

Untersuchung von Piezoaktoren zur
Verbesserung der Frequenzabstimmung
und
Aufbau eines Quenchortungssystems
für die Beschleunigungsstrukturen
des S-DALINAC

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte

D i s s e r t a t i o n

angefertigt von

Dipl.-Phys. Sven Thorsten Sievers
aus Bad Homburg v. d. H.

Darmstadt 2013
D 17

Referent: Professor em. Dr. rer. nat. Dr. h.c. mult. A. Richter

Korreferent: Professor Dr. rer. nat. Dr. h.c. N. Pietralla

Tag der Einreichung: 21. Mai 2013

Tag der Prüfung: 08. Juli 2013

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-35373

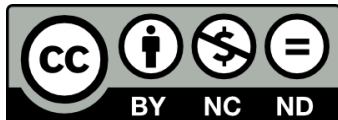
URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/3537>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt.

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

tuprints@ulb.tu-darmstadt.de



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung - Keine kommerzielle Nutzung - Keine Bearbeitung 2.0 Deutschland

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.0/de/>

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, einen Ersatz für die magnetostriktiven Stellelemente des Feinabstimmsystems der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC zu finden und die Diagnosemöglichkeiten für diese Strukturen zu erweitern. Dazu wurde im Rahmen dieser Arbeit ein vertikaler Badkryostat aufgebaut und in Betrieb genommen. Dieser wurde eingesetzt, um (i) den Hub und die Zuverlässigkeit moderner Piezoaktoren in flüssigem Helium bei 4 und 2 K zu untersuchen und um (ii) ein neu entwickeltes System zur Quenchortung an supraleitenden Beschleunigungsstrukturen mithilfe des zweiten Schalls in suprafluidem Helium zu testen.

Wegen des negativen Einflusses von Magnetfeldern auf die Güte von supraleitenden Beschleunigungsstrukturen ist ein Einsatz von magnetostriktiven Stellelementen nahe den Strukturen problematisch. Um auszuschließen, dass das mit solchen Stellelementen betriebene Feinabstimmsystem die Güte der Strukturen reduziert, sollten diese Stellelemente durch nicht-magnetische ersetzt werden. Dazu wurden in dieser Arbeit moderne Piezoaktoren bezüglich ihres Hubs bei kryogenen Temperaturen, ihrer Kompatibilität mit der HF-Regelung des S-DALINAC und ihrer Betriebssicherheit in suprafluidem Helium untersucht. Die Ergebnisse zeigen, dass ein Einsatz dieser Aktoren möglich ist. Da die Piezoaktoren bei gleichem Hub nur ungefähr ein Siebtel der Länge eines magnetostriktiven Stellelements besitzen, ist es möglich, durch Einsatz mehrerer Piezoaktoren an jeder Beschleunigungsstruktur, sowohl den Stellbereich des Feinabstimmsystems, als auch seine Ausfallsicherheit zu erhöhen.

Schon winzige Defekte an der Innenoberfläche von supraleitenden Beschleunigungsstrukturen können diese bereits vor Erreichen ihrer gewünschten Betriebsfeldstärke zum Quench führen. Ein Quench führt zu Wellen des zweiten Schalls im suprafluiden Helium. Dieser kann durch spezielle Mikrofone, so genannte Oscillating Superleak Transducer (OST), gemessen und anschließend der Quenchort durch Triangulation berechnet werden. Ein solches System wurde im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut und erfolgreich getestet. Die optische Inspektion der ermittelten Quenchposition zeigte tatsächlich deutliche Defekte in der entsprechenden Zelle der untersuchten Beschleunigungsstruktur.

Abstract

The intention of this doctoral thesis was to find a replacement for the magnetostrictive fine tuners of the superconducting accelerating cavities of the S-DALINAC and to enlarge the range of diagnostics for these cavities. For these purposes a vertical bath cryostat has been assembled and put into operation. Within the framework of this thesis that cryostat was used (i) to test stroke and reliability of modern piezo actuators in liquid helium at 4 and 2 K and (ii) to set up a newly developed system for the localization of quenches in superconducting cavities based on second sound in superfluid helium.

The negative impact of magnetic fields on the quality factor of superconducting cavities make the operation of magnetostrictive tuners nearby the cavities disadvantageous. In order to avoid a decrease of the quality factor of the cavities the magnetostrictive tuners should be replaced by non-magnetic ones. For that purpose modern piezo actuators were tested within this doctoral thesis relating to their stroke at cryogenic temperatures, their compatibility with the RF-control system of the S-DALINAC and their operational reliability in superfluid helium. The results indicate the possibility of operation of these actuators. Because piezo actuators of the same stroke only have the seventh part of length of a magnetostrictive tuner, it is possible to operate several piezo actuators at every cavity. This increases not only the range of the tuning system but also its reliability.

Already tiny defects at the inner surface of superconducting cavities can cause quenching before the designed field intensity is reached. A quench results in waves of second sound in superfluid helium. The second sound can be measured by special microphones, so called Oscillating Superleak Transducers (OST), and the location of quenching can be calculated via triangulation. Such a system has been built up and tested successfully in the context of this doctoral thesis. The visual examination of the quenching cell determined in the cryostat measurements showed in fact explicit defects.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	S-DALINAC	4
2.1	Beschleuniger	4
2.2	Teststand für supraleitende Beschleunigungsstrukturen	7
3	Grundlagen	11
3.1	Supraleitung	11
3.1.1	Beobachtbare Phänomene der Supraleitung	12
3.1.2	Phänomenologische Erklärung der Supraleitung	13
3.1.3	Hochfrequenzwiderstand supraleitender Materialien	13
3.2	Suprafluidität und zweiter Schall	15
3.3	Grundlagen von Hochfrequenzresonatoren	17
3.3.1	Unbelastete Güte von Resonatoren	17
3.3.2	Belastete Güte und Koppelfaktoren	18
3.3.3	Methoden zur Bestimmung der Güte	20
3.4	Supraleitende Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC	21
3.5	Abschätzung der Widerstände und Güten der Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC	23
4	Piezoaktoren zur Frequenzstabilisation	24
4.1	Zweck und Aufbau des Tuningsystems	24
4.2	Magnetostriktive Stallelemente	27
4.3	Untersuchung der Piezoaktoren	29
4.3.1	Messung im vertikalen Badkryostaten	29

4.3.2	Messung im horizontalen Kryostatmodul	31
4.3.3	Erster Testbetrieb von Piezoaktoren in der HF-Regelung des S-DALINAC	34
5	Quenchorung mithilfe des zweiten Schalls in suprafluidem He- lium	41
5.1	Prinzip der Quenchorung und Funktionsweise der Oscillating Su- perleak Transducer (OST)	43
5.2	Funktionstest der OST-Prototypen	44
5.3	Quenchorungssystem	48
5.4	Erste Quenchorung am S-DALINAC	51
5.5	Abschätzung der Güte und Quenchfeldstärke der untersuchten Be- schleunigungsstruktur	61
6	Schlussbemerkung und Ausblick	62
A	Konstruktionszeichnung der OSTs	63
B	Schaltplan des Verstärkers für die OST-Messungen	66

1 Einleitung

Seit vielen Jahren werden Teilchenbeschleuniger verwendet, um die Struktur der Materie zu erforschen. Schon in den 20er und 30er Jahren des letzten Jahrhunderts wurden elektrostatische Beschleuniger zur Untersuchung von Atomkernen verwendet. Diese Maschinen konnten Elektronen, Protonen oder Ionen auf Energien im Bereich weniger MeV beschleunigen. Um weitere Erkenntnisse über die Struktur der Atomkerne und später sogar über den Aufbau der Nukleonen und neu entdeckter Elementarteilchen gewinnen zu können, wurden immer höhere Energien benötigt. Dazu wurden, ebenfalls schon in den 1930er Jahren, Wechselfeldbeschleuniger entwickelt. Diese haben den Vorteil, dass ihre maximal erreichbare Endenergie nur von ihrer Größe begrenzt wird und so sehr hohe Teilchenenergien möglich sind [1, 2].

Allerdings erlaubt diese Art der Beschleunigung bei hohen Strahlströmen nur gepulste Strahlen. Bei gleichen mittleren Strahlströmen bedingt dabei ein geringes Tastverhältnis hohe Peakströme. Dies führt, um bei kernphysikalischen Experimenten keine Ereignisse durch Totzeit-Effekte zu verlieren, zu höheren Anforderungen an die Detektoren. Möchte man diese und beispielsweise bei Koinzidenzmessungen zufällige Koinzidenzen vermeiden, ist ein besonders hohes Tastverhältnis wünschenswert. Das höchste erreichbare Tastverhältnis ist im cw-Betrieb („continuous wave“) realisiert, bei dem in jeder Hochfrequenzperiode ein Teilchenpaket beschleunigt wird. Diese Betriebsart ist bei normalleitenden Beschleunigern allerdings nur bei geringen Beschleunigungsfeldstärken möglich, da die Verlustleistung normalleitender Beschleunigungsstrukturen bei hohen Feldern eine sehr große Wärmelast darstellt, die die Strukturen im Dauerbetrieb, trotz aktiver Kühlung, beschädigen würde. Dies führte zur Entwicklung so genannter Race-Track-Microtrons wie des MAMI [3], bei denen eine Beschleunigungsstrecke durch Rückführung des Strahls viele Male durchlaufen wird. Der Wunsch nach cw-Betrieb bei gleichzeitig hohen Beschleunigungsfeldstärken führte 1977 zum Bau des ersten supraleitenden Beschleunigers, dem Superconducting Accelerator (SCA) am High-Energy Physics Lab (HEPL) an der Stanford University [4].

Mittlerweile werden die meisten aktuellen Beschleuniger Großprojekte mit supraleitenden Beschleunigungsstrukturen und Magneten konzipiert. Beispiele hierfür sind der schon im Betrieb befindliche Large Hadron Collider LHC am CERN [5],

der am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY im Bau befindliche europäische Röntgen-Freie-Elektronen-Laser XFEL [6] und der geplante International Linear Collider ILC [7,8]. Die Hochfrequenzsupraleitung ist heute ein wichtiges Teilgebiet der Beschleunigerphysik geworden [9, 10].

In dieses Gebiet ist auch die vorliegende Arbeit eingegliedert. Sie wurde am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC des Instituts für Kernphysik an der Technischen Universität Darmstadt durchgeführt. Dieser wurde in den 1980er Jahren geplant und aufgebaut und 1991 vollständig in Betrieb genommen. Er war damit der erste supraleitende rezirkulierende Elektronenlinearbeschleuniger in Europa [11]. Neben vielen Experimenten zur Kernphysik wurde am S-DALINAC auch der erste deutsche Freie-Elektronen-Laser aufgebaut und 1996 erfolgreich in Betrieb genommen [12, 13]. Seit 2003 ist der S-DALINAC das zentrale Forschungsgerät des Sonderforschungsbereichs 634 „Kernstruktur, nukleare Astrophysik und fundamentale Experimente bei kleinen Impulsüberträgen am supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC“ [14].

Erstes Ziel dieser Arbeit war es, die Güte der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC zu erhöhen und die experimentellen Möglichkeiten zur Qualifizierung dieser Strukturen zu erweitern. Um eine Güteverbesserung zu erreichen, sollte untersucht werden, ob die bisher verwendeten magnetostriktiven Stellemente des Frequenzabstimmsystems der Beschleunigungsstrukturen langfristig durch Piezoaktoren ersetzt werden können. Dazu wurden in einem, im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten und in Betrieb genommenen, vertikalen Badkryostaten Untersuchungen an Piezoaktoren durchgeführt, um deren Hub bei kryogenen Temperaturen, ihre Kompatibilität mit der HF-Regelung des S-DALINAC und ihre Betriebssicherheit in suprafluidem Helium zu charakterisieren.

Zweites Ziel dieser Arbeit war es, im genannten Badkryostaten eine neue Methode der Quenchortung durch Messung des zweiten Schalls in suprafluidem Helium für die supraleitenden Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC zu erproben. Dazu wurden spezielle Mikrofone, so genannte Oscillating Superleak Transducer (OST), entwickelt, getestet und anschließend mit ihnen ein Quenchortungssystem aufgebaut. Mit diesem Aufbau wurde eine Beschleunigungsstruktur des S-DALINAC der 1. Generation aus dem Jahr 1986 erfolgreich untersucht.

Zunächst erfolgt in Kap. 2 eine kurze Beschreibung des S-DALINAC und des Test-

stands für supraleitende Beschleunigungsstrukturen. Kapitel 3 enthält die zum Verständnis dieser Arbeit wichtigen Grundlagen der Supraleitung, der Suprafluidität und der Hochfrequenzresonatoren. Ebenfalls in diesem Kapitel werden die supraleitenden Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC vorgestellt. In Kap. 4 werden das Tuningsystem, die momentan verwendeten magnetostriktiven Stellitelemente und die untersuchten Piezoaktoren beschrieben. Anschließend werden die durchgeführten Messungen im vertikalen Badkryostaten und im horizontalen Kryostatmodul erklärt und die Ergebnisse diskutiert. Kapitel 5 beschreibt das neu entwickelte und aufgebaute Quenchorungssystem und den ersten Test mit einer supraleitenden Beschleunigungsstruktur. Den letzten Teil dieser Arbeit enthält Kap. 6 mit einer Schlussbemerkung und dem Ausblick.

2 S-DALINAC

Der S-DALINAC ist ein supraleitender, rezirkulierender Elektronenlinearbeschleuniger, der für Experimente zur Kernstruktur und zur nuklearen Astrophysik am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt betrieben wird. Er ist seit 2003 das zentrale Forschungsgerät des Sonderforschungsbereichs 634 „Kernstruktur, nukleare Astrophysik und fundamentale Experimente bei kleinen Impulsüberträgen am supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC“. Seit seiner Inbetriebnahme im Jahre 1991 wird er stetig im Rahmen von Diplom- und Doktorarbeiten, neuerdings auch Bachelor- und Masterarbeiten, weiterentwickelt und den sich ändernden experimentellen Herausforderungen angepasst. Durch die Verwendung supraleitender Beschleunigungsstrukturen ist es notwendig, eine gewisse Infrastruktur im Institut für Kernphysik bereitzustellen. Dazu zählen die Heliumkälteanlage zur Kühlung der Strukturen, eine Möglichkeit zur chemischen Behandlung und ein Reinraum zur staubfreien Montage. Des Weiteren steht zur Diagnose der Strukturen mittlerweile ein, im Rahmen dieser Arbeit in Betrieb genommener, vertikaler Badkryostat zur Verfügung.

2.1 Beschleuniger

Dieser Abschnitt beschreibt den Aufbau des S-DALINAC. In Abb. 2.1 sind die im Folgenden benannten Komponenten des Beschleunigers zu sehen. Seit 2010 stehen am S-DALINAC zwei verschiedene Elektronenquellen zur Verfügung. Die thermionische Elektronenquelle liefert aus Glühemission freigesetzte Elektronen, die elektrostatisch auf 250 keV ($\beta = v/c = 0.74$) vorbeschleunigt werden. Spinpolarisierte Elektronen können durch Photoemission aus einer GaAs-Kathode an der zweiten Elektronenquelle erzeugt werden. Diese werden auf bis zu 125 keV ($\beta = 0.54$) vorbeschleunigt, bevor sie durch einen Alphas magneten in die horizontale Strahlführung des S-DALINAC geleitet werden [15, 16].

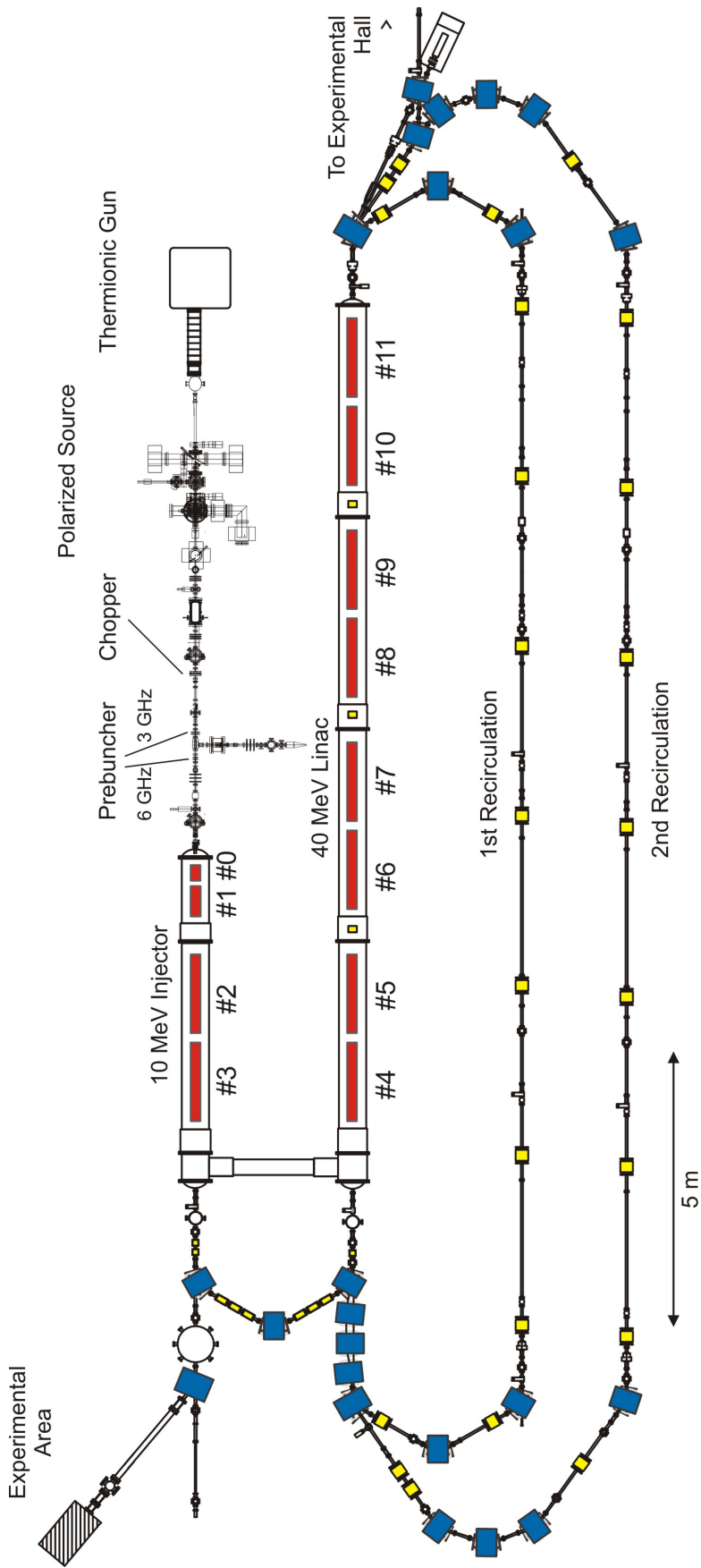


Abb. 2.1: Schematischer Grundriss des S-DALINAC. Entnommen aus [17].

Der Elektronenstrahl wird danach im normalleitenden Injektorabschnitt durch ein Chopper-Prebuncher-System für die Beschleunigung mit hochfrequenten Wechselfeldern in den supraleitenden Beschleunigungsstrukturen vorbereitet. Dazu wird der Strahl aus kontinuierlich emittierten Elektronen durch den Chopper zu Paketen, auch Bunche genannt, mit der Zeitstruktur von 3 GHz zerteilt, die anschließend von einem 3-GHz- [18, 19] und einem 6-GHz-Prebuncher [20] longitudinal fokussiert werden.

Die weitere Beschleunigung im supraleitenden Injektorabschnitt findet durch eine, aus einer zweizelligen (ausgelegt für $\beta = 0.85$) und einer fünfzelligen ($\beta = 1$) supraleitenden Beschleunigungsstruktur bestehenden, Einfangsektion statt. In der zweizelligen Struktur wird der Elektronenstrahl auf 600 keV ($\beta = 0.89$) [21] und in der fünfzelligen Struktur auf über 1 MeV ($\beta \geq 0.94$) beschleunigt. Somit besitzt er eine Geschwindigkeit, mit der er in den zwanzigzelligen Standardstrukturen ($\beta = 1$) des S-DALINAC optimal beschleunigt werden kann. Zwei dieser Standardstrukturen, die jeweils für einen Energiegewinn von 5 MeV ausgelegt sind, bilden den letzten Teil des supraleitenden Injektorabschnitts, an dessen Ende Strahlenergien von bis zu 10 MeV und Strahlströme von bis zu $60 \mu\text{A}$ erreicht werden.

Der Elektronenstrahl aus dem Injektor kann dem Niederenergie-Experimentierplatz DHIPS (Darmstadt High Intensity Photon Setup) zur Verfügung gestellt werden, der für Kernresonanzfluoreszenzexperimente genutzt wird [22]. Um diesem Messplatz zukünftig eine Strahlenergie von bis zu 14 MeV und einen Strahlstrom von bis zu $250 \mu\text{A}$ zu liefern, ist der Einbau eines neuen Injektormoduls geplant [23, 24].

Alternativ kann der Strahl über einen 180° -Magnetbogen in den Hauptbeschleuniger injiziert werden. Dieser besteht aus acht weiteren supraleitenden Standardstrukturen. Damit ist der Hauptbeschleuniger für einen maximalen Energiegewinn von 40 MeV ausgelegt. Er kann durch zwei Rezirkulationspfade, die den Strahl vom Ende des Hauptbeschleunigers wieder an dessen Beginn führen, bis zu dreimal durchlaufen werden. Somit ist der S-DALINAC für eine Endenergie von 130 MeV bei einem Strahlstrom von bis zu $20 \mu\text{A}$ ausgelegt.

Da, wie zu Beginn von Kap. 3 beschrieben wird, der Beschleuniger momentan üblicherweise bei geringeren Energien betrieben wird, ist neben den in dieser Arbeit vorgestellten Maßnahmen zur Verbesserung der Beschleunigungsstrukturen

der Aufbau einer weiteren Rezirkulation geplant [25, 26].

Nach jedem Durchlauf des Hauptbeschleunigers kann der Elektronenstrahl in die Extraktionsstrahlführung ausgelenkt und zu den Messplätzen in der Experimentierhalle geleitet werden. Dort stehen das hochauflösende 169° -Spektrometer für (e, e') -Experimente [27], das $(e, e'x)$ -Spektrometer mit 180° -Streuvorrichtung QCLAM [28, 29] und der Nieder-Energie-Photonentagger und Neutronendetektor NEPTUN [30, 31] für Experimente bereit.

2.2 Teststand für supraleitende Beschleunigungsstrukturen

Als Teststand für supraleitende Beschleunigungsstrukturen steht seit Ende 2009 ein vertikaler Badkryostat im Institut für Kernphysik für Messungen bei 4 und 2K zur Verfügung. Nachdem der Kryostat bis Mitte der 1980er Jahre an der Universität Wuppertal im Einsatz war, wurde er in Darmstadt wieder aufgebaut und während einer Masterarbeit [32] zur Wiederinbetriebnahme vorbereitet. Der Kryostat wurde im Rahmen dieser Dissertation mit der aktuell verwendeten Instrumentarisierung, einer LHe-Niveau-Sonde, Temperatursensoren und Druckmessröhren für die Heliumatmosphäre, das Isoliervakuum und das Vakuum innerhalb der Beschleunigungsstruktur ausgestattet. Um eine Beschädigung des für den 2K-Betrieb benötigten Pumpstands durch kaltes Helium auszuschließen, wurde eine im Institut entwickelte Gasheizung aufgebaut, die das aus dem Kryostaten abdampfende Gas auf Raumtemperatur erwärmt. Im November 2009 wurde er seit der Installation in Darmstadt erstmals in Betrieb genommen und auf 4 und 2K abgekühlt.

Der vertikale Badkryostat dient seitdem der Diagnose der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC und zum Tieftemperaturtest verschiedener Komponenten, die in den Kryostaten des Beschleunigers verwendet werden sollen. So wurden, neben den in dieser Arbeit noch beschriebenen Messungen zur Einsatzfähigkeit von Piezoaktoren in suprafluidem Helium und zur Quenchornung, auch Vakuumkomponenten, wie das QuickCF-System der Firma Vacom auf ihre

Tab. 2.1: Betriebsparameter des vertikalen Badkryostaten.

Höhe	2.60 m
Innendurchmesser	0.35 m
Minimal erforderliche Füllhöhe	1.50 m
Maximal mögliche Füllhöhe	1.90 m
Betriebstemperatur	4.2 K / 2 K
Betriebsdruck	1013 mbar / 35 mbar
Wärmeeinfall	< 1 W

Tauglichkeit bei kryogenen Temperaturen geprüft [33]. Die Betriebsparameter des Kryostaten sind in Tab. 2.1 zusammengestellt. Abbildung 2.2 zeigt ein Bild des Kryostaten im Betrieb. Über den mit „LHe“ beschrifteten Heber wird flüssiges Helium von der im Hintergrund stehenden Kanne in den Kryostaten geleitet. Das mit „gHe“ bezeichnete Rohr führt zum Heliumprozesspumpstand, der im 2K-Betrieb für den nötigen Dampfdruck von 35 mbar sorgt. Über die HF-Leitungen („HF“) ist die durch den Wellschlauch („Cavityvacuum“) abgepumpte Beschleunigungsstruktur mit der HF-Regelung verbunden. Die an 22-Pin-Durchführungen befestigten Verstärkerplatinen („OST-System“) gehören zum in Kap. 5 beschriebenen Quenchortungssystem.

Der Einsatz des Kryostaten besteht aus einem quadratischen Gestell, das durch Schraubverbindungen mit dem Kryostatdeckel verbunden ist und somit für Montagearbeiten von diesem separiert werden kann. Es dient als Träger für die Helium-Niveau-Sonde, Temperatursensoren und eine Heizung zum schnellen Aufwärmen des Kryostaten und ist so beschaffen, dass es den Einbau der Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC in ihren Standard-Tuninggestellen erlaubt. Allerdings müssen vor dem Einbau die Koppler der Struktur gegen speziell für den Betrieb des Kryostaten entwickelte Koppler ausgetauscht werden. Der Einkoppler ist so ausgelegt, dass Leistung nahezu reflexionsfrei in die Beschleunigungsstruktur ein-

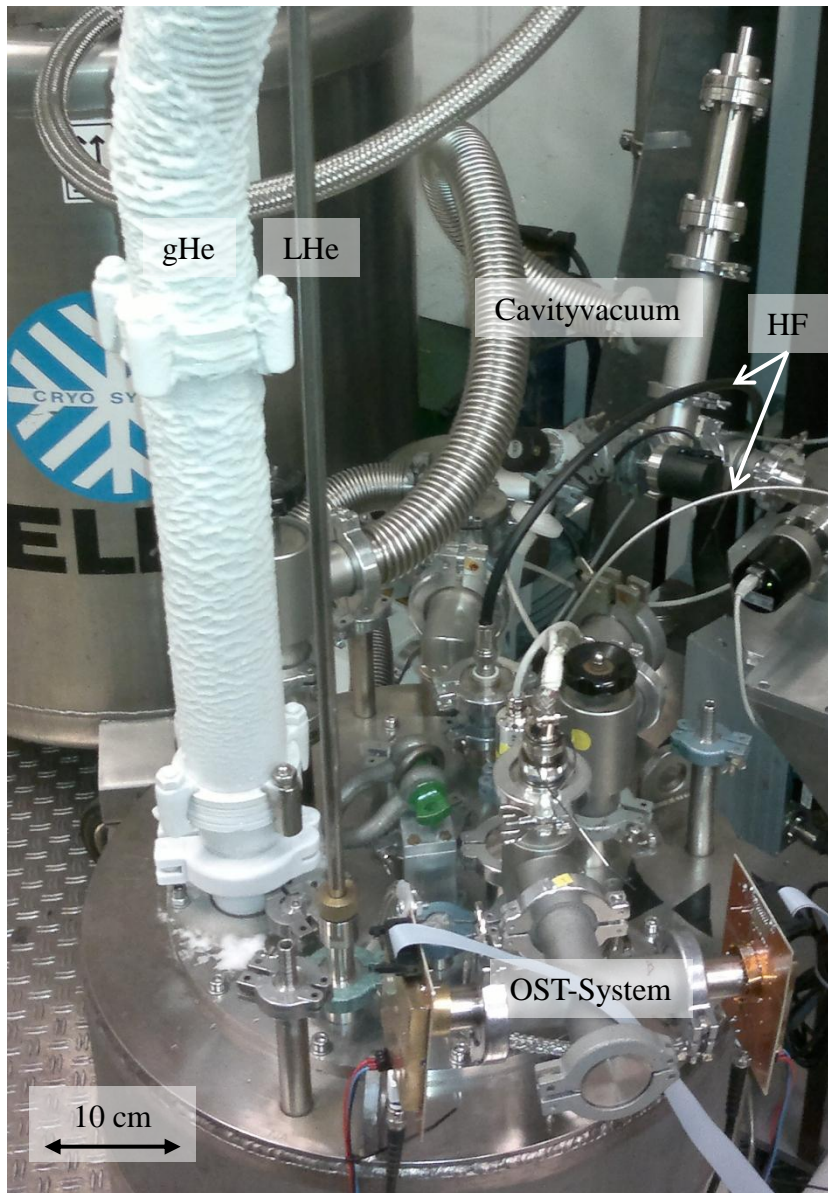


Abb. 2.2: Der vertikale Badkryostat im Betrieb. Das flüssige Helium wird durch den Heber („LHe“) in den Kryostaten geleitet und dampft über das „gHe“-Rohr ab, das auch zum Abpumpen auf 35 mbar für den 2 K-Betrieb genutzt wird. Über die „HF“-Leitungen ist die durch den Wellenschlauch („Cavityvacuum“) evakuierte Beschleunigungsstruktur mit der HF-Regelung verbunden. Die Verstärkerplatten des Quenchorungs-systems („OST-System“) sind im Vordergrund zu sehen.

gekoppelt wird [34], während der Auskoppler nur sehr schwach an die Beschleunigungsstruktur koppelt. Außerdem wird durch den Aufbau des Auskopplers ein Abpumpen der Struktur ermöglicht [32]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das quadratische Einsatzgestell des Kryostaten auch als Halterung für das Quenchornungssystem verwendet, das in Abschn. 5.3 beschrieben wird.

3 Grundlagen

Die Auslegungsenergie des S-DALINAC von 130 MeV konnte bisher nicht erreicht werden. Die höchsten je erreichten Strahlenergien am S-DALINAC waren 120 MeV im gepulsten Betrieb und 102 MeV im cw-Betrieb [35]. Dafür gibt es zwei Gründe. Um im cw-Betrieb dauerhaft und kontinuierlich 130 MeV zu erreichen, müssen die supraleitenden Beschleunigungsstrukturen zum einen hohe unbelastete Güten besitzen und zum anderen bei der angestrebten Beschleunigungsfeldstärke von 5 MV/m betrieben werden. Da die unbelastete Güte ein Maß für die Wärmeverluste der Beschleunigungsstrukturen an das Heliumbad ist, kann der Beschleuniger bei einer Güte $Q_0 < 10^9$ nicht dauerhaft auf seiner Maximalenergie betrieben werden, da dann die Kälteleistung der Heliumanlage des S-DALINAC nicht ausreicht, um die Strukturen kontinuierlich in einem Bad aus suprafluidem Helium supraleitend zu halten [36]. Die meisten Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC haben eine geringere, als die erforderliche unbelastete Güte von $Q_0 = 10^9$. Ein Schritt um diese zu erhöhen, ist der Austausch der magnetostriktiven Elemente des Feinabstimmungsmechanismus der Strukturen durch piezomechanische Aktoren. Diese Möglichkeit wird in Kap. 4 ausführlich diskutiert. Manche der Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC erreichen die benötigte Feldstärke von 5 MV/m nicht, da sie quenchen, das heißt durch Erwärmung an einer oft winzigen Defektstelle aus dem supraleitenden in den normalleitenden Zustand übergehen, bevor die gewünschte Feldstärke in diesen angeregt werden kann. Diese Defektstellen können mit dem in Kap. 5 vorgestellten Verfahren im Kalten gefunden und, nach Ausbau der Struktur, beseitigt werden. Zunächst sollen aber die Grundlagen der Supraleitung und der Hochfrequenzmessungen erläutert werden.

3.1 Supraleitung

Da die Supraleitung in dieser Arbeit eine bedeutende Rolle spielt, sollen deren Grundlagen hier kurz dargestellt werden. Eine ausführliche Beschreibung findet sich beispielsweise in [37].

3.1.1 Beobachtbare Phänomene der Supraleitung

Nachdem es 1908 gelungen war, Helium zu verflüssigen [38] und damit erstmals ein Kühlmittel für Temperaturen von ca. 1 bis 23 K, dem Siedepunkt von Wasserstoff, zur Verfügung stand, wurden in den folgenden Jahren viele Experimente im Bereich der Tieftemperaturphysik durchgeführt. Dabei wurde 1911 die Supraleitung entdeckt. Zwei der Phänomene der Supraleitung, die für diese Arbeit von besonderer Relevanz sind, sollen hier vorgestellt werden. Bei der Bestimmung des Widerstands von Quecksilber bei sinkender Temperatur wurde dieser bei Unterschreiten von 4.2 K unmessbar klein. Dieses Verhalten wurde anschließend bei vielen Metallen und Legierungen bei unterschiedlichen Temperaturen gefunden. Die Temperatur, bei der dieser Phasenübergang zur Supraleitung stattfindet, wird kritische Temperatur oder Sprungtemperatur T_c genannt. Ein weiterer Effekt der neu entdeckten Phase von Materie, der erstmals 1933 nachgewiesen wurde, war die Verdrängung von Magnetfeldern aus dem Inneren von Supraleitern. Wird ein Supraleiter einem Magnetfeld ausgesetzt, beginnen in diesem Supraströme zu fließen, die das Magnetfeld im Inneren des Supraleiters genau auslöschen. Bei steigenden Feldstärken zeigen sich zwei verschiedene Verhaltensweisen von Materialien, die zu einer Differenzierung in Supraleiter 1. und 2. Art führen. Bei niedrigen Feldstärken verhalten sich alle metallischen Supraleiter wie Supraleiter 1. Art. Bis zu einem kritischen Magnetfeld B_c , analog zur kritischen Temperatur T_c , ist der Supraleiter ein perfekter Diamagnet und verdrängt das Feld aus seinem Inneren. Der Bereich, in dem dieses Verhalten auftritt, wird Meißner-Phase genannt. Supraleiter 1. Art gehen bei Erreichen des kritischen Feldes B_c sofort in die normalleitende Phase über. Für Supraleiter 2. Art muss B_c durch zwei kritische Feldstärken B_{c1} und B_{c2} ersetzt werden. Bis B_{c1} verhält sich ein Supraleiter 2. Art genau wie ein Supraleiter 1. Art. Bei Überschreiten von B_{c1} dringt magnetischer Fluss in Form von quantisierten Flussschläuchen in das Innere des Supraleiters ein, trotzdem verbleibt dieser supraleitend. Der Supraleiter geht von der Meißner-Phase in die so genannte Shubnikov-Phase über. Bei weiterer Erhöhung des Magnetfelds findet bei B_{c2} der Phasenübergang zur Normalleitung statt.

3.1.2 Phänomenologische Erklärung der Supraleitung

Nachdem der verschwindende Gleichstromwiderstand von Supraleitern und der Meißner-Ochsenfeld-Effekt beschrieben wurden, soll eine kurze phänomenologische Erklärung folgen, die auf der Ginsburg-Landau-Theorie [39] basiert. Diese wurde später von der quantenmechanischen BCS-Theorie [40] bestätigt. Beim Übergang in die supraleitende Phase wird ein Teil der Elektronen zu so genannten Cooperpaaren gebunden, die bosonische Eigenschaften besitzen und nicht mehr mit dem Metallgitter oder den Gitterschwingungen im Material wechselwirken. Dadurch hat ein durch gepaarte Elektronen vermittelter Stromfluss keinen Widerstand. Die Bindungsenergie eines Cooperpaars bei einer Temperatur von 0 K, das Doppelte der Energielücke $\Delta(0)$, liegt im Bereich um 1 meV und damit weit unterhalb der thermischen Anregungsenergie bei Raumtemperatur von 25 meV. Dies erklärt, warum Supraleitung nur bei sehr niedrigen Temperaturen auftritt. Die schwache Bindung zweier negativ geladener Elektronen kann so erklärt werden, dass das erste Elektron bei seiner Bewegung durch das Metallgitter die umgebenden positiv geladenen Atomrümpfe anzieht. Dies führt wiederum zu einer Ansammlung positiver Ladung, die das zweite Elektron anzieht. Der mittlere Abstand zweier so gebundener Elektronen, die Kohärenzlänge ξ_0 , liegt im Bereich einiger 10 nm. Das entspricht ungefähr dem 100-fachen der Gitterkonstanten in Metallen, die im Bereich Å liegt. Da die Bindung der Cooperpaare so schwach ist, kann man bei endlichen Temperaturen davon ausgehen, dass ständig Paare aufgebrochen werden und sich dafür andernorts neue Paare binden. Mit dieser Vorstellung, dass sich also immer sowohl freie Elektronen, als auch Cooper-Paare im Material befinden, gelangt man zum anschaulichen Zwei-Flüssigkeiten-Modell.

3.1.3 Hochfrequenzwiderstand supraleitender Materialien

Im Gleichstromfall werden die ungepaarten Elektronen durch die sich frei durchs Material bewegend Cooperpaare vom elektrischen Feld abgeschirmt und tragen nicht zum Stromfluss und damit auch nicht zum Widerstand bei. Geht man zum Wechselstromfall über, muss man die Trägheit der Elektronen und der Cooperpaare mit in Betracht ziehen. Da ein Cooperpaar aus zwei Elektronen besteht, hat dieses die doppelte Trägheit eines freien Elektrons. Jedes Mal, wenn sich die Feldrichtung ändert, müssen die Cooperpaare gebremst und neu beschleunigt wer-

Tab. 3.1: Charakteristische Materialparameter von Niob.

Sprungtemperatur T_c	9.2 K
Energielücke $\Delta(0)/k_B T_c$	1.86
Kohärenzlänge ξ_0	39 nm
Empirischer Materialparameter A_S	$8.89 \cdot 10^{-5} \Omega K / (GHz)^2$
Kritische Magnetfelder B_{c1} / B_{c2}	170 / 240 mT

den. Wegen ihrer größeren Trägheit können sie in dieser Zeit die freien Elektronen nicht vom elektrischen Feld abschirmen und diese tragen somit zum Stromfluss bei und erzeugen klassische Verluste durch ohmschen Widerstand [10]. Die Größe des beschriebenen Hochfrequenz-Widerstands ergibt sich nach der BCS-Theorie aus einer Materialkonstanten A_S , der materialabhängigen Bindungsenergie eines Cooperpaares bei 0 K, $2\Delta(0)$, der Frequenz des Wechselstroms ω , der Sprungtemperatur T_c , der Betriebstemperatur T des Supraleiters und der Boltzmannkonstanten k_B zu

$$R_{BCS} = A_S \frac{\omega^2}{T} \exp - \frac{\Delta(0) T_c}{k_B T_c T}. \quad (3.1)$$

Die Näherung für $T = 0 K$ ist gut für $T < \frac{1}{2} T_c$, sie ist für Niobbeschleunigungsstrukturen ($T_c = 9.2 K$), die mit flüssigem Helium (Siedepunkt 4.2 K) gekühlt werden, in der Regel erfüllt. Weitere Materialkonstanten des Niobs sind in Tab. 3.1 zusammengestellt.

Untersuchungen supraleitender Beschleunigungsstrukturen haben ergeben, dass dieser BCS-Widerstand allerdings nur eine Komponente ist, die zum gesamten Oberflächenwiderstand R_S beiträgt [10]. Mittlerweile ist es üblich, den Oberflächenwiderstand als Summe der drei Komponenten BCS-Widerstand R_{BCS} , Widerstand durch eingefrorenen magnetischen Fluss R_{mag} und Restwiderstand R_{res} auszudrücken:

$$R_S = R_{BCS} + R_{mag} + R_{res} \quad (3.2)$$

Dabei werden im Restwiderstand R_{res} alle Beiträge zusammengefasst, die nicht

aus den beiden zuvor genannten Quellen stammen. Dazu zählen beispielsweise Defektstellen, Oberflächenverunreinigungen oder im Material eingelagerte Fremdatome [10]. Gut präparierte Beschleunigungsstrukturen können hier Werte im Bereich 10 bis 20 nΩ erreichen. Der derzeit weltweit kleinste gemessene Wert [41] liegt bei $(0.35 \pm 0.1) \text{ n}\Omega$.

Der Meißner-Ochsenfeld-Effekt führt bei Supraleitern beim Übergang von der normalleitenden zur supraleitenden Phase zur Verdrängung von, das Material durchdringenden, schwachen Magnetfeldern, solange diese B_{c1} (bei Niob 170 mT) nicht überschreiten. Daher sollte es eigentlich keinen Widerstand aufgrund eingefrorenen magnetischen Flusses geben. Da die supraleitenden Beschleunigungsstrukturen ausgedehnte Objekte sind und das Material nicht frei von Fremdatomen ist, kann ungleichmäßiges Abkühlen und so genanntes Pinning („Anhaften“ von magnetischem Fluss an Materialeinschlüssen) zur Ausbildung und dem Einschluss von Flussschläuchen führen. Diese Flussschläuche tragen genau ein magnetisches Flussquant Φ_0 und bilden einen normalleitenden Kern aus. Der von diesen normalleitenden Kernen verursachte Widerstand R_{mag} errechnet sich nach [10] aus dem normalleitenden Oberflächenwiderstand bei tiefen Temperaturen infolge des anomalen Skineffekts R_n , dem externen Magnetfeld zum Zeitpunkt des Übergangs zwischen Normal- und Supraleitung B_{ext} und dem zweiten kritischen Feld eines Supraleiters B_{c2} zu

$$R_{mag} = R_n \frac{B_{ext}}{2B_{c2}}. \quad (3.3)$$

Der normalleitende Oberflächenwiderstand kann mithilfe der Gleichung

$$R_n = 1.5 \text{ m}\Omega \sqrt{f[\text{GHz}]} \quad (3.4)$$

abgeschätzt werden [10].

3.2 Suprafluidität und zweiter Schall

Das Phänomen der Suprafluidität von Helium kann, ähnlich wie die Supraleitung, durch das Zwei-Flüssigkeiten-Modell beschrieben werden. Unterhalb einer

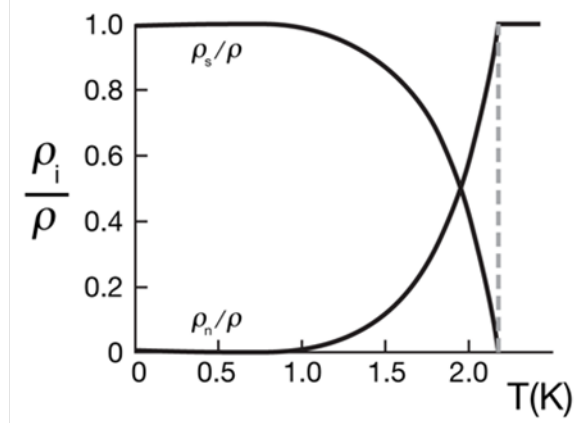


Abb. 3.1: Relative Dichte der suprafluiden und der normalfluiden Komponente in Helium-II als Funktion der Temperatur. Entnommen aus [42].

Grenztemperatur, dem so genannten λ -Punkt bei $T_\lambda = 2.17$ K, geht Helium in die suprafluide Phase, auch He-II genannt, über. Dabei ändert sich das Verhalten des Heliums drastisch. Unter anderem erlangt es eine enorme Wärmeleitfähigkeit und verliert seine Viskosität, was dazu führt, dass es auch durch kleinste Kapillaren strömen kann. Experimente haben gezeigt [43], dass man sich suprafluides Helium zwischen ca. 1 K und dem λ -Punkt als ein Gemisch zweier Komponenten vorstellen kann, die zur Dichte ρ des Heliums beitragen $\rho = \rho_s + \rho_n$. Dabei bezeichnet ρ_s die suprafluide Komponente und ρ_n die normalfluide Komponente des Heliums. Während die suprafluide Komponente keine Entropie trägt, keine viskose Reibung erfährt und keine Turbulenzen aufweist, trägt die normalfluide Komponente die gesamte Entropie und hat eine endliche Viskosität. Das Verhältnis der beiden Anteile zueinander zeigt Abb. 3.1.

Der zweite Schall ist eine Temperaturwelle, die durch das Helium läuft. Dabei erfolgt, wie in [43] gezeigt wird, die Bewegung der suprafluiden Komponente gegenphasig zur Bewegung der normalfluiden. Dies wird bei der späteren Beschreibung der Funktionsweise der OSTs in Kap. 5 von besonderer Bedeutung sein. Die Geschwindigkeit des zweiten Schalls liegt für die in dieser Arbeit dargestellten Messungen zwischen 15 und 20 m/s. In Abb. 3.2 ist die Geschwindigkeit des zweiten Schalls in Abhängigkeit vom Druck im Kryostaten aufgetragen.

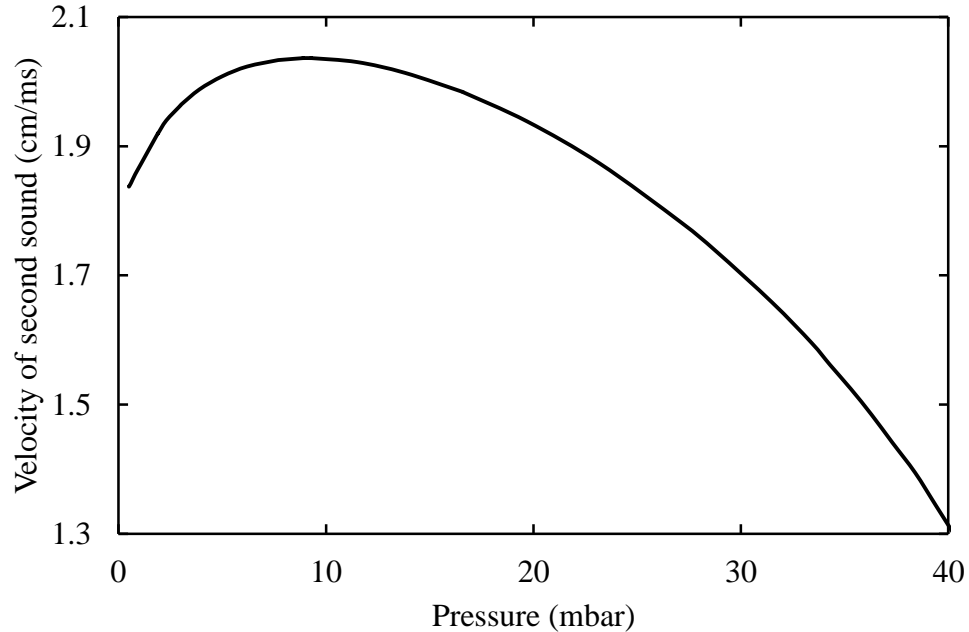


Abb. 3.2: Geschwindigkeit des zweiten Schalls in suprafluidem Helium in Abhängigkeit vom Druck. Daten aus [44, 45].

3.3 Grundlagen von Hochfrequenzresonatoren

Das Herzstück moderner Linearbeschleuniger sind die supraleitenden Beschleunigungsstrukturen. Dabei handelt es sich um Resonatoren oder Resonatorketten, in denen hochfrequente elektromagnetische Wechselfelder zur Beschleunigung geladener Teilchen genutzt werden. Um die Eigenschaften solcher Strukturen einfach beschreiben und vergleichen zu können, haben sich verschiedene Kenngrößen etabliert. Eine der wichtigsten ist die schon erwähnte unbelastete Güte Q_0 . Diese und weitere Kenngrößen von supraleitenden Beschleunigungsstrukturen werden in [10] ausführlich eingeführt und erläutert. Dieser Abschnitt soll die für diese Arbeit wichtigen Ergebnisse kurz zusammenfassen.

3.3.1 Unbelastete Güte von Resonatoren

Die unbelastete Güte

$$Q_0 := \frac{\omega_0 W_0}{P_0} \tag{3.5}$$

eines Resonators wird als Verhältnis von gespeicherter Energie zum Energieverlust pro Radian in einer Schwingungsperiode definiert. Dabei sind ω_0 die Eigenfrequenz, W_0 die gespeicherte Energie und P_0 die Verlustleistung des Resonators.

Sowohl die gespeicherte Energie als auch die Verlustleistung lassen sich mithilfe der im Resonator herrschenden elektrischen und magnetischen Felder \mathbf{E} und \mathbf{B} und dem Oberflächenwiderstand R_S des Resonators errechnen. Da im zeitlichen Mittel die Gesamtenergie zu gleichen Teilen auf das elektrische und das magnetische Feld im Resonator aufgeteilt ist, ergibt sich für die gespeicherte Energie

$$W_0 = \frac{1}{2} \int_V |\mathbf{B}|^2 dv = \frac{1}{2} \epsilon_0 \int_V |\mathbf{E}|^2 dv \quad (3.6)$$

und für die Verlustleistung

$$P_0 = \frac{1}{2\mu_0} R_S \int_S |\mathbf{B}|^2 ds. \quad (3.7)$$

Aus diesen Gleichungen ergibt sich für die unbelastete Güte

$$Q_0 = \frac{\omega_0 \mu_0 \int_V |\mathbf{B}|^2 dv}{R_S \int_S |\mathbf{B}|^2 ds}. \quad (3.8)$$

Da das Verhältnis der Integrale zueinander für eine bestimmte Geometrie einer Beschleunigungsstruktur immer identisch bleibt, wird dieses Verhältnis auch als Geometriefaktor

$$G = \frac{\omega_0 \mu_0 \int_V |\mathbf{B}|^2 dv}{\int_S |\mathbf{B}|^2 ds} \quad (3.9)$$

bezeichnet. Somit ist die unbelastete Güte einer bestimmten Beschleunigungsstruktur nur noch von deren Oberflächenwiderstand R_S abhängig:

$$Q_0 = \frac{G}{R_S} \quad (3.10)$$

3.3.2 Belastete Güte und Koppelfaktoren

Um einer Beschleunigungsstruktur Leistung zuführen zu können, muss sie mit einem Einkoppler versehen werden. Dieser entzieht der Struktur natürlich auch Leistung, wenn der HF Treiber ausgeschaltet wird. Für einen geregelten Betrieb

ist außerdem ein Auskoppler nötig, der, als Feldsonde dienend, einen kleinen Teil der in der Struktur gespeicherten Energie zur Hochfrequenzregelung zurückführt. Da eine Beschleunigungsstruktur somit kein abgeschlossenes System ist, müssen bei einer ganzheitlichen Betrachtung auch andere Verluste als die im vorhergehenden Abschnitt genannten Wandverluste berücksichtigt werden. Diese anderen Verluste sind gerade die Leistungen, die durch die Koppler aus der Struktur entzogen werden. Dadurch ergibt sich die gesamte, der Struktur entzogene Leistung P_{ges} zu

$$P_{ges} = P_0 + P_E + P_A, \quad (3.11)$$

wobei P_E die am Einkoppler und P_A die am Auskoppler entzogenen Leistungen sind. Analog zur Definition der unbelasteten Güte in Gl. (3.5), die allein die intrinsischen Verluste einer Beschleunigungsstruktur beinhaltet, kann eine belastete Güte eingeführt werden, die sämtliche Verluste berücksichtigt:

$$Q_L := \frac{\omega_0 W_0}{P_{ges}} \quad (3.12)$$

Hier wurde die innere Verlustleistung P_0 durch die gesamte der Struktur entzogene Leistung P_{ges} ersetzt. Einsetzen von Gl. (3.11) in den Kehrwert von Gl. (3.12) führt zu einer Darstellung, in der für jeden Verlustmechanismus eine eigene „externe“ Güte definiert werden kann:

$$\frac{P_{ges}}{\omega_0 W_0} = \frac{P_0 + P_E + P_A}{\omega_0 W_0} \quad (3.13)$$

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{ext,E}} + \frac{1}{Q_{ext,A}} \quad (3.14)$$

Diese werden dann die externen Güten der jeweiligen Koppler genannt und sind wie folgt definiert:

$$Q_{ext,i} := \frac{\omega_0 W_0}{P_i} \quad (3.15)$$

Mit den externen Güten können die Koppelfaktoren der Koppler eingeführt werden:

$$\beta_i := \frac{Q_0}{Q_{ext,i}} \quad (3.16)$$

Damit wird der Zusammenhang zwischen der messbaren belasteten Güte und der messtechnisch nicht zugänglichen unbelasteten Güte durch

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0}(1 + \beta_A + \beta_B) \quad (3.17)$$

dargestellt.

3.3.3 Methoden zur Bestimmung der Güte

Die einfachste, aber auch ungenaueste Möglichkeit, die belastete Güte einer Beschleunigungsstruktur zu bestimmen, ist die Messung der Halbwertsbreite $\Delta\omega_{FWHM}$ der Resonanz. Dazu benötigt man beispielsweise einen Netzwerkanalysator. Mit diesem wird die durch die Struktur gekoppelte Leistung in Abhängigkeit von der Treiberfrequenz bei einem Überstreichen der Resonanzfrequenz der Struktur bestimmt. Die belastete Güte erhält man anschließend aus

$$Q_L = \frac{\omega_0}{\Delta\omega_{FWHM}}. \quad (3.18)$$

Da die Resonanzfrequenz einer supraleitenden Beschleunigungsstruktur, wie in Kapitel 4.1 noch ausführlich beschrieben wird, sehr empfindlich auf Störungen, wie sie beispielsweise durch Vakuumpumpen verursacht werden, reagiert, ist eine Messung mit dieser Methode mit großen Unsicherheiten behaftet.

Eine weitere Methode ist die Messung der Abfallszeit des aus einer Beschleunigungsstruktur ausgekoppelten HF-Signals nach Abschalten des HF-Generators am Einkoppler. Die schon diskutierten Effekte führen zu einem Energieverlust pro Schwingungsperiode von

$$-\frac{dW_0}{dt} = P_{ges}. \quad (3.19)$$

Daraus ergibt sich für die in der Beschleunigungsstruktur gespeicherte Energie

$$W = W_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad \text{mit} \quad \tau = \frac{Q_L}{\omega_0}. \quad (3.20)$$

Eine hohe Güte entspricht daher einer langen Abfallszeit, die bei den hier diskutierten Beschleunigungsstrukturen im Bereich von einigen ms liegt.

3.4 Supraleitende Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC

Die supraleitenden Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC sind als Vielzeller aus elliptischen Zellen aufgebaut und bestehen aus hochreinem Niob mit einem RRR-Wert (Residual Resistivity Ratio) von 280. Einige Parameter des supraleitenden Materials Niob sind in Tab. 3.1 zusammengefasst. Die Betriebsfrequenz der Strukturen liegt bei 2.997 GHz. Bei dieser Frequenz wird die π -Mode des TM_{010} -Passbandes der Struktur angeregt. Die Feldverteilung dieser Mode ist in Abb. 3.3 für eine fünfzellige Beschleunigungsstruktur skizziert. Wie man sieht, wirkt das Feld in jeder zweiten Zelle für Elektronen beschleunigend. Wird nun eben in jede zweite Zelle ein Elektronenpaket injiziert, spricht man vom cw-Betrieb „continuous wave“. Dies ist der übliche Betriebsmodus des S-DALINAC.

Am S-DALINAC werden, wie schon in Kapitel 2 erwähnt, drei verschiedene Arten von Beschleunigungsstrukturen verwendet. Eine zweizellige und eine fünfzellige Einfangstruktur und zehn 20-zellige Standardstrukturen. Unterschiede und Gemeinsamkeiten dieser Strukturen sind in Tab. 3.2 zum Vergleich dargestellt. Ein Bild einer 20-zelligen Standardstruktur ist in Abb. 3.4 zu sehen. Rechts und links der 20 Zellen, die den eigentlichen Resonator bilden, befinden sich die so genannten Cut-Off-Rohre, an die bei der Montage der Beschleunigungsstruktur in den Kryostaten die Koppler angebracht werden [36]. Mit diesen ist die Struktur ca. 130 cm lang.

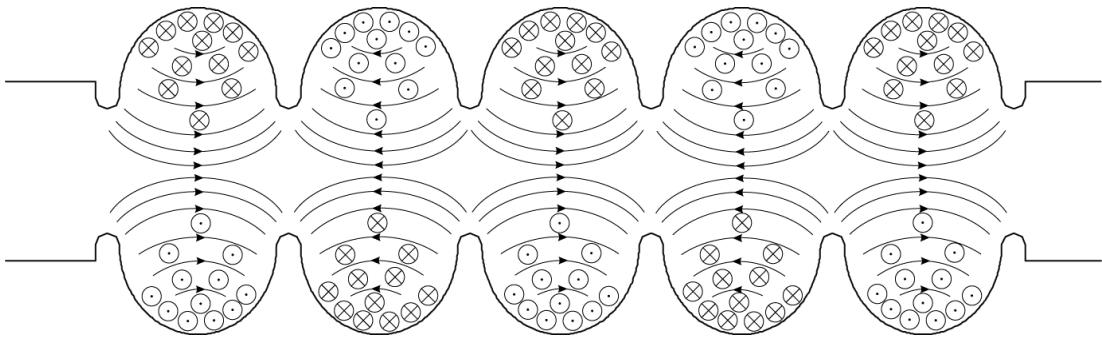


Abb. 3.3: π -Mode des TM_{010} -Passbandes eines fünfzelligen Resonators. Entnommen aus [46]

Tab. 3.2: Designparameter der S-DALINAC Beschleunigungsstrukturen. Werte aus [21] entnommen.

Material	Niob (RRR = 280)		
Frequenz	2.997 GHz		
Mode	TM ₀₁₀ - π		
Temperatur	2 K		
Zellenzahl	20	5	2
Länge	1 m	0.25 m	0.085 m
Phasengeschwindigkeit β	1	1	0.85
Unbelastete Güte Q_0	$3 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^9$	$2.4 \cdot 10^9$
Geometriefaktor G	275 Ω	275 Ω	224 Ω
Beschleunigungsfeld E_{acc}	5 MV/m		
Verlustleistung P_0 bei 5 MV/m	4.2 W	1.05 W	0.5 W

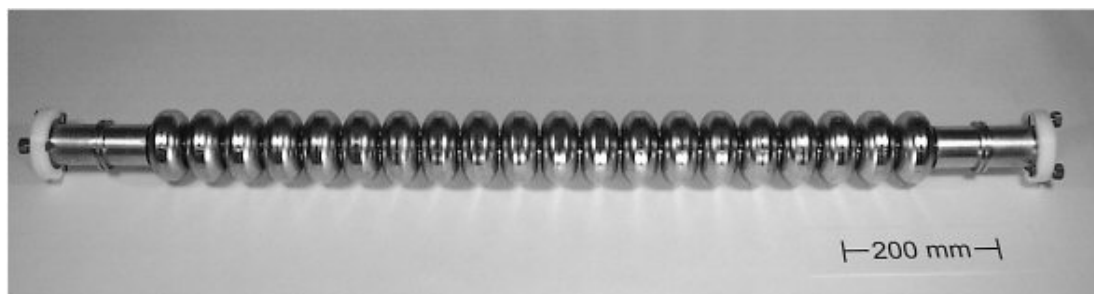


Abb. 3.4: 20-zellige Beschleunigungsstruktur des S-DALINAC.

3.5 Abschätzung der Widerstände und Güten der Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC

Mit den in Abschn. 3.1.3 vorgestellten Gleichungen (3.1) bis (3.4) und den in den Tabellen 3.1 und 3.2 genannten Werten können der Oberflächenwiderstand und damit auch die unbelastete Güte einer supraleitenden Beschleunigungsstruktur des S-DALINAC berechnet werden.

Der BCS-Widerstand für einen bei 2K und 3 GHz betriebenen Resonator aus Niob ergibt sich zu $R_{BCS} = 77 \text{ n}\Omega$. Für den Restwiderstand kann nach der thermischen Behandlung der Beschleunigungsstrukturen zur Behebung des so genannten „Q-disease“ [47] und der Erneuerung des Reinraums zur Montage der Beschleunigungsstrukturen ein Wert von $R_{res} = 20 \text{ n}\Omega$ erwartet werden. Da der, durch eingefrorenen magnetischen Fluss verursachte, Widerstand R_{mag} vom äußeren Magnetfeld abhängt, muss dieses zuerst bestimmt werden. Messungen in der Beschleunigerhalle [23] ergaben dort ein mittleres Magnetfeld von $35 \mu\text{T}$. Dies stammt unter anderem vom Erdmagnetfeld, dem Einfluss der Stahlbetonkonstruktion der Halle und dort verlegten Kabeln. Nach Gl. (3.3) führt ein solches Feld zu einem Widerstand von $R_{mag} = 189 \text{ n}\Omega$. Ein Vergleich mit den anderen beiden Anteilen des Oberflächenwiderstands zeigt, dass hier das größte Potential zur Verbesserung der unbelasteten Güte der Beschleunigungsstrukturen besteht. Daher haben sich auch schon verschiedene andere Arbeiten [46, 48, 49] mit der Abschirmung der Beschleunigungsstrukturen vor äußeren Magnetfeldern beschäftigt. Die im Rahmen dieser Arbeiten entwickelten magnetischen Abschirmungen führten mittlerweile zu einer Reduktion des Feldes im neu entwickelten Injektorkryostatmodul auf unter $4.2 \mu\text{T}$ [23], woraus sich ein Widerstand von $R_{mag} = 23 \text{ n}\Omega$ ergibt. Mit diesen Abschätzungen ergibt sich ein Oberflächenwiderstand $R_S = 77 \text{ n}\Omega + 23 \text{ n}\Omega + 20 \text{ n}\Omega = 120 \text{ n}\Omega$ und damit eine unbelastete Güte von $Q_0 = 2.3 \cdot 10^9$.

Nicht beachtet ist dabei das zusätzliche Magnetfeld, das durch die momentan am S-DALINAC verwendete Frequenzabstimmvorrichtung der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen verursacht wird. Auf diese Problematik wird im nächsten Kapitel eingegangen.

4 Piezoaktoren zur Frequenzstabilisation

4.1 Zweck und Aufbau des Tuningsystems

Die hohe Güte supraleitender Beschleunigungsstrukturen ist gleichbedeutend mit einer sehr schmalen Resonanzbreite, wie man schon anhand von Gl. (3.18) gesehen hat. Diese liegt bei den Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC im Bereich einiger Hz bei einer Resonanzfrequenz von 3 GHz. Da eine so schmale Resonanz mit keiner Regelung betrieben werden könnte, werden die Beschleunigungsstrukturen im Betrieb üblicherweise auf eine Resonanzbreite von 80 bis 150 Hz gekoppelt [50].

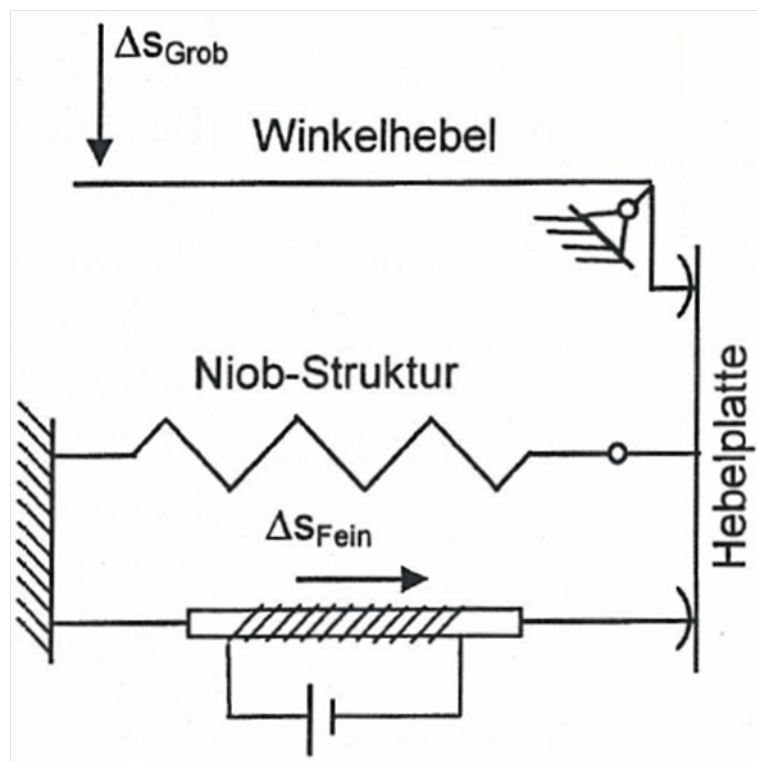


Abb. 4.1: Funktionsskizze des Abstimmsystems zur Frequenzstabilisation der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen. Entnommen aus [51].

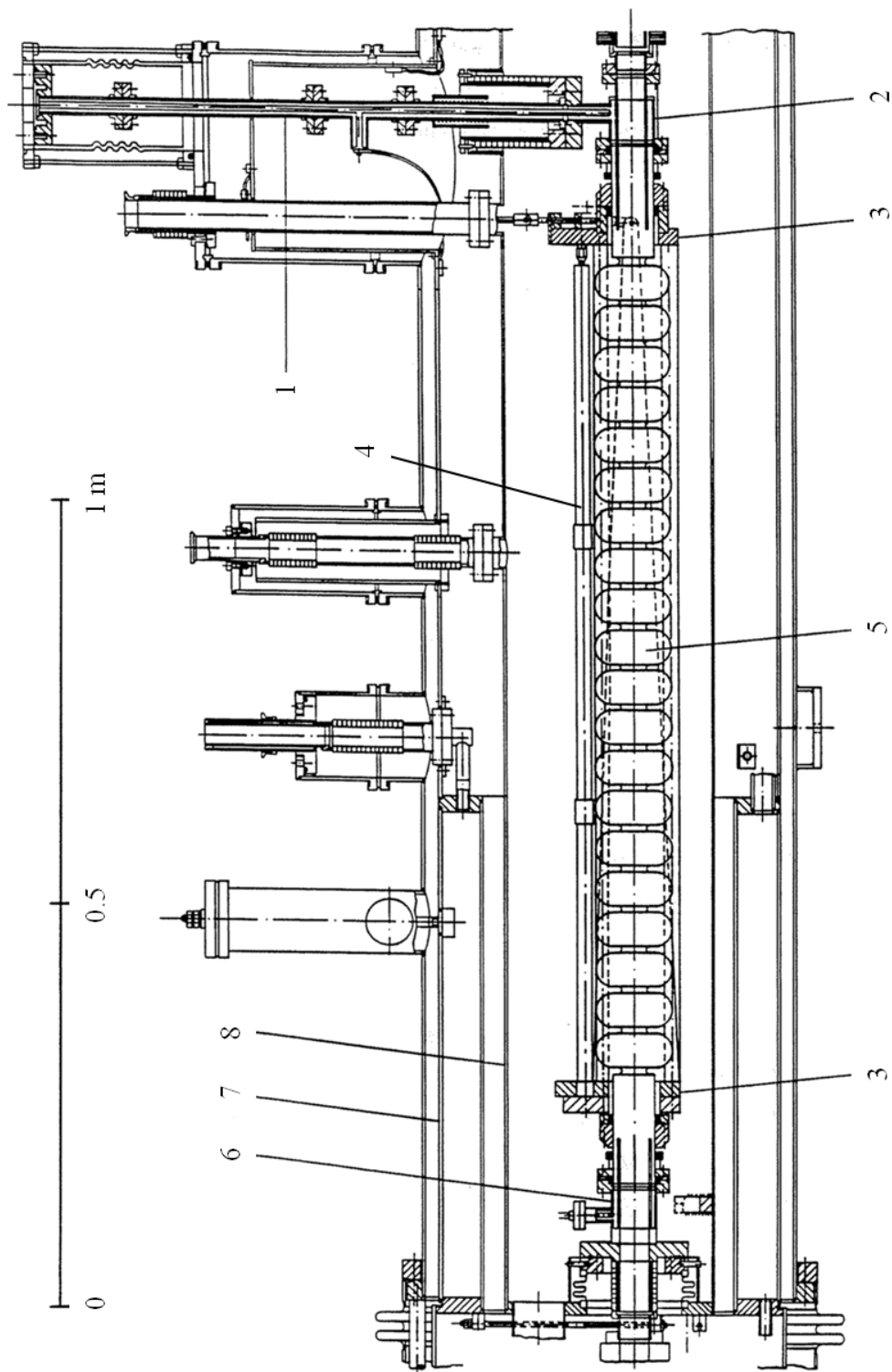


Abb. 4.2: Standard-Kryostatmodul des S-DALINAC. Dargestellt ist die Schnittansicht eines halben Moduls. Zu erkennen sind die koaxiale 7/8" Einkopplleitung (1), Einkoppler (2), Tuner (3), magnetostruktives Stellelement (4), Beschleunigungsstruktur (5), Auskoppler (6), Stickstofftank (7), Heliumtank (8). Entnommen und modifiziert aus [36].

Durch die hohe Resonanzfrequenz führen schon kleinste Verformungen der Beschleunigungsstrukturen zu, in Bezug auf die Resonanzbreite, großen Verstimmungen. So führt bereits eine Längenänderung der 130 cm langen Struktur um $1\ \mu\text{m}$ zu einer Verstimmung von 500 Hz und eine Verformung aufgrund von Druckänderung des die Struktur umgebenden Heliumbades um 1 mbar zu einer Verstimmung von 15 Hz [51]. Um die Beschleunigungsstruktur immer auf der gleichen Resonanzfrequenz und damit durch die HF-Regelung [52, 53] regelbar zu halten, wird eine Feinabstimmvorrichtung für die Strukturen benötigt, die diese feinsten Veränderungen ausgleicht. Diese wird oft auch als Tuninggestell bezeichnet.

Bei der Entwicklung der ersten Generation der Tuninggestelle [54] wurden bereits versuchsweise Piezoaktoren eingesetzt. Sie wurden mit Spannungen von bis zu 1000 V betrieben, um einen Hub von $5\ \mu\text{m}$ zu erreichen. Häufige Defekte durch Durchschlagen der Hochspannung waren die Folge. Daraufhin wurde eine zweite Generation des Tuninggestells entwickelt, das mithilfe von magnetostriktiven Stäben arbeitet. Der Aufbau dieses Gestells ist in Abb. 4.1 schematisch dargestellt. Abbildung 4.2 zeigt eine Schnittansicht eines halben Kryostatmoduls, welches weitgehend spiegelsymmetrisch aufgebaut ist, mit der Beschleunigungsstruktur in ihrem Tuninggestell.

Der Grobtuner dient der erstmaligen Einstellung der Resonanzfrequenz auf die Frequenz des Referenzoszillators nach Kaltfahren des Beschleunigers. Mit diesem besteht die Möglichkeit, die Struktur um ca. 1 MHz zu verstimmen. Ist somit eine gute Grobeinstellung gefunden, gleicht der Feintuner langsame Druckvariationen des Heliumbads und Längenänderungen der Struktur durch Änderung der Resonanzfrequenz im Bereich von bis zu 1 kHz aus. Schnelle Vibrationen (Mikrofonie) müssen elektronisch mit der Phasenstabilisierung der HF-Regelung ausgeglichen werden. Bisher bestehen die verwendeten Feintuner aus magnetostriktiven Stabelementen, also einem Nickelstab, der von einer supraleitenden Spule umwickelt ist. Ströme von bis zu 2 A induzieren ein Magnetfeld von bis zu 0.5 T im Nickel, das die Länge des Nickelstabes um bis zu $5\ \mu\text{m}$ verkürzt.

4.2 Magnetostruktive Stellelemente

Wie in Abschn. 3.1.3 dargestellt wurde, besitzen sogar supraleitende Materialien einen geringen Widerstand bezüglich elektromagnetischer Wechselfelder. Der durch eingefrorenen magnetischen Fluss verursachte Widerstand ist dabei nicht zu vernachlässigen, wie in Kap. 3.5 gezeigt wurde.

Zusätzlich zu den bereits betrachteten Magnetfeldern in der Beschleunigerhalle, muss auch das Feld der Magnetostruktion des Feintuners betrachtet werden. Die Feintuner können im Betrieb Feldstärken von bis zu 0.5 T erreichen. Dies sollte zunächst nicht zu einer Verringerung der Güte führen, da die magnetostruktiven Elemente selbst magnetisch abgeschirmt sind, und auch erst nach dem Abkühlen der Beschleunigungsstrukturen unter die Sprungtemperatur in Betrieb genommen werden. Allerdings müssen die Strukturen häufig nach dem Abkühlen an ihrer Leistungsgrenze betrieben werden, um die maximale Beschleunigungsfeldstärke für den Betrieb zu erhöhen. Es werden bewusst Feldemission und Quenche herbeigeführt, während derer für den Hochfrequenzbetrieb der Strukturen ungünstig angelagerte Partikel aus den Hochfeldregionen der Iriden wegbeschleunigt und umgelagert werden. Dabei ist der magnetostruktive Feintuner in Betrieb und die Strukturen können dessen nicht abgeschirmte Feldanteile beim erneuten Übergang in die supraleitende Phase einfrieren. Durch dieses Vorgehen wird also die maximal erreichbare Beschleunigungsfeldstärke erhöht, aber wahrscheinlich gleichzeitig die Güte verringert. In dieser Betriebsphase ist es nicht möglich, auf den Einsatz der Feinabstimmung zu verzichten. Daher sollte im Rahmen dieser Arbeit ein Ersatz für die Magnetostruktion gefunden werden.

Da sich die Anforderungen an das Abstimmungssystem nicht verändert haben, wurden die Parameter aus [51] entnommen. So muss weiterhin eine Feinabstimmung der Frequenz im Bereich bis 1 kHz möglich sein, wozu eine Längenänderung der Beschleunigungsstruktur von $2\ \mu\text{m}$ nötig ist. Um diese über den in Abb. 4.1 skizzierten Hebelmechanismus zu erreichen, muss sich die Länge des Feintunerstabs um bis zu $5\ \mu\text{m}$ ändern lassen. Die Verstellkraft des Aktors sollte 2500 N betragen und seine Größe nicht über die Maße des bisher verwendeten, abgeschirmten magnetostruktiven Stellelements hinausgehen. Eine besondere Anforderung ist dabei außerdem, dass die Aktoren nicht nur bei kryogenen Tem-

Tab. 4.1: Vergleich ausgewählter Parameter der magnetostriktiven Elemente und der Piezoaktoren P-844.60 der Firma Physik Instrumente.

	Magnetostriktives Element mit magnetischer Abschirmung	Piezoaktor PI P-844.60
Durchmesser	28 mm	19.8 mm
Länge	1000 mm	137 mm
Verstellkraft	2500 N	3000 N
Stellempfindlichkeit		
@ 2 K	2.5 $\mu\text{m}/\text{A}$	0.05 $\mu\text{m}/\text{V}$
@ 300 K		0.9 $\mu\text{m}/\text{V}$

peraturen, sondern sogar in suprafluidem Helium eingesetzt werden. Dies war schon bei den bereits erwähnten früheren Versuchen, Piezoaktoren für das Tuning supraleitender Beschleunigungsstrukturen zu verwenden, problematisch. Bei Anlegen hoher Spannungen sind diese durchgeschlagen und bei sicheren Betriebsspannungen wurde der nötige Hub nicht aufgebracht. Da bei der Weiterentwicklung piezoelektrischer Materialien große Fortschritte erreicht wurden, konnten bereits vor einigen Jahren erste Erfolge beim Tuning supraleitender Beschleunigungsstrukturen durch Piezoaktoren erzielt werden [55]. Allerdings befanden sich die Aktoren dabei niemals innerhalb des Heliumbades, wie es am S-DALINAC der Fall ist. Dies komplizierte die Suche nach geeigneten Aktoren. Am Ende wurden Piezoaktoren der Baureihe P-844.60 der Firma Physik Instrumente ausgewählt und für den Einsatz unter den Extrembedingungen des S-DALINAC getestet. Ein Vergleich ausgewählter Parameter der magnetostriktiven Elemente und der Piezoaktoren ist in Tab. 4.1 gezeigt. Abbildung 4.3 zeigt einen Piezotuner und einen Magnetotuner im Vergleich.

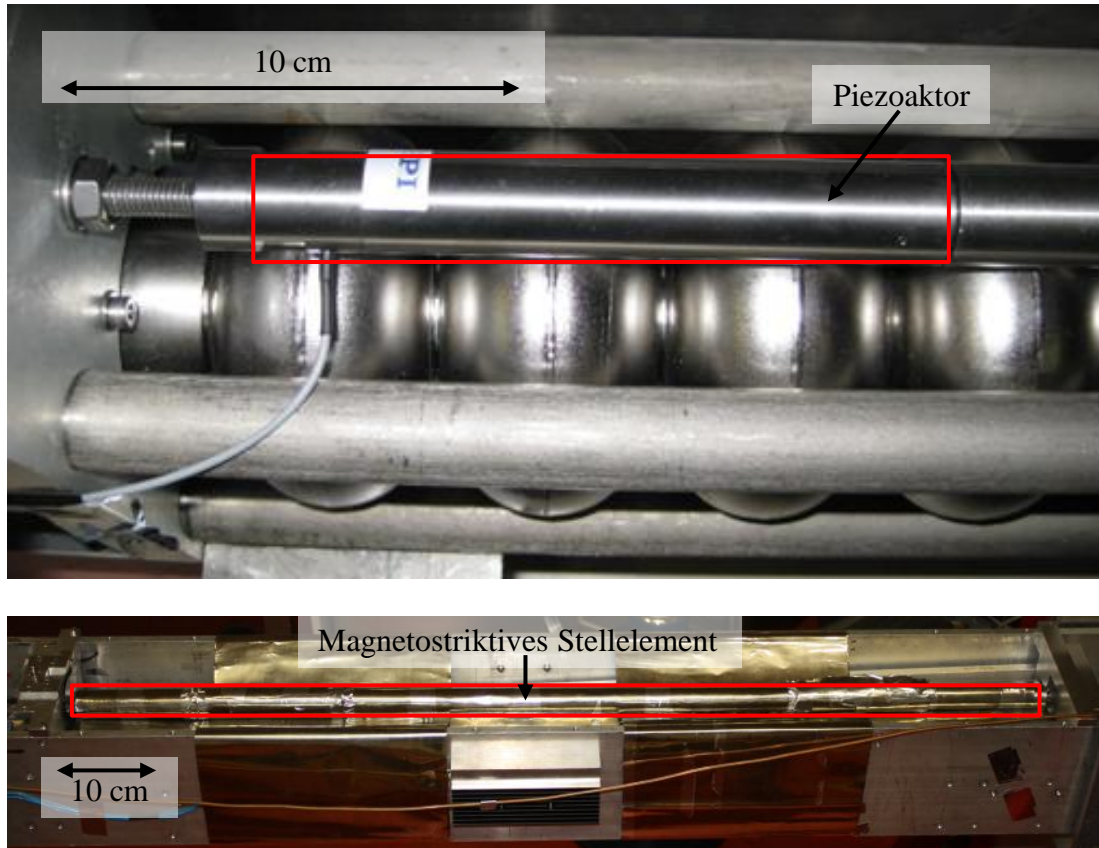


Abb. 4.3: Oben: Einsatzbereit montierter Piezoaktor. Im Hintergrund sind vier Zellen einer 20-zelligen Beschleunigungsstruktur sichtbar.
 Unten: Magnetostruktives Stellelement mit der benötigten magnetischen Abschirmung. Das Stellelement befindet sich in der schon für den Kryostateinbau präparierten Bank.
 Der jeweilige Aktor ist mit einem roten Rahmen versehen. Der Vergleich zeigt den Längenunterschied beider Bauteile deutlich.

4.3 Untersuchung der Piezoaktoren

4.3.1 Messung im vertikalen Badkryostaten

Die ersten Messungen der neu ausgewählten Piezoaktoren erfolgten im vertikalen Badkryostaten des S-DALINAC. Dazu wurde ein vereinfachtes Abstimmgestell, das für diesen Kryostaten aufgebaut wurde, verwendet. Dieses unterscheidet sich von den in den Beschleunigerkryostaten verwendeten Tuninggestellen dadurch, dass es nicht für den Betrieb mit einem Grobtuner ausgelegt ist. Die

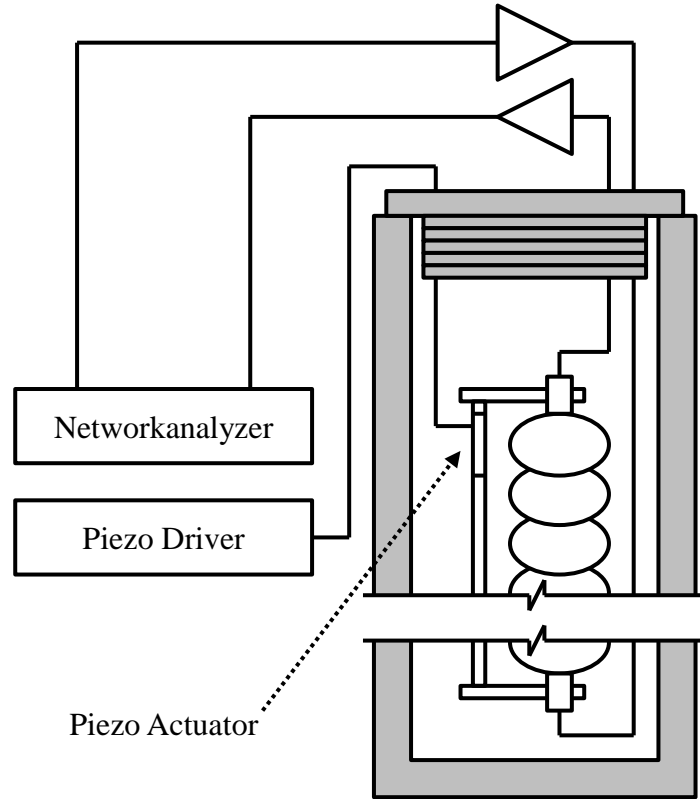


Abb. 4.4: Skizze des Aufbaus zur Messung der Kennlinie eines Piezoaktors im vertikalen Badkryostaten. Die Beschleunigungsstruktur wird mittels der HF-Quelle eines Netzwerkanalysators über einen Vorverstärker ange- regt, und das aus der Struktur ausgekoppelte Signal nach erneuter Ver- stärkung von diesem gemessen. Der Piezoaktor, der die Längen- und damit die Frequenzänderung der Struktur verursacht, wird durch den Piezotreiber mit einer Spannung von 0 bis 100 V versorgt.

in Abb. 4.1 gezeigte Hebelplatte ist bei diesem Gestell nicht über einen Winkel- hebel beweglich, sondern starr montiert. Der magnetostriktive Stab wurde durch einen, mit einem Piezoaktor versehenen, Stab ersetzt. Für die Messung wurde die Resonanzfrequenz der Beschleunigungsstruktur mit einem Netzwerkanalysa- tor des Typs HP 8510B von Hewlett-Packard in Abhängigkeit der am Piezoaktor mithilfe der Piezoansteuerung Piezo Driver E-863.10 von Physik Instrumente angelegten Spannung zwischen 0 und 100 V gemessen. Der Messaufbau ist in Abb. 4.4 skizziert. Für die Messung wurde die 20-zellige Beschleunigungsstruktur in einem Frequenzbereich von 2995702.0 bis 2995703.6 kHz in 1 Hz Schritten angeregt und über 128 Messungen gemittelt. Die Messung wurde einmal bei 4 K und ein-

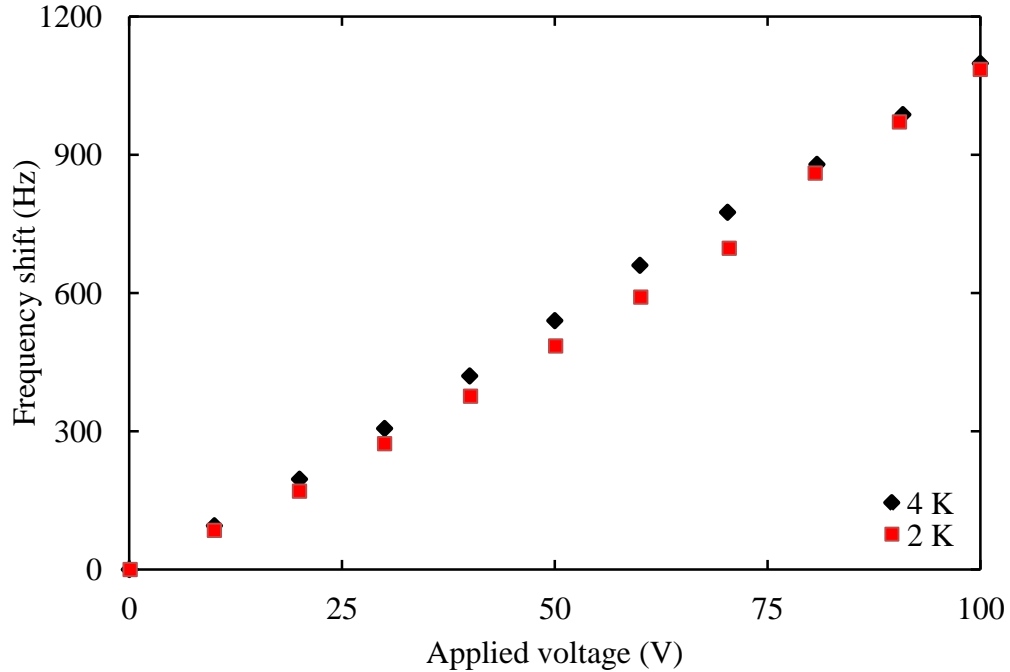


Abb. 4.5: Frequenzverschiebung der Resonanz einer 20-zelligen supraleitenden Beschleunigungsstruktur des S-DALINAC aufgrund der Auslenkung eines Piezoaktors PI P-844.60 durch die angelegte Spannung bei 4 K (schwarze Rauten) und bei 2 K (rote Quadrate). Auf die Darstellung der Unsicherheiten wurde verzichtet, da sie mit 0.1 V in der Spannung und 3 Hz in der Frequenz kleiner als die Größe der Datenpunkte wären.

mal bei 2K durchgeführt. Die aufgenommenen Daten sind in Abb. 4.5 graphisch dargestellt.

Der Vergleich zeigt, dass sich der Stellweg zwischen den beiden verschiedenen Temperaturen kaum noch verändert. Daher konnten die weiteren Messungen bei 4K durchgeführt werden. Des Weiteren zeigt die Messung deutlich, dass schon ein einziger Piezoaktor von 137 mm Länge die bisherigen, 1 m langen magnetostruktiven Elemente ersetzen kann, da auch hier eine Frequenzverstimmung von bis zu 1 kHz möglich ist.

4.3.2 Messung im horizontalen Kryostatmodul

Im Rahmen des ersten Offline-Tests des neuen Injektorbeschleunigermoduls [23] wurden auch erstmals drei der ausgewählten Piezoaktoren nahezu unter Betriebs-

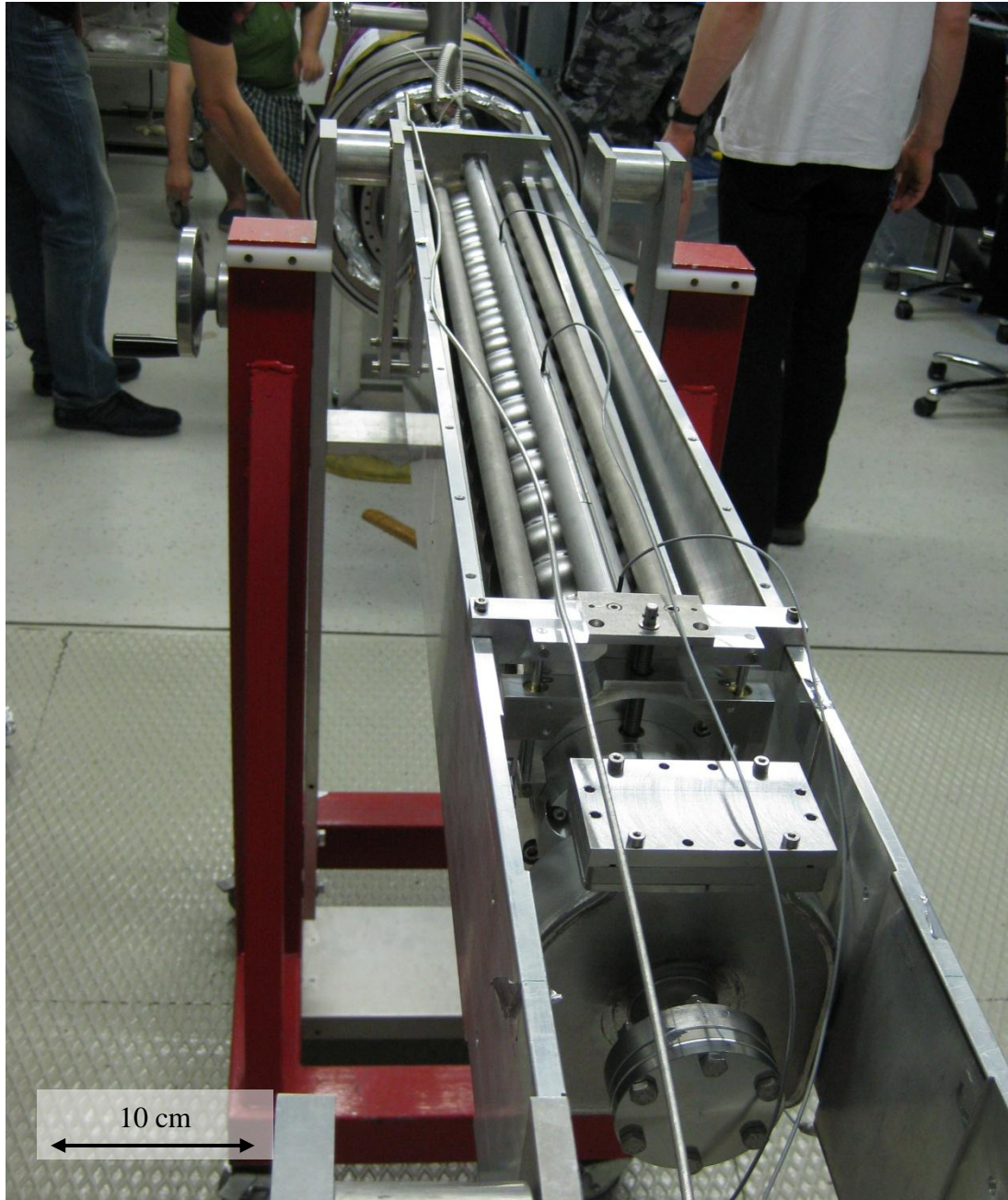


Abb. 4.6: Die zum Test verwendete Beschleunigungsstruktur mit ihrem Frequenz-tuner. Dieser wurde mit einem Stab mit drei Piezoaktoren ausgestattet. Man erkennt die halbkreisförmig gezogenen Kabel für die Spannungsversorgung der Piezoaktoren und das dickere HF-Kabel, das im Hintergrund an den Auskoppler angeschlossen ist. Im Vordergrund sieht man den mit einem Blindflansch verschlossenen Einkoppler. Entnommen aus [23].

bedingungen, also in einem komplett montierten Tuninggestell und horizontal im Kryostatmodul gelagert, betrieben. Abbildung 4.6 zeigt das Tuninggestell vor dem Einbau in das Kryostatmodul.

Nach dem Abkühlen wurden zunächst die Kennlinien der drei Piezoaktoren aufgenommen. Der dafür verwendete Messaufbau entsprach nahezu dem in Abb. 4.4 gezeigten für die Messung im vertikalen Badkryostaten, daher wird er hier nicht noch einmal beschrieben. Für die Messung wurden die jeweils nicht vermessenen Piezoaktoren bei einer Spannung von 0 V belassen. Um zwischen den einzelnen Messungen der Kennlinien die Messoptionen nicht verändern zu müssen, wurde für alle drei Messungen der Frequenzbereich von 2998083 bis 2998091 kHz gewählt. Aufgrund des vergleichsweise geringen Durchmessers des Heliumtanks des Kryostatmoduls und der daraus resultierenden niedrigen Füllhöhe über dem Tuninggestell, mussten die Messungen trotz des größeren Frequenzbereichs deutlich schneller durchgeführt werden, als im vertikalen Badkryostaten. Daher musste die Messgenauigkeit verringert werden, so dass eine Schrittweite von 10 Hz und eine 8-fache Mittelung gewählt wurden. Die so aufgenommenen Daten sind in Abb. 4.7 dargestellt.

Man erkennt hier, dass der Hub eines Piezoaktors beim horizontalen Test geringer war als bei der Messung in vertikaler Lage. Dies hat zwei Gründe. Die geringere Frequenzverschiebung bei niedrigen Spannungen deutet auf ein geringes Spiel des Tuningstabes hin, dass auch bei sorgfältiger Montage nicht vollkommen ausgeschlossen werden kann. Der verringerte Maximalhub erklärt sich aus der höheren benötigten Kraft für die horizontale Verformung der Beschleunigungsstruktur. Während diese bei vertikalem Einbau im Abstimmgestell frei hängt, liegt sie bei horizontalem Einbau auf den, der Stützung der Struktur dienenden, Titanstäben auf. Dies führt zu einer größeren zu überwindenden Reibung.

Trotz dieser Effekte sieht man auch hier, dass sogar schon ein einzelner Piezoaktor in der Lage ist das magnetostriktive Stellelement zu ersetzen. Da die Piezoaktoren deutlich kürzer sind als die magnetostriktiven Stellelemente, wurde entschieden, pro Beschleunigungsstruktur drei Piezoaktoren zu verwenden, um die Ausfallsicherheit des Systems zu erhöhen.

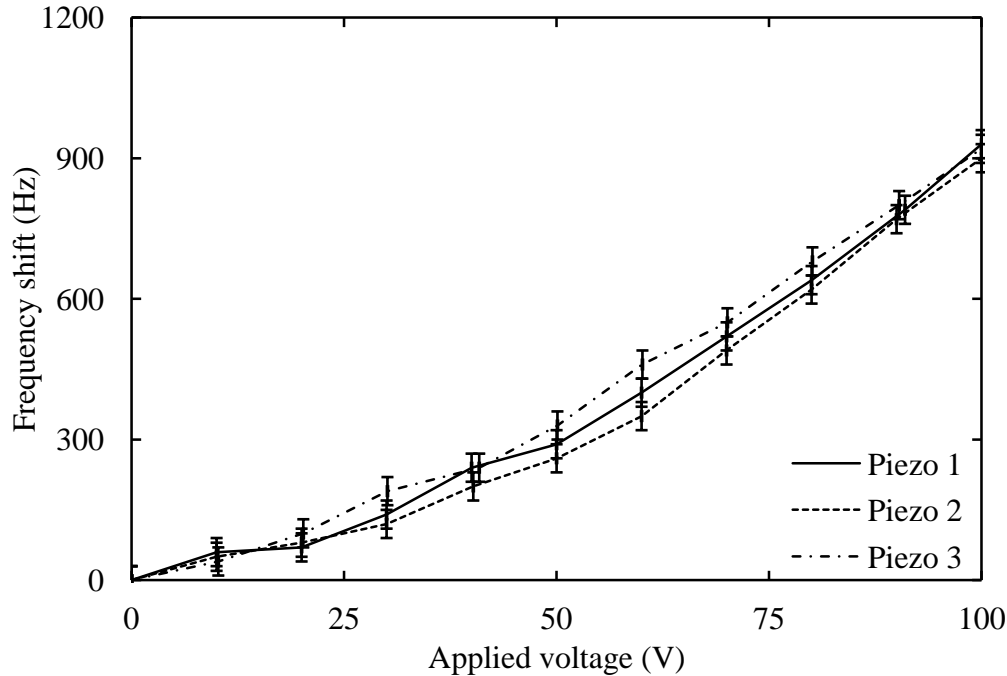


Abb. 4.7: Die Kennlinien der drei im Rahmen des Offline-Tests des neu entwickelten Injektorkryostaten getesteten Piezoaktoren. Die Messwerte wurden, um die verschiedenen Piezoaktoren unterscheiden zu können, durch unterschiedliche Linientypen verbunden. Die Unsicherheit in der Spannung beträgt 0.1 V, die der gemessenen Frequenzänderung 30 Hz. Die Skalierung der Achsen entspricht der in Abb. 4.5 um den Vergleich zu erleichtern.

4.3.3 Erster Testbetrieb von Piezoaktoren in der HF-Regelung des S-DALINAC

Da es keine einfache Möglichkeit gibt, die Beschleunigungsstrukturen innerhalb des Kryostaten kontrolliert mechanisch anzuregen, um eine Frequenzänderung zu erreichen, wurde für die Messung das Prinzip der Frequenzstabilisation umgekehrt. Im Normalbetrieb stellt die Frequenzfeineinstellung sicher, dass die Resonanzfrequenz der Beschleunigungsstruktur auf der Frequenz des Referenzoszillators der Regelung verbleibt. Im Testfall wurde die Frequenz des Referenzoszillators verändert und die Feineinstellung verwendet, um die Strukturresonanz anzupassen. Der dazu verwendete Aufbau ist in Abb. 4.8 zu sehen.

Die Beschleunigungsstruktur wurde mit einem Testboard der im Rahmen mehrerer Arbeiten im Institut für Kernphysik entwickelten HF-Regelung [56, 57] be-

trieben. Die Ausgangsleistung des HF-Boards wurde durch einen Vorverstärker (PA = Preamplifier) und einen Leistungsverstärker (MA = Main Amplifier) mit maximaler Ausgangsleistung von 50 W verstärkt. Als Referenzoszillator der Regelung diente ein Vektorsignalgenerator. Die Piezoansteuerung wurde über ein in der Elektronikwerkstatt des Instituts entwickeltes, und auch am S-DALINAC verwendetes, CPSGUN08 Netzgerät von der HF Regelung angesteuert. Dieses Netzgerät lieferte ein Spannungssignal zwischen 0 und 10 V an die Piezoansteuerung, die wiederum die drei eingebauten Piezoaktoren mit Spannungen zwischen 0 und 100 V versorgte. Der PC diente zur Einstellung und Überwachung der Regelung sowie zur Datenaufnahme.

Um geeignete Parameter für die Modulation des Referenzoszillators zu finden, wurden die typischen Druckschwankungen im Beschleunigerkryostaten des

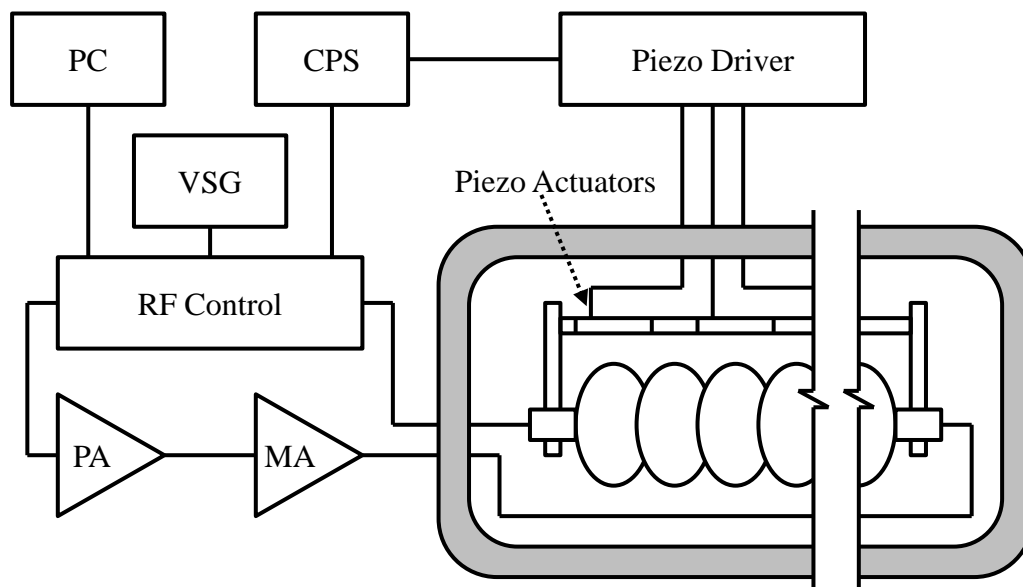


Abb. 4.8: Die Beschleunigungsstruktur, andeutungsweise im neuen Injektorkryostatmodul dargestellt, wurde mit einem Testboard der HF-Regelung betrieben. Das HF-Signal wurde durch einen Vorverstärker (PA = Preamplifier) und einen Leistungsverstärker (MA = Main Amplifier) verstärkt. Als Referenzoszillator der Regelung diente ein Vektorsignalgenerator (VSG). Die Piezoansteuerung, die die drei eingebauten Piezoaktoren mit Spannung versorgte, wurde über ein CPS Netzgerät angesteuert. Der PC diente zur Einstellung und Überwachung der Regelung sowie zur Datenaufnahme.

S-DALINAC analysiert. Die stärksten Schwankungen treten üblicherweise bei Einschalten der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen auf. Auch wenn eine im Kryostaten befindliche Heizung bei ausgeschalteten Strukturen einen äquivalenten Wärmeeintrag ins Helium liefern soll, um die Heliumkälteanlage im Gleichgewicht zu halten, führen die Umschaltprozesse zwischen Heizung und Strukturen häufig zu Lastwechseln, die in Druckschwankungen resultieren. Es erfolgt eine gedämpfte Druckoszillation, deren Frequenz von den Regelungsparametern der Heliumprozesspumpstände, die den Heliumdampfdruck in den Kryostaten stabilisieren, bestimmt wird. Die Frequenz der Druckoszillation liegt in der Größenordnung von 1 mHz bei einer Amplitude $\Delta p < 2 \text{ mbar}$. Erkennbare „schnellere“ Schwankungen, deren Frequenz immer noch viel kleiner als 1 Hz ist, besitzen deutlich kleinere Amplituden $\Delta p < 0.2 \text{ mbar}$. Abbildung 4.9 veranschaulicht die eben diskutierten Effekte anhand eines 12-stündigen Auszugs des Kryostatdrucks aus der Datenbank des S-DALINAC [58] während der Injektorstrahlzeit am 19.03.2013. Eine erste Änderung des Verhaltens des Kryostatdrucks erkennt man gegen 12:40 Uhr. Zu dieser Zeit wurde der Beschleuniger ausgeschaltet, um den Hallenzutritt zum Füllen der Detektoren am DHIPS zu ermöglichen. Gegen 14 Uhr wurde der Beschleuniger wieder in Betrieb genommen. Die hierbei entstandenen Oszillationen des Kryostatdrucks haben in dem hier gezeigten Ausschnitt eine Anfangsamplitude von 1.6 mbar bei einer Periodendauer von knapp 19 Minuten.

Aus den eben genannten Frequenzen und Amplituden der Druckschwankungen lassen sich für das Feinabstimmesystem der Beschleunigungsstrukturen folgende Randbedingungen festlegen: Die HF-Regelung muss in der Lage sein, mithilfe der Piezoaktoren die Strukturen bei Störungen im mHz-Bereich um bis zu $\pm 30 \text{ Hz}$ zu tunen. Dabei müssen die Messungen zeigen, dass die Regelgenauigkeit innerhalb der bei der Entwicklung der HF-Regelung aufgestellten Grenzen liegt [56]. Diese verlangen einen relativen Amplitudenfehler $\Delta A/A < \pm 8.0 \cdot 10^{-5}$ und einen absoluten Phasenfehler $\Delta \phi < 0.7^\circ$. Um festzustellen, ob die HF-Regelung mit den Piezoaktoren diesen Anforderungen genügt, wurden die folgenden Messungen durchgeführt.

Die Piezoaktoren wurden mit 50 V auf die Mitte ihres Hubs gesetzt und damit die Resonanzfrequenz der Beschleunigungsstruktur zu 2.998087450 GHz bestimmt. Diese Frequenz wurde dann am verwendeten Vektorsignalgenerator mit einer Modulation belegt. Zuerst wurde eine Messung über mehr als zehn Mi-

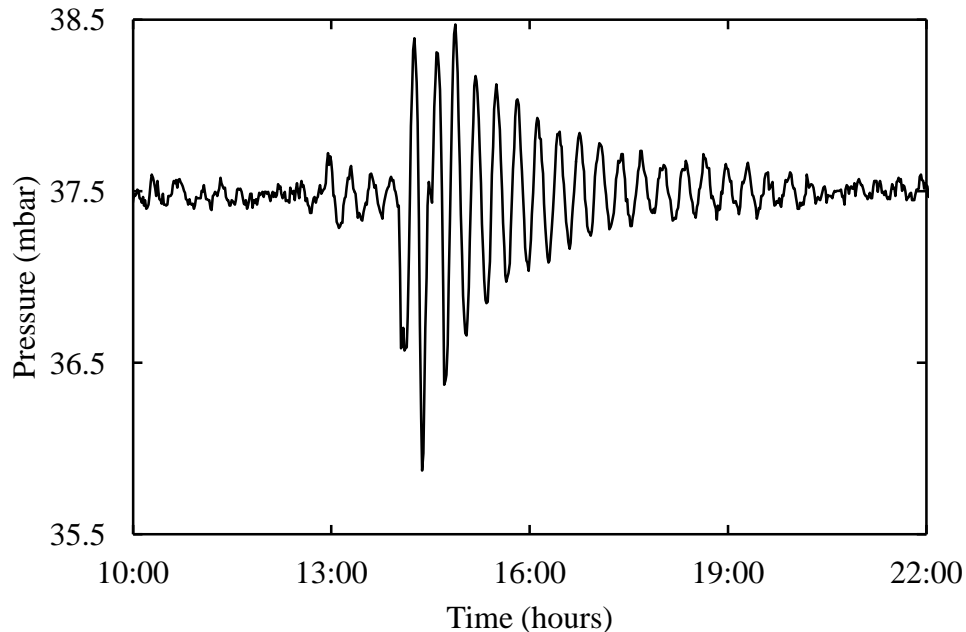


Abb. 4.9: Druck der Heliumathmosphäre im Beschleunigerkryostaten des S-DALINAC am 19.03.2013 zwischen 10 und 22 Uhr. Während einer Injektorstrahlzeit am DHIPS wurde gegen 12:40 Uhr der Beschleuniger ausgeschaltet, um den Hallenzutritt zum Füllen der Detektoren am DHIPS zu ermöglichen. Gegen 14 Uhr wurde der Beschleuniger wieder in Betrieb genommen. Auch wenn bei ausgeschalteten Beschleunigungsstrukturen eine Kryostatheizung den Wärmeeintrag ins Heliumbad konstant halten sollte, führen die Umschaltprozesse zwischen Heizung und den Beschleunigungsstrukturen häufig zu Schwingungen des Kryostatdrucks.

nuten ohne Modulation der Referenzfrequenz durchgeführt, um eine Basis zum Vergleich mit den folgenden Messungen zu haben. Ein Ausschnitt dieser Messung ist in Abb. 4.10 gezeigt. Zu sehen sind die Ausgangsspannung des CPSGUN08 Netzteils und die Fehlersignale für Amplitude und Phase.

Anschließend wurde die Referenzfrequenz mit einer Periodendauer von 100 s um ± 150 Hz moduliert. Die Modulation entspricht Druckschwankungen im Beschleunigerbetrieb von bis zu 10 mbar um den Solldruck bei einer Oszillationsfrequenz von 10 mHz. Diese Störung ist zehnmal so schnell und fünfmal so groß wie die schon diskutierten Schwankungen. Sie wurden so gewählt um sicherzustellen, dass

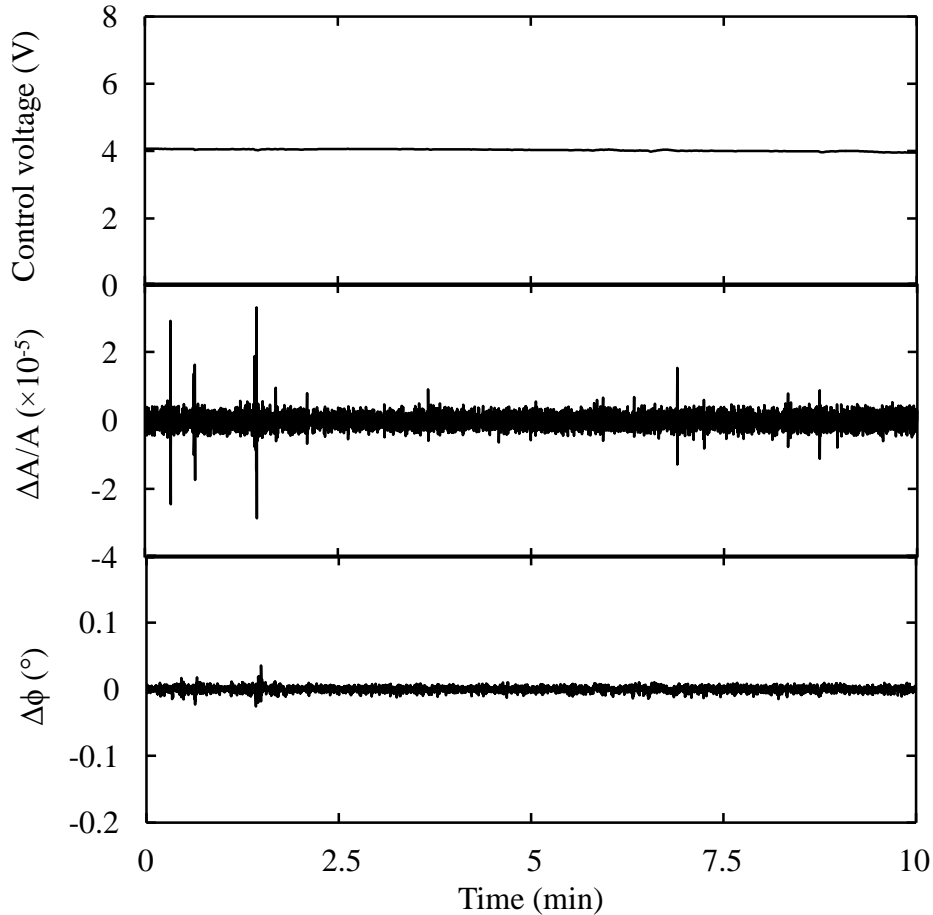


Abb. 4.10: Ausgangsspannung der Regelung zum Piezotreiber, relativer Amplituden- und absoluter Phasenfehler ohne Modulation der Referenzfrequenz. Die Skalierung der Achsen entspricht der in den Abbn. 4.11 und 4.12 um den Vergleich zu erleichtern.

auch seltene, größere Druckvariationen durch die Regelung abgefangen werden können. Dieser Betriebszustand wurde über 30 Minuten aufrecht erhalten. Ein Ausschnitt aus den in dieser Zeit aufgenommenen Daten zeigt Abb. 4.11. Man erkennt darin im Vergleich zur unmodulierten Referenzmessung (Abb. 4.10) deutlich häufiger das Auftreten von Spikes im relativen Amplitudenfehler. Diese liegen allerdings, ebenso wie der nun oszillierende Phasenfehler, deutlich unterhalb der genannten Obergrenzen der Regelung. Daher wurde der Versuch unternommen, mit einer noch stärkeren Modulation der Referenzfrequenz, die Leistungsgrenze der HF-Regelung in Kombination mit den Piezoaktoren auszuloten. Über eine Stunde wurde die Referenzfrequenz mit ± 300 Hz bei einer Periodendauer von

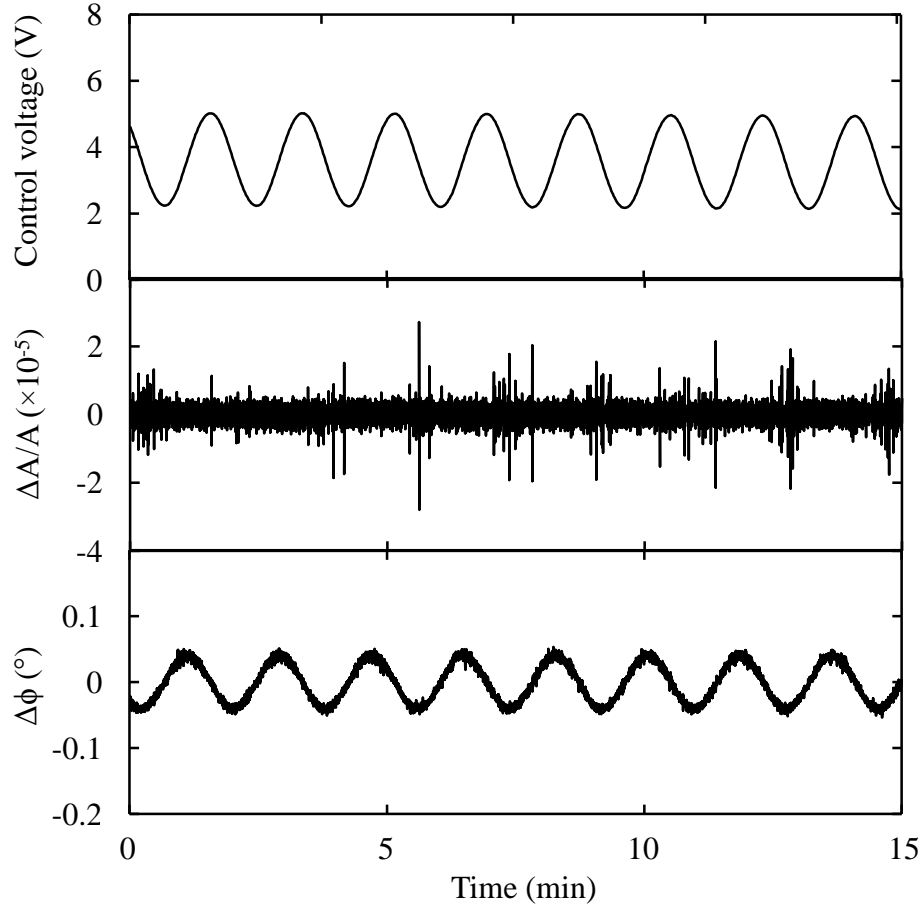


Abb. 4.11: Ausgangsspannung der Regelung zum Piezotreiber, relativer Amplituden- und absoluter Phasenfehler bei Modulation der Referenzfrequenz um ± 150 Hz bei einer Periodendauer von 100 s.

50 s variiert. Dies entspricht Druckoszillationen von ± 20 mbar. Diese können im Betrieb praktisch nicht erreicht werden und würden auf ernsthafte Probleme mit der Heliumkälteanlage hindeuten, so dass ein weiterer Beschleunigerbetrieb nicht stattfinden könnte. Obwohl in Abb. 4.12 ein starker Anstieg der Fehlersignale im Vergleich zur vorhergehenden Messung zu sehen ist, erreichen diese noch nicht einmal die Hälfte der für die Regelung definierten Grenzen.

Diese Ergebnisse zeigen, dass schon ein einzelner Piezoaktor reproduzierbar den nötigen Hub aufbringt, um die magnetostruktiven Stellelemente ersetzen zu können. Durch die kürzere Bauform ist es möglich, bis zu sieben Piezoaktoren statt eines magnetostruktiven Stabes einzubauen. Bisher ist der Einbau von drei Aktoren für jede Beschleunigungsstruktur geplant. Dies vergrößert zum einen den Stell-

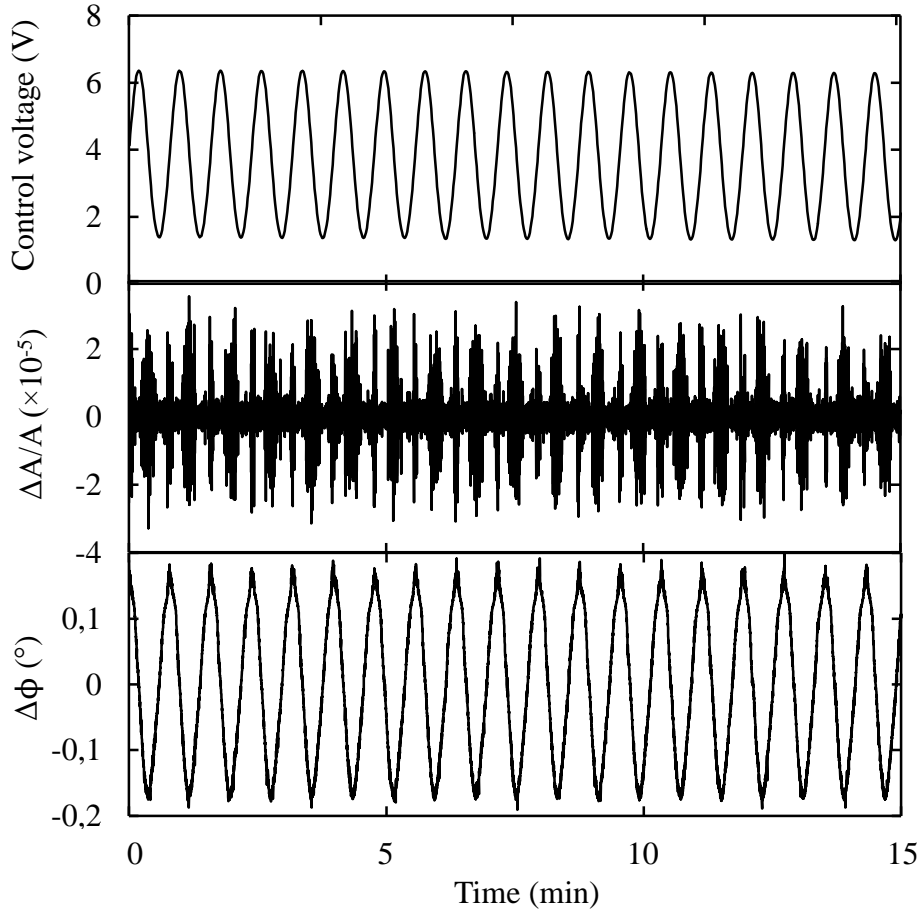


Abb. 4.12: Ausgangsspannung der Regelung zum Piezotreiber, relativer Amplituden- und absoluter Phasenfehler bei Modulation der Referenzfrequenz um ± 300 Hz bei einer Periodendauer von 50 s.

bereich des Feinabstimmungssystems und erhöht dessen Ausfallsicherheit deutlich. Durch Wegfall der magnetischen Bauelemente in unmittelbarer Nähe der Beschleunigungsstrukturen wird das in Abschn. 4.2 diskutierte Risiko der Gütereduktion durch Einfrieren magnetischen Flusses eliminiert. Zusätzlich kann die Beschleunigungsstruktur ohne magnetostriktives Stellelement wesentlich einfacher und effektiver gegen externe Magnetfelder abgeschirmt werden. Im Beschleunigerbetrieb sollen die neuen Piezoaktoren erstmals bei der Inbetriebnahme des neuen Injektormoduls eingesetzt werden.

5 Quenchortung mithilfe des zweiten Schalls in suprafluidem Helium

Bei supraleitenden Beschleunigungsstrukturen sind bereits winzige Defekte oder Verschmutzungen ausreichend, um bei geringen angeregten Feldstärken einen Quench, also den Zusammenbruch der Supraleitung, zu verursachen. Abbildung 5.1 skizziert einen solchen Vorgang.

Es gibt verschiedene Methoden um diese Defektstellen zu lokalisieren. Eine bewährte, aber aufwendige Methode ist das so genannte Temperature-Mapping (T-Mapping) [59], bei dem viele kleine Messwiderstände, die zur Temperatur-

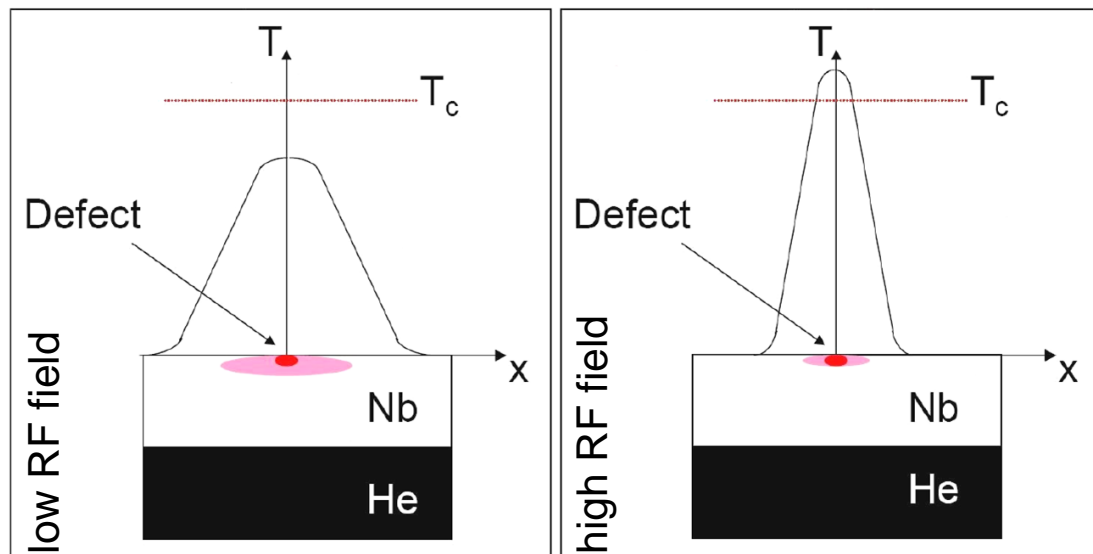


Abb. 5.1: Quench eines Niobresonators. Das die Beschleunigungsstruktur umgebende Heliumbad ist schwarz gezeichnet. Darüber liegt die aus Niob bestehende Wand der Struktur. Oben ist das Innere der Struktur zu sehen, in dem das HF-Feld angeregt wird. Über dem Wandmaterial ist ein Diagramm mit der Temperatur der Wand über der Entfernung vom rot angedeuteten Defekt dargestellt.

Links: Bei niedrigen Feldern ist die Temperatur in der Nähe des Defekts höher als im umgebenden Material, aber bleibt unterhalb von T_c .

Rechts: Steigt das Feld, übersteigt die Temperatur T_c , wodurch das Niob in der Nähe des Defekts normalleitend wird und die Verlustleistung enorm ansteigt. Entnommen und modifiziert aus [60].

messung dienen, auf die zu untersuchende Beschleunigungsstruktur aufgesetzt werden. Eine vor wenigen Jahren erstmals verwendete, einfachere und schnellere Methode ist die Quenchortung mithilfe von Oscillating Superleak Transducern (OSTs) [61].

Seit diese Methode erstmals erprobt wurde, wird sie weltweit, hauptsächlich von Mitgliedern der TESLA Technology Collaboration [62], weiterentwickelt. Neben der schon genannten Arbeit an der Cornell University [61], wird beispielsweise am DESY [63], CERN [64], ANL [65], TJNAF [66] und KEK [67] mit diesem Verfahren gearbeitet. Ziel dieser Arbeit war es, zu untersuchen, ob diese Art der Quenchortung ebenfalls erfolgreich für die supraleitenden Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC eingesetzt werden kann.

Ebenso wie das T-Mapping ist das OST-System nicht zur Diagnose der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen im Betrieb geeignet. Zumindest beim momentanen Aufbau der magnetischen Abschirmung der Strukturen im Beschleunigerkryostaten (siehe Abb. 4.3) ist es unmöglich, die OSTs so zu montieren, dass sie direkte Sicht auf die Strukturen hätten. Dies ist jedoch für eine Quenchortung unabdingbar. Somit ist das Quenchortungssystem ein reines Diagnosemittel für neue oder im Betrieb durch Quenche auffällig gewordene Beschleunigungsstrukturen. Ist der Quenchort eingegrenzt, kann dieser optisch überprüft und je nach Art des gefundenen Defekts repariert werden [68, 69].

Wegen der komplizierten Geometrie der Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC mit 20 elliptischen Zellen (siehe Abb. 3.4) und dem geringen verfügbaren Platz im vertikalen Badkryostaten, ist mit Mehrfachreflexionen und Signalabschwächung zu rechnen. Man kann daher nicht erwarten, den Quenchort präzise zu bestimmen. Ziel ist vielmehr, die Zelle festzulegen, in der sich der Defekt befindet, der zum Quench führt. Die genaue Lokalisierung erfolgt dann durch optische Inspektion dieser Zelle. Eine rein optische Inspektion der gesamten Struktur ohne vorherige Quenchortung wäre extrem aufwändig und unter Umständen irreführend, weil kleinere Defekte ohne Einschluss von Fremdmaterial (zum Beispiel in der Schweißnaht) nicht zwangsläufig zum Quenchen bei niedrigen Feldstärken führen müssen.

5.1 Prinzip der Quenchornung und Funktionsweise der Oscillating Superleak Transducer (OST)

Der Quench einer supraleitenden Beschleunigungsstruktur führt zur Abgabe der gesamten, in der Struktur gespeicherten, Energie an das Heliumbad. Da der Quenchnpunkt anfangs sehr klein ist, an irgendeiner Stelle wird, wie in Abb. 5.1 skizziert, T_c zuerst überstiegen, und die Energieabgabe sehr schnell erfolgt, tritt beim Quench lokal eine große Heizleistung auf, die im suprafluiden Helium zur Ausbildung einer Welle des zweiten Schalls führt. Diese Welle kann von den OSTs aufgenommen werden. Da die Geschwindigkeit des zweiten Schalls bekannt ist, kann die Quenchposition durch Messung der Ankunftszeit der gleichen Schallwelle an verschiedenen OSTs und anschließender Triangulation bestimmt werden.

Obwohl OSTs schon lange bekannt sind [70], sind sie kommerziell nicht erhältlich. Daher mussten die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten OSTs eigens entwickelt, hergestellt und auf ihre Funktionalität geprüft werden. Die OSTs funktionieren nach dem Prinzip eines Kondensatormikrofons. Eine Messing-Scheibe dient als eine der Kondensatorplatten. Auf diese wird eine elektrisch isolierende Membran aufgelegt, auf deren Außenseite ein dünner Aluminiumfilm aufgedampft ist. Die Membran besteht aus einem sehr feinporigen Filter, den der nicht viskose, suprafluide Anteil des Helium-II durchdringen kann, der viskose, normalfluide allerdings nicht. Für die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten OSTs wurde der Isopore Membran Filter GTTP der Firma Millipore als geeignet ausgewählt. Er besteht aus einem Polycarbonate-Film von nur 25-30 μm Dicke und besitzt mit Ionenspur-Ätztechnik hergestellte Poren der Größe 0.22 μm . Der Aluminiumfilm dient als zweite Kondensatorplatte, ist allerdings dünn genug, um die meisten Poren des Filters frei zu lassen. Somit verursacht eine einlaufende Welle des zweiten Schalls ein Ein- und Auslaufen der suprafluiden Komponente des Helium-II. Dies bewirkt eine Volumenänderung zwischen der Messingplatte und dem Filter und damit eine Kapazitätsänderung des Kondensators. Diese führt durch eine angelegte Spannung von 100 V zu einer messbaren Spannungsänderung. Ein im Rahmen dieser Arbeit entwickelter OST ist in Abb. 5.2 zu sehen. Die Konstruktionszeichnungen befinden sich im Anhang A.

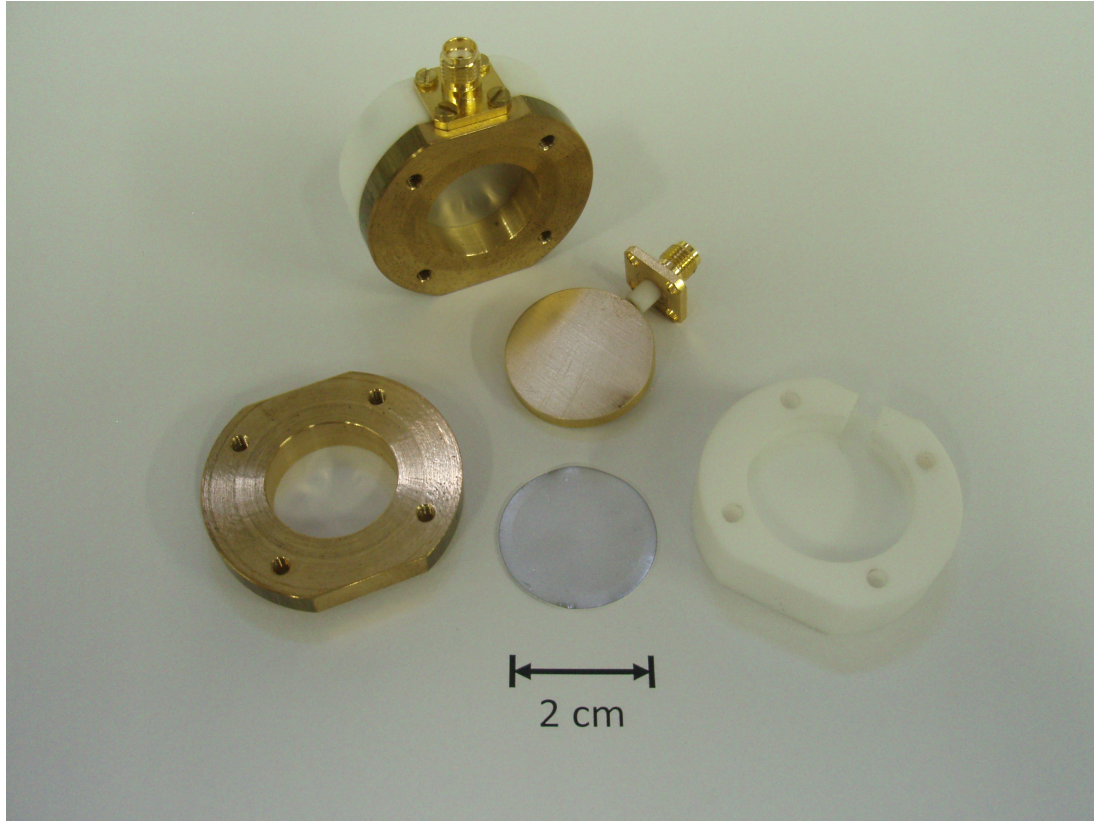


Abb. 5.2: Bild von im Rahmen dieser Arbeit entwickelten OSTs: In den isolierenden Teflonblock (rechts) wird zuerst die Messingplatte (Mitte, oben) und darauf der bedampfte Feinfilter (Mitte, unten) eingelegt. Anschließend wird der Messingring (links) aufgesetzt und verschraubt. Dieser Ring dient zum einen zur Halterung des Feinfilters, zum anderen als leitende Verbindung zum an die Messingplatte angelöteten SMA-Stecker. Ein komplett montierter OST ist oben links gezeigt.

5.2 Funktionstest der OST-Prototypen

Um die Funktionsfähigkeit der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten OSTs zu testen, wurden diese zusammen mit einem Heizwiderstand, der mit variabler Spannung gepulst betrieben werden konnte, auf einem Aluminiumblech angebracht und im vertikalen Badkryostaten eingebaut. Die in verschiedenen Abständen zum Heizwiderstand angebrachten OSTs wurden mithilfe der an vielen kernphysikalischen Experimenten verwendeten Vorverstärker CSTA2, die in der institutseigenen Elektronikwerkstatt entwickelt und gebaut wurden, ausgelesen. Eine Skizze

des Aufbaus ist in Abb. 5.3 zu sehen. Abbildung 5.4 zeigt ein Foto der OST-Testanordnung.

Um die OST-Prototypen einem realistischen Test unterziehen zu können, musste zuerst abgeschätzt werden, welche Energie bei einem Quench in das Heliumbad eingebracht wird. Da die Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC für Beschleunigungsfeldstärken von 5 MV/m ausgelegt sind, wurde für eine „schlechte“ Struktur die Hälfte dieses Wertes angenommen. Bei einem Feld von 2.5 MV/m ist in einer Struktur eine Energie von 166 mJ gespeichert. Durch den Sprung in den normalleitenden Zustand ändert sich der Oberflächenwiderstand einer supraleitenden Beschleunigungsstruktur von wenigen 10 nΩ zu ≈ 2.6 mΩ, dem normalleitenden Oberflächenwiderstand, infolge des anomalen Skineffekts (siehe Abschn. 3.1.3). Damit verringert sich die Güte schlagartig auf ungefähr 10^5 und damit erfolgt die Abgabe der Energie an das Heliumbad innerhalb von wenigen 100 μ s. Daraus kann man eine Pulsheizleistung in der Größenordnung von 500 W abschätzen. Dieser Wert konnte durch zwei technische Einschränkungen am oben skizzierten Aufbau nicht erreicht werden. Zum einen sind die Vakuumstromdurchführungen zwischen Heliumathmosphäre und Außenluft nur für Ströme bis maximal 1 A ausgelegt und zum anderen sollte keine Spannung oberhalb von 60 V verwendet werden, um auf zusätzliche Schutzmaßnahmen verzichten zu können. Damit fiel die Wahl auf einen 56 Ω -Widerstand, auch wenn somit der Maximalstrom mit 1.07 A etwas oberhalb der Spezifikation der Durchführung lag. Die maximal erreichbare Heizleistung lag damit bei 64 W. Dies entspricht nach oben

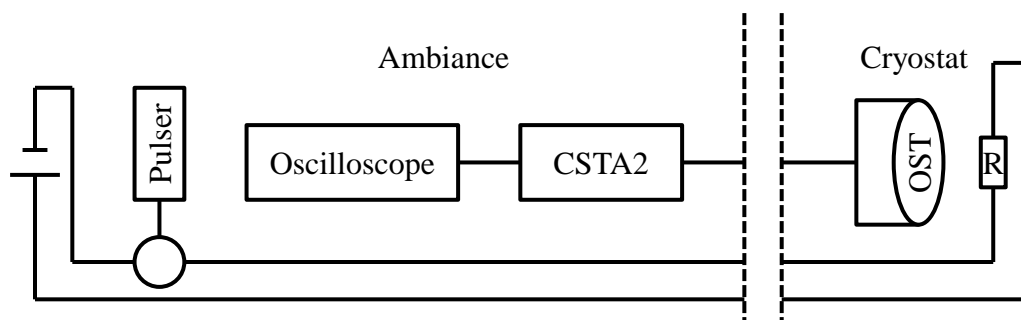


Abb. 5.3: Skizze des Aufbaus zum Test der OST-Prototypen. Um eine Welle des zweiten Schalls zu erzeugen, wurde ein im Kryostat befindlicher Heizwiderstand gepulst betrieben. Die von den OSTs nach außen geleiteten Signale wurden verstärkt und mithilfe eines Oszilloskops registriert.

vorgenommener Abschätzung einem Quench einer Beschleunigungsstruktur bei einer Feldstärke von 0.85 MV/m .

Um die zu erwartende Signalhöhe abzuschätzen, wurde die in [61] vorgestellte Messung analysiert. Dazu wurden neben den dort beschriebenen Daten noch die Parameter der TESLA-Beschleunigungsstrukturen aus [71] verwendet. Die in [61] untersuchte Beschleunigungsstruktur vom TESLA-Typ ist bei einer Beschleunigungsfeldstärke von 14.6 MV/m gequenchet. Bei dieser Feldstärke ist in einer solchen Struktur eine Energie von 52 J gespeichert. Die, durch die Abgabe dieser Energie an das Heliumbad, verursachten Wellen des zweiten Schalls führten bei

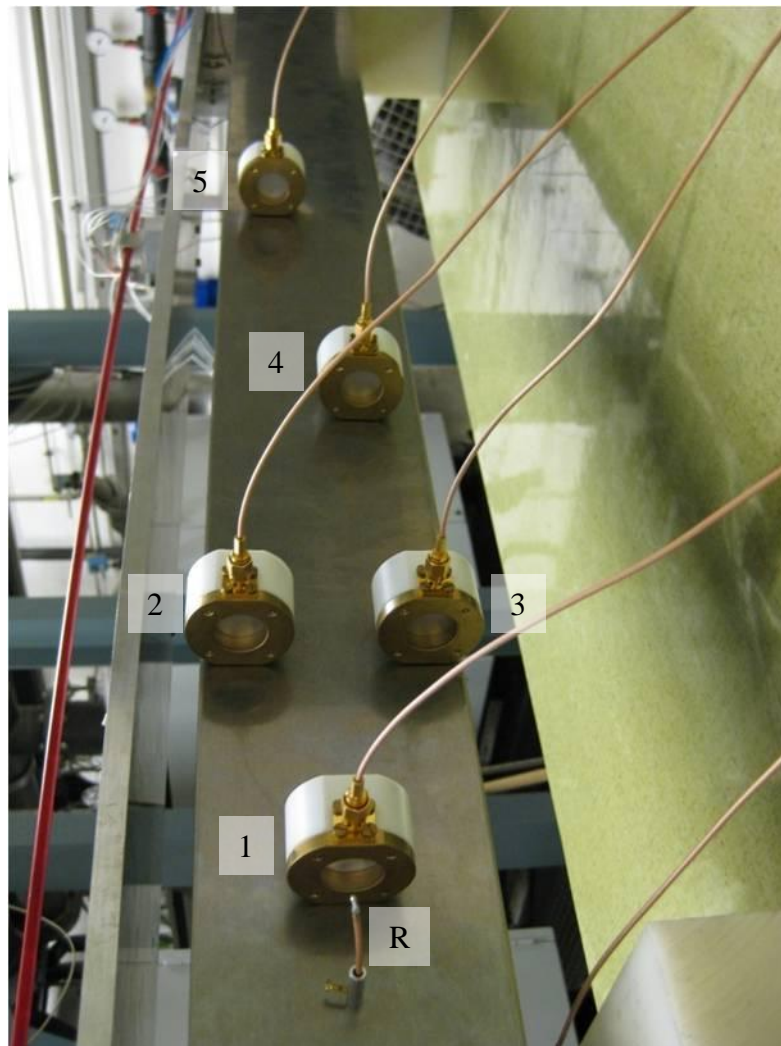


Abb. 5.4: Versuchsaufbau zum Test der OST-Prototypen. Die OSTs sind durchnummeriert, der Heizwiderstand im Vordergrund ist mit R gekennzeichnet.

den in 30 cm Abstand vom ermittelten Quenchort positionierten OSTs zu Signalen mit Amplituden im Bereich bis ungefähr 0.25 V. Da die gespeicherte Energie in einer TESLA-Struktur 2 Größenordnungen über der in einer S-DALINAC-Struktur gespeicherten Energie liegt und von einer isotropen Ausbreitung der Wellen des zweiten Schalls vom Quenchort ausgegangen werden kann, wurde bei dem in Abb. 5.4 gezeigten Aufbau der dem Widerstand am nächsten positionierte OST in einer Entfernung von 3 cm montiert.

Obwohl schon die, bei dem Test im vertikalen Badkryostaten, maximal zur Verfügung stehende Heizleistung von 64 W deutlich geringer war, als die bei einem Quench zu erwartende Leistung, wurde während der Messungen die Spannung und die Pulslänge der Heizpulse verändert, um etwas über das Verhalten des zweiten Schalls und die Reaktion der OSTs darauf zu erfahren. Die Spannung wurde zwischen 24 und 60 V variiert, um Heizleistungen zwischen 10 W und 64 W zu erhalten. Die für den Test gewählten Pulsdauern lagen bei 1, 10, sowie 100 μ s und 1 ms. Somit konnten Energien zwischen 10 μ J und 64 mJ an das Heliumbad abgegeben werden. Die Versuche zeigten, dass erst mit Pulsdauern von mindestens 10 μ s Länge überhaupt ein Signal zu erkennen war, dies aber auch schon bei geringen Leistungen. Je höher die Leistung gewählt wurde, umso weiter entfernt konnten noch Signale detektiert werden. Der allgemeine Signalverlauf besteht aus einem plötzlichen, starken Anstieg des Signals, das dann mit einer Frequenz in der Größenordnung von 10 kHz oszilliert und nach 100 ms bis 1 s von einer Anfangsamplitude im Bereich von maximal 100 mV, je nach deponierter Energie und Entfernung, vollständig abgeklungen ist.

Trotz der guten Ergebnisse zeigten diese Tests auch, dass die verwendeten Vorverstärker für die Verstärkung der OST-Signale unpraktisch waren. Aufgrund ihrer Gehäuseausdehnung und des BNC-Anschlusses für das Eingangssignal mussten die Verstärker über ungefähr 15 cm lange Adapterkabel mit den Durchführungen am Kryostatdeckel verbunden sein. Um die ohnehin schon niedrigen Signale nicht noch durch aus der Umgebung mit den Kabeln aufgefangenes Rauschen zu belasten, wurde entschieden, die Verstärker möglichst direkt an die Durchführungen aufzusetzen. Deshalb wurden, nach diesem erfolgreichen Test, zwei Verstärkerplatten mit jeweils acht Vorverstärkern und weitere OSTs hergestellt. Diese wurden zu dem im nächsten Abschnitt beschriebenen Aufbau zusammengefügt. Der Schaltplan eines Verstärkergliedes ist in Anhang B zu finden.

5.3 Quenchortungssystem

In diesem Abschnitt wird das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte und aufgebaute Quenchortungssystem für die Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC vorgestellt. Es besteht aus 16 OSTs, die am Einsatzgestell des vertikalen Badkryostaten angebracht und direkt auf die Struktur gerichtet sind. Die Positionen der OSTs wurden dabei so gewählt, dass jeweils 4 OSTs einen Ring um die Zellen 3, 8, 13 und 18 der zu testenden Beschleunigungsstruktur bilden. Durch den geringen zur Verfügung stehenden Platz im Kryostaten liegt der Abstand zwischen den OSTs und der Struktur bei 3.1 cm. Bei diesem Abstand und einem Öffnungswinkel von ungefähr 110° liegen fünf Zellen in direkter Sichtlinie. Ein Bild des Aufbaus ist in Abb. 5.5 zu sehen. Die OSTs sind durch Koaxialkabel mit 22-Pin-Durchführungen am Kryostatendeckel verbunden. Von außen sind an diese Durchführungen direkt die Verstärkerplatinen angebracht (siehe Abb. 2.2). Eine un abgeschirmte Verstärkerplatine ist in Abb. 5.6 zu sehen. Neben den Anschlüssen für die Betriebsspannung von $\pm 12\text{ V}$, der Vorspannung der OSTs von 100 V und dem Anschluss für das Flachbandkabel, um die Signale zum ADC zu leiten, sind die 8 Verstärkerbausteine rund um den auf der Rückseite angebrachten 22-Pin-Stecker zu sehen.

Über Flachbandkabel und eine zwischengeschaltete Umsetzerplatine gelangen die Signale zu einem PC mit einer ADC-Karte PCI-6229 von National Instruments [72], die über Labview [73] angesteuert und ausgelesen werden kann. Damit die Beschleunigungsstruktur geregelt betrieben und ans Quench-Limit geführt werden konnte, wurde für den Aufbau ein Testboard der HF-Regelung des S-DALINAC verwendet. Um genügend HF-Leistung zur Verfügung zu stellen und damit auch gute Beschleunigungsstrukturen bis zu ihrer Quenchfeldstärke betreiben zu können, wurde ein Halbleiterverstärker mit einer maximalen Ausgangsleistung von 100 W vom Typ KU PA 30100 A - RACK - 632 von Kuhne electronic verwendet. Neben den Signalen der OSTs wurde auch die, durch das HF-Board gemessene, aus der Beschleunigungsstruktur ausgekoppelte Leistung mit aufgenommen. Dazu wurde die ausgekoppelte Leistung mit dem auf dem Regelungsboard befindlichen Amplitudendetektor in ein Spannungssignal zwischen 0 V und 10 V umgesetzt. Dieses konnte, ebenfalls über die schon erwähnte Umsetzerplatine, auf die ADC-Karte im PC gegeben werden.

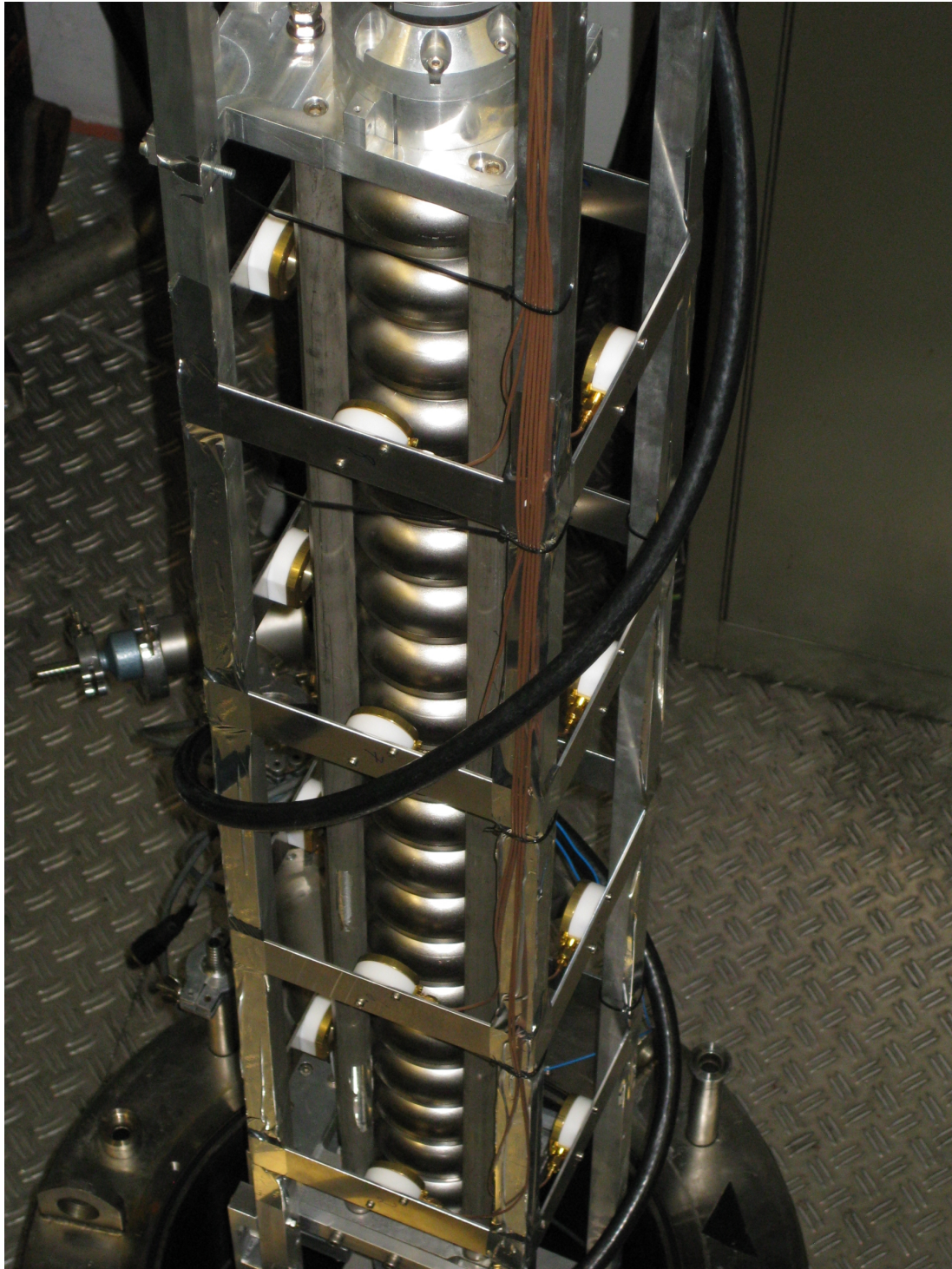


Abb. 5.5: Das Quenchortungssystem besteht aus 16, in vier Ringen um die 1 m lange Beschleunigungsstruktur herum angebrachten, OSTs. Hier ist der komplette Aufbau beim Einsetzen in den Kryostaten zu sehen.

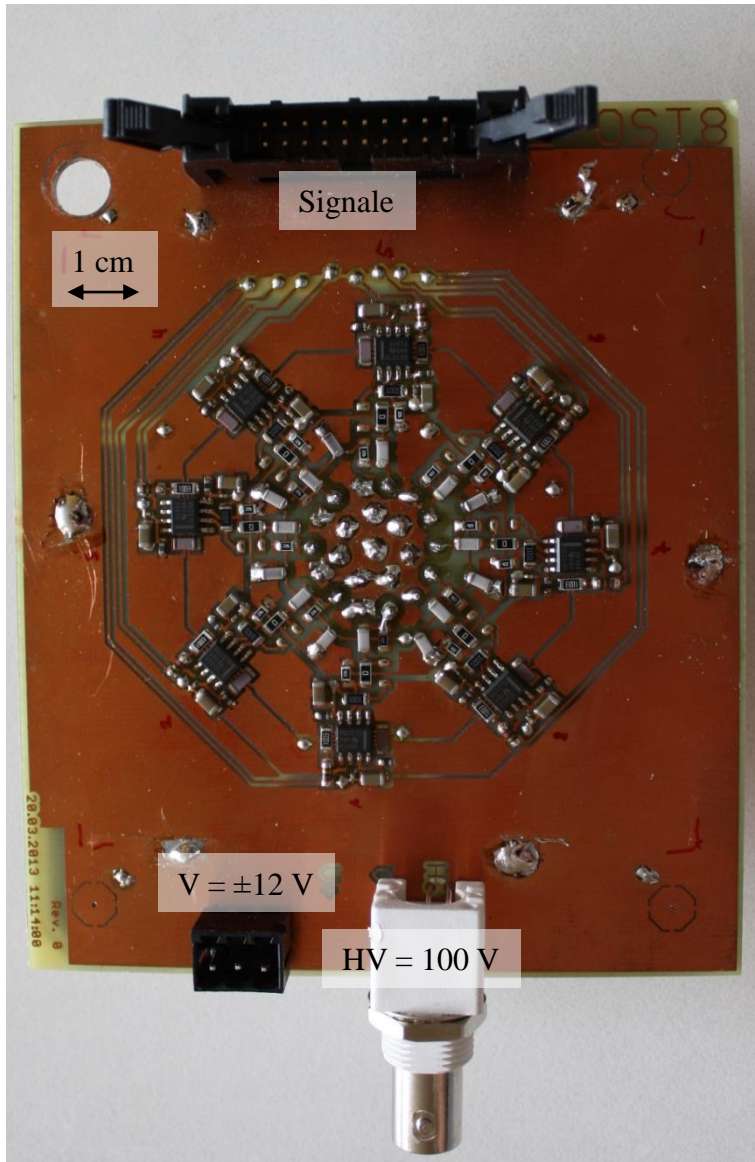


Abb. 5.6: Unabgeschirmte Verstärkerplatine mit den acht, um den auf der Rückseite angebrachten 22-Pin-Stecker angeordneten, Verstärkerbausteinen.

5.4 Erste Quenchortung am S-DALINAC

Mit dem im voranstehenden Kapitel beschriebenen Aufbau wurde erstmals die Quenchposition einer der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC durch Messung des zweiten Schalls bestimmt. Um im Test auch mit Sicherheit einen Quench produzieren zu können, wurde eine alte, nicht mehr im Betrieb befindliche Beschleunigungsstruktur gewählt. Es war bekannt, dass diese schon zu ihren Betriebszeiten nie höhere Beschleunigungsfeldstärken als 2 bis 3 MV/m erreichte und eine unbelastete Güte von maximal $5 \cdot 10^8$ hatte [74]. Nachdem die Struktur mehrere Jahre belüftet und außerhalb des Reinraums gelagert worden war, wurden bei der Messung deutlich geringere Werte erwartet und konnten auch bestätigt werden. Da die in der Beschleunigungsstruktur gespeicherte Energie, die bei einem Quench frei wird, quadratisch mit der Beschleunigungsfeldstärke skaliert und die abgegebene Energie wiederum die Intensität des zweiten Schalls bestimmt, erschwerte die Wahl dieser Struktur allerdings die Bedingungen der Messung. Um das durch einen Quench verursachte Signal des zweiten Schalls aufzunehmen, wurde die Beschleunigungsstruktur nahe ihrem Leistungslimit betrieben und dabei die Datenaufnahme gestartet. Bei laufender Datenaufnahme wurde dann der Amplitudensetzwert der Regelung so weit erhöht, dass die Beschleunigungsstruktur quenchte. Im Rahmen dieser Arbeit wurden 80 Quencheignisse analysiert. Hierzu wurde ein einfaches und nachvollziehbares Verfahren gewählt, um die vom Computer erzielten Ergebnisse überprüfbar zu halten. Bei der ersten Messung zur Quenchortung am S-DALINAC sollte keine schwierig zu durchschauende Bearbeitung der Daten vorgenommen werden. Die durchgeführten mathematischen Operationen dienen einzig und allein dem Sichtbarmachen der erhaltenen Laufzeiten des zweiten Schalls. Die verwendete Methode wird im Folgenden vorgestellt.

Abbildung 5.7 zeigt eine typische, unbearbeitete Aufnahme eines Quenchsignals. In schwarz ist das vom Amplitudendetektor der HF-Regelung ausgegebene Spannungssignal aufgetragen und in rot die am OST gemessene Spannung.

Im ersten Schritt der Datenanalyse werden die Messdaten lediglich auf die Nulllinie verschoben, um Signale mit verschiedenen Offsets vergleichen zu können. Dazu wurde der Mittelwert über einen vorher definierten Rauschbereich (in dem hier

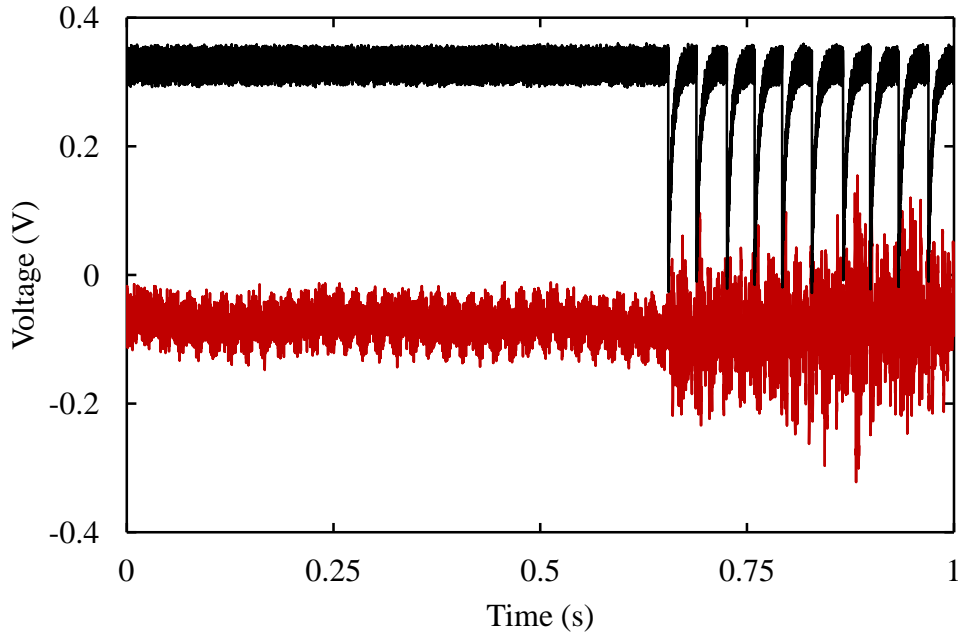


Abb. 5.7: Rohdaten eines Quenchsignals. In schwarz ist die mithilfe des HF-Boards gemessene Amplitude des Hochfrequenzfelds in der Beschleunigungsstruktur zu sehen. Die rote Kurve zeigt das zeitgleich aufgezeichnete Signal des OST 12 ohne Nachbearbeitung.

gewählten Anschauungsbeispiel zwischen 0 und 0.6 s) gebildet und dieser von den Daten subtrahiert. Der zweite Schritt der Analyse ist eine Betragsbildung, damit die vom Computer bestimmte Signalhöhe bei graphischer Auftragung einfacher nachvollzogen werden kann. Da sich die Beschleunigungsstruktur wie erwartet verhielt und schon bei geringen Feldstärken quenchte, wurde während der Messung nur wenig Energie an das Heliumbad abgegeben. Somit wurden nur schwache Wellen des zweiten Schalls ausgesandt und die Analyse der in den ersten Schritten erhaltenen Daten zeigte ein sehr schlechtes Signal-Rausch-Verhältnis. Um dieses zu verbessern, wurde der Mittelwert des Rauschens von den Messdaten subtrahiert. Betrachtet man durch erneute Betragsbildung wieder nur positive Werte, ergibt sich das in Abb. 5.8 gezeigte Diagramm. Dieses enthält die zur Bestimmung der Signallaufzeiten für die Quenchortung verwendeten Werte.

Die so aufbereiteten Messdaten sind für eine der 80 Messungen in den Abbn. 5.9 und 5.10 gezeigt. Der Nullpunkt der Zeitachse wurde auf den Moment des Quenchs verschoben und nur der für die Analyse interessante Zeitausschnitt auf-

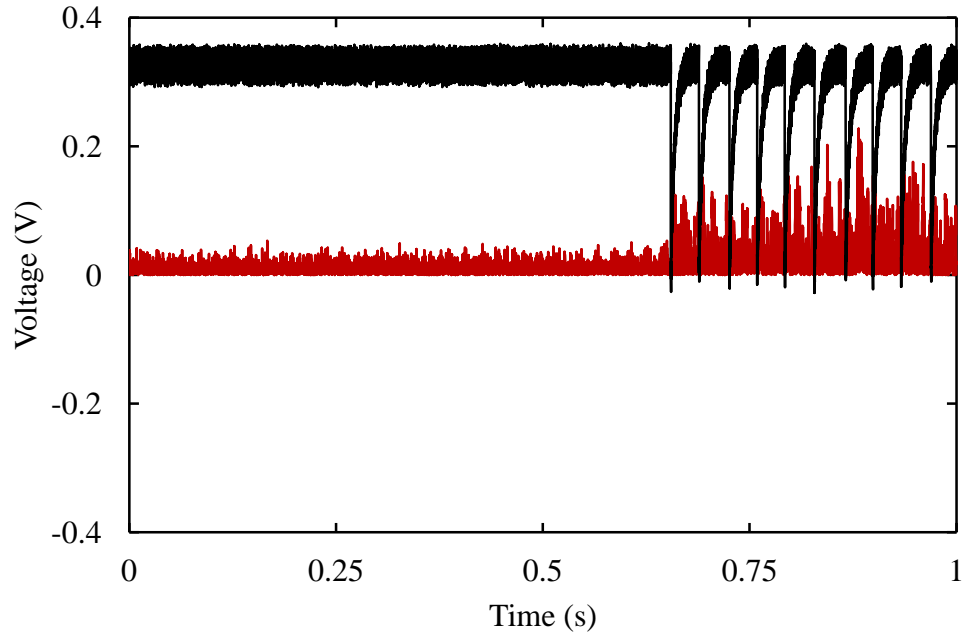


Abb. 5.8: Durch Ausführung der im Text genannten Analyseschritte ergibt sich aus den Rohdaten das gezeigte Diagramm. Es liefert die für die Bestimmung der Laufzeiten verwendeten Daten.

getragen. In der Zeit vor dem Quench kann keine durch den Quench verursachte Welle des zweiten Schalls durch das Helium laufen und von den OSTs detektiert werden. Daher wird dieser Bereich zur Festlegung verwendet, wie hoch ein Signal mindestens sein muss, um sicher von einer Welle des zweiten Schalls zu stammen. Dazu wurde das höchste Signal aus dem Rauschen gesucht (die Höhe ist durch die gestrichelte Linie in den Abbn. 5.9 und 5.10 markiert) und anschließend mit einem Faktor multipliziert, um eine Untergrenze dafür zu haben, dass ein Signal wirklich durch den von einem Quench verursachten zweiten Schall erzeugt wurde. Bei der Variation des Faktors zwischen 1.1 und 1.5 stellte sich der Wert von 1.25 als der geeignetste heraus. Wählt man den Faktor niedriger, werden auch Signale, die nicht vom Quench der Beschleunigungsstruktur verursacht wurden, fälschlicherweise als solche erkannt. Ist der Faktor zu hoch gewählt, werden Signale die vom Quench stammen, irrtümlich als Rauschen gedeutet. Das zeitlich erste Signal, das nach dem Quench der Beschleunigungsstruktur die so definierte Untergrenze überstieg, wurde zur Festlegung der Laufzeit der Welle des zweiten Schalls vom Quenchnpunkt zum OST gewählt. Aus den 16 Diagrammen kann man

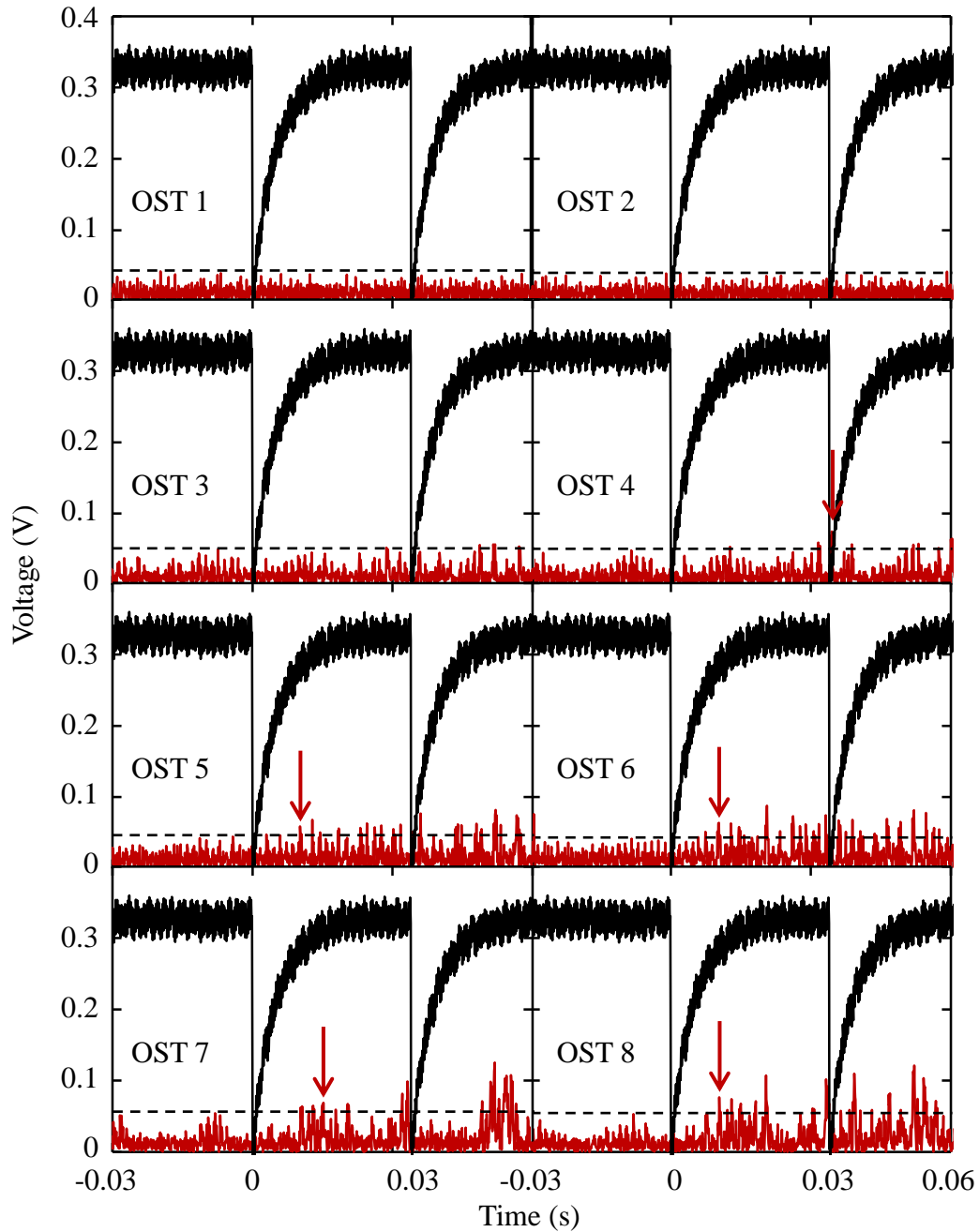


Abb. 5.9: Signale der OSTs 1 bis 8 für ein Quenchereignis. In schwarz ist die mithilfe des HF-Boards gemessene Amplitude des Hochfrequenzfeldes in der Beschleunigungsstruktur zu sehen. Die rote Kurve zeigt das zeitgleich aufgenommene Signal des OST. Die gestrichelte Linie zeigt die Obergrenze des Rauschens und die roten Pfeile zeigen den mit der vorgestellten Methode gefundenen Zeitpunkt der Ankunft des zweiten Schalls am OST.

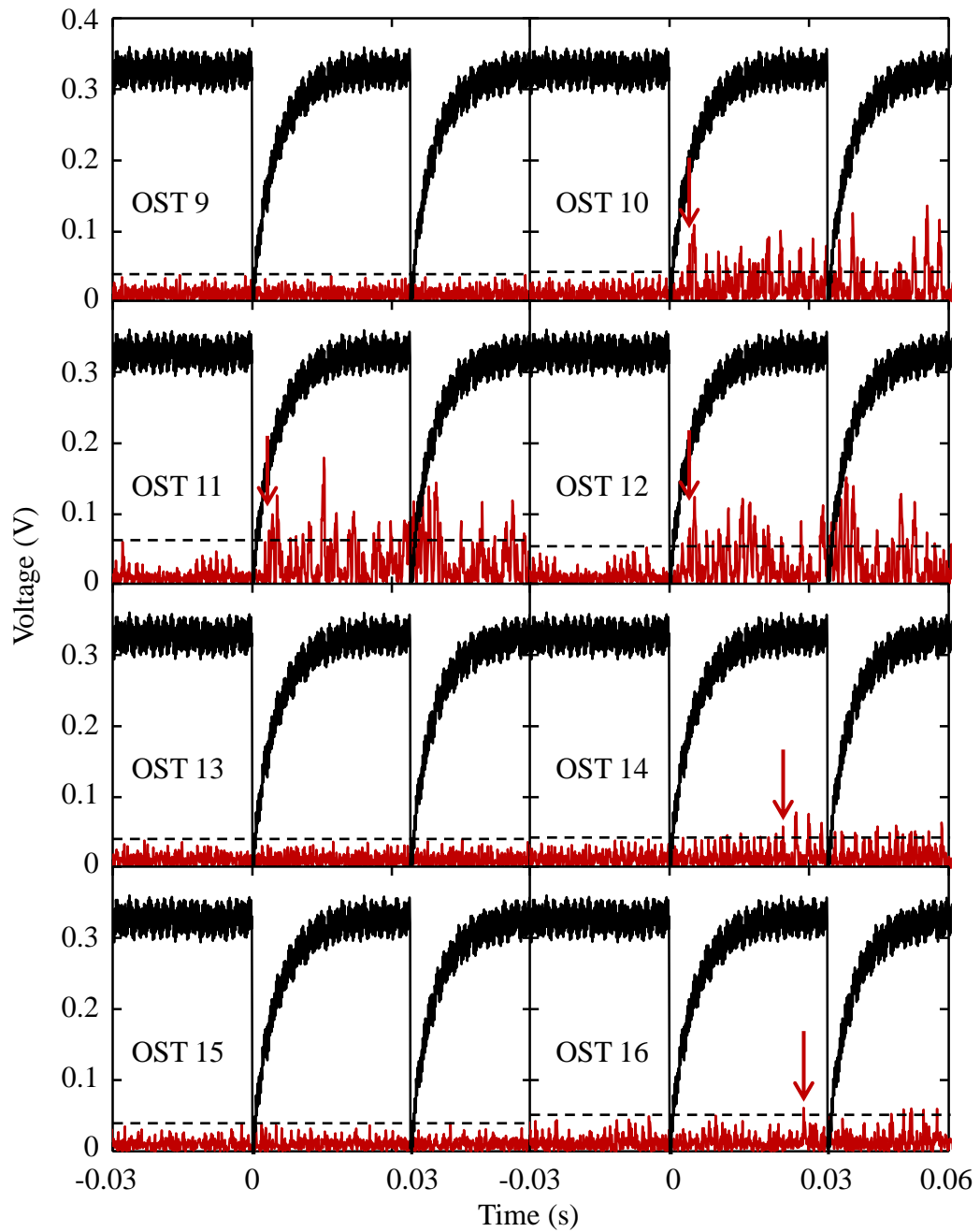


Abb. 5.10: Signale wie in Abb. 5.9, aber für die OSTs 9 bis 16 für ein Quencherereignis.

mit dieser Methode bei zehn OSTs die Detektion einer Welle des zweiten Schalls erkennen.

Die Laufzeiten und die bekannte Geschwindigkeit des zweiten Schalls liefern anschließend die Entfernung zwischen OST und Quenchnpunkt. Tabelle 5.1 gibt die bestimmten Zeiten und daraus errechneten Entfernungen an. Da die Messungen bei einem Kryostatdruck zwischen 22 und 25 mbar durchgeführt wurden, liegt die Geschwindigkeit des zweiten Schalls zwischen 18.35 und 18.95 m/s (siehe Abb. 3.2). Für die Berechnungen wurde daher eine Geschwindigkeit von (18.65 ± 0.3) m/s angenommen. Eine weitere Unsicherheit der ermittelten Entfernung, neben der aus der Geschwindigkeit resultierenden, ergibt sich aus der Ausdehnung und der Lage der aktiven Oberfläche des OST selbst. Aus rein geometrischen Betrachtungen hat eine senkrecht zur Detektoroberfläche einfallende Welle des zweiten Schalls einen um 14.2 mm kürzeren Weg innerhalb des Halterings des OST zurück zu legen, als eine im Winkel von ungefähr 71° zur Senkrechten einfallende Welle. Dies ist der flachste Winkel, unter dem eine Welle direkt auf die Detektorfläche des OST treffen kann.

Aus den ermittelten Entfernungen wurde der Abstand in „Einheiten von Zellen“ der Beschleunigungsstruktur vom jeweiligen OST bestimmt. Dazu wurde angenommen, dass bei einer ermittelten Entfernung von weniger als 3.8 cm die dem OST am nächsten gelegene Zelle den Ort der Quenchenstehung enthält. Dieser Abstand ist der geringste Abstand eines OST zu dem Kreis, der entsteht, wenn man die Mantelfläche eines Zylinders um die Äquatoren der Beschleunigungsstruktur mit einer Fläche durch die Iris der dem OST nächstgelegenen Zelle der Struktur schneidet. Dieser Abstand wurde von der ermittelten Entfernung subtrahiert und anschließend das Ergebnis durch 5 cm, die Länge einer Zelle, dividiert. Durch die komplizierte geometrische Form der Struktur ist die so erhaltene Abschätzung der „Entfernung in Zellen“ nur eine Näherung.

Die letzte Spalte der Tabelle listet die, unter der Annahme, der Quenchorst liege zwischen der 8. und der 13. Zelle der Struktur, bestimmte Quenchezelle auf. Diese Annahme wurde gewählt, da die Signale der OSTs, die auf Höhe der Zelle 8 angebracht waren, deutlich größer waren als die der OSTs, die an Zelle 18 positioniert waren. Mit dieser Annahme liefern sechs von zehn OSTs die Zelle 12 als Ort des Quenches, vier aber auch andere Zellen. Diese Abweichungen sol-

Tab. 5.1: Für ein Quenchereignis ermittelte Messwerte. Für jeden OST ist die Laufzeit der Welle des zweiten Schalls vom Quenchnpunkt zum OST und die daraus errechnete Entfernung eingetragen. Aus den Entfernungen wurde die Entfernung in „Einheiten von Zellen“ bestimmt und die daraus resultierende Quenchzelle angegeben.

OST	Laufzeit in ms	Entfernung in cm	Entfernung in „Einheiten von Zellen“	Quenchzelle
1				
2				
3				
4	34.2	63.8 ± 1.7	12	15
5	10.2	19.0 ± 1.0	4	12
6	10.2	19.0 ± 1.0	4	12
7	15.2	28.3 ± 1.2	5	13
8	10.4	19.4 ± 1.0	4	12
9				
10	4.0	7.5 ± 0.8	1	12
11	4.2	7.8 ± 0.8	1	12
12	4.1	7.6 ± 0.8	1	12
13				
14	24.4	45.5 ± 1.4	9	9
15				
16	28.8	53.7 ± 1.6	10	8

len nun anhand der Diagramme in den Abbn. 5.9 und 5.10 und des Fotos des Quenchortungssystems in Abb. 5.5 besprochen werden.

Zuerst fällt auf, dass OST 9, obwohl dieser sehr nah an der vermuteten Quenchposition sitzt, kein Signal detektiert hat. Dieser OST liegt, ebenso wie die OSTs 1, 5 und 13 nahe am Feintuningstab der supraleitenden Beschleunigungsstruktur. Vermutlich stört dieser die Ausbreitung des zweiten Schalls deutlich mehr, als vor der Messung erwartet wurde. Des Weiteren war OST 15 ausgefallen, an diesem wurde später ein Kabelbruch festgestellt.

Wie schon erwähnt, liegen aufgrund der Größe des vertikalen Kryostaten und dem dadurch vorgegebenen geringen Abstand der OSTs zur Beschleunigungsstruktur, nur jeweils 5 Zellen in direkter Sichtlinie eines OST. Jede Welle des zweiten Schalls, die von einer weiter entfernten Zelle ausgesandt wird, muss durch Beugung oder Reflexion zum OST gelangen. Dies führt vor allem bei weit entfernten OSTs zur Überschätzung der Entfernung zum Quenchpunkt, wie man an den ermittelten Abständen für die OSTs 4, 14 und 16 sieht. Weiterhin erkennt man, dass bei den ebenfalls in diesen weit vom angenommenen Quenchort entfernten OST-Ringen befindlichen OSTs 1, 2 und 13 kein eindeutig durch den Quench verursachtes Signal festgestellt werden konnte. Da bei den OSTs dieser beiden Ringe bei allen untersuchten Quenchereignissen immer das gleiche Phänomen der Überschätzung der Entfernung zu beobachten war, wurden sie für die weiteren Analysen nicht mehr betrachtet.

Bei OST 7 zeigt sich, dass die rein maschinelle Auswertung anhand von vordefinierten Kriterien, wie sie weiter oben beschrieben wurde, nicht immer zuverlässig funktioniert. In der Grafik erkennt man, dass sich das Signal schon vor dem durch die genannten Kriterien ermittelten Zeitpunkt deutlich verändert. Diese Änderung liegt zeitlich bei den für die OSTs 5, 6 und 8 ermittelten Werten. Mit den eben genannten OSTs und den OSTs 10, 11 und 12 deuten damit sechs der zehn OSTs auf die Zelle 12 als Quenchursprung hin. Vernachlässigt man außerdem, wie bereits begründet, die Ergebnisse der OSTs 4, 14 und 15, bleibt nur noch ein abweichendes Ergebnis übrig. Dies ist die aus den Daten von OST 7 ermittelte Zelle 13. Somit kann man für dieses Quenchereignis eindeutig die Zelle 12 als Ursprung des Quenches ansehen.

Eine optische Inspektion des Inneren dieser Zelle der supraleitenden Beschleu-

nigungsstruktur, die in Abb. 5.11 zu sehen ist, zeigt deutlich zwei ausgedehnte Defektstellen in der Nähe der Iris zwischen den Zellen 12 und 13. Da diese nur ca. 11 mm auseinander liegen, ist es nicht möglich zu bestimmen, welche den Quench verursacht hat. Da die größten elektrischen Feldstärken in den Beschleunigungsstrukturen an den Iriden auftreten, ist es wahrscheinlich, dass es die näher an der Iris liegende Stelle war.

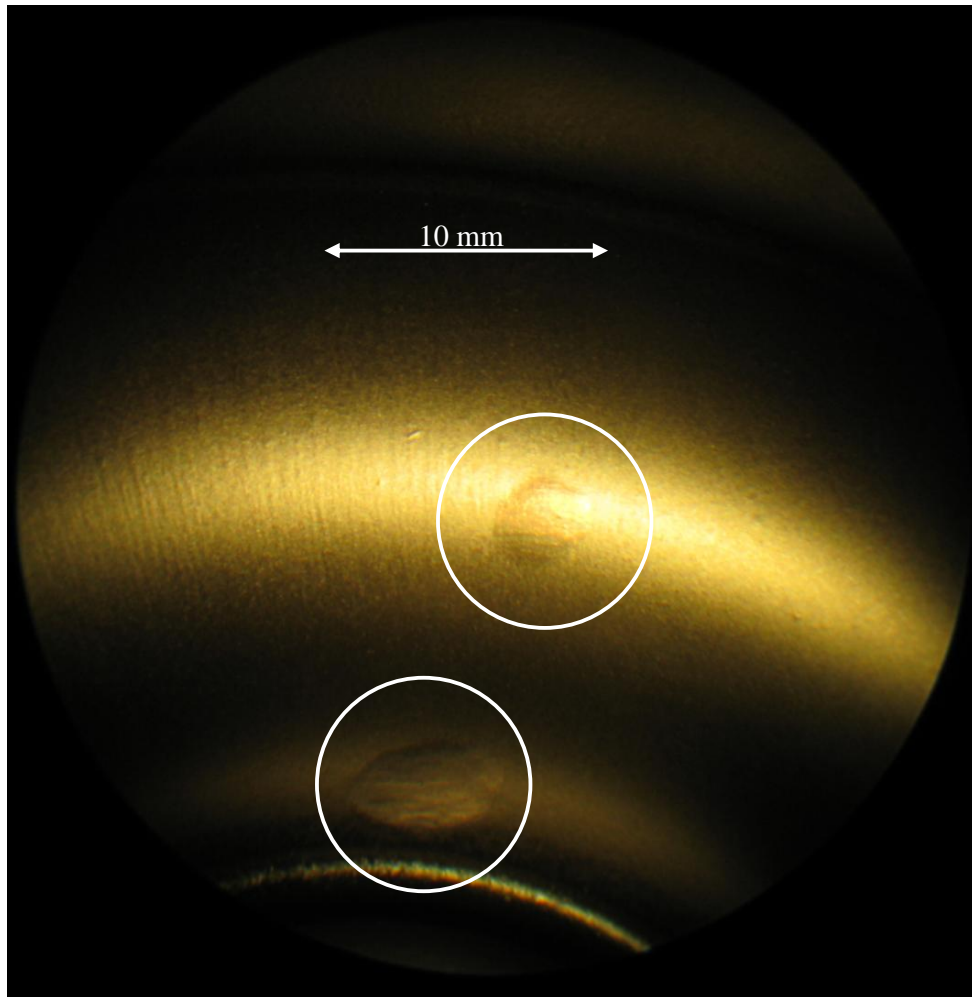


Abb. 5.11: Durch ein Endoskop aufgenommenes Bild des Inneren der Zelle 12 der untersuchten Beschleunigungsstruktur. Der Bogen im unteren Bildbereich ist die Iris zwischen Zelle 12 und Zelle 13. Die beiden klar zu erkennenden Defekte liegen oberhalb der Iris und sind durch Kreise gekennzeichnet. Da die größten elektrischen Feldstärken in den Beschleunigungsstrukturen an den Iriden auftreten, ist es wahrscheinlich, dass die der Iris nächstgelegene Defektstelle den Quench verursacht hat.

Die 80 nach dem beschriebenen Schema analysierten Quenchereignisse deuteten 70 mal auf die Zelle 12 und neunmal auf die Zelle 13 als Quenchposition hin. Da die gefundenen Defekte zwar in Zelle 12, aber sehr nah an der Iris zu Zelle 13 sind, kann dieses Ergebnis als erfolgreiche Ortung angesehen werden. Einmal wurde Zelle 8 als Quenchort bestimmt. Eine optische Inspektion ergab hier kein Ergebnis.

Nachdem die optische Inspektion den wahrscheinlichen Quenchort verifiziert hat, wurde die Entfernung dieser Stelle vom oberen Ende der Beschleunigungsstruktur bestimmt. Ebenso wurden die mithilfe der OSTs ermittelten Quenchorte auf die Länge der Struktur übertragen. Dabei wurden, wie schon erwähnt, nur die beiden dem Quenchpunkt am nächsten liegenden OST-Ringe betrachtet. Um eine Darstellung der Ergebnisse zu ermöglichen, wurden die Entfernungen in Klassen von ganzen cm eingeteilt. Das Ergebnis ist in Abb. 5.12 gezeigt. Der rote Balken zeigt die tatsächliche Entfernung an.

Aus diesem Diagramm erkennt man, dass die Methode der Quenchortung mittels

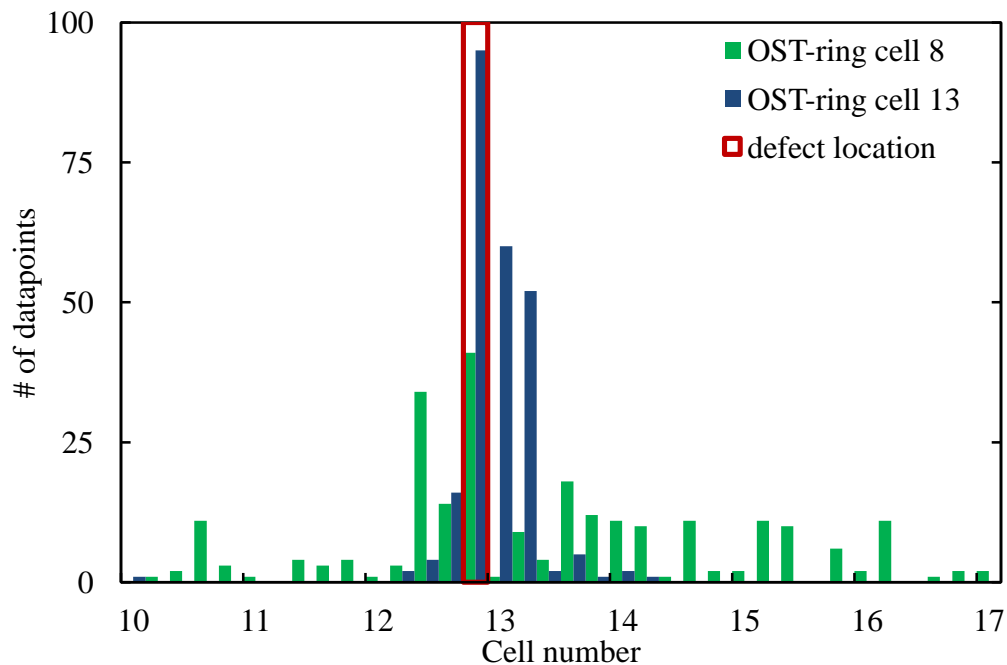


Abb. 5.12: Vergleich der mit den OSTs ermittelten Quenchposition mit der optisch gefundenen Defektstelle (rote Markierung). Es wurden nur die mithilfe der OST-Ringe an den Zellen 8 und 13 ermittelten Werte betrachtet.

zweiten Schalls für geringe Entfernungen genaue Ergebnisse liefert. Die weiter entfernten OSTs erlauben zwar keine exakte Entfernungsbestimmung mehr, liefern aber ein deutliches Signal, in welcher Richtung der Quenchort liegt. Dadurch lässt sich die Zelle, in der der Quench stattgefunden hat, bestimmen. Damit ist das erklärte Ziel dieser Methode erreicht. Zusammenfassend zeigt dies, dass der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Aufbau und die festgelegte und verwendete Analysemethode zuverlässig funktionieren.

5.5 Abschätzung der Güte und Quenchfeldstärke der untersuchten Beschleunigungsstruktur

In Abschn. 3.3.3 wurde erläutert, wie man aus der Kenntnis der Abfallszeit eines Resonators dessen Güte bestimmen kann. Auch das Einschwing-Verhalten einer supraleitenden Beschleunigungsstruktur unterliegt dieser Zeitkonstanten, wie man in den Abbn. 5.9 und 5.10 sehr gut erkennen kann. Diese Zeitkonstante wurde für die verwendete Beschleunigungsstruktur zu $\tau \approx 8$ ms bestimmt. Dies ergibt nach Gl. (3.20) eine belastete Güte von $Q_L \approx 1.5 \cdot 10^8$. Mit Gl. (3.17) und der Kenntnis der Koppelfaktoren ($\beta_A = 0.94$ und $\beta_B = 0.03$ aus [34] bzw. [32]) lässt sich daraus die unbelastete Güte der Struktur zu $Q_0 \approx 3.0 \cdot 10^8$ abschätzen. Die Quenchfeldstärke der Struktur ergibt sich aus der Ausgangsleistung des Leistungsverstärkers von 3.5 W nach Überlegungen in [10] zu 1.5 MV/m. Dies führt zu einer in der Beschleunigungsstruktur gespeicherten Energie von ungefähr 60 mJ. Eine genaue Betrachtung der aufgenommenen Daten zeigt, dass diese Energie in < 0.1 ms an das Heliumbad abgegeben wurde. Daraus erkennt man, dass die für den Funktionstest der OSTs gewählten Parameter dem tatsächlichen Verhalten einer quenchenden Beschleunigungsstruktur näher kommen, als bisher angenommen. Somit ist festzustellen, dass die im vorigen Abschnitt erläuterte Methode selbst bei Beschleunigungsstrukturen mit einem niedrigen Leistungslimit funktioniert. Für höhere Quenchfeldstärken kann ein wesentlich besseres Signal-Rausch-Verhältnis und damit auch eine deutlich genauere Lokalisation erwartet werden.

6 Schlussbemerkung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein vertikaler Badkryostat als spezieller Teststand für Messungen von Beschleunigerkomponenten bei 4 und 2 K aufgebaut und in Betrieb genommen. Er erweitert die schon vorhandenen Möglichkeiten für Messungen bei kryogenen Temperaturen und ermöglicht somit den Aufbau neuer Diagnosesysteme für die supraleitenden Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC.

Die ersten Messungen an diesem Kryostaten prüften, ob moderne Piezoaktoren die bisher verwendeten magnetostriktiven Stellelemente des Feinabstimmsystems der Beschleunigungsstrukturen ersetzen können. Die Untersuchungen ergaben, dass schon ein einzelner Piezoaktor, der ungefähr ein Siebtel der Länge eines magnetostriktiven Stellelements besitzt, dieses, den Hub betreffend, ersetzen kann. Weitere Messungen im Rahmen der Inbetriebnahme des neuen Injektorkryostatmoduls [23] zeigten, dass auch ein Betrieb mit der am S-DALINAC verwendeten HF-Regelung problemlos möglich ist. Durch den Einsatz von drei Piezoaktoren pro supraleitender Beschleunigungsstruktur kann der Regelbereich der Feinabstimmung und die Ausfallsicherheit des Systems deutlich erhöht werden. Außerdem vereinfacht der Verzicht auf magnetische Komponenten die Abschirmung der Strukturen und ermöglicht gleichzeitig höhere unbelastete Güten. Mit dem Einbau des neuen Kryostatmoduls am Injektor des S-DALINAC sollen nunmehr auch erstmals die modernen Piezoaktoren im Beschleunigerbetrieb eingesetzt werden.

Eine neue Diagnosemethode für die supraleitenden Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC stellt das im Rahmen dieser Arbeit am vertikalen Badkryostaten aufgebaute Quenchortungssystem dar. Mit diesem ist es möglich, mithilfe des bei einem Quench im suprafluiden Helium ausgelösten zweiten Schalls die Quenchposition zu bestimmen und damit Defektstellen innerhalb der Strukturen zu lokalisieren. Eine erste Datenaufnahme von 80 Quenchereignissen konnte die Quenchzelle der überprüften Struktur eindeutig bestimmen. Eine optische Inspektion zeigte deutliche Defekte im Inneren der Struktur in dieser Zelle. Nach diesem erfolgreichen Test des Systems sollen deshalb zukünftig die neu für das Injektorkryostatmodul gefertigten Beschleunigungsstrukturen [23] damit vor ihrem Einsatz auf Defekte überprüft werden.

A Konstruktionszeichnung der OSTs

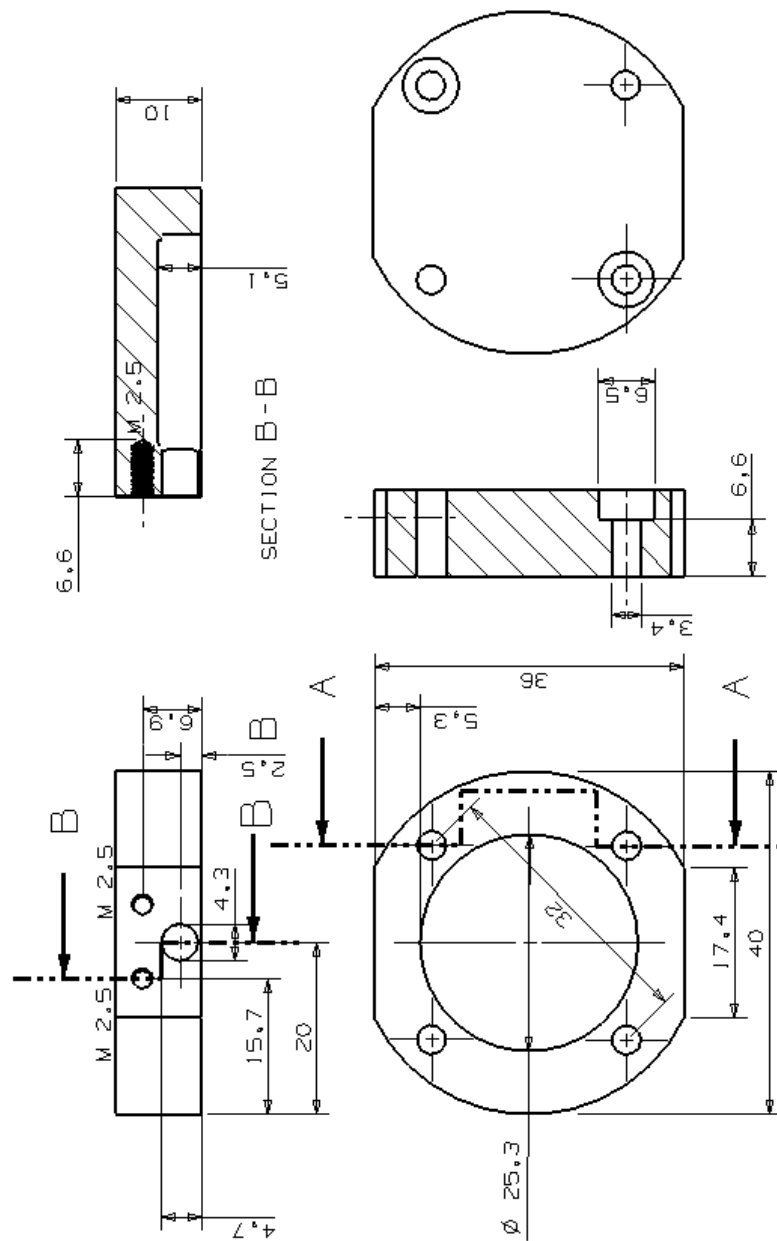


Abb. A.1: Skizze des Teflonblocks. In diesen wird wie in Abb. 5.2 zu sehen die Messingkondensatorplatte aus Abb. A.3 isoliert einglegt.

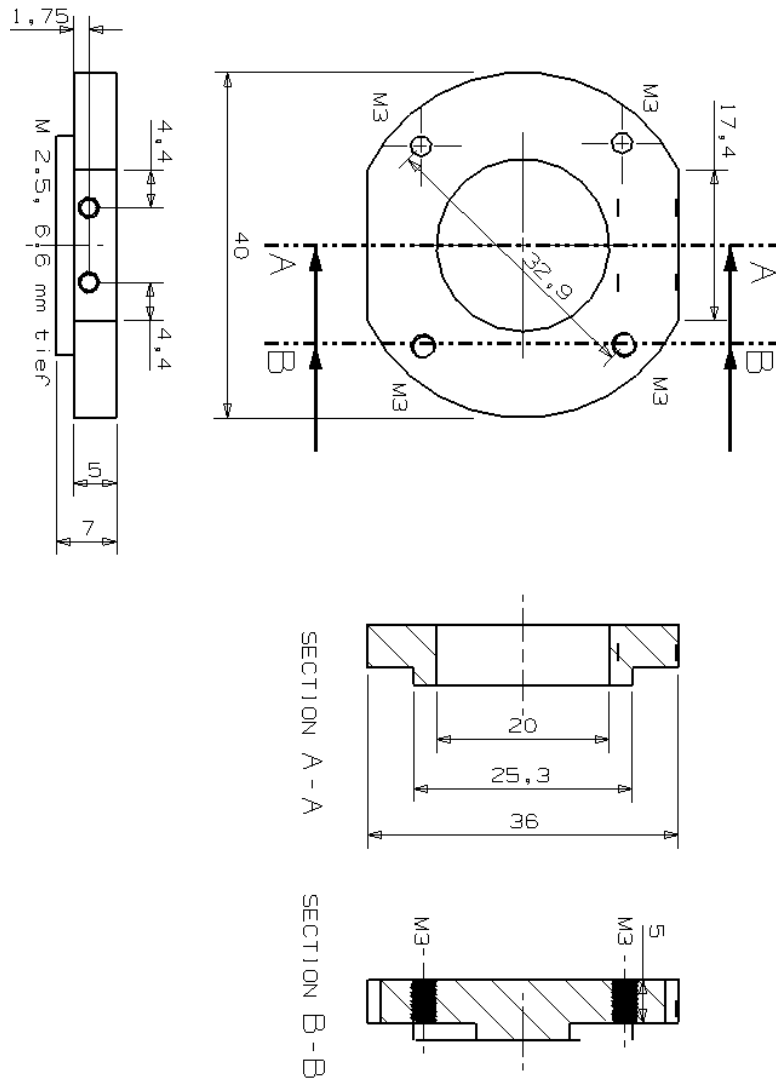


Abb. A.2: Skizze des Messinghalterings. Dieser hält den bedampften Feinfilter auf der Messingkondensatorplatte aus Abb. A.3 und verbindet die Aluminiumbedampfung als zweite Kondensatorplatte leitend mit der SMA-Durchführung (siehe auch Abb. 5.2).

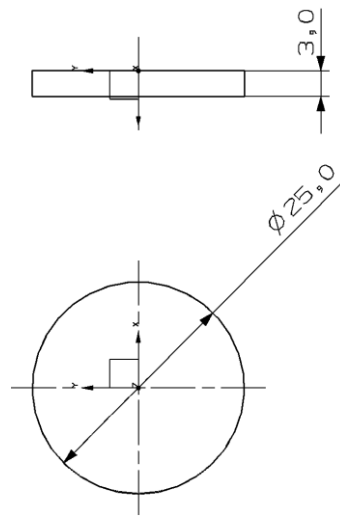


Abb. A.3: Skizze der Messingkondensatorplatte. Diese wird mit dem Innenleiter eines SMA-Steckers verlötet (siehe auch Abb. 5.2) und anschließend in den isolierenden Teflonblock aus Abb. A.1 eingelegt.

B Schaltplan des Verstärkers für die OST-Messungen

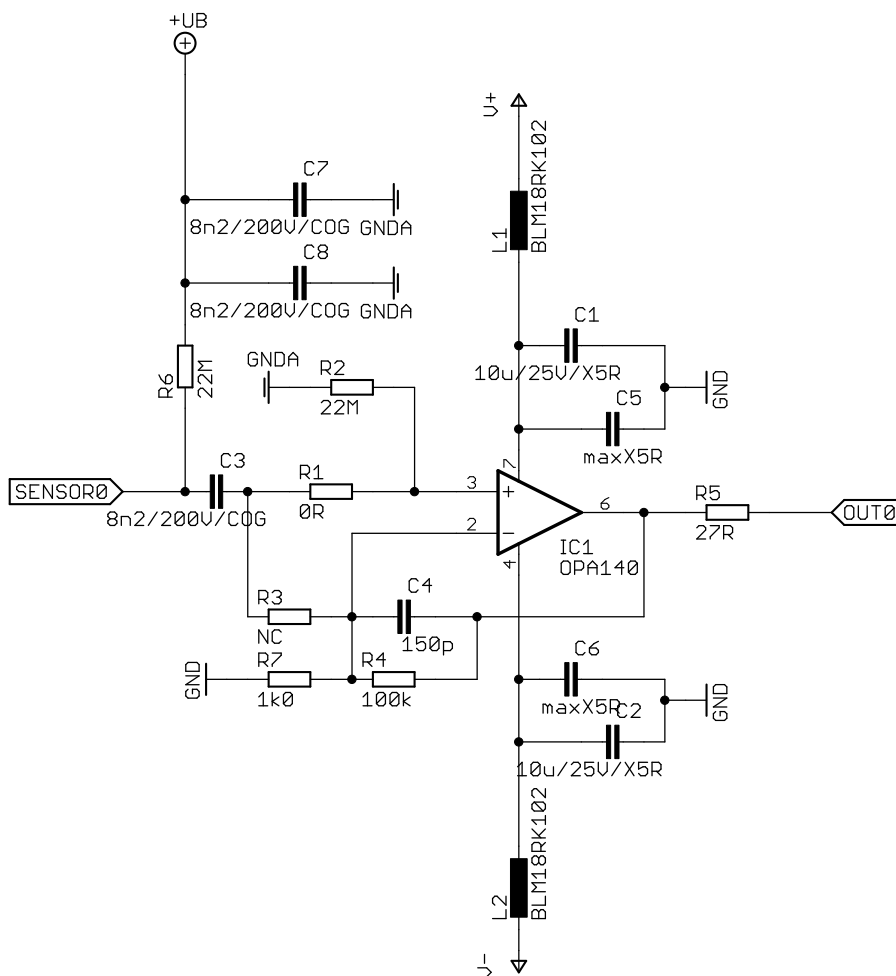


Abb. B.1: Schaltplan eines Verstärkerzweigs für die Signale der OSTs.

Literatur

- [1] S. Y. Lee, *Accelerator Physics*, World Scientific (2004).
- [2] A. W. Chao, M. Tigner, *Handbook of Accelerator Physics and Engineering*, World Scientific (2009).
- [3] J. Ahrens, *First Results from MAMI*, Nucl. Phys. **A553** (1993) 625c-630c.
- [4] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, Teubner Studienbücher (1996).
- [5] LHC Design Report. <http://lhc.web.cern.ch/lhc/LHC-DesignReport.html>
- [6] M. Altarelli et al. The European X-Ray Free Electron Laser Technical Design Report. Technical Report DESY 06-97, Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, 2007.
- [7] J. Brau, (ed.) et al. International Linear Collider Reference Design Report. 1: Executive Summary. 2: Physics at the ILC. 3: Accelerator. 4: Detectors. Technical report, ILC Global Design Effort, 2007.
- [8] E. Elsen, (ed.), M. Harrison, (ed.), L. Heslah, (ed.), M. Ross, (ed.), P. Royole-Degieux, (ed.), R. Takahashi, (ed.), N. Walker, (ed.), B. Warmbein, (ed.), A. Yamamoto, (ed.), Y. Yokoya, (ed.), and M. Zhang, (ed.). International Linear Collider: A Technical Progress Report. Technical Report ILC-Report-2011-30, International Linear Collider, 2011.
- [9] P. Schmüser, *Superconductivity in High Energy Particle Accelerators*, DESY 02-116 (2002).
- [10] H. Padamsee, J. Knobloch, T. Hays, *RF Superconductivity for Accelerators*, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA (2008).
- [11] A. Richter, *Operational Experience at the S-DALINAC*, Proc. of the 5th EPAC, Eds. S. Myers, A. Pacheco, R. Pascual, C. Petit-Jean-Genaz, J. Poole, IOP Publishing, Bristol (1996) 110.
- [12] A. Richter, *Der neue Freie-Elektronen-Laser in Darmstadt*, Physikalische Blätter **54** (1998) 31.

- [13] M. Brunken, S. Döbert, H. Genz, H.-D. Gräf, R. Hahn, H. Loos, A. Richter, B. Schweizer, A. Stascheck, T. Wesp, *First Lasing of the Darmstadt CW Free Electron Laser*, Proc. of the 20th Intern. FEL Conference, Nucl. Instr. Meth. A **429** (1999) 21.
- [14] DFG Sonderforschungsbereich 634, *Kernstruktur, nukleare Astrophysik und fundamentale Experimente bei kleinen Impulsüberträgen am supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC* (2003-2015) TU Darmstadt.
- [15] Y. Fritzsche, *Aufbau und Inbetriebnahme einer Quelle polarisierter Elektronen am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC*, Dissertation (2011) D17, TU Darmstadt.
- [16] Y. Poltoratska, C. Eckardt, W. Ackermann, K. Aulenbacher, T. Bahlo, R. Barday, M. Brunken, C. Burandt, R. Eichhorn, J. Enders, M. Espig, S. Franke, C. Ingenhaag, J. Lindemann, W.F.O. Müller, M. Platz, M. Roth, F. Schneider, M. Wagner, A. Weber, T. Weiland, B. Zwicker *Status and recent developments at the polarized-electron injector of the superconducting Darmstadt electron linear accelerator S-DALINAC*, J. Phys.: Conf. Ser. **298** (2011) 012002.
- [17] F. Hug, C. Burandt, J. Conrad, R. Eichhorn, M. Kleinmann, M. Konrad, T. Kürzeder, P. Nonn, N. Pietralla, S. Sievers, *Operational findings and upgrade plans on the superconducting electron accelerator S-DALINAC*, Proc. of the 2011 Part. Acc. Conf., New York, NY, USA (2011) 1999.
- [18] E. Kaster, *Konstruktion und Aufbau eines Mikrowellenresonators als Messvorrichtung für die Strahlage am Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger*, Diplomarbeit (1982) TH Darmstadt.
- [19] V. Aab, K. Alrutz-Ziemssen, R. Amend, D. Flasche, H.-D. Gräf, H. Heinrichs, V. Huck, K.D. Hummel, M. Knirsch, F. Lindqvist, W. Lotz, H. Piel, J. Pouryamout, A. Richter, T. Rietdorf, U. Schaaf, S. Simrock, E. Spamer, O. Titze, H. Weise, W. Ziegler, *The Superconducting 130 MeV Electron Accelerator at Darmstadt*, Proc. of the 3rd RF Superc. Workshop, Argonne National Laboratory, Illinois, USA (1987) 127.

- [20] T. Bahlo, *Konfiguration und Test eines Hochfrequenz-Chopper- und Buncher-systems für den S-DALINAC*, Bachelor Thesis (2010) TU Darmstadt.
- [21] P. Schardt, *Mikrowellenexperimente zum chaotischen Verhalten eines supraleitenden Stadion-Billards und Entwicklung einer Einfangsektion am S-DALINAC*, Dissertation (1995) D17, TH Darmstadt.
- [22] K. Sonnabend, D. Savran, J. Beller, M. A. Büssing, A. Constantinescu, M. Elvers, J. Endres, M. Fritzsche, J. Glorius, J. Hasper, J. Isaak, B. Löher, S. Müller, N. Pietralla, C. Romig, A. Sauerwein, L. Schnorrenberger, C. Wälzlein, A. Zilges, M. Zweidinger, *The Darmstadt High-Intensity Photon Setup (DHIPS) at the S-DALINAC*, Nucl. Instr. and Meth. A **640** (2011) 6.
- [23] T. Kürzeder, *Entwicklung, Aufbau und Test eines neuen Kryostatmoduls für den S-DALINAC*, Dissertation (2012) D17, TU Darmstadt.
- [24] T. Kürzeder, J. Conrad, R. Eichhorn, F. Hug, A. Richter, S. Sievers, *New Injector Cryostat Module Based on 3 GHz SRF Cavities for the S-DALINAC*, Advances in Cryogenic Engineering **57A**, J.G. Weisend II et al., Melville, New York (2012) 961.
- [25] M. Kleinmann, *Design einer dritten Rezirkulation für den S-DALINAC*, Master Thesis (2011) TU Darmstadt.
- [26] M. Kleinmann, J. Conrad, R. Eichhorn, F. Hug, N. Pietralla, *CW Energy Upgrade to the Superconducting Electron Accelerator S-DALINAC*, Proc. of the 3rd Int. Part. Acc. Conf., New Orleans, USA (2012) 1161.
- [27] D. Schüll, J. Foh, H.-D. Gräf, H. Miska, R. Schneider, E. Spamer, H. Theissen, O. Titze, Th. Walcher, *High Resolution Electron Scattering Facility at the Darmstadt Linear Accelerator (DALINAC)*, Nucl. Instr. Meth. **153** (1978) 9.
- [28] M. Knirsch, *Konzeption, Aufbau und Erprobung eines hochauflösenden QCLAM-Spektrometers mit großem Raumwinkel und hoher Impulsakzeptanz am Elektronenbeschleuniger S-DALINAC*, Dissertation (1991) D17, TH Darmstadt.
- [29] C. Lüttge, C. Hofmann, J. Horn, F. Neumeyer, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer, A. Stiller, D. I. Sober, S. K. Matthews, L. W. Fagg, *Large aperture*

- system for high-resolution 180° electron scattering*, Nucl. Instr. and Meth. A **366** (1995) 325.
- [30] K. Lindenberg, *Development and Construction of the Low-Energy Photon Tagger NEPTUN*, Dissertation (2007) D17, TU Darmstadt.
- [31] D. Savran, K. Lindenberg, J. Glorius, B. Löher, S. Müller, N. Pietralla, L. Schnorrenberger, V. Simon, K. Sonnabend, C. Wälzlein, M. Elvers, J. Enders, J. Hasper, A. Zilges, *The low-energy photon tagger NEPTUN*, Nucl. Instr. and Meth. A **613** (2010) 232.
- [32] F. Schlander, *Inbetriebnahme des vertikalen Badkryostaten und neue Messungen mit einem Piezoaktuator als Feinabstimmssystem für die supraleitenden Strukturen des S-DALINAC*, Master Thesis (2009), TU Darmstadt.
- [33] S. Sievers, J. Conrad, R. Eichhorn, J. Enders, R. Grewe, F. Hug, T. Kürzeder, N. Pietralla, A. Richter, *Test of Components for the S-DALINAC Injector Upgrade*, Proc. of. SRF 2011, Chicago, USA, (2011).
- [34] R. Eichhorn, *Optimierung des Strahltransportsystems und experimentelle Umsetzung verschiedener Methoden zur Gütemessung am S-DALINAC*, Dissertation (1999) D17, TU Darmstadt.
- [35] A. Stascheck, *Vollständige Spektroskopie einer hochliegenden Isospin-Analogresonanz in der Reaktion $^{90}\text{Zr}(e, ep)^{89}\text{Y}$ und Verbesserung der unbelasteten Güten der Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC*, Dissertation (1996) D17, TH Darmstadt.
- [36] T. Rietdorf, *Entwurf und Realisierung einer variablen supraleitenden Hochfrequenz-Einkopplung für die Beschleunigungsstrukturen des supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleunigers S-DALINAC*, Dissertation (1993) D17, TH Darmstadt.
- [37] W. Buckel, R. Kleiner, *Supraleitung - Grundlagen und Anwendungen*, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA (2004).
- [38] H. K. Onnes, *Investigations into the Properties of Substances at Low Temperatures, which Have Led, amongst Other Things, to the Preparation of Liquid*

- Helium*, Nobel Lectures, Physics 1901-1921, Elsevier Publishing Company, Amsterdam (1967).
- [39] V.L. Ginsburg, L.D. Landau, *To the Theory of Superconductivity*, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **20** (1950), 1064.
- [40] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, *Theory of Superconductivity*, Phys. Rev. **108** (1957), 1175-1204.
- [41] <http://www.lepp.cornell.edu/Research/AP/SRF/WebHome.html> News vom 14.11.2012.
- [42] I. Carusotto, *Sorting superfluidity from Bose-Einstein condensation in atomic gases*, Journal of Physics, **3** (2010), 5.
- [43] C. Enss, S. Hunklinger, *Tiefemperaturphysik*, Springer-Verlag (2000).
- [44] R. Wang, *Precision Second-Sound Velocity Measurements in Helium II*, Journal of Low Temperature Physics, Vol 68, Nos. 5/6, 1987.
- [45] <http://www.its-90.com/>
- [46] M. Gopych, *Einfluss von Magnetfeldern auf die Güte der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC und Untersuchungen zur Feldemission*, Dissertation (2003) D17, TU Darmstadt.
- [47] S. Sievers, *Verbesserung der Güte der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC durch thermische Behandlung*, Diplomarbeit (2007), TU Darmstadt.
- [48] M. Gopych, H.-D. Gräf, U. Laier, W.F.O. Müller, M. Platz, A. Richter, S. Setzer, A. Stascheck, S. Watzlawik, T. Weiland, *Analysis of the Surface Resistance of the Superconducting Accelerating Cavities of the S-DALINAC*, Nucl. Instrum. Meth. **A564**, (2006) 321.
- [49] C. Liebig, *Konzeption und Aufbau einer magnetischen Abschirmung für den Injektor des S-DALINAC*, Bachelor Thesis (2009), TU Darmstadt.
- [50] S. Simrock, *Entwicklung und Erprobung der Hochfrequenzregelung des Darmstädter supraleitenden Elektronenbeschleunigers*, Dissertation (1988) D17, TH Darmstadt.

- [51] C. Nowak, *Entwurf und Konstruktion einer Frequenzabstimmvorrichtung für die supraleitenden Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC*, Wissenschaftliche Hausarbeit (2004), TU Darmstadt.
- [52] A. Araz, U. Bonnes, R. Eichhorn, F. Hug, M. Konrad, M. Platz, A. Richter, R. Stassen, *3 GHz digital rf control at the superconducting Darmstadt electron linear accelerator: First results from the baseband approach and extensions for other frequencies*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **13** (2010), 082801.
- [53] M. Konrad, U. Bonnes, C. Burandt, R. Eichhorn, P. Nonn, J. Enders, N. Pietralla, *Digital base-band rf control system for the superconducting Darmstadt electron linear accelerator*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **15** (2012) 052802.
- [54] D. Flasche, *Entwicklung und Aufbau eines modularen und rechnergesteuerten Kontrollsystems für die Hochfrequenzregelung des Darmstädter supraleitenden Elektronenbeschleunigers*, Dissertation (1989) D17, TH Darmstadt.
- [55] M. Liepe, W.-D. Moeller, S.N. Simrock, *Dynamic Lorentz Force Compensation with a Fast Piezoelectric Tuner*, Proc. of PAC2001, Chicago, USA (2001).
- [56] A. Araz *Aufbau und Erprobung einer digitalen HF-Regelung und Aufbau eines modularen Messsystems zur Energiestabilisierung für den S-DALINAC*, Dissertation (2009) D17, TU Darmstadt.
- [57] M. Konrad *Development and commissioning of a digital rf control system for the S-DALINAC and migration of the accelerator control system to an EPICS based system*, Dissertation (2013) D17, TU Darmstadt.
- [58] M. Hertling, *Aufbau einer zentralen relationalen Datenbank und Entwicklung einer graphischen Benutzeroberfläche für den S-DALINAC*, Dissertation (2008) D17, TU Darmstadt.
- [59] M. Pekeler, *Untersuchungen der feldbegrenzenden Mechanismen in supraleitenden Niob-Resonatoren*, Dissertation (1996), Universität Hamburg.
- [60] F. Schlander, *Study of Quality and Field Limitation of Superconducting 1.3 GHz 9-Cell RF-Cavities at DESY*, Dissertation (2012), Universität Hamburg.

- [61] Conway, Z. A., *Oscillating superleak transducers for quench detection in superconducting ilc cavities cooled with He-II*, Proc. of LINAC08, Victoria, BC, Canada (2008).
- [62] <https://tesla-new.desy.de/>
- [63] F. Schlunder, S. Aderhold, D. Reschke, K. Twarowski, *Recent Results from Second Sound, T-MAPPING and Optical Inspection of 1.3 GHz Cavities at DESY*, Proc. of. SRF 2011, Chicago, USA, (2011).
- [64] L. Liao, C. Balle, J. Bremer, T. Junginger, H. Vennekate, W. Vollenberg, W. Weingarten, *Second Sound Measurement for SPL Cavity Diagnostics*, Proc. of. SRF 2011, Chicago, USA, (2011).
- [65] M.P. Kelly, M. Kedzie, Z. Liu, *A Simple Second Sound Detection Technique for SRF Cavities*, Proc. of. SRF 2011, Chicago, USA, (2011).
- [66] G. Ereemeev, J. Dai, R.L. Geng, A.D. Palczewski, *Quench Studies of ILC Cavities*, Proc. of. SRF 2011, Chicago, USA, (2011).
- [67] E. Cenni, T. Furuya, H. Sakai, M. Sawamura, K. Shinoe, K. Umemori, *Vertical Test Results on KEK-ERL 9-cell L-band Superconducting Cavity*, Proc. of. SRF 2011, Chicago, USA, (2011).
- [68] G. Wu, *Guided Cavity Repair with Laser, E-Beam and Grinding*, Proc. of. SRF 2011, Chicago, USA, (2011).
- [69] K. Watanabe, *Cavity Inspection and Repair Techniques*, Proc. of. SRF 2011, Chicago, USA, (2011).
- [70] R. A. Sherlock, D. O. Edwards, *Oscillating Superleak Second Sound Transducers*, Rev. Sci. Instrum. **41** (1970), 1603.
- [71] B. Aune, *Superconducting TESLA cavities*, Phys. Rev. ST Accel. Beams, **3** (2000) 092001.
- [72] <http://sine.ni.com/nips/cds/view/p/lang/de/nid/14136>
- [73] <http://www.ni.com/labview/d/>
- [74] H.-D. Gräf, *private Mitteilung*.

Danksagung

Zuerst möchte ich meinem Betreuer Herrn Professor em. Dr. Dr. h.c. mult. A. Richter herzlichst danken, der es mir ermöglicht hat, die vorliegende Arbeit durchzuführen und mich dabei stets unterstützt und motiviert hat.

Ich danke Herrn Professor Dr. N. Pietralla für die freundliche Übernahme des Korreferats.

Besonderer Dank gilt auch Herrn Dr. R. Eichhorn, der mittlerweile als Visiting Professor an der Cornell University tätig ist, für seine Unterstützung mit seinem umfangreichen Wissen über Beschleunigerphysik und -technik.

Dr. M. Brunken möchte ich für seine stete Unterstützung danken. Er half mir nicht nur, immer wieder meine Arbeit aus verschiedenen Blickwinkeln zu betrachten und so zu verbessern, sondern hat auch die Anschaffung wichtiger Komponenten finanziell ermöglicht.

Ebenfalls bedanken möchte ich mich bei Herrn Dr. H.-D. Gräf, der trotz seines Ruhestandes stets großes Interesse an meiner Arbeit hatte. Seine wertvolle Kritik hat in vielen hilfreichen Diskussionen zur Fertigstellung der Arbeit wesentlich beigetragen.

Den Herren Dr. Hug und Dr. Kürzeder danke ich für ihre stete Bereitschaft zur wissenschaftlichen Diskussion und ihre tatkräftige Hilfe.

Ebenfalls danke ich den Mitgliedern der Chaosgruppe für vielfältige Hilfe bei Fragen zu HF-Messungen und die gegenseitige Unterstützung bei vielen Kaltmessungen.

Ein besonderer Dank geht an Herrn Dipl.-Ing. U. Bonnes für die Hilfe bei Entwurf und Aufbau der Verstärkerelektronik für die OSTs.

Ich möchte auch den Mitarbeitern der MKS3 Gruppe am DESY danken, bei denen ich einen sechswöchigen Forschungsaufenthalt verbringen durfte und dabei die modernen Methoden zur Fertigung, Behandlung, Montage und Untersuchung von supraleitenden Beschleunigungsstrukturen kennenlernte.

Die vorliegende Arbeit wurde gefördert durch Mittel aus dem DFG Sonderforschungsbereich 634.

LEBENS LAUF

Sven Thorsten Sievers

Der Lebenslauf ist in der Online-Version aus Gründen des Datenschutzes nicht enthalten.

Eidesstattliche Erklärung:

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Dissertation selbständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und bisher noch keinen Promotionsversuch unternommen habe.

Darmstadt, im Mai 2013

(Sven Sievers)