

---

Bachelorarbeit

---

Experimente zum zweiten Schall mit OST  
und Wärmepunkt

Experiments on second sound using OST  
and heat spot

---

Erstgutachter: Prof. Dr. Arnulf Quadt

Zweitgutachter : Prof. Dr. Klaus Winzer

Betreuer: Dr. Michael Uhrmacher

Zeitraum: 9. Juli bis 15. Oktober 2010

Archiv-Nr.: II. Physik-UniGö-BSc-2010/08

vorgelegt von **Benjamin Schröder** aus Osnabrück

Göttingen

Matrikel-Nr.: 20724142

Email: [benjamin.schroeder1@stud.uni-goettingen.de](mailto:benjamin.schroeder1@stud.uni-goettingen.de)

## Abstract

*This thesis analyses the behaviour of oscillating superleak transducers (OST). These are deployed to localise quench spots in superconducting cavities which are used for particle acceleration in high energy physics. The OST detects the so called second sound. In the present experiment it is emitted when a point like source releases heat in superfluid helium. The focus lies on studies of the OST signals.*

*To perform the respective experiments, a cryostat was built up which is needed to reach the temperature range where second sound is able to occur. Due to periodic noise, a procedure to clear the signal has to be developed. This is performed by a computational routine and based on fits of sine functions.*

*Measurements of two transducers with different capacities are performed. It is found that the measured frequencies of both are equal within their uncertainties.*

## Zusammenfassung

*Diese Arbeit untersucht das Verhalten von Oscillating Superleak Transducern (OST), die bei der Auffindung von Quench-Punkten in supraleitenden Kavitäten zum Einsatz kommen. Kavitäten werden genutzt, um Teilchen in den Hochenergiebereich zu beschleunigen. Der OST detektiert den sogenannten zweiten Schall (Second Sound), der im Experiment bei einer punktförmigen Temperaturquelle emittiert wird.*

*Dafür wurde ein Experiment aufgebaut, mit dem das Signal eines OST studiert werden kann. Es besteht aus einem Kryostaten, der den für Second Sound nötigen Temperaturbereich erreichen kann. Aufgrund periodischen Rauschens ist eine computergestützte Korrektur der Daten nötig, die auf der Regression mit Sinusfunktionen basiert.*

*Es werden die Signale von zwei Messreihen mit verschiedener OST-Kapazität untersucht. Dabei wird festgestellt, dass die gemessenen Frequenzen innerhalb ihrer Unsicherheiten gleich sind.*



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>vii</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>viii</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1 Kavitäten . . . . .	3
2.2 Feldlimitierende Effekte . . . . .	5
2.3 <i>Quench</i> -Leistung . . . . .	6
2.4 Flüssiges Helium . . . . .	7
2.5 <i>Second Sound</i> . . . . .	9
2.6 Nachweis von <i>Second Sound</i> . . . . .	10
<b>3 Versuchsdurchführung</b>	<b>12</b>
3.1 Aufbau . . . . .	12
3.1.1 Kryostat . . . . .	12
3.1.2 Pumpkreis . . . . .	14
3.1.3 Mess- und Signaltechnik . . . . .	15
3.1.4 Güte des Kryostaten . . . . .	16
3.2 Temperaturmessung und Internationale Temperaturskala (ITS) . . . . .	17
3.3 Versuchsvorbereitung . . . . .	18
3.4 Einstellbare Größen und erwartete Auswirkungen . . . . .	19
3.5 Messreihen . . . . .	20
<b>4 Ergebnisse</b>	<b>22</b>
4.1 OST-Abstand . . . . .	22
4.2 Temperatur- und Geschwindigkeitsbestimmung . . . . .	24
4.3 Datenanalyse . . . . .	26
4.3.1 Nullsignal und Messunsicherheit . . . . .	26
4.3.2 Untersuchung des Signalintervalls . . . . .	35
4.4 Emittierte Heizleistung . . . . .	45
<b>5 Diskussion und Zusammenfassung</b>	<b>47</b>

---

<b>6</b>	<b>Ausblick</b>	<b>50</b>
<b>A</b>	<b>Tabellen</b>	<b>I</b>
<b>B</b>	<b>Abbildungen</b>	<b>IV</b>
<b>C</b>	<b>Literatur</b>	<b>VI</b>
<b>D</b>	<b>Erklärung</b>	<b>VIII</b>



# Abbildungsverzeichnis

1	Hohlraumresonator mit neun Zellen [5] . . . . .	3
2	<i>Temperature Map</i> und REM-Aufnahme eines Defektes [2] . . . . .	6
3	Spezifische Wärmekapazität in Abh. der Temperatur [9] . . . . .	7
4	Phasendiagramm von Helium [10] . . . . .	8
5	Temperaturabhängigkeit der <i>Second Sound</i> -Geschwindigkeit [13]. . . . .	10
6	Schema eines OST . . . . .	11
7	Polare Auslenkung des OST . . . . .	12
8	Schema des aufgebauten Kryostaten . . . . .	13
9	Anschlussplan des Pumpkreises . . . . .	14
10	Schaltplan des Mess- und Signalkreises . . . . .	15
11	Langzeitdruckmessung des Kryostaten. . . . .	16
12	Temperatur in Abhängigkeit des Drucks . . . . .	17
13	Vereinfachte Querschnittszeichnung des Kryostaten . . . . .	23
14	Partieller Fit der <i>Second Sound</i> -Geschwindigkeitskurve . . . . .	25
15	Beispiele für periodischen Untergrund . . . . .	28
16	Nulllinien und Histogramm zur <i>Offset</i> -Ermittlung . . . . .	29
17	Periodisches Rauschen und Frequenzspektrum . . . . .	30
18	Beispiele einer einstufigen Bereinigung der Daten . . . . .	31
19	Zweistufige Korrektur und bereinigtes Nullsignal . . . . .	32
20	Rauschverstärkung durch Phasenverschiebung . . . . .	33
21	Häufigkeitsverteilung der Phase des Untergrunds . . . . .	33
22	Häufigkeitsverteilung der Frequenz des Untergrunds . . . . .	34
23	Häufigkeitsverteilung der Amplitude des Untergrunds . . . . .	34
24	Bestes und schlechtestes Signal (Messreihe 2) . . . . .	36
25	Ausschnitt des Signalintervalls (4 mm) . . . . .	36
26	Ausschnitt des Signalintervalls (354 mm) . . . . .	37
27	Zeitlich identische Maxima (Messreihe 1) . . . . .	38
28	Zeitlich identische Maxima (Messreihe 2) . . . . .	39
29	Frequenzspektren der Signale . . . . .	40
30	Regression der Signalintervalle . . . . .	41
31	Beispiel für schlechte Amplitudenregression . . . . .	42
32	Ermittelte Frequenzen aus dem Fit des Signals . . . . .	43
33	Ermittelte Phasen aus dem Fit des Signals . . . . .	44

34	Abgelesene Startzeit gegen Abstand . . . . .	IV
35	Wechselspannungsanteil der Versorgungsspannung . . . . .	IV
36	Bild des aufgebauten Experiments . . . . .	V
37	Bild des verwendeten OST und Heliumhebers . . . . .	V

## Tabellenverzeichnis

1	Am Experiment einstellbare Größen und ihre Wertintervalle. . . . .	20
2	Parametereinstellungen für die durchgeführten Experimente. . . . .	20
3	<i>Second Sound</i> -Geschw. in Abhängigkeit von Temperatur und Druck .	26
4	Mittelung der <i>Offset</i> -Werte und Standardabweichungen . . . . .	35
6	Koeffizienten der Dampfdruckkurve von $^4\text{He}$ [17] . . . . .	I
7	Parameter zum integrierten Ausdehnungskoeffizienten [18] . . . . .	I
8	Ausbreitungsgeschwindigkeit $c_2$ zur Temperatur $T$ [14, gekürzt]. . . . .	I
9	Drücke in kPa zur Temperatur $T$ [17]. . . . .	II
10	Anfangs- und Endzeiten der Signale . . . . .	III



# 1 Einleitung

Zukünftige Beschleunigerprojekte, wie der *Free Electron Laser (XFEL)* am DESY in Hamburg oder der *International Linear Collider (ILC)* bedürfen der Steigerung der maximalen Beschleunigungsfelder in den eingesetzten *Hohlraumresonatoren (Kavitäten, engl.: Cavities)*. In der Planung des XFEL sind Felder mit  $23,5 \text{ MV/m}$  vorgesehen [1]. Ein Effekt, der diese derzeit auf ungefähr  $18 \text{ MV/m}$  begrenzt, ist der sogenannte *Quench*, der bei modernen Kavitäten vor allem durch Materialfehler hervorgerufen wird [2]. Hierbei fließt ein großer Strom durch den Defekt, beispielsweise in Schweißnähten, und erhitzt das umgebende Material. Dies kann zu einem Zusammenbruch der Supraleitung führen, welche durch die Kühlung mittels flüssigen Heliums ermöglicht wird.

Eine Möglichkeit der Auffindung dieser *Quench*-Stellen besteht in der Nutzung der extrem hohen Wärmeleitfähigkeit von suprafluidem Helium. In diesem Zustand findet ein Wärmetransport durch den sogenannten *Second Sound (zweiten Schall)* statt. Im Rahmen des *Zwei-Flüssigkeiten-Modells* besteht Helium unterhalb einer kritischen Temperatur aus einer Mischung eines normal- und eines suprafluiden Anteils. Theoretische Überlegungen führen unter dieser Annahme auf eine Wellengleichung, in der die Entropie des Mediums oszilliert [3]. Diese Welle kann als Schwankung des Dichteverhältnisses aus supra- und normalfluidem Anteil gemessen werden.

Zur Detektion dieser Wellen lassen sich *Kondensatormikrofone*, sogenannte *Oscillating Superleak Transducer (OST)* einsetzen, die die verschwindende Viskosität des suprafluiden Heliumanteils ausnutzen. Er kann durch die feinen Poren (Durchmesser  $0,2 \mu\text{m}$ ) der Membran des OST dringen, wohingegen für den normalfluiden Bestandteil ein Durchströmen nur stark eingeschränkt möglich ist. Dies führt zu einem Druckunterschied vor und hinter der Membran. Die dadurch hervorgerufene Kapazitätsänderung erzeugt eine Spannungsvariation, die gemessen wird. Aus diesen Messungen wurde bisher nur die gemessene Laufzeit genutzt. Das anschließende Oszillationsverhalten blieb unberücksichtigt.

Die vorliegende Arbeit stellt sich der Aufgabe das Schwingungsverhalten der gemessenen Spannungsdifferenzen zu untersuchen. Hierbei ist von vordergründigem Interesse, welche Parameter Einfluss auf die Schwingungen ausüben. Eine naheliegende Annahme ist zum Beispiel, dass die Membran ein gedämpfter Schwinger ist und sich dies in den Messwerten wiederfinden sollte. Weiterhin ist denkbar, dass an den Wänden reflektierte Wellen, die eine längere Strecke zurücklegen, später am OST

ankommen. Zum ersten Signal wird so mehr Energie deponiert und weitere Oszillationen werden verursacht. Quantitativ sollen diese Einflüsse durch eine Regression einer Oszillationsfunktion analysiert werden, die neben Amplitude, Frequenz und Phase auch noch eine dämpfende Komponente enthält. Als experimenteller Aufbau wurde im Zuge der Arbeit ein *Helium-Verdampfer-Kryostat* aufgebaut, in dem das Verhalten eines OST unter einfachen Bedingungen genauer überprüft werden kann. Dabei wurden auf die Kenntnisse der Mitarbeiter des I. Physikalischen Instituts (Universität Göttingen), insbesondere auf die von Herrn Prof. Dr. K. Winzer, zurückgegriffen. Die Anregung des OST geschieht über einen kurzen Spannungspuls, der in einem Widerstand Wärme erzeugt. Er soll den *Quench*-Punkt simulieren. In der Verwendung von Pulsen besteht der Unterschied zu früheren Messungen, bei denen der Heizer mit Wechselspannung betrieben wurde [4].

Das an die Einleitung anschließende Kapitel wird eine kurze Erläuterung der in Beschleunigern eingesetzten Hohlraumresonatoren und deren entscheidenden Eigenschaften behandeln. Dies ist nötig, um die daran anknüpfende Darstellung der feldbegrenzenden Effekte zu verstehen. Die schon erwähnte *Quench*-Entstehung an Materialdefekten wird hier ausführlicher beschrieben. Nach einer Abschätzung der durch einen *Quench*-Punkt emittierten Leistung folgt die Beschreibung von suprafluidem Helium und dessen essentieller Eigenschaften wie der Viskosität, Wärmeleitfähigkeit und des Wärmetransports mittels *Second Sound*. Der letzte Abschnitt des Theoriekapitels stellt eine genauere Ausführung der Funktionsweise eines OST dar.

Die Versuchsdurchführung (Kapitel 3) umfasst neben einer ausführlichen Erklärung des verwendeten Kryostaten, mit dem die tiefen Temperaturen erreicht werden können, und der verwendeten Messtechnik auch noch die durchgeführten Messreihen. Die Ergebnisse werden im vierten Abschnitt vorgestellt. Er beinhaltet die Auswertung der Messdaten und die Bestimmung der Fehler. Zunächst werden die OST-Heizer-Abstände und die Geschwindigkeiten des *Second Sound* ermittelt. Daraufhin behandelt der Analyseteil die vom OST gewonnenen Daten, die computergestützt mit eigenen Programmen und dem Paket `Root` bearbeitet wurden.

Abschließend werden die gewonnenen Erkenntnisse zusammengefasst und bewertet. Im Ausblick wird dargelegt, welche weiterführenden Untersuchungen mit diesem Messaufbau noch unternommen werden können und welche Verbesserungsmöglichkeiten bestehen.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Kavitäten

Kavitäten werden in der Hochenergiephysik zur Beschleunigung geladener Teilchen verwendet. Dazu findet eine Einkopplung hochfrequenter Wechselfelder statt. Es ist dabei möglich, die Moden der elektromagnetischen Felder so zu wählen, dass ein geladenes Teilchen entlang der Symmetrieachse eine Beschleunigung erfährt. Die Frequenz reicht dabei von einigen zehn MHz bis zu GHz [2]. Abb. 1 zeigt einen neunzelligen Hohlraumresonator, wie er in heutigen Beschleunigern verwendet wird. Das Fertigungsmaterial ist hochreines Niob. Es hat in einem magnetfeldfreien Raum eine Sprungtemperatur  $T_c = 9,2\text{ K}$ , unterhalb dieser die Supraleitung einsetzt [5]. Die eingekoppelte Frequenz beträgt 1,3 GHz.

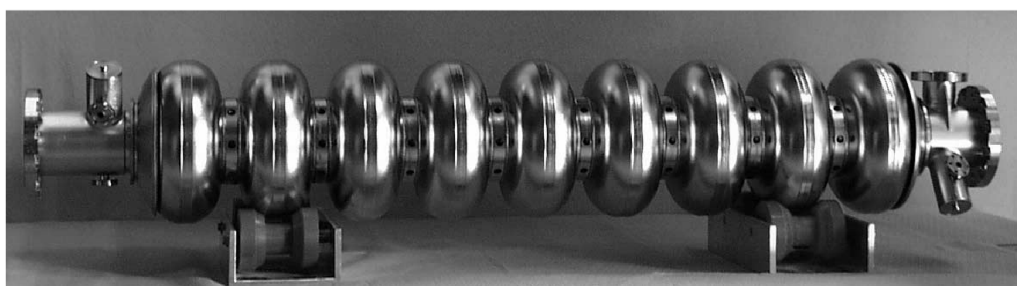


Abbildung 1 Hohlraumresonator mit neun Zellen [5]

Von vorrangigem Interesse sind zwei Eigenschaften einer Kavität. Zum einen ist hier das mittlere Beschleunigungsfeld  $\mathbf{E}_B$  zu nennen, welches als Maß für den Energiegewinn eines geladenen Teilchens pro Meter zu verstehen ist. Zum anderen wird mit dem Gütefaktor  $Q_0$  das Verhältnis aus gespeicherter Energie zu Energieverlust pro Wechselfeldperiode angegeben. Ein entscheidender Vorteil von supraleitenden Kavitäten gegenüber normalleitenden ist der wesentlich höhere  $Q_0$ -Faktor, der ungefähr um das  $10^5$ -fache größer ist [2].

Hier spielt noch eine weitere Eigenschaft der Kavitäten, der Oberflächenwiderstand  $R_A$ , hinein. Supraleitende Materialien haben bei Gleichspannung keinen messbaren Widerstand. Dies ändert sich beim Anlegen einer Wechselspannung. Um dieses Verhalten genauer erläutern zu können, muss zunächst kurz auf das Zustandekommen von Supraleitung eingegangen werden.

Bei Unterschreiten der kritischen Temperatur  $T_c$  und nicht zu hohen äußeren magnetischen Feldern bilden jeweils zwei Elektronen eines Supraleiters ein sogenanntes

COOPER-Paar. Diese Paarbildung ist auf den steigenden Einfluss des elektromagnetischen Feldes der Elektronen auf das Feld der Atomrümpfe bei sinkender Temperatur zurückzuführen. Das elektrische Feld der Ionen wird so verzerrt (polarisiert), dass es zu attraktiven Kräften zwischen den Elektronen kommen kann, die das repulsive COULOMB-Potential übersteigen. Mit sinkender Temperatur  $T < T_c$  nimmt der Anteil an COOPER-Paaren zu, bis schließlich bei  $T = 0$  keine freien Einzelelektronen mehr vorhanden sind. Da es sich bei Elektronen um Spin -  $1/2$  - Teilchen handelt, sind COOPER-Paare Bosonen mit Spin 0, die alle den tiefst möglichen Energiezustand (Grundzustand) besetzen [6].

Auf diese Weise lässt sich der nicht vorhandene elektrische Widerstand bei Gleichspannung erklären. Mikroskopisch betrachtet kommt dieser weitestgehend durch Streuprozesse an Gitterschwingungen (*Phononen*) und Gitterdefekten zu Stande. Die Bosonen können kein tieferes Energieniveau einnehmen und somit findet auch keine Energieübertragung zwischen ihnen und dem Gitter statt. Die Streuung ist vollständig unterdrückt [6].

Zu einem endlichen Widerstand bei Wechselfeldern kommt es aufgrund der Massenträgheit der Elektronen. Um dem Wechsel des angelegten Feldes zu entsprechen, wirken Kräfte auf die Teilchen, welche dabei kinetische Energie aufnehmen. Die ungepaarten Elektronen wechselwirken auf bekannte Weise mit dem Gitter und geben die aufgenommene Energie ab. Es entsteht ein OHMScher Widerstand, der zwar wesentlich kleiner als der Widerstand eines Normalleiters ist, aber nicht vollständig verschwindet. Die Quantität dieses Effektes hängt von der Frequenz der Wechselfelder ab. Ab einer Frequenz größer einem Gigahertz nimmt der Widerstand messbare Größen an [6].

Das elektrische Feld wird von dem äußeren magnetischen Feld  $\mathbf{H}$  induziert, das in eine dünne Schicht des Supraleiters eindringt, deren Dicke durch die LONDONSche Eindringtiefe  $\lambda_L$  gegeben ist. Die Leistung pro Fläche, die dabei in JOULEsche Wärme umgesetzt wird, entspricht der folgenden Gleichung [2]:

$$\frac{dP_{\text{diss}}}{dA} = \frac{1}{2} R_A \mathbf{H}^2 \quad (1)$$

Der Oberflächenwiderstand  $R_A$  begrenzt nach [2] die Güte des Resonators, die mit

$$Q_0 = \frac{G}{R_A}$$

berechnet wird.  $G$  ist eine Größe, die neben der geometrischen Beschaffenheit der

Kavität noch von der magnetischen Feldstärke abhängt und proportional zur Kreisfrequenz  $\omega_0$  des Wechselfeldes ist.

## 2.2 Feldlimitierende Effekte

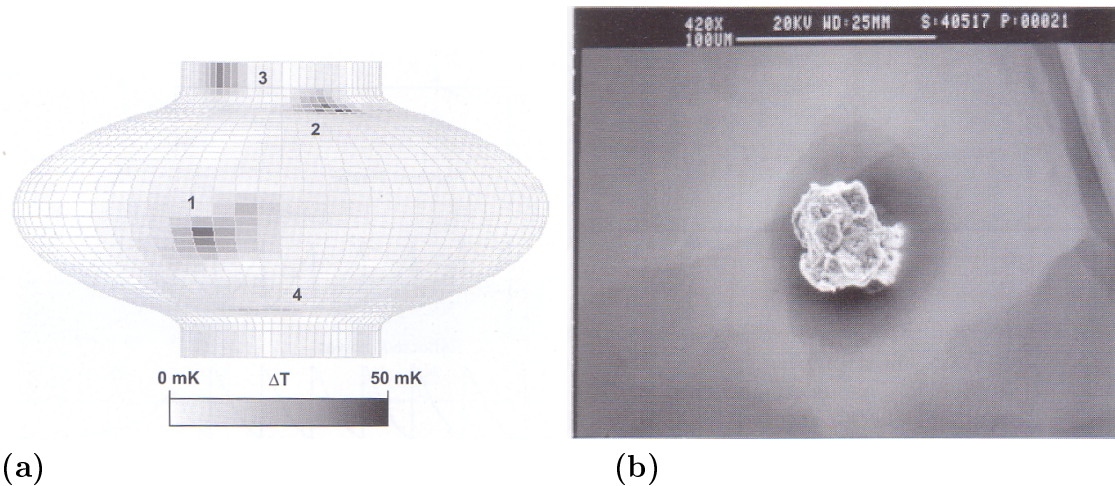
Um einen stabilen Beschleunigungsbetrieb mit Hilfe einer Kavität zu garantieren, müssen verschiedene Größen und Phänomene kontrolliert werden. Grundsätzlich beschränkt ein kritisches Magnetfeld  $\mathbf{H}_C$  das mögliche mittlere Beschleunigungsfeld  $\mathbf{E}_B$ , denn dieses ist vom elektrischen und magnetischen Maximalfeld abhängig. Das kritische Magnetfeld ist temperaturabhängig und beträgt bei  $T_c$  null. Mit sinkender Temperatur sind größere Felder möglich. Wird der Grenzwert überschritten, findet ein Phasenübergang zur Normalleitung statt. Der Grund hierfür ist eine Erhöhung der HELMHOLTZschen freien Energie  $F$  des supraleitenden Zustands über die freie Energie der Normalleitung [6]. Theoretisch ergibt sich für Kavitäten aus Niob ein kritisches Feld von 230 mT und ein daraus resultierendes Beschleunigungsfeld von  $55 \text{ MV/m}$  [2].

Diese Werte konnten in der Praxis noch nicht erreicht werden. Die Ursachen sind sehr vielfältig und die wichtigsten sollen im Folgenden erläutert werden.

Zunächst ist das sogenannte *Multipacting* zu nennen. Es beschreibt die Entstehung eines Sekundärstrahls aus Elektronen, der unter bestimmten Resonanzbedingungen durch das Auftreffen einzelner Elektronen auf die Innenfläche des Resonators entstehen kann. Durch Kollisionen des Strahls mit dem Resonatormaterial wird kinetische Energie in Wärme umgesetzt. Dieses Phänomen war vor allem bei den ersten eingesetzten Hochfrequenz-Kavitäten ein großes Problem, kann heute aber weitestgehend unterdrückt werden [7].

Weiterhin kommt es bei den vorliegenden hohen Feldern an der inneren Oberfläche zur *Feldemission*, d.h. das elektrische Feld führt zu einer so starken Veränderung des Potentials der Elektronen, dass eine endliche Tunnelwahrscheinlichkeit vorliegt und die Elektronen dem Potential der Metallionen ins Vakuum entkommen. Die frei werdenden Teilchen werden beschleunigt und treffen wieder auf Materie, was erneut zu einer Temperaturerhöhung u.a. durch Bremsstrahlung führt.

Darüber hinaus führen *mechanische Beanspruchungen*, zum Beispiel beim Aufbau und Transport der Bauteile oder auch aufgrund der extrem hohen elektrischen und magnetischen Felder (*Lorentz Detuning* und *Mikrofonie*), zu Verformungen oder deponieren Fremdkörper im Resonator [8], die ihrerseits wiederum als Quellen von Elektronenemissionen wirken können.



**Abbildung 2**

(a) *Temperature Map* einer Zelle. Die stärkste Erwärmung befindet sich auf dem Äquator. Allerdings sind auch andere Hotspots am *Kragen* zu entdecken. Ein Grund hierfür könnte die mechanische Verformung sein [2].

(b) Aufnahme eines Kupferkorns mit einem Rasterelektronenmikroskop. Diese Defekte können u.a. durch Verschmelzung mit der Oberfläche während des Sintervorgangs der Kavität entstehen [2].

Die bereits beschriebenen Effekte können heute durch Materialweiterentwicklungen größtenteils unterdrückt werden – anders verhält es sich bei der *Quench*-Entstehung durch Materialdefekte. Diese führen zu einem höheren Oberflächenwiderstand, da sie als Streukörper in die Kristallstruktur des Festkörpers eingebettet sind. Besonders häufig existieren diese Fehlstellen an Schweißnähten, zum Beispiel auf dem Äquator zweier verschweißter Halbschalen (vgl. Abb. 1 und 2). Ein Stromfluss durch diese Stellen mit erhöhtem Widerstand erzeugt JOULEsche Wärme. Übersteigt die Temperatur den kritischen Wert, geht der Supraleiter in die normale leitende Phase über. Dadurch steigt der Widerstand rapide an und es kommt zu einer Erwärmung der Randzonen des Defektes. Schließlich kann es bei ausreichender Erhitzung zu einem großflächigen Verlust der Supraleitung kommen. Die Defektstellen können mit einer Temperaturkarte (*Temperature Map*) lokalisiert und dann mit einem Elektronenmikroskop hochauflösend dargestellt werden. Abb. 2 zeigt die Temperaturkarte und REM-Aufnahme eines Kupferdefektes auf einer Niob-Oberfläche.

## 2.3 Quench-Leistung

Um eine Vorstellung eines *Quench*-Punktes zu bekommen, soll nun die Leistung abgeschätzt werden, die bei einem solchen in Wärme umgesetzt wird. Unter der

Annahme, dass der Defekt eine Kreisfläche bedeckt, wird aus Gl. 1:

$$P_{\text{diss}} = \frac{\pi}{2} r^2 R_A \mathbf{H}^2$$

Typische *Quench*-verursachende Oberflächendefekte, wie das Kupferkorn in Abb. 2, sind zwischen 10 und 500  $\mu\text{m}$  groß. Für den Widerstand können wenige Milliohm angenommen werden [2]. Das Magnetfeld hat an der äquatorialen Schweißnaht eine Stärke von mehreren 10 mT [2]. Daraus folgt eine Leistung, die zwischen 1 und einigen 100 mW liegt.

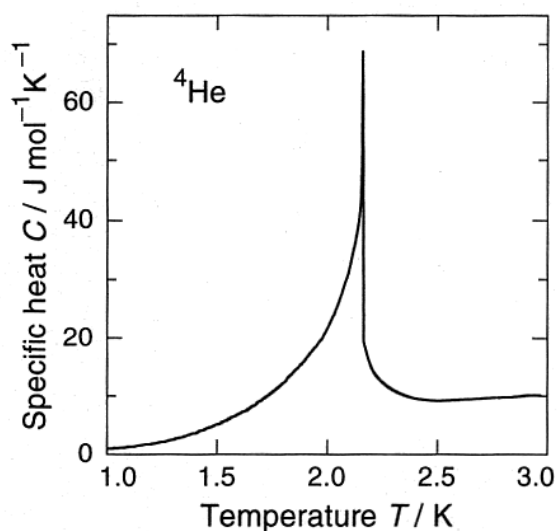
## 2.4 Flüssiges Helium

Zwecks Kühlung werden die Kavitäten von flüssigem Helium  $^4\text{He}$  umflossen. Dieses weist bei Unterschreiten einer bestimmten Temperatur besondere Eigenschaften auf. Erstmals wurden diese in den dreißiger Jahren festgestellt, indem bei Raumdruck kein Übergang aus der flüssigen in die feste Phase beobachtet wurde. Darüber hinaus hatte offenbar das Erdschwerefeld keinen Einfluss mehr auf die Flüssigkeit, denn sie kroch die Wände des Behälters hoch und bedeckte die gesamte Oberfläche. Zur Unterscheidung wird dieser Zustand *Helium II* genannt, die normalflüssige Phase entsprechend *Helium I*.

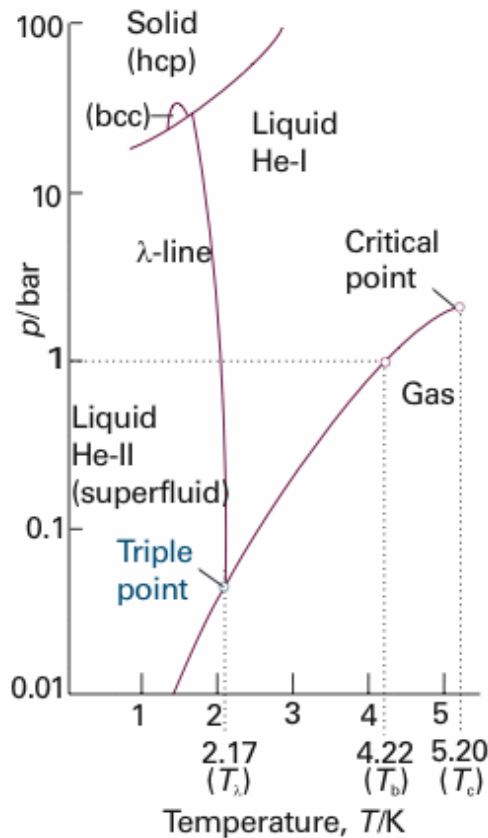
Die spezifische Wärmekapazität erfährt

eine extreme Erhöhung, wenn die Temperatur 2,17 K bei einem Druck von 49 hPa erreicht. Danach fällt sie wieder schnell ab. Aufgrund der Form der  $C_V$ - $T$ -Kurve (vgl. Abb. 3) wird diese Temperatur  $\lambda$ -Punkt ( $T_\lambda$ ) genannt. Abb. 4 zeigt das Phasendiagramm von  $^4\text{He}$ . Bei Normaldruck liegt flüssiges Helium mit einer Temperatur von 4,2 K vor. Die Druckreduzierung führt das System entlang der Dampfdruckkurve bis zum  $\lambda$ -Punkt, in dem der Phasenübergang zu Helium II stattfindet.

Bei der Untersuchung der Viskosität tritt ein scheinbares Paradoxon auf: In man-



**Abbildung 3** Bei der kritischen Temperatur weist die spezifische Wärmekapazität von  $^4\text{He}$  eine Polstelle auf. Die charakteristische Kurvenform brachte dem  $\lambda$ -Punkt seinen Namen ein [9].



**Abbildung 4** Das Phasendiagramm von Helium weist neben dem festen, flüssigen und gasförmigen Aggregatzustand noch eine vierte, suprafluide Phase auf. Während eines Abkühlvorgangs bei Normaldruck wird das Heliumgas bei Erreichen von  $T_b = 4,2$  K flüssig. Die Reduzierung des Drucks lässt die Flüssigkeit weiter erkalten, bis schließlich am Tripelpunkt, dem Schnittpunkt aus Lambda-Linie und Dampfdruckkurve, die Suprafluidität eintritt. Hier herrscht eine Temperatur von  $T_\lambda = 2,17$  K bei  $p_\lambda = 0,049$  bar (49 hPa) [10].

chen Experimenten zeigt sich, dass Helium II keine messbare Viskosität hat, in anderen kann dagegen durchaus ein endlicher Wert bestimmt werden. Eine Lösung dieses Problems kann durch das in den Vierzigern von LÁSZLÓ TISZA und LEW D. LANDAU entwickelte *Zwei-Flüssigkeiten-Modell* gegeben werden [11]. Hier wird angenommen, dass sich Helium aus einem suprafluiden und einem normalfluiden Anteil zusammensetzt. Mit sinkender Temperatur nimmt der suprafluide Anteil im Helium zu. Dies lässt sich beispielsweise in zwei Versuchsanordnungen untersuchen: Bei Kapillarversuchen dringt der suprafluide Teil in die ganze Kapillare ein und es wird keine Viskosität festgestellt. Eine weitere Möglichkeit bietet die *Rotationsviskosimetrie*: Nur der normalflüssige Anteil beteiligt sich an der Rotation mehrerer gestapelter Platten mit kleinem Abstand und verändert so das Trägheitsmoment. Je nach Konzentration der beiden Flüssigkeitsanteile werden andere Trägheitsmomente ermittelt. Das Verhältnis  $\eta_n/\eta_s$  der Viskositäten beträgt mindestens  $10^{11}$  [11].

Der Ausgangspunkt des Zwei-Flüssigkeiten-Modells ist die Einführung einer separierten Dichte

$$\rho = \rho_n + \rho_s \quad (2)$$



und die Forderung, dass die gesamte Entropie der Flüssigkeit in der normalfluiden Phase enthalten ist, d.h.  $S_s = 0$ . Des Weiteren werden zwei verschiedene Geschwindigkeiten angenommen, die dann zusammen mit der Dichte den Massenfluss  $\mathbf{j}$  definieren [12]:

$$\mathbf{j} = \rho_n \mathbf{v}_n + \rho_s \mathbf{v}_s \quad (3)$$

Es sei darauf hingewiesen, dass es keine zwei verschiedenen Arten von Heliumatomen gibt. Es handelt sich lediglich um ein Modell, das allerdings zu erstaunlichem Erfolg führt.

Weitere theoretische Untersuchungen brachten Quantenphänomene wie die BOSE-EINSTEIN-Kondensation mit Suprafluidität in Verbindung. Bei  $^4\text{He}$ -Atomen handelt es sich um Bosonen. Die Atome können alle den gleichen Energiezustand einnehmen und folgen der BOSE-EINSTEIN-Statistik [11].

## 2.5 Second Sound

Das Verhalten eines Fluids, also einer Flüssigkeit oder eines Gases, wird durch einen Satz von Gleichungen beschrieben. Dazu gehören vor allem die *Kontinuitätsgleichung* und die NAVIER-STOKES-Gleichung. Zusammenfassend werden diese mit dem Namen *hydrodynamische Gleichungen* bezeichnet. Diese können mit Gl. 2 und 3 kombiniert werden. Daraus folgen zwei Schwingungsgleichungen [3]:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = c_1 \nabla^2 \rho \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 S}{\partial t^2} = c_2 \nabla^2 S \quad (5)$$

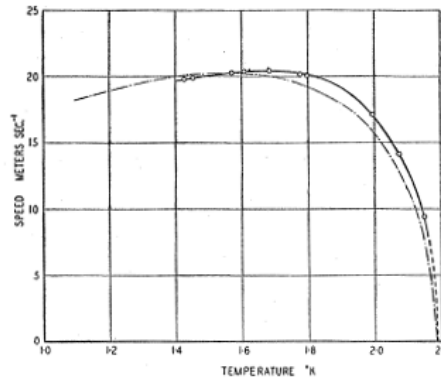
Gl. 4 beschreibt für  $\mathbf{v}_n = \mathbf{v}_s$  die gewöhnliche Schallausbreitung mit der Geschwindigkeit  $c_1$ , die durch den Kompressionsmodul  $K$  und die Dichte  $\rho$  gegeben ist:

$$c_1 = \sqrt{\frac{K}{\rho}}$$

Darüber hinaus stellt Gl. 5 die Schwingungsgleichung einer Entropiepropagation dar, die sich mit der Geschwindigkeit

$$c_2 = \sqrt{\frac{\rho_s}{\rho_n} \frac{s^2}{c_P T}}$$

ausbreitet [11]. In diesem Formalismus stellt  $s$  die spezifische Entropie,  $c_P$  die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck und  $c_2$  die *Second Sound*-Geschwindigkeit dar. Zusammen mit der Forderung  $S_s = 0$  folgt aus Gl. 5, dass die normalfluide Komponente, die die gesamte Entropie trägt, räumlich und zeitlich oszilliert. Hieraus resultiert die Oszillation des Dichteverhältnisses  $\rho_n/\rho_s$ .



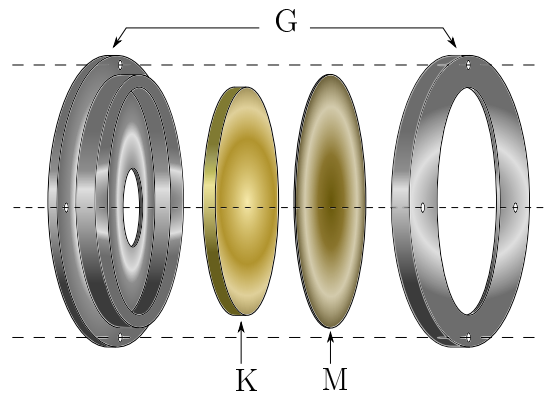
**Abbildung 5** Temperaturabhängigkeit der *Second Sound*- Geschwindigkeit [13]

Die Messung der Geschwindigkeit zeigt ein Maximum bei ungefähr 1,6 K. Abb. 5 zeigt den Geschwindigkeitsverlauf für einen Temperaturbereich von 1,0 bis 2,2 K. In Anhang A sind in Tab. 8 Wertepaare – Temperatur und Geschwindigkeit – dargestellt. Die Genauigkeit dieser Werte liegt nach [14] bei 0,07 %.

## 2.6 Nachweis von *Second Sound*

Bei der Detektion von *Second Sound* wird ausgenutzt, dass der suprafluide He II-Anteil, im Gegensatz zum normalfluiden, durch sehr kleine Öffnungen fließen kann. Auf diesem Umstand beruht der *Oszillating Superleak Transducer (OST)*. Der Aufbau ähnelt dem eines Plattenkondensators. Abb. 6 veranschaulicht in einer Schemaskizze die Bauart eines solchen. Das Gehäuse G umfasst eine starre Kondensatorplatte K, die über Kunst- oder Klebstoff elektrisch gegen das Gehäuse isoliert ist. Die andere Elektrode bildet eine einseitig mit Gold beschichtete Membran M (Schichtdicke: etwa 50 nm), die aus *Cellulose Nitrat Membrane Filter* von der Firma VWR SCIENTIFIC (USA) hergestellt wurde. Die Poren der Membran haben einen Durchmesser von 0,2  $\mu\text{m}$ . Die unbeschichtete, nichtleitende Seite zeigt zur starren Kondensatorplatte. Eine angelegte Spannung bewirkt das Anziehen der Membran auf die Platte.

Erreicht eine Entropiewelle den OST, hängt das weitere Verhalten vom Dichteverhältnis  $\rho_n/\rho_s$  am Ort der Membran ab; mit anderen Worten, ob wenig oder viel suprafluides Helium vorhanden ist. Ist das Verhältnis vor der Membran größer als dahinter, dringt das suprafluide  ${}^4\text{He}$  durch die Poren und vergrößert so das Volumen im Gehäuse. Bei kleinerem Dichteverhältnis – verglichen mit demjenigen im OST – gibt es einen Ausgleichsstrom aus dem Kondensator heraus. Die Membran wird nach innen gedrückt und das Gehäusevolumen verkleinert sich.



**Abbildung 6** Schema eines OST (G: Gehäuse, K: starre Elektrode; M: poröse Membran). Aufbau nach Felix Schlander (DESY).

In Analogie zu einem idealen Plattenkondensator gilt in erster Näherung für die Kapazität  $C$ :

$$C \propto \frac{A_C}{D}$$

Das bedeutet, dass sich bei konstanter Fläche  $A_C$  und größer werdenden Elektrodenabstand  $D$  die Kapazität verringert. Es kommt ebenfalls zu einer Verringerung, wenn die Fläche verkleinert wird. In den umgekehrten Fällen erhöht sich die Kapazität. Dies wiederum resultiert in allen Fällen in einer Spannungsänderung, wie an der Kondensatorgleichung

$$Q = CU$$

zu erkennen ist. Zur Zeit der Kapazitätsänderung ist die gespeicherte Ladung  $Q$  konstant. Daher ändert sich die Spannung, die über dem Kondensator abfällt. Dies kann von einem Oszilloskop dargestellt werden. Ob  $\rho_n/\rho_s$  an der Position des Kondensators größer oder kleiner als eins ist, sollte also anhand der Phase der gemessenen Spannung zu erkennen sein. Bei  $\rho_n/\rho_s > 1$  strömt suprafluides  ${}^4\text{He}$  ins Gehäuse, die Spannung wird kleiner. Im umgekehrten Fall wird sie größer.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Die Begriffe *OST* und (*Kondensator-*)*Mikrofon* werden synonym verwendet.

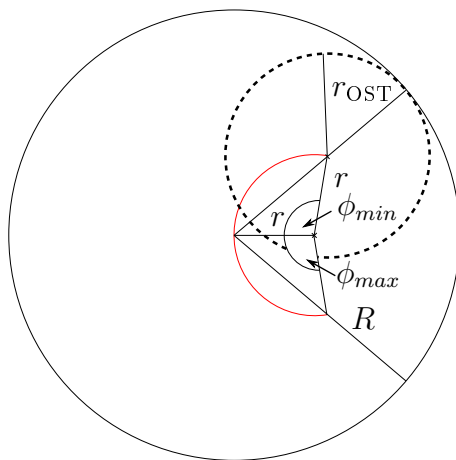
## 3 Versuchsdurchführung

Das nachfolgende Kapitel behandelt ausführlich den experimentellen Aufbau, der aus dem eigentlichen Kryostaten, dem benötigten Pumpkreis zur Druckreduzierung und dem Messstand besteht. Darüber hinaus beschreibt es die variablen Größen des Experiments und die Versuche mit den vorgenommenen Einstellungen.

### 3.1 Aufbau

#### 3.1.1 Kryostat

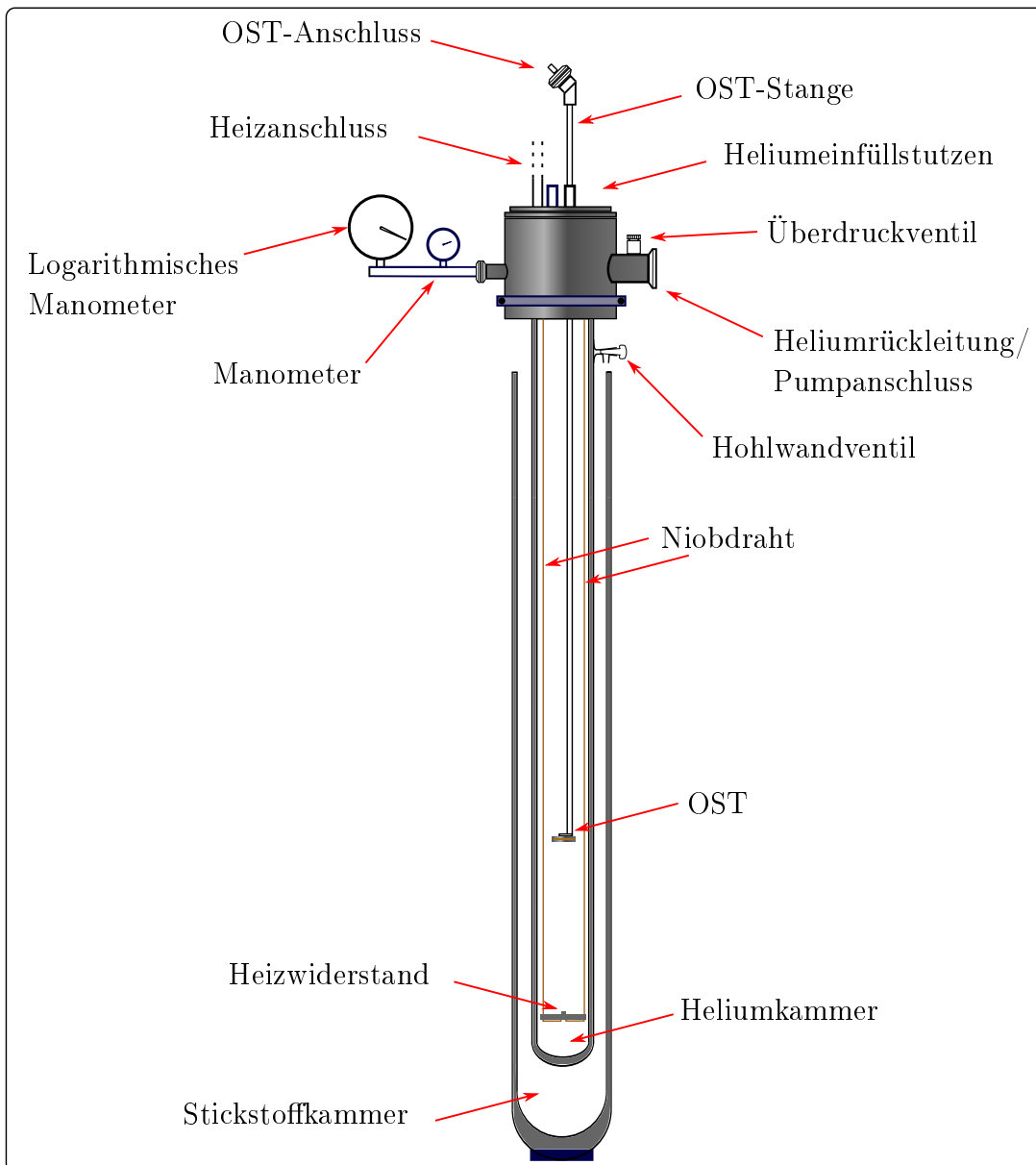
Der verwendete Verdampfer-Kryostat besteht aus zwei DEWAR-Gefäßen von unterschiedlichen Längen und Durchmesser. Das größere umfasst das kleinere Gefäß und dient der Aufnahme flüssigen Stickstoffs, der bei einer Temperatur von 77,3 K als Wärmeschild für das innere Gefäß fungiert und ein zu starkes Verdampfen des Heliums verhindert [15]. Die Wände bestehen aus verspiegelten, evakuierten Hohlräumen, was für eine zusätzliche Wärmeisolation sorgt. Der innere Behälter nimmt das flüssige Helium auf und ist im Gegensatz zum Stickstoff-DEWAR über einen Edelstahlkopf gasdicht abgeschlossen. Der Kopf dient darüber hinaus der Aufnahme diverser Anschlüsse.



**Abbildung 7** Polare Auslenkung des OST. Die rote Linie stellt die Bahn des OST-Mittelpunktes mit Radius  $r$  dar. Der gestrichelte Kreis ist der OST mit Radius  $r_{OST}$ .  $2R$  ist der Innendurchmesser des DEWARS. Fallen OST-Mittelpunkt und Gefäßmittelpunkt zusammen ist der Winkel  $\phi = 0$ .

Über Kleinflansche lassen sich Manometer und Pumpschläuche anschließen. Außerdem werden durch die Deckelplatte die Anschlüsse für den Heizwiderstand, das OST-Rohr samt Signalkabel und der Stutzen zum Einfüllen des flüssigen Heliums eingeführt. Die Heizanschlüsse sind durch Keramikhülsen gegen den Deckel elektrisch isoliert. Das OST-Rohr wird über eine schraubbare Klemmverbindung fixiert und ist im gelösten Zustand höhenverstellbar gelagert. Zudem sind Mittelpunkt des

Deckels und Mittelachse des Rohrs um 12,5 mm versetzt. Auf diese Weise kann der Polarwinkel des OST verändert werden. Der einstellbare Winkelbereich reicht von  $-100^\circ$  bis  $+100^\circ$ . Dies entspricht einer maximalen radialen Auslenkung von 19 mm bei einem Kryostaten-Innendurchmesser von 70 mm. Die geometrischen Verhältnisse werden in Abb. 7 verdeutlicht.



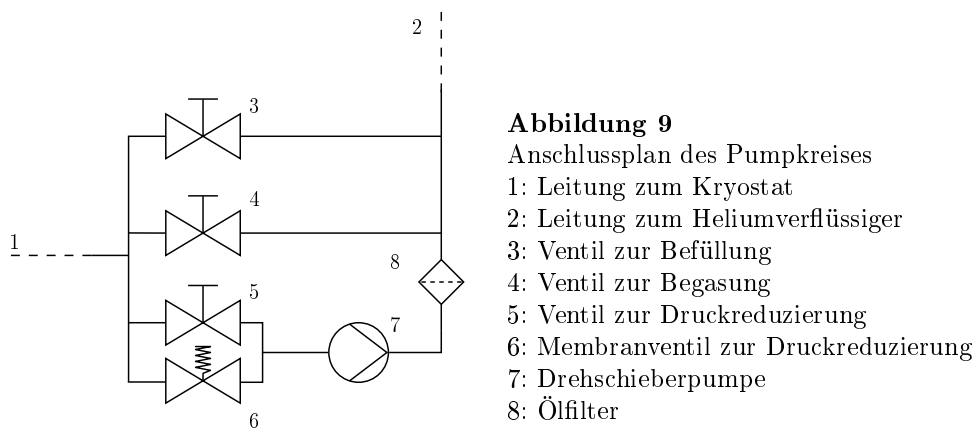
**Abbildung 8** Schema des aufgebauten Kryostaten

Der Heizwiderstand, der den *Quench*-Punkt simulieren soll, befindet sich in der

Mitte einer PVC-Platte, die an drei um  $120^\circ$  versetzten Niobdrähten befestigt ist. Zwei der Drähte werden benutzt, um den Strompuls zum Widerstand zu leiten. Der dritte dient ausschließlich der Halterung und stellt die Radialsymmetrie her. Die Drähte sind im Kopfbereich an einem PVC-Ring fixiert, der auf der inneren Kante der Bodenplatte des Edelstahlkopfes aufliegt. Die beiden Leiter werden mit Steckverbindungen von innen auf die Deckeldurchführungen gesteckt. Niobdraht wurde gewählt, weil er unterhalb einer Temperatur von  $9,2\text{ K}$  supraleitend ist und somit keine JOULEsche Wärme auf dem Weg zum Heizwiderstand entsteht, die unter Umständen weitere *Second Sound*-Wellen auslösen kann [5]. Abb. 8 und 36 (Anhang B) verdeutlichen in einer Schemaskizze und einem Foto den Kryostaten.

### 3.1.2 Pumpkreis

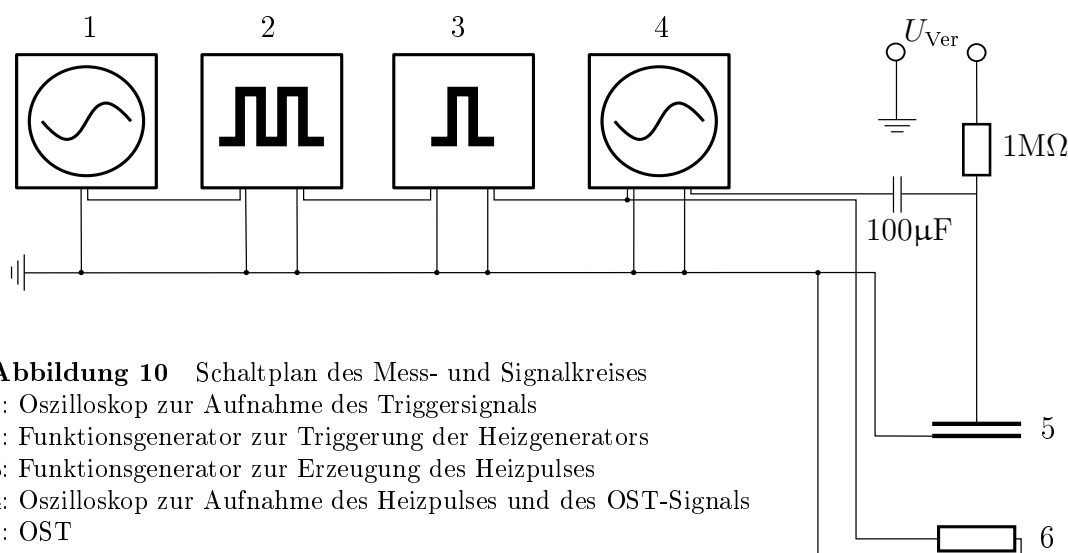
Über den am Deckel angeschweißten Kleinflansanschluss lässt sich der Druck der Heliumdampfphase reduzieren. Dies wird mit einer Drehschieberpumpe vom Typ Alcatel 2033 (Saugvermögen:  $30\text{ m}^3/\text{h}$ ) bewerkstelligt. Abb. 9 zeigt einen Anschlussplan der verschiedenen Bauteile. Ventil 3 wird bei der Befüllung mit Helium geöffnet, damit verdampftes Gas direkt in die Rückleitung zum Verflüssiger gelangen kann. Während des Mess- und Pumpbetriebes ist es geschlossen.



Ventil 4 dient der Begasung der Anlage und darf nur geöffnet werden, wenn sich kein flüssiges Helium mehr in der Anlage befindet. Das Membranventil 6 und Absperrventil 5 werden zum Abpumpen verwendet. Der Dampfdruck darf nur langsam reduziert werden. Daher bleibt Ventil 5 zu Beginn geschlossen und nur das Membranventil wird langsam geöffnet. Der Filter 8 scheidet das Öl ab, welches durch die Schmierung der Pumpe 7 mit dem Helium in die Leitung gelangt. Im Anhang B ist in Abb. 36 der aufgebaute Pumpkreis dargestellt.

### 3.1.3 Mess- und Signaltechnik

Abb. 10 skizziert die verwendete Elektronik. Über den Funktionsgenerator 3 wird mittels manueller Auslösung ein Rechteckspannungspuls von variabler Länge und Amplitude über ein BNC-Kabel zum Heizwiderstand geleitet. Hierbei handelt es sich um ein SMD-Halbleiterelement ( $1,5 \times 2,2 \text{ mm}^2$ ), dessen Widerstand bei Raumtemperatur ( $56 \pm 0,6 \text{ } \Omega$ ) beträgt.<sup>2</sup> Das Signal führt gleichzeitig eine Triggerrung von Oszilloskop 4 durch, welches daraufhin die Messwertaufnahme startet. Das an der OST-Stange ausgekoppelte Signal wird ebenfalls über ein BNC-Kabel zum Oszilloskop geleitet. Dieses übernimmt auch die Verstärkung des Signals. Die aufgenommenen Daten werden auf einem USB-Speicher als Datentabellen und *Plot* gesichert.



**Abbildung 10** Schaltplan des Mess- und Signalkreises

- 1: Oszilloskop zur Aufnahme des Triggersignals
- 2: Funktionsgenerator zur Triggerrung der Heizgenerators
- 3: Funktionsgenerator zur Erzeugung des Heizpulses
- 4: Oszilloskop zur Aufnahme des Heizpulses und des OST-Signals
- 5: OST
- 6: SMD-Heizwiderstand

Neben der einmaligen Triggerrung ist es auch möglich, dass der Funktionsgenerator 2 mit einer vorgegebenen Anzahl von Pulsen und festgelegten Zeitabständen eine periodische Ansteuerung des Heizgenerators vornimmt. Das Oszilloskop bietet die Möglichkeit, eine Messsequenz aus mehreren Einzelmessungen aufzunehmen und diese direkt gemittelt wieder auszugeben. Es können maximal 128 Einzelmessungen pro Sequenz verarbeitet werden. Oszilloskop 1 dient der Beobachtung der Triggersignale.

Die verwendeten Oszilloskope sind vom Bautyp Tektronix TDS 2014 B und die Funktionsgeneratoren tragen die Bezeichnung Tektronix AFG 320. Die Spannungs-

<sup>2</sup>Die Bestimmung des Widerstands bei 1,5 K wird in Kap. 4.4 behandelt.

versorgung des OST wird von einer externen Spannungsquelle bereitgestellt. Ein  $1\text{ M}\Omega$ -Arbeitswiderstand begrenzt den Stromfluss, der bei Kapazitätsänderungen am OST auftritt. Über den  $100\text{ }\mu\text{F}$ -Kondensator wird das Messsignal vom Oszilloskop erfasst.

### 3.1.4 Güte des Kryostaten

Zur Überprüfung der Dichtheit des Kryostaten wurde die Heliumkammer 24 Stunden lang evakuiert. Nach ungefähr 45 Minuten erreicht die Vorpumpe  $10^{-3}\text{ hPa}$ . Die lange Pumpzeit ist gewählt worden, um auch ausdampfende Bestandteile zu entfernen. Nach der vollen Pumpzeit wurde ein Druck von  $3,63 \cdot 10^{-4}\text{ hPa}$  festgestellt. Die Druckmessung bis  $1\text{ hPa}$  wurde mit einem *Ionivac ITR-90* von *Leybold Vacuum* durchgeführt (Genauigkeit: 15% des Ablesewertes [16]). Für höhere Drücke fand das logarithmische Manometer Verwendung. Abb. 11 zeigt die Langzeitdruckkurve. Es wird erwartet, dass der Druck einem exponentiellen Gesetz folgt, das für  $t \rightarrow \infty$  den Raumdruck als Grenzwert hat. Die Messzeit reichte allerdings nicht aus den Grenzwert zu erreichen. Nach zwei Wochen wurde die Messung bei  $78\text{ hPa}$  abgebrochen. Allerdings ist die mit der Zeit kleiner werdende Steigung zu erkennen.

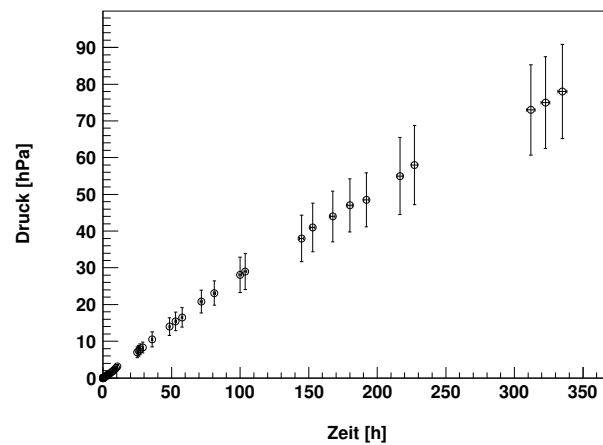


Abbildung 11 Langzeitdruckmessung des Kryostaten.

Der maximal mögliche Heliumspiegel<sup>3</sup> bei Erreichen des  $\lambda$ -Punktes liegt zwischen 50 und 55 cm, abhängig von der anfänglichen Füllmenge. Da der Heizwiderstand sich nicht direkt am Boden befindet, verkürzt sich dieser Abstand auf ungefähr 44 cm. Nach acht Stunden war noch ein Pegel von circa 20 cm zu messen.

<sup>3</sup>Gemessen von der unteren Sichtfensterkante des Schutzkastens (vgl. Abb. 36).



## 3.2 Temperaturmessung und Internationale Temperaturskala (ITS)

Die Temperatur wird indirekt über den Druck der Dampfphase bestimmt. Dazu dienen verschiedene, möglichst präzise Referenzpunkte (Gleichgewichtspunkte) wie beispielsweise der Tripelpunkt von Wasser. Zwischen diesen Punkten wird eine Interpolationsformel erstellt. Die heutzutage verwendete *Internationale Temperaturskala (ITS-90)* verwendet 17 Referenzpunkte. Im Temperaturbereich zwischen 0,65 K und 5,00 K werden keine Fixpunkte verwendet, sondern der Dampfdruck des Heliums. Die Interpolationsvorschrift zur Ermittlung der Temperatur liefert die Gleichung [17]:

$$T[\text{K}] = T_0 + \sum_{n=1}^8 T_n \left( \frac{\ln(p[\text{Pa}]) - B_0}{C_0} \right)^n \quad (6)$$

Die Koeffizienten  $T_n$ ,  $B_0$  und  $C_0$  sind in Tab. 6 in Anhang A aufgeführt. Tab. 9 stellt die Umkehrung von Gl. 6 dar und listet für Temperaturen im Bereich von 1,2 K bis 5 K die entsprechenden Drücke auf. Die dazugehörige Eichkurve ist in Abb. 12 dargestellt. Die experimentelle Genauigkeit der Temperaturmessung wird somit über eine möglichst genaue Druckmessung realisiert. Dazu dient ein logarithmisches Membranvakuummeter vom Typ DIAVAC DV1000 der Firma Oerlikon Leybold Vacuum, das über einen Edelstahlschlauch mit dem Kryostatenkopf verbunden ist.

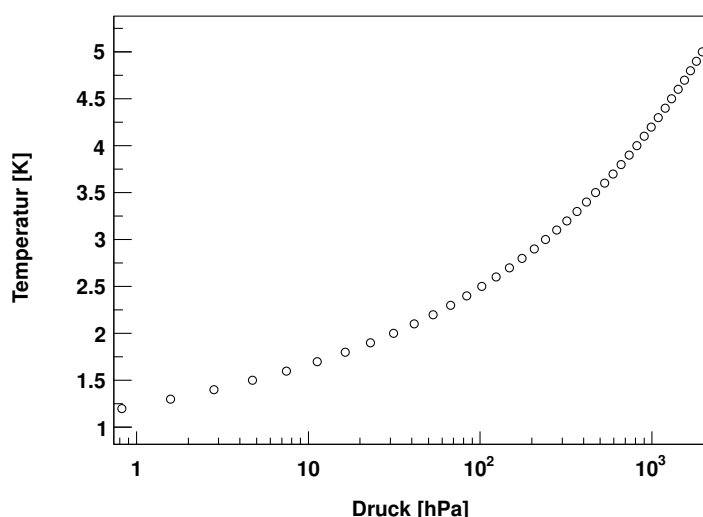


Abbildung 12 Temperatur in Abhängigkeit des Drucks nach Gl. 6

### 3.3 Versuchsvorbereitung

Wegen der geringen Größe der Heliumatome dringen diese mit der Zeit durch die Glaswand des inneren DEWARS und verschlechtern das Isolationsvakuum. Daher muss der Hohlraum des Heliumgefäßes vor einem Experiment mit einer Turbopumpe auf mindestens  $10^{-4}$  hPa abgepumpt werden. Wurde der Kryostat seit der letzten Versuchsdurchführung geöffnet, muss er ebenfalls evakuiert werden, da ansonsten durch den Rücklauf Luft in die Heliumverflüssigeranlage gelangen würde.

Der äußere DEWAR wird mit flüssigem Stickstoff bis 5 cm unterhalb der Oberkante befüllt und mit einer Abdeckung versehen. Zum Füllen der Heliumkammer wird das Ventil 4 (vgl. Abb. 9) geöffnet und alle anderen geschlossen. Das Helium gelangt aus dem Transportbehälter über ein zweiteiliges Heberrohr in den DEWAR. Ein Rohr wird über den Stutzen am Deckel in den Kryostaten eingeführt. Dieses ist durch ein Plattenventil geschlossen. Das andere Rohr wird nach Öffnen des Absperrventils in den Transportbehälter geschoben. Die Verbindung erfolgt durch das Ineinanderstecken der beiden Leitungen (vgl. Abb. 37 in Anhang B).

Zur Befüllung wird über einen Wärmekontakt, z.B. durch das Verbindungsrohr oder einen Gasballon, flüssiges Helium erwärmt, sodass es verdampft. Daraufhin steigt der Druck im Behälter, was zum Ausströmen des flüssigen Heliums führt. Dieses verdampft wiederum im Kryostaten und kühlt ihn bis zur Temperatur, bei der Helium flüssig bleibt. Den Kryostaten verlassendes Gas gelangt über die Rückleitung zur Verflüssigeranlage. Mit steigendem Pegel wird das Heberrohr nach oben gezogen, sodass sich die Ausgangsöffnung stets über dem Flüssigkeitsstand befindet.

Ist der vorgesehene Füllstand erreicht, wird die Verbindung des Hebers unterbrochen und der Heber aus dem Kryostat entfernt. Nach Schließen des Heliumstutzens und des Ventils 4 kann der Abpumpvorgang beginnen. Dazu wird zunächst die Vorpumpe eingeschaltet und anschließend langsam das Membranventil 6 (vgl. Abb. 9) geöffnet, sodass der Druck gleichmäßig und langsam sinkt. Wenn ein Druck von 49 hPa erreicht ist, hört das Helium I auf zu siedeln – die suprafluide Phase stellt sich ein. Um die Pumpleistung zu erhöhen und damit den kleinstmöglichen Druck zu erreichen, wird Ventil 5 geöffnet. Der sich dann einstellende Druck beträgt ungefähr 4 hPa, was einer Temperatur von 1,5 K entspricht. Es ist auch möglich durch Justieren des Membranventils einen anderen Druck einzustellen. Allerdings ist dies Schwankungen unterlegen, wodurch auch die Temperatur schwankt.

Ist der Druck im Transportbehälter noch zu groß ( $\gtrsim 200$  hPa), muss er über den Sicherheitsanschluss an der Rückleitung reduziert werden. Erst dann kann das He-

berrohr aus dem Behälter gezogen und die Durchführung über den Schieber wieder verschlossen werden.

### 3.4 Einstellbare Größen und erwartete Auswirkungen

Am Experiment lassen sich verschiedene Parameter modifizieren. Ihre Variation und erwarteten Auswirkungen auf das Signal sollen im folgenden Abschnitt beschrieben werden.

Die Position des OST kann durch zwei Werte eingestellt werden. Zum einen ist dies der Abstand von der Heizquelle  $z$  und zum anderen der Polarwinkel  $\phi$ , über den der OST radial ausgelenkt werden kann. Es wird erwartet, dass mit steigendem Abstand die Signalamplitude aufgrund der dissipativen Wirkung des normalfluiden  $^4\text{He}$ -Anteils abnimmt.

Die Versorgungsspannung  $U_{\text{Ver}}$ , die am OST anliegt, kann über eine externe Gleichspannungsquelle vorgegeben werden. Bei Erhöhung dieses Wertes ist eine stärkere Amplitude des Ausgangssignals zu erwarten, da eine Kapazitätsänderung des OST zu einer höheren gemessenen Spannungsdifferenz führt.

Die Temperatur, die über den Druck der Dampfphase bestimmt wird, beeinflusst die Propagationszeit des Signals [13][14]. Im Rahmen der hier behandelten Messungen werden Drücke zwischen 3,5 und 4,5 hPa erreicht. Dies entspricht in etwa einer Temperatur zwischen 1,4 und 1,5 K (vgl. Tab. 3 und 9). Für diese steigt die Geschwindigkeit des *Second Sound*. Als Folge erreicht die Welle bei höherem Druck früher den Detektor als bei niedrigerem Druck [14].

Die Amplitude  $A$  und die Frequenz  $f$  der Heizpulse bestimmen die Wärmeleistung des Heizwiderstands und damit die im  $^4\text{He}$  deponierte Energie. Die Perioden- und Pulsdauer werden aus der Frequenz berechnet. Bei längeren Heizpulsen und höheren Amplituden ist mit einer Verstärkung des am OST gemessenen Signals zu rechnen. Allerdings muss die Pulslänge, verglichen mit der erwarteten Signallaufzeit, klein sein. Es muss also die Heizspannung amplitudenhoch erhöht werden, um die OST-Anregung zu verstärken. Bei Entfernungen im cm-Bereich werden Laufzeiten von einigen ms erwartet. Es ist empfehlenswert die Pulslänge mindestens um eine Größenordnung kleiner zu wählen. In Tab. 1 sind die besprochenen Parameter aufgelistet.

Größe	Beschreibung	Intervall
$U_{\text{Ver}}$	Versorgungsspannung OST	20 - 140 V
$T$	Temperatur	1,4 - 1,5 K
$f$	Frequenz der Heizspannung	0,01 - $16 \cdot 10^6$ Hz
$t_{\text{Puls}}$	Heizpulsdauer	$5 \cdot 10^4$ - $3,125 \cdot 10^{-5}$ ms
$t_P$	Periodendauer	$10^5$ - $6,25 \cdot 10^{-5}$ ms
$A$	Heizamplitude	0,1 - 4 V
$A_{\text{off}}$	<i>Offset</i> der Heizamplitude	0 - 2 V
$p$	Druck der Heliumdampfphase	3,5 - 4,5 hPa
$\phi$	Polarwinkel des OST	$-100^\circ$ - $100^\circ$

**Tabelle 1** Am Experiment einstellbare Größen und ihre Wertintervalle.

### 3.5 Messreihen

Neben den ersten Testmessungen wurden zwei Messreihen aufgenommen. Die Grundeinstellungen waren in beiden Fällen identisch und sind Tab. 2 zu entnehmen. Bei  $A_{\text{off}} = 0$  V liegt die Nulllinie gerätebedingt bei 50% der vom Funktionsgenerator erzeugten Pulse, daher war die Verwendung von  $A_{\text{off}} = 2$  V notwendig. Ohne diese wäre es es zu einer dauerhaften Heizwirkung gekommen.

In beiden Messreihen wurde der OST konzentrisch ausgerichtet ( $\phi = 0$ ). Die Justierung geschah anhand je einer Markierungslinien auf dem Deckel und an der OST-Stange, die in Flucht lagen. Die Abstände  $d$  wurden von der Deckelfläche bis zur Unterkante des Kleinflanschüberwurfes an der OST-Stange gemessen (vgl. Abb. 13: Abstand  $d$ ). Die Pulslänge betrug  $t_{\text{Puls}} = (2f)^{-1} = 0,2$  ms. Die Wahl der Versorgungsspannung wurde nach den Erfahrungswerten der vorangegangenen Experimente an der CORNELL UNIVERSITY und am DESY in Hamburg getroffen.

In regelmäßigen Abständen fand eine Kontrolle und Aufzeichnung folgender Größen statt: Druck, Heizwiderstand und Heliumfüllstand. Zur Bestimmung des Widerstands wurde am BNC-Anschluss des Deckels ein Multimeter angeschlossen.

Die Oszilloskop-Abtastung war auf Normalmodus gestellt. Für die Spannungsgenauigkeit ist die maximal mögliche von 2 mV pro Kästchen eingestellt worden.

$U_{\text{Ver}}$	$f$	$A$	$A_{\text{off}}$	$\phi$
120 V	2500 Hz	4 V	2 V	$0^\circ$

**Tabelle 2** Parametereinstellungen für die durchgeführten Experimente.

**Messreihe 1** Die Abstände  $d$  der OST-Stange zum Deckel (vgl. Abb. 13) wurden in 4 cm-Schritten variiert, wobei der Startwert bei 52 cm lag. Die letzte Einstellung ist durch den OST auf 13 cm begrenzt. Bei jedem Schritt fanden zehn Einzelmessungen statt, die separat in einem eigenen Verzeichnis gespeichert wurden. Die gewählte Zeitauflösung am Oszilloskop betrug 10 ms pro Kästchen, sodass das Signal insgesamt über eine Zeit von 100 ms erfasst wurde.

**Messreihe 2** Zum Vergleich der analysierten Signale der ersten Reihe wurde die starre Kondensatorplatte (K in Abb. 6) auf die Hälfte der ursprünglichen Fläche verkleinert. Vorher hatte diese  $(198 \pm 2)$  mm<sup>2</sup> betragen. Der Radius wurde auf  $(5,64 \pm 0.025)$  mm reduziert, dies entspricht einer Fläche von  $(100 \pm 1)$  mm<sup>2</sup>. Die Vermessung des modifizierten OST erfolgte bei den Einstellungen  $d = 52, 48, 44, 40, 36, 32, 20$  und 13 cm. Die Auswahl ist aufgrund der ersten Analysen getroffen worden, hier zeigte sich, dass gerade die weiteren Abstände bessere Signale zeigten. Die beiden nahen wurden zum Vergleich gewählt. Die Zeitauflösung und Anzahl der Messsätze entsprach denen der ersten Messreihe.

Zur einfacheren Bereinigung der Signale durch eingekoppelte Fremdfrequenzen wie z.B. der 50 Hz-Wechselspannung der Netzversorgung ist das Grundsignal ohne Heizpuls aufgezeichnet worden. Das genaue Vorgehen der Datenanalyse wird ebenfalls in Abschnitt 4.3.1 erläutert.

## 4 Ergebnisse

Zu Beginn der Auswertung werden die eingestellten Abstände  $d$  in die tatsächlichen Distanzen zwischen OST und Heizer umgerechnet und die Genauigkeit dieser bestimmt. Dabei muss die wegen der geringen Temperatur nicht zu vernachlässigende Schrumpfung des Materials berücksichtigt werden.

Im zweiten Teil werden für die Messgrößen Zeit und Spannung Fehler berechnet, die in die weitere Analyse eingehen. Darüber hinaus wird festgestellt, dass auch ohne Signal ein nicht zu vernachlässigendes Untergrundsignal aufgezeichnet wird. Es spiegelt den sehr kleinen Messbereich von einigen  $100\ \mu\text{V}$  wider und zeigt zumeist periodisches Verhalten. Dieses wird genutzt, um die Messwerte zu korrigieren und auf diese Weise einer besseren Untersuchung zugänglich zu machen.

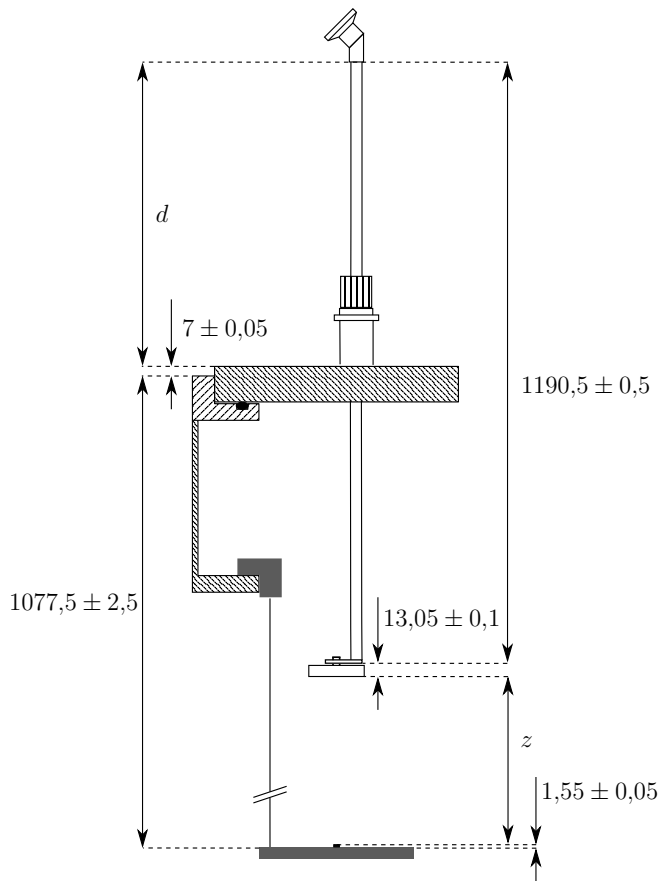
Die bereinigten Signale werden im Anschluss auf Gemeinsamkeiten und Unterschiede untersucht. Dabei stehen vor allem die Phase und Frequenz der Wellenzüge im Vordergrund. Es werden die gewonnenen Resultate der beiden Messreihen (OST mit Plattenfläche  $A_C$  und  $A_C/2$ ) gegenübergestellt.

### 4.1 OST-Abstand

Zur Bestimmung von  $z$  sind in Abb. 13 die einzelnen Abstände und Fehler eingetragen. Diese ergeben sich als Ablesefehler aus den halben Skalenstrichen der verwendeten Instrumente – Messschieber mit 20er-Nonius (Ablesegenauigkeit:  $0,025\ \text{mm}$ ) und Stahlmaßband mit Millimeterskala. Der Fehler des Abstandes vom Kopfrand bis zum Widerstand wurde größer angegeben, da die Niobdrähte nicht exakt geradlinig verlaufen und eine Streckung bei einer Messnahme nicht ausgeschlossen werden kann. Zudem kann diese Distanz nicht in einer einzelnen Messung bestimmt werden, da die Entfernung von Widerstand zur PVC-Platte separat bestimmt werden muss. Bei der Versuchsdurchführung wurde das Maß  $d$  mit einer Genauigkeit von  $0,5\ \text{mm}$  eingestellt. Die tatsächliche Strecke  $z$  zwischen OST und Widerstand ergibt sich aus einfacher Rechnung (vgl. Abb. 13):

$$z[\text{mm}] = (d[\text{mm}] - 120,6) \pm 2,7$$

Neben diesem Fehler ist noch die Verkürzung des Niobdrahtes und der OST-Stange aufgrund der thermischen Ausdehnung bzw. Kontraktion zu berücksichtigen. Der



**Abbildung 13** Vereinfachte Querschnittszeichnung des Kryostaten mit den gemessenen Abständen. Alle Maßangaben sind in mm.  $z$  ist der zu ermittelnde Abstand zwischen Mikrofon und Heizquelle. Während des Experiments wird  $d$  variiert.

temperaturabhängige Ausdehnungskoeffizient  $\alpha(T)$  ist durch

$$\alpha(T) = \frac{1}{L_0} \frac{dL(T)}{dT}$$

gegeben [18]. Die Probenlänge bei Raumtemperatur wird durch  $L_0$  gekennzeichnet. Um die Längenänderung  $\Delta L = L(T_1) - L_0$  bei einer Temperatur  $T_1$  zu erhalten, muss über diese Gleichung integriert werden:

$$L_0 \int_{T_0}^{T_1} \alpha(T) dT = \Delta L$$

Der integrierte Ausdehnungskoeffizient  $\alpha_{\text{int}}$  kann über eine Reihenentwicklung bestimmt werden, die sich mehrere gemessene Ausdehnungskoeffizienten als Fixpunkte

zu Nutze macht. Nach [18] wird diese durch

$$\alpha_{\text{int}} = 10^{-5} \cdot \sum_{n=0}^4 a_n T^n \stackrel{T=4\text{ K}}{\downarrow} -1,9 \cdot 10^{-3} \quad (7)$$

berechnet. Die Koeffizienten  $a_n$  für die Legierung Niob-Titan im Temperaturbereich [4; 300 K] finden sich in Tab. 7 (Anhang A). Da das Ausdehnungsverhalten der Metalle fast ausschließlich durch die Gitterbindungen bestimmt wird, weichen Legierungen nur geringfügig von den reinen Substanzen ab. Es ist somit legitim für den reinen Niobdraht die NbTi-Werte zu nehmen. Selbst bei großen Legierungsanteilen (10 – 20% Ti) weichen diese nur ungefähr 5% ab [18]. Für die Stange aus rostfreiem Stahl gibt [19] einen integrierten Koeffizienten von ungefähr  $\alpha_{\text{int}} = -2,8 \cdot 10^{-3}$  für das Intervall [4; 295 K] an. Somit schrumpft die Stange stärker als der Draht und der Abstand wird größer als bei Raumtemperatur.

Im Rahmen dieser Berechnung soll ein zusätzlicher Fehler für  $z$  bestimmt werden. Wegen der unterschiedlichen Eintauchtiefen von Draht und Stange und wegen des zeitlich variierenden Füllstandes ist es nur schwer möglich exakte Korrekturen zu berechnen. Die integrierten Koeffizienten liegen allerdings so nahe beieinander, dass sich die Längen ungefähr gleich ändern sollten, also keine große Differenz auftritt. Die im Kryostaten befindlichen, maximalen Längenteile von Draht und Stange betragen bei Raumtemperatur 945 bzw. 1050 mm. Diese verkürzen sich bei 4 K um 1,8 mm im Fall des Drahtes und um 2,9 mm bei der Stange. Die Differenz wird auf die Abweichung von  $z$  addiert:

$$z[\text{mm}] = (d[\text{mm}] - 120,6)_{+3,0}^{-2,7} \quad (8)$$

## 4.2 Temperatur- und Geschwindigkeitsbestimmung

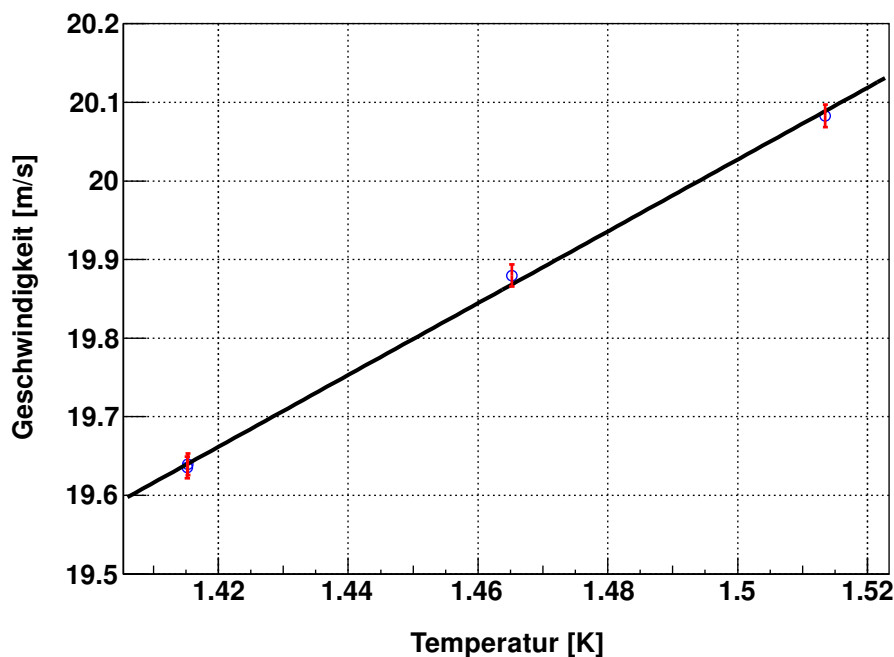
Der Druck am Ort des Heizwiderstands bzw. des OST entspricht nicht dem Druck der Dampfphase, da durch die Heliumsäule eine Gewichtskraft ausgeübt wird. Unter normalen Umständen, d.h. oberhalb des  $\lambda$ -Punktes, muss dieser Druck bei der Temperaturbestimmung berücksichtigt werden. Bei suprafluidem Helium kann sich aufgrund der enormen Wärmeleitfähigkeit kein Temperaturgradient halten [11]. Der hydrostatische Druck kann bei der Berechnung somit unberücksichtigt bleiben. Temperaturunterschiede als Folge von Druckschwankungen und -reduzierungen werden ebenfalls wegen der Wärmeleitfähigkeit vernachlässigt.



Der Fehler der Temperatur ergibt sich somit ausschließlich aus dem Ablesefehler und der Abweichung des Manometers. Für den Ablesefehler wird ein halber Skalenstrich, also 0,5 hPa verwendet. Nach Herstellerangaben besitzt das Vakuummeter im Bereich von 1 bis 10 hPa eine absolute Genauigkeit von  $\pm 1$  hPa [20]. Die Berechnung der Temperatur und deren Fehler, in den die Abweichung des Drucks eingeht, erfolgt mit Gl. 6. Die bestimmten Werte sind in der dritten und vierten Spalte von Tab. 3 aufgeführt. Um daraus die Geschwindigkeit und die entsprechenden Abweichung zu erhalten, wird für den betrachteten Druckbereich von 3,5 bis 4,5 hPa mit den Daten aus [14] eine lineare Regression angestrebt. Dies ist legitim, wie ein Vergleich mit Abb. 5 und 14 zeigt, denn im Temperaturintervall [1,4; 1,5 K] kann der Kurvenverlauf als linear betrachtet werden. Es ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$c_2 \text{ [m/s]} = (4,57 \pm 0,17) \text{ [m/sK]} \cdot T \text{ [K]} + (13,18 \pm 0,25) \text{ [m/s]} \quad (9)$$

Abb. 14 zeigt das Resultat des Fits. Eine weitere Bemühung der Fehlerfortpflanzung liefert mit den in Tab. 3 eingetragenen Temperaturen die Geschwindigkeit und den dazugehörigen Fehler.



**Abbildung 14** Lineare Regression des betrachteten Temperaturintervalls. Die Datenpunkte und die Kurve sind [14] entnommen. Zu beachten ist, dass links im *Plot* zwei Datenpunkte bei 1,415 K übereinander liegen.

$p$ [hPa]	$\sigma_p$ [hPa]	$T$ [K]	$\sigma_T$ [K]	$c_2$ [m/s]	$\sigma_{c_2}$ [m/s]
3,5	1,5	1,441	0,082	19,76	0,52
3,6	1,5	1,446	0,081	19,78	0,51
3,7	1,5	1,451	0,079	19,81	0,51
3,8	1,5	1,457	0,077	19,83	0,50
3,9	1,5	1,462	0,076	19,85	0,50
4,0	1,5	1,467	0,074	19,88	0,49
4,1	1,5	1,472	0,073	19,90	0,49
4,2	1,5	1,477	0,072	19,92	0,49
4,3	1,5	1,481	0,071	19,94	0,48
4,4	1,5	1,486	0,070	19,96	0,48
4,5	1,5	1,490	0,068	19,98	0,48

**Tabelle 3** Umrechnung des gemessenen Drucks in die Temperatur (mit Abweichung). Daraus ergibt sich nach Gl. 9 die jeweilige Geschwindigkeit des zweiten Schalls mit Fehler (Spalten 5 und 6).

## 4.3 Datenanalyse

### 4.3.1 Nullsignal und Messunsicherheit

Das Vorgehen bei der Untersuchung des Grundsignals und der Bestimmung von Fehlern ist bei beiden Messreihen identisch. Die Resultate zeigen kaum Unterschiede. Daher werden im Folgenden nur Beispiele aus der ersten Messreihe herangezogen. Auf Unterschiede wird an entsprechender Stelle hingewiesen.

**Zeitgenauigkeit** Das Oszilloskop misst die Spannung in diskreten Zeitintervallen  $\Delta t$ , die von der gewählten Zeitaufösung und der Anzahl der Messpunkte<sup>4</sup> abhängen. Aufgrund dieser Diskretisierung ist der Zeitpunkt mit einer Varianz und darüber mit einer Unsicherheit behaftet, die sich mit folgenden Formeln berechnet:

$$\int_{-\Delta t/2}^{\Delta t/2} W(t)dt = 1 \quad \text{Normierung}$$

$$\int_{-\Delta t/2}^{\Delta t/2} tW(t)dt = \bar{t} \quad \text{Mittelwert}$$

<sup>4</sup>Bei dem verwendeten Bautyp: 2500 Messpunkte [21].

$$\int_{-\Delta t/2}^{\Delta t/2} (t - \bar{t})^2 W(t) dt = \sigma_t^2 \quad \text{Varianz}$$

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung  $W(t)$  ist über das Zeitintervall konstant  $W_0$ . Damit folgt aus der ersten Gleichung

$$W_0 = \frac{1}{\Delta t}.$$

Wird dies in die zweite Formel für den Mittelwert  $\bar{t}$  eingefügt und das daraus resultierende Ergebnis ( $\Delta t/2$ ) wiederum in die dritte eingesetzt, ergibt sich die Standardabweichung  $\Delta t/\sqrt{12}$ .

Eine Zeitverzögerung aufgrund von Signallaufzeiten in den BNC-Kabeln ist zu vernachlässigen, weil sie bei nahezu Lichtgeschwindigkeit und 4 m Kabellänge wenige Nanosekunden betragen.

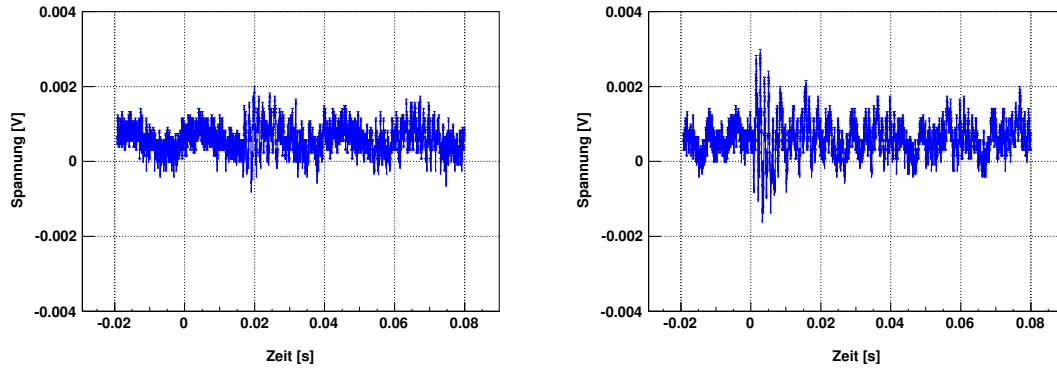
Nach Herstellerangaben [21] beträgt die Messgenauigkeit der vertikalen Achse  $\pm 50$  ppm bei Zeitintervallen ( $\Delta t \cdot 2500$ ), die größer als eine Millisekunde sind. Die Gesamtabweichung beläuft sich somit auf

$$\sigma_t = \Delta t \sqrt{\left(\frac{1}{\sqrt{12}}\right)^2 + \left(\frac{2500 \cdot 50}{10^6}\right)^2} \approx 0,315 \cdot \Delta t.$$

**Spannungsgenauigkeit und Nulllinie** Der Messfehler  $\sigma_{\text{Mess}}$  der Spannung wird vom Hersteller des Oszilloskops mit  $\pm 3\%$  des gemessenen Wertes beziffert [21]. Allerdings ist bei allen Messdaten ein starkes, zumeist periodisches Rauschverhalten zu finden. Es ist exemplarisch in Abb. 15 gezeigt.

Die Periodizität soll nun ausgenutzt werden, um die Daten zu bereinigen. Durch diese Korrektur pflanzt sich ein gewisser Fehler in den Daten fort. Zudem haben die Messdaten, wie Abb. 15 erkennen lässt, einen *Offset*, der abgezogen werden muss. Die linke Flanke des Heizpulses liegt immer bei genau 0 s.

Ein erster Schritt besteht also in der Wahl eines Anfangsintervalls, in dem kein *Second Sound*-Signal vorhanden ist. Dieses wird über die Wellengeschwindigkeit und die eingestellten Abstände bestimmt. Um zu gewährleisten, dass tatsächlich noch kein Signalanteil betrachtet wird, findet eine Verkürzung des Intervalls um eine halbe Millisekunde statt.



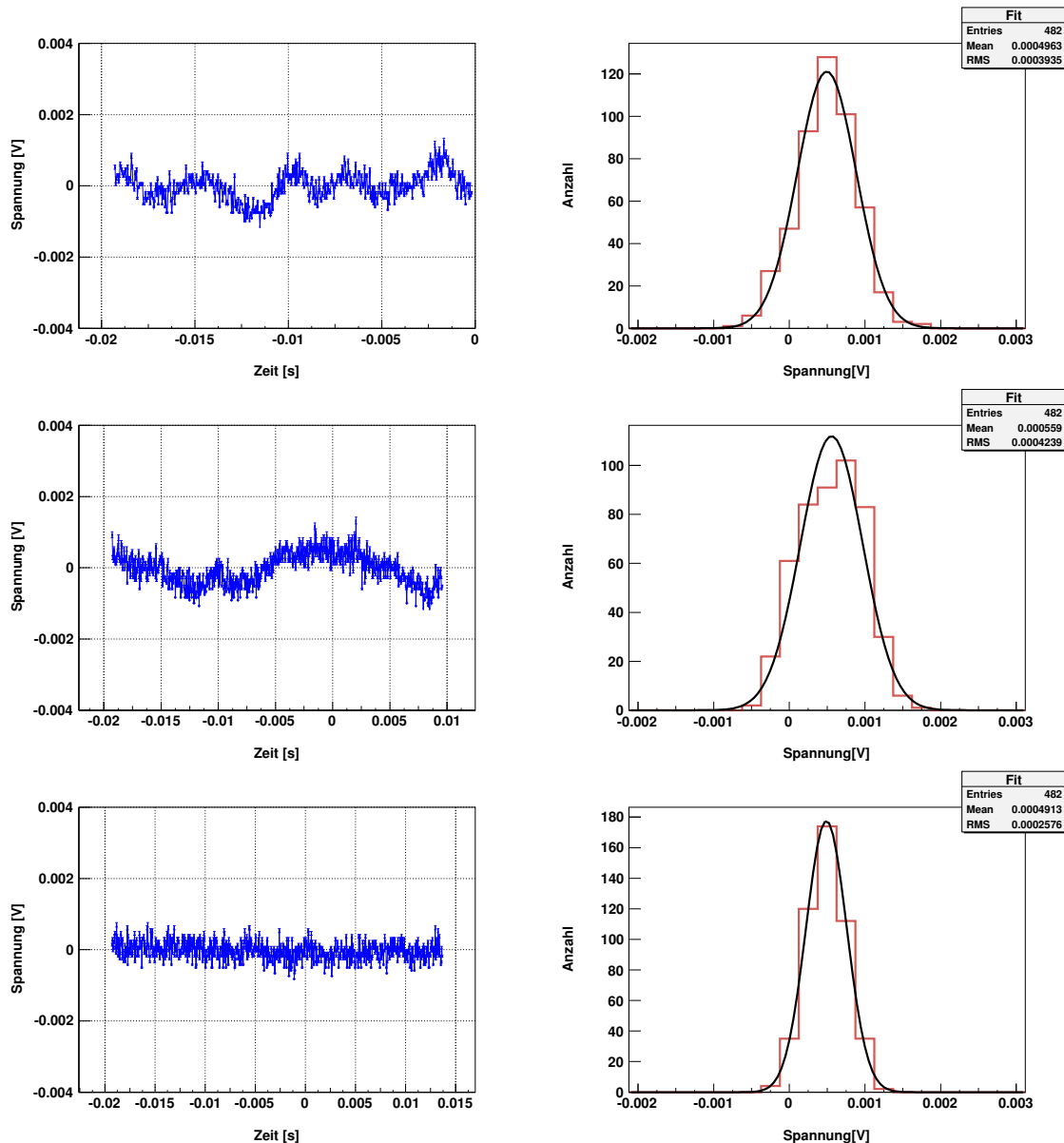
**Abbildung 15** Zwei Beispiele für Signale mit periodischem Untergrund, der bei der Mehrheit der Daten vorliegt. Die *Plots* zeigen Messungen bei den Abständen 314 mm (l.) und 4 mm (r.). Das tatsächliche *Second Sound*-Signal ist durch den Bereich höherer Frequenz gekennzeichnet. Es sind Untergründe mit niedriger (l.) und hoher (r.) Frequenz zu finden. Der Heizpuls von 0,2 ms beginnt bei 0 ms.

Die Spannungswerte variieren in der Regel im Bereich von  $-0,001$  bis  $+0,002$  V und die Annahme einer *Normalverteilung* ist wegen der Streuung um ein Nullsignal<sup>5</sup> eine gut annähernde Beschreibung. Die gemessenen Spannungen werden in Histogramme eingetragen, die den Messbereich in 21 *Bins* unterteilen. Anschließend findet ein Fit der Form

$$f(U) = N \exp\left(\frac{(U - U_0)^2}{2\sigma_{U_0}^2}\right) \quad (10)$$

statt. Hierbei ist  $N$  ein Normierungsfaktor, der im Weiteren keine Beachtung findet,  $U_0$  die Nulllinie und  $\sigma_{U_0}^2$  die Varianz der Nulllinie. Bei allen genommenen Datensätzen wird  $U_0$  als *Offset* abgezogen und der Fitfehler  $\sigma_{\text{Offset}}$  zu dem der Spannungsabweichung addiert. Beispielfhaft sind drei der Histogramme und die dazugehörige Nulllinie für die Abstände 4, 194 und 274 mm in Abb. 16 dargestellt.

<sup>5</sup>Die Begriffe *Nulllinie* und *Nullsignal* werden synonym verwendet. Sie bezeichnen den Spannungsverlauf ohne tatsächliches Signal.



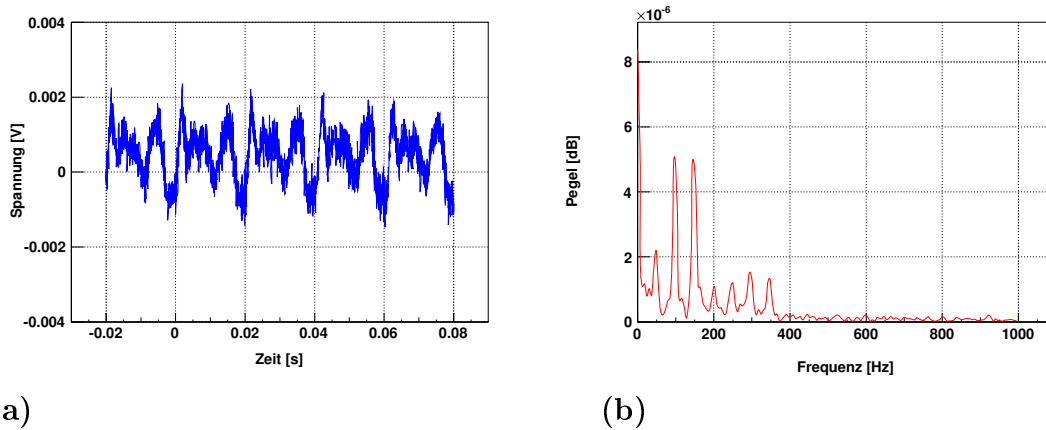
**Abbildung 16** Drei Nulllinien zu den Abständen 4, 194 und 274 mm (v.o.n.u.) mit entsprechendem Histogramm. Es sind auch Messungen zu finden, die keine Periodizität zeigen (unten).

Die sinusförmigen Störungen können durch folgendes Verfahren charakterisiert und entfernt werden<sup>6</sup>:

Bei jeder einzelnen Messung wird der bereits für die Erzeugung der Histogramme gewählte Anfangsbereich hinsichtlich der Untergrundschwingungen untersucht. Der erste Schritt besteht in der FOURIER-Analyse (FFT) der Nulllinie, um die wahrscheinlichsten Oszillationsfrequenzen aufzufinden. Es ist damit zu rechnen, dass in

<sup>6</sup>Mögliche Ursachen und Korrekturvorschläge für den Untergrund werden in Kap. 5 diskutiert.

allen Messungen ähnliche Schwingungen vorkommen. Wie sich zeigt, sind die Frequenzanteile in den Messungen zu unterschiedlichen Abständen auch unterschiedlich stark vertreten. Außerdem weichen die Formen der Nullsignale stark voneinander ab. Allerdings reicht eine einzelne Nulllinie aus, um die typischen Frequenzen aufzufinden. Abb. 17 zeigt eine Messung des Nullsignals (links) und die FFT dieses Signals (rechts). Das Frequenzspektrum weist *Peaks* mit einer Schrittweite von 50 Hz auf. Sie beginnen mit 50 Hz, sind besonders ausgeprägt bei 100 und 150 Hz und reichen bis 350 Hz.



**Abbildung 17**

(a) Abgebildet ist ein über 100 ms gemessener Untergrund.

(b) Das Frequenzspektrum ist von dem linken Untergrund erstellt worden. Die Skala wurde gewählt, um dieses Spektrum mit späteren zu vergleichen.

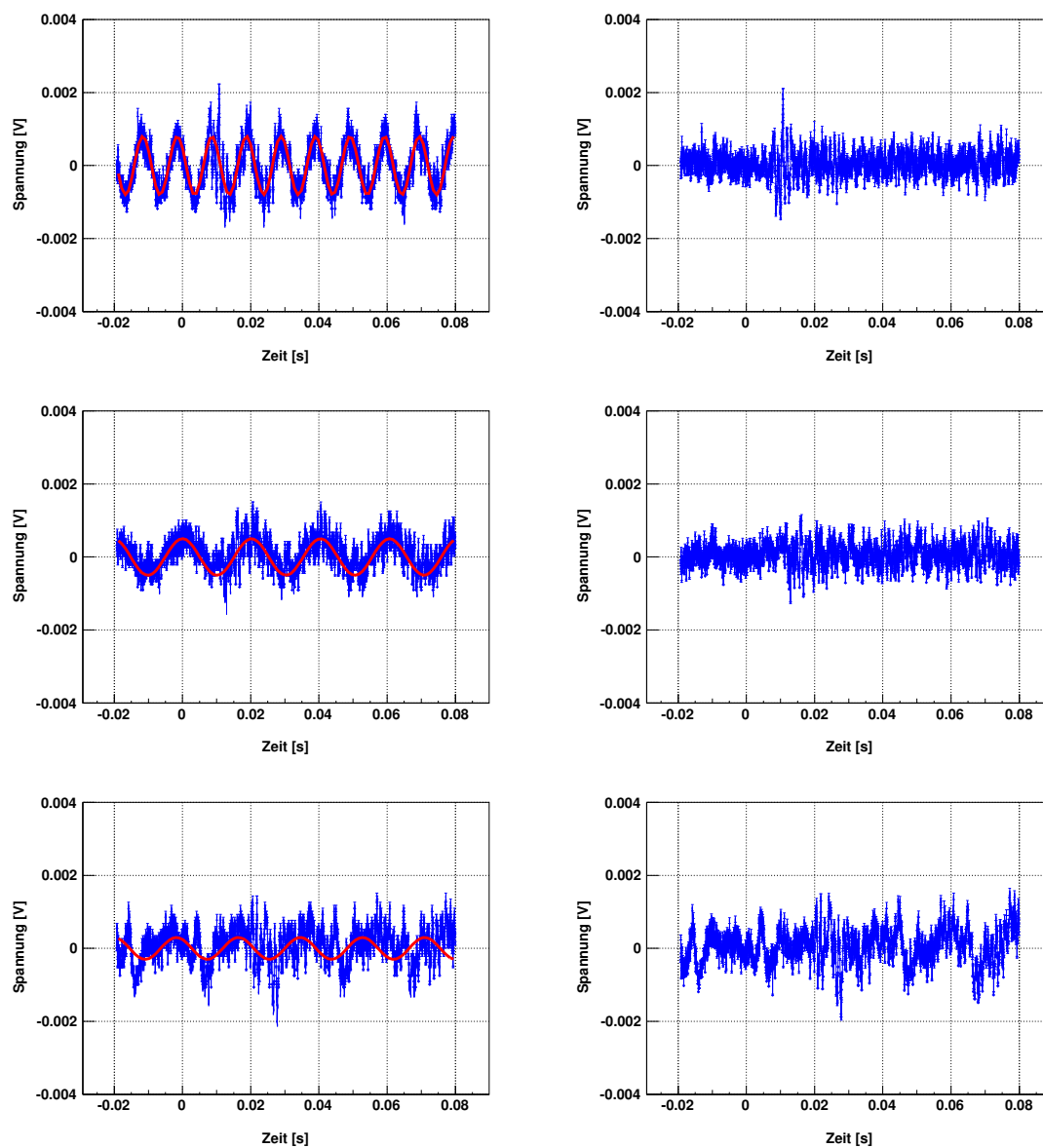
Im zweiten Schritt der Untergrundbehandlung wird eine Funktion definiert, die per Regression an die Nulllinie angelegt wird. Die FFT zeigt, dass der Untergrund aus einer Superposition mehrerer Schwingungen besteht, daher wird iterativ vorgegangen. Die Funktion

$$U(t) = U_A \sin(\omega \cdot t + \varphi) \quad (11)$$

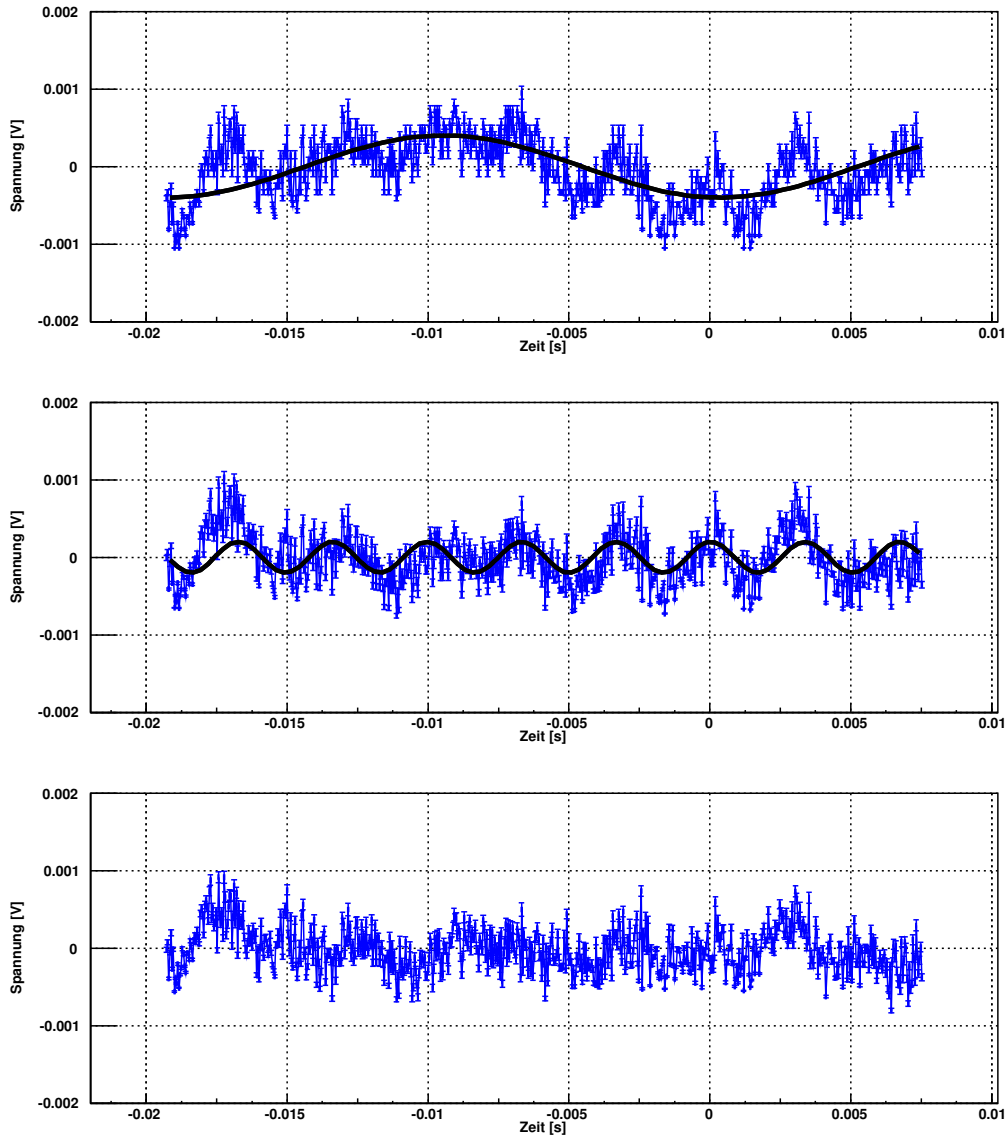
hat die drei Fitparameter Frequenz  $\omega$ , Phasenverschiebung  $\varphi \in [0; 2\pi]$  und Spannungsamplitude  $U_A$ . Nach einer ersten Regression wird die gefundene Funktion vom gesamten Signal abgezogen. Abb. 18 verdeutlicht dies für drei Abstände. Durch die Subtraktion wird offensichtlich eine Bereinigung des Signals erreicht. Die Abweichung der Vertikalachse ergibt sich aus der Fehlerfortpflanzung mit den fehlerbehafteten Größen  $U_A$ ,  $\omega$ ,  $\varphi$  und  $t$  sowie mit den bereits ermittelten Unsicherheiten  $\sigma_{\text{Mess}}$  und  $\sigma_{\text{Offset}}$ .

Wie schon erwähnt ist bei einigen Messungen noch eine zweite Schwingung zu erken-

nen. Nach der ersten Signalbereinigung wird hier erneut Gl. 11 angepasst und die fortgepflanzte Unsicherheit bestimmt. Abb. 19 verbildlicht eine komplette Korrektur anhand eines Beispiels bei 154 mm Abstand.



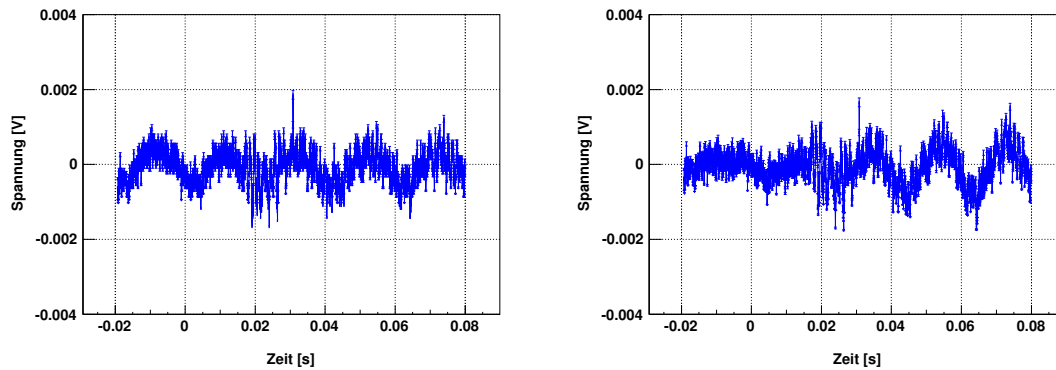
**Abbildung 18** Das gemessene Signal (l.) wird gefittet und die Fitfunktion vom Signalverlauf abgezogen (r.). Die Abstände sind 114 mm, 194 mm und 354 mm (v.o.n.u.).



**Abbildung 19** Das um den *Offset* reduzierte Nullsignal (oben) wird zweistufig korrigiert. Der erste Fit liefert eine Frequenz von  $(50,98 \pm 0,06)$  Hz (oben), der zweite eine weitere von  $(298,2 \pm 0,1)$  Hz (mittig). Die bereinigte Nulllinie weist deutlich reduzierte Schwankungen auf (unten). Der Abstand beträgt 154 mm.

Das zufällige Rauschen macht es notwendig, bei jeder einzelnen Messung Startparameter von Hand festzulegen und die Ergebnisse einzeln zu bewerten. Manche Daten können nicht bereinigt werden, obwohl periodische Schwingungen erkennbar sind. Häufig liegt dies an einer Frequenzänderung im Verlauf der Zeit. Eine Subtraktion zeigt nur in Teilbereichen Erfolg (vgl. Abb. 20). Bei einigen Daten ist die Durchführung einer Regression gar nicht möglich.

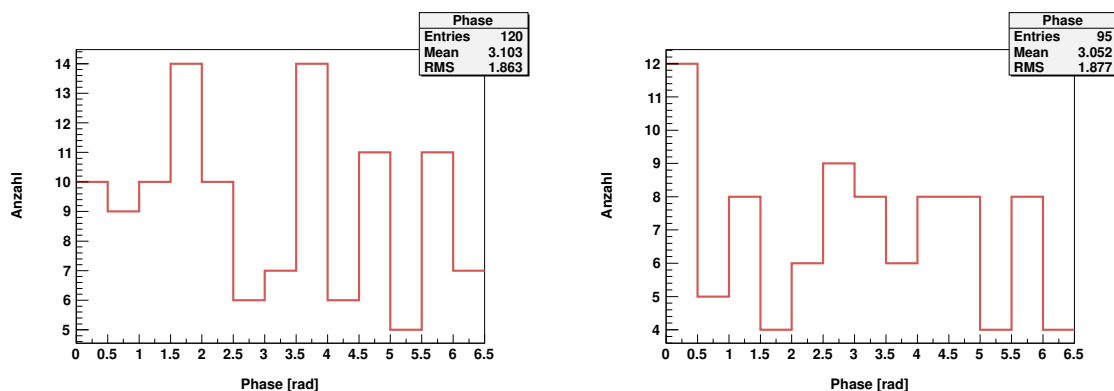




**Abbildung 20** Die Nulllinie des Signals konnte durch eine Regression reduziert werden. Allerdings kommt es im Verlauf der Zeit zu einer Phasenverschiebung oder Frequenzänderung, sodass der Fit und der Untergrund nicht mehr in Phase sind. Es tritt eine Verstärkung ein. Dieses Phänomen kann bei einigen *Plots* beobachtet werden. Es muss dann eine geringere Amplitude gewählt oder eine andere Phase vorgegeben werden. Teilweise müssen auch unkorrigierte Daten verwendet werden.

**Unterschiede der beiden Messreihen** Die sechs Histogramme (Abb. 21-23) zeigen die Häufigkeitsverteilungen der drei Fitparameter: Phase, Frequenz und Amplitude beider Messreihen. Es ist zu beachten, dass es hier nach wie vor nur um das Nullsignal geht.

Da die Einzeldatennahme in unregelmäßigen Zeitabständen von Hand initiiert wurde, wird eine gleichverteilte Phase erwartet. Dies ist in beiden Messreihen nicht ohne Einschränkungen gegeben. Die wahrscheinliche Ursache liegt in der Sensibilität der Fitroutine begründet. Dieser mussten wegen des Untergrunds häufig sehr genaue Anfangswerte und limitierende Parameterintervalle übergeben werden.



**Abbildung 21** Häufigkeitsverteilung der Phase zu Messreihe 1 (l.) und 2 (r.).

Die Frequenz spiegelt bis auf die Höhe der *Peaks* das Ergebnis der FOURIER-Analyse

wider (vgl. Abb. 17). Die am häufigsten vertretene Frequenz ist 50 Hz<sup>7</sup>. Weitere *Peaks* liegen bei 100, 250 und 300 Hz. Es fällt ins Auge, dass bei der ersten Messreihe 100 Hz wesentlich häufiger auftreten als bei Messreihe 2, in der hingegen Messergebnisse von 300 Hz stärker vertreten sind.

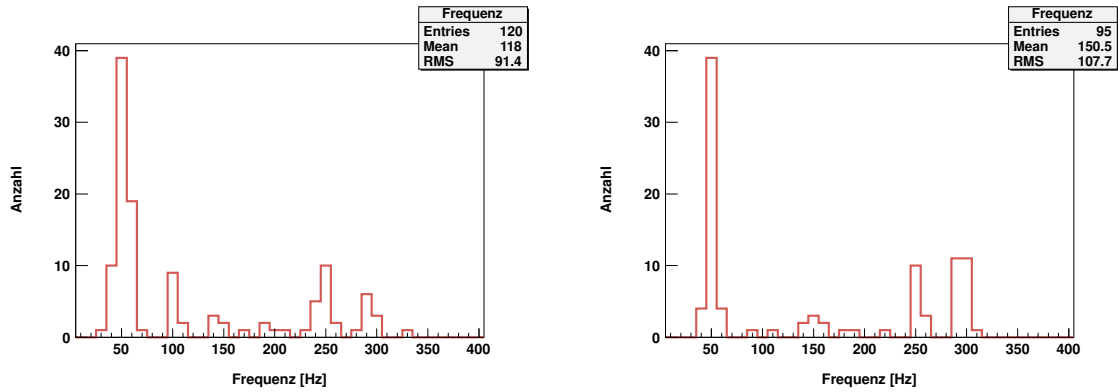


Abbildung 22 Häufigkeitsverteilung der Frequenz zu Messreihe 1 (l.) und 2 (r.).

Die auftretenden Amplituden im hier untersuchten Untergrundbereich sind nach der Verkleinerung der Kondensatorplattenfläche größer als vorher. Die größten Amplituden liegen hier zwischen 1,25 und 1,35 mV. Bei Messreihe 1 treten höchstens Amplituden mit 0,95 mV auf.

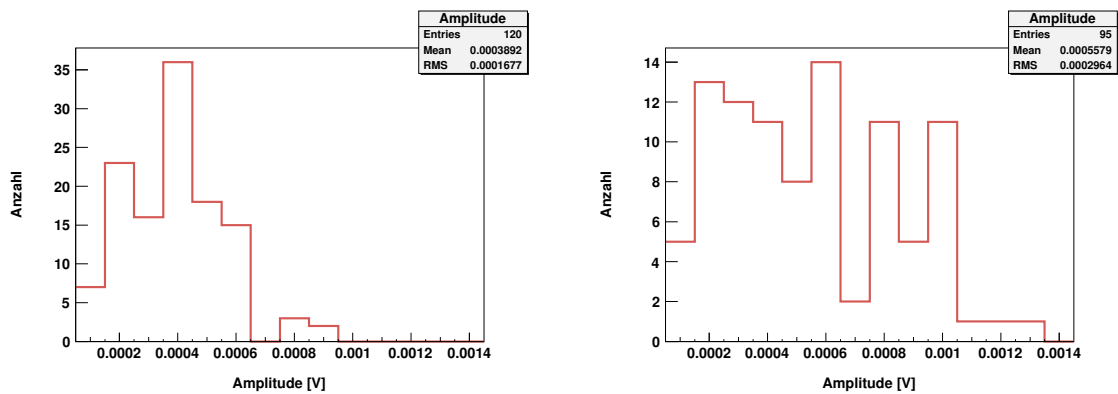


Abbildung 23 Häufigkeitsverteilung der Amplitude zu Messreihe 1 (l.) und 2 (r.).

Beim Vergleich der Histogramme zur Auffindung des *Offset* fällt auf, dass leichte Unterschiede in den Fitparametern bestehen. Um dieses zu quantifizieren, werden die gewichteten Mittelwerte von  $U_0$  und  $\sigma_{U_0}$  (vgl. Gl. 10) für beide Reihen berechnet. In die Rechnung gehen nur die Abstände ein, für die von beiden Messreihen Daten vorliegen:

<sup>7</sup>Sie konnte am einfachsten gefittet werden, daher ist die Amplitude größer als bei der FFT.

	$\bar{U}_0[\text{mV}]$	$\sigma_{U_0}[\text{mV}]$
Messreihe 1	$0,59 \pm 0,01$	$0,32 \pm 0,01$
Messreihe 2	$0,62 \pm 0,03$	$0,38 \pm 0,02$

**Tabelle 4** Gewichtete Mittelwerte der *Offset*-Werte und Standardabweichungen, die aus der Regression der Normalverteilung (Gl. 10) gewonnen wurden.

Die Werte für  $\bar{U}_0$  weichen nicht sonderlich voneinander ab. Allerdings scheint die Verkleinerung der Fläche der Kondensatorplatte zu einer Verstärkung des Rauschens zu führen, denn die Werte der zweiten Messreihe weichen stärker von den entsprechenden Mittelwerten ab.

Außer diesem Unterschied ist bezüglich der Nulllinie festzustellen, dass bei den Messreihen zum gleichen Abstand nicht immer derselbe Untergrund vorhanden ist. So sind zwar überwiegend die 50 Hz-Schwingungen zu finden, allerdings unterscheiden sich die Höhen der *Peaks* und die Arten weiterer Frequenzen.

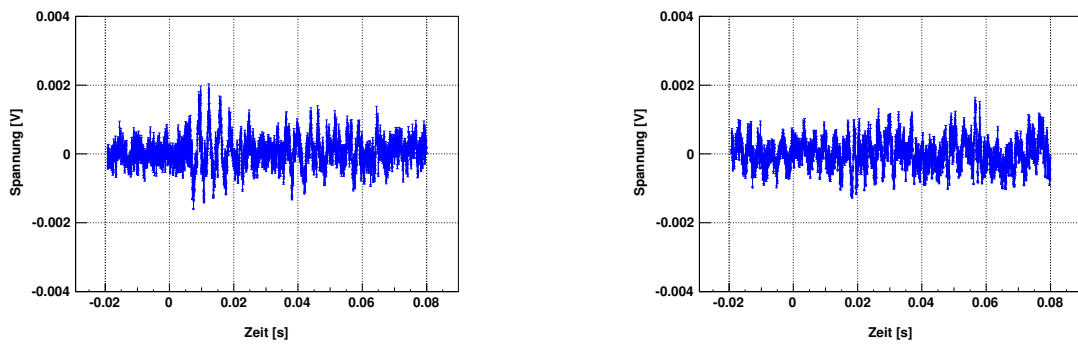
### 4.3.2 Untersuchung des Signalintervalls

In Abb. 15 sind in den Zeitintervallen  $[0,017 \text{ s}; 0,026 \text{ s}]$  (l.) und  $[0,001 \text{ s}; 0,008 \text{ s}]$  (r.) erhöhte Frequenzen zu finden. Bei der Untersuchung der korrigierten Signale ist festzustellen, dass alle Datensätze einen solchen Bereich aufweisen. Allerdings muss erwähnt werden, dass es sich bei nicht korrigierten und stark verrauschten Spannungsverläufen oft äußerst schwierig gestaltet die hohen Frequenzen zu identifizieren. Im Folgenden werden diese gewählten Bereiche als Signalintervalle angesehen. Die diesem Bereich folgenden Verläufe erweisen sich als derartig überlagert und verrauscht, dass eine Analyse nicht sinnvoll scheint.

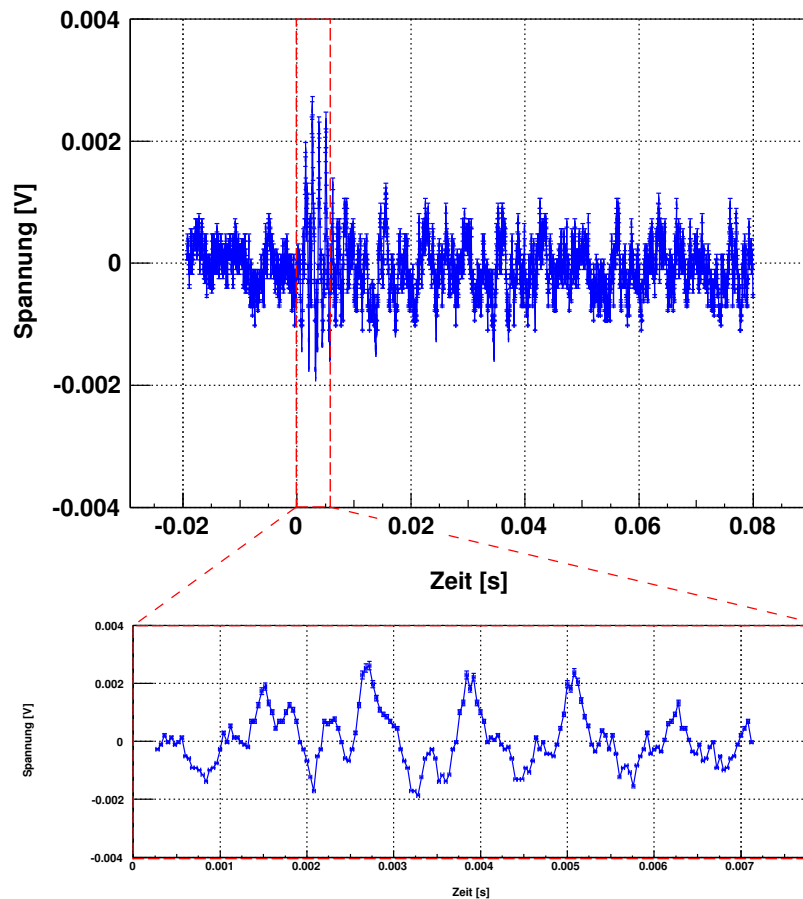
Über den gemessenen Druck ist mit Tab. 3 eine *Second Sound*-Geschwindigkeit gegeben. Mit diesen Werten und den eingestellten Abständen ist der erwartete Zeitpunkt des Signals über  $t_A = z^{[m]}/c_2$  zu berechnen. Die Varianz ergibt sich aus den fehlerbehafteten Größen  $z$  und  $c_2$ .

Über die Dauer des Signals lässt sich keine quantitative Aussage treffen. Daher wird der Zeitpunkt des Signalendes von Hand festgelegt, wobei die höhere Frequenz als Orientierungspunkt dient. Es stellt sich heraus, dass die Signalintervalle zu einem festen Abstand gleich lang sind. Tab. 10 (Anhang A) listet für alle Abstände den Start- und Endpunkt sowie die Signaldauer auf. Für die zweite Messreihe mit verringerter Fläche sind die Signalbereiche wesentlich schwerer aufzufinden. Abb. 24 zeigt dies anhand des am besten (l.) und am schlechtesten (r.) zu findenden Signals.

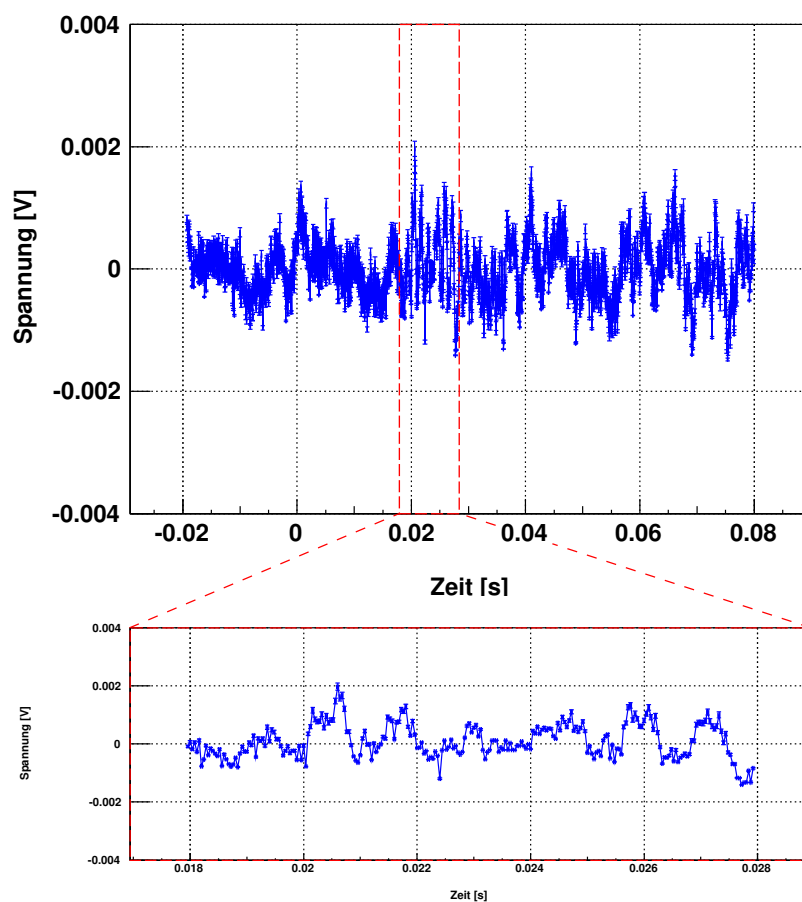
Zur Signalanalyse werden die gefundenen Intervalle aufgetragen. In Abb. 25 und 26 ist das Signal vergrößert dargestellt.



**Abbildung 24** Das beste (l.) und schlechteste (r.) Signal der Messreihe 2. Es wurden bei beiden zweistufige Korrekturen durchgeführt. Die Abstände betragen 74 mm (l.) und 274 mm (r.).

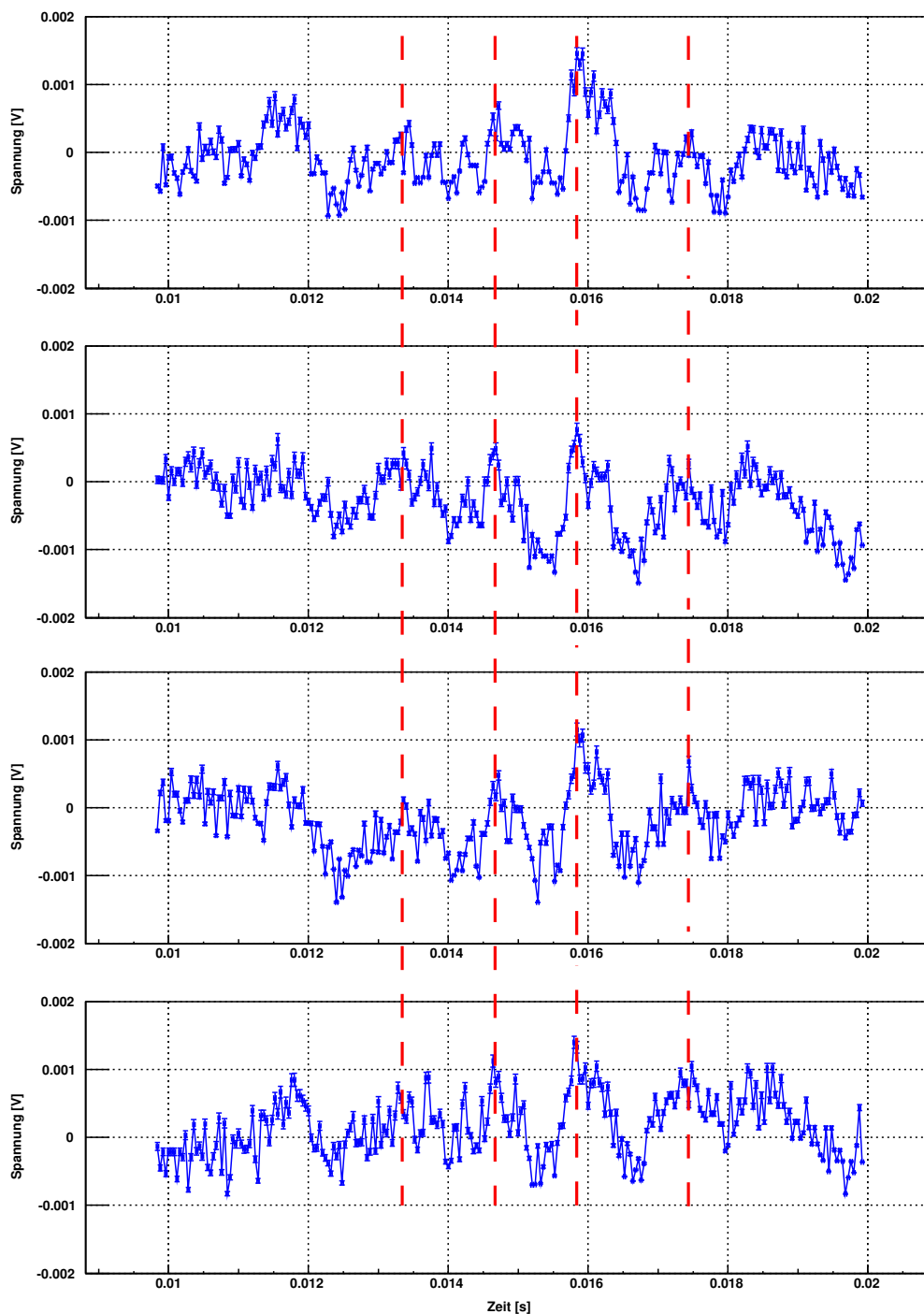


**Abbildung 25** Aus der bereinigten Messung wird das Signalintervall ermittelt (oben) und vergrößert dargestellt (unten). Das Signal wurde bei einem Abstand von 4 mm aufgenommen.

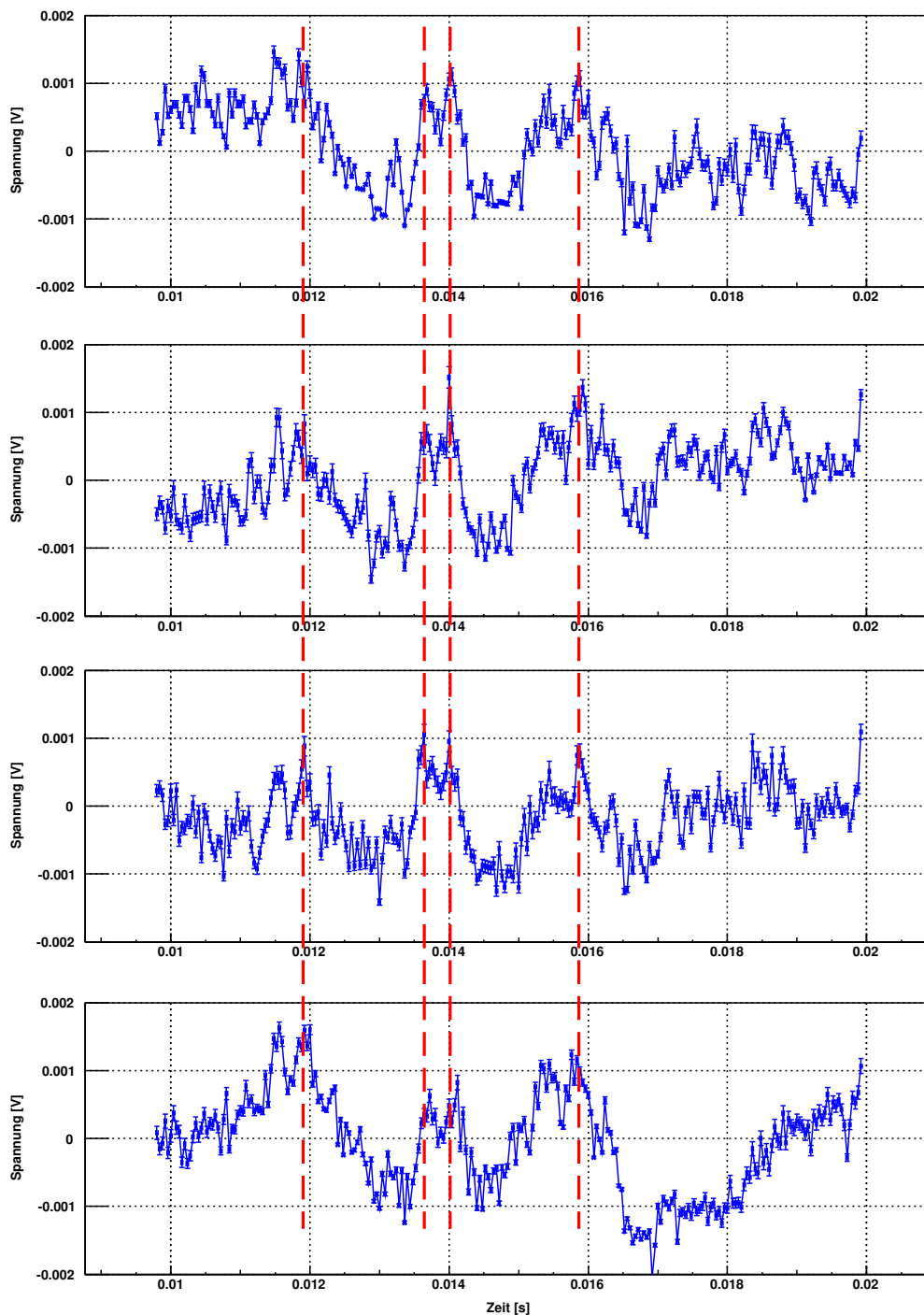


**Abbildung 26** Aus der bereinigten Messung wird das Signalintervall ermittelt (oben) und vergrößert dargestellt (unten); in diesem Fall bei einem Abstand von 354 mm.

Der Vergleich aller genommenen Daten zu einem festen Abstand zeigt, dass in jedem Signalintervall signifikante *Peaks* zu finden sind, die immer zur gleichen Zeit auftreten. In Abb. 27 und 28 sind aus beiden Messreihen vier Signalintervalle zum Abstand 194 mm abgebildet. Exemplarisch ist eine gestrichelte Linie durch vier zeitlich identische Maxima gelegt.



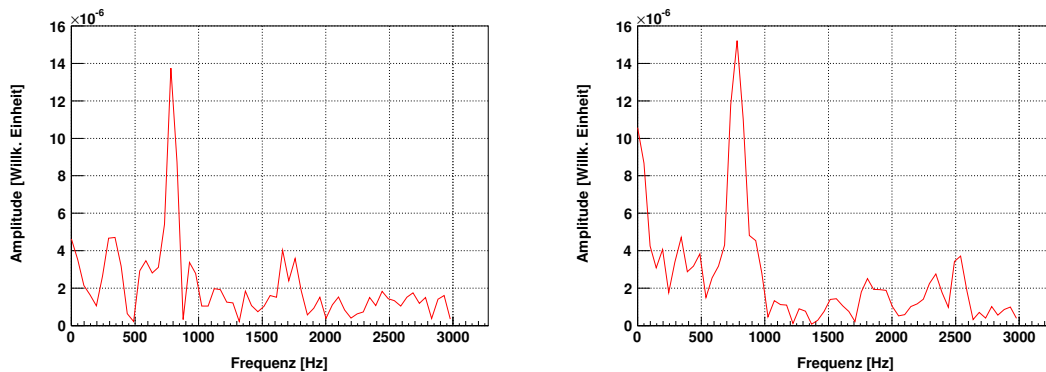
**Abbildung 27** Vier Signalintervalle von Einzelmessungen aus Reihe 1 beim Abstand 194 mm. Die rot gestrichelten Linien markieren Maxima, die immer zur gleichen Zeit (nach dem Wärmepuls) auftreten.



**Abbildung 28** Vier Signalintervalle von Einzelmessungen aus Reihe 2 beim Abstand 194 mm. Die rot gestrichelten Linien markieren Maxima, die immer zur gleichen Zeit (nach dem Wärmepuls) auftreten.

Die beobachtete Periodizität soll mit einfachstem Ansatz mit einer Sinusfunktion beschrieben werden. Zu Beginn der Signaluntersuchung ist es hilfreich durch eine

FOURIER-Analyse den Frequenzbereich des Signals abzuschätzen. Wegen der ähnlichen Kurvenformen kann angenommen werden, dass sich die Frequenzen zu einem Abstand innerhalb der 10 Messungen nicht sonderlich ändern. Daher genügt es, eine FOURIER-Analyse zu jedem Abstand zu erstellen, um die Frequenz der Schwingung aufzuspüren. Zwei Spektren sind für die Abstände 34 und 394 mm in Abb. 29 eingezeichnet.

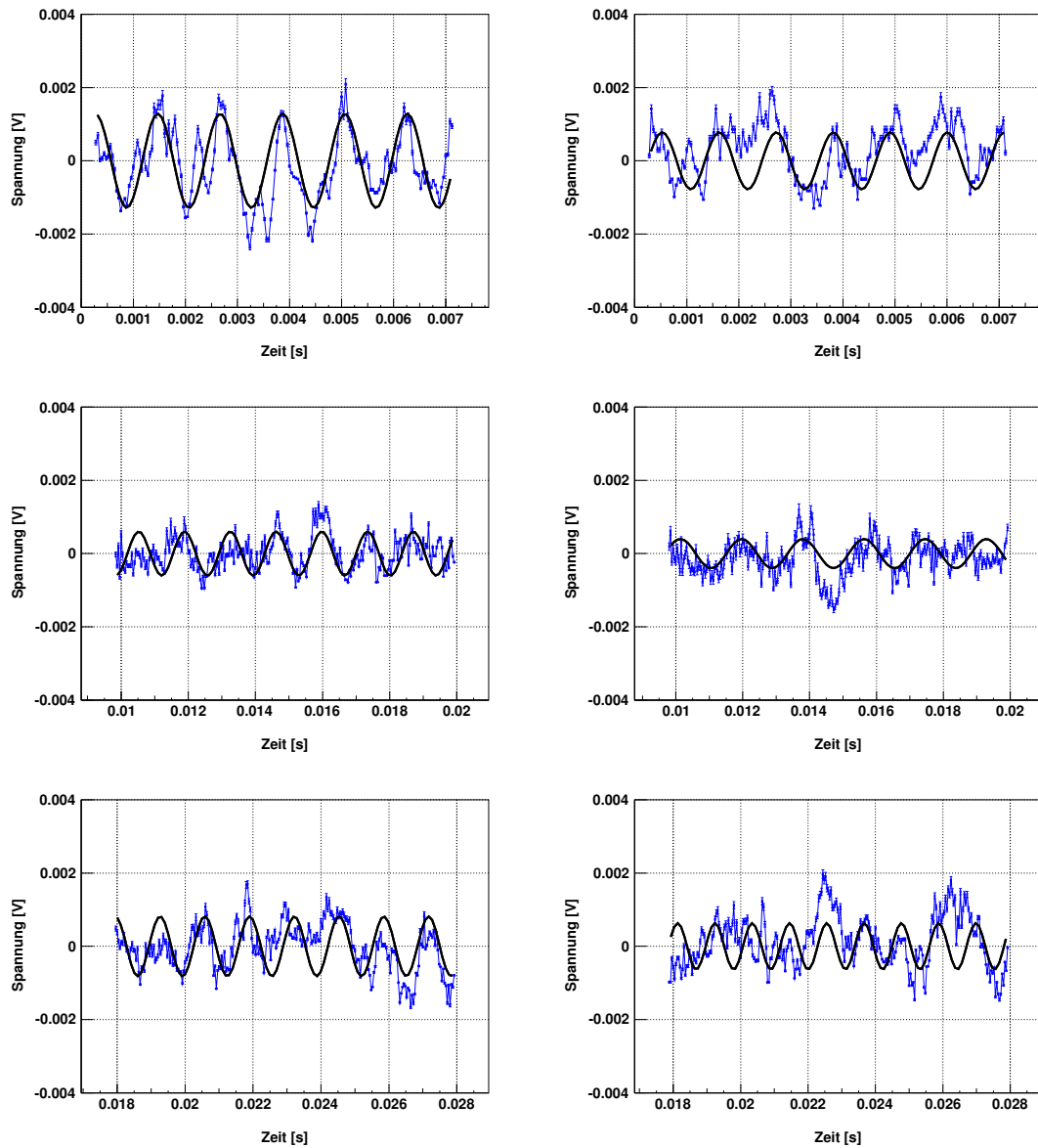


**Abbildung 29** Frequenzspektren zu den Abständen 34 und 394 mm. Die Auflösung ist aufgrund des eingeschränkten Datensatzes nicht sehr hoch. Die beiden Maxima bei ungefähr 800 Hz stellen die Frequenz des Signals dar.

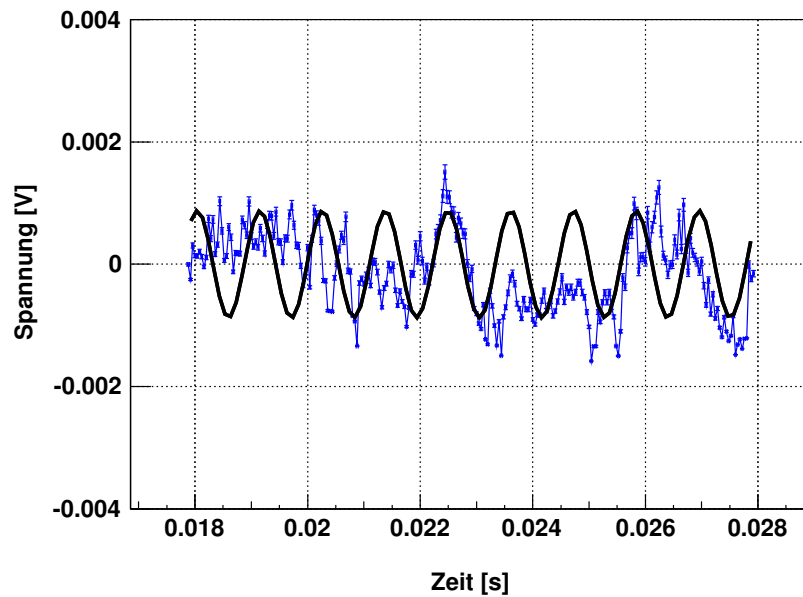
Neben den Frequenzen der Untergrundschwingungen (vgl. Abb. 17) findet sich ein ausgeprägter *Peak* im Bereich zwischen 750 und 900 Hz, der als Signal identifiziert wird.

Die durch diese Analyse gewonnenen Frequenzen werden nun genutzt, um mittels Gl. 11 eine Regression des Signals zu erzielen. Dies gestaltet sich trotz der Bereinigung der Daten schwierig. Vor allem bei der zweiten Messreihe sind die Signale durch andere Frequenzen und den Untergrund häufig stark überdeckt, sodass die Fits nur partiell gelingen. Augenscheinlich reicht bei manchen eine einfache Sinusfunktion nicht aus, um den Verlauf zu beschreiben (vgl. Abb. 27 und 28). Trotzdem kann eine Regression genutzt werden, um die Größen Frequenz und Phase zu bestimmen. Eine genaue Anpassung der Amplitude erweist sich hingegen, insbesondere bei der zweiten Reihe, als schwierig (vgl. Abb. 31). Folgende Abbildungen zeigen mehrere Signalintervalle mit den gefitteten Funktionen.





**Abbildung 30** Abgebildet sind für sechs Beispiele die Fits des Signalintervalls für die erste (l.) und zweite (r.) Messreihe. Die Abstände betragen 4, 194 und 314 mm (v.o.n.u.). Die Abszissen sind verschieden lang, weil nur das jeweilige Signalintervall betrachtet werden soll.

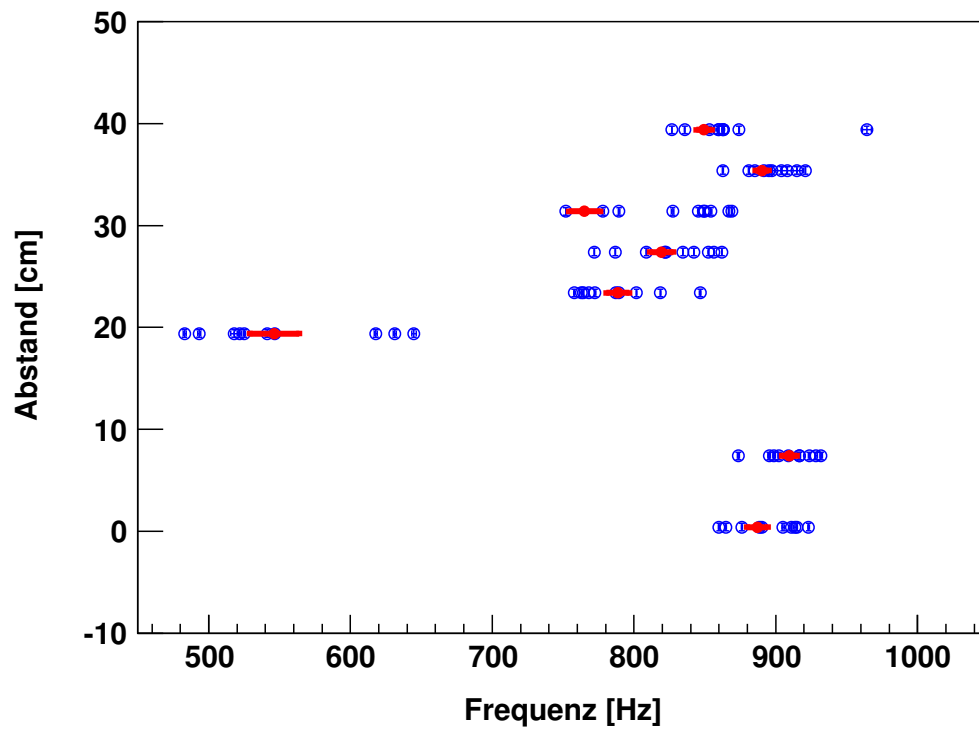
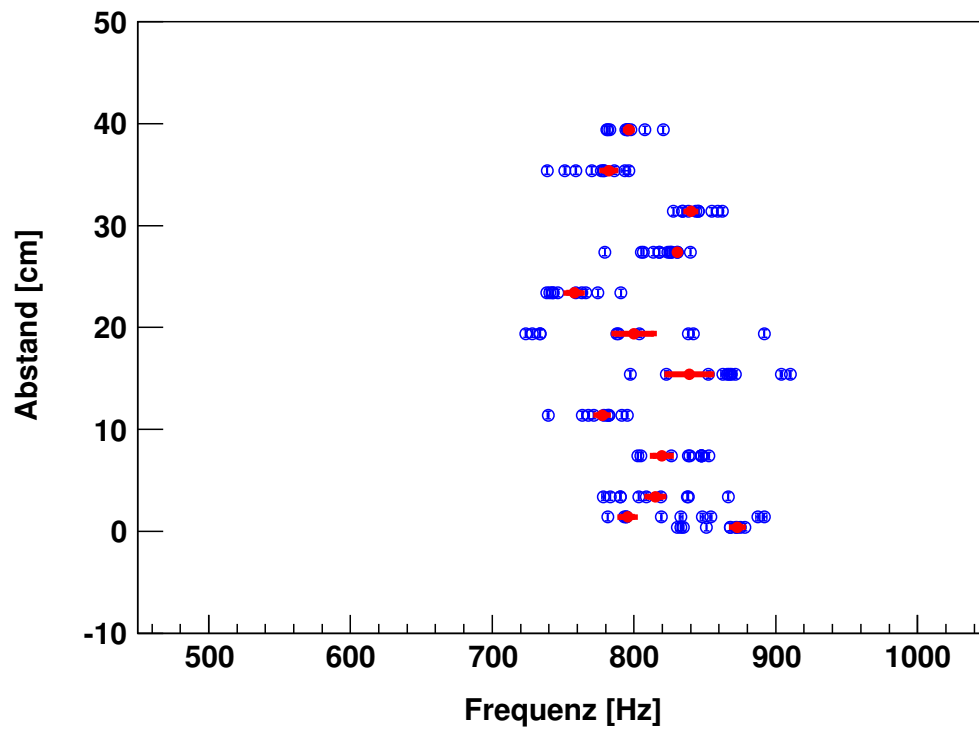


**Abbildung 31** Dieses Beispiel der zweiten Messreihe verdeutlicht die Schwierigkeit des Fits, wie sie bei einigen Einzelmessungen auftrat. Auf den *Peak* in der Mitte bezogen scheinen Frequenz und Phase richtig angepasst zu sein. Allerdings kann dies von der Amplitude der Nebenmaxima nicht behauptet werden.

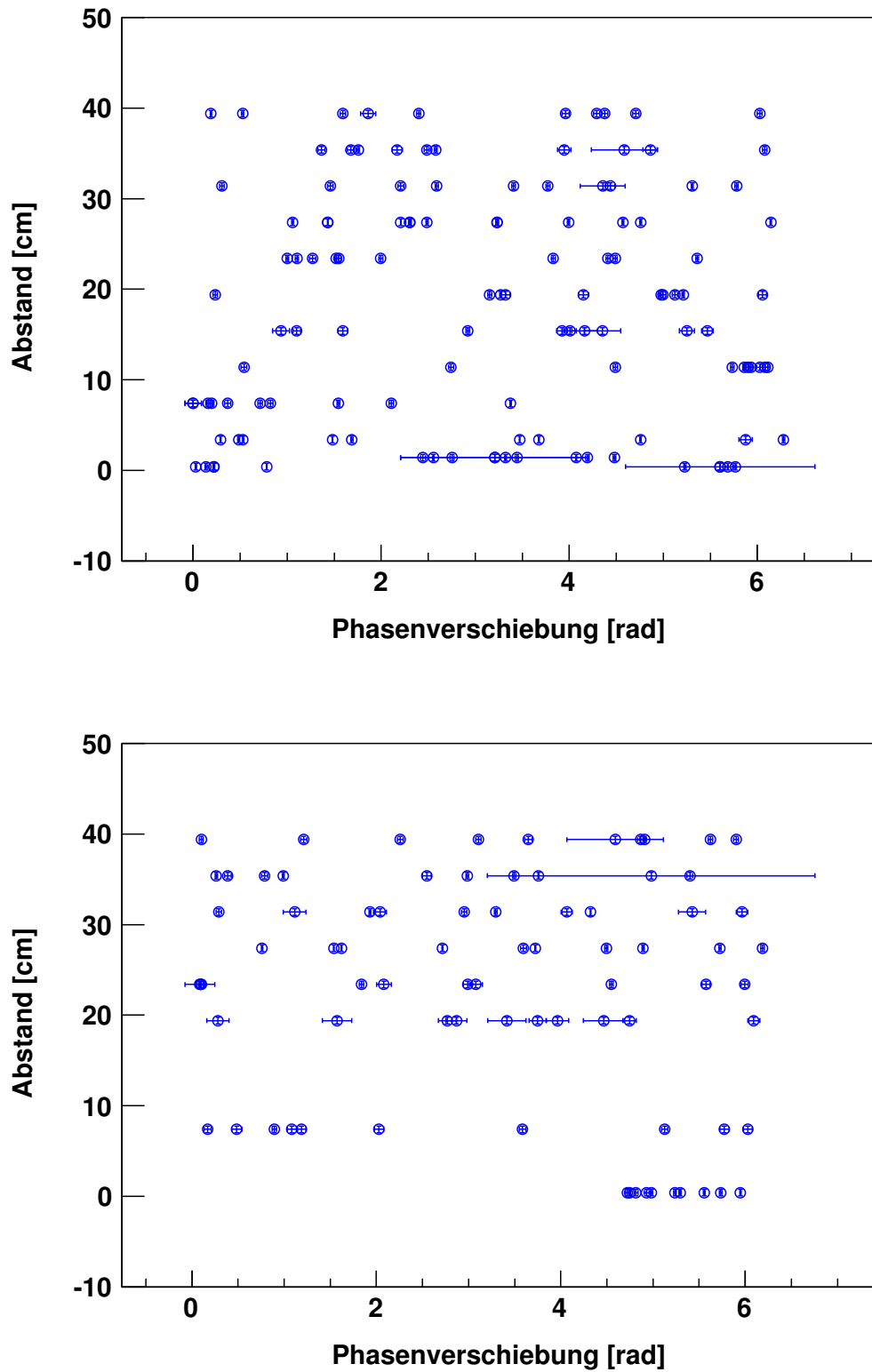
Die gefundenen Frequenzen und Phasen werden gegen den Abstand aufgetragen (vgl. Abb. 32 und 33). Die Phase scheint, außer für eine Ausnahme zum Abstand 4 mm bei der zweiten Messreihe, zufällig verteilt zu sein. Die Frequenzen hingegen liegen um einen Mittelwert verteilt. Die meisten Fehlerbalken sind kleiner als die eingezeichneten Punkte. Es treten allerdings auch einige größere auf. Dies liegt an großen Fitfehlern der zuvor durchgeführten Korrektur. Dieser wird durch eine gewichtete Mittelung der Einzelmessungen zu einem Abstand bestimmt und ist ebenfalls als roter Punkt in den *Plots* eingezeichnet. Tab. 5 führt die Werte auf.

Die Frequenzen beim Abstand 4 mm in Messreihe 2 liegen um 550 Hz verteilt. Somit sind sie weit außerhalb der restlichen Werte und liegen in der Nähe der Untergrundfrequenzen. Versuche, eine höhere Frequenz anzupassen, schlagen bei diesem Datensatz fehl.

Die gefundenen Amplituden beschreiben den Kurvenverlauf nicht in zufriedenstellendem Maße, wie ein Blick auf die Beispiele in Abb. 30 und 31 zeigt. Daher wurde auf eine Auftragung und Interpretation der Werte verzichtet.



**Abbildung 32** Der Fitparameter Frequenz zu Messreihe 1 (oben) und 2 (unten) aufgetragen gegen den Abstand. Die bei einem Abstand gemessenen Frequenzen sind als blaue Punkte und der jeweilige Mittelwert als roter Punkt eingetragen.



**Abbildung 33** Der Fitparameter Phase zu Messreihe 1 (oben) und 2 (unten) aufgetragen gegen den Abstand.

$z[\text{mm}]$	$f_1[\text{Hz}]$	$f_2[\text{Hz}]$
4	$873 \pm 4$	$887 \pm 7$
14	$796 \pm 5$	
34	$815 \pm 6$	
74	$820 \pm 6$	$910 \pm 5$
114	$778 \pm 4$	
154	$839 \pm 15$	
194	$800 \pm 14$	$546 \pm 18$
234	$758 \pm 6$	$789 \pm 8$
274	$822 \pm 6$	$819 \pm 8$
314	$840 \pm 3$	$764 \pm 11$
354	$782 \pm 4$	$890 \pm 5$
394	$796 \pm 2$	$849 \pm 5$

**Tabelle 5** Die gemittelten Frequenzen beider Messreihen zu jedem Abstand.

Die Unsicherheiten ergeben sich aus der statistischen Berechnung der mittleren quadratischen Fehler. Da die Frequenzen einer Messreihe nicht stark voneinander abweichen, wird nochmals das gewichtete Mittel zu jeder Messreihe berechnet:

$$\bar{f}_1 = (808 \pm 11) \text{ Hz}$$

$$\bar{f}_2 = (800 \pm 13) \text{ Hz}$$

Die Frequenzen der zweiten Messreihe beim Abstand 194 mm werden nicht in die Mittelung einbezogen, da sie zu nah am Frequenzbereich des Untergrunds liegen. Es kann nicht sichergestellt werden, dass es sich hierbei wirklich um ein Signal handelt.

#### 4.4 Emittierte Heizleistung

Da der Heizwiderstand einen *Quench*-Punkt simulieren soll, ist es angebracht festzustellen, ob die emittierte Leistung der eines solchen Defektes entspricht.

Bei den Messungen wurde wiederholt die Größe des Heizwiderstands mit einem Multimeter bestimmt. Da diese Werte nicht stark voneinander abweichen und der Widerstand sich innerhalb des betrachteten Temperaturintervalls nicht stark ändert, werden die Widerstände zur Abschätzung der Leistung gemittelt. Die Messgenauigkeit beträgt  $0,1 \Omega$ . Aus den 13 gemessenen Werten folgt ein gemittelter Widerstand von

$$\bar{R}_H = (88,3 \pm 0,4) \Omega$$

Die Leistung  $P_H$  lässt sich bei Gleichstrom mit dem Produkt aus Heizamplitude  $A$  und Strom  $I$  berechnen.  $I$  kann mit dem KIRCHHOFFSchen Gesetz durch die Spannung  $A$  und den Widerstand  $\bar{R}_H$  ausgedrückt werden:

$$P_H = A \cdot I = \frac{A^2}{\bar{R}_H}$$

Mit der beim Experiment verwendeten Spannung (Tab. 2) von 4 V berechnet sich die Leistung:

$$(181,1 \pm 0,1) \text{ mW}$$

Mit der Zeitdauer des Pulses  $t_{\text{Puls}}$  multipliziert folgt die emittierte Energie  $E_H = 0,0362 \pm 0,0002 \text{ mJ}$ .

## 5 Diskussion und Zusammenfassung

Es ist im Rahmen der Versuchsvorbereitung gelungen, einen Kryostaten aufzubauen, der die Experimentatoren befähigt den notwendigen, tiefen Temperaturbereich zu erzeugen, in dem der quantenmechanische Effekt des *Second Sound* auftritt. Die Güte des Kryostaten – Dichtigkeit und Heliumstandzeit – ist zur Untersuchung eines OST ausreichend hoch; OST-Abstände bis ungefähr 40 cm sind möglich.

Die durch den Heizwiderstand emittierte Leistung liegt im Bereich der in Abschnitt 2.3 gegebenen Abschätzung. Bei Tests mit geringerer Heizamplitude wurde das Signal unkenntlich. Über die Dauer eines realen *Quench*-Punktes und damit über die frei werdende Energie kann keine Aussage getroffen werden. Die Möglichkeit der Mehrfachtriggerung und -mittelung ist bisher nur zu Testzwecken und zu Voruntersuchungen genutzt worden.

Um zu verifizieren, dass es sich bei den gemessenen Signalen tatsächlich um *Second Sound* handelt wurde zu jedem Abstand der ersten Messreihe ein Datenpaar – Startzeit des Signals gegen Distanz – aus den *Plots* abgelesen und mit einer linearen Funktion gefittet. Die Steigung gibt die Geschwindigkeit des Signals an. Das Ergebnis ist in Abb. 34 in Anhang B gezeigt. Innerhalb des Fehlers ist die Steigung identisch mit der *Second Sound*-Geschwindigkeit für den Druckbereich von 3,5 hPa bis 4,0 hPa.

Die Korrektur der Datensätze stellte sich als komplizierter heraus als ursprünglich angenommen. Sie gelang am häufigsten in einstufiger Form. 58% der Messungen der ersten und 46% der zweiten Messreihe wurden auf diese Weise bearbeitet. Die zwei-stufige Bereinigung wurde in 20% bzw. 36% der Fälle durchgeführt. Weitere 20% und 17% blieben unbehandelt. Erfolge zeigte diese Datenbehandlung vor allem bei der Beseitigung des 50 Hz-Untergrunds (vgl. Abb. 22).

Durch die beiden Messreihen mit unterschiedlichen OST-Elektroden-Flächen –  $(198 \pm 2)$  und  $(100 \pm 1)$  mm<sup>2</sup> – war ein Signalvergleich möglich, der zeigte, dass die Flächenänderung keine Auswirkung auf die gemessene Frequenz hat. Innerhalb ihrer Unsicherheiten sind die gemittelten Frequenzen von  $(808 \pm 11)$  und  $(800 \pm 13)$  Hz gleich.

Die Kapazität des OST hat sich unter Annahme der linearen Kondensatorgleichung durch die Flächenverkleinerung halbiert. Dies hat offensichtlich Auswirkungen auf die Amplitude. Bei der zweiten Messreihe waren die Signale wesentlich schwieriger

zu identifizieren und das Rauschen der Nulllinie wich leicht von der ersten Messreihe ab. Dies verdeutlichen die beiden gemittelten  $\sigma_{U_0}$ -Werte aus den Histogramm-Fits –  $(0,32 \pm 0,01)$  mV für Messreihe 1 und  $(0,38 \pm 0,02)$  mV für Messreihe 2. Darüber hinaus lässt sich keine Aussage für die Amplituden treffen, da die Regressionen, insbesondere bei der zweiten Messung, keine sinnvollen Ergebnisse ergaben. Wegen der vielen Nebenmaxima und -minima (vgl. Abb. 27 und 28) und der breiten *Peaks* in den Frequenzspektren (vgl. Abb. 29) liegt die Vermutung nahe, dass es sich bei den Signalen um eine Superposition mehrerer Schwingungen handelt. Es können drei mögliche Gründe für das Auftreten mehrerer Frequenzen genannt werden:

- Änderung der Frequenz aufgrund von Energieabgabe bei Reflexion an den DEWAR-Wänden
- Anregung mehrerer Moden der OST-Membran mit verschiedenen Eigenfrequenzen
- Emittierung verschiedener Frequenzen durch den Heizwiderstand (Puls besteht aus Überlagerung von einer Grundwelle mit mehreren Oberwellen); Auffassung des Signalintervalls als Wellenpaket

Ein Indiz, das gegen den letzten Punkt spricht, ist die Beobachtung, dass die als Wellenpaket aufgefassten Signalintervalle nicht mit steigendem Abstand (längerer Laufzeit) auseinander laufen. Das zeigen die berechneten Signallängen (vgl. Tab. 10).

Die gefundenen Phasen (vgl. Abb. 33) scheinen bis auf die Ausnahme der zweiten Messreihe (Abstand: 4 mm) gleichverteilt zu sein. Dies widerspricht der Annahme, dass die Signale immer mit der gleichen Phase einsetzen. Die Phasengleichheit beim 4 mm-Abstand ist dadurch zu erklären, dass bei diesen Daten immer nur ein einziger, zeitgleicher *Peak* vorhanden war, an dem Fitparameter angepasst wurden. Allerdings konnte festgestellt werden, dass die deutlichen Extrema, also jene die eindeutig dem Signal zugeschrieben werden konnten, sich immer zur gleichen Zeit ereignen (vgl. Abb. 27 und 28). Da die Frequenzen im Allgemeinen auch einer gewissen Streuung unterlagen und es sich zeigte, dass die Phase empfindlich von der Frequenz abhängt, ist die Annahme der gleichen Phasen nicht gänzlich von der Hand zu weisen. Eine Verbesserung des Fits, insbesondere der Frequenz, sollte zu einer weniger streuenden Phasenverteilung führen.

Ein gedämpfter Spannungsverlauf, wie er eingangs vermutet wurde, konnte auf den kurzen Signalintervallen nicht beobachtet werden. Allerdings zeigen Testmessungen



mit großer Zeitskala ( $\gtrsim 500$  ms) dieses Verhalten. Wie aber die *Plots* verdeutlichen (vgl. Abb. 25 und 26), entzieht sich der spätere Spannungsverlauf nach den gewählten Signalintervallen einer genauen Analyse. Möglicherweise ist die Dämpfung aufgrund der geringen Viskosität verringert.

Bessere Daten könnten mit einer Mittelung erreicht werden. Allerdings muss vor einem solchen Schritt eindeutig gezeigt werden, dass keine Einzelsignalanteile in der Mittelung untergehen. Das ist wegen der Gleichverteilung der Phase noch nicht gelungen. Indizien sind aber die gleichzeitig auftretenden Extrema. Neben diesem Argument muss auch betrachtet werden, dass die Aufgabe dieser Arbeit in der Simulation eines *Quench*-Punktes besteht. Bei der realen Anwendung dieser OST-Analyse auf Kavitäten ist eine Mehrfachmessung nicht möglich.

Abschließend können noch zwei Punkte festgehalten werden: Erstens wurde beobachtet, dass die sehr nahen OST-Abstände andere Signale als bei großen Distanzen hervorbrachten. Dafür gibt es zwei Erklärungsansätze. Zum einen wäre es möglich, dass wenige bis gar keine reflektierten Wellen den OST erreichen, da sie sich nach einer Reflektion hinter dem OST befänden und zum anderen ist der Raumwinkel, den das Mikrofon einnimmt, hier am größten. Wellen, die den äußersten Rand der Membran anregen, treffen nach 0,5 ms auf. Die Laufzeit vom Widerstand zur Mitte des OST beträgt 0,2 ms. Für die größte Distanz berechnet sich dagegen der Laufzeitunterschied zwischen Rand und Mitte zu 0,006 ms.

Zweitens scheint das Einsetzen des Signals nicht immer mit der Berechnung über die *Second Sound*-Geschwindigkeit übereinzustimmen, d.h. die abgelesenen Startzeiten sind größer als die berechneten (vgl. Abb. 26). Die Differenzen können bis zu 2 ms betragen. Dies deutet entweder auf eine Ansprechverzögerung des OST hin oder aber die Annahme, dass die zum Heizwiderstand transportierte Energie mit zu vernachlässigender Verzögerung in Wärme umgesetzt wird, ist falsch.

## 6 Ausblick

Weitere Bemühungen müssen darauf abzielen das Rauschen des gemessenen Signals zu unterdrücken. Es wird für die teilweise nicht zufriedenstellenden Regressionen verantwortlich gemacht. Eine Möglichkeit bestünde im Austausch der Spannungsquelle des OST. Während der ersten Versuche wurde bereits eine Signalverstärkerschaltung mit zwei 9-V-Blöcken betrieben. Allerdings zeigte sich, dass die hochtransformierte 120-V-Spannung aufgrund der Batterieinnenwiderstände zusammenbrach. Daher wird vorgeschlagen eine Autobatterie zu verwenden, wie es auch bei anderen Experimenten mit solch geringen Signalspannungen geschieht.

Der gemessene *Offset* kann ebenfalls auf die Versorgungsspannung zurückgeführt werden. Während eines Experiments wurde diese über einen Tastkopf abgegriffen. Abb. 35 in Anhang B zeigt das ausgekoppelte Signal. Das Oszilloskop war so eingestellt, dass nur Wechselspannungsanteile erfasst wurden. Der gezeigte Verlauf beschreibt also nur das Rauschen der Versorgungsspannung. Die schwarze Linie verdeutlicht den vom Oszilloskop bestimmten Mittelwert (0,611 mV), der sehr nahe bei den in der Auswertung (Abschnitt 4.3.1) berechneten Werten liegt.

Einen weiteren Hinweis für den Ursprung des Untergrunds liefert die Beobachtung, dass die charakteristischen Schwingungen bei der Betätigung des Triggers eingekoppelt wurden. Es ist also auch durchaus denkbar, dass der Triggerpuls das Signal durch kapazitive Kopplungen stört. Die häufig festgestellten Frequenzen mit 50 Hz und ganzzahligen Vielfachen von 50 Hz sind mit großer Wahrscheinlichkeit eingekoppelte Anteile der Netzspannung. Erste Maßnahmen wurden vor den beiden Messreihen ergriffen: Das Edelstahlrohr zur Pumpe wurde am Kopf mit einer PVC-Schelle am Kleinflansch angebracht, um die Pumpe elektrisch gegen den Kryostaten zu isolieren. Außerdem wurde die Anlage über ein Kabel geerdet. Die BNC-Kabel wurden durch Klopfen auf Mikrofonieeffekte untersucht. Es können danach derlei Effekte ausgeschlossen werden.

Weitere Versuche das Rauschen zu unterdrücken sollten auf das Verhindern von Antenneneffekten abzielen. Beispielsweise ist die OST-Stange noch elektrisch leitend mit dem OST verbunden. Dies ließ sich bei der verwendeten Koaxial-Durchführung nicht ohne weiteres verhindern.

Denkbar ist ebenfalls, dass sich Vibrationen der Pumpe auf die Anlage übertragen und zu schwachen Erschütterungen des Heliums führen, die wiederum die OST-Membran beeinflussen. Die Pumpe läuft bei 380 V mit 1415 Umdrehungen pro Mi-

nute. Das entspricht ungefähr einer Frequenz von 25 Hz, die aber nicht direkt in den Daten nachgewiesen werden konnte. Dennoch sollten die Vibrationen durch die Ummantelung des Edelstahlschlauchs mit einem dämpfenden Material verringert werden, um eine weitere Fehlerquelle auszuschließen.

Zur exakten Bestimmung der Signallängen ist eine hinreichend genaue Bestimmung des Abstandes zwischen OST und Heizwiderstand notwendig. Der hier berechnete Fehler lässt sich durch genaue, von der Eintauchtiefe abhängige, Kontraktionsberechnungen verkleinern. Die Ungenauigkeit wegen des nicht exakt geraden Drahtes bleibt dennoch bestehen. Daher ist es ratsam, den Heizer fest am Boden des Kryostaten zu verankern. Dies hat zum einen den Vorteil, dass die Abstandsänderung wegen der Drahtschrumpfung hinfällig wird und zum anderen würde es die nutzbare Heliumstandzeit verlängern. Außerdem wäre so eine genauere Zentrierung des Widerstands möglich. Die drei Niobdrähte sollten wegen der Symmetriehaltung und der Verhinderung unerwünschter Wärmefreisetzung beibehalten werden.

Für die OST-Stange sollte eine parallaxenfreie Tauchtiefenmessung angebracht werden. Beispielsweise kann über einen Maßstab und eine Referenzskala die Ablesegenauigkeit verbessert werden. Denkbar ist auch der Gebrauch von einem *Laserpointer*, der für einen kurzen Moment<sup>8</sup> an der Unterkante des OST vorbei auf eine Skala leuchtet.

Eine genauere Bestimmung der Stangenkontraktion ist möglich: Wird bei jeder Messung notiert, wieviel der Länge im Helium ist, kann eine Längenänderung angegeben und der Abstand um diese korrigiert werden.

Nach der Durchführung dieser Maßnahmen sollte das Signal wesentlich besser analysierbar sein. Die Verkleinerung der starren Kondensator-Elektrode brachte die Erkenntnis, dass neben der konstanten Frequenz die Amplituden schwieriger zu ermitteln sind. Es sollte also die größere, wenn nicht sogar eine vergrößerte Elektrode verwendet werden. Um herauszufinden, ob die gefundene Frequenz eine Eigenschwingung des OST ist, kann versucht werden durch Vergrößerung bzw. Verkleinerung der Membran oder einer Formänderung dieser (quadratisch statt rund) eine Beeinflussung der Frequenz zu verursachen.

Über die Variation des Polarwinkels  $\phi$  ist eine radiale Auslenkung möglich. Dies kann genutzt werden, um die Auswirkung einer Geometrieänderung auf die Amplitude und Frequenz zu studieren.

---

<sup>8</sup>Die Wärmezufuhr sollte möglichst klein gehalten werden.

Die Verwendung eines Signalverstärkers ist empfehlenswert, da die vom Oszilloskop geleistete Verstärkung ausgeschöpft wurde und das Signal trotzdem nur mit geringer Auflösung erfasst werden konnte. Zudem kann mit einem Verstärker die Heizamplitude erhöht werden, die durch die vorliegende Schaltung auf 4 V begrenzt ist. Eine Verstärkung kann dazu genutzt werden, eine mögliche nichtlineare Dynamik des Systems, insbesondere des OST, zu untersuchen.

## A Tabellen

	1,25-2,1768 K	2,1768-5,0 K		1,25-2,1768 K	2,1768-5,0 K
$T_0$ [K]	1,392408	3,146631	$T_6$ [K]	-0,017976	-0,004325
$T_1$ [K]	0,527153	1,357655	$T_7$ [K]	0,005409	-0,004973
$T_2$ [K]	0,166756	0,413923	$T_8$ [K]	0,013259	0
$T_3$ [K]	0,050988	0,091159	$B_0$	5,6	10,3
$T_4$ [K]	0,026514	0,016349	$C_0$	2,9	1,9
$T_5$ [K]	0,001975	0,001826			

**Tabelle 6** Koeffizienten der Dampfdruckkurve von  $^4\text{He}$ . Erste und dritte Spalte: Temperaturbereich [1,25; 2,1768 K]. Zweite und vierte Spalte: Temperaturbereich [2,1768; 5,2 K] [17].

$a_0$	$a_1$ [1/K]	$a_2$ [1/K <sup>2</sup> ]	$a_3$ [1/K <sup>3</sup> ]	$a_4$ [1/K <sup>4</sup> ]
$-1,862 \cdot 10^2$	$-2,568 \cdot 10^{-1}$	$8,334 \cdot 10^{-3}$	$-2,951 \cdot 10^{-5}$	$3,908 \cdot 10^{-8}$

**Tabelle 7** Die Reihenoeffizienten zur Berechnung des integrierten Ausdehnungskoeffizienten von NbTi nach [18]. Der Temperaturbereich geht von 4 bis 300 K.

Temperatur $T$ [K]	Geschwindigkeit $c_2$ [m/s]
1,1	18,35
1,2	18,52
1,3	19,03
1,4	19,57
1,5	20,04
1,6	20,34
1,7	20,32
1,8	19,87
1,9	18,77
2,0	16,64
2,05	14,94
2,10	12,42
2,11	11,75
2,15	7,894
2,16	6,221
2,17	3,078
2,171	2,354
2,1715	1,805
2,1719	0,9817

**Tabelle 8** Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c_2$  zur Temperatur  $T$  [14, gekürzt].

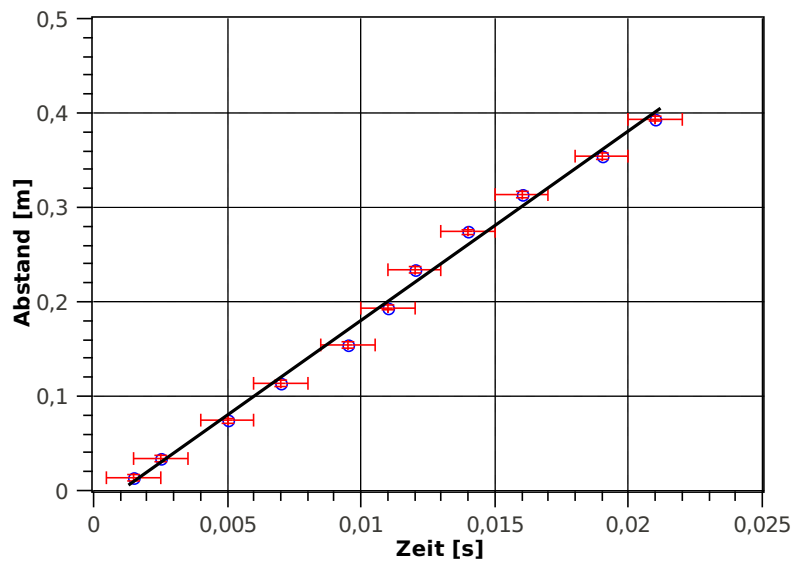
$T$ [K]	0	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
1,2	0,082	0,087	0,093	0,100	0,107	0,115	0,123	0,131	0,139	0,148
1,3	0,158	0,168	0,178	0,189	0,201	0,213	0,226	0,239	0,252	0,267
1,4	0,282	0,298	0,314	0,331	0,348	0,367	0,387	0,407	0,428	0,449
1,5	0,472	0,495	0,519	0,544	0,570	0,597	0,625	0,654	0,684	0,715
1,6	0,747	0,780	0,813	0,849	0,885	0,922	0,961	1,001	1,042	1,084
1,7	1,128	1,173	1,219	1,266	1,315	1,365	1,417	1,470	1,525	1,581
1,8	1,638	1,697	1,758	1,820	1,883	1,948	2,015	2,084	2,154	2,226
1,9	2,299	2,374	2,451	2,530	2,610	2,692	2,776	2,862	2,949	3,039
2,0	3,130	3,223	3,317	3,414	3,512	3,613	3,715	3,818	3,925	4,032
2,1	4,141	4,253	4,366	4,481	4,597	4,716	4,836	4,958	5,082	5,207
2,2	5,335	5,465	5,597	5,731	5,867	6,005	6,146	6,288	6,433	6,580
2,3	6,730	6,882	7,036	7,192	7,351	7,512	7,675	7,841	8,009	8,180
2,4	8,354	8,529	8,708	8,889	9,072	9,258	9,447	9,638	9,832	10,03
2,5	10,23	10,43	10,64	10,83	11,05	11,27	11,48	11,70	11,92	12,15
2,6	12,37	12,6	12,84	13,07	13,31	13,55	13,8	14,05	14,3	14,55
2,7	14,81	15,07	15,33	15,6	15,87	16,14	16,42	16,7	16,98	17,26
2,8	17,55	17,84	18,14	18,44	18,74	19,05	19,36	19,67	19,98	20,3
2,9	20,63	20,95	21,28	21,61	21,95	22,29	22,64	22,98	23,33	23,69
3	24,05	24,41	24,77	25,14	25,52	25,89	26,27	26,66	27,05	27,44
3,1	27,84	28,24	28,64	29,05	29,46	29,87	30,29	30,72	31,14	31,58
3,2	32,01	32,45	32,89	33,34	33,79	34,25	34,71	35,17	35,64	36,11
3,3	36,59	37,07	37,56	38,05	38,54	39,04	39,54	40,05	40,56	41,08
3,4	41,6	42,12	42,65	43,18	43,72	44,26	44,81	45,36	45,92	46,48
3,5	47,05	47,62	48,19	48,77	49,35	49,94	50,54	51,13	51,74	52,35
3,6	52,96	53,57	54,2	54,82	55,46	56,09	56,73	57,38	58,03	58,69
3,7	59,35	60,02	60,69	61,37	62,05	62,73	63,43	64,12	64,83	65,53
3,8	66,25	66,96	67,69	68,41	69,15	69,89	70,63	71,38	72,14	72,9
3,9	73,66	74,43	75,21	75,99	76,78	77,57	78,37	79,17	79,98	80,8
4	81,62	82,44	83,27	84,11	84,95	85,8	86,66	87,52	88,38	89,26
4,1	90,13	91,02	91,91	92,8	93,7	94,61	95,52	96,44	97,37	98,3
4,2	99,23	100,18	101,13	102,08	103,04	104,01	104,98	105,96	106,95	107,94
4,3	108,94	109,94	110,95	111,97	113	114,03	115,06	116,11	117,15	118,21
4,4	119,27	120,34	121,42	122,5	123,51	124,68	125,79	126,89	128,01	129,13
4,5	130,26	131,3	132,54	133,69	134,84	136,01	137,18	138,36	139,54	140,73
4,6	141,93	143,13	144,35	145,57	146,79	148,03	149,27	150,52	151,77	153,04
4,7	154,31	155,58	156,87	158,16	159,46	160,77	162,09	163,41	164,74	166,08
4,8	167,42	168,78	170,14	171,51	172,89	174,27	175,66	177,07	178,37	179,89
4,9	181,32	182,75	184,19	185,64	187,1	188,56	190,04	191,52	193,01	194,51
5	196,08	197,53	199,06	200,59	202,13	203,68	205,24	206,81	208,39	209,97

**Tabelle 9** Drücke in kPa zur Temperatur  $T$  [17].

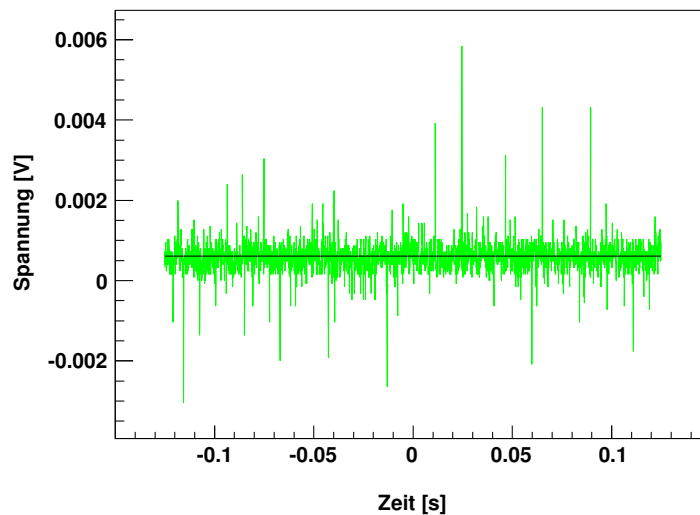
	$z$ [m]	$p$ [hPa]	$c_2$ [m/s]	$t_A$ [s]	$t_E$ [s]	$\Delta t_S$ [s]	$\sigma_{\Delta t_S}$ [s]
Messreihe 1	0,394	3,5	19,76	0,0199	0,030	0,010	$\pm 0,002$
	0,354	3,5	19,76	0,0179	0,028	0,010	$\pm 0,002$
	0,314	4	19,88	0,0158	0,028	0,012	$\pm 0,002$
	0,274	4	19,88	0,0138	0,027	0,013	$\pm 0,002$
	0,234	4	19,88	0,0118	0,025	0,013	$\pm 0,002$
	0,194	4	19,88	0,0098	0,020	0,010	$\pm 0,002$
	0,154	4	19,88	0,0077	0,014	0,006	$\pm 0,002$
	0,114	4	19,88	0,0057	0,014	0,008	$\pm 0,001$
	0,074	4	19,88	0,0037	0,012	0,008	$\pm 0,001$
	0,034	3,8	19,83	0,0017	0,015	0,013	$\pm 0,001$
	0,014	3,8	19,83	0,0007	0,005	0,004	$\pm 0,001$
	0,004	3,8	19,83	0,0002	0,007	0,007	$\pm 0,001$
	Messreihe 2	0,394	4	19,88	0,0198	0,030	0,010
0,354		4	19,88	0,0178	0,028	0,010	$\pm 0,002$
0,314		4	19,88	0,0158	0,028	0,012	$\pm 0,002$
0,274		4	19,88	0,0138	0,027	0,013	$\pm 0,002$
0,234		4	19,88	0,0118	0,025	0,013	$\pm 0,002$
0,194		4	19,88	0,0098	0,020	0,010	$\pm 0,002$
0,074		4	19,88	0,0037	0,012	0,008	$\pm 0,001$
0,004		4	19,88	0,0002	0,007	0,007	$\pm 0,001$

**Tabelle 10** Die ermittelten Signallängen für die beiden Messreihen. Zur Fehlerberechnung werden die Werte aus Gl. 8 und Tab. 3 benutzt. Durch die Rundung des Fehlers fällt der geringfügige Anteil des asymmetrischen Fehlers der Abstandsbestimmung heraus. Dies gilt ebenfalls für die kleinen Differenzen der *Second Sound*-Geschwindigkeit, die zwischen den Messreihen wegen der unterschiedlichen Drücke auftreten. Die Endzeiten werden nicht angepasst, da diese Differenzen aus den *Plots* nicht abgelesen werden können. Die Abweichung für  $t_E$  wird daher auf 1 ms gesetzt.

## B Abbildungen

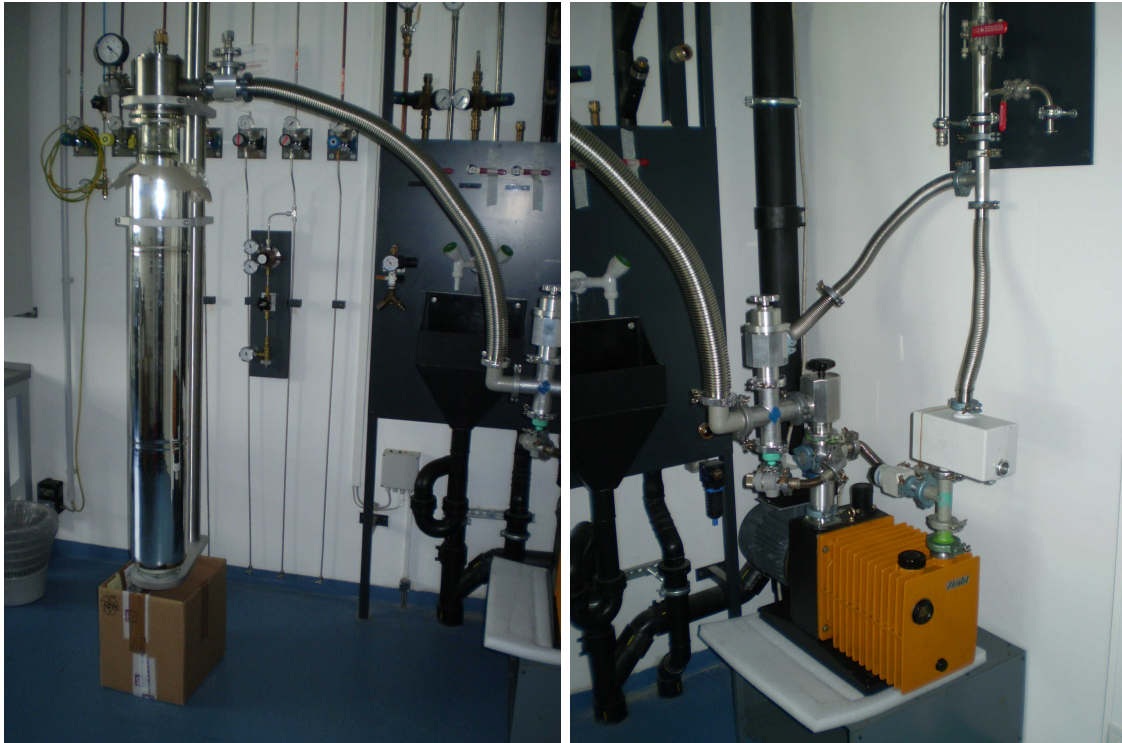


**Abbildung 34** Abgesehene Startzeiten  $T_A$  beim jeweiligen Abstand  $z$ . Die Fehler der Ordinate sind in Kap. 4.1 bestimmt worden und die Zeitfehler wurden wie zuvor auf 1 ms gesetzt. Der Fit ergibt für die Steigung einen Wert von  $20,07 \pm 0,2$  m/s und für den Ordinatenanschnitt  $-0,02 \pm 0,002$  m. Die leichten Abweichungen der Punkte von der Geraden könnten durch die leichten Druckunterschiede erklärt werden, die sich während des Experiments ergaben. Aus diesen resultieren verschiedene Geschwindigkeiten zu jedem Abstand.

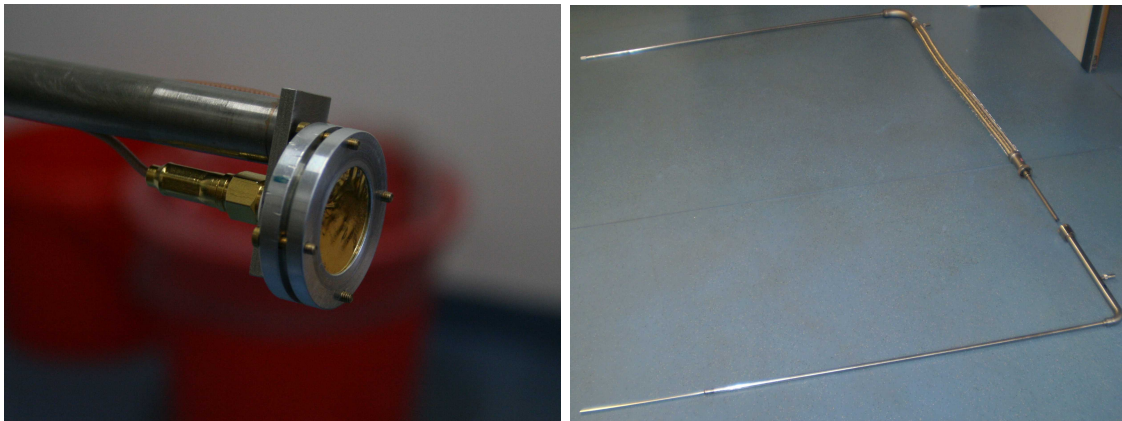


**Abbildung 35** Wechselspannungsanteil der Versorgungsspannung. Die schwarze Linie ist der vom Oszilloskop gebildete Mittelwert von 0,611 mV. Die Spannungsspitzen entstehen durch die Verwendung eines Tastkopfes.





**Abbildung 36** Bild des aufgebauten Experiments: Kryostat (l.) und Pumpkreis (r.)



**Abbildung 37** Bild des verwendeten OST (l.) und Heliumhebers (r.). Der OST ist an der Haltestange befestigt.

## C Literatur

- [1] *D. Reschke, L. Lilje und H. Weise*: ANALYSIS OF RF RESULTS OF RECENT NINE-CELL CAVITIES AT DESY; Hamburg, TTC-Report 2009-01
- [2] *H. Padamsee, J. Knoblauf, T. Hays*: RF SUPERCONDUCTIVITY FOR ACCELERATORS; Second Edition, Weinheim, Wiley-VCH Verlag, 2008
- [3] *O. Chodosh, J. Hiatt, S. Shah und N. Yan*: SECOND SOUND IN HE II, Department of Physics, Stanford University, 2008
- [4] *W. B. Hanson, J. R. Pellam*: SECOND SOUND ATTENUATION IN LIQUID HELIUM II; Phys. Rev., **95**, 321-327, 1954
- [5] *B. Aune et al.*: SUPERCONDUCTING TESLA CAVITIES; Phy. Rev. Spec. Topics, Accelerators and Beams **3**, 092001, 2000
- [6] *W. Buckel, R. Kleiner*: SUPERCONDUCTIVITY - FUNDAMENTALS AND APPLICATIONS; Second Edition, Weinheim, Wiley-VCH Verlag, 2004
- [7] *V. Shemelin, H. Padamsee, R. L. Geng*: OPTIMAL CELLS FOR TESLA ACCELERATING STRUCTURE; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A, **496**, 1-7, 2003
- [8] *J. Norem und M. Pellin*: GRADIENT LIMITS AND SCRF PERFORMANCE; Argonne, USA
- [9] *C. Enss, S. Hunklinger*: LOW-TEMPERATURE PHYSICS; Berlin, Springer Verlag, 2005
- [10] [www.chem.queensu.ca/people/faculty/mombourquette/Chem221/5\\_PhaseChanges/Phase Diagrams.asp](http://www.chem.queensu.ca/people/faculty/mombourquette/Chem221/5_PhaseChanges/Phase%20Diagrams.asp)
- [11] *Karl Kleinermanns (Hrsg.)*: BERGMANN SCHAEFER - LEHRBUCH ZUR EXPERIMENTALPHYSIK BAND 5 - GASE, NANOSYSTEME, FLÜSSIGKEITEN; 2. Auflage, Berlin/New York, Walter de Gruyter Verlag, 2006
- [12] *James F. Annett*: SUPERCONDUCTIVITY, SUPERFLUIDS AND CONDENSATES; New York, Oxford University Press, 2004
- [13] *C. T. Lane, H. A. Fairbank, W. M. Fairbank*: SECOND SOUND IN LIQUID HELIUM II; Phys. Rev. **71**, 600-605, 1947

- 
- [14] *R. T. Wang, W. T. Wagner, R. J. Donnelly*: PRECISION SECOND-SOUND VELOCITY MEASUREMENTS IN HELIUM II; *J. Low Temp. Phys.* **68**, 409-417, 1987
- [15] *G. K. White (Hrsg.)*: EXPERIMENTAL TECHNIQUES IN LOW-TEMPERATURE PHYSICS; 3. Auflage, Oxford University Press, 1979
- [16] *Leybold Vacuum (Hrsg.)*: PRODUCT INFORMATION - IONIVAC TRANSMITTERS ITR 90; Cat. Nr.: 230030
- [17] *I. Physikalisches Institut (Hrsg.)*: ANLEITUNG ZUM VERSUCH NR. F2 - ERZEUGUNG TIEFER TEMPERATUREN, PARAMAGNETISMUS UND SUPERFLUIDITÄT; Göttingen, Stand: 10. 11. 2009
- [18] *E. D. Marquardt, J. P. Le, R. Radebaugh*: CRYOGENIC MATERIAL PROPERTIES DATABASE; National Institute of Standards and Technology, Boulder, USA, 2000
- [19] *Leybold Heraeus (Hrsg.)*: KRYOTECHNISCHES ARBEITSBLATT NR. 5; Köln, ZF 2/022.2 2.70
- [20] *Oelikon Leybold Vacuum (Hrsg.)*: TOTALDRUCK-MESSGERÄTE - MESS-, STEUER- UND REGELGERÄTE; Auszug aus dem Oerlikon Leybold Vacuum Gesamtkatalog, Produkt-Kapitel C16, 2009
- [21] *Tektronix Inc. (Hrsg.)*: SERIE TDS1000B UND TDS2000B DIGITAL-SPEICHER-OSZILLOSKOPE - BENUTZERHANDBUCH; Beaverton, USA, 2006

## D Erklärung

**Erklärung** nach §13(8) der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

Darüber hinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, im Rahmen einer nichtbestandenen Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 29. November 2010

(Benjamin Schröder)

# Danksagung

Zu einem Studium an unserer Hochschule habe ich mich vor allem aus einem Grund heraus entschieden: Ich wollte – und will dies immer noch – eine umfangreiche, in alle Bereiche der Physik vorstoßende Ausbildung. Ich kann mit reinstem Gewissen behaupten, dass mir eine solche in den vergangenen drei Jahren zuteil wurde.

Die Bachelorarbeiten haben häufig aufgrund des sehr beschränkten Zeitraums im gleichen Maße eingeschränkte Themen. Allerdings kann ich rückblickend voller Zufriedenheit feststellen, dass dies nicht auf meine Arbeit zutrifft. Vor allem die Zusammenführung von Tieftemperatur- und Teilchenbeschleunigerphysik war äußerst reizvoll.

An dieser Stellen und nach nicht einmal neun Zeilen der Vorrede möchte ich von ganzem Herzen meinen Dank vor allem an drei Personen aussprechen. Ohne die Fachkunde auf dem Gebiet der Kryophysik und ohne sein tatkräftiges Engagement bei der Inbetriebnahme des Kryostaten und der Signaldiskussion wäre diese Arbeit ohne Prof. Dr. Klaus Winzer nicht zu Stande gekommen. Auf gleiche Weise möchte ich herzlich Prof. Dr. Arnulf Quadt danken, der es mir ermöglichte das Experiment in seinem Institut aufzubauen und der mich vor so manchem Trugschluss bewahrte. Ein ganz besonderer Dank geht an meinen Betreuer, Dr. Michael Uhrmacher. Die gemeinsamen Gespräche, in denen wir die Probleme und Fragestellungen diskutierten und seine unerschöpflichen Erfahrungen trugen entscheidend zum Erfolg dieser Arbeit bei.

Da der experimentelle Aufbau ein entscheidendes Stück dieser Arbeit bildete, möchte ich auch den Personen meinen Dank überbringen, die für die Probleme immer ein offenes Ohr hatten und alle technischen Änderungen schnellst möglich umsetzen. Vor allem möchte ich hier Klaus Arndt, Hans-Jürgen Obal, Peter Arnsberger, Uwe Ronsöhr und Andreas König im mechanischen Bereich und Volker Ebrecht und Herwig Schultz aus der Elektronikabteilung nennen.

Von Herzen danke ich Kevin Kröninger, Andrea Knue und Katharina Bierwagen für die Hilfe, die sie mir bei Fragen zu Root haben zukommen lassen.

Zu guter Letzt geht mein Dank an Felix Schlander vom DESY für ein OST und an das I. Physikalische Institut, dass mir den Kryostaten und andere Bauteile zur Verfügung gestellt hat.