**Nichtlinearitäten und Resonanzkurven** Bei zu großer Anregung kommt es zu nichtlinearen Rückstellkräften der Form  $\omega_0^2\xi + \beta\xi^3$  mit  $\beta < 0$ , wobei  $\xi$  eine normalisierte Auslenkungsamplitude ist), die zu einer Verringerung der Schallgeschwindigkeit und somit der Resonanzfrequenz führt (siehe Abschnitt 5.4.1). Die Resonanzfrequenzverschiebung kann mit einer logarithmischen Amplitudenabhängigkeit approximiert werden [Esq92]. Die gemessene Resonanzfrequenz

$$\omega'_0 \approx \omega_0 (1 - f |\ln \xi|) \quad (5.5)$$

ist gegenüber der Resonanzfrequenz bei linearer Rückstellkraft reduziert, wobei  $\xi$  die Auslenkungsamplitude,  $\omega_0$  die reduzierte Resonanzfrequenz und  $f$  eine Konstante ist. Abbildung 5.7 zeigt Resonanzkurven, die bei derselben Temperatur, aber mit drei unterschiedlichen Anregungsspannungen gemessen wurden. Man erkennt, dass sich die Kurven mit steigender Verzerrung zu kleineren Frequenzen hin „neigen“. Die unverzerrte Resonanzkurve bei einer Anregungsspannung von 0,7 V ist zum Vergleich



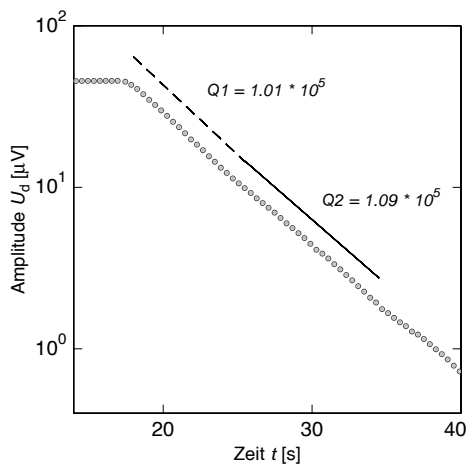
**Abb. 5.7:** Einfluss von Nichtlinearitäten. Ein zu starkes Anregen führt zu nichtlinearen Rückstellkräften, welche sich auf die Form der Resonanzkurve auswirken. Die in der Ausschnittsvergrößerung dargestellte Resonanzkurve bei  $U_0 = 0,7\text{V}$  hat eine lorentzförmige Gestalt, wie durch den Fit gezeigt ist. Die Resonanzkurven bei  $U_0 = 3,5\text{V}$  und  $U_0 = 7\text{V}$  zeigen sich zu kleineren Frequenzen „geneigt“. Der Unterschied zweier verzerrter, von der Lorentzform abweichender Resonanzkurven, die bei steigender und sinkender Frequenz aufgenommen wurden, ist vernachlässigbar gering.

zusätzlich vergrößert dargestellt. Die durchgezogene Linie in der Ausschnittsvergrößerung entspricht einem Lorentzfit gemäß (4.15). Die durchgezogene Kurve bei den 7 V-Messdaten stellt einen Fit gemäß (4.15) dar, wobei die Frequenz gemäß (5.5) modifiziert ist. Abbildung 5.7 zeigt zusätzlich zwei Resonanzkurven einer anderen Mode,

die aufgrund großer Verzerrungen von der Lorentzform abweichen. Die durchgezogene Kurve entspricht einer Messung bei steigender Frequenz und die Datenpunkte einer bei sinkender Frequenz. Der Unterschied ist vernachlässigbar gering und ein Hystereseeffekt zwischen den Kurven ist daher nicht zu beobachten.

In Kapitel 5.2 wurde erörtert, dass ein Selbstheizen der Probe unplausibel zu sein scheint. An dieser Stelle sei ergänzt, ein Selbstheizungseffekt würde sich durch eine zu höheren Frequenzen  $\omega_0'' \approx \omega_0 (1 + f |\ln \xi|)$  „geneigte“ Kurve bemerkbar machen.

**Nichtlinearitäten und freier Amplitudenzerfall** Während bei der Aufnahme von Resonanzkurven der Einfluss von Nichtlinearitäten durch ein „Verkippen“ der Resonanz zu kleineren Frequenzen leicht zu erkennen ist, ist dies bei der Messung des freien Amplitudenzerfalls nicht so deutlich auszumachen. Bei starken Verzerrungen aufgrund von zu großen Anregungsspannungen lassen sich zwei unterschiedliche Zerfallskonstanten identifizieren. Abbildung 5.8 zeigt den freien Amplitudenzerfall bei zuvor starker Anregung. Zur Verdeutlichung der unterschiedlichen Zerfallskonstanten ist die Amplitudenachse logarithmisch dargestellt. Zusätzlich sind zwei lineare Fits, im Bereich langer und kurzer Zeiten, eingezeichnet.

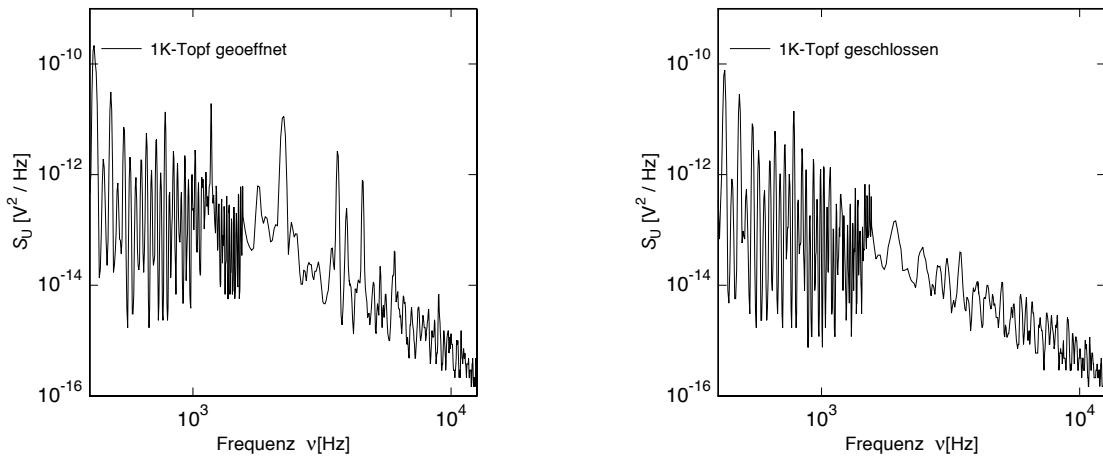


**Abb. 5.8:** Freier Amplitudenzerfall einer zuvor nichtlinear getriebenen Resonanz. Es lassen sich zwei unterschiedliche Zerfallskonstanten identifizieren.

### 5.3.2 Einfluss der Messumgebung des DPOs

Aufgrund der Erkenntnisse des letzten Abschnitts sollte bei Messungen darauf geachtet werden, dass man bei einer möglichst geringen Auslenkungsamplitude des DPOs misst, um nichtlineare Effekte zu vermeiden. Bei sehr geringen Anregungen und somit sehr geringen Detektionssignalen wird jedoch das Untergrundrauschen immer weniger vernachlässigbar, bis schließlich das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis zu klein ist, um noch verwertbare Daten zu erhalten.

Jegliche akustische oder mechanische Störung zeigt sich durch ein vermehrtes Untergrundrauschen. Auch der verwendete Kryostat selbst, der zur Bereitstellung tiefer Temperaturen notwendig ist, erzeugt einen Rauschbeitrag. Eine dominante Rauschquelle ist hierbei der 1K-Topf des Kryostaten (siehe Abbildung 4.1). Die Aufgabe des 1K-Topfes ist das zirkulierende  $^3\text{He}$  des  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verdünnungskryostaten vorzukühlen. Dazu wird dieser über eine Kapillare kontinuierlich mit  $^4\text{He}$  versorgt und gepumpt. Mit Hilfe eines Nadelventils kann die  $^4\text{He}$ -Zufuhr geregelt oder unterbunden werden. Abbildung 5.9 zeigt Rauschspektren von 400 Hz bis 12,6 kHz. Bei der Messung dieser Rauschspektren wurde ein Impedanzwandler vor einen Frequenzanalysator<sup>2</sup> geschaltet, um dessen Eingangsimpedanz von  $1\text{ M}\Omega$  anzupassen. Die generelle Tiefpasscharakteristik lässt sich mit Hilfe eines Widerstandes von  $10\text{ M}\Omega$  und einer

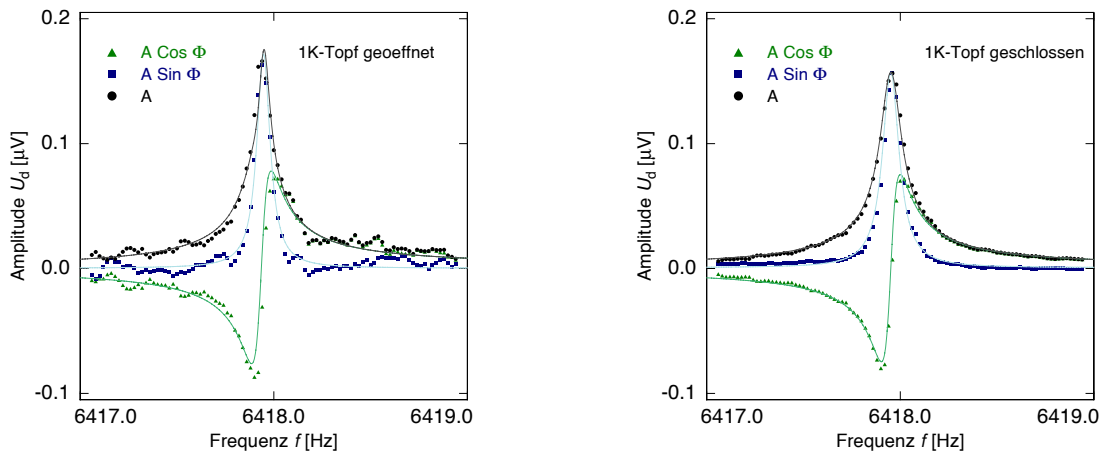


**Abb. 5.9:** Rauschspektren mit geöffnetem und geschlossenem 1K-Topf-Nadelventil zeigen den Einfluss des 1K-Topfes auf das Untergrundrauschen. Besonders im Frequenzbereich zwischen 2 kHz und 10 kHz, in welchem auch die meisten gemessenen Eigenmoden des DPOs liegen, ist die spektrale Leistungsdichte teilweise um mehr als zwei Größenordnungen erhöht.

Kabelkapazität von einigen 100 pF erklären. Man erhält einen Tiefpass mit einer Abschneidekante von wenigen hundert Hz. Besonders auffällig sind die Unterschiede der spektralen Leistungsdichte zwischen 2 kHz und 10 kHz. In diesem Frequenzbereich, in dem auch die meisten gemessenen Eigenmoden des DPOs liegen, erzeugt der 1K-Topf erhebliche Rauschanteile.

Der drastische Einfluss des 1K-Topfes auf das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis lässt sich mit zwei Resonanzkurvenmessungen verdeutlichen. Die in Abbildung 5.10 dargestellten Resonanzkurven wurden bei gleicher Temperatur, gleicher Anregungsspannung und mit gleicher Mittelungszeit von 12,5 s aufgenommen. Als Hilfestellung für

<sup>2</sup>SR760: Stanford Research Systems, Sunnyvale, CA, USA.

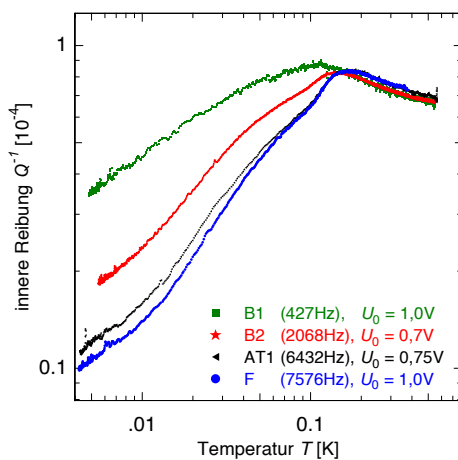


**Abb. 5.10:** Resonanzkurven bei sehr niedriger Anregungsspannung (0,2V). Beide Messungen wurden bei derselben Temperatur und selben Mittelungszeit von 12,5 s aufgenommen. Der Unterschied in der Qualität der Messungen (Abweichungen der Messpunkte von den Fitkurven) rühren von dem Untergrundrauschen, verursacht durch den 1K-Topf, her.

das Auge sind zusätzlich Fits gemäß (4.13), (4.14) und (4.15) eingezeichnet. Besonders deutlich wird der Einfluss auf die Qualität der Messungen, wenn man die Abweichungen der Messdaten von den Fitkurven etwas Abseits der Resonanzfrequenz miteinander vergleicht.

### 5.3.3 Temperaturabhängigkeit der inneren Reibung

Abbildung 5.11 zeigt Messungen der inneren Reibung in Abhängigkeit von der Temperatur von vier verschiedenen Eigenmoden des DPOs zwischen 0,4 kHz und 7,5 kHz.



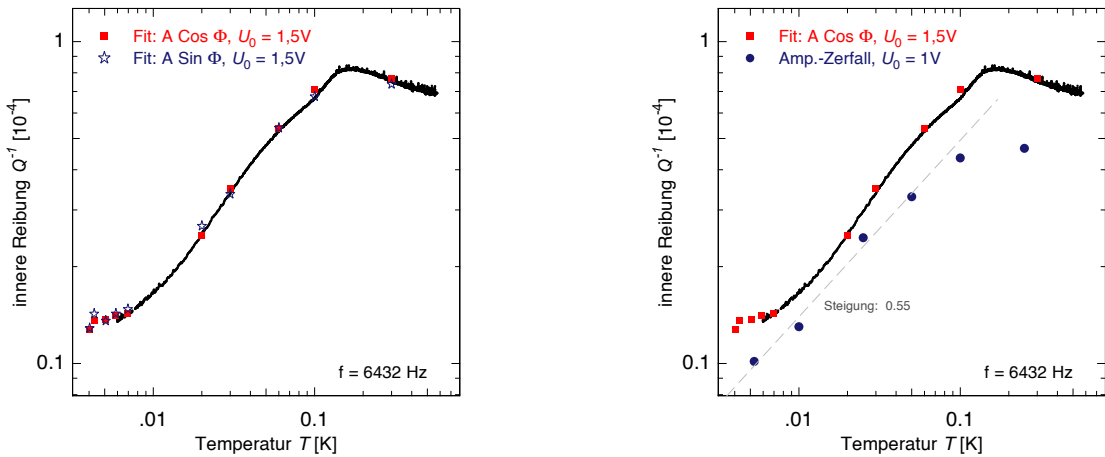
**Abb. 5.11:** Innere Reibung in Abhängigkeit von der Temperatur. Dargestellt sind vier Eigenmoden zwischen 0,4 kHz und 7,5 kHz. Aus dem Plateauwert erhält man einen Wert für die makroskopische Kopplungskonstante  $C \approx 5,4 \cdot 10^{-5}$ .

Sie wurden mit der in Kapitel 4.2 vorgestellten Methode erstellt.

Die Temperaturabhängigkeiten der einzelnen Moden unterscheiden sich qualitativ im Temperaturbereich  $T < T_{\text{co}}$  (Übergangstemperatur  $T_{\text{co}}$  siehe Kapitel 2.2.3 und Tabelle 2.1 bei der  $\omega\tau_{\text{min}} = 1$  gilt). Ein ausgedehntes Plateau, wie es in dielektrischen Gläsern typischerweise beobachtet wird, ist bei den Messungen dieser Arbeit nicht vorhanden. Einen Wert für die makroskopische Kopplungskonstante, welcher sonst über den Dämpfungswert des Plateaus berechnet wird, wird stattdessen mit Hilfe des maximalen Werts der inneren Reibung bei etwa 200 mK ermittelt. Er beträgt etwa  $C \approx 5,4 \cdot 10^{-5}$ .

### Vergleich von Einzelmessungen mit kontinuierlichen, temperaturabhängigen Messungen

Abbildung 5.12 zeigt die innere Reibung  $Q^{-1}$  der AT1-Mode in Abhängigkeit von der Temperatur und einzelne Dämpfungswerte, welche bei Resonanzmessungen bei jeweils fester Temperatur ermittelt wurden. Anzumerken ist, dass die kontinuierliche Messung bei sinkender Temperatur und die Einzelmessungen bei steigender Temperatur durchgeführt wurden. Da bei kontinuierlichen Messungen die innere Reibung nur bis auf einen konstanten Faktor (4.9) bestimmt werden kann, muss sie noch mit



**Abb. 5.12:** Innere Reibung  $Q^{-1}$  in Abhängigkeit von der Temperatur. Eine gute Übereinstimmung der Werte der inneren Reibung, aus den unterschiedlichen Messmethoden, kann über den gesamten Temperaturbereich bestätigt werden. Abweichungen zwischen den Fits aus  $A \cos \Phi$ - und  $A \sin \Phi$ -Messungen sind vernachlässigbar gering. Einzelmessungen des freien Amplitudenzerfalls bei konstanter Temperatur und 1 V Anregungsspannung bestätigen eine ungefähr  $Q^{-1} \propto T^{0,55}$ -Abhängigkeit der inneren Reibung von der Temperatur, die mit Hilfe der anderen Messmethoden gefunden wurde.

Hilfe von Einzelmessungen skaliert werden. Bei den einzelnen Resonanzkurven erhält man aus den  $A \cos \Phi$ - und  $A \sin \Phi$ -Fits (4.13 und 4.14) teilweise leicht voneinander abweichende Werte für die Dämpfung.

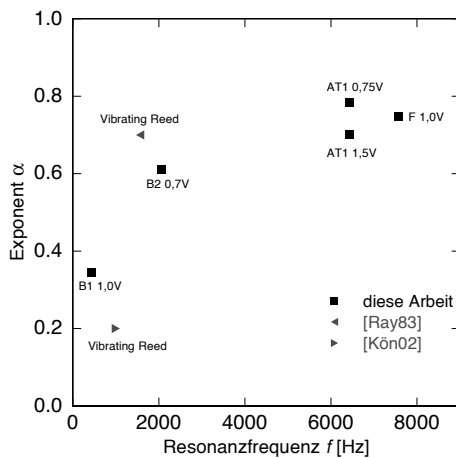
Anzumerken ist neben der guten Übereinstimmung im gesamten Temperaturbereich, dass der Dämpfungswert der Einzelmessung bei der niedrigsten erreichten Temperatur von 4 mK, welche bei der kontinuierlichen Messung nicht mehr berücksichtigt wurde, ein Abflachen der Dämpfung mit sinkender Temperatur bestätigt wird.

Desweiteren zeigt die Abbildung 5.12 zusätzlich noch die mit Hilfe von freien Amplitudenzerfällen ermittelten Werte für die innere Reibung in Abhängigkeit von der Temperatur. Diese Werte stammen aus einer zu einem späteren Zeitpunkt durchgeführten Messreihe bei etwas niedrigerer Resonanzfrequenz und einer Anregungsspannung von 1 V. Zusätzlich kann bei diesen Werten bestätigt werden, dass keine Verzerrung aufgrund von Nichtlinearitäten vorliegt (siehe Abschnitt 5.3.4). Die mit dieser Methode ermittelten Werte für die innere Reibung haben einen tendentiell größeren Fehler. Sie wurden bei geschlossenem 1K-Topf gemessen, was sich möglicherweise auf die Güte auswirkt. Ein Fit aller Datenpunkte bis auf den 250 mK-Wert ergibt eine  $Q^{-1} \propto T^{0,55}$ -Abhängigkeit der inneren Reibung von der Temperatur.

### 5.3.4 Temperaturabhängigkeit im Temperaturbereich $T < T_{co}$

Nach dem Standardtunnelmodell sind im Temperaturbereich  $T < T_{co}$  resonante Beiträge zur inneren Reibung vernachlässigbar und Relaxationsbeiträge aufgrund von Phononen bewirken eine  $Q^{-1} \propto T^3$ -Abhängigkeit.

**Frequenzabhängigkeit der Steigung** In Abbildung 5.13 sind die in dieser Arbeit ermittelten Temperaturabhängigkeiten der inneren Reibung im Limes tiefer Temperaturen,  $Q^{-1} \propto T^\alpha$ , aufgeführt. Sie wurden mit Hilfe von Fits an die kontinuierlichen



**Abb. 5.13:** Temperaturabhängigkeit der inneren Reibung  $Q^{-1} \propto T^\alpha$  verschiedener Eigenmoden des DPOs. Neben den Ergebnissen dieser Arbeit sind zum Vergleich noch Messungen anderer Autoren aufgeführt.

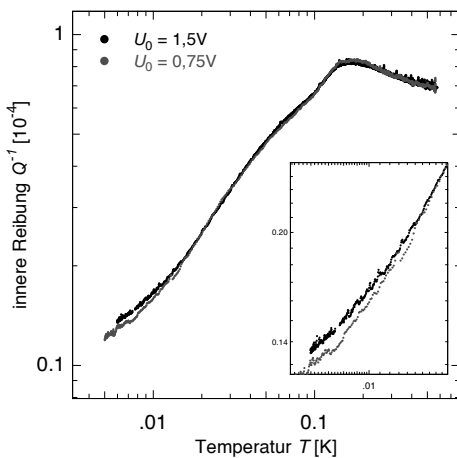


Messungen aus Abbildung 5.11 etwa im Temperaturbereich  $10 \text{ mK} < T < 40 \text{ mK}$  gewonnen. Zusätzlich sind zum Vergleich noch zwei weitere Ergebnisse von den in Kapitel 2.3 aufgeführten Messungen anderer Autoren eingezeichnet, die eine sehr ähnliche Legierung (amorphes  $\text{Cu}_{60}\text{Zr}_{40}$ ) untersucht haben. Auffällig ist, dass kein Ergebnis nahe an die theoretische Vorhersage des Standardtunnelmodells von  $\alpha = 3$  kommt.

Die vom Tunnelmodell abweichende Temperaturabhängigkeit der inneren Reibung könnte durch einen zusätzlichen Relaxationsmechanismus erklärt werden. Ein Modell, das diesen Ansatz wählt und auf dem Tunnelmodell aufbaut, ist das Dipolgap-Modell von Burin [Bur95]. Es enthält den Ansatz, dass Tunnelsystempaare gemeinsam resonant mit dem Verzerrungsfeld wechselwirken, von denen eines der beiden Tunnelsysteme im angeregten Zustand ist. Die hierbei auftretende Relaxationsrate wird unterhalb einer bestimmten Übergangstemperatur  $T^*$  größer als die Relaxationsrate des nach dem Standardtunnelmodell vorherrschenden Ein-Phonon-Prozesses. Somit wird unterhalb von  $T^*$  die innere Reibung von dieser Paarwechselwirkung bestimmt.

Ein weiteres Modell, welches auch den Ansatz von resonant miteinander wechselwirkenden Tunnelsystemen verfolgt ist von Würger [Wür94]. Diesem Modell nach tritt ein zusätzlicher Relaxationskanal aufgrund der Wechselwirkung der Systeme auf. Dieser könnte den zusätzlichen Dämpfungsbeitrag erklären, der die innere Reibung bei niedrigen Temperaturen schwächer als mit  $Q^{-1} \propto T^3$  ansteigen lässt.

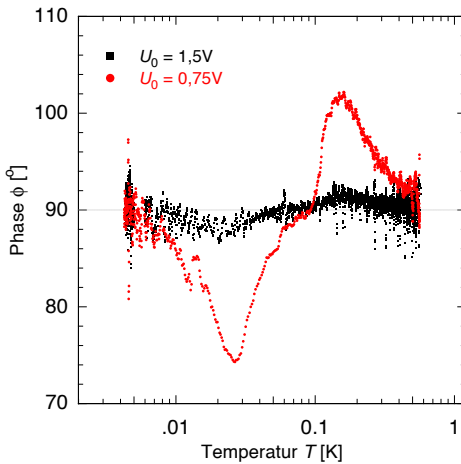
**Anregungsabhängigkeit der inneren Reibung** Die innere Reibung der Mode bei  $6432 \text{ Hz}$  wurde mit zwei verschiedenen Anregungsspannungen temperaturabhängig gemessen. Die innere Reibung beider Messungen verläuft qualitativ bis hinunter zu etwa  $15 \text{ mK}$  identisch. Bei geringeren Temperaturen ist ein gewisser Unterschied



**Abb. 5.14:** Temperaturabhängigkeit der inneren Reibung bei zwei verschiedenen Anregungsspannungen mit einer Ausschnittsvergrößerung des Temperaturbereichs  $0 \text{ mK} < T < 20 \text{ mK}$ . Oberhalb von etwa  $15 \text{ mK}$  verhalten sich beide Kurven beinahe identisch. Unterhalb von  $15 \text{ mK}$  wird in der Messung mit höherer Anregungsspannung eine erhöhte Dämpfung beobachtet.

feststellbar. Abbildung 5.14 zeigt beide Messungen mit einer Vergrößerung des Temperaturbereichs von 0 bis 20 mK. Im Folgenden werden systematische Fehler aufgrund der PID-Regelung (Kapitel 4.2.2) und ein Einfluss zu großer Verzerrung aufgrund von Nichtlinearitäten als Ursache für den beobachteten Effekt ausgeschlossen.

**Ursachenausschluss unzureichende Regelung** Die verwendete Regelung zur Nachführung der Resonanzfrequenz (siehe Kapitel 4.2.2) ist bei den zwei Messungen der inneren Reibung mit  $U_0=0,75\text{ V}$  und  $U_0=1,5\text{ V}$  Anregungsspannung unterschiedlich gut gewesen. Abbildung 5.15 zeigt die Istwerte der Phasenverschiebung zwischen anregender und detektierter Spannung der beiden Messungen in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Abweichung dieser Phasenverschiebung vom Sollwert  $90^\circ$  ist ein Zeichen für nicht perfekt eingestellte Regelparameter. Man erkennt, dass bei der  $0,75\text{ V}$ -Kurve die Phasenverschiebung zwischen 55 mK und 8 mK teilweise weit unterhalb von  $90^\circ$  liegt. Dies kann jedoch nicht der Grund für die Abweichung der inneren Reibung der beiden Messungen bei Temperaturen unter 20 mK sein. Die Abweichung der Phase tritt am stärksten bei 27 mK auf und ist auch bei Temperaturen oberhalb davon schon vorhanden. Die Abweichung der inneren Reibung



**Abb. 5.15:** Phasenverschiebung in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Abweichung der Phasenverschiebung von  $90^\circ$  ist ein Zeichen für nicht perfekt eingestellte Regelparameter. Im Temperaturbereich zwischen 55 mK und 8 mK liegt die Phasenverschiebung unterhalb von  $90^\circ$  was möglicherweise zur Messung einer erhöhten inneren Reibung führen könnte.

tritt jedoch erst unterhalb von 15 mK auf. Abgesehen davon würde die Abweichung der Phase, wenn sie überhaupt einen merklichen Effekt auf die innere Reibung hat, zu einer Verringerung der Amplitude und zu einer Erhöhung der gemessenen Resonanzfrequenz führen. Die Erhöhung der gemessenen Resonanzfrequenz rühre daher, dass bei einer „hinterherhinkenden“ Regelung die Resonanzfrequenz gemessen wird, welche das System zu einem früheren Zeitpunkt hatte. Im Bereich sinkender Resonanzfrequenz bei sinkender Temperatur (im Temperaturbereich unterhalb von  $T_{co}$ ) wäre die gemessene Resonanzfrequenz tendentiell zu hoch. Da die Erhöhung jedoch in der Größenordnung  $< 10^{-5}$  wäre, wäre sie zu vernachlässigen. Die Abweichung der

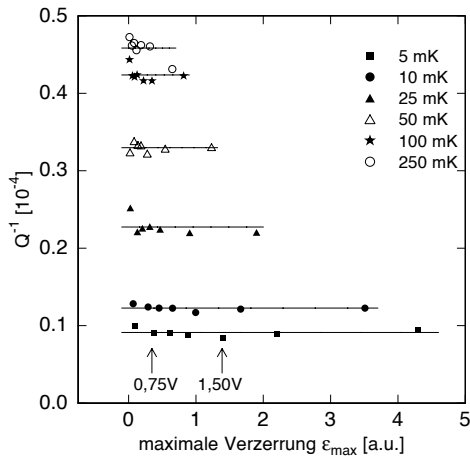
Phasenverschiebung von  $90^\circ$  würde, falls sie sich bemerkbar auswirke, zu einer Verringerung der Messamplitude führen. Da die Amplitude nicht mehr maximal ist, wenn sie bei einer anderen Phasenverschiebung als  $90^\circ$  gemessen wird, wäre die gemessene Amplitude tendenziell zu gering. Je nach Güte der Resonanz und Abweichung von  $90^\circ$  könnte die Amplitudenverringerng einige Prozent betragen. Da die innere Reibung bei kontinuierlichen Messungen jedoch umgekehrt proportional zur Amplitude ist, würde eine Amplitudenverringerng zu einer Erhöhung der inneren Reibung führen. Die innere Reibung ist allerdings gegenüber der 1,5 V-Kurve verringert (siehe Abbildung 5.14), was einen systematischen Fehler aufgrund der PID-Regelung als Ursache ausschließt.

**Ursachenausschluss Verzerrung aufgrund von Nichtlinearitäten** Eine Theorie Stockburgers basierend auf dem Standardtunnelmodell berücksichtigt die Abhängigkeit der inneren Reibung von Verzerrungen, die durch die intrinsische nicht-lineare Antwort von Zwei-Niveau-Systemen auf eine externe Störung hervorgerufen werden [Sto94, Sto95]. Dieser Theorie nach ist im Sättigungsbereich, wenn  $\gamma\epsilon_0 \gg k_B T$  gilt, wobei  $\epsilon_0$  ist die angewendete Verzerrungsamplitude und  $\gamma$  das Deformationspotential ist, die innere Reibung

$$Q^{-1} = \frac{\pi}{2} C g \left( \ln \frac{\hbar \bar{\epsilon}}{2k_B T} \right) \quad (5.6)$$

mit  $g(x) = \frac{x-1-\ln(x)}{(x-1)^2}$  und  $\bar{\epsilon} = \frac{\gamma \xi_{\max} d \kappa^2}{\hbar \sqrt{3}}$ .  $\xi_{\max}$  ist hierbei die maximale Oszillationsamplitude und  $\kappa = 1,875/l$  für die Grundmode von Oszillatoren der Dicke  $d$  und der Länge  $l$ .

Abbildung 5.16 zeigt Messwerte der inneren Reibung, die mit Hilfe von freien Amplitudenzerfällen bei verschiedenen Anregungsspannungen und Temperaturen gewonnen wurden. Innerhalb der Streuung sind die Werte konstant, und die durchgezogenen Linien dienen der Extrapolation der inneren Reibung bei null Verzerrung. Die maximale Verzerrung ist proportional zur Auslenkung des DPOs, welche proportional zur detektierten Spannung ist. Zur Orientierung sind zusätzlich die Verzerrungen bei 5 mK markiert, welche bei 0,75 V und 1,5 V Anregungsspannung entstehen. Betrachtet man die Messdaten bei den einzelnen Temperaturen, so kann innerhalb der nicht sonderlich großen Streuung der ermittelten Dämpfungswerte kein Einfluss steigender Verzerrung auf die innere Reibung festgestellt werden. Auch bei der niedrigsten Temperatur von 5 mK kann kein genereller Trend der inneren Reibung mit größer werdender Verzerrung erkannt werden. Die mit Hilfe der Extrapolation gewonnenen Werte der inneren Reibung in Abhängigkeit von der Temperatur fanden Eingang in Abbildung 5.12 in Abschnitt 5.3.3. Die Abwesenheit eines Einflusses der Verzerrung auf die innere Reibung zeigt, dass die Verzerrung im Temperaturbereich oberhalb von 5 mK nicht groß genug war um als Ursache für den beobachteten Un-



**Abb. 5.16:** Innere Reibung in Abhängigkeit von der maximalen Verzerrung bei verschiedenen Temperaturen. Auch bei der niedrigsten Temperatur von 5 mK kann kein merklicher Einfluss der Verzerrung festgestellt werden.

terschied der inneren Reibung bei unterschiedlicher Anregung in Frage zu kommen und kann somit ausgeschlossen werden.

**Erklärungsansätze** Es kann auch nicht ausgeschlossen werden, dass parasitäre Kriechströme über die Zuleitungen zum Experiment den gesamten Probenhalter einschließlich des DPOs erwärmen und dass das Thermometer diese Temperaturerhöhung nicht registriert. Vielleicht waren auch die Thermometerzuleitungen unzureichend gefiltert, sodass äußere Störungen das Thermometer beeinflusst haben. Da der Probenhalter und das Thermometer an verschiedenen Stellen an der Experimentierplattform unterhalb der Mischkammer angebracht sind (siehe Abbildung 4.1), könnte das Thermometer eine Temperatur messen, welche geringer als die Temperatur des Probenhalters und der Probe ist. Da die Dämpfung mit steigender Temperatur wächst, würde man auch eine erhöhte Dämpfung messen. Eine abschließende Erklärung erfordert weitere Messungen, welche unter äquivalenten Bedingungen durchgeführt werden müssen.

## 5.4 Relative Schallgeschwindigkeitsänderung

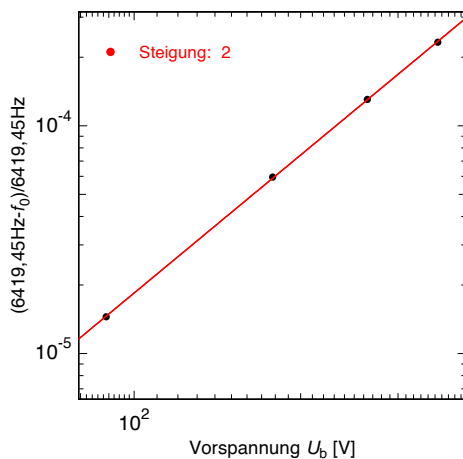
In diesem Kapitel wird zuerst auf die Einflüsse auf die relative Schallgeschwindigkeitsänderung eingegangen, welche die temperaturabhängige Messung beeinflussen und zur Interpretation der gewonnenen Daten beitragen. Zu diesen gehören die Vorspannung und die Anregungsspannung. Zusätzlich die Regelungsqualität (siehe Kapitel 4.2.2), welche die Ergebnisse der temperaturabhängigen Messung maßgeblich beeinflusst.

### 5.4.1 Einflüsse auf die Schallgeschwindigkeitsmessung

**Einfluss der Vorspannung auf die Schallgeschwindigkeit** Die Tatsache, dass eine relativ große elektrische Spannung zwischen der Elektrode und dem DPO angelegt wird, führt zu einer elektrostatischen Kraft auf den DPO. Der daraus entstehende Einfluss der Vorspannung auf die Resonanzfrequenz und somit auf die Schallgeschwindigkeit ist für kleine Auslenkungsamplituden

$$\frac{\Delta f_0}{f_0} = \frac{\Delta v}{v} = -\frac{C_d U_b^2}{K_n x_d^2}, \quad (5.7)$$

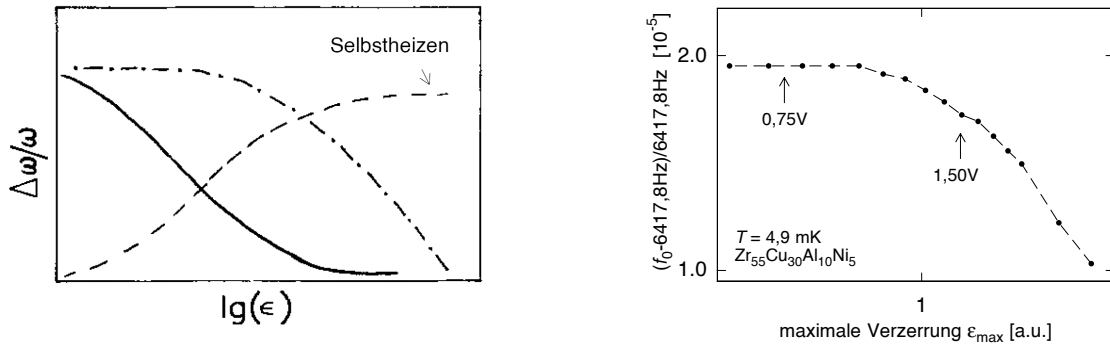
wobei  $K_n$  die effektive Federkonstante der gemessenen Mode ist [Har47]. Abbildung 5.17 zeigt die relative Änderung der Resonanzfrequenz  $\frac{\Delta f_0}{f_0}$  in Abhängigkeit von



**Abb. 5.17:** Relative Schallgeschwindigkeitsänderung in Abhängigkeit von der angelegten Vorspannung. Die theoretisch erwartete quadratische Abhängigkeit wird bestätigt.

der angelegten Vorspannung  $U_b$  für vier Vorspannungen zwischen 90 V und 360 V. Die quadratische Abhängigkeit der relativen Schallgeschwindigkeitsänderung von der Vorspannung wird bestätigt, da die Daten der zusätzlich eingezeichneten Gerade mit Steigung 2 folgen.

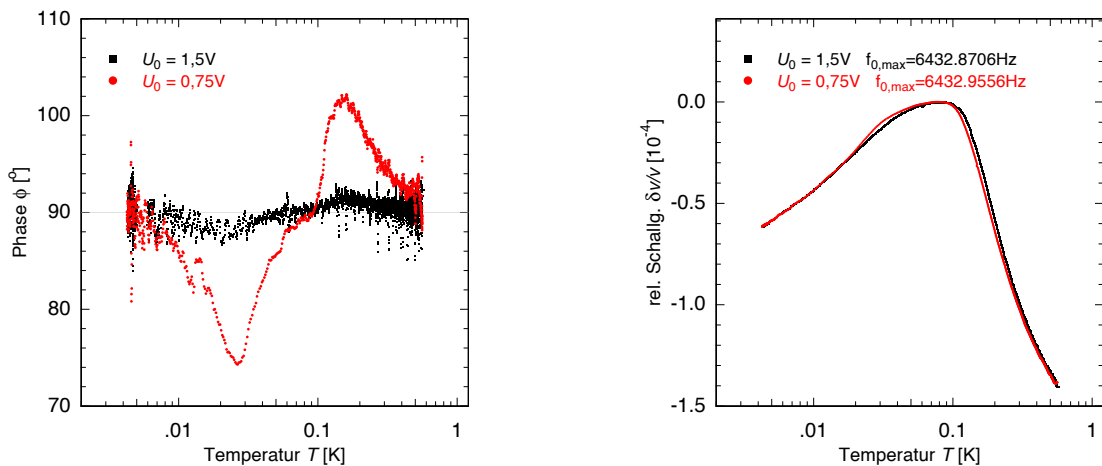
**Einfluss der Anregungsspannung auf die Schallgeschwindigkeit** Die qualitativen Änderungen der Schallgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der in einem metallischen Glas herrschenden Verzerrung zeigt Abbildung 5.18. Die Kurven wurden von Esquinazi *et al.* mit Hilfe von numerischen Simulationen für Temperaturen  $T < T_{co}$  ermittelt [Esq92]. Die gestrichelte Kurve zeigt die erwartete relative Schallgeschwindigkeitserhöhung in Abhängigkeit von der maximalen Verzerrung welche durch Selbstheizen der Probe verursacht wird. Die durchgezogene und die strichpunktierte Kurve zeigen eine relative Schallgeschwindigkeitsverringering mit wachsender Verzerrung. Die durchgezogene Linie beschreibt den erwarteten Verlauf



**Abb. 5.18:** (links) Qualitative Abweichungen der relativen Schallgeschwindigkeitsänderung aufgrund von Verzerrungen unterhalb von  $T_{co}$ , die mit Hilfe von Simulationen gewonnen wurden [Esq92] und (rechts) Messdaten dieser Arbeit. Die durchgezogene Linie beschreibt den erwarteten Verlauf, wenn die Ursache der Verzerrung eine Änderung der Besetzungszahldifferenz der Tunnelsysteme ist. Die strichpunktierte Linie zeigt die erwartete Abhängigkeit, wenn nichtlineare Rückstellkräfte die Ursache der Verzerrung sind. Für eine mit der Verzerrung wachsende Schallgeschwindigkeit (gestrichelte Linie) kann ein Selbstheizen der Probe verantwortlich sein.

der relativen Schallgeschwindigkeitsänderung als Funktion der Verzerrung, wenn deren Ursache eine Änderung der Besetzungszahldifferenz der Tunnelsysteme ist. Die strichpunktierte Linie zeigt qualitativ die erwartete Abhängigkeit, wenn nichtlineare Rückstellkräfte die Ursache der Verzerrung sind.

Abbildung 5.18 zeigt im rechten Teil Messdaten der relativen Schallgeschwindigkeitsänderung, die bei unterschiedlich starker Anregungsspannung in den hier diskutierten Messungen an  $\text{Zr}_{55}\text{Cu}_{30}\text{Al}_{10}\text{Ni}_5$  ermittelt wurden. Bis zu einer bestimmten Verzerrung gibt es keinen Einfluss auf die Schallgeschwindigkeit. Zu größeren Verzerrungen hin, wird die Schallgeschwindigkeit dann geringer. Der Verlauf der Abhängigkeit weist auf nichtlineare Rückstellkräfte als Ursache der Verzerrung hin. Wie Abbildung 5.7 zu entnehmen ist, „neigt“ sich eine Resonanzkurve mit steigender Verzerrung aufgrund von nichtlinearen Rückstellkräften zu kleineren Frequenzen und somit zu kleineren



**Abb. 5.19:** (**links**) Anhand der Abweichung der Phasendifferenz von  $90^\circ$  ermittelte Qualität der Regelung und (**rechts**) deren Einfluss auf die relativen Schallgeschwindigkeitsänderung. Eine nicht stark genug nachregelnde Regelung führte in dieser Messung unterhalb von  $T_{CO}$  zu einer zu hoch gemessenen Resonanzfrequenz und oberhalb von  $T_{CO}$  zu einer zu gering gemessenen.

Schallgeschwindigkeiten. Bemerkenswert ist der Vergleich dieser Daten mit denen aus Abbildung 5.16. Während sich die Verzerrung auf die relative Schallgeschwindigkeitsänderung ab einem bestimmten Wert bemerkbar macht, kann kein merklicher Einfluss auf die innere Reibung, welche unter noch größerer Verzerrung untersucht wurde, festgestellt werden.

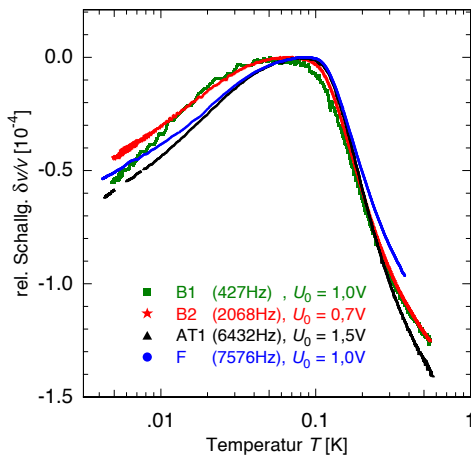
### 5.4.2 Regelungsqualität

Wie bereits in Kapitel 5.3.4 beschrieben, hat die Qualität der Regelung entscheidenden Anteil auf Ergebnisse der kontinuierlichen temperaturabhängigen Messungen. Abbildung 5.19 zeigt als Maß der Regelungsqualität die Phasenabweichung in Abhängigkeit von der Temperatur zweier Messungen und dazu die relative Schallgeschwindigkeitsänderung derselben Messungen. Das Hauptaugenmerk dieser Betrachtung soll auf der Abweichung der beiden Schallgeschwindigkeitskurven voneinander liegen. Im Temperaturbereich zwischen knapp oberhalb von 100 mK und 250 mK liegt die 0,75 V-Kurve unterhalb der 1,5 V-Kurve, während sie im Temperaturbereich zwischen 20 mK und 40 mK oberhalb der 1,5 V-Kurve liegt. Vergleicht man dies mit der unterschiedlichen Regelabweichung der beiden Messungen, die in der linken Bildhälfte dargestellt ist, so erkennt man, dass die 0,75 V-Kurve in denselben Temperaturintervallen erheblich stärker als die 1,5 V-Kurve von  $90^\circ$  abweicht. In beiden Fällen bedeutet die Abweichung ein „Hinterherhinken“ der Regelung, weil sich ober-

halb der Übergangstemperatur  $T_{co}$  die Resonanzfrequenz mit sinkender Temperatur erhöht und unterhalb von  $T_{co}$  verringert. Die Regelung versucht ständig mit Hilfe einer Nachregelung der Frequenz eine Phasendifferenz von  $90^\circ$  zwischen anregender und detektierter Spannung zu erzielen, während sich die Phasenlage (Abbildung 4.8) mit steigender Resonanzfrequenz vergrößert und mit sinkender Resonanzfrequenz verringert.

### 5.4.3 Temperaturabhängigkeit der relativen Schallgeschwindigkeitsänderung

Abbildung 5.20 zeigt Messungen der relativen Schallgeschwindigkeitsänderung in Abhängigkeit von der Temperatur bei vier unterschiedlichen Eigenmoden des DPOs



**Abb. 5.20:** Relative Schallgeschwindigkeitsänderung in Abhängigkeit von der Temperatur. Dargestellt sind Messergebnisse bei vier Eigenmoden zwischen 0,5 und 7,5 kHz. Aus der Steigung unterhalb von  $T_{co}$  erhält man einen Wert für die makroskopische Kopplungskonstante  $C \approx 5,9 \cdot 10^{-5}$ .

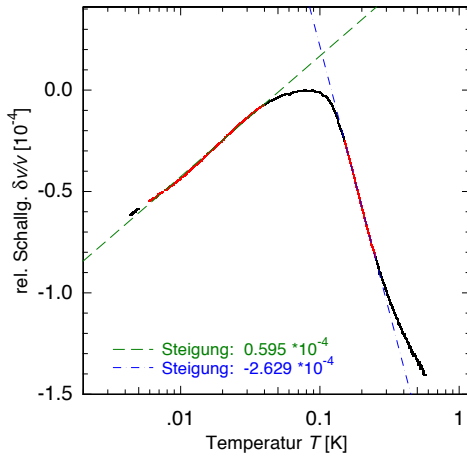
zwischen 0,5 kHz und 7,5 kHz. Als Referenzschallgeschwindigkeit jeder Kurve wurde hier der Wert im Maximum, sodass alle Maxima auf zusammenfallen.

Von besonderem Interesse sind sowohl die Steigungen ober- und unterhalb von  $T_{co}$ , als auch der Wert der Übergangstemperatur selbst.

### Makroskopische Kopplungskonstante

Die im Rahmen des Standardtunnelmodells definierte makroskopische Kopplungskonstante  $C = \bar{P}\gamma^2/\rho v^2$  kann mit Hilfe des Plateauwerts der inneren Reibung (siehe Abbildung 5.11) bestimmt werden, da diese dort einen Wert von  $Q^{-1} = \pi/2 C$  annimmt. Der so ermittelte Wert ist etwa  $C \approx 5,4 \cdot 10^{-5}$ . Nach (2.15) und (2.22) kann der Wert der Kopplungskonstanten auch aus der Temperaturabhängigkeit der relativen Schallgeschwindigkeitsänderung ermittelt werden. Abbildung 5.21 zeigt die relative Schallgeschwindigkeitsänderung in Abhängigkeit von der Temperatur für die Mode bei 6432 Hz. Zusätzlich sind die Temperaturintervalle zwischen 0 mK und 40 mK und





**Abb. 5.21:** Der aus dem Schallgeschwindigkeitsanstieg unterhalb von  $T_{co}$  ermittelte Wert für die makroskopische Kopplungskonstante ist etwa  $C \approx 5,9 \cdot 10^{-5}$ . Der große Schallgeschwindigkeitsrückgang oberhalb von  $T_{co}$  könnte durch verstärkt auftretende Quasiteilchen erklärt werden, die einen weiteren Relaxationskanal eröffnen.

zwischen 150 mK und 250 mK hervorgehoben. In diese wurde bei logarithmischer Temperaturachse Geraden angepasst und deren Steigung ermittelt. Daraus ergibt sich für Temperaturen unterhalb von  $T_{co}$  ein Wert für die makroskopische Kopplungskonstante von  $C \approx 5,9 \cdot 10^{-5}$ . Dieser liegt in guter Übereinstimmung mit dem aus dem Dämpfungsplateau ermittelten Wert von  $C \approx 5,4 \cdot 10^{-5}$ .

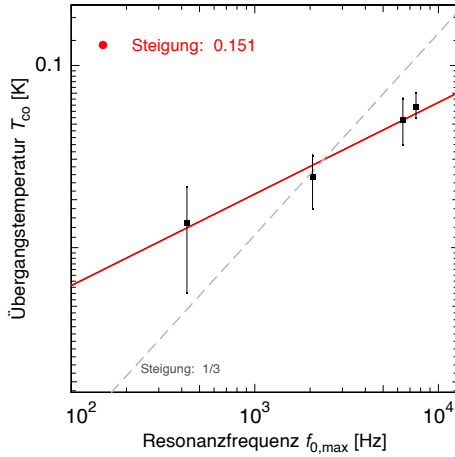
Dem Standardtunnelmodell zur Folge müsste das Steigungsverhältnis der in Abbildung 5.21 ermittelten Werte 2 zu -1 betragen. Die stärkere Reduktion der Schallgeschwindigkeit oberhalb von  $T_{co}$  kann mit einem zusätzlichen Relaxationsbeitrag erklärt werden. Hierfür kommt die Wechselwirkung der Tunnelsystemen mit Quasiteilchen, die schon unterhalb der Sprungtemperatur  $T_C$  auftreten, in Frage. Dieses würde den steileren Schallgeschwindigkeitsrückgang erklären.

#### 5.4.4 Frequenzabhängigkeit der relativen Schallgeschwindigkeitsänderung

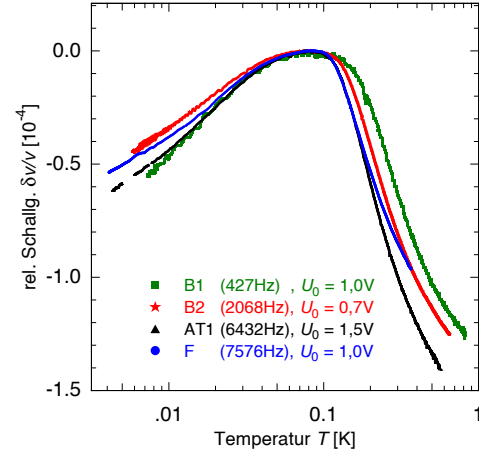
Abbildung 5.22 zeigt den Wert der Übergangstemperatur  $T_{co}$  bei der die Schallgeschwindigkeit ein Maximum durchläuft in Abhängigkeit von der Frequenz von vier verschiedenen Eigenmoden. Dem Standardtunnelmodell nach erwartet man eine  $T_{co} \propto f^{1/3}$ -Abhängigkeit. Trotz der vergleichsweise großen Fehlerbalken kann dies nicht mit den experimentellen Daten bestätigt werden. Stattdessen ergibt sich eher eine  $T_{co} \propto f^{0,15}$ -Abhängigkeit. Dies wird auch durch Abbildung 5.23 bestätigt. Hier ist die relative Schallgeschwindigkeitsänderung in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen. Die Graphen der einzelnen Eigenmoden  $i$  sind jedoch auf der logarithmischen Temperaturskala gemäß

$$T'_i = \left( \frac{f_i}{f_0} \right)^{0,15} T_i \quad (5.8)$$

gegenüber einer Referenzmode mit Resonanzfrequenz  $f_0$  verschoben, für die hier die Mode bei  $f_0 = 6432$  Hz gewählt wurde. Man erkennt deutlich, dass die Maxima



**Abb. 5.22:** Abhängigkeit der Übergangstemperatur  $T_{co}$  bei der die Schallgeschwindigkeit ein Maximum durchläuft von der Frequenz zeigt sich abweichend von der Theorie proportional zu  $f^{0,15}$ .



**Abb. 5.23:** Horizontal gegeneinander verschobene Schallgeschwindigkeitskurven, bei vier Frequenzen zwischen 427 Hz und 7576 Hz bestätigen die  $f^{0,15}$ -Abhängigkeit.

der einzelnen Kurven nun aufeinander fallen. Eine  $T_{co} \propto f^{1/3}$ -Abhängigkeit dieser Messdaten, wie sie vom Standardtunnelmodell vorausgesagt wird, wäre auch überraschend, da das Steigungsverhältnis der relativen Schallgeschwindigkeitsänderung unter- und oberhalb des Maximums bei  $T_{co}$  auch nicht 2 zu -1 beträgt (siehe Abschnitt 5.4.3). Das vermehrte Auftreten von Quasiteilchen, welches einen zusätzlichen Relaxationskanal eröffnet, führt zu einem steilen und annähernd frequenzunabhängigen Schallgeschwindigkeitsrückgang, welcher sich auf die Übergangstemperatur  $T_{co}$  bei der die Schallgeschwindigkeit ein Maximum durchläuft, auswirkt. Dies führt zu der beobachteten  $T_{co} \propto f^{0,15}$ -Abhängigkeit.

Abschließend kann gesagt werden, dass die in dieser Arbeit präsentierten Messungen viele Einblicke in die Mechanismen der Wechselwirkung der Tunnelsysteme liefern konnten. Da zum ersten Mal DPOs aus massiven metallischen Gläsern hergestellt und untersucht worden sind, müssen noch weitere Messungen folgen um die präsentierten Ergebnisse zu verifizieren und die Interpretationen zu bestätigen.

## 6. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden niederfrequente akustische Messungen an dem metallischen Glas  $\text{Zr}_{55}\text{Cu}_{30}\text{Al}_{10}\text{Ni}_5$  bei Temperaturen unterhalb von 1K durchgeführt. Dazu wurde ein Double Paddle Oscillator aus massivem metallischem Glas hergestellt, welches sich gegenüber der konventionellen Vibrating-Reed-Technik durch eine reduzierte Untergrunddämpfung und ein größeres Modenspektrum auszeichnet. Die Untergrunddämpfung ist deutlich reduziert, da in der Nähe der Einspannung kaum Verzerrungen auftreten und die Dissipation von Schwingungsenergie reduziert ist. Die DPO-Geometrie eignet sich insbesondere zur Messung kleiner intrinsischer Proben-dämpfungen, wie sie bei sehr tiefen Temperaturen auftreten. Die Verfügbarkeit mehrerer Eigenmoden ermöglicht zudem frequenzabhängige Messungen.

Die Frequenzen und Schwingungsformen der Eigenmoden des DPOs wurden mit Hilfe von Finite-Elemente-Simulationen berechnet. Zur Vermessung der unterschiedlichen Schwingungsformen wurde ein Probenhalter entwickelt, der sich neben einer hohen Präzision und Stabilität durch drei unabhängige Elektroden auszeichnet. Mit diesen ist es möglich auch Moden bei denen sich hauptsächlich der Kopf des DPO bewegt, zu detektieren. Die innere Reibung und die relative Schallgeschwindigkeitsänderung von Moden mit Frequenzen zwischen 0,5 und 7,5kHz und bei Temperaturen zwischen 0,004 und 600 mK wurden mit besonderem Augenmerk auf den Einfluss von Verzerrungen hin untersucht.

Als Ursache der Verzerrungen konnte ein Selbstheizen der Probe ausgeschlossen werden. Auch eine Änderung der Besetzungszahldifferenz der Tunnelsysteme kommt nicht in Frage. Die Stärke der Verzerrung wächst mit der Oszillationsamplitude des DPOs, weshalb geringe Anregungsspannungen notwendig sind, welche sich quadratisch auf die Amplitude auswirken. Auch die Höhe der Vorspannung ändert die Verzerrung der Probe, da diese stärker durchgebogen wird. Verzerrungen welche aufgrund von nichtlinearen Rückstellkräften entstehen, wirken nicht merklich auf die innere Reibung aus. Die relative Schallgeschwindigkeitsänderung verringert sich jedoch mit wachsender Verzerrung ab einer bestimmten Verzerrungsstärke.

Aus dem Plateauwert der inneren Reibung konnte der Wert für die makroskopische Kopplungskonstante auf  $C = 5,4 \cdot 10^{-5}$  bestimmt werden. Dies liegt in guter Übereinstimmung mit dem Wert von  $C = 5,8 \cdot 10^{-5}$ , der aus der relativen Schallgeschwindigkeitsänderung unterhalb der Übergangstemperatur ermittelt wurde.

Eine abschließende Erklärung der beobachteten Effekte steht noch aus. Vermutlich ist aber die im Tunnelmodell vernachlässigte Wechselwirkung der Tunnelsysteme untereinander für die Temperaturabhängigkeit der inneren Reibung unterhalb der Übergangstemperatur verantwortlich.

Da sich intrinsische Verzerrungen sowohl auf die innere Reibung als auch auf die relative Schallgeschwindigkeitsänderung auswirken, ist es geboten deren Einfluss, über diese Arbeit hinaus näher, zu untersuchen.

Ein naheliegender Schritt ist es die temperaturabhängigen Messungen bei gleichbleibender Verzerrung durchzuführen. Da mit sinkender Temperatur die Güte und damit auch die Oszillationsamplitude enorm anwächst, was eine Verzerrungsvergrößerung nach sich zieht, könnte zu dem in dieser Arbeit programmierten Frequenzregler ein weiterer Regelmechanismus implementiert werden, der die Oszillationsamplitude mit Hilfe der Anregungsspannung auf konstantem Level hält.

Die gerade beschriebene konstante Oszillationsamplitude sollte möglichst klein sein dürfen, um jederzeit im linearen Bereich zu bleiben. Damit das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis ausreichend hoch ist, ist es notwendig die vermeidbaren Rauschursachen zu minimieren. Dazu könnte man außerhalb des Kryostaten Schallschutzmatten installieren und Pumpen besser von dem Kryostaten abkoppeln. Beides würde die Einkopplung mechanischer und akustischer Vibrationen minimieren. Vergleichsweise einfach zu realisieren und besonders vielversprechend scheint es den Störungseinfluss des 1K-Topfes zu unterbinden. Mit Hilfe eines Füllstandsanzeigers, welcher die Flüssigkeitsmenge im 1K-Topf misst, könnte ein Programm implementiert werden, dass laufende Messungen unterbricht, sobald Helium nachgefüllt und das Nadelventil geöffnet werden muss. Die übrige Zeit könnten alle Messungen bei geschlossenem 1K-Topf durchgeführt werden.

Hat man die Rauschbeiträge auf ein geringeres Maß reduziert, könnte die kapazitive durch eine induktive Detektionsmethode mit Hilfe eines SQUIDS ergänzt werden, welche eine noch größere Genauigkeit verspricht. Dazu wurde der neue Versuchsaufbau von vorn herein modular erweiterbar konzipiert. Ohne Veränderungen am bestehenden Probenhalter vornehmen zu müssen, kann ein Microchip, welcher mit gradiometrischen Einkoppelspulen versehen ist, hinzugefügt werden. Die Spulen-

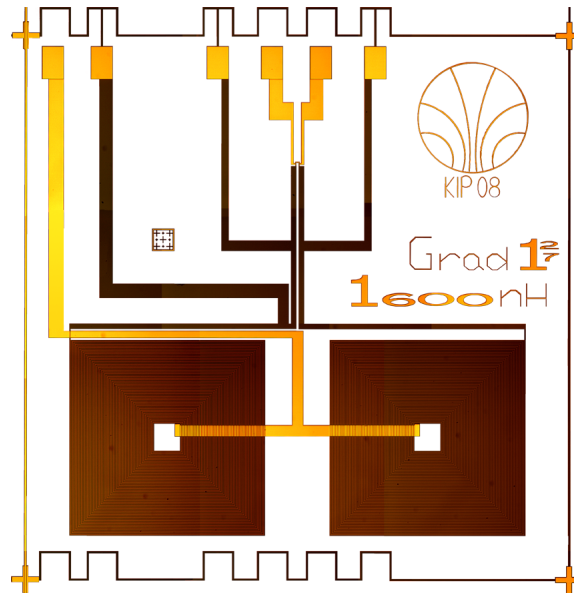


Abb. 6.1: Microchip mit Einkoppelspulen.

größe ist genau auf die Geometrie des DPO-Kopfes ausgelegt, sodass asymmetrische Torsionsmoden, die sich durch geringe Verzerrungen im Einspannbereich des DPOs auszeichnen, detektiert werden können. Der Chip einschließlich der Probenhaltererweiterung ist im Rahmen der Arbeit bereits hergestellt worden.

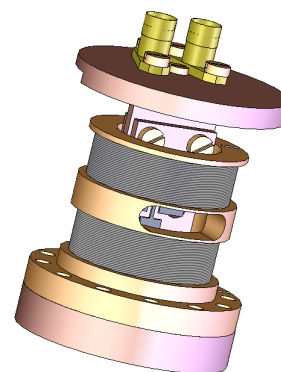
Um die Theorie der resonant miteinander wechselwirkenden Tunnelsysteme verifizieren zu können, wären Messungen bei weit tieferen Temperaturen als den in dieser Arbeit zur Verfügung stehenden hilfreich.

Die Abschätzung der Probenthermalisierung hat gezeigt, dass bei ausreichend niedrigem Hintergrundrauschen Messungen bei tieferen Temperaturen mit dem hier beschriebenen DPO möglich sind.

Da das Probenmaterial  $\text{Zr}_{55}\text{Cu}_{30}\text{Al}_{10}\text{Ni}_5$  unterhalb von etwa 1 K supraleitend wird, könnte mit Hilfe von Magnetfeldern der Einfluss der Elektronen auf die innere Reibung und die relative Schallgeschwindigkeitsänderung beliebig an- und ausgeschaltet werden. Desweiteren könnte der Einfluss von Magnetfeldern auf die makroskopische Kopplungskonstante untersucht werden, welcher von einigen Autoren beobachtet wurde. Auch die Theorie der kollektiven

kohärente Bewegung untereinander stark gekoppelter Tunnelsysteme könnte auf eine Magnetfeldabhängigkeit hin untersucht werden. Ein Probenhalter, welcher genau für diesen Zweck bestimmt ist, wurde im Rahmen dieser Arbeit bereits entwickelt.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass Torsionsoszillatormessungen mit metallischen Gläsern als Proben sehr interessante neue Einblicke in die Physik der Tunnelsysteme in amorphen Substanzen geben und dass derartige Messungen erst am Anfang stehen.



**Abb. 6.2:** Helmholtzmagnet.



## Literaturverzeichnis

- [And72] P. W. Anderson, B. I. Halperin, und C. M. Varma, Anomalous low-temperature thermal properties of glasses and spin glasses, *Philosophical Magazine*, **25**(1), 1–9, 1972.
- [Ber75] B. S. Berry und W. C. Pritchett, Vibrating reed internal friction apparatus for films and foils, *IBM Journal of Research & Development*, **19**(4), 334–343, 1975.
- [Bla78] J. L. Black und B. L. Gyorffy, Interaction of the conduction electrons with tunneling states in metallic glasses, *Phys. Rev. Lett.*, **41**(23), 1595–1598, 1978.
- [Bla79] J. L. Black und P. Fulde, Influence of the superconducting state upon the low-temperature properties of metallic glasses, *Phys. Rev. Lett.*, **43**(6), 453–456, 1979.
- [Bra07] D. Braess, *Finite Elemente*, volume 4, Springer, Heidelberg, 2007.
- [Bur95] A. L. Burin, Dipole gap effects in low energy excitation spectrum of amorphous solids. theory for dielectric relaxation, *Journal of Low Temperature Physics*, **100**(3-4), 309–337, 1995.
- [Cao04] X. Cao, *Low-frequency elastic properties of glasses at low temperatures - Investigations with double-paddle oscillators based on a dc-SQUID readout*, Dissertation, Universität Heidelberg, 2004.
- [Che69] H. S. Chen und D. Turnbull, Formation, stability and structure of palladium-silicon based alloy glasses, *Acta Metallurgica*, **17**(8), 1021–1031, 1969.
- [Cla91] J. Claßen, *Niederfrequente akustische messungen an quarzglas und an amorhem palladium-zirkonium*, 1991.
- [Cor07] Dassault Systèmes SolidWorks Corporation, *Cosmosworks 2007*, 2007.
- [Cor08] YKK Corporation, *Machinery and engineering group*, 2008.
- [Deb12] P. Debye, Zur theorie der spezifischen wärme, *Annalen der Physik*, **9**(39), 789, 1912.

- [Duw60] P. Duwez, R. H. Willens, und W. Klement, Continuous series of metastable solid solutions in silver-copper alloys, *Journal of Applied Physics*, **31**(6), 1136–1137, 1960.
- [Ens05] C. Enss und S. Hunklinger, *Low-Temperature Physics*, volume 1, Springer, Heidelberg, 2005.
- [Esq86] P. Esquinazi, H. M. Ritter, H. Neckel, G. Weiss, und S. Hunklinger, Acoustic experiments on amorphous  $pd_{30}zr_{70}$  and  $cu_{30}zr_{70}$  in the superconducting and the normal state, *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, **64**(1), 81–93, 1986.
- [Esq92] P. Esquinazi, R. König, und F. Pobell, Acoustic properties of amorphous  $sio_2$  and  $pdsicu$ , and of crystalline  $ag$ ,  $nbt$  and  $ta$  at very low temperatures, *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, **87**(3), 305–321, 1992.
- [Fle98] A. Fleischmann, Hochauflösendes magnetisches kalorimeter zur detektion von einzelnen röntgenquanten, 1998.
- [Gol78] B. Golding, J. E. Graebner, A. B. Kane, und J. L. Black, Relaxation of tunneling systems by conduction electrons in a metallic glass, *Phys. Rev. Lett.*, **41**(21), 1487–1491, 1978.
- [Har47] J. P. Den Hartog, *Mechanical Vibrations*, volume 3, McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, 1947.
- [Hei02a] M. Heitz, *Niederfrequente Messungen an abschreckend kondensierten Edelgasfilmen und strukturellen Gläsern*, Dissertation, Universität Heidelberg, 2002.
- [Hei02b] M. Heitz, A. Fleischmann, und C. Enss, Study of elastic properties of solids using a novel squid detection technique, *Physica B*, **316**, 380–382, 2002.
- [Hes96] J. Hessinger, B. E. White Jr., und R. O. Pohl, Elastic properties of amorphous and crystalline ice films, *Planetary and Space Science*, **44**(9), 937–944, 1996.
- [Hun74] S. Hunklinger, in *Ultrasonics Symposium Proceedings*, 433, IEEE, 1974.
- [Hun76] S. Hunklinger und W. Arnold, *Physical Acoustics*, volume 12, Academic, New York, 1976.
- [Hun77] S. Hunklinger, Acoustic and dielectric properties of glasses at low temperatures, *Festkörperprobleme XVII*, 1977.



- 
- [Ino88] A. Inoue, K. Ohtera, K. Kita, und T. Masumoto, New amorphous mg-ce-ni alloys with high strength and good ductility, *Japanese Journal of Applied Physics*, **27**, 1988.
- [Ino99] A. Inoue, *Bulk Amorphous Alloys - Practical Characteristics and Applications*, volume 6, Trans Tech Publications, Zürich, 1999.
- [Jäc72] J. Jäckle, On the ultrasonic attenuation in glasses at low temperatures, *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, **257**(3), 212–223, 1972.
- [Jäc76] J. Jäckle, L. Piché, W. Arnold, und S. Hunklinger, Elastic effects of structural relaxation in glasses at low temperatures, *Journal of Non-Crystalline Solids*, **20**(3), 365–391, 1976.
- [Jäc86] J. Jäckle, Models of the glass transition, *Reports on Progress in Physics*, **49**(2), 171–231, 1986.
- [Joh86] W. L. Johnson, Thermodynamic and kinetic aspects of the crystal to glass transformation in metallic materials, *Progress in Materials Science*, **30**(2), 81–134, 1986.
- [Kag87] Yu. Kagan und N. V. Prokof'ef, Relaxation of two-level systems and sound absorption in metallic glasses, *JETP Lett.*, **45**(2), 91–95, 1987.
- [Kag88] Yu. Kagan und N. V. Prokof'ef, Acoustic properties of metallic and superconducting glasses, *Solid State Communications*, **65**(11), 1385–1389, 1988.
- [Kle60] W. Klement, R. H. Willens, und P. Duwez, Non-crystalline structure in solidified gold-silicon alloys, *Nature*, **187**, 869–870, 1960.
- [Kle85] R. N. Kleiman, G. K. Kaminsky, J. D. Reppy, R. Pindak, und D. J. Bishop, Single-crystal silicon high-q torsional oscillators, *Review of Scientific Instruments*, **56**(11), 2088–2091, 1985.
- [Kön02] R. König, I. Usherov-Marshak, M. A. Ramos, P. Esquinazi, J. Arcas-Guijarro, und A. Hernando-Mañeru, Temperature and intensity dependence of the acoustic properties of normal- and superconducting amorphous metals at low temperatures, *Physica B*, **316-317**, 2002.
- [Kon76] J. Kondo, Localized atomic states in metals, *Physica B*, **84**(1), 40–49, 1976.
- [Kui84] H. W. Kui, A. L. Greer, und D. Turnbull, Formation of bulk metallic glass by fluxing, *Applied Physics Letters*, **45**(6), 615–616, 1984.

- [Liu01] Xiao Liu, S. F. Morse, J. F. Vignola, D. M. Photiadis, A. Sarkissian, M. H. Marcus, und B. H. Houston, On the modes and loss mechanisms of a high  $q$  mechanical oscillator, *Applied Physics Letters*, **78**(10), 1346–1348, 2001.
- [Mei86] H. Meinke und F. W. Gundlach, *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*, volume 4, Springer, Heidelberg, 1986.
- [Net07] A. Netsch, *Suche nach einem neuartigen, auf wechselwirkenden atomaren Tunnelsystemen basierenden Wärmediffusionsprozess in Gläsern bei ultratiefen Temperaturen*, Dissertation, Universität Heidelberg, 2007.
- [Nis97] N. Nishiyama und A. Inoue, Flux treated pd-cu-ni-p amorphous alloy having low critical cooling rate, *Materials Transactions, JIM*, **38**(5), 464–472, 1997.
- [Pek93] A. Peker und W. L. Johnson, A highly processable metallic glass:  $zr_{41.2}ti_{13.8}cu_{12.5}ni_{10.0}be_{22.5}$ , *Applied Physics Letters*, **63**(17), 2342–2344, 1993.
- [Phi72] W. A. Phillips, Tunneling states in amorphous solids, *Journal of Low Temperature Physics*, **7**(3-4), 351–360, 1972.
- [Phi84] W. A. Phillips, *Amorphous Solids - Low Temperature Properties, Topics in Current Physics*, volume 9, Springer, Heidelberg, 1984.
- [Pob07] F. Pobell, *Matter and Methods at Low Temperatures*, volume 3, Springer, Heidelberg, 2007.
- [Por07] J.P. Porst, Towards mare: Development of a metallic magnetic calorimeter with superconducting rhenium absorber, 2007.
- [Ram00] M. A. Ramos, R. König, E. Gaganidze, und P. Esquinazi, Acoustic properties of amorphous metals at very low temperatures: Applicability of the tunneling model, *Phys. Rev. B*, **61**(2), 1059–1067, 2000.
- [Ray83] A. K. Raychaudhuri und S. Hunklinger, Low temperature elastic properties of a superconducting disordered metal, *Solid State Communications*, **45**(8), 703–706, 1983.
- [Ray84] A. K. Raychaudhuri und S. Hunklinger, Low frequency elastic properties of glasses at low temperatures - implications on the tunneling model, *Phys. Rev. B*, **57**(2), 113–125, 1984.
- [Rei99] B. Reinker, M. Dopfer, M. Moske, und K. Samwer, Specific heat of  $zr_{65}al_{7.5}cu_{17.5}ni_{10}$  around the glass transition., *European Physical Journal B*, **7**(3), 359–364, 1999.

- 
- [Rot08] D. S. Rothfuß, Wärmeleitfähigkeit von metallischen gläsern bei sehr tiefen temperaturen., 2008.
- [She06] H. W. Sheng, W. K. Luo, F. M. Alamgir, J. M. Bai, und E. Ma, Atomic packing and short-to-medium-range order in metallic glasses, *Nature*, **439**, 419–425, 2006.
- [Ste76] R. B. Stephens, Intrinsic low-temperature thermal properties of glasses, *Phys. Rev. B*, **13**, 1976.
- [Sto94] J. Stockburger, M. Grifoni, M. Sasseti, und U. Weiss, Nonlinear acoustic response of amorphous metals in the tunneling model, *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, **94**(4), 447–459, 1994.
- [Sto95] J. Stockburger, M. Grifoni, und M. Sasseti, Nonlinear acoustic response of glasses in the tunneling model, *Phys. Rev. B*, **51**(5), 2835–2843, 1995.
- [Tur50] D. Turnbull und R. E. Cech, Microscopic observation of the solidification of small metal droplets, *Journal of Applied Physics*, **21**(8), 804–810, 1950.
- [Tur69] D. Turnbull, Under what conditions can a glass be formed?, *Contemporary Physics*, **10**(5), 473–488, 1969.
- [Vla83] K. Vladar und A. Zawadowski, Theory of the interaction between electrons and the two-level system in amorphous metals. i. noncommutative model hamiltonian and scaling of first order, *Phys. Rev. B*, **28**(3), 1564–1581, 1983.
- [Wan04] W. H. Wang, M. X. Pan, D. Q. Zhao, Y. Hu, und H. Y. Bai, Enhancement of the soft magnetic properties of fecozrmowb bulk metallic glass by microalloying, *Journal of Physics: Condensed Matter*, **16**(21), 3719–3723, 2004.
- [Wei95] R. Weiss, *Messung der dielektrischen Eigenschaften wechselwirkender Tunnelsysteme bei tiefen Temperaturen am Beispiel von Lithium-dotiertem Kaliumchlorid*, Dissertation, Universität Heidelberg, 1995.
- [Whi95] B. E. White und R. O. Pohl, Internal friction of subnanometer *a-sio2* films, *Phys. Rev. Lett.*, **75**(24), 4437–4439, 1995.
- [Wür94] A. Würger, Mode-coupling theory for relaxation of coupled two-level systems, *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, **94**(1-2), 173–186, 1994.
- [Yao06] W. M. Yao, Review of particle physics, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, **33**(1), 2006.

- [Zaw80] A. Zawadowski, Kondo-like state in a simple model for metallic glasses, *Phys. Rev. Lett.*, **45**(3), 211–214, 1980.
- [Zel71] R. C. Zeller und R. O. Pohl, Thermal conductivity and specific heat of noncrystalline solids, *Phys. Rev. B*, **4**(6), 2029, 1971.

## Danksagung

Zum Schluss dieser Arbeit möchte ich mich bei all denen bedanken, die auf vielfältige Art und Weise zum erfolgreichen Abschluss dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt:

PROF. CHRISTIAN ENSS für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, die interessante Themenwahl und die hilfreichen Denkanstöße, um das „große Ganze“ im Auge zu behalten.

ANDREAS REISER ohne den das alles nichts geworden wäre. Der von allen das größte Interesse an meiner Arbeit gezeigt hat und der mir bei technischen Fragen immer zur Seite stand.

ANDREAS FLEISCHMANN für sein schier unendliches Wissen auf dem Gebiet der Physik und die Hilfe beim präzisen Formulieren der Ergebnisse.

LOREDANA FLEISCHMANN für ihre Hilfsbereitschaft mit den SQUIDS und dass sie mir das Gefühl gegeben hat willkommen zu sein.

SANDRA JENEWEIN, DANIEL ROTHFUSS, JENS SCHINDELE, CELINE RÜDIGER und besonders MICHEL KINZER für das beste Büro- und Laborteam im gesamten KIP, das die guten Momente besonders gut werden ließ und die harten Zeiten ein wenig abfederte.

F3 und F4 - ANDREAS BURCK, MASOOMEH BAZRAFSHAN, GUDRUN FICKENSCHER, ANGELA HALFER, J.-P. PORST, RICHARD WELDLE, SÖNKE SCHÄFER, SEBASTIAN KEMPF, CHRISTIAN PIES, ANDREAS PAPINGER, CHRISTIAN DOMESLE, PHILIPP RANITZSCH UND MATIAS RODRIGUES, SOWIE LENA MERTEN, STEFAN LAUSBERG, FLORIAN KLOTZ UND CHRISTIAN HÖHN für das gute Klima auch bei tiefen Temperaturen.

GERNOT KASPER und MANFRED VON SCHICKFUSS für so manchen guten Tipp zur Elektronik und das ein oder andere Stück Apfelkuchen.

Der TECHNIKCREW um die Herren EITEL, WOLF, SCHULTHEISS, WEIS, KIEDROWSKI, SPIEGEL, RIEDL, HERDT, Frau BING und besonders Herrn WEIDNER für die zur Verfügung gestellte Hardware und das technische Know-how, sodass aus Ideen Wirklichkeit wurde.

STEFFEN WELZ, DENNIS BEDORF, CHRISTOPH SUERGERS UND GEORG WEISS, den Nicht-KIPianern, die dieses Projekt ermöglicht haben.

SEBASTIAN NOEBEL, STEFFEN WETZEL, LEO PÖTTINGER, DANIEL WEBER, DANIEL ROTHFUSS, UND MICHEL KINZER. Ohne Euch wäre ich gar nicht erst so weit gekommen.

Dem OXFORT-KRYO für seine erreichten Temperaturen auch unterhalb der Glaubwürdigkeitsschwelle.

Nicht zuletzt möchte ich meiner gesamten FAMILIE danken, die mir durch ihre fortwährende Unterstützung das Studium und diese Arbeit ermöglichten und sie mit Anteilnahme verfolgt haben.

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die  
angegeben Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 23.12.2008

.....

(Marius Hempel)