

Entwicklung eines supraleitenden Beschleunigermoduls für den rezirkulierenden Betrieb am Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator (MESA)

**Dissertation
zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz**

Timo U. Stengler
geb. in Mainz

Mainz, den 20.02.2020



Zusammenfassung

Das Standardmodell der Teilchenphysik hat sich als zuverlässige Beschreibung der Elementarteilchen und ihrer Wechselwirkungen etabliert. Dennoch gibt es Phänomene, die zum jetzigen Zeitpunkt durch das Standardmodell nicht ausreichend beschrieben werden können. Daher ist die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells eine zentrale Aufgabe der heutigen Teilchenphysik. Der am Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität im Bau befindliche Beschleuniger „Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator“ (MESA) dient der Suche mittels Elektronenstreuexperimenten im Energiebereich von 100 bis 200 MeV. Die Anforderungen der drei geplanten Experimente erfordern die Konstruktion MESAs sowohl als rezirkulierender, als auch als energierückgewinnender Linearbeschleuniger (ERL). Zur Beschleunigung der Elektronen im Hauptbeschleuniger sind zwei supraleitende Beschleunigermodule vorgesehen, die einen Energiehub von $\Delta E = 25 \text{ MeV}$ liefern. Die Beschleunigermodule und ihr Hochfrequenzverhalten sind zentraler Untersuchungsgegenstand dieser Arbeit.

Grundlage der entwickelten Module ist hierbei das kommerziell erhältliche *ELBE/Rossendorf-Design*. Es besteht aus zwei supraleitenden Hochfrequenzkavitäten des Typs TESLA, die bei einer Resonanzfrequenz von 1,3 GHz und einer Temperatur von 1,8 K betrieben werden. Die Wahl eines bereits im Einsatz befindlichen Modultyps vermeidet die Risiken einer Neuentwicklung, insbesondere hinsichtlich technischer Probleme und zeitlicher Verzögerung. Die ELBE/Rossendorf-Module sind nicht für den ERL-Betrieb ausgelegt und wurden daher im Rahmen dieser Arbeit an die MESA-Anforderungen angepasst. Die Fertigung des Moduls wurde überwacht und durch zusätzliche Messungen zur Qualitätskontrolle der Material- und Hochfrequenzeigenschaften der einzelnen Fertigungsschritte unterstützt. Zur Vermessung der Hochfrequenzeigenschaften der Module wurde eine permanente Testumgebung am Helmholtz-Institut Mainz (HIM) geschaffen. Diese wurde erfolgreich genutzt, um die Hochfrequenzeigenschaften der Beschleunigermodule zu überprüfen.

Abstract

The Standard Model of particle physics has established itself as a reliable description of elementary particles and their interactions. Nevertheless, there are phenomena that cannot be sufficiently explained by the Standard Model at the present time. Therefore, the search for physics beyond the Standard Model is a central aim of particle physics today. The accelerator „Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator“ (MESA), currently under construction at the Institute of Nuclear Physics of the Johannes Gutenberg University, is dedicated to the search via electron scattering experiments in the energy range from 100 to 200 MeV. The requirements of the three planned experiments demand the construction of an accelerator which can be used as a recirculating linear accelerator, as well as an energy-recovering linear accelerator (ERL). For the acceleration of the electrons in the main accelerator, two superconducting accelerator modules are provided, which deliver an energy gain of $\Delta E = 25$ MeV. The accelerator modules and their radio-frequency behaviour are the central subject of investigation in this thesis. The developed modules are based on the commercially available *ELBE/Rossendorf-Design*. It consists of two superconducting high-frequency cavities of the type TESLA, which are operated at a resonance frequency of 1,3 GHz and a temperature of 1,8 K. The choice of a module type already in use avoids the risks of a new development, especially with regard to technical problems and time delays. The ELBE/Rossendorf modules are not designed for ERL operation and were therefore adapted to MESA requirements in this thesis. The production of the module was monitored and supported by additional measurements for quality control of the material and high-frequency properties of the individual production steps. A permanent test environment was created at the Helmholtz Institute Mainz (HIM) to measure the high-frequency properties of the modules. This was successfully used to test the radio-frequency properties of the accelerator modules.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	i
Abstract	iii
Abkürzungsverzeichnis	ix
1. Einleitung	1
1.1. Untersuchung der Grenzen des Standardmodells der Teilchenphysik durch Experimente an MESA	2
1.1.1. P2-Experiment	2
1.1.2. DarkMESA Beam Dump-Experiment	4
1.1.3. MAGIX-Experiment	4
1.2. MESA	5
1.2.1. Aufbau	6
1.2.2. Beschleunigermodule	8
1.3. Anmerkungen zur Gliederung der Arbeit	10
2. Physikalische Grundlagen	11
2.1. Teilchenbeschleunigung mittels supraleitender Hochfrequenzkavitäten	11
2.1.1. Funktionsweise der Hochfrequenzkavitäten	11
2.1.2. Leistungsbilanz	13
2.1.3. Unbelastete Güte Q_0	13
2.1.4. Belastete Güte Q_L	14
2.1.5. Geometrische Kenngrößen von Kavitäten	15
2.2. Supraleitung	15
2.2.1. Supraleiter für Beschleunigerstrukturen	15
2.2.2. Theorie der Supraleitung	16
2.2.3. Eigenschaften von Supraleitern	18
3. Messmethoden	21
3.1. Charakterisierung supraleitender Beschleunigerkavitäten	21
3.2. Bestimmung der Beschleunigungsfeldstärke	24
3.2.1. Berechnung der Feldstärke aus der Verstärkerleistung	24
3.2.2. Bestimmung der Feldstärke aus der Pick-up-Leistung	24
3.2.3. Bestimmung der Feldstärke aus der Lorentzkraftverstimmung	25
3.3. Gütebestimmung	25
3.3.1. Hochfrequenzverfahren	26
3.3.2. Kalorimetrische Bestimmung der dissipierten Leistung	27

4. Modifizierte ELBE/Rossendorf-Typ: Kryomodule für MESA	31
4.1. Aufbau des ELBE/Rossendorf-Designs	32
4.1.1. Coldstring	34
4.1.2. Pick-Up-Antennen	38
4.2. MESA-spezifische Modifikationen des Kryomoduls	39
4.2.1. 4 K/2 K-Wärmetauscher mit Joule-Thomson-Ventil	39
4.2.2. Tuner und Heliumtank-Anpassung	39
4.2.3. Optimierte Wärmeanbindung	43
4.3. Fertigung der Kavitäten	49
4.3.1. Materialanforderung und -tests	52
4.3.2. Hochfrequenzmessungen der Halbzellen und Hanteln	54
4.4. Hochleistungstest der Leistungskoppler	54
4.4.1. Kopplerkonditionierung am resonanten Ring	54
4.4.2. Testprozedur	56
4.5. Zusammenfassung	57
5. Testumgebung für Hochleistungstest	59
5.1. Bemerkung zum allgemeinen Arbeitsschutz	59
5.2. Kryogenik	60
5.2.1. Kälteleistung und -distribution	62
5.2.2. MESA-Ventilbox	64
5.2.3. Eigenschaften der kryogenen Infrastruktur des Teststands	66
5.2.4. Abkühlverhalten der MESA-Ventilbox und des -Kryomoduls	66
5.3. Hochfrequenzversorgung und -regelung	72
5.3.1. Hochfrequenzverstärker	72
5.3.2. Hochfrequenzregelung	72
5.4. Strahlvakuumumpumstand	74
5.5. Zusammenfassung	77
6. Vertikaltests der Kavitäten	79
6.1. Messaufbau des vertikalen SRF-Teststands am DESY	79
6.2. Messergebnisse des Vertikaltests	80
6.2.1. Vertikaltest der Kavitäten CAV007 und CAV010	80
6.2.2. Kavität CAV008	82
6.2.3. Kavität CAV009	83
6.3. Zusammenfassung	84
7. Horizontaltests der Kryomodule	87
7.1. Statische Last	87
7.2. Kryomodul 1	88
7.2.1. Gütekurve der Kavität CAV007	89
7.2.2. Güte der Kavität CAV008	90
7.3. Kryomodul 2	91
7.3.1. Gütemessung der Kavität CAV009 und CAV010	91

7.3.2. Nacharbeiten des Kryomoduls 2 durch den Hersteller	93
7.4. Zusammenfassung	94
8. Fazit und Ausblick	97
8.1. Fazit	97
8.2. Ausblick	99
9. Danksagung	101
A. Anhang	103
A.1. Ergänzungen zu Kapitel 4	103
A.1.1. Wirbelstrommessung (Abschnitt 4.3.1)	103
A.1.2. Modenspektrum der Kavitäten	105
A.1.3. Hochleistungstest der Leistungskoppler (Abschnitt 4.4.1) . . .	106
A.2. Ergänzungen zu Kapitel 5	107
A.2.1. Interlocksystem (Abschnitt 5.1)	107
A.3. Ergänzungen zu Kapitel 7	108
A.3.1. Restgasanalyse (Abschnitt 7.2)	108
A.3.2. Vergleich der Messmethoden (Abschnitt 7.2 und 7.3)	109
Literatur	111
Lebenslauf	119

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Bedeutung
BBU	Begrenzter Strahlstrom aufgrund Elektronen-Feld-Interaktion (Beam Break Up)
BCS	Bardeen-Cooper-Schrieffer-Theorie
bERLinPro	Berlin Energy Recovery Linac Project
CAD	Rechnergestützte Konstruktion (computer aided design)
CST	Computer Simulation Technology
cw	Dauerbetrieb (continuous wave)
DESY	Deutsches Elektronen-Synchrotron, Hamburg
EB	Externer Strahlbetrieb (external beam mode)
ECS	Wirbelstrommessung (eddy current scan)
ELBE	Supraleitender Elektronen-Linearbeschleuniger mit hoher Brillanz und geringer Emittanz
ERL	Energierückgewinnender Linearbeschleuniger
GHe	Gasförmiges Helium
GSI	GSI Helmholtz-Zentrum für Schwerionenforschung
HAZEMEMA	Halbzellenmessmaschine
HEPL	Hansen Experimental Physics Lab, Stanford, USA
HF/RF	Hochfrequenz (radio frequency)
HIM	Helmholtz-Institut Mainz
HOM	Moden höherer Ordnung (higher order modes)
HPR	Hochdruckspülen (high pressure rinse)
HV	Hochspannung (high voltage)
HZB	Helmholtz-Zentrum Berlin
HZDR	Helmholtz-Zentrum Dresden Rossendorf
JGU	Johannes Gutenberg-Universität Mainz
LDM	Leichte Dunkle Materie (light dark matter)
LHe	Flüssiges Helium
LN2	Flüssiger Stickstoff
LFD	Lorentzkraftverstimmung (Lorentz force detuning)
MAMBO	Milliampere Booster
MAMI	Mainzer Mikrotron
MFC	Masseflussregler (mass flow controller)
PLL	Phasenregelschleife (phase locked loop)
RRR	Restwiderstandsverhältnis (residual resistance ratio)
SHe	Suprafluides Helium
SRF	Supraleitende Hochfrequenz (superconducting radio frequency)
SSPA	Hochfrequenzverstärker (Solid State Power Amplifier)
STEAM	Small Thermalized Electron Source At Mainz
VCO	Spannungsgesteuerter Oszillator (voltage-controlled oscillator)

1. Einleitung

Teilchenbeschleuniger sind seit vielen Jahren ein wichtiges Instrument der Grundlagenforschung und haben signifikant zu den Entdeckungen beigetragen, die im Standardmodell der Teilchenphysik zusammengefasst sind. Da es heute immer noch Phänomene gibt, die durch das aktuelle Standardmodell der Teilchenphysik nicht erklärt werden können, werden Teilchenbeschleuniger weiterhin benötigt, um das Standardmodell auf verschiedene Theorien hin zu untersuchen, die diese Phänomene beschreiben könnten. Insbesondere für die Untersuchung des Standardmodells bei niedrigen Energien und hohen Intensitäten bieten sich energierückgewinnende Linearbeschleuniger (ERL) an. Diese Technologie erlaubt es, mit hohen mittleren Strahlströmen Streuexperimente durchzuführen, da der Großteil der aufgewendeten Energie zur Beschleunigung der Teilchen zurückgewonnen werden kann (vgl. hierzu z. B. die Projekte [1], [2] und [3]). Daher wird zurzeit an der Johannes Gutenberg-Universität Mainz der neue, rezirkulierende Linearbeschleuniger für Elektronen „Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator“ (MESA) errichtet. Dieser Beschleuniger wird in der Lage sein, neben einem konventionellen Linearbeschleunigerbetrieb (mit fixed-Target-Experiment) Streuexperimente mit Strahlströmen von 1 mA und mehr im energierückgewinnenden Betrieb an einem pseudo-internen Target durchzuführen. Das Herzstück von MESA sind zwei Beschleunigermodule, die auf supraleitender Hochfrequenztechnologie beruhen. Sie beschleunigen die injizierten Elektronen und bremsen sie nach dem Durchflug durch das pseudointerne Target zwecks Energierückgewinnung wieder ab. Da die Verwendung supraleitender Hochfrequenzkavitäten zur Beschleunigung von Elektronen bereits in vielen Beschleunigern auf der ganzen Welt sehr erfolgreich zum Einsatz kommt (siehe hierzu [4], [5], [6] und [7]), kann die Entwicklung eines supraleitenden Beschleunigermoduls auf bewährte Technologie zurückgreifen und diese so weiterentwickeln, dass die Beschleunigermodule den Ansprüchen der Experimente und des Beschleunigers genügen. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Bau und der Inbetriebnahme dieser Beschleunigermodule. Die MESA-Beschleunigermodule beruhen auf dem Design des *ELBE/Rossendorf*-Beschleunigermoduls des Helmholtz-Zentrums Dresden Rossendorf (HZDR) [8]. Da dieses Modul für einen Linearbeschleunigerbetrieb ausgelegt ist, wurden in dieser Arbeit Modifikationen durchgeführt, die es an den energierückgewinnenden, rezirkulierenden Betrieb an MESA anpassen. Der Herstellungsprozess wurde zur Qualitätssicherung begleitet und durch Messungen überwacht. Zeitgleich konnte am Helmholtz-Institut Mainz eine permanente Testumgebung für supraleitende und normalleitende Beschleunigerstrukturen geschaffen und erfolgreich für das Kernstück dieser Arbeit, die Charakterisierung der Hochfrequenzeigenschaften der MESA-Beschleunigermodule, genutzt werden. Damit kann-

ten erstmals an der Johannes Gutenberg-Universität supraleitende Beschleunigermodule erfolgreich in Betrieb genommen werden.

1.1. Untersuchung der Grenzen des Standardmodells der Teilchenphysik durch Experimente an MESA

Der größte Teil der Teilchenphysik kann sehr erfolgreich durch das Standardmodell beschrieben werden. Jedoch hat dieses Grenzen und kann in seiner jetzigen Formulierung nicht alle Beobachtungen erklären. Hierzu zählt zum Beispiel die indirekte Beobachtung dunkler Materie, die zu einem verstärkten Gravitationslinseneffekt führt [9]. Es wurden Teilchen außerhalb der im Standardmodell beschriebenen Elementarteilchen postuliert, um diese Effekte zu erklären. Allerdings konnte bis zum jetzigen Zeitpunkt keines dieser Teilchen entdeckt werden. Zur Untersuchung dieser Effekte, die im Vergleich zu den durch das Standardmodell beschriebenen, sehr klein sind, benötigt man Experimente mit hoher Präzision und Intensität. Hierzu wird der sich aktuell im Aufbau befindliche Beschleuniger MESA die geeigneten Bedingungen bieten. Im Folgenden soll auf die drei bisher geplanten Experimente an MESA – P2, MAGIX und DarkMESA – eingegangen werden.

1.1.1. P2-Experiment

Eine Möglichkeit, neue Physik außerhalb des Standardmodells der Teilchenphysik zu entdecken, bietet die präzise Untersuchung des elektroschwachen Mischungswinkels (Weinberg-Winkels) $\sin^2 \theta_w$ bei kleinen Impulsüberträgen [10]. Betrachtet man den vorhergesagten Verlauf des Weinberg-Winkels und die bisher dazu durchgeführten Experimente in Abb. 1.1, fällt auf, dass insbesondere bisherige Messungen bei niedrigen Impulsüberträgen mit großen Ungenauigkeiten versehen sind.

Untersucht man den Bereich bei niedrigen Impulsüberträgen mit hoher Präzision, kann durch eine eventuell auftretende Verschiebung des theoretischen Verlaufs Physik jenseits des Standardmodells dafür verantwortlich sein [10]. So kann z. B. aus einer Verschiebung ein dunkles Z-Boson vorhergesagt werden [11]. Das *P2-Experiment* wird an diesem Punkt ansetzen und den elektroschwachen Mischungswinkel bei einem niedrigen Impulsübertrag von $Q^2 = 4,5 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$ in bisher unerreichten Genauigkeiten von $\Delta \sin^2 \theta_w = 0,14 \%$ untersuchen. Bei einer Energie von 155 MeV und einem Strahlstrom von 150 μA streuen spinpolarisierte Elektronen elastisch an den Protonen eines unpolarisierten Wasserstofftargets. Der Streuprozess wird durch die elektromagnetische Wechselwirkung dominiert. Ein kleiner Anteil an schwach wechselwirkenden Streuprozessen mit den elektromagnetisch gestreuten Elektronen führt zu einer paritätsverletzenden Asymmetrie der Streuung, die beim Wechsel der longitudinalen Polarisation der Elektronen detektiert werden kann. Die experimentell bestimmbare Asymmetrie $\langle A^{\text{exp}} \rangle$ ist proportional zu $1 - 4 \sin^2 \Theta_W$. Um die Gesamtgenauigkeit der Messung zu erreichen, muss die Asymmetrie $\langle A^{\text{exp}} \rangle = 39,94 \cdot 10^{-9}$ mit einer Genauigkeit von $\Delta \langle A^{\text{exp}} \rangle = 0,54 \cdot 10^{-9}$ gemessen werden.

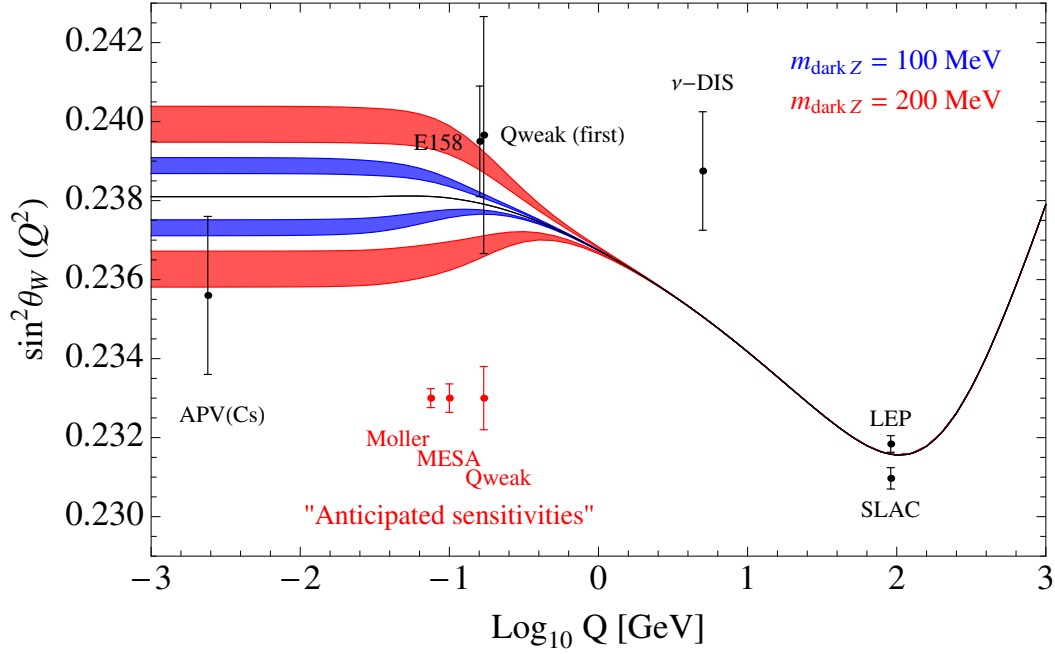


Abb. 1.1.: Theoretischer Verlauf und Messungen des Weinberg-Winkels ($\sin^2(\theta_W)(Q^2)$) in Abhängigkeit des Impulsübertrags ($\log_{10} Q$). Schwarze Datenpunkte bezeichnen bereits durchgeführte Experimente mit ihren Unsicherheiten, rote zukünftige Experimente mit ihren projizierten Ungenauigkeiten. Diese Punkte sind bei willkürlichen $\sin \Theta_W(Q^2)$ eingetragen. Die Seitenbänder kleiner Impulsübertrage in Rot und Blau zeigen die Vorhersage der veränderten Observablen bei Existenz des dunklen Z-Bosons mit einer Masse von 100 MeV (blau), bzw. 200 MeV (rot). Entnommen [11].

Damit die geforderten Messgenauigkeiten erreicht werden können, werden neben den Anforderungen an die Elektronenstrahlqualität und -polarisation lange Messzeiten von $t_{\text{Mess}} = 10\,000\text{ h}$ benötigt [10]. Selbst bei Beschleunigern mit hoher Betriebsdauer pro Jahr, z.B. dem Mainzer Mikrotron mit $>5000\text{ h/a}$ Experimentierbetriebsstunden [12], würde sich daraus eine alleinige Beanspruchung des Beschleunigers durch das Experiment von zwei Jahren ergeben. Berücksichtigt man zusätzliche Zeit zum Einrichten des Experiments (wie z. B. Kalibrierungs- und Effizienzmessungen), verlängert sich diese Zeit. Der MAMI-Beschleuniger, der auf die Versorgung von vielen Nutzern und Experimenten ausgelegt ist, kann das P2-Experiment nicht durchführen, ohne die anderen Nutzer stark zu benachteiligen oder das Experiment durch die Stückelung der Strahlzeit stark zu verlängern. Für die Durchführung des Experiments an MESA sind ca. 5000 h/a Experimentierzeit vorgesehen.

1.1.2. DarkMESA Beam Dump-Experiment

Der Elektronenstrahl ist nach der Interaktion im P2-Experiment für klassische Streuexperimente unbrauchbar und wird im Strahlfänger vernichtet. Hierbei könnten neben vielen anderen Prozessen auch Teilchen der dunklen Materie entstehen, die nur schwach mit der sichtbaren Materie wechselwirken sogenannte *LDM* (engl. light dark matter). Der Suche nach LDM mit Schwerpunktsenergien $< \text{GeV}/c_0^2$ widmet sich das *DarkMESA Beam Dump-Experiment* [13]. Beim Auftreffen des Elektronenstrahls auf den Strahlfänger könnten dunkle Teilchen als kollimierter Strahl erzeugt werden. Durch ihre schwache Wechselwirkung verlassen sie den Strahlfänger ungehindert und können einen 20 m außerhalb der Abschirmung liegenden Detektor erreichen. Hier soll der Zerfall dieser LDM nachgewiesen werden. Um statistisch relevante Aussagen zu ihrer Existenz treffen zu können, sind aufgrund der schwachen Wechselwirkung mit Materie lange Messzeiten nötig. Das DarkMESA-Experiment kann die Messzeit des P2-Experiments von $t_{\text{Mess, P2}} = 10\,000 \text{ h}$ nutzen, ohne eine eigene Strahlzeit für das Experiment anzusetzen.

1.1.3. MAGIX-Experiment

Das dritte Experiment an MESA, das die Suche nach dunklen Teilchen unterstützt, ist das *MAinZ Gas Internal eXperiment (MAGIX)* [14]. Dabei handelt es sich um ein pseudointernes Target¹, in dem der Elektronenstrahl mit einem Strahlstrom von 1 mA an einem dünnen, fensterlosen Gastarget gestreut wird [15]. Das MAGIX Experiment kann unter anderem zur Suche nach dunklen Photonen genutzt werden. Dabei lässt sich diese Suche bei MAGIX in zwei Fälle unterscheiden: die Suche nach dunklen Photonen mit sichtbarem Zerfall in ein Elektron-Positron-Paar in der Nähe des Interaktionspunkts und den unsichtbaren Zerfall ohne messbare Interaktion des dunklen Photons mit normaler Materie.

Der sichtbare Zerfallskanal detektiert die Zerfallsprodukte der Wechselwirkung. Bei der Suche nach dem dunklen Photon mit unsichtbarem Zerfall muss ein indirekter Nachweis durch eine Energieverlustmessung geschehen. Dabei werden die gestreuten Protonen und Elektronen auf fehlende Energie hin mit Spektrometern vermessen. Entspricht die Energie der Elektronen nicht der vorhergesagten Energie, könnte die Differenz in die Produktion eines dunklen Photons geflossen sein. Diese Messmethode erfordert eine hohe Genauigkeit der Spektrometer und eine hohe Abdeckung des Raumwinkels. Als weitere Experimente sind die Vermessung des Formfaktors und Radius des Protons und Experimente zur nuklearen Astrophysik möglich [16].

¹Analog zum internen Target eines Speicherrings. Der Teilchenstrahl rezirkuliert im Speicherring wiederholt durch dasselbe Target. Bei MESA wird jedes Elektron nur einmal durch das Target geschickt und die Energie des Elektronenstrahls danach zurückgewonnen. Zur Funktionsweise dieses Aufbaus siehe Kapitel 1.2

1.2. MESA

Die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Experimente benötigen einen Beschleuniger, der die unterschiedlichen Anforderungen der Experimente an den Strahl erfüllt und eine möglichst lange und stabile Messzeit bereitstellt. Um die Anforderungen des P2- und MAGIX-Experiments miteinander in einer Maschine zu vereinen, wurde der sich momentan im Bau befindliche „Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator“ (MESA) entwickelt. Es handelt sich dabei um einen Elektronenbeschleuniger, der in zwei Modi betrieben werden kann.

So wird MESA im *External Beam (EB) Mode* als konventioneller Linearbeschleuniger betrieben, der einen Strahlstrom von $150\text{ }\mu\text{A}$ polarisierten Elektronen erzeugt, auf 155 MeV beschleunigt und schließlich zum P2-Experiment liefert. Da es sich bei dem P2-Target um ein massives Target handelt, das die Strahleigenschaften massiv verschlechtert und zu einem Strahlverlust führt, ist für dieses Experiment ein Linearbeschleuniger besser geeignet [10]. Die P2-Anforderungen an die Strahlenergie von 155 MeV und Strahlstrom von $150\text{ }\mu\text{A}$ mit polarisierten Elektronen, im Dauerstrichbetrieb (c. w., engl. continuous wave), könnte auch am bestehenden Beschleuniger Mainzer Mikrotron (MAMI) verwirklicht werden. Dies erfordert jedoch einen erheblichen Aufwand und Modifikation des Beschleunigers. Die Messzeit von $10\,000\text{ h}$ lässt eine Integration in den Strahlzeitplan nicht zu. Das P2-Experiment stellt hohe Anforderung an die Strahlage, Energieauflösung und Polarisation des Elektronenstrahls (Siehe hierzu z.B.: [17] und [18]).

Im *Energy-recovering (ERL) Mode* werden 1 mA unpolarisierte Elektronen auf eine Energie von 105 MeV beschleunigt und in das MAGIX-Experiment geleitet. Da der Großteil der Elektronen im dünnen Target des Experiments nicht wechselwirkt (siehe hierzu [19]), kann der Strahl wieder aufgefangen und zurück in den Beschleuniger geleitet werden. Durch einen Phasenschub von 180° erreicht der Elektronenstrahl die entschleunigende Phase in den Beschleunigerstrukturen. Die zurückgewonnene Energie der entschleunigten Elektronen kann wieder zur Beschleunigung der nächsten Elektronen genutzt werden. Diese Technik erlaubt es, hohe Intensitäten im Experiment zu haben, ohne dass der Strahl vernichtet werden muss. Dadurch kann eine Energierückgewinnung (*energierückgewinnender Linearbeschleuniger (ERL)*, wie sie 1965 von M. Tigner postuliert wurde [20]) eingesetzt werden. Die Leistungsaufnahme des Beschleunigers kann somit massiv reduziert werden und macht interne Experimente mit hohen Strahlströmen praktikabel. So muss bei einer Energie von 105 MeV und Strahlströmen von 1 mA (bis zu 10 mA in einer zweiten Ausbaustufe des Beschleunigers), in einem konventionellen Linearbeschleuniger Leistung im Bereich von $0,1$ bis 1 MW aufgebracht werden. Im energierückgewinnenden Linearbeschleuniger kann die Energie bis auf die Injektionsenergie von 5 MeV zurückgewonnen werden. Dies reduziert die benötigte Leistung auf wenige Kilowatt.

1.2.1. Aufbau von MESA

MESA ist als rezirkulierender Linearbeschleuniger entworfen worden. Dies bedeutet, dass der Elektronenstrahl mehrmals durch dieselbe Beschleunigerstrecke geleitet wird, um eine vervielfachte Beschleunigung zu erfahren. Dies ist deshalb sehr vorteilhaft, da Beschleunigungsstrukturen eingespart werden können, und erlaubt es, MESA als energierückgewinnenden Linearbeschleuniger zu betreiben. Ein Überblick über das aktuelle Design von MESA ist in Abb. 1.2 gezeigt.

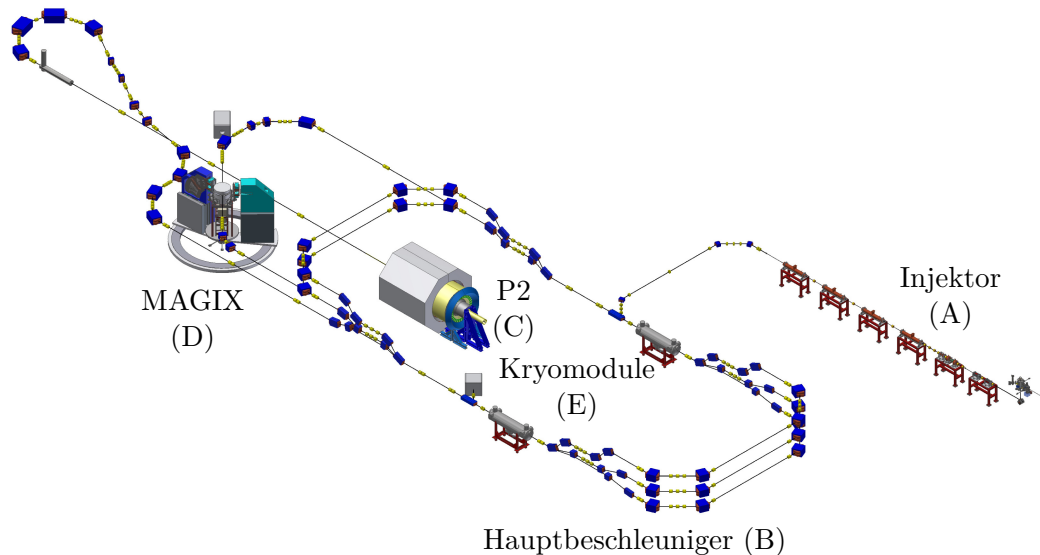


Abb. 1.2.: Aktuelles Design des Mainz Energy-recovery Superconducting Accelerator (MESA). Der Injektor (A) erzeugt 5 MeV c. w. Elektronen und injiziert diese in den Hauptbeschleuniger (B). Die zwei MESA-Beschleunigungsmodule (E) mit jeweils einem Energiehub von 25 MeV werden mehrfach von den Elektronen durchlaufen, bevor diese den Experimenten (C), (D) zugeführt werden. Im ERL-Modus wird der Elektronenstrahl mit einem Phasenvorschub von 180° zurück in den Hauptbeschleuniger geleitet und entschleunigt.

Der Beschleuniger kann in vier Funktionsgruppen unterteilt werden:

- (A) Injektion und Vorbeschleunigung,
- (B) Hauptbeschleuniger mit den Beschleunigern (E),
- (C) External-Beam Strahlführung,
- (D) Energy-recovering Linac Strahlführung.

Die Funktionsgruppe Injektion und Vorbeschleunigung dient der Produktion der Elektronen, der Manipulation der Strahleigenschaften und der Beschleunigung auf 5 MeV. Der Hauptbeschleuniger ist der rezirkulierende Teil. Hier werden durch die beiden in dieser Arbeit beschriebenen Beschleunigermodule die Elektronen auf ihre

Sollenergie gebracht. Nach dem Beschleunigungsvorgang kann der Strahl zu den zwei Experimenten gelenkt werden, je nachdem welches Experiment gerade bedient werden muss. Eine gleichzeitige Bedienung beider Strahlführungen ist aufgrund der unterschiedlichen Strahleigenschaften [21] nicht vorgesehen.

Injektion und Vorbeschleunigung (A)

Die für die Experimente benötigten Elektronen werden von der Photoemissionsquelle *STEAM* erzeugt. Mittels eines Lasers wird ein Halbleiter (GaAs für polarisierte, K₂CsSb für unpolarisierte Elektronen) so angeregt, dass der Photoeffekt die Elektronen aus dem Material löst [17]. Bei Verwendung polarisierten Laserlichts und geeigneter Photokathoden können die Elektronen spinpolarisiert erzeugt werden. Eine angelegte Spannung von 100 kV beschleunigt die Elektronen aus dem Kathodenmaterial.

Des Weiteren folgen Komponenten, um den Strahl zu manipulieren. Hierzu zählt ein System zum Anpassen der Richtung der Spinpolarisierung und ein Chopper-Buncher System, das die Struktur des Elektronenstrahls an die longitudinale Akzeptanz des Beschleunigers anpasst. Dafür schneidet das System aus dem ankommenden Strahl durch Ablenkung und Kollimation Pakete (engl. bunches) aus, die mit der Hochfrequenz des Beschleunigers synchronisiert sind [22]. Nachdem der Elektronenstrahl mit den benötigten Eigenschaften präpariert wurde, wird dieser vom Vorbeschleuniger MAMBO auf eine Energie von 5 MeV gebracht [23] und über einen Injektionsbogen in den Hauptbeschleuniger geleitet [24].

Hauptbeschleuniger (B)

Der Hauptbeschleuniger erzeugt den benötigten Energiegewinn von 100 MeV bzw. 150 MeV durch zwei Beschleunigermodule (E) mit einem Energiehub von jeweils 25 MeV. Zwei Bögen lenken die Elektronen im Hauptbeschleuniger im Kreis, sodass sie die beiden Beschleunigungsstrecken mehrfach passieren können. Dieses Verfahren des rezirkulierenden Linearbeschleunigers hat den Vorteil, dass trotz kurzer Beschleunigungsstrecken eine hohe Energie erreicht werden kann. Die Beschleunigermodule sind Gegenstand dieser Arbeit und in Abschnitt 1.2.2 zusammenfassend und in Kapitel 4 ausführlich beschrieben.

External-Beam-Strahlführung (P2) (C)

Wenn die Elektronen im Hauptbeschleuniger ihre Sollenergie erreicht haben, werden sie aus dem Hauptbeschleuniger ausgekoppelt und in die Experimentierstrahlführungen geführt. Für das P2-Experiment ist dies nach drei Beschleunigungen der Fall. Die External-Beam-Strahlführung führt durch das P2-Experiment und endet in einem Strahlfänger. Der Elektronenstrahl wird darin vernichtet. Zwanzig Meter hinter dem Strahlfänger befindet sich der DarkMESA-Detektor, sodass beide Experimente gleichzeitig Daten aufnehmen können. Ausführliche Informationen über die P2-Strahlführung und Strahlstabilisierung werden in [18] behandelt.

Energy-recovering Linac-Strahlführung (MAGIX) (D)

Die Auskopplung in das MAGIX-Experiment erfolgt nach zweimaliger Beschleunigung in den Beschleunigermodule im Hauptbeschleuniger durch die ERL-Strahlführung. Da der Strahl im Experiment nur zu einem Bruchteil interagiert, kann er wieder in den Beschleuniger eingespeist werden (detailliertere Angaben finden sich in [19]). Durch eine Längenanpassung der Strecke erfährt er einen Phasenschub von 180° relativ zur beschleunigenden Sollphase und gelangt so in die entschleunigende Phase der Hochfrequenz. Das bedeutet, dass ihm in den Beschleunigermodule je Durchlauf wieder 25 MeV entzogen werden. Er dient als Treiber des Hochfrequenzfeldes, sodass die Energie wieder zur Beschleunigung des nächsten Elektronenbunchs genutzt werden kann. Nach zwei Umläufen im Hauptbeschleuniger wird der Strahl mit nur noch 5 MeV vernichtet.

1.2.2. Beschleunigermodule für MESA (E)

In beiden Betriebsmodi spielen die Beschleunigermodule eine zentrale Rolle für MESA. Da der Energiegewinn der Elektronen an räumliche und strahloptische Gegebenheiten gebunden ist, muss das Beschleunigermodule diese ebenfalls berücksichtigen. Daher wurde der Einsatz supraleitender Beschleunigerstrukturen gewählt. Die Beschleunigung findet innerhalb supraleitender Hohlraumresonatoren (Kavitäten) statt. Da eine komplette Neuentwicklung der Beschleunigermodule den Rahmen des Projekts gesprengt hätte, wurde auf ein kommerziell verfügbares Modell zurückgegriffen und dieses so modifiziert, dass es den MESA-Anforderungen gerecht wird. Es handelt sich dabei um ein für den ELBE-Beschleuniger durch das Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR) entwickeltes Elbe/Rossendorf-Kryomodul². Module mit dem unmodifizierten Design sind seit dem Jahr 2000 am HZDR in Betrieb [8]. Kernstück dieses Systems sind zwei supraleitende TESLA-Kavitäten [25]. Das ELBE/Rossendorf-Modul ist bereits für einen c. w.-Betrieb ausgelegt, aber nicht für einen rezirkulierenden Betrieb. Besonders im ERL-Modus an MESA müssen die Module nicht nur pro Umlauf Bunches beschleunigen, sondern auch entschleunigen. Bei zwei Rezirkulationen bedeutet das, dass pro HF-Periode jeweils der vierfache Strahlstrom im Modul ist.

Die Elektronen erfahren nicht nur einen Energiegewinn durch die Beschleunigungsmoden des Hochfrequenzfelds, sondern regen Moden höherer Ordnung (HOM³) an. Diese können auf den Strahl zurückwirken, was in ungünstigen Fällen zu Strahlverlust führen kann. Durch die Wechselwirkung der Elektronen mit den HOMs können diese angeregt und weiter verstärkt werden. Daher müssen die unerwünschten Moden ausgekoppelt und gedämpft werden. Falls die HOM-Leistung zu groß wird, kann es durch thermische Verluste in der HOM-Auskoppelantenne zum Zusammenbruch der Supraleitung kommen. Um diesen Einfluss zu minimieren, wurde im Rahmen dieser Arbeit die thermische Ankopplung der HOM-Antenne optimiert (siehe

²Kofferwort aus **K**ryogenisches Beschleuniger**m**odul

³engl. 'Higher Order Modes'

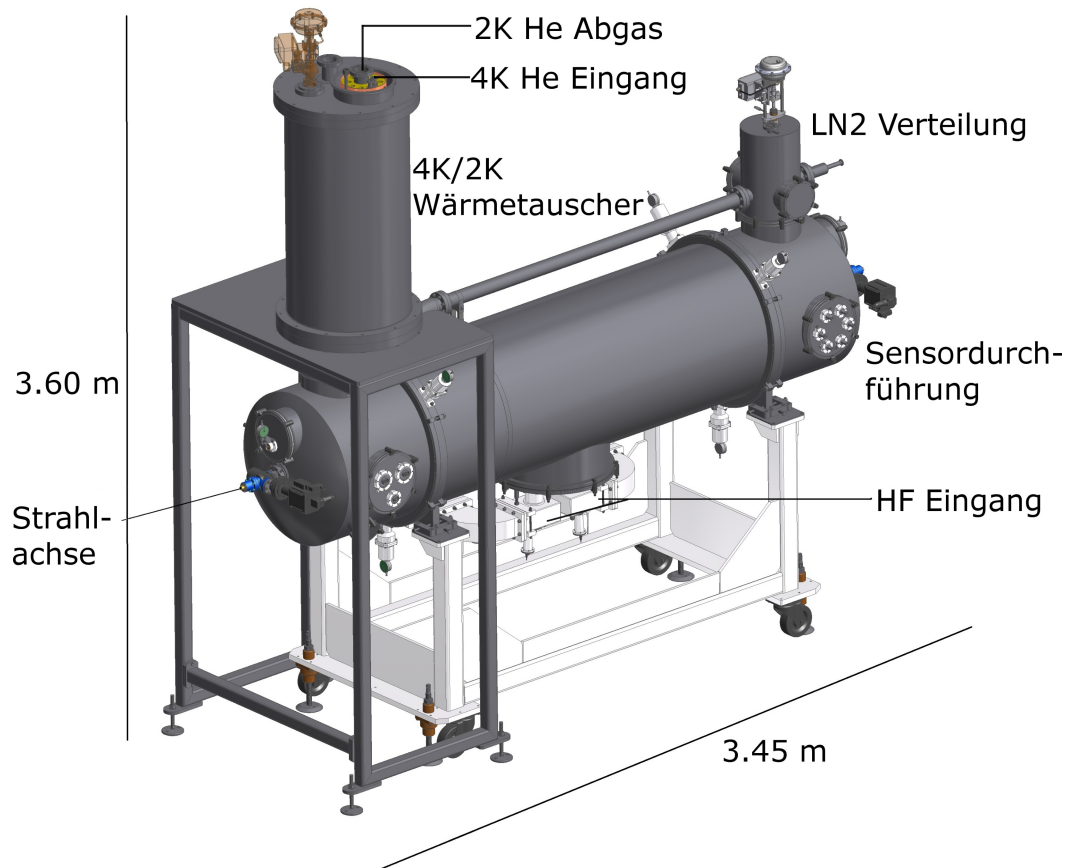


Abb. 1.3.: Zeichnung eines MESA-Beschleunigermoduls aus [26]. Die Elektronen werden in zwei supraleitenden Hochfrequenzkavitäten des Typs TESLA innerhalb des Kryomoduls beschleunigt. Ein 4 K/2 K-Wärmetauscher mit Joule-Thomson-Ventil sitzt als Turmaufbau auf dem Kryomodul und erlaubt es, das Kryomodul bei 1,8 K zu betreiben.

Kapitel 4.2). Das Modul ist des Weiteren an mechanisch schwingende Systeme (z. B. Pumpen) gekoppelt, die innerhalb der Kavitäten mechanische Eigenmoden anregen können. Die mechanischen Eigenmoden können die Resonatoren verstimmen, so dass diese nicht mehr auf der Sollfrequenz schwingen. Dies führt in Verbindung mit der schmalbandigen Kopplung im Hertz-Bereich zu einer Vergrößerung der benötigten Hochfrequenzleistung. Aus diesem Grund wurde das MESA-Modul mit einem modifizierten Tuner-System mit Piezo-Aktuatoren versehen, das eine schnelle Regelung der Eigenfrequenzen erlaubt (siehe Kapitel 4.2). Die supraleitende Phase der Kavitäten wird durch eine geeignete Materialwahl und Kühlung erreicht. Eine weiterführende Behandlung der Kryogenik MESAs findet sich in [27].

Da die Beschleunigerinfrastruktur für MESA inklusive der kryogenischen Versorgung erst ab Anfang 2022 zur Verfügung stehen wird, konzentriert sich diese Arbeit auf die Modifikation, Fertigung und Vermessung der Hochfrequenzeigenschaften der MESA-Beschleunigermodule ohne Elektronenstrahl.

1.3. Anmerkungen zur Gliederung der Arbeit

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kapitel 1 wird der MESA-Beschleuniger mit seinen Experimenten vorgestellt und der Einsatz von supraleitenden Beschleunigerstrukturen für dessen Betrieb motiviert. Das Kapitel 2 liefert die physikalischen Grundlagen zum Verständnis dieser Arbeit, in dem die wichtigsten Größen definiert und in Kapitel 3 zu den in dieser Arbeit angewendeten Messmethoden zusammengefasst werden.

Der zentrale Gegenstand dieser Arbeit, das MESA-Beschleunigungsmodul, wird in Kapitel 4 mit allen nötigen Modifikationen vorgestellt. In Kapitel 5 wird die Versorgung der MESA-Module mit Kühl- und Hochfrequenzleistung sowie der im Rahmen dieser Arbeit neu aufgebaute Hochleistungshochfrequenz-Messplatz beschrieben. Die Resultate der Vermessung der Hochfrequenzeigenschaften werden in Kapitel 6 und 7 behandelt. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick auf zukünftige Projekte.

2. Physikalische Grundlagen

Die Beschleunigung des MESA-Elektronenstrahls findet innerhalb supraleitender Hochfrequenzkavitäten statt. Im Folgenden werden die Grundlagen von Hochfrequenzkavitäten zur Beschleunigung von Teilchen und die Verwendung von Supraleitung in der Beschleunigerphysik erläutert. Alle Hochfrequenz-Bauteile im Beschleuniger müssen auf derselben Resonanzfrequenz (oder einer harmonischen Frequenz) sein, sodass jeder Elektronenbunch zu jeder Zeit in der Sollphase liegt. Dadurch können die Elektronen in den Beschleunigungsstrukturen den Soll-Energiehub erhalten, um die Effektivität der Energierückgewinnung zu gewährleisten. Die Kernthemen zum Verständnis der Arbeit, wie die genannten Hochfrequenzeigenschaften der Resonatoren und die Konzepte der Beschleunigung und Supraleitung, werden im folgenden Kapitel beschrieben.

2.1. Teilchenbeschleunigung mittels supraleitender Hochfrequenzkavitäten

Diese Arbeit legt den Schwerpunkt auf die Hochfrequenzeigenschaften von Kavitäten zunächst ohne Wechselwirkung mit Teilchen. Dieses Kapitel erläutert die wichtigsten Begriffe für das Verständnis dieser Arbeit. Im Allgemeinen folgt die Argumentation [28] und [29] und kann ebenda ausführlicher entnommen werden. Im folgenden Abschnitt wird dabei vorausgesetzt, dass die Resonatorstrukturen der Geschwindigkeit der Elektronen angepasst sind.

2.1.1. Funktionsweise der Hochfrequenzkavitäten

Grundlage der Beschleunigung von Teilchen ist die Lorentz-Kraft F_L :

$$F_L = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (2.1)$$

Dabei kann nur die elektrische Komponente Arbeit verrichten. Hierfür wird in den Kavitäten ein elektrisches Wechselfeld erzeugt. Eine Kavität kann als eine zylindrische Hohlleiterstruktur beschrieben werden, in der sich eine stehende Welle ausbildet. Eine komplette Herleitung ist in [28, S. 178f] und [29, S. 37f] zu finden. Die Länge dieser Struktur entspricht einer Halbwelle. Durch eine Öffnung (Iris) kann die Struktur mit weiteren Strukturen¹ gekoppelt sein, sodass sich die Welle in ihnen ausbreitet. Dabei ist die Form so gewählt, dass die Phasengeschwindigkeit ϕ_{ph} der

¹Bei mehreren verbundenen Resonatoren spricht man von Kavitäten.

Geschwindigkeit der Elektronen v_e angepasst wird. Die Resonanzfrequenz f_q dieser Struktur lässt sich als

$$f_q = c \cdot \sqrt{\left(\frac{x_1}{D\pi}\right)^2 + \left(\frac{q}{2L}\right)^2} \quad (2.2)$$

schreiben, wobei D der Durchmesser und L die Länge der Zelle ist. Die Variable $x_1 = 2,40483$ bezeichnet die erste Nullstelle der Besselfunktion. Die Ordnung der Resonanzbedingung ist mit q bezeichnet, wobei die Grundmode bei $q = 0$ im Folgenden als Resonanzfrequenz f_0 bezeichnet wird. Es handelt sich um die Frequenz, auf der das System schwingt und in der ein durchfliegendes Teilchen in jeder Zelle ein beschleunigendes Feld sieht. Für die in dieser Arbeit verwendeten TESLA-Strukturen gilt:

$$f_{0,\text{TESLA}} = 1,3 \text{ GHz}. \quad (2.3)$$

Frequenzen mit $q > 0$ erzeugen Higher Order Modes (HOM), die ebenso wie die Grundmode mit den Teilchen in der Kavität wechselwirken. Ein Moden-Atlas für TESLA-Kavitäten kann in [30] gefunden werden. Die Moden höherer Ordnung können mit den Elektronen wechselwirken. Diese Wechselwirkungen können bis zum Strahlverlust (engl. Beam Break Up) führen. Eine ausführliche Analyse des BBU-Limits kann in [31] und in [32] gefunden werden. Um die ungewollten Wechselwirkungen zu minimieren werden sie bei TESLA Kavitäten durch HOM-Antennen reduziert, die gezielt Moden höherer Ordnung auskoppeln und dämpfen. Für die Beschreibung der Beschleunigung reicht es, die Resonanzfrequenz der Kavität f_0 zu betrachten.

Der Beschleunigungseffekt innerhalb der Kavität lässt sich als eine Spannung U_{Acc} beschreiben. Die gesamte Spannung im Resonator berechnet sich nach:

$$U_{\text{Max}} = \int_0^{L_{\text{Acc}}} E_z(z) dz. \quad (2.4)$$

Dabei bezeichnet L_{Acc} die Gesamtbeschleunigungsstrecke. Dies bedeutet bei einer n -zelligen Kavität $L_{\text{Acc}} = n \cdot L$. Die Zeitabhängigkeit des Feldes reduziert die nutzbare Beschleunigungsspannung U_{Acc} auf:

$$U_{\text{Acc}} = \int_0^{L_{\text{Acc}}} E_z(z) \cos(\omega t(z)) dz \quad (2.5)$$

$$= \int_0^{L_{\text{Acc}}} E_z(z) \cos\left(\omega \frac{z}{\beta c}\right) dz. \quad (2.6)$$

Als Maß für die Beschleunigung in der Kavität wird die Beschleunigungsfeldstärke E_{Acc} in MV/m herangezogen. Diese entspricht:

$$E_{\text{Acc}} = \frac{U_{\text{Acc}}}{L_{\text{Acc}}}. \quad (2.7)$$

Bei der in dieser Arbeit verwendeten TESLA-Struktur entspricht die aktive Länge $L_{\text{Acc}} = 1,038 \text{ m}$ [25]. Daher können die Begriffe Beschleunigungsfeldstärke und Beschleunigungsspannung in erster Näherung synonym verwendet werden.

2.1.2. Leistungsbilanz

Stellt man einer Kavität eine Hochfrequenzleistung P_{In} zur Verfügung, kann diese nicht komplett zur Beschleunigung der Teilchen genutzt werden. Es gibt vielmehr Verlustleistungen P_{Loss} , die ebenfalls zu beachten sind. Es gilt:

$$P_{\text{In}} = \frac{dE_{\text{Stored}}}{dt} + P_{\text{Loss}}. \quad (2.8)$$

Von Interesse ist der Anteil der Leistung, der benötigt wird, um die gespeicherte Energie innerhalb der Kavität aufrechtzuerhalten (P_{Stored}). Da im Mittel die Energie des elektrischen und magnetischen Feldanteils in der Kavität gleich ist, kann die gespeicherte Energie entweder über das E-Feld oder das H-Feld berechnet werden:

$$E_{\text{Stored}} = \frac{1}{2} \mu_0 \int_V |\mathbf{H}|^2 dV \quad (2.9)$$

$$= \frac{1}{2} \epsilon_0 \int_V |\mathbf{E}|^2 dV. \quad (2.10)$$

Dabei wird über das Volumen V der Kavität integriert. Die Gesamtverlustleistung P_{Loss} einer Kavität setzt sich zusammen aus der reflektierten Leistung des Einkopplers P_{Ref} , der transmittierten Leistung der Auskopplungsantenne P_{Tra} und der in der Kavität dissipierten Leistung P_{Diss} . Dies ergibt im Gleichgewicht den Zusammenhang:

$$P_{\text{Loss}} = P_{\text{Diss}} + P_{\text{Ref}} + P_{\text{Tra}} \quad (2.11)$$

Die dissipierte Leistung beschreibt den Anteil der Leistung, der in der Oberfläche A der Kavität durch Ohm'sche Verluste am Oberflächenwiderstand R_S verloren geht:

$$P_{\text{Diss}} = \frac{1}{2} R_S \int_A |\mathbf{H}|^2 dA. \quad (2.12)$$

Ein idealer Resonator hätte eine verschwindende dissipierte Leistung. Bei realen Kavitäten kann man sich diesem Ideal nur annähern. Als Merkmal für die Qualität eines Resonators und damit für die Menge der dissipierten Leistung lässt sich die Güte Q definieren.

2.1.3. Unbelastete Güte Q_0

Als Größe zur Bewertung eines Resonators kann die unbelastete (oder intrinsische) Güte Q_0 herangezogen werden. Diese Größe gibt an, welcher Anteil der in der Kavität gespeicherten Energie E_{Stored} pro HF-Periode ω_0 aufgrund der ohmschen Verluste P_{Diss} verloren geht:

$$Q_0 = \frac{\omega_0 E_{\text{Stored}}}{P_{\text{Diss}}}. \quad (2.13)$$

Da HF-Verluste zu einer Verbreiterung der Resonanzkurve führen, kann der folgende Zusammenhang zwischen Güte und Resonanzbreite (Δf) definiert werden:

$$Q_0 = \frac{f_0}{\Delta f}. \quad (2.14)$$

Da die unbelastete Güte eine Kenngröße für die Verluste innerhalb des Resonators ist, nutzt man sie, um die Qualität eines Resonators zu beurteilen. Es gilt hierbei, dass eine Kavität gleicher Geometrie bei niedrigerem Oberflächenwiderstand eine höhere Güte aufweist. Für Beschleunigungskavitäten ist die unbelastete Güte eine Funktion der Beschleunigungsfeldstärke $Q_0 = Q_0(E_{\text{Acc}})$.

2.1.4. Belastete Güte Q_L

Die unbelastete Güte gilt für ungestörte Kavitäten. Da die Kavität für den Betrieb mit einem Hochfrequenzgenerator und an einen Regelkreislauf gekoppelt ist, kann man diese nur indirekt bestimmen. Die Güte eines gekoppelten Systems wird als belastete Güte Q_L bezeichnet; sie ist kleiner als die des unbelasteten Systems. Da sich die Verlustleistung eines Systems, wie in Formel 2.11 gezeigt wurde, aus Teilverlustleistungen zusammensetzt, kann man analog zur Verlustleistung in Formel 2.11 jeder Teilverlustleistung eine Güte zuordnen:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_E} + \frac{1}{Q_{\text{Tra}}}. \quad (2.15)$$

Dabei korrespondiert die unbelastete Güte Q_0 , wie in Formel 2.13 dargelegt wurde, mit der dissipierten Leistung der Kavität P_{Diss} . Die externe Güte Q_E bezieht sich auf den an der Einkoppelantenne reflektierten Anteil der Vorlaufleistung P_{Ref} . Die externe Güte gibt die durch externe Verluste begrenzte Güte an. Das Verhältnis zwischen unbelasteter Güte und externer Güte wird als Koppelfaktor β bezeichnet:

$$\beta = \frac{Q_0}{Q_E}. \quad (2.16)$$

Jedem an die Kavität koppelnden Schwingkreis kann eine solche Kopplung und Güte zugewiesen werden. So bezeichnet Q_{Tra} die Güte der Pick-up-Antenne. Da im Betrieb einer supraleitenden Kavität $Q_{\text{Tra}} \gg Q_0 \gg Q_E$ gilt (Siehe Kapitel 7), folgt:

$$Q_L \approx Q_E. \quad (2.17)$$

Dies bedeutet, dass bei einer versuchten Messung der Resonanzbreite über den Einkoppler die belastete Güte dominiert und die unbelastete Güte nicht genau zu messen ist. Daher müssen andere Methoden genutzt werden. Diese werden in Kapitel 3 besprochen.

2.1.5. Geometrische Kenngrößen von Kavitäten

Die Vergleichbarkeit von Kavitäten anhand ihrer unbelasteten Güte hat nur Gültigkeit, wenn die Vergleichskavitäten dieselbe Frequenz haben. Um eine frequenz-unabhängige Kenngröße zu haben, wird der *Geometriefaktor* G eingeführt. Dabei handelt es sich um das Produkt von Oberflächenwiderstand und unbelasteter Güte:

$$G = R_S \cdot Q_0 \quad (2.18)$$

Ein wichtiges Maß für die Effizienz eines Resonators ist die Shunt-Impedanz R_a . Die Shunt-Impedanz ist als Verhältnis des Quadrats der Beschleunigungsspannung V_{Acc} zur dissipierten Leistung P_{Diss} definiert:

$$R_a = \frac{V_{\text{Acc}}^2}{P_{\text{Diss}}}. \quad (2.19)$$

Die Shunt-Impedanz ist somit ein Maß für die Verluste bei einer angelegten Beschleunigungsspannung. Aus der Shunt-Impedanz und der unbelasteten Güte lässt sich eine weitere Kenngröße ableiten, die normierte Shunt-Impedanz, die wiederum nur von der Geometrie der Kavität abhängt:

$$R_{a, \text{norm}} = \frac{R_a}{Q_0}. \quad (2.20)$$

2.2. Supraleitung

Die folgende Beschreibung der Grundlagen der Supraleitung soll die wichtigsten Mechanismen und Kenngrößen aufzeigen, um die vorliegende Arbeit zu verstehen. Eine ausführlichere Erklärung des Phänomens ist z. B. in [33] zu finden.

2.2.1. Supraleiter für Beschleunigerstrukturen

Um den Nutzen der Verwendung von supraleitenden Materialien abzuschätzen, betrachtet man die dissipierte Leistung. Diese soll minimiert werden. Die Materialabhängigkeit dieser Größe kann direkt verdeutlicht werden, indem die Definition der Shunt-Impedanz in Gleichung 2.19 nach P_{Diss} umgestellt wird. Erweitert man nun die rechte Seite der Gleichung mit

$$1 = \frac{R_S}{G/Q_0}, \quad (2.21)$$

wobei die Definitionen des Geometriefaktors aus Gleichung 2.18 und von $\frac{R_a}{Q_0}$ aus Gleichung 2.20 genutzt werden, kann die Verlustleistung geschrieben werden als:

$$P_{\text{Diss}} = \underbrace{V_{\text{Acc}}^2}_{\text{Hochfrequenz}} \times \underbrace{\frac{1}{\frac{R_a}{Q_0} G}}_{\text{Kavität}} \times \underbrace{R_S}_{\text{Material}} \quad (2.22)$$

Betrachtet man die Terme der Gleichung 2.22, zeigen sich drei Abhängigkeiten. Zum einen ist die dissipierte Leistung von der gewünschten Beschleunigungsspannung abhängig. Da die Experimente, wie bereits in Kapitel 1.1 dargelegt, feste Anforderungen haben, lässt diese sich nicht optimieren. Der zweite Term fasst alle geometrieabhängigen Größen zusammen. Durch ein geschicktes Design der Kavität können der Geometriefaktor G und die Shunt-Impedanz R_a maximiert werden. Des Weiteren kann durch die geschickte Wahl des Materials im dritten Term der Oberflächenwiderstand R_s drastisch reduziert werden. Wählt man statt Kupfer, dem klassischen Material für normalleitende Kavitäten, ein supraleitendes Material wie Niob (Nb), nimmt der Oberflächenwiderstand von Milliohm zu Nanoohm ab [29]. Es lassen sich bei gleichbleibender Beschleunigung und Geometrie also durch die Verwendung von Supraleitern die dissipierten Leistungen um den Faktor 10^6 reduzieren. Ein weiterer Faktor für die Wahl von supraleitenden Materialien für Hochfrequenzkavitäten ist die erhöhte maximale Beschleunigungsspannung bei c. w.-Beschleunigung. Während normalleitende Kavitäten im c. w.-Betrieb aufgrund der Verlustleistungen auf Feldstärken im Bereich von 1 MV/m begrenzt sind, wurden bei TESLA-Kavitäten in c. w.-Tests bereits über 40 MV/m erreicht ([34] und [35]). Dadurch kann die Einbaulänge der Strukturen stark reduziert werden. Bei der in den MESA-Beschleunigungsstrukturen angestrebten Feldstärke von 12,5 MV/m reduziert sich die aktive Länge von 25 m auf 2 m pro Modul. Da MESA auf dem Gelände des Instituts für Kernphysik auf dem Campus der Johannes Gutenberg-Universität Mainz äußeren Randbedingungen unterworfen ist, ist eine kürzere Beschleunigungsstrecke essenziell. Aus strahldynamischer Sicht ist eine kürzere Beschleunigerstrecke einfacher zu handhaben, da keine strahlfokussierenden Elemente in das Modul eingebaut werden müssen.

2.2.2. Theorie der Supraleitung

Der Effekt der Supraleitung wurde bereits im Jahr 1911 von H. Kamerlingh-Onnes entdeckt. Er konnte beobachten, wie der Widerstand von Quecksilber unterhalb einer kritischen Temperatur T_{krit} rapide² fällt und scheinbar verschwindet [36]. Neben den elektrischen Eigenschaften eines Supraleiters gibt es auch magnetische Eigenschaften, die bemerkenswert sind. So konnten F. Meißner und R. Ochsenfeld 1933 den nach ihnen benannten Effekt nachweisen, dass Supraleiter Magnetfelder aus ihrem Inneren verdrängen, wenn sie von Normalleitung in die Supraleitung wechseln [37]. Man unterteilt Supraleiter in Supraleiter erster und zweiter Art. Bei Supraleitern erster Art tritt der Meißner-Ochsenfeld-Effekt, wie bereits beschrieben, auf, bis ein kritisches Magnetfeld B_{krit} überschritten wird und die supraleitende Phase zusammenbricht. Bei Supraleitern zweiter Art kann Magnetfeld oberhalb des kritischen Magnetfeldgrenze $B_{\text{krit}, 1}$ in den Supraleiter eindringen. Dies geschieht in diskreten Flussschläuchen. Die Flussschlauchdichte kann bis zu einem kritischen Magnetfeld $B_{\text{krit}, 2}$ gesteigert werden, bevor die Supraleitung zusammenbricht.

²d.h. im Fall von Quecksilber um 15 Größenordnungen

London'sche Eindringtiefe

Die London'sche Eindringtiefe beschreibt, dass beim Meißner-Ochsenfeld-Effekt Magnetfelder nicht vollständig aus dem Supraleiter verdrängt werden, sondern in die Oberfläche eindringen und dort exponentiell abfallen [38]:

$$B(x) = B_0 e^{\frac{-x}{\lambda_L}}. \quad (2.23)$$

Dabei bezeichnet λ_L die London'sche Eindringtiefe mit

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m_e}{\mu_0 n q^2}}, \quad (2.24)$$

wobei m_e die Elektronenmasse, μ_0 die magnetische Feldkonstante, q die Ladung und n die Anzahl der supraleitenden Ladungsträger pro Volumen bezeichnen. Bei Niob beträgt die London'sche Eindringtiefe:

$$\lambda_L = 39 \text{ nm}. \quad (2.25)$$

Dies bedeutet, dass nur in der obersten Grenzschrift des Supraleiters überhaupt Ströme fließen können.

BCS-Theorie

Die Theorie von Bardeen, Cooper und Schrieffer (BCS-Theorie) liefert als erste eine theoretische Erklärung dieses Verhaltens [39]. Dabei formen sich Elektronen unterhalb der kritischen Temperatur aufgrund eines attraktiven Phononenpotentials zu sogenannten Cooper-Paaren. Diese befinden sich alle in einem gemeinsamen Grundzustand, der durch eine temperaturabhängige Energielücke

$$\Delta = 1,76 k_B T_{\text{krit}} \quad (2.26)$$

von angeregten Zuständen entfernt ist. Ungebundene Elektronen sind als Fermionen dem Pauli-Prinzip unterworfen. Ein Cooper-Paar hat durch die Addition zweier halbzahliger Spins jedoch einen ganzzahligen Spin und kann sich somit bosonisch verhalten. Daher nehmen alle Cooper-Paare denselben Grundzustand ein. Eine Cooper-Paar-Gitter-Wechselwirkung ist aufgrund der Energielücke nicht ohne einen minimalen Energieaufwand, der zur Zerstörung des Cooper-Paars führt, möglich. Die Cooper-Paare können sich somit störungsfrei im Gitter bewegen. Der Zusammenbruch des Supraleiters (engl. quench) kann durch das Überschreiten dreier kritischer Größen entstehen: der kritischen Temperatur T_{krit} , des kritischen Magnetfelds H_{krit} und der kritischen Stromdichte j_{krit} . Diese spannen eine kritische Oberfläche auf (siehe Abb. 2.1), unter der die Supraleitung existiert. Sobald die kritische Oberfläche überschritten wird, bricht der supraleitende Zustand zusammen. Das kritische Magnetfeld H_{krit} hat eine Temperaturabhängigkeit:

$$H_{\text{krit}}(T) = H_{\text{krit}}(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_{\text{krit}}} \right)^2 \right] \quad (2.27)$$

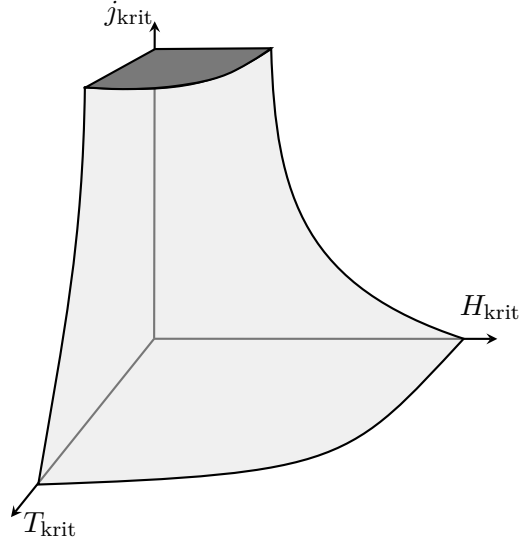


Abb. 2.1.: Kritische Oberfläche von Supraleitern. Unterhalb dieser Oberfläche herrscht Supraleitung. Begrenzt wird diese durch die kritische Temperatur T_{krit} , das kritische Magnetfeld H_{krit} und die kritische Stromdichte j_{krit} .

Dabei kann das kritische Magnetfeld durch äußere Magnetfelder (z.B. durch HF-Felder) oder durch einen Stromfluss im Supraleiter erzeugt werden. Für Supraleiter zweiter Art muss dieses Verhalten erweitert werden. Bei diesen dringen über einem kritischen Magnetfeld $H_{\text{krit}, 1}$ Magnetfelder in den Supraleiter ein. Diese manifestieren sich in quantisierten Flussschläuchen. Bleibt das im Supraleiter eingeschlossene Magnetfeld unterhalb eines zweiten kritischen Magnetfelds $H_{\text{krit}, 2} > H_{\text{krit}, 1}$, bleibt die Supraleitung erhalten. Überschreitet der Fluss diese Grenze, bricht der Zustand zusammen. Man spricht hierbei vom Quenchen der Kavität. Die kritische Stromdichte j_{krit} erzeugt über die Londonsche Eindringtiefe des Magnetfelds ein kritisches Magnetfeld:

$$B_{\text{krit}} = \mu_0 \lambda_L j_{\text{krit}}, \quad (2.28)$$

sodass die Supraleitung zusammenbricht.

2.2.3. Eigenschaften von Supraleitern

Wie bereits in Kapitel 2.2.1 beschrieben ist der Oberflächenwiderstand R_S bei Supraleitern im Bereich von Nanoohm. Dieser Term setzt sich aus zwei Komponenten zusammen:

$$R_S = R_{\text{BCS}}(T) + R_{\text{Res}} \quad (2.29)$$

Der Term $R_{\text{BCS}}(T)$ beschreibt den Oberflächenwiderstand des Supraleiters nach der BCS-Theorie. Dieser ist temperaturabhängig und berechnet sich nach [40]:

$$R_{\text{BCS}} \propto \lambda_L^3 \omega^2 e^{-1,76 \frac{T_{\text{krit}}}{T}} \quad (2.30)$$

Im Gegensatz zum verschwindenden Gleichstromwiderstand besitzt ein Supraleiter somit einen kleinen, frequenzabhängigen Restwiderstand. Dieser ist zudem temperaturabhängig. Eine Erklärung liefert das *zwei-Flüssigkeiten-Modell*. Danach fließt ein Teil des Stroms über ungepaarte Elektronen, die den Verlustmechanismen unterliegen. Die Anzahl der ungepaarten Elektronen im Verhältnis zu den Cooper-Paaren steigt mit der Temperatur. Die Komponente R_{Res} beschreibt den Anteil, der aufgrund von Materialdefekten, Verunreinigungen und eingefrorenen Magnetfeldern erzeugt wird, und ist als temperaturunabhängiger Widerstand zu verstehen. Um den Grad der Reinheit des supraleitenden Materials zu bestimmen, kann man das Verhältnis des Restwiderstands des Materials bei einer definierten Temperatur unterhalb der kritischen Temperatur und des Widerstands bei Raumtemperatur nutzen. Da die Verunreinigungen des Materials maßgeblich zum Restwiderstand beitragen, ist dies ein gutes Maß für die Verunreinigung. Das Widerstandsverhältnis (RRR) ist bei 300 K und 4,2 K (nicht supraleitend) definiert als:

$$\text{RRR} = \frac{R_{T=300\text{ K}}}{R_{T=4,2\text{ K}}} \quad (2.31)$$

[41]. Nach aktuellem Stand von Wissenschaft und Forschung ist für supraleitende Beschleunigungsstrukturen ein Verhältnis von $\text{RRR} > 300$ nötig, um eine Vergrößerung des Restwiderstands zu verhindern [42].

3. Messmethoden

Zur Charakterisierung einer supraleitenden Hochfrequenzkavität muss bestimmt werden, ob die Kavität in der Lage ist die gewünschte Beschleunigungsfeldstärke und unbelastete Güte zu erreichen. Im Folgenden werden die verschiedenen in dieser Arbeit angewendete Messmethoden zur Bestimmung der Feldstärke und der Güte beschrieben und folgen in gekürzter Form, soweit nicht anders kenntlich gemacht, den Argumentationen aus [29], [43] und [44]. Ausführlichere Beschreibungen können dort gefunden werden.

3.1. Charakterisierung supraleitender Beschleunigerkavitäten

Wie in Abschnitt 2.1.3 beschrieben wurde, ist die unbelastete Güte Q_0 eine ideale Kenngröße für die dissipierte Leistung. Zur Analyse des Hochfrequenzverhaltens der Kavität wird die unbelastete Güte Q_0 gegen die Beschleunigungsfeldstärke E_{Acc} aufgetragen.

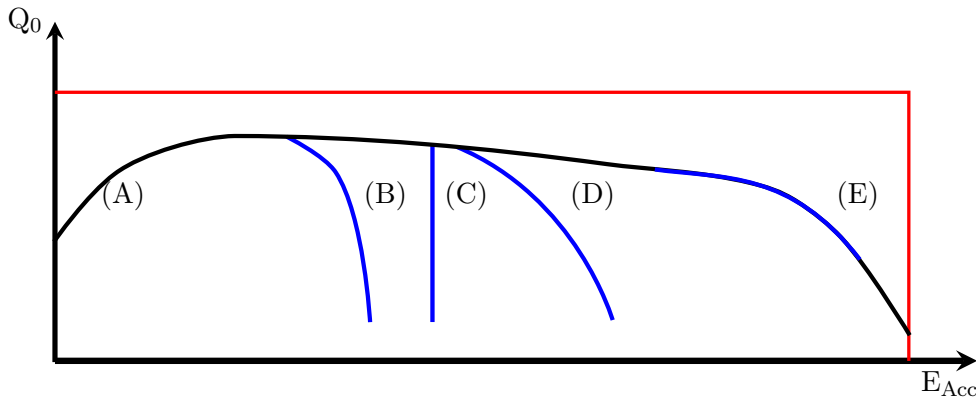


Abb. 3.1.: Vergleich einer idealen Gütekurve (rot) mit einer realen Gütekurve in Schwarz (A) und verschiedenen, begrenzenden Effekten in Blau (B bis E). Alle Punkte werden in Abschnitt 3.1 beschrieben.

In Abb. 3.1 ist in Rot das Verhalten einer idealen Kavität ($R_{Res} = 0$) im Vergleich zu einer realen Kavität in schwarz ($R_{Res} > 0$) dargestellt. Unterschiedliche bekannte begrenzende Effekte sind in Blau eingezeichnet und mit (A) bis (E) bezeichnet. Im Folgenden soll auf die verschiedenen begrenzenden Effekte genauer eingegangen werden.

A) Verhalten einer realen Kavität

Das Verhalten einer realen Kavität ist in Abbildung 3.1 in Schwarz dargestellt. Die ideale Kurve (rot) besitzt im Vergleich dazu eine höhere Güte, da ein idealer Supraleiter keinen Restwiderstand hat (siehe Formel 2.29). In der realen Kavität führt der Restwiderstand zu einer erhöhten dissipierten Leistung und reduziert die unbelastete Güte. Ein Zusammenbruch der Supraleitung erfolgt, sobald die kritische Oberfläche durchbrochen wird. Die Krümmung der Gütekurve lässt sich in drei Feldbereiche einteilen. Im Niedrigfeldbereich kann ein Anstieg der Güte beobachtet werden und im Mittelfeldbereich fällt die Güte annähernd linear ab, bevor sie im Hochfeldbereich bis zum Quench stark einbricht. Das Verhalten der Gütekurve ist in weiten Teilen Gegenstand der aktuellen Forschung. Eine Zusammenfassung des Stands der Theorien kann in [45] gefunden werden. Dieser Zusammenfassung folgt die nachfolgende Erklärung. Der Anstieg der Güte im Niedrigfeldbereich kann darauf zurückgeführt werden, dass das supraleitende Material der Kavität an der Oberfläche verunreinigt ist. Bei aus Niob gefertigten Kavitäten liegt eine dünne Nioboxidschicht auf dem reinen Material. Verunreinigte Supraleiter weisen im Gegensatz zu reinen Supraleitern eine magnetfeldabhängige London'sche Eindringtiefe $\lambda_L(B)$ auf [46]. Die unbelastete Güte ist gegenüber einem reinen Supraleiter reduziert, da das Feld in der Nioboxidschicht an der Oberfläche der Kavität höhere Verluste hat. Mit steigenden Feld steigt die London'sche Eindringtiefe der Nioboxidschicht, sodass das Feld tiefer in das reine Niob vordringt und die Güte des sauberen Niobs erreicht wird. Beim Maximum der Güte beginnt der Mittelfeldbereich. Dieser zeichnet sich durch eine negative Steigung der Güte aus. Diese kann mit Verlusten an Störstellen und in der Oberfläche zusammenhängen, die mit der Feldstärke ansteigen. Die Behandlung der Hochfrequenzoberfläche der Kavität hat einen entscheidenden Einfluss auf das Verhalten. Im Hochfeldbereich fällt die Güte stärker ab bis zum Quench, d. h. dem Zusammenbruch der Supraleitung. Dies lässt sich experimentell auf eine ungleichmäßige Erhitzung der Kavität an Regionen mit hohem Magnetfeld zurückführen. Es wird vermutet, dass dieses Verhalten auf eine Wechselwirkung von Störstellen im Niob mit dem Feld zurückzuführen ist.

B) Multipacting

Multipacting bezeichnet den Zustand, wenn innerhalb der Kavität die Menge an Elektronen exponentiell ansteigt [47]. Dies geschieht dadurch, dass zunächst Elektronen durch das Feld aus dem Kavitätenmaterial heraus gezogen werden (Feld-emitter) und periodisch, dem Feld folgend auf die Wand der Kavität zurückfliegen und dabei mehr Elektronen auslösen. Durch Resonanz kann hierbei eine Lawine von emittierten Elektronen entstehen. Dies führt zu einem Quench. Beim Design der Kavität muss darauf geachtet werden, dass bei Sollfeldstärken keine Resonanzbedingungen für Multipacting herrschen. Wird in einer bestehenden Kavität Multipacting detektiert, so kann dies auch an einer Verunreinigung liegen, die das Austreten der Elektronen aus dem Material erleichtert. Um dies zu reduzieren, kann eine

Reinigung der Kavität helfen. Elliptische Kavitäten sind im Vergleich zu Kavitäten mit parallelen Wänden weniger anfällig für Multipacting.

C) Vorzeitiger Quench durch Fehlstellen im Niob

Ein vorzeitiger Quench bei niedrigen Feldern, wie in Abb. 3.1 gezeigt, kann aus einer Fehlstelle im Niob stammen [47]. Eine lokale, normalleitende Verunreinigung kann sich durch den vergleichsweise hohen Widerstand so erhitzen, dass es zu einem Quench der Kavität kommt. Dies kann z. B. ein Fremdmaterialeinschluss eines normalleitenden Materials oder schlechteren Supraleiters sein. Bei Niob ist dies aufgrund seiner chemischen Ähnlichkeit häufig Tantal (siehe Abschnitt 4.3.1). Ein mechanischer Defekt kann einen ähnlichen Einfluss haben. Hierbei kommt es zu Feldüberhöhungen an der Kante, die zur Erhitzung der Kavität führen. Durch eine hohe Reinheit des Niobs, eine Materialanalyse vor der Verarbeitung und vorsichtige Handhabung bei der Fertigung können diese Effekte reduziert werden.

D) Feldemission

Bei einer Feldemission werden Elektronen wie beim Multipacting aus dem Material der Kavität gezogen und innerhalb des Feldes beschleunigt [47]. Beim Auftreffen auf eine andere Stelle in der Kavität kommt es zur Produktion von ionisierender Strahlung und Wärme. Dies führt zunächst zu einer höheren Verlustleistung, die sich in einer stark abfallenden Gütekurve mit steigendem Feld zeigt und bei höheren Feldern zum Quench führt. Ausgelöst wird eine Feldemission durch eine Verunreinigung auf der Oberfläche der Kavität. Daher werden die Kavitäten nach ihrer Fertigung durch Säurebehandlung und Hochdruckspülung mit Reinstwasser von oberflächlichen Verunreinigungen befreit. Außerdem erfolgt Zusammenbau des Kryomoduls unter Reinraumbedingungen und beim Be- und Entlüften der Kavität muss Partikelverschleppung vermieden werden.

E) High field Q-slope

Wenn die Güte bei hohen Feldern exponentiell abfällt, ohne dass Strahlung detektiert wird, spricht man von der High Field Q-slope. Dabei kommt es zur lokalen Erwärmung der Kavität. Experimentell hat sich gezeigt, dass ein langes Ausheizen (ein bis zwei Tage) der Kavität bei $100^{\circ}\text{C} < T < 140^{\circ}\text{C}$ unter Hochvakuumbedingungen oder unter leichter Stickstoffatmosphäre, den Effekt stark reduziert [48].

3.2. Bestimmung der Beschleunigungsfeldstärke

3.2.1. Berechnung der Feldstärke aus der Verstärkerleistung

Zur experimentellen Bestimmung der Feldstärke muss auf messbare Größen zurückgegriffen werden. Die Felder müssen dazu in die Kavität gelangen und dort gemessen werden. Daher werden zur Einkopplung und zur Messung Antennen benutzt (siehe Kapitel 4). Die durch den Hochfrequenzgenerator erzeugte Leistung wird über den Leistungskoppler (d. h. die Einkoppelantenne) eingespeist. Über die Vorwärtsleistung P_{For} und die belastete Güte Q_L der Kavität lässt sich die Feldstärke bestimmen [29]:

$$E_{\text{Acc}} = \sqrt{4P_{\text{For}}Q_L \frac{R_a/Q}{L^2}}. \quad (3.1)$$

Da die belastete Güte sich mittels Netzwerkanalysator messen lässt und der Geometriefaktor R_a/Q und die aktive Länge L bekannt sind [25], folgt die relative Messungenauigkeit der Messung nach Gauß'scher Fehlerfortpflanzung mit:

$$\frac{\Delta E_{\text{Acc}}}{E_{\text{Acc}}} = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\Delta P_{\text{For}}}{P_{\text{For}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Q_L}{Q_L}\right)^2}. \quad (3.2)$$

Die Messungenauigkeit der Vorlaufleistung bei den Horizontaltests ist Abhängig von der Vorlaufleistung und beträgt bis zu 5 %. Bei Beschleunigungsfeldstärken über 5 MV/m konnte eine Messungenauigkeit von ca. 2 % gemessen werden.

3.2.2. Bestimmung der Feldstärke aus der Pick-up-Leistung

Eine Feldsonde (Pick-up-Antenne) koppelt schwach ans Feld. Die über diese Antenne transmittierte Leistung P_{Tra} lässt sich messen und mit einem durch den Vertikaltest (siehe Kapitel 6) bestimmten Kalibrierfaktor $k_{\text{Pickup}} \propto Q_L$, Pickup lässt sich wiederum die Feldstärke bestimmen:

$$E_{\text{Acc}} = \sqrt{4P_{\text{Tra}}k_{\text{Pickup}} \frac{R_a/Q}{L^2}}. \quad (3.3)$$

Der Fehler der auf diese Weise bestimmten Feldstärke wird wesentlich durch die Genauigkeit des Kalibrierfaktors bestimmt. Der relative Fehler des Beschleunigungsfelds mit dem am DESY im Vertikaltest bestimmten Kalibrierfaktor beträgt nach [49]:

$$\frac{\Delta E_{\text{Acc}}}{E_{\text{Acc}}} = 5 \%. \quad (3.4)$$

3.2.3. Bestimmung der Feldstärke aus der Lorentzkraftverstimmung

Eine weitere Methode zur Bestimmung der Feldstärke innerhalb der Kavität nutzt den Effekt der Verstimmung durch die Lorentzkraft (engl. Lorentz-Force Detuning) [29, S. 428]. Dabei handelt es sich um die Verstimmung der Resonanzfrequenz, die durch die Verformung der Kavität aufgrund des Strahlungsdrucks p_L erzeugt wird. Nach dem Slater-Theorem [50] führt die Änderung des Volumens durch die Verformung zu einer Frequenzänderung. Daher ergibt sich eine Frequenzverschiebung δf proportional zur durch den Strahlungsdruck erzeugten Volumenänderung δV nach [29, S. 428] zu:

$$\delta f \propto -p_L \cdot \delta V \quad (3.5)$$

$$\propto (\epsilon_0 E^2 - \mu_0 H^2) \cdot \delta V. \quad (3.6)$$

Bei der Entwicklung und Untersuchung der TESLA-Kavität wurde eine Frequenzverschiebung von $K_{\text{LFD}} = 1 \text{ Hz m}^2/\text{MV}^2$ bestimmt [25]. Beobachtet man nun die Frequenzverschiebung bei der Erhöhung der Vorlaufleistung, kann man durch die Lorentzkraftverstimmung das Beschleunigungsfeld bestimmen:

$$E_{\text{Acc}} = \sqrt{\frac{\delta f}{K_{\text{LFD}}}}. \quad (3.7)$$

Die Messunsicherheit ergibt sich nach Gauß'scher Fehlerfortpflanzung zu

$$\frac{\Delta E_{\text{Acc}}}{E_{\text{Acc}}} = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\Delta \delta f}{\delta f}\right)^2 + \left(\frac{\Delta K_{\text{LFD}}}{K_{\text{LFD}}}\right)^2} \quad (3.8)$$

Die Bestimmung der Messunsicherheit wäre von der Unsicherheit der Frequenzverschiebung (ΔK_{LFD}) abhängig, da die Frequenz sehr genau gemessen werden kann $\frac{\Delta f}{f} = 1 \cdot 10^{-8}$. Diese Unsicherheit ist in der Literatur jedoch nicht angegeben. Daher wird bei der Messmethode auf die Angabe einer Messungenauigkeit verzichtet; sie dient nur als ergänzende Vergleichsmessung der beiden anderen Messverfahren.

3.3. Gütebestimmung

Zur Bestimmung der unbelasteten Güte Q_0 einer SRF-Struktur gibt es verschiedene Messverfahren, deren Eignung sich aus der Betriebsart und der Kopplung der Kavität ergibt. Die bei den Vertikaltests in Kapitel 6 zum Einsatz gekommenen Messmethoden konnten aufgrund der kritischen Kopplung der Kavität für die Bestimmung der Hochfrequenzantwort der Kavität genutzt werden. Diese Methode ist in Abschnitt 3.3.1 beschrieben. Die überkritische Kopplung der Kavitäten im Kryomodul verhindert bei den Horizontaltests der MESA Module (Siehe Kapitel 7) die Auswertung über die Hochfrequenz. Die zur Anwendung gekommenen Messmethoden nutzen die Detektion der dissipierten Leistung zur Bestimmung der unbelasteten Güte. Diese Messmethoden sind in Abschnitt 3.3.2 beschrieben.

3.3.1. Hochfrequenzverfahren

Bei kritischer Kopplung lässt sich über die Messung der Resonanz f_0 und der Resonanzbreite Δf_0 nach Formel 2.14 direkt die unbelastete Güte bestimmen. Bei supraleitenden Kavitäten ist jedoch die Vermessung der Resonanzbreite zu ungenau. Betrachtet man die spezifizierte Güte der MESA-Kavitäten mit $Q_0 = 1,25 \cdot 10^{10}$, erhält man bei einer Frequenz von $f_0 = 1,3$ GHz eine Resonanzbreite von $\Delta f \approx 0,1$ Hz. Daher wird zur Bestimmung der unbelasteten Güte das Hochfrequenzverhalten der Kavität beobachtet. Um die Kavität so zu charakterisieren, wird ein Rechteckimpuls als Vorlaufleistung P_{for} in die Kavität gesendet. Die Pulsantwort der Kavität für die transmittierte Leistung P_{Tra} zeigt dabei das Füllverhalten der Kavität. Zur Bestimmung der unbelasteten Güte ist insbesondere das Verhalten der reflektierten Leistung P_{Ref} beim Einschalten des Pulses und beim Ausschalten des Pulses von Interesse. Eine Darstellung der drei Größen bei verschiedenen Kopplungsstärken β ist in Abbildung 3.2 gezeigt.

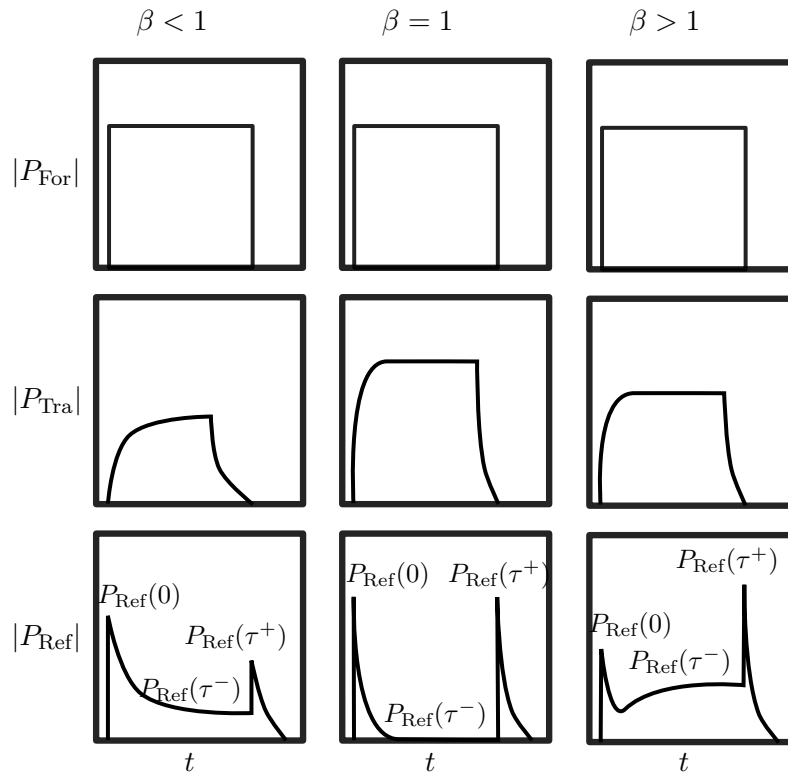


Abb. 3.2.: Schema des Reflexionsverhalten einer Kavität bei Rechteckpulsen (oben) und verschiedenen Kopplungen, nach [47]. Markiert ist die reflektierte Leistung beim Einschalten der Hochfrequenz $P_{\text{Ref}}(0)$, im Gleichgewicht $P_{\text{Ref}}(\tau^-)$ und nach dem Ausschalten der Hochfrequenz $P_{\text{Ref}}(\tau^+)$. Mit diesen Größen kann die unbelastete Güte bestimmt werden [43].

Vergleicht man die reflektierte Leistung $P_{\text{Ref}}(t)$ bei unterschiedlichen Kopplungen, sieht man eine Abhängigkeit der verschiedenen Leistungen beim Einschalten des Rechteckpulses ($P_{\text{Ref}}(t = 0)$), im Gleichgewicht ($P_{\text{Ref}}(t = \tau^-)$) und beim Ausschalten des Pulses ($P_{\text{Ref}}(t = \tau^+)$). Aus den Verhältnissen lässt sich die Kopplung bestimmen [43]:

$$\beta_{\text{in}} = \frac{P_{\text{Ref}}(0) - P_{\text{Ref}}(\tau^-)}{P_{\text{Ref}}(0) + P_{\text{Ref}}(\tau^-)}, \quad (3.9)$$

$$= \frac{P_{\text{Ref}}(\tau^+)}{2P_{\text{Ref}}(0) - P_{\text{Ref}}(\tau^+)}, \quad (3.10)$$

$$= \frac{P_{\text{Ref}}(\tau^+)}{2P_{\text{Ref}}(\tau^-) + P_{\text{Ref}}(\tau^+)}. \quad (3.11)$$

Bestimmt man den exponentiellen Abfall nach dem Einschalten $f^-(t)$ für $0 \leq t < \tau^-$ und nach dem Ausschalten $f^+(t)$ für $\tau^+ \leq t < \infty$, kann die belastete Güte bestimmt werden:

$$f^-(t) = \frac{1 - \beta_{\text{In}}}{1 + \beta_{\text{In}}} - \frac{2\beta_{\text{In}}}{1 + \beta_{\text{In}}} e^{\frac{-\omega_0 t}{2Q_L}}, \quad (3.12)$$

$$f^+(t) = f^-(t) + f^-(t - t_1)S(t - t_1). \quad (3.13)$$

Dabei bezeichnet $S(t)$ die Stufen-Funktion. Wenn β_{In} und Q_L bekannt sind, kann über die Leistungsbilanz die gespeicherte Energie gemessen werden. Hierzu bestimmt man E_{Stored} über:

$$\omega \cdot E_{\text{Stored}} = P_{\text{For}} - P_{\text{Ref}}, \quad (3.14)$$

$$= \frac{4\beta_{\text{In}}}{(1 + \beta_{\text{In}})^2} P_{\text{For}}, \quad (3.15)$$

dann lässt sich die unbelastete Güte bestimmen über:

$$Q_0 = Q_L \left(1 + \beta_{\text{In}} \left(1 + \frac{P_{\text{Tra}}}{P_{\text{Stored}} - P_{\text{Tra}}} \right) \right). \quad (3.16)$$

Die unbelastete Güte lässt sich bei einer kritischen Kopplung mit $\beta_{\text{In}} = 1$ nach Formel 3.16 leicht berechnen, wie es bei den Vertikaltests in Kapitel 6 der Fall ist. Die Messunsicherheit dieser Messung steigt mit β_{In} , sodass sich bei einer stark überkritischen Kopplung mit $\beta_{\text{In}} \gg 1$ dieses Verfahren nur mit sehr großen Unsicherheiten anwenden lässt. Beim Horizontaltest mit überkritischer Kopplung wird daher auf eine kalorimetrische Bestimmung der unbelasteten Güte zurückgegriffen (Kapitel 7).

3.3.2. Kalorimetrische Bestimmung der dissipierten Leistung

Für den Test der im Kryomodul eingebauten Kavitäten mit überkritischer Kopplung wird die unbelastete Güte durch eine kalorimetrische Messung der dissipierten Leistung bestimmt. Es gilt:

$$Q_0 = \frac{E_{\text{Acc}}^2}{P_{\text{Diss}} \frac{R/Q}{L^2}}. \quad (3.17)$$

Für die Messunsicherheit folgt nach Gauß'scher Fehlerfortpflanzung:

$$\frac{\Delta Q_0}{Q_0} = \sqrt{\left(\frac{\Delta E_{\text{Acc}}}{E_{\text{Acc}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P_{\text{Diss}}}{P_{\text{Diss}}}\right)^2} \quad (3.18)$$

Eine Abhängigkeit der unbelasteten Güte von der Vorlaufleistung ergibt sich aus Formel 3.17 unter Berücksichtigung der Formel 3.1 zu:

$$Q_0 = \frac{4P_{\text{For}}Q_{\text{L}}}{P_{\text{Diss}}}. \quad (3.19)$$

Die korrespondierende Messunsicherheit nach Gauß lautet:

$$\frac{\Delta Q_0}{Q_0} = \sqrt{\left(\frac{\Delta P_{\text{For}}}{P_{\text{For}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Q_{\text{L}}}{Q_{\text{L}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P_{\text{Diss}}}{P_{\text{Diss}}}\right)^2} \quad (3.20)$$

Da sowohl Q_{L} als auch P_{For} bereits bei der Feldstärkemessung bestimmt wurden, ist es nur noch nötig, die dissipierte Leistung zu messen. Diese kann durch die Messung des Wärmeeintrags in das Kühlmedium (im vorliegenden Fall: flüssiges Helium) bestimmt werden. Da das Helium während der Vermessung der Kavität im suprafluiden Zustand eine sehr hohe Wärmeleitfähigkeit hat, kann davon ausgegangen werden, dass die gesamte dissipierte Leistung der Kavität im Helium zur Aufheizung führt [33]:

$$P_{\text{Diss}} = \frac{\Delta Q}{t}, \quad (3.21)$$

wobei ΔQ den Wärmeeintrag in das Heliumbad bezeichnet. Daher kann die Messung des durch P_{Diss} abdampfenden Heliums genutzt werden, um die unbelastete Güte zu berechnen. Die Bestimmung der dissipierten Leistung kann über eine isobare oder isochore Messung geschehen. Bei der *isobaren Messung* wird das zusätzlich verdampfende Helium abgeführt und als Gasfluss vermessen. Bei der *isochoren Messung* wird das Volumen konstant gehalten und der Druckanstieg im Heliumtank gemessen. Nach [44] lässt sich die dissipierte Leistung bestimmen, indem der Druckanstieg oder Heliumfluss bei angelegtem HF-Feld (χ_{HF}) mit dem einer kalibrierten Heizleistung $\chi_{\text{Heizer}}(P_{\text{Heizer}})$ verglichen wird. Um die dissipierte Leistung zu erhalten, müssen beide Größen vom Untergrund, d.h. den durch Wärmeleitung und -strahlung verursachten Wärmeeintrag ins Heliumbad, befreit werden. Diesen nennt man statische Last. Daraus folgt:

$$P_{\text{Diss}} = \left(\frac{\chi_{\text{HF}} - \chi_{\text{Statisch}}}{\chi_{\text{Heizer}} - \chi_{\text{Statisch}}} \right) P_{\text{Heizer}}. \quad (3.22)$$

Dabei kann χ sowohl für die Druckanstiegsmessung $\chi = \frac{dp}{dt}$ als auch die Heliumflussrate $\chi = \phi$ stehen. Zur eindeutigen Bestimmung sind mindestens drei Messungen notwendig:

1. χ_{Statisch} mit ausgeschalteter Hochfrequenz ohne Heizer,
2. $\chi_{\text{Heizer}}(P_{\text{Heizer}})$ mit ausgeschalteter Hochfrequenz mit Heizer,
3. χ_{HF} mit eingeschalteter Hochfrequenz ohne Heizer.

Um einzelne Messfehler auszuschließen bzw. leichter zu identifizieren, wurde neben der Berechnung aus Formel 3.22 ein erweitertes Verfahren verwendet. Dabei wurden die Messungen für eine Schar an Messwerten für P_{HF} und P_{Heizer} wiederholt. Dadurch erhält man einen linearen Zusammenhang, dessen Steigung den Druckanstieg pro Sekunde oder Fluss pro Heizleistung oder Hochfrequenzleistung angibt. Es gilt für den Fit:

$$\chi_{\text{Heizer}} = m_{\text{Heizer}} \cdot P_{\text{Heizer}} + b_{\text{Heizer}}, \quad (3.23)$$

$$\chi_{\text{HF}} = m_{\text{HF}} \cdot P_{\text{HF}} + b_{\text{HF}}. \quad (3.24)$$

Bei der isobaren Messungen werden die Mittelwerte der Flüsse $\bar{\phi}$ pro angelegter Leistung gebildet. Aus den Daten der Heizerkalibrierung kann nun über den Achsenabschnitt der Ausgleichsgeraden die statische Verlustleistung aus den Flussmittelwerten bestimmt werden. Analog wird bei der isochoren Messung die statische Last berechnet, indem der Achsenabschnitt der Ausgleichsgeraden des Druckanstiegs bestimmt wird.

$$P_{\text{statisch}, \phi} = -P_{\text{Heizer}} \left(\bar{\phi} = 0 \right), \quad (3.25)$$

$$P_{\text{statisch}, \frac{dp}{dt}} = -P_{\text{Heizer}} \left(\frac{dp}{dt} = 0 \right). \quad (3.26)$$

Zur Bestimmung der unbelasteten Güte nach der Formel 3.19 lässt sich die dissipierte Leistung für die i -te Vorlaufleistung bestimmen durch:

$$P_{\text{Diss}, \phi, i} = \frac{\bar{\phi}_i(P_{\text{For}})}{m_{\text{HF}}} - P_{\text{statisch}}, \quad (3.27)$$

$$P_{\text{Diss}, \frac{dp}{dt}, i} = \frac{\frac{dp}{dt}_i(P_{\text{For}})}{m_{\text{HF}}} - P_{\text{statisch}}. \quad (3.28)$$

Die Messunsicherheiten folgen aus den Fitparametern und betragen bei der unbelasteten Güte bei den durchgeführten Horizontaltests bis zu 25 % und sinkt mit dem Beschleunigungsfeld.

Der systematische Fehler wird, neben der endlichen Messgenauigkeit der Sensoren, durch die Hochfrequenzregelung aus Abschnitt 5.3 dominiert. Bei einer gestörten Regelung, z. B. durch Mikrophonie, wird das in die Kavität eingespeiste Feld reduziert. Dadurch wird die dissipierte Leistung des reduzierten Felds fälschlicherweise dem eingestellten Sollfeld zugeordnet. Die unbelastete Güte erscheint dadurch größer, als sie ist. Eine obere Abschätzung dieser Größe lässt sich aus dem Vergleich der Messungen des Beschleunigungsfelds aus der Vorlaufleistung und aus

der transmittierten Leistung bestimmen. Dabei ist zu beachten, dass das Beschleunigungsfeld aus der transmittierten Leistung durch eine unbekannte Kabeldämpfung im Kryomodul zusätzlich verringert wird. Die Abweichung der berechneten Beschleunigungsfelder beträgt bis 7 MV/m bis 3 % und steigt mit dem Feld auf bis zu 10 % bei 12,5 MV/m an.

4. Modifizierte ELBE/Rossendorf-Typ: Kryomodule für MESA

Der Hauptuntersuchungsgegenstand dieser Arbeit sind die Beschleunigermodule für MESA. Es handelt sich hierbei um eine für den c. w. Betrieb modifizierte Variante der Kryomodule, die am Beschleuniger ELBE des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rossendorf (HZDR) eingesetzt werden [8]. Aufgabe der Beschleunigermodule ist es, Elektronen mit einem Energiehub von 25 MeV pro Modul zu beschleunigen. Da MESA ein rezirkulierender Linearbeschleuniger mit Energierückgewinnung ist, muss dabei der Strahlstrom von bis zu vier Rezirkulationen (zweimal beschleunigen und zweimal abbremsen) im Kryomodul berücksichtigt werden. Deshalb müssen die Beschleunigermodule verschiedene Randbedingungen erfüllen. Die Verflüssigungsrate der Kälteanlage begrenzt die maximale Verlustleistung der Kryomodule. Die für den MESA-Betrieb wird eine Verflüssigungsrate von bis zu 280 L/h mit flüssigem Helium zur Verfügung stehen. Dafür muss die Kälteanlage umgerüstet werden. Zum Zeitpunkt der Horizontaltests war die Verflüssigungsleistung auf 140 L/h beschränkt. Aus diesen Randbedingungen resultieren die Kernspezifikationen in Tabelle 4.1. Der Wärmeeintrag der Module ins Heliumbad ist vom Hersteller spezifiziert. Dabei

Variable	Spezifizierter Wert
Energiehub	$> 25 \text{ MV}$
Q_0 bei 12,5 MV/m	$> 1,25 \cdot 10^{10}$

Tab. 4.1.: Kernspezifikationen pro Kryomodul für $T = 2 \text{ K}$. Der Energiehub teilt sich dabei auf die zwei Kavitäten pro Modul auf, und zwar idealerweise gleichmäßig, sodass jede Kavität ein Beschleunigungsfeld von 12,5 MV/m hat. Die Spezifikation der unbelasteten Güte Q_0 bestimmt sich über die spezifizierte dynamische Wärmelast aus Tab. 4.2.

unterscheidet man statische und dynamische Wärmelasten. Die statische Wärmelast bezieht sich auf den Wärmeeintrag des Moduls durch die Interaktion zwischen Raumtemperatur und dem gekühlten Teil des Moduls und hängt somit stark von der gewählten thermischen Dämmung des Moduls ab. Die dynamische Wärmelast entspricht der dissipierten Leistung der Hochfrequenz in den Kavitäten. Die spezifizierten Verluste sind in Tabelle 4.2 gelistet. Die spezifizierten dynamischen Verluste der Kavitäten führen nach Formel 3.19 zu einer unbelasteten Güte von $Q_0 = 1,25 \cdot 10^{10}$ bei dem Sollbeschleunigungsfeld von $E_{\text{Acc}} = 12,5 \text{ MV/m}$. Die in Kapitel 7 beschriebenen Abnahmetests überprüfen, ob dieser Wert erreicht wurde.

Wärmebelastung pro Modul		in Watt
Statisch		
	Modul	15 W
	JT-Ventil	1 W
Dynamisch		
	Kavitäten	25 W
	HOM-Kopplung	5 W
Summe		46 W

Tab. 4.2.: Spezifizierte Wärmelast pro Modul bei 2 K. Aus der spezifizierten dynamischen Wärmelast der Kavität ($\propto P_{\text{Diss}}$) lässt sich mit Formel 3.17 die minimale unbelastete Güte bei Sollenergiehub aus Tabelle 4.1 berechnen.

4.1. Aufbau des ELBE/Rossendorf-Designs

Der Aufbau des MESA-Kryomoduls basiert auf einem ELBE/Rossendorf-Kryomodul mit Modifikationen für den ERL-Einsatz. Die Bauweise soll zunächst anhand der Teile des ELBE-Moduls beschrieben werden, die unmodifiziert übernommen wurden. Die folgenden Angaben sind dem Angebot der Firma RI Research Instruments GmbH vom 12.09.2014 entnommen [26]. Ein Überblick über die wichtigsten Komponenten gibt die Abbildung 4.1.

Vakuumtank

Als Vakuumtank zur thermischen Isolation sieht das ELBE/Rossendorf-Design einen zylindrischen Edeltank vor. Zur Einbringung der vorlaufenden Leistung besitzt dieser Anschlussflansche an der Unterseite. Auf den Endkappen sind Flansche für die elektrischen Durchführungen, die Flüssighelium- (LHe-) und Flüssigstickstoff- (LN₂-) Anschlüsse, für Zugseile und zum Evakuieren angebracht. Die Verbindung zwischen den Endkappen und dem Zylinder ist durch ISO-K-Flansche gedichtet.

Magnetische Abschirmung

Die Innenseite des Vakuumtanks ist mit einem magnetisch hochpermeablen Material („Mu-Metall“) ausgekleidet. Dies verhindert das Eindringen äußerer Magnetfelder um einen Faktor > 100 und dämpft insbesondere das Erdmagnetfeld auf unter 2 μT .

Flüssigstickstoff-Schild zur thermischen Abschirmung

Um die Wärmeeinstrahlung der Umgebung auf die Kavitäten zu minimieren, ist ein thermischer Schild verbaut. Dieser besteht aus einem Gerippe aus Aluminiumrohren, das mit Aluminiumblechen ummantelt ist. Durch die Aluminiumrohre fließt flüssiger Stickstoff, erzeugt so eine Zwischentemperatur von ca. 80 K und wird

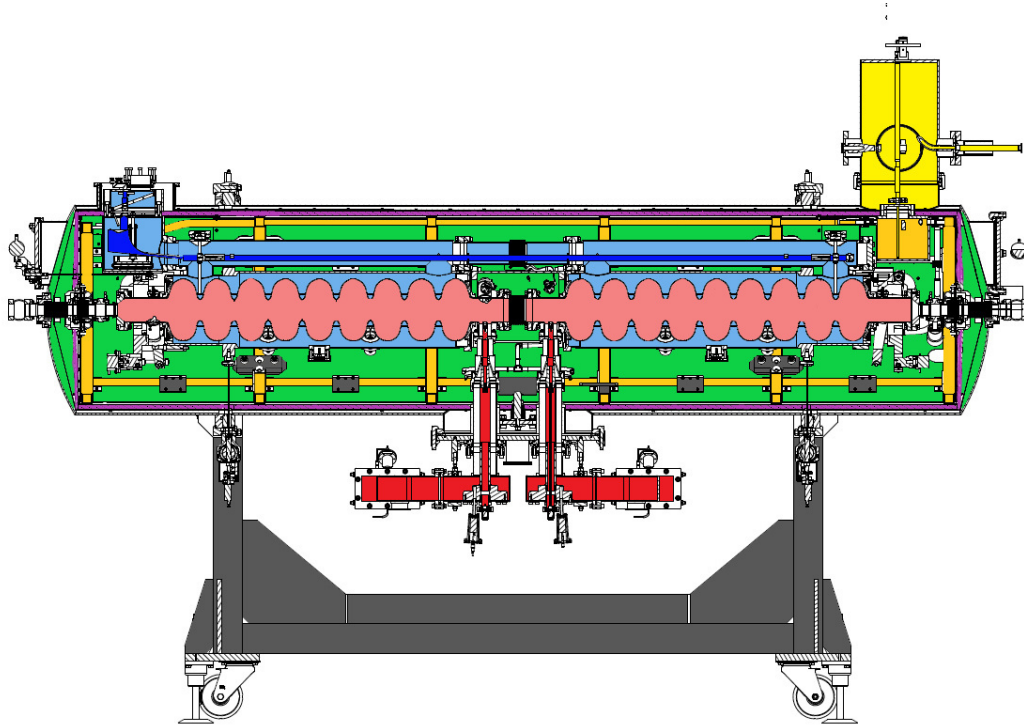


Abb. 4.1.: Querschnitt durch das ELBE-Kryomodul. Die Hochfrequenz führenden Teile sind in Rot gehalten (hellrot = Kaviäten, dunkelrot = Hochleistungskoppler), die flüssiges Helium führenden Teile in Blau (hellblau = 16 mbar Tank, dunkelblau = 1 bar Kaltfahrlleitung), flüssiges Stickstoff führende Teile in Gelb (hellgelb = LN₂ Versorgung, orange = LN₂-Schild), Vakuumentank in Grün, Magnetschild und Superisulationsfolie in Magenta und Strukturteile in Grau dargestellt.

am Ende des Schilds in ein Abdampfrohr abgeführt. Um den Wärmeeintrag durch Wärmestrahlung weiter zu reduzieren, ist der thermische Schild mit 30 Lagen Superisulationsfolie belegt und der Heliumtank der Kavität noch einmal mit zehn Lagen. Der Schild speist sich aus einem Nachfüllgefäß, das am oberen Ende des Schilds angebracht wird. Eine Füllstandssonde öffnet ein Einlassventil, wenn der Füllstand auf sein Minium fällt, und schließt sich, wenn der maximale Füllstand erreicht ist. Der zugeführte flüssige Stickstoff kann bei geschlossenem Ventil über einen geheizten Bypass abgedampft werden.

4.1.1. Coldstring

Kernstück des Kryomoduls sind zwei supraleitende TESLA-Kavitäten, die die Elektronen beschleunigen. Jedes Modul ist für einen Energiehub von $\Delta E = 25 \text{ MeV}$ ausgelegt. Daraus folgt ein nominelles Beschleunigungsfeld von

$$E_{\text{Acc}} = 12,5 \text{ MeV/m.} \quad (4.1)$$

Die TESLA-Kavität ist in [25] und [51] beschrieben. Dabei handelt es sich um eine elliptische neunzellige 1,3 GHz-Kavität, in der die stehende TM_{010} -Welle (π -Mode) genutzt wird, um Elektronen zu beschleunigen. Der größte Radius einer Zelle wird als Äquator, der kleinste Radius als Iris bezeichnet. Die TESLA-Kavität ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Die aktive Beschleunigungslänge der TESLA-Kavitäten be-

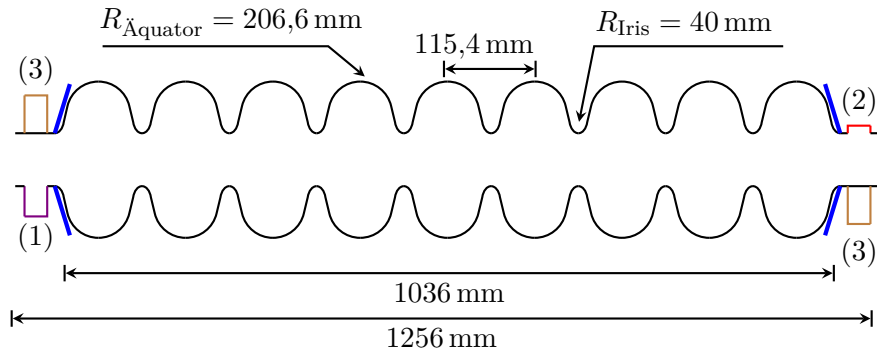


Abb. 4.2.: Aufbau der TESLA-Kavitäten nach [51]. Die Kavitäten besitzen an ihren Endflanschen Koppler, die das Beschleunigungsfeld einkoppeln (Leistungskoppler, 1), ein Pick-up-Signal für die Regelung abnehmen (Pick-up, 2) und die Moden höherer Ordnung auskoppeln (HOM-Antennen, 3). Die Tunerbefestigung (Bordscheibe) ist in Blau dargestellt.

trägt $1,036 \text{ m}$. Die Einbaulänge, inkl. Endflansche beträgt $1,256 \text{ m}$. Die Kavitäten besitzen an ihren Endflanschen Koppler, die das Beschleunigungsfeld einkoppeln (Leistungskoppler), ein Pick-up-Signal für die Regelung abnehmen (Pick-up) und die Moden höherer Ordnung auskoppeln (HOM-Antennen). Um die Kavitäten auf ihre Betriebstemperatur von $1,8 \text{ K}$ zu bringen und um die Aufwärmung der Kavitäten durch die HF-Verluste zu kompensieren, werden die Kavitäten in einem Bad aus suprafluidem Helium gelagert. Die Kavitäten und die auf demselben Temperaturniveau befindlichen, umgebenden Bauteile werden unter dem Begriff *Coldstring* zusammengefasst. Eine Zeichnung des Coldstrings ist in Abbildung 4.3 zu sehen. Der Coldstring umfasst die Kavitäten in ihren Heliumtanks, das Strahlrohr und die Hochfrequenzkoppler. Die Kavitäten sind dabei so orientiert, dass die Leistungskoppler in der Mitte des Coldstrings sitzen. Der Heliumtank wird über ein Zweiphasenrohr ständig befüllt, sodass das Flüssigkeitsniveau konstant bleibt. Um die Stabilität innerhalb des Moduls zu gewährleisten, sind zwei Zugseile und sechs Zugstäbe im Modul angebracht. Die Zugstäbe halten den Coldstring in radialer Richtung und die Zugseile in axialer Richtung in Position. Die Positionsänderung

durch das Abkühlen kann durch an den Zugseilen und -stäben angebrachten Messuhren abgelesen und kompensiert werden. Damit lässt sich der Coldstring für den Beschleunigerbetrieb exakt ausrichten.

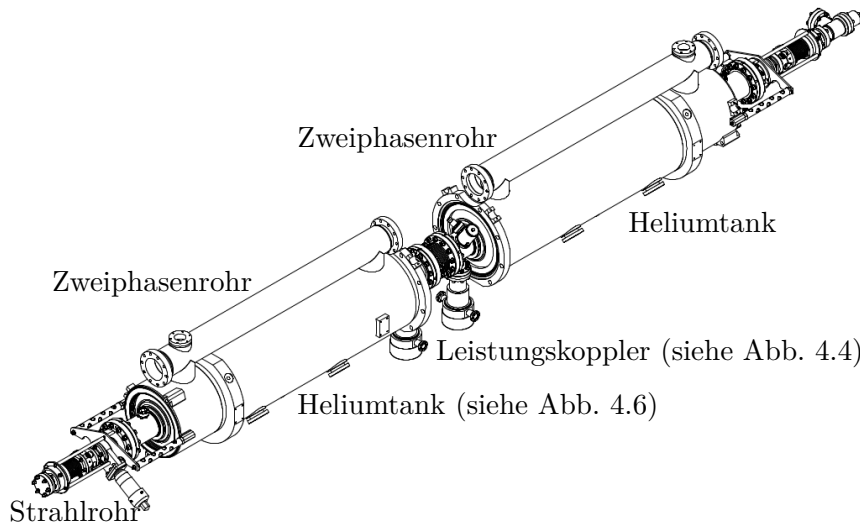


Abb. 4.3.: Der Coldstring des Kryomoduls umfasst die beiden TESLA-Kavitäten in ihren Heliumtanks und die umliegenden Anbaugruppen. Die Gesamtlänge des Coldstrings bei MESA beträgt 3,3 m. Die Zeichnung ist [52] entnommen.

Hochfrequenzkoppler und benötigte Vorlaufleistung

Für die benötigte Feldstärke innerhalb der Kavitäten muss die von einem Hochfrequenzsender erzeugte Leistung eingekoppelt werden. Die Details der Hochfrequenzversorgung finden sich in Kapitel 5.3. Die Hochfrequenzleistung wird über Hohlleiter in das Kryomodul eingebracht. Die Einspeisung in die im Modul befindlichen Kavitäten wird über jeweils einen koaxialen Hochfrequenzkoppler in der Mitte des Moduls erreicht. Der HF-Koppler des Typs ELBE wurde im Rahmen der Entwicklung des Kryomoduls vom HZDR in Kooperation mit dem Hansen Experimental Physics Laboratory (HEPL) an der Stanford Universität entwickelt [8]. In Abb. 4.4 ist der am Coldstring befindliche Teil des Kopplers gezeigt. Die Hochfrequenzversorgung durch Hohlleiter wird auf die Koaxialleitung des Kopplers umgesetzt. Beispielhafte Hochfrequenzkoppler können in [47] gefunden werden. Zur Kopplung an die Kavität ragt der Innenleiter in das Strahlrohr hinein. Die Eindringtiefe bestimmt die Kopplungsstärke. Für die Fertigung der Koppler muss diese festgelegt werden, sodass eine Änderung der Kopplung nach dem Zusammenbau der Kavität die Demontage des Coldstrings und des Kopplers erfordert. Um die Hochfrequenzeigenschaften der Kavitäten nicht durch Kontamination zu gefährden, ist dies zu vermeiden. Der Hohlleiter und die Kavität sind durch zwei Vakuumisolatoren getrennt, die für die Hochfrequenz jedoch durchlässig sind (Vakuumfenster). Die Kopplung bestimmt

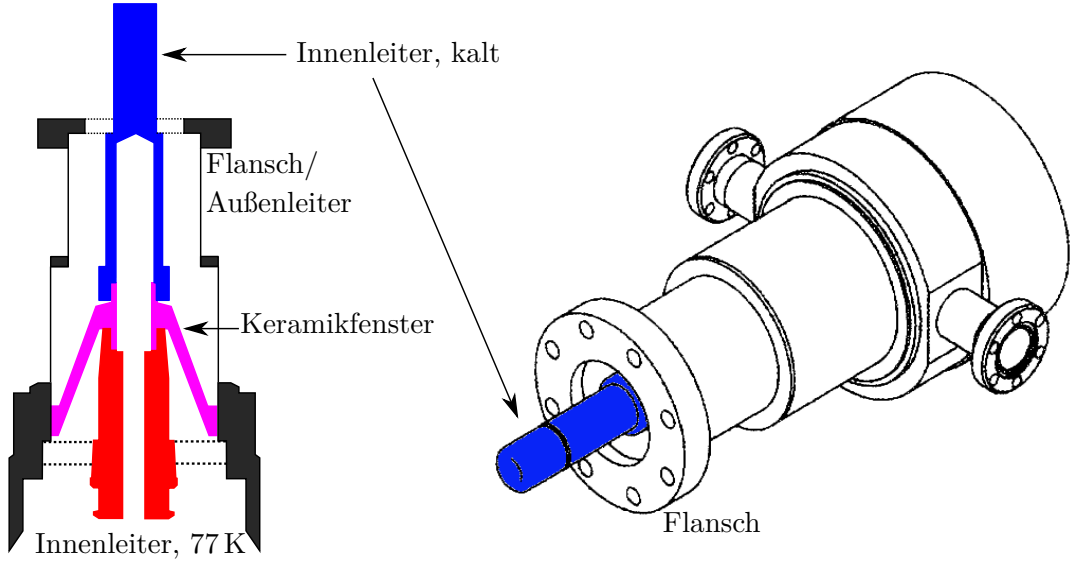


Abb. 4.4.: Kalter Teil des koaxialen Leistungskopplers. Der Innenleiter (blau) ragt in das Strahlrohr der Kavität. Die Eindringtiefe bestimmt dabei den Kopplungsfaktor. In magenta ist das Keramikfenster eingezeichnet, in rot der Übergang zum warmen Teil des Kopplers. Die Zeichnung ist an [26] angelehnt.

die benötigte Vorlaufleistung (P_{For}) zur Beschleunigung mit, da, wie in Kapitel 2 beschrieben, der Anteil der reflektierten Leistung eingestellt wird. Für die zwei verschiedenen Betriebsmodi an MESA wurden zwei optimale Werte der belasteten Güte Q_L bestimmt [53].

Der Berechnung der benötigten Vorlaufleistung P_{for} für den Fall mit Strahllast (engl. beam loading) im **External-Beam-** (EB-) Betrieb liegt folgende Formel zugrunde [54]:

$$P_{\text{For, EB}} = \frac{V_{\text{acc}}^2}{8 \frac{R}{Q} Q_E} \frac{(1 + \beta)^2}{\beta^2} \cdot \left[\left(1 + 2 \frac{R}{Q} Q_L \frac{I}{V_{\text{acc}}} \cos(\phi) \right)^2 + \left(\frac{\delta w}{\Delta w_{\frac{1}{2}}} + 2 \frac{R}{Q} Q_L \frac{I}{V_{\text{acc}}} \sin(\phi) \right)^2 \right]. \quad (4.2)$$

Dabei wurde für den Strahlstrom $I = 150 \mu\text{A}$, eine Beschleunigungsspannung von $V_{\text{acc}} = 12,5 \text{ MV/m}$, eine Sollphase von $\phi = -10^\circ$ und eine Mikrophonieverstimmung von $\delta w = 50 \text{ Hz}$ analog zu [53] angenommen. Es ist zu beachten, dass die normierte Shunt-Impedanz $\frac{R}{Q}$ in der Synchrotrondefinition angegeben sein muss und $\Delta w_{\frac{1}{2}}$ die halbe Bandbreite der Resonanzfrequenz bezeichnet. Der energierückgewinnende (ERL) Betrieb ermöglicht einen von Beamloading freien Betrieb ($I = 0$). Daher wird eine geringere Vorlaufleistung benötigt.

Aus Formel 4.2 folgt für den ERL-Betrieb mit $I = 0$ und $\beta \gg 1$:

$$P_{\text{For, ERL}} = \frac{V_{\text{Acc}}^2}{8 \frac{R}{Q} Q_L} \left[1 + \left(\frac{\delta w}{\Delta w_{\frac{1}{2}}} \right)^2 \right]. \quad (4.3)$$

Wie bereits in Formel 2.17 gezeigt wurde, gilt $Q_E \propto Q_L$, sodass die vorlaufende Leistung für die beiden Betriebsmodi mit den dafür bestimmten belasteten Güten durch die Formeln 4.2 und 4.3 bestimmt werden kann. Diese betragen $Q_{L, \text{EB}} = 1,38 \cdot 10^7$ und $Q_{L, \text{ERL}} = 1,3 \cdot 10^7$ [53]. Die Leistungskoppler können bauartbedingt nur eine Kopplung haben. Daher muss aus den beiden bestimmten optimierten belasteten Güten ein Kompromiss gewählt werden. Da beide belastete Güten mit einer relativen Abweichung von $\Delta Q_L = 6\%$ nahe beieinander liegen, kann $Q_{L, \text{EB}} = 1,38 \cdot 10^7$ gewählt werden, da bei einem ERL-Betrieb die Strahllast verschwindet und die benötigte Leistung niedriger als im EB-Betrieb ist.

Die Einstellung der belasteten Güte erfolgt über eine Anpassung der Länge des Innenleiters. Durch die mechanische Anpassung streuen die erreichten belasteten Güten um den Sollwert. Die tatsächlich erreichten Werte und die daraus resultierenden benötigten Vorlaufleistungen können in Tabelle 4.3 gefunden werden.

Kavität	Q_L	P_{For}
CAV007	$1,27 \cdot 10^7$	2986 W
CAV008	$1,62 \cdot 10^7$	2341 W
CAV009	$1,15 \cdot 10^7$	3297 W
CAV010	$1,25 \cdot 10^7$	3033 W

Tab. 4.3.: Gemessene belastete Güten der Kavitäten. Es kommt zu einer Abweichung der Güten im Rahmen der Fertigungsgenauigkeit vom Sollwert $Q_{L, \text{soll}} = 1,38 \cdot 10^7$. Die daraus resultierende benötigte Vorlaufleistung ohne Strahllast wurde nach Formel 3.1 bestimmt und liegt innerhalb der Spezifikation.

Die aus den real erreichten belasteten Güten resultierten Vorlaufleistungen liegen innerhalb der Spezifikationen. Es stehen insgesamt 15 kW Vorlaufleistung zur Verfügung von der ca. 5 kW für den Strahlstrom (siehe Tabelle und weitere ca. 5 kW für Detuning-Effekte durch 50 Hz Mikrophonie [53] abgezogen werden müssen. Da alle Kavitäten mit weniger als 3,3 kW Vorlaufleistung auskommen, um das Sollfeld zu erreichen kann die restliche Vorlaufleistung von 1,7 kW zur Abfederung weiterer leistungssenkender Effekte genutzt werden (wie z. B. Herabsetzung der Güte über die Zeit [29]). In Abschnitt 5.3, Abbildung 5.9 sind die im Teststand erreichbaren Feldstärken bei den in Tabelle 4.3 angegebenen belasteten Güten aufgetragen. Da sowohl die Sollenergie, als auch der -strahlstrom variiert werden kann und durch eine Verschlechterung der unbelasteten Güte über die Zeit eine schlechtere Kopplung vorliegt, kann sich die benötigte Vorlaufleistung erhöhen. Daher sind die Koppler für eine nominelle c. w.-Leistung von bis zu 15 kW im Kryomodul ausgelegt und

wurden vor ihrem Einbau am HZDR konditioniert. Der Prozess und die Ergebnisse sind in Abschnitt 4.4.1 diskutiert.

4.1.2. Pick-Up-Antennen

Weitere Hochfrequenzkoppler sind die Pick-Up-Antennen. Diese dienen der Bestimmung des Beschleunigungsfelds nach Formel 3.3 und als Teil der Feedback-Schleife für die Amplituden- und Phasenregelung. Der Kalibrierfaktor k_{Pickup} der Kopplerantennen wurde im Vertikaltest am DESY (siehe Kapitel 6) bestimmt. Aus der Messung folgen die Kalibrierfaktoren in Tabelle 4.4. Da die Kalibrierfaktoren nach Formel 3.3 temperaturunabhängig sein sollten, ist die Änderung des Kalibrierfaktors der CAV008 auffällig.

Kavität	Kalibrierfaktor k_{Pickup}
CAV007	$1,57 \cdot 10^7$
CAV008(2 K)	$1,78 \cdot 10^7$
CAV008(1,8 K)	$1,85 \cdot 10^7$
CAV009	$1,3 \cdot 10^7$
CAV010	$1,74 \cdot 10^7$

Tab. 4.4.: Kalibrierfaktoren k_{Pickup} , bestimmt im Vertikaltest am DESY (siehe Kapitel 6). Die Werte der Kavitäten CAV007, CAV009 und CAV010 wurden bei 1,8 K und 2 K identisch gemessen. Eine gemessene Temperaturabhängigkeit des Kalibrierfaktors von CAV008 lässt sich aufgrund der Datenlage nicht erklären und muss weiter untersucht werden.

Bei den Hochfrequenztests der Kavitäten (Vertikal- und Horizontaltest) konnte keine Ursache für dieses Verhalten gefunden werden. Aufgrund der Auslegung des SRF-Teststands, der im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde, konnte die Temperaturabhängigkeit der Pick-up-Antenne nicht ausreichend untersucht werden. Solange die Kalibrierfaktoren bei den Betriebstemperaturen bekannt sind und sich nicht ändern, stellt diese Temperaturabhängigkeit kein Problem dar. Um sicherzustellen, dass das Verhalten sich nicht ändert, muss es weiter untersucht werden.

4.2. MESA-spezifische Modifikationen des Kryomoduls

Das ursprüngliche ELBE/Rossendorf-Design entspricht an mehreren Stellen nicht den Anforderungen des MESA-Beschleunigers, weshalb Anpassungen durchgeführt wurden. Eine Anforderung an das Design des Kryomoduls war die Funktionstüchtigkeit bis zu einem Strahlstrom von 10 mA. Da die ELBE/Rossendorf-Module nur für Strahlströme bis zu 1 mA ausgelegt sind [8], lag ein Augenmerk auf der minimal-invasiven Optimierung des Designs hin zu höheren Strahlströmen. Eine Begrenzung des maximalen zu beschleunigenden Strahlstroms resultiert aus der Interaktion zwischen den Elektronen und dem Feld in der Kavität. Je nach Modenzusammensetzung kann es zum Strahlverlust durch Beam Break Up (BBU) oder zum Quench der HOM-Koppler kommen. In [31] konnte gezeigt werden, dass der Beam Break Up oberhalb der 10 mA-Grenze pro Elektronenstrahl im Kryomodul liegt. Trotzdem bleibt ein Risiko des Quenchs der Kavität aufgrund der thermischen Belastung der HOM-Antenne bestehen [55]. Da diese bei der Auskopplung die HOM-Antenne überhitzen kann, wurde mit möglichst geringem Eingriff in die Geometrie die Wärmeanbindung der HOM-Antennen optimiert.

4.2.1. 4 K/2 K-Wärmetauscher mit Joule-Thomson-Ventil

Das ursprüngliche ELBE-Design sieht eine externe Versorgung mit $T = 2\text{ K}$ kaltem Helium vor. Dies wurde für MESA so geändert, dass die 2 K-Versorgung als Anbauteil des Moduls nun in unmittelbarer Nähe zum Coldstring realisiert ist. Ein Grund ist der größere Abstand zwischen der Ventilbox und den Kryomodulen bei MESA im Vergleich zu ELBE, was somit zu größeren Verlusten bis zum Kryomodul führen würde. Das Anbauteil wird im Folgenden „4 K-2 K-Wärmetauscher“ genannt. Das Konzept und die Auslegung wurde vom Hersteller in Zusammenarbeit mit DESY durchgeführt [56]. Die Abkühlung des flüssigen Heliums von 4 K auf 1,8 K geschieht durch Expansion an einem Joule-Thomson-Ventil am Eingang des Kryomoduls. Der Heliumtank wird über einen subatmosphärischen Kompressor auf 16 mbar abgepumpt. Zum Abkühlen wird eine speziell dafür vorgesehene Kaltfahrlleitung, die das Joule-Thomson-Ventil umgeht, genutzt. Diese erlaubt durch einen größeren Querschnitt einen schnelleren Abkühlvorgang von Raumtemperatur bis 4 K mit flüssigem Helium. Um den Wirkungsgrad des Joule-Thomson-Ventils zu erhöhen, ist ein Wärmetauscher vorgeschaltet, durch den das ankommende Helium mit dem rückströmenden Helium aus dem Modul vorgekühlt wird.

4.2.2. Tuner und Heliumtank-Anpassung

Die hohen Strahlströme beim energierückgewinnenden Betrieb erfordern einen Piezotuner zur schnellen Eigenfrequenzregelung. Da das ELBE-Design nur einen Scherenarmtuner vorsieht, wurde dieser durch den im XFEL-Projekt bewährten DESY/-Saclay-Tuner getauscht [57]. Der DESY/Saclay-Tuner besteht neben einem Scherenarmtuner aus einem Piezoaktuatorenpaket für schnelle Frequenzänderungen. Das

Wirkprinzip kann in Abb. 4.5 gefunden werden. Zur Aufnahme der Tuner wurde

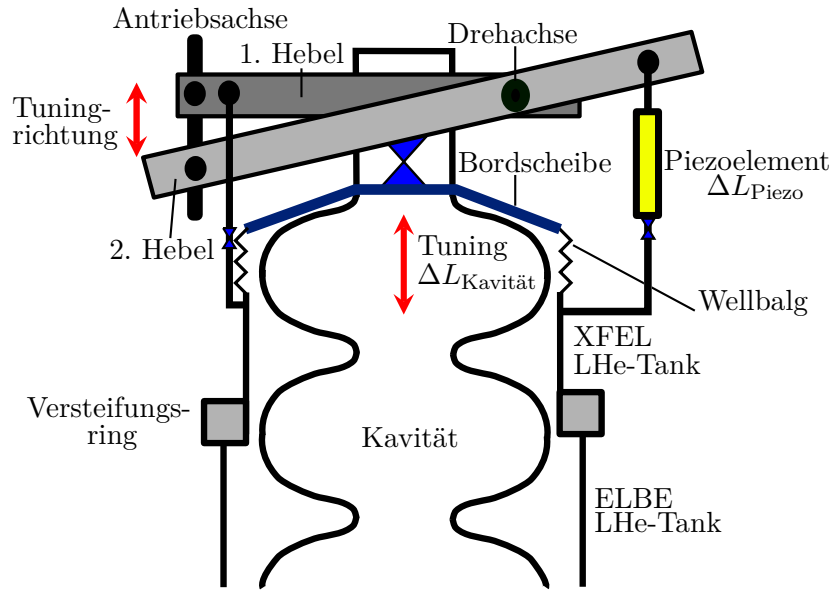


Abb. 4.5.: Funktionsprinzip des DESY/Saclay-Tuners (nach [58]). Der Tuner ist über die Bordscheibe an der Kavität befestigt und kann über eine Volumenänderung der Kavität $\Delta L_{\text{Kavität}}$ die Frequenz anpassen. Ein langsames Tuning auf die Sollfrequenz erfolgt über den Scherenarmtuner (1. und 2. Hebel), ein schnelles Tuning zur Mikrophoniekompensation erfolgt über die Längenkontraktion des Piezoelements (ΔL_{Piezo}). Für die Installation musste der ELBE-Heliumtank an der Aufnahmeseite des Tuners auf die Maße des XFEL-Heliumtanks reduziert werden. Ein Versteifungsring sorgt für die notwendige Stabilität.

das ursprüngliche Design des Heliumtanks angepasst. Da der XFEL-Tuner zum Einsatz gekommen ist und das Design von ELBE einen größeren Querschnitt des Tanks aufweist, musste hier eine Anpassung durchgeführt werden. Diese Anpassung führt zu einer Reduktion des Durchmessers des Heliumtanks am Aufnahmepunkt des Tuners. Um den Übergang zwischen den beiden Querschnitten mechanisch zu stabilisieren, wurde ein Versteifungsring integriert.

Die Änderungen sind in Abb. 4.6 zu sehen. Der Scherenarmtuner wurde so installiert, dass die Resonanzfrequenz der Kavitäten unterhalb der Sollfrequenz von 1,3 GHz mit $\Delta f_{\text{Tuning}} \approx -200 \text{ kHz}$ liegt. Die Vorspannung stellt sicher, dass die Resonanzfrequenz innerhalb der Bandbreite der Scherentuner ist. Der Scherenarmtuner und die Piezotuner wurden während der Abnahme getestet (siehe [59]). Die gemessene Frequenzverschiebung des Scherenarmtuners von der Resonanzfrequenz mit Vorspannung (SStartfrequenz) auf die Sollfrequenz ist in Tabelle 4.5 aufgelistet. Die Frequenzverschiebungen durch die Piezoelemente wurden ebenfalls während der Abnahmetests überprüft und in Tabelle 4.6 aufgeführt. Zum Vermessen der Tuningeigenschaften der Piezoelemente wurden diese von 0 V bis 180 V schrittweise mit Spannung versorgt. Es zeigt sich eine Hysteresekurve. Der Spannungsbereich wurde

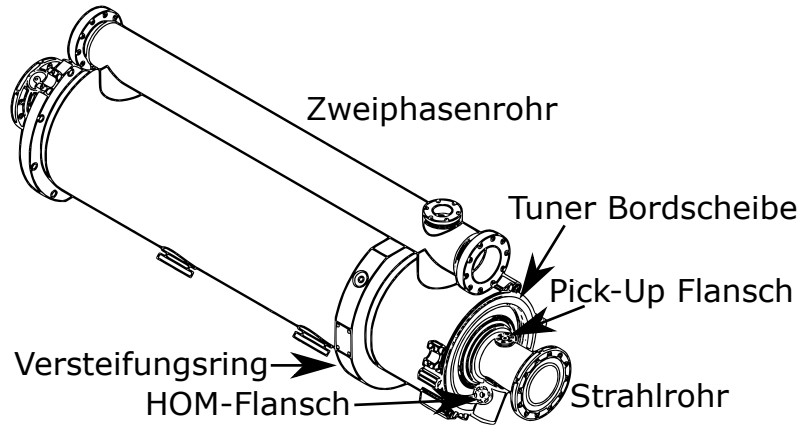


Abb. 4.6.: Heliumtank und Zweiphasenrohr des MESA-Kryomoduls. An der rechten Seite ist der reduzierte Querschnitt mit Versteifungsring zu erkennen. Die Zeichnung ist [52] entnommen.

Kavität	Startfrequenz	Endfrequenz
CAV007	1299,752 MHz	1300,150 MHz
CAV008	1299,809 MHz	1300,150 MHz
CAV009	1299,809 MHz	1300,005 MHz
CAV010	1299,807 MHz	1300,008 MHz

Tab. 4.5.: Kenndaten des Scherenarmtuners bei Solltemperatur. Die Resonanzfrequenz der unabgestimmten Kavitäten liegt aufgrund der Vorspannung des Tuners bei $\Delta f_{\text{Tuning}} = -200$ kHz („Startfrequenz“). Die erreichte Endfrequenz ist auf die obere Spezifikationsgrenze von 1300,15 MHz begrenzt, um eine Beschädigung des Kavität/Tuner-Ensembles zu vermeiden. Bei CAV009 und CAV010 wurden jeweils nur die Sollfrequenzen angefahren, um die prinzipielle Funktionalität des Tuners zu zeigen. Da diese Kavitäten in Kryomodul 2 verbaut sind und dieses nachgearbeitet werden muss, ist es nötig diese Messung bei der Endabnahme des Moduls zu wiederholen (siehe Kapitel 7.3).

so oft von 0 V bis 180 V und zurück zu 0 V verfahren, bis die Hysteresekurve sich nicht mehr veränderte. Dieses Verfahren ist in Abb. 4.7 beispielhaft für CAV007 gezeigt. Der Frequenzhub und das Hystereseverhalten der Piezotuner liegen für alle Kavitäten im Sollbereich.

Kavität	Frequenzverschiebung
CAV007	1,725 kHz
CAV008	1,7 kHz
CAV009	1,646 kHz
CAV010	2,002 kHz

Tab. 4.6.: Frequenzverschiebung durch den Piezotuner bei einer angelegten Spannung von 180 V. Da CAV009 und CAV010 in Kryomodul 2 verbaut sind und dieses nachgearbeitet werden muss, muss diese Messung bei der Endabnahme des Kryomoduls 2 wiederholt werden (siehe Kapitel 7.3).

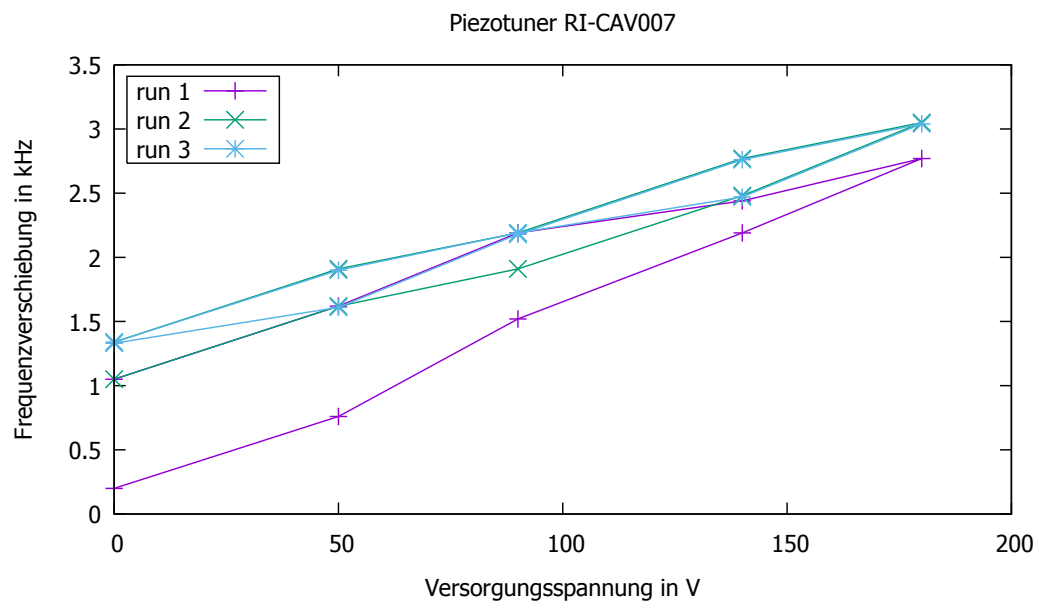


Abb. 4.7.: Hysterese der Piezotuner für CAV007. Aufgetragen ist die von 1,3 GHz verstimmte Frequenz in kHz gegen die angelegte Versorgungsspannung in Volt. Zum besseren Verständnis des Hystereseverlaufs sind die Messpunkte miteinander verbunden worden. Es konnte ein stabiles Verhalten bei einem ausreichend großen Abstimmbereich gemessen werden. Die Messungen erfolgten zusammen mit dem Hersteller im Rahmen der Abnahmetests [59].

4.2.3. Optimierte Wärmeanbindung

Um einen stabilen Betrieb von MESA bei hohen Strahlströmen zu ermöglichen, muss im Besonderen auf die Moden höherer Ordnung geachtet werden, da die in Kapitel 2.1.1 beschriebenen Effekte des Beam-Break-Up und des Aufheizens der HOM-Antennen die maximale Stromstärke begrenzen. Durch die Strahl-Feld Interaktion werden Moden höherer Ordnung angeregt, die zu Strahlverlust führen können. Diese werden über die HOM-Antennen ausgekoppelt. Dieser Vorgang ist verlustbehaftet, sodass ein Teil der ausgekoppelten Leistung P_{HOM} in der Antenne zu einem Wärmeeintrag führt ($Q_{\text{HOM}} \propto P_{\text{HOM}}$). Ein daraus folgender Quench der Antenne kann einen Quench der Kavität verursachen. Um dies zu verhindern, muss eine optimale Wärmeanbindung der HOM Antenne gewährleistet werden.

Thermische Anbindung des unmodifizierten ELBE/Rossendorf-Moduls

Die thermische Anbindung der HOM-Antenne ist ein Kompromiss, weil einerseits die an der Antenne dissipierte Leistung abgeführt werden muss, andererseits aber der statische Wärmeeintrag von außen zu minimieren ist.

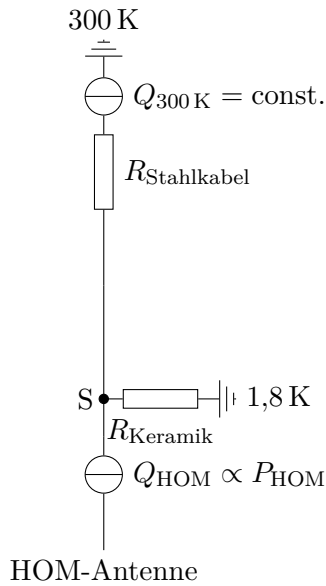


Abb. 4.8.: Ersatzschaltbild der thermischen Anbindung der HOM-Antenne im unmodifizierten ELBE/Rossendorf-Modul.

Der einzige wärmeleitende Kontakt der Antenne ist die Stromdurchführung, an der sie befestigt ist, und zwar sowohl über den Isolator, der die mechanische Verbindung zum Flansch herstellt, als auch über das Kabel das die ausgekoppelte Leistung zur Last außerhalb des Moduls transportiert. Das ursprüngliche Design verwendet Keramikstromdurchführungen (Al_2O_3), welche eine gute elektrische Isolation, aber eine für MESA unzureichende Wärmeleitfähigkeit besitzen, und ein Koaxialkabel mit Stahlseele für die Verbindung der HOM-Antenne mit dem Lastwiderstand bei 300 K. Dieses besitzt einen hohen thermischen Widerstand, um den Wärmeeintrag zur kalten Masse hin zu vermindern. Betrachtet man die ursprüngliche thermische Anbindung und die auf das System wirkenden Wärmeströme im Ersatzschaltbild in Abb. 4.8, sieht man, dass der HOM-Wärmestrom (Q_{HOM}) und der durch das Stahlkabel ($R_{\text{Stahlkabel}}$) reduzierte Wärmestrom von der Raumtemperatur-Seite ($Q_{300\text{ K}}$) sich im Punkt (S) treffen und nur durch die Wärmeanbindung über die Stromdurchführung ($R_{\text{Al}_2\text{O}_3}$) in das 1,8 K-Kältereservoir abgeführt werden können.

Betrachtet man den Querschnitt der HOM-Antenne in Abb. 4.9, ist ersichtlich, dass die thermische Anbindung des Innenleiters der Antenne nur über den Al_2O_3 -Isolator geschieht. Die Wärmeleitung des Isolators ist vernachlässigbar. Eine Simulation der Wärmeströme des Aufbaus mittels CST zeigt, dass es trotz Koaxialkabel mit Stahlinnenleiter zu einem Wärmeeintrag von außerhalb des Moduls auf die Antenne kommt. Eine Simulation der HOM-Antenne in Abbildung 4.10 zeigt, dass der Innenleiter, der über das Kabel zur Last bei 300 K führt, trotz der Wärmesenke über den Isolator sich aufheizt und so die erlaubte HOM-Wärme (Q_{HOM}) erheblich reduziert, bevor die Sprungtemperatur der Antenne überschritten wird.

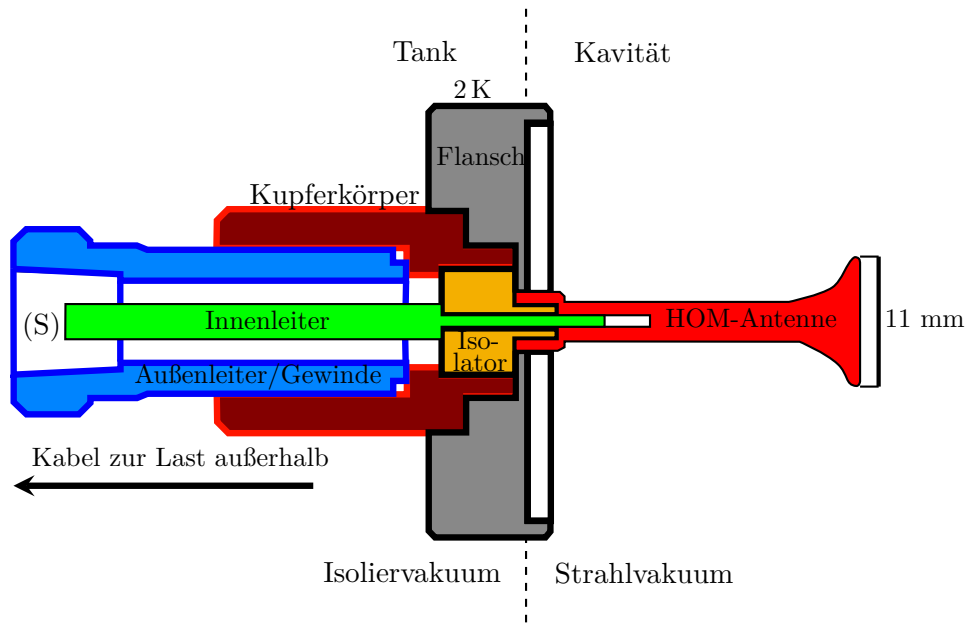


Abb. 4.9.: Querschnitt durch die Higher Order Mode Antenne. Dabei entspricht der Punkt (S), dem aus Abb. 4.8. Die HOM-Antenne ist thermisch nur über die Saphir-Stromdurchführung und den Innenleiter des Kabels thermisch angeschlossen. Bei sub-optimaler Wärmeanbindung kann es durch die Erhitzung der Antenne durch dissipierte HOM-Leistung zum Quench kommen.

Die Temperatur des Innenleiters reduziert die erlaubte Wärmelast, wie in Abb. 4.11 gezeigt ist. Es sind die Temperaturen der Antenne gegen den Wärmeeintrag für verschiedene Innenleitertemperaturen aufgetragen. Es zeigt sich, dass jegliche Temperaturerhöhung einen Wärmestau innerhalb der Antenne erzeugt. Es ist daher nötig, den Wärmeeintrag über das Kabel zu reduzieren. Simuliert man nun das Aufheizverhalten der HOM-Antenne für verschiedene Temperaturen im Punkt (S), wie dies in Abb. 4.11 durchgeführt wurde, ist ein direkter Zusammenhang festzustellen. Daher ist es nötig, die thermische Ankopplung zu optimieren.

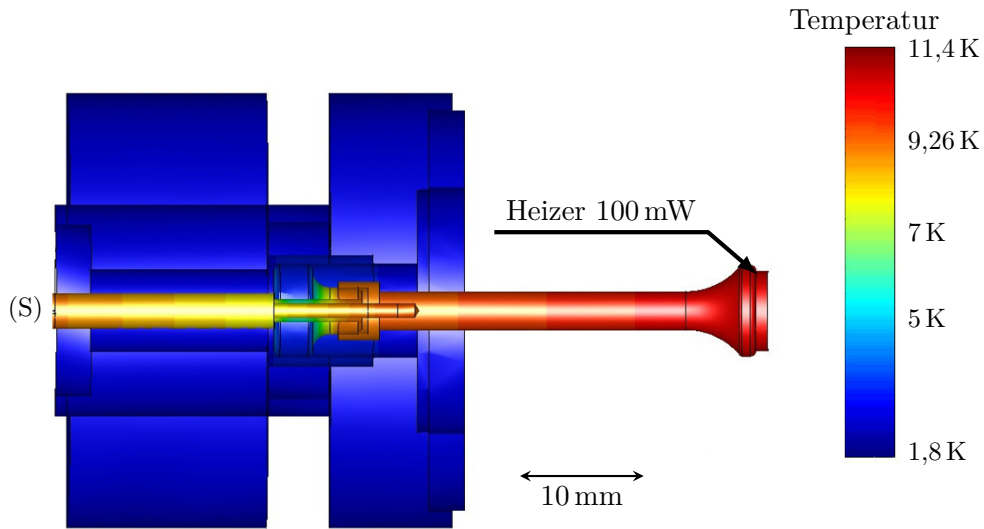


Abb. 4.10.: Simulation des Aufheizverhaltens der HOM Antenne bei 100 mW Wärmeeintrag. Es ist ein Querschnitt durch die Antenne gezeigt. Die Antennenspitze hat bereits die Sprungtemperatur überschritten, während die Stromdurchführung noch verhältnismäßig kalt ist. Trotz Kühlung durch die thermische Anbindung über die Stromdurchführung kommt es zu einem Wärmeeintrag durch das Kabel, dass zu einer Temperatur von ca. 9 K am Stecker führt.

Entwicklung der thermischen Ankopplung der HOM-Antenne

Die Optimierung der thermischen Ankopplung der HOM-Antenne geschieht an zwei Stellen des Systems: am Isolator und am Kabel. Für die Optimierung der thermischen Ankopplung über den Isolator wurde die Keramik gegen eine Saphirdurchführung getauscht und mit einem Kupferkragen verlötet. Diese Modifikation wurde bereits für den Bau des European XFEL ausführlich getestet [60]. Zusätzlich ist der Kupferkragen über Kupferbänder mit der kalten Masse verbunden, sodass möglichst viel Wärme abgeführt werden kann. Für die Optimierung des Kabels wird die Antenne thermisch von der Außenwelt entkoppelt. Dies wird damit erreicht, dass eine Wärmesenke zwischen Koaxialkabel und Antenne eingeführt wird. Zu diesem Zweck wird zwischen dem ursprünglichen Kabel und der Koaxialantenne ein Streifenleiter installiert. Ein Schema der gesamten Modifikationen als Ersatzschaltbild ist in Abb. 4.12 gezeigt.

Bei dem Streifenleiter (SL) handelt es sich um einen koplanaren Wellenleiter mit Massefläche; er kann als planare Übersetzung eines Kabels angesehen werden und lässt den Innenleiter im Gegensatz zum Koaxialkabel leichter thermisch koppeln, da er nicht radialsymmetrisch von Dielektrikum umgeben ist. Es gilt für die Relation der thermischen Widerstände in diesem Aufbau:

$$R_{SL} \ll R_{\text{Stahlkabel}} \quad (4.4)$$

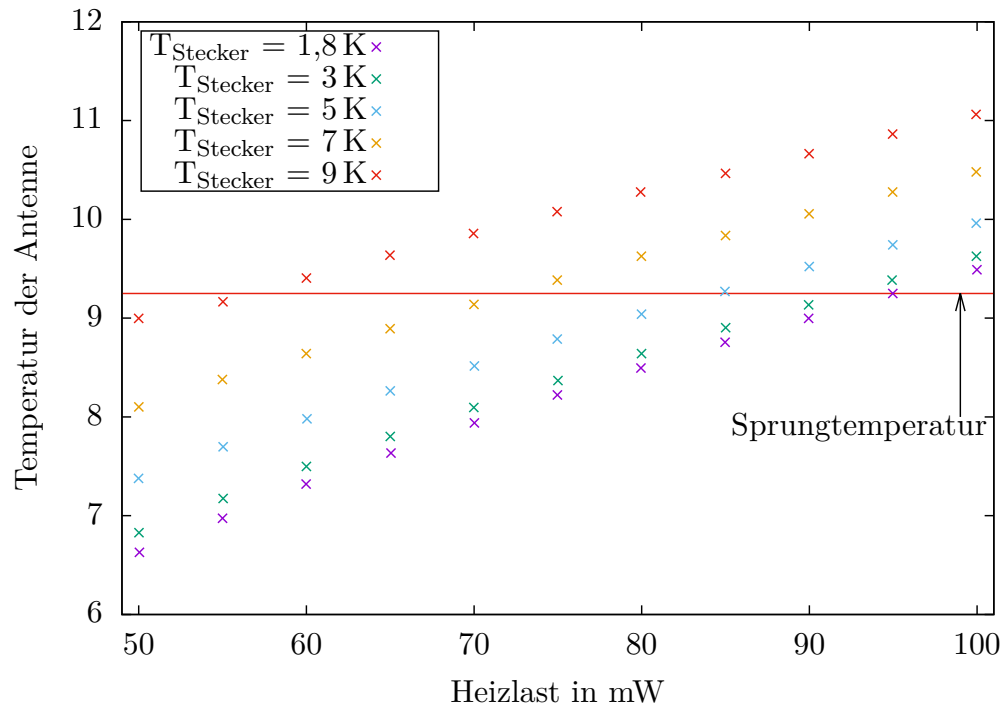


Abb. 4.11.: Variation des Aufheizverhaltens der HOM-Antenne über verschiedene Steckertemperaturen. In Rot ist dabei die Steckertemperatur der unmodifizierten Wärmeanbindung aus Abb. 4.10 gezeigt. Ein Quench der HOM-Antenne wird dabei bei 57 mW Heizlast auf der Antennenspitze erreicht. Eine optimale Kühlung des Innenleiters auf 1,8 K verschiebt das Quenchlimit auf 95 mW Heizlast auf der Antenne.

Der Streifenleiter wird auf dem Heliumtank verschraubt, sodass er auf die Betriebstemperatur der Kavitäten abgekühlt wird. Vom Streifenleiter führt ein Koaxialkabel mit Kupferseele zur Antenne, damit die in der Antenne entstehende Wärme in den Streifenleiter transportiert und dort ins Heliumbad abgeführt werden kann. Zusätzlich ist der Streifenleiter in ein massives Kupfergehäuse eingesetzt. Streifenleiter sind die Basis für viele Platinendesigns. Für den hier vorliegenden Fall kommt es, neben den thermischen Eigenschaften, im Besonderen auf die Impedanzanpassung des Streifenleiters an die Hochfrequenzkabel an. Eine Skizze des Streifenleiters ist in Abb. 4.13 dargestellt. Die Auswahl des Dielektrikums ist aufgrund der Betriebstemperatur von 2 K diffizil, da beim wiederholten Abkühlen die Platine nicht beschädigt werden und die Impedanzanpassung zwischen Streifenleiter und beiden Kabeln (Stahl und Kupfer) nicht zu stark abweichen darf. Hierzu müssen die thermischen Ausdehnungskoeffizienten des Dielektrikums berücksichtigt werden. Es wurde das Material Rogers RT/duroid 5870 Microwave Laminate ausgewählt, das bereits für eine ähnliche Anwendung (bei 4 K) im NASA-Langley Research Center, Hampton, VA, USA zum Einsatz kommt [61]. Dort wurde das Material vielfach

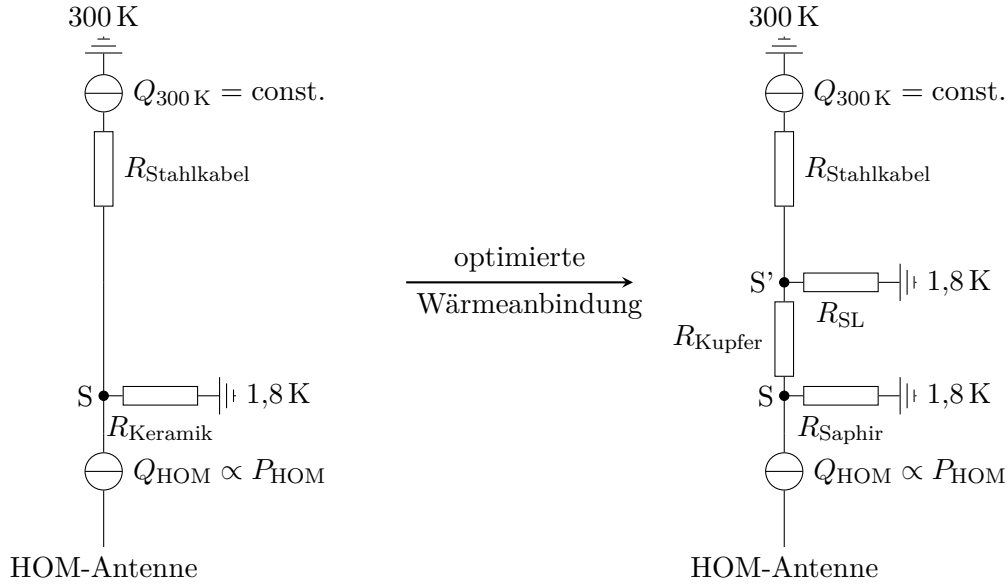


Abb. 4.12.: Ersatzschaltbild der thermischen Anbindung der HOM-Antenne vor (links) und nach der optimierten thermischen Anbindung (rechts). Die ausgekoppelte HOM-Leistung (P_{HOM}) wird von der HOM-Antenne in eine Last außerhalb des Kryomoduls bei 300 K geleitet. Ein Kabel mit hohem thermischen Widerstand ($R_{\text{Stahlkabel}}$) soll den Wärmeeintrag von außerhalb ($Q_{300\text{ K}}$) minimieren, führt aber zu einer Erwärmung des Steckers S , sodass bereits bei geringen Wärmeeinträgen die Sprungtemperatur der Antenne überschritten werden kann. Die optimierte Wärmeanbindung erzeugt eine Wärmesenke über den Streifenleiter (R_{SL}), da $R_{\text{SL}} \ll R_{\text{AL}_2\text{O}_3}$. Ein Kupferkabel mit kleinem thermischen Widerstand (R_{Kupfer}) verbindet das thermische System der HOM-Antenne mit dem des Kabels.

über einen Temperaturbereich von 2,4 bis 290 K abgekühlt und aufgewärmt ohne dass es dabei zu einer schadhafte Veränderung des Materials gekommen ist. Beim Abkühlen des Materials gibt es keine signifikante Änderung der elektrischen Länge [61]. Andere Materialien mit höherer Wärmeleitfähigkeit sind aufgrund ihrer Anfälligkeit gegenüber Strahlung und thermischen Zyklen zwischen Raum- und Betriebstemperatur ungeeignet. Der Streifenleiter muss mit seiner Impedanz an die Hochfrequenzkabel angepasst sein, um einen zusätzlichen Wärmeeintrag durch Reflexionen an den Übergängen zu minimieren. Die Impedanz des Streifenleiters wird durch dessen Dimensionen bestimmt und mittels der Software *PCB Kalkulator* ermittelt. Dabei wurden die Dimensionen so gewählt, dass eine Impedanz von $50\ \Omega$ auf Betriebstemperatur angestrebt wird. In Tabelle 4.7 sind die Dimensionen bei Raumtemperatur und bei Betriebstemperatur angegeben. Die Streifenleiter wurden nach ihrer Fertigstellung mehrfach inklusive Gehäuse und Steckern mit flüssigem Stickstoff auf 77 K abgekühlt und vermessen. Dabei wurden die Kabel so gewählt, dass sie dem Aufbau im Kryomodul entsprechen.

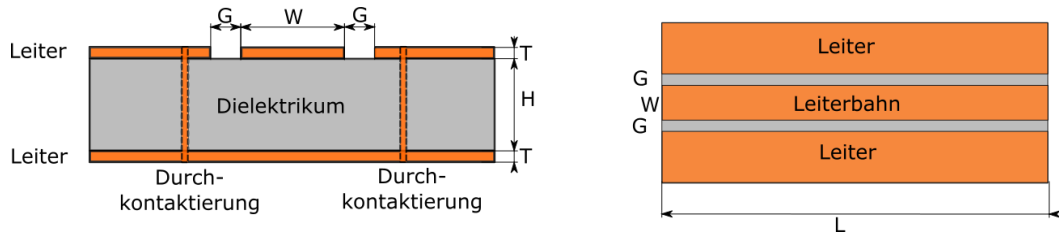


Abb. 4.13.: Skizze des Streifenleiters zur thermischen Ankopplung der HOM-Antenne. Der Streifenleiter kann als planares Entsprechung eines Kabels gesehen werden. Dabei ist die Leiterbahn durch Dielektrikum abgetrennt. Die Dimensionen können in Tabelle 4.7 gefunden werden.

Größe	298.15 K	1.8 K nach [61]
Leiterlänge L	45 mm	44,63 mm
Leiterbreite W	2,2 mm	2,18 mm
Spaltbreite G	3 mm	3,01 mm
Dielektrikumdicke H	0,79 mm	0,75 mm
Kupferdicke T	35 μm	34,83 μm
Impedanz in Ω	51,7	50,2

Tab. 4.7.: Maße des Streifenleiters bei Raumtemperatur und bei Betriebstemperatur. Die Dimensionen sind so gewählt, dass die Impedanzanpassung an 50 Ω bei Betriebstemperatur erreicht ist.

Die Temperatur wurde so gewählt, weil diese im Gegensatz zur Betriebstemperatur von 1,8 K in einer Entwicklungsumgebung leichter herzustellen ist und der größte Teil der thermischen Ausdehnung bereits stattgefunden hat, sodass nach mehreren thermischen Zyklen (hier 10-mal von 300 K auf 77 K und zurück) auf die Stabilität geschlossen werden kann. Die Transmissionskurve des Streifenleiters mit den Kabelübergängen ist in Abb. 4.14 zu sehen. Die Messung zeigte, dass im relevanten Bereich für die Auskopplung der Higher Order Modes von 1 GHz bis 3,2 GHz keine signifikante Dämpfung zu messen war. Die Transmission höherer Frequenzen wird durch die Charakteristik des angeschlossenen Kabels mit geringer Wärmeleitfähigkeit dominiert, das laut Datenblatt eine cut-off-Frequenz von 5 GHz besitzt [62]. Die abfallende Transmission zwischen 4 GHz und 8 GHz auf -1 dB entspricht ebenfalls den Eigenschaften des Kabels¹. Eine lokale Dämpfung bei 3,5 GHz von $-2,5$ dB lässt sich auf den Übergang des Kabels mit geringer Wärmeleitfähigkeit zum Streifenleiter zurückführen. Da die relevanten ersten fünf HOM-Dipolpassbänder bei Frequenzen unter 3,2 GHz liegen, stört der Einbau des Streifenleiters die Auskopplung der HOMs nicht [63]. Ein Foto eines für MESA entwickelten Streifenleiters ist in Abb. 4.15 gezeigt. Bei den Abnahmetests (siehe Kapitel 7) konnte der Einfluss der Streifenleiter auf das Verhalten der Kavität bei hohen Strahlströmen nicht gemessen

¹ Ähnliches Verhalten konnte ebenfalls bei anderen Kabeln festgestellt werden, vgl. z. B. [64]

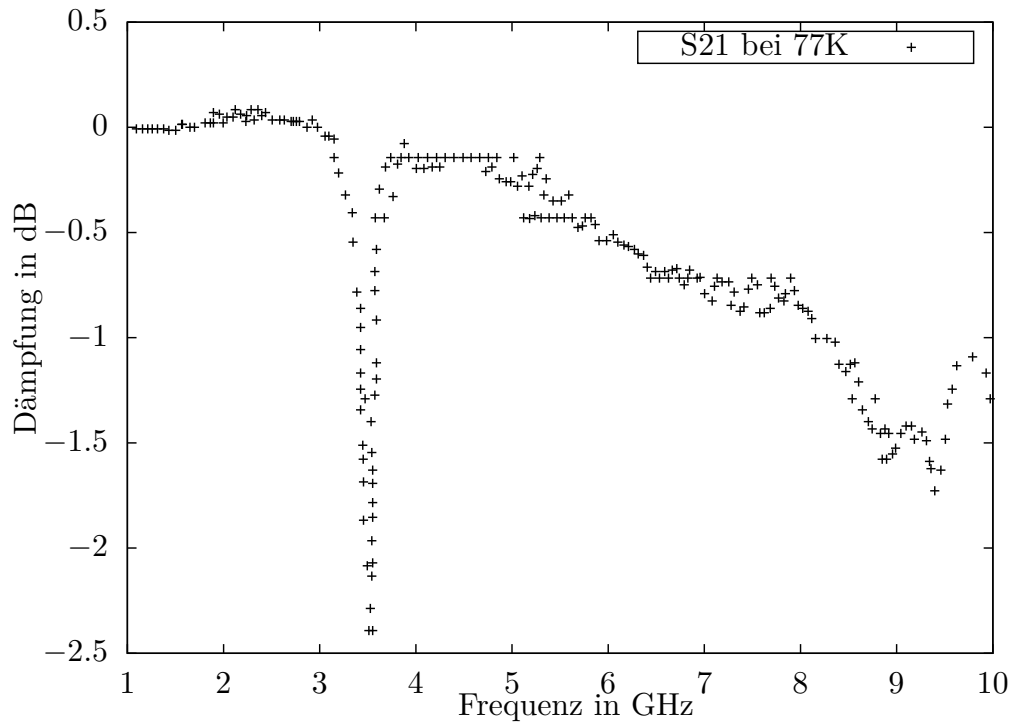


Abb. 4.14.: Transmissionsverhalten (S_{21}) der Streifenleiter mit Kabel bei 77 K bis 10 GHz. Das Transmissionsspektrum über 3,2 GHz ist durch das Transmissionsverhalten der verbauten Kabel dominiert [62]. Es konnte dabei beobachtet werden, dass bei 3,5 GHz eine Dämpfung von $-2,5$ dB vorliegt. Da bei dieser Frequenz keine Mode höherer Ordnung mit signifikanter Güte zu beobachten ist, spielt diese Dämpfung keine Rolle in der Transmission [63].

werden, da der Test bis $12,5$ MV/m ohne Elektronenstrahl aufgrund der fehlenden Anregung der Higher Order Modes keine messbare Erwärmung der HOM-Anenne zeigte. Sobald ein Testaufbau mit Elektronenstrahl zur Verfügung steht, müssen die Temperaturen und Quenchlimits bestimmt werden, um die Effektivität der Kühlung durch den Streifenleiter zu testen.

4.3. Fertigung der Kavitäten

Man kann die Produktion des Kryomoduls in zwei Teile gliedern: die Produktion der Resonatoren und der Peripherieteile (Vakuum- und Heliumtanks, etc.). Die Produktion der kritischsten Teile wird in diesem Abschnitt genauer erläutert. Die Fertigung der Resonatoren folgte den Prinzipien, die z. B. in [47, S.105ff] beschrieben werden und in Abb. 4.16 und 4.17 vereinfacht dargestellt sind. Der Hersteller hat ein grundlegendes Konzept für Qualitätssicherung vorgelegt, das im Besonderen darauf abzielt, die Zielfrequenz und Länge der endgültigen Kavität zu treffen sowie die er-

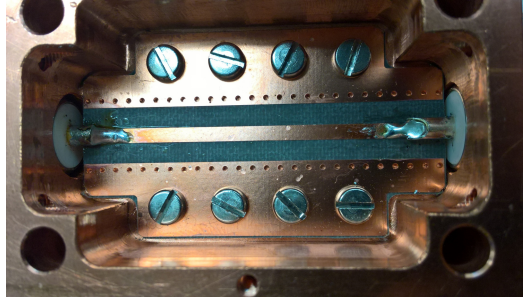


Abb. 4.15.: Streifenleiter im Kupfergehäuse zur thermischen Ankopplung der HOM-Antenne. Die Umsetzung der Platine folgt dem Aufbau aus Skizze 4.15. Der eigentliche Innenleiter ist durch zwei Dielektrikumstreifen vom restlichen Kupfer isoliert. Zur besseren thermischen Anbindung sind die Kupferschichten durchkontaktiert und die Leiterplatte über acht Kontaktpunkte mit dem Kupfergehäuse verschraubt.

forderte Güte zu erreichen. Untersuchungen zur optimalen Auswahl des Materials waren jedoch nicht Bestandteil der Qualitätskontrolle durch den Hersteller². Vorkehrungen zur Qualitätskontrolle des bestellten Materials wurden daher im Rahmen dieser Arbeit konzipiert und mit P. Weber im Rahmen einer Masterarbeit durchgeführt [65]. Des Weiteren wurden die Qualitätssicherungsmaßnahmen des Herstellers begleitet und, wo es möglich war, separat durchgeführt. Die Verfahren und die Fertigungsschritte können dort nachgelesen werden. Der Hersteller hat sich verpflichtet, nach dem XFEL-Produktionsstandard [66] zu fertigen. Dabei wurden zunächst aus

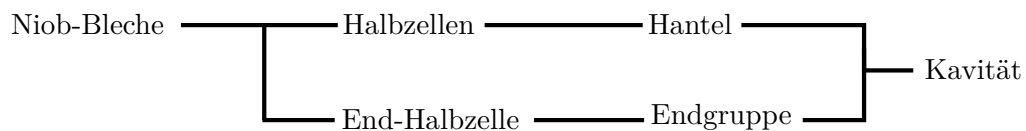


Abb. 4.16.: Schematischer Fertigungsablauf der Neunzeller-Kavität aus Nioblechen. Dabei werden zunächst Halbzellen tiefgezogen, in ihrer Frequenz und Länge vermessen und angepasst, bevor jeweils zwei Halbzellen an der Iris zu einer Hantelbaugruppe zusammengefügt werden. Nachdem diese ebenfalls in Frequenz und Länge angepasst sind, werden diese zur Kavität zusammengeschweißt. Die nachfolgende Behandlung ist in Abb. 4.17 gezeigt. Eine ausführlichere Beschreibung der Fertigung kann in [65] gefunden werden.

Nioblechen Ringe ausgeschnitten und diese zu Halbzellen tiefgezogen. An den Enden jeder Kavität befinden sich zwei speziell geformte Halbzellen (End-Halbzellen), die den Übergang zum Strahlrohr bilden (Endgruppe). Jede Halbzelle wird auf ihre Frequenz gemessen und zum Schweißen vorbereitet. Zwei Halbzellen werden dabei

²Beim Kauf des Materials und der Fertigung konnte auf die Erfahrung des Baus des European XFEL zugegriffen werden.

an ihrer Irisseite zusammen geschweißt, sodass eine Hantel entsteht. Ein Vorteil dieser Produktionsmethode ist eine verbesserte Eigenfrequenzkontrolle der Kavitäten. Aus den End-Halbzellen werden die Endgruppen der Kavität gefertigt. Die Hanteln und Endgruppen werden wiederum in ihrer Frequenz vermessen und angepasst und zu einer Neunzeller-Kavität zusammen gesetzt. Nach dem Schweißen werden die Kavitäten mittels Elektropolitur (EP) und Hochdruckspülen mit Reinstwasser (HPR) oberflächenbehandelt. Dabei wird die endgültige Zielfrequenz durch Abätzung der Oberfläche (insgesamt im Bereich von $150\text{ }\mu\text{m}$) während der EP erreicht. Die Frequenzänderung ist proportional zur Volumenänderung und hängt daher von der Abtragsrate ab. In Abb. 4.17 sind die Oberflächenbehandlungen neunzelliger Kavitäten aufgeführt. Nach der Oberflächenbehandlung durchläuft die Kavität eine

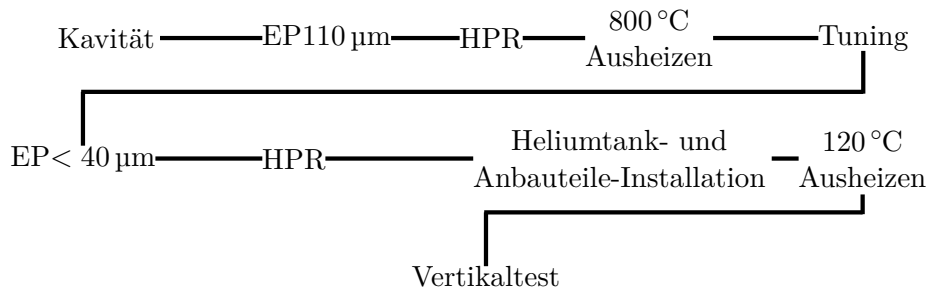


Abb. 4.17.: Fertigung der Neunzeller-Kavität nach dem Elektronenstrahlschweißen. Die Kavität wird in der Frequenz vermessen und oberflächenbehandelt bevor sie mit Heliumtank und Anbauteilen komplettiert wird und zum Vertikaltest vorbereitet wird.

Feldglattheitsmessung und -korrektur durch den Hersteller. Ziel dieser Korrektur ist es, dass alle Zellen auf derselben Frequenz schwingen und somit eine gleichmäßige Beschleunigung möglich ist. Dabei wird die Resonanzfrequenz (π -Mode) in allen neun den Zellen vermessen und die Abweichung zum Mittelwert bestimmt. Die maximale, relative Abweichung in Prozent ergibt die Feldglattheit [67]. Um eine gleichmäßige Beschleunigung zu gewährleisten, ist analog zu den XFEL-Spezifikationen eine Feldglattheit von mindestens 90 % gefordert [68]. Hierzu wird die Kavität in einem automatisierten Teststand vermessen und jede Zelle durch Ziehen oder Drücken leicht in der Frequenz angepasst. Bei der Feldglattheitskorrektur der MESA-Kavitäten konnte eine gute Feldglattheit von über 95 % in allen Kavitäten erreicht und nach dem Einschweißen der Kavität in den Heliumtank erhalten werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.8 zusammengefasst.

Nach dem Ausstatten der Kavität mit allen Teilen für einen Kalttest wird sie bei 2 K im Vertikaltest vermessen. Dieser ist in Kapitel 6 ausführlicher behandelt. Sobald die Kavitäten den Vertikaltest bestanden haben, werden jeweils zwei mit den Hochfrequenzkopplern in einen Coldstring verbaut, mit Sensoren bestückt und mit allen peripheren Bauteilen aus Abschnitt 4.1 zum fertigen Kryomodul zusammengesetzt. Dieser Prozess wird unter Reinraumbedingungen durchgeführt, um eine Kontamination der HF-Oberfläche zu vermeiden. Die Fertigung von SRF-Kavitäten ist ein heikler Prozess und kann trotz aller Qualitätskontrollen zur Abweichung von

Kavität	Feldglattheit
CAV007	95,8 %
CAV008	95,3 %
CAV009	96,8 %
CAV010	96,5 %

Tab. 4.8.: Feldglattheitsmessung der π -Moden der Kavitäten durch den Hersteller nach der Fertigung inklusive Heliumtankschweißen. Die Feldglattheit ist bei allen vier Kavitäten innerhalb der Spezifikation und erlaubt so ein gleichmäßiges Beschleunigen in der Kavität.

den Spezifikationen führen. Bei der Produktion der über 800 TESLA-Kavitäten für das European XFEL-Projekt am DESY, Hamburg, wurden durch Kalttests vor dem Einbau in das Kryomodul 15 % der produzierten Resonatoren als spezifikationsverletzend eingestuft und konnten durch eine weitere Oberflächenbehandlung so in ihrer Leistung aufbereitet werden, dass die Spezifikationen erfüllt wurden [69].

4.3.1. Materialanforderung und -tests

Da bei der Fertigung von supraleitenden Hochfrequenzresonatoren die Qualität des Ausgangsmaterials (Niob) eine entscheidende Rolle spielt, ist es äußerst wichtig, bereits das Ausgangsmaterial vor der Bearbeitung auf mögliche Verunreinigungen und Schäden zu prüfen, da diese sich stark auf die supraleitenden Eigenschaften auswirken können [42]. Starke Abweichungen von der mittleren Rauigkeit des Materials können im Resonator zur Feldüberhöhung führen und somit die maximale Feldstärke begrenzen. Verunreinigungen in der Oberfläche werden beim Abkühlen nicht supraleitend und haben damit einen weitaus höheren Widerstand als der restliche Resonator. Die Verluste in der Verunreinigung senken die Güte des Resonators und werden in Wärme umgewandelt. Dies führt zu einem erhöhten Bedarf an flüssigem Helium zur Kühlung bis hin zum Zusammenbruch des supraleitenden Zustands. Daraus folgt, dass die Reinheit des Ausgangsmaterials eine entscheidende Rolle spielt. Das nicht gediegene Niob muss in aufwendigen Schmelzverfahren gereinigt werden, um die benötigte Reinheit für die Fertigung von Supraleitern zu erlangen [70]. Insbesondere Tantal stellt aufgrund seiner chemischen Ähnlichkeit zu Niob eine Verunreinigungsquelle dar. Um sicherzustellen, dass das Niob-Ausgangsmaterial die Anforderungen für den Bau supraleitender Kavitäten erfüllt, wurde eine Reihe von Analysen durchgeführt. Diese gliedern sich in drei Gruppen:

1. Beurteilung der Oberflächenbeschaffenheit und -verunreinigung der Rohlinge
2. Tiefenanalyse des Materials zur Qualitätsüberprüfung
3. Analyse der gefundenen Verunreinigungen und Ausschussteile

Die dabei zur Anwendung gekommenen Messverfahren finden sich in Tabelle 4.9 und sind ausführlicher in [71] und [65] beschrieben.

Untersuchung aller Niob-Rohlinge mit:

Nr.	Untersuchungsmethode	Funktion
1	Eingangskontrolle	Stichprobe, Transportschäden
2	Optische Kontrolle	Systematische Erkennung von Schäden und makroskopischer Verunreinigungen
3	Wirbelstrommessung	Vermessung der HF-Eigenschaften, mikroskopischen Schäden und Verunreinigungen

Untersuchung ausgewählter Fehlstellen und Basismaterial mit:

4	Elektronenstrahl-Mikrosonde mit Röntgenfluoreszenzanalyse	ausgewählte Verunreinigungen
5	Sekundärionen-Massenspektrometrie	ausgewählte Verunreinigungen
6	Neutronenaktivierungsanalyse	Tiefenanalyse des Basismaterials

Tab. 4.9.: Zusätzliche Materialtests in Reihenfolge der Durchführung. Eine detailliertere Beschreibung der Messergebnisse kann in [71] und [65] gefunden werden.

Analyse der Rohlinge

Um die Qualität des gereinigten Niobs einzuschätzen, wird das Restwiderstandsverhältnis (RRR) bestimmt. Für den hier benötigten Anwendungsfall gilt ein Wert von $RRR > 300$ als Stand von Wissenschaft und Technik [42]. Die vom Zulieferer bestimmten Werte für die Rohlinge liegen bei $RRR > 380$ und genügen damit den Anforderungen [72]. Eine optische Kontrolle zeigte Schäden (sichtbare Kratzer und andere Beschädigungen) an 23 Blechen für MESA. Die meisten Bleche waren nur einseitig Beschädigt und konnten somit verwendet werden. Um nicht sichtbare Verunreinigungen und Oberflächenfehler auszuschließen wurde vor der Weiterverarbeitung eine Vermessung der Oberfläche mit der Wirbelstrommethode (ECS³) durchgeführt. Von den 78 bestellten Blechen wurden 4 als *nicht verwendbar* und 46 als *ohne Beanstandung* eingestuft. Die verbleibenden 28 Bleche hatten eine *leichte Beanstandung*, was bedeutet, dass die entdeckten Fehler außerhalb der Hochfrequenzfläche lagen oder die zweite Seite des Bleches unproblematisch war. Die Ergebnisse zeigen, dass es sich um sehr gemischte Qualität handelt und dass diese Messung essenziell für eine erfolgreiche Fertigung von supraleitenden Hochfrequenzresonatoren ist. In Anhang A.1.1 kann eine exemplarische Messung des ECS gefunden werden.

³engl. Eddy Current Scan

Erweitertes Messprogramm

Zusätzlich zur Vermessung der Bleche und somit zur Auswahl der Hochfrequenzseite der Rohlinge wurden tiefgehende Messungen am Ausschuss der Bleche durchgeführt (Tabelle 4.9, Messungen 4 bis 6) [65]. Bei der Untersuchung ausgewählter Fehlstellen mittels Röntgenfluoreszenzanalyse konnten neben einzelnen Niobkristallen mit bis zu 100 μm Größe auch Verunreinigungen mit Fremdmaterial in der Größenordnung einiger zehn μm gefunden werden. Bei der Untersuchung des Basismaterials mittels Sekundärionen-Massenspektrometrie konnten Tantal, Kohlenstoff und Wolfram in Spuren in einer Schichtdicke von 1,5 μm nachgewiesen werden. Eine weitere Untersuchung des Basismaterials mittels Neutronenaktivierungsanalyse bestätigt den Fund von Wolfram und Tantal [65].

4.3.2. Hochfrequenzmessungen der Halbzellen und Hanteln

Um die Spezifikation der Resonanzfrequenz vor dem Zusammenbau zu verifizieren, wurden die Bauteile im Rahmen des Qualitätsmanagements des Herstellers hochfrequenztechnisch untersucht [65]. Dazu wurden sowohl die Halbzellen als auch die Hanteln mittels der vom DESY gefertigten Halbzellenmessmaschine (HAZE-MEMA) vermessen. Diese verwendet zwei Antennen und Abschlussplatten, die die Halbzellen/Hanteln abschließen und mit einer definierten Kopplung vermessen können. Eine ausführliche Beschreibung des Aufbaus findet sich in [73]. Im Rahmen der Tests konnten keine Fertigungsfehler festgestellt werden.

4.4. Hochleistungstest der Leistungskoppler

4.4.1. Kopplerkonditionierung am resonanten Ring

Im Rahmen des Baus des Kryomoduls wurden die Koppler gefertigt und durch den Hersteller am Helmholtz-Zentrum Dresden Rossendorf (HZDR) getestet. Zum Test der Koppler wurden diese in einem Testwellenleiter montiert, sodass zwei Koppler in Reihe geschaltet waren (siehe Abb. 4.18). Eine Wasserkühlung simuliert die Kälteanbindung an den Stickstoff-Schild und erlaubt höhere Konditionierungsleistungen. Der Innenleiter der Koppler wird durch einen, vom HZDR gefertigten Kühlfinger, gekühlt. Durch diese Art der Kühlung, die in diesem Teststand an den MESA-Kopplern zum ersten Mal durchgeführt wurde, konnten die Koppler erfolgreich konditioniert werden [74]. Der Teststand am HZDR ist ein resonanter Ring, in dem eine Wanderwelle (travelling wave) in Resonanz und Phase abgestimmt ist. In [75] findet sich eine ausführliche Beschreibung des Testaufbaus.

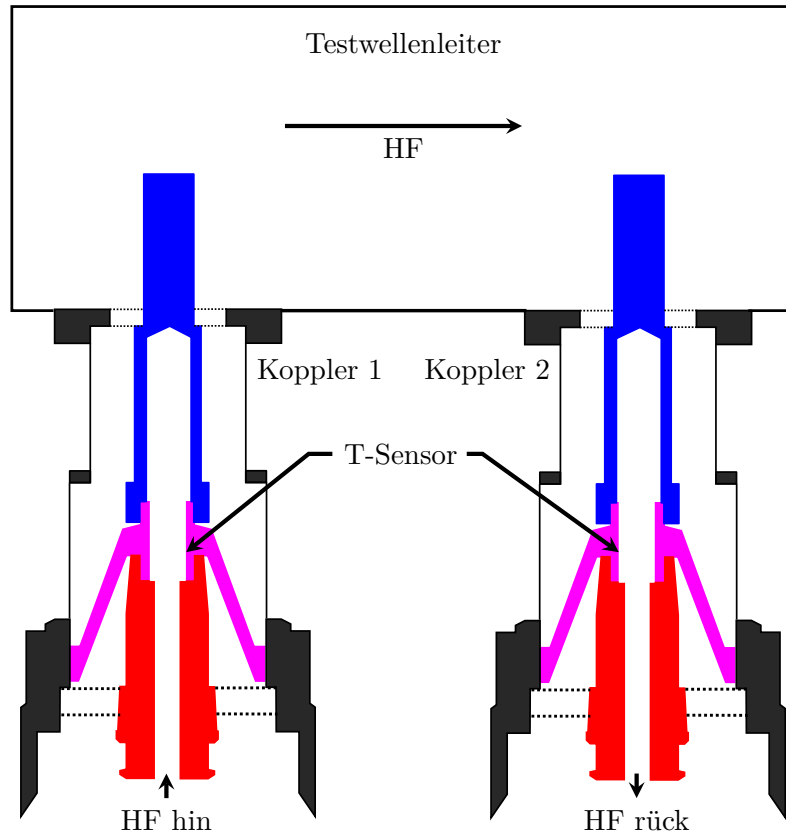


Abb. 4.18.: Test eines Leistungskopplerpaares im resonanten Ring des HZDR [75]. Gezeigt sind die mit dem Coldstring verbundenen Kopplerteile (siehe Abb. 4.4). Die HF-Ein- und Auskopplung geschieht über Hohlleiter/Koaxialübergänge (rot). Der Testwellenleiter verbindet die Innenleiter (blau) der beiden Koppler miteinander und ist luftgekühlt. Die Kopplerkeramikfenster (magenta) werden während des Tests wassergekühlt. Für die Temperaturüberwachung ist der Messfühler (T-Sensor) an der Kopplerkeramik angebracht.

4.4.2. Testprozedur

Um die Koppler auf ihre Nennleistung von 16 kW vorzubereiten, wurde das am HZ-DR bewährte Konditionierungskonzept angewendet. Dabei durchläuft der Koppler drei Stadien: Feld-Prozessieren, Automatik-Modus und c. w.-Prozessieren.

Das **Feld-Prozessieren** ist ein gepulster Modus, bei dem 10 ms lange Pulse mit einem Pulsabstand von 300 ms und variabler Pulsleistung durch die Koppler geschickt werden. Dadurch können hohe Peak-Leistungen und Felder an der Innenleiterspitze erreicht werden, ohne eine zu hohe thermische Last zu haben. Dies erlaubt Verunreinigungen vom Innenleiter zu entfernen. Alle Koppler wurden bis $P_{\text{In}} = 50 \text{ kW}$ getestet. Das Kopplerpaar 1 und 2 zeigte Vakuumaktivität ab $P_{\text{In}} = 23 \text{ kW}$. Das Kopplerpaar 3 und 4 löste ab $P_{\text{In}} = 25 \text{ kW}$ Vakuuminterlocks aus.

Der **Automatik-Modus** erlaubt ein Konditionieren der Koppler von niedrigen duty cycles zu hohen duty cycles durch das Anwenden von variablen Pulszügen von 1 ms bis 1 s Dauer in 1 kW-Schritten. Dabei wird jeder Pulszug zehn Mal wiederholt, um dann – falls kein Interlock auftritt – die Pulsrate um 10 % zu erhöhen. Dabei wird die Repetitionsrate so angepasst, dass der duty cycle sich erhöht. Sobald die Pulsrate bei 1 s angekommen ist, wird diese auf 1 ms zurückgesetzt und die Leistung um 1 kW erhöht. Im Automatik-Modus wurden bei beiden Kopplerpaaren in mehreren Zügen die Leistung von 5-50 kW konditioniert. Bei Kopplerpaar 1 und 2 wurde bei $P_{\text{For}} = 50 \text{ kW}$ das Temperaturinterlock des Kopplers mit 60°C erreicht und das Automatikkonditionierten gestoppt. Bei Kopplerpaar 3 und 4 war diese Grenze bei $P_{\text{For}} = 48,5 \text{ kW}$ erreicht.

Der **c. w. (travelling wave mode)-Modus** wiederholt das Prozessieren mit unterschiedlichen Leistungen bei einem duty cycle von 100 %. Die Koppler wurden dabei auf bis zu 20 kW getestet. Dabei konnten jeweils stabile thermische Gleichgewichte erreicht werden. Die MESA-Koppler konnten demnach ohne eine Einschränkung bis zu ihrer maximalen Soll-Leistung von 15 kW betrieben werden. Die Ergebnisse für Kopplerpaar 1 und 2 sind in Abb. 4.19 zu sehen. Das analoge Ergebnis für Kopplerpaar 3 und 4 befindet sich im Anhang in Abb. A.3. Betrachtet man die Druckniveaus beim c. w.-Prozess in Abb. 4.19, erkennt man einen Anstieg des Drucks beim Anschalten der HF auf $P_{\text{For}} = 7 \text{ kW}$. Der Druckanstieg wird durch das Ausheizen des Kopplers durch die Hochfrequenz erzeugt. Der Druck regelt sich bei einem Level von $p \approx 3 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ ein. Bei der Erhöhung der Vorlaufleistung auf $P_{\text{For}} = 12 \text{ kW}$ folgt eine Druckerhöhung auf $p \approx 5 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$. Ein erster Konditionierungserfolg ist bei $P_{\text{For}} = 16 \text{ kW}$ zu erkennen, da trotz des Anstiegs der Vorlaufleistung eine Verbesserung des Drucks im Testwellenleiter erreicht wird. Dies lässt den Schluss zu, dass eine Verunreinigung erfolgreich prozessiert werden konnte. Eine weitere Prozessierung kann bei der Erhöhung der Vorlaufleistung auf $P_{\text{For}} = 20 \text{ kW}$ beobachtet werden, da der Druck zunächst stark ansteigt und sich allmählich auf das Grundniveau einpendelt. Die erreichten stabilen Temperaturen von ca. 40°C bei $P_{\text{For}} = 20 \text{ kW}$ liegen ebenfalls innerhalb der Spezifikationen,

sodass im im Kryomodul eingebauten Zustand mit flüssiger Stickstoffkühlung die Wärmelast abtransportiert werden kann.

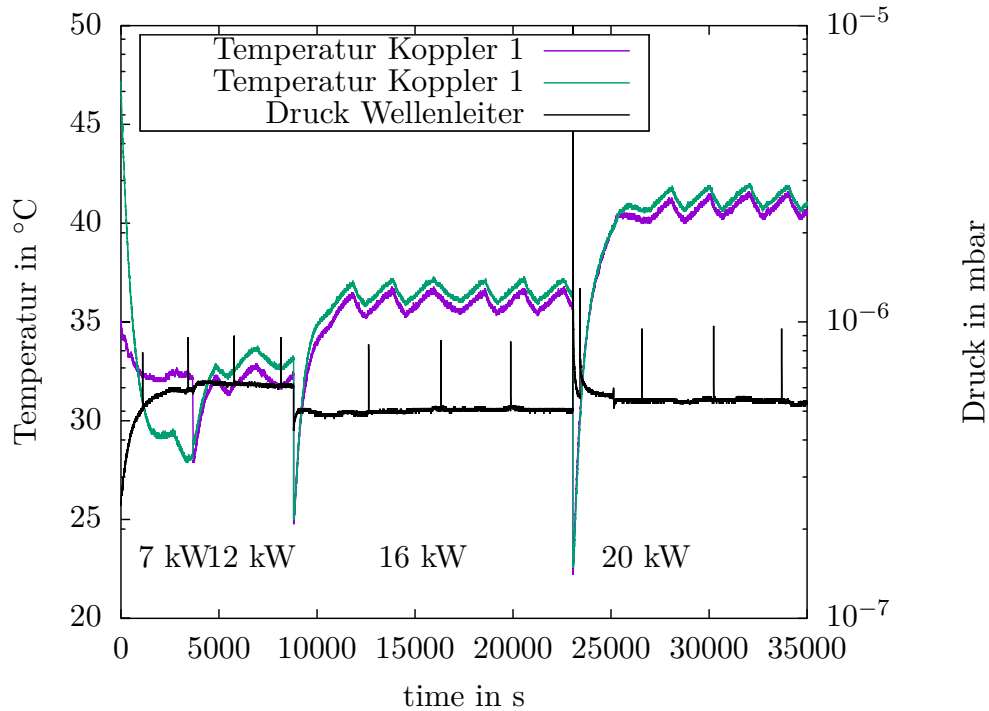


Abb. 4.19.: Test des Kopplerpaares 1 und 2 bis 20 kW c. w. (travelling wave mode) im resonanten Ring des HZDR. Das Kopplerpaar konnte eine stabile Temperatur unterhalb des Temperaturinterlocks von 60 °C erreichen. Dies bedeutet, dass die Koppler im Kryomodul mit der am Stickstoff-Schild angeschlossenen Kühlung betrieben werden können. Die thermische Schwankung sind aufgrund eines falsch gewählten Regelparameters im Kühlkreislauf entstanden. Dies beeinflusst jedoch nicht den Einsatz bei MESA.

4.5. Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die einzelnen Komponenten des MESA-Kryomoduls erläutert und auf die Fertigung und zusätzliche Messungen zum Qualitätsmanagement eingegangen. Ausführlichere Beschreibungen der zusätzlichen Messungen können in [65] und [71] gefunden werden. Die Modifikationen, die das MESA-Kryomodul vom ursprünglichen ELBE/Rossendorf-Design unterscheiden wurden besprochen. Die Frequenzänderung mittels eingebauter DESY/Saclay-Tuner für den Schrittmotor ($\Delta f_{\text{Langsam}} > 248 \text{ kHz}$), als auch für die Piezoelemente für das schnelle Tuning der Eigenfrequenzen ($\Delta f_{\text{Piezo}} = 1,646 \text{ bis } 2,002 \text{ kHz}$) liegen im Rahmen der Spezifikationen. Eine thermische Simulation der HOM-Antenne zeigte, dass die thermische Anbindung eine kritische Rolle für das Quenchlimit spielt. Um eine optimierte

thermische Anbindung zu haben, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Streifenleiter konzipiert, der eine thermische Verbindung der kalten Masse des Coldstrings und des Kabels der HOM-Antenne erlaubt. Da im Rahmen dieser Arbeit keine Tests mit Elektronenstrahl möglich waren, kann an dieser Stelle keine Analyse des Verhaltens der HOM-Antenne mit optimierter thermischer Kopplung gezeigt werden. Die Hochleistungskoppler konnten erfolgreich bis zu ihrer spezifizierten Leistung von 15 kW konditioniert werden und ihre Kopplung wurde derart angepasst, dass die benötigte Vorlaufleistung zum Betreiben der Kavitäten ohne Strahllast bei $< 3,3$ kW liegt. Es konnte im Rahmen dieser Arbeit erfolgreich der Bau der Kryomodule begleitet und die Modifizierung für ihren zukünftigen Einsatz an MESA vorgenommen werden.

5. Testumgebung für Hochleistungstest

Da die Kryomodule vor der Fertigstellung des Gebäudes des Beschleunigers geordert und geliefert wurden musste eine geeignete Testumgebung geschaffen werden um ihre Leistungsfähigkeit zu überprüfen. Im Rahmen des Baus des Helmholtz-Instituts Mainz (HIM) wurde bereits ein Bereich für SRF-Tests vorgesehen und zur Verfügung gestellt. Ein wichtiger Teil dieser Arbeit war der Aufbau des Hochleistungsteststandes im Helmholtz-Institut Mainz. Der Aufbau und die Inbetriebnahme des Teststands fand in Zusammenarbeit mit der technischen Betriebsgruppe Vakuumtechnik des Instituts für Kernphysik (E. Schilling, A. Skora, J. Bibo und M. Ohliger), der technischen Betriebsgruppe Beschleuniger (J. Neumann und M. Schött) und der MESA-SRF Abteilung (M. Bruker, F. Hug, D. Simon, C. Stoll und S. Thomas) statt.

Der Testaufbau gliedert sich in drei Funktionsbereiche: den Bunker-, den Operatorsbereich und die Kryogenversorgung. Im Bunkerbereich befindet sich das zu testende Kryomodul und die benötigten Peripheriegeräte. Im Operatorsbereich sind außerhalb des Bunkers die Hochfrequenzversorgung und -regelung untergebracht. Die Mess- und Regelgrößen der zu testenden Komponenten und der Peripheriegeräte werden von der Leitwarte im Operatorsbereich überwacht und gesteuert. Die Kryogenversorgung fasst alle Teile zusammen, die benötigt werden um das Helium in die Testkomponenten und zurück in den Kreislauf zu führen und verteilt sich auf die Bunkerumgebung im HIM und auf das Gelände des Instituts für Kernphysik. Ein Überblick über den Messaufbau ist in Abb. 5.1 gezeigt. In diesem Kapitel werden die Kernkomponenten des Testaufbaus beschrieben und das Abkühlverhalten des Kryomoduls diskutiert.

5.1. Bemerkung zum allgemeinen Arbeitsschutz

Da das zur Verfügung stehende Testgelände oberirdisch und auf dem Campus der Universität ist, liegt ein besonderes Augenmerk auf dem allgemeinen Arbeitsschutz. Um diesen zu gewährleisten, befindet sich der Teststand mit den zu testenden Kryomodulen und Peripheriegeräten innerhalb eines Bunkers mit massiver Betonabschirmung und wird mittels einer Sicherheitskette und eines Interlocksystems überwacht. Die Sicherheitskette besteht aus Tür- und Schließkontakten, die in einer vorgegebenen Reihenfolge geschlossen werden müssen, bevor die Hochfrequenz eingeschaltet werden kann. Die Schließkontakte sind so angebracht, dass der gesamte Bunker beim Schließen abgesucht wird. Dieses Vorgehen stellt sicher, dass während des Betriebs der Bunker menschenleer ist, da dieser im Betrieb zum Sperrbereich wird. Das Interlocksystem überwacht neben den Strahlungspegeln eine Vielzahl von Größen,

die der allgemeinen Arbeitssicherheit dienen. Ein Überblick über die wichtigsten Größen des Interlocksystems kann im Anhang A.2.1 gefunden werden.

Um die Gefahr durch ionisierende Strahlung zu minimieren, wurden durch den Strahlenschutzbeauftragten J. Diefenbach Simulationen durchgeführt, durch die ein Grenzwert einer maximalen Leistung bestimmt wurde, die von der Kavität in ionisierende Strahlung umgewandelt werden darf. Da im Extremfall die gesamte Leistung, die der Kavität zur Verfügung gestellt wird, in ionisierende Strahlung umgewandelt werden kann, wird die Leistung am HF-Eingang des Kryomoduls gemessen. Dafür wird ein Differenzsignal ΔP aufgenommen, das sich aus der Subtraktion der reflektierten Leistung von der Vorlaufleistung ergibt:

$$\Delta P = P_{\text{For}} - P_{\text{Ref}} \leq 150 \text{ W.} \quad (5.1)$$

Dieses Differenzsignal wird ausgelesen und ist direkt mit dem Interlocksystem verbunden, sodass bei einer Überschreitung die Hochfrequenzversorgung abgeschaltet wird. Als weitere Strahlenschutzmaßnahme ist jeweils ein Bleiabsorber an den Enden des Kryomoduls in Richtung der Strahlachse aufgebaut. Mit Ionisationskammern innerhalb der Bleiabschirmung wird die im Modul entstehende Strahlung gemessen, während drei Proportional-Zählrohrsonden¹ an neuralgischen Stellen des Bunkers die Einhaltung der Grenzwerte im Außenbereich überwachen [76]. Durch diese Maßnahmen wird sichergestellt, dass sowohl Mitarbeiter auf dem Testgelände und innerhalb der Experimentierhalle des HIM wie auch Passanten auf dem angrenzenden Campus der JGU Mainz geschützt sind.

5.2. Kryogenik

Um die MESA-Kryomodule in ihren Hochfrequenzeigenschaften zu untersuchen, müssen sie auf ihre Betriebstemperatur gebracht und unter Berücksichtigung der spezifizierten Wärmelasten dort gehalten werden (siehe Tab. 4.1). Das ist ebenfalls im Hinblick auf eine Auslegung der Kryogenversorgung und der Entwicklung einer Abkühlprozedur für den Betrieb an MESA interessant. Wie in Kapitel 4 beschrieben wurde, benötigt das Kryomodul dafür sowohl flüssiges Helium für die Kühlung der Kavität als auch flüssigen Stickstoff für den thermischen Schild. Daher ist es eine wichtige Aufgabe der Teststandeinrichtung, die kryogenen Flüssigkeiten in der richtigen Menge an das Kryomodul zu liefern. Das am Teststand untersuchbare Abkühlverhalten der Kryomodule ist abhängig von den Eigenschaften der kryogenen Infrastruktur. Daher soll an dieser Stelle zunächst die kryogene Infrastruktur erläutert werden, bevor das Abkühlverhalten der Kryomodule am Teststand beschrieben wird. Die Auslegung des Kryosystems für den Betrieb an MESA ist in [27] untersucht worden.

¹Berthold Technologies LB 6360-10 Proportional-Zählrohrsonde

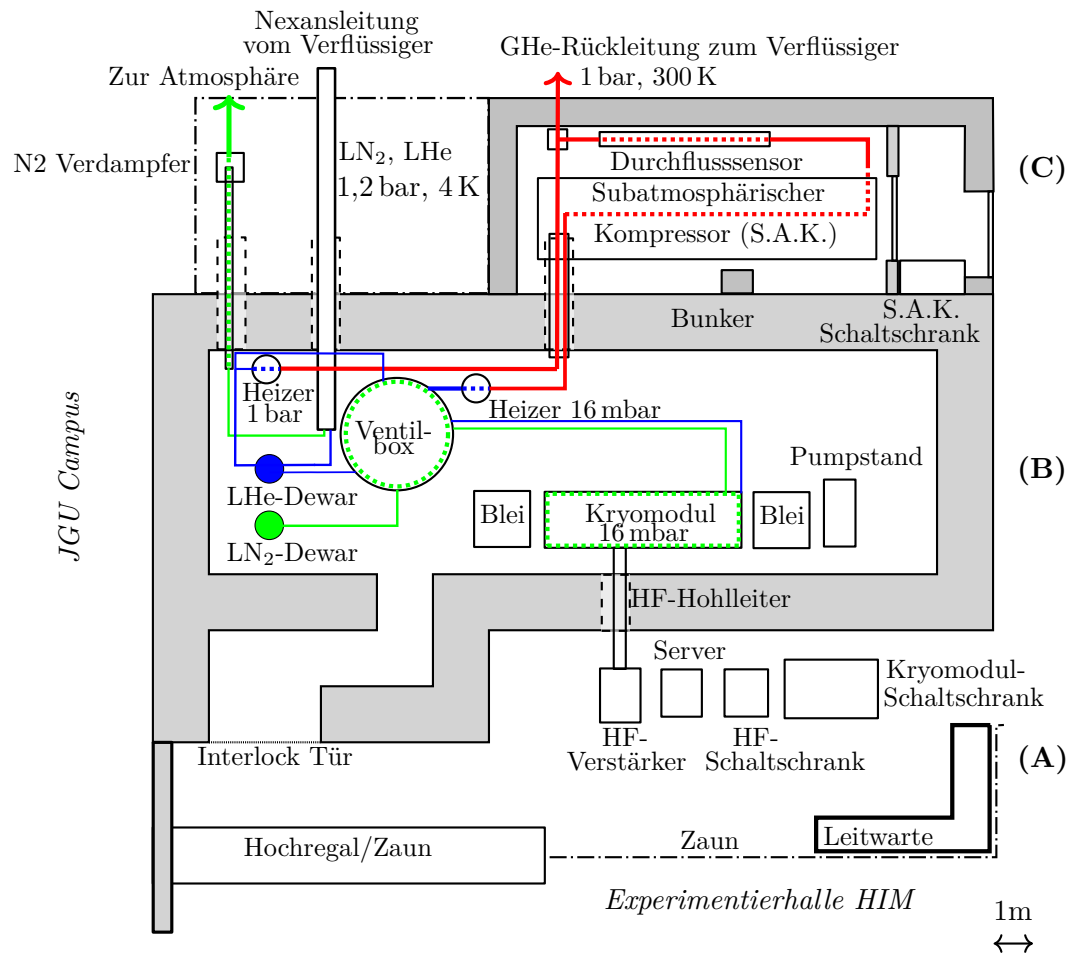


Abb. 5.1.: Aufbau des Testbunkers innerhalb der Experimentierhalle des Helmholtz-Instituts Mainz (HIM). In Grün ist die Stickstoffversorgung dargestellt, in Blau das kalte Helium ($T \leq 4$ K) und in Rot warmes Helium bei Raumtemperatur. Ein detaillierteres Schema des Heliumkreislaufs ist in Abb. 5.2 gezeigt. Im Operateurbereich (A) befinden sich die Hochfrequenzerzeugung (siehe Abschnitt 5.3) und die Leitwarte der HF-Regelung und Kryogenversorgung. Im Strahlenschutzbunker (B) befinden sich die zu testenden Kryomodule und alle Peripheriegeräte, die unmittelbar daran angeschlossen sein müssen (z. B. der Strahlvakuum-Pumpstand, siehe Abschnitt 5.4). Unter der Kryogenversorgung (C) sind alle Komponenten zusammengefasst, die der Stickstoff- und Heliumdistribution dienen. Diese werden in Abschnitt 5.2 ausführlicher behandelt.

5.2.1. Kälteleistung und -distribution

Die benötigte Kühlleistung für die Kavitäten geht aus den in Kapitel 4, Tabelle 4.2 gelisteten Wärmelast-Spezifikationen der Module hervor. Da beim Testen des Kryomoduls nur jeweils eine Kavität betrieben wird, reduzieren sich die Verluste rechnerisch auf $P_{\text{Diss}} = 31 \text{ W}$. Die Kühlung der Kavität mit flüssigem Helium muss in der Lage sein, mindestens diese Leistung abzuführen um das Kryomodul bis zur Spezifikationsgrenze testen zu können. Zum Wärmeeintrag des zu testenden Moduls von 31 W und der Ventilbox von ca. 6 W müssen zusätzlich die Verluste der Heliumdistribution vom Heliumverflüssiger bis zum Modul berücksichtigt werden. Die Verbindung der Kälteanlage mit dem Teststand im Helmholtz-Institut hat mit einer Länge von ca. 200 m im Mittel eine gemessene statische Last von ca. 43 W [77]. In Tabelle 5.1 ist der Wärmeeintrag ins Helium pro Komponente aufgeführt.

Baugruppe	Bauteil	Wärme- eintrag	Anzahl	Gesamt
Kryomodul (1,8 K)	statisch	15 W	1	15 W
	JT-Ventil	1 W	1	1 W
	Kavität	12,5 W	1	12,5 W
	HOM-Koppler	1,25 W	2	2,5 W
Ventilbox (4,4 K)	Ventile (V1-V3, V6, V7)	1 W	5	5 W
	Statisch	1 W	1	1 W
Transferleitung		gemessener Wert [77]		43 W
SUMME (1,8 K)				31 W
SUMME (4,4 K)				49 W

Tab. 5.1.: Abschätzung aller Wärmeeinträge in den Heliumkreislauf des Teststands. Die Auslegung der Kryomodule folgt [26], die der Ventilbox folgt der Berechnung durch [27].

Das benötigte Helium wird im Heliumverflüssiger² des Instituts für Kernphysik verflüssigt. Dieser ist in der Lage, eine Menge von 145 L/h zu verflüssigen [78]. Mit den gesamten statischen und dynamischen Verlusten bei spezifizierter Leistung ist der Verflüssiger zu ca. 80 % ausgelastet. Er konnte daher leicht in der Verflüssigungsleistung gedrosselt werden, um einen kontinuierlichen Kreislaufbetrieb zu ermöglichen. Die Verteilung des flüssigen Heliums ist in Abbildung 5.2 schematisch dargestellt. Der oben beschriebene Verflüssiger besitzt einen 5000 L großen Dewar als Vorratsgefäß. Diese Infrastruktur befindet sich im Institut für Kernphysik.

Um das flüssige Helium in das Helmholtz-Institut zu transportieren, wurde eine 200 m lange flexible Leitung³ gelegt, die beide Hallen miteinander verbindet.

²Linde Kryotechnik AG - L280

³Nexans CRYOFLEX® Transfer Lines for Liquid Gases

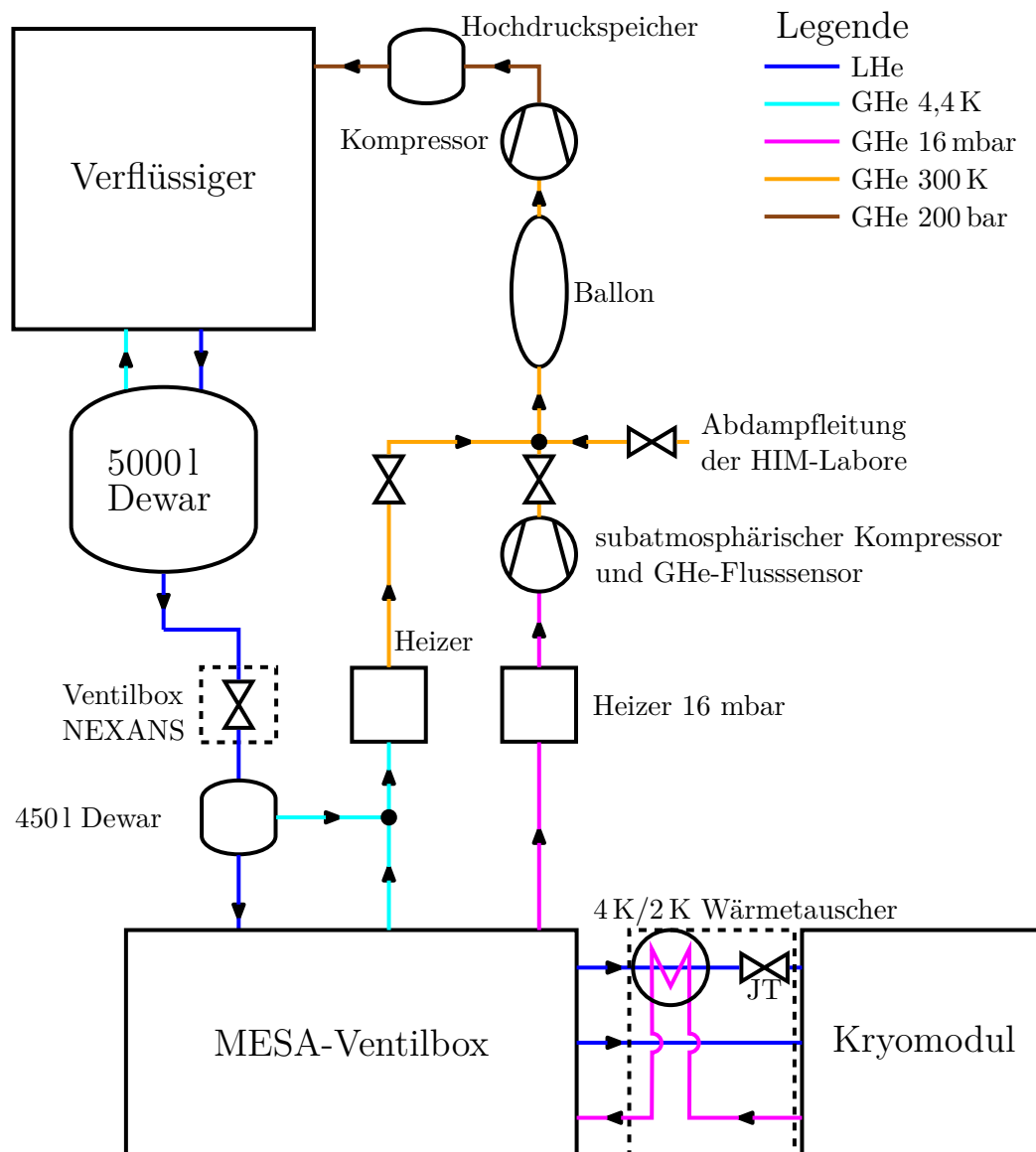


Abb. 5.2.: Heliumkreislauf für den Kryomodul-Teststand. Das flüssige Helium wird vom Verflüssiger (L280) in den Testbunker transportiert. Um die gasförmige von der flüssigen Phase zu trennen, sammelt sich das Helium in einem 450 L-Dewar, bevor das flüssige Helium in die MESA-Ventilbox geleitet wird (siehe Abschnitt 5.2.2). Vor dem Kryomodul wird das flüssige Helium im JT-Ventil auf 16 mbar entspannt und kühlt dabei auf 1,8 K ab. Das abdampfende Helium wird erst auf Raumtemperatur erhitzt und dann auf 1 bar verdichtet. Ein Ballon dient als Puffer, bevor das Gas wieder auf 200 bar verdichtet und zurück in den Verflüssiger geleitet wird.

Diese koaxiale Leitung ist mit Vakuum- und Flüssigstickstoff-Schilden ausgestattet, die den Wärmeeintrag auf das flüssige Helium vermindern sollen. Da trotz der Schilde ein Teil des flüssigen Heliums durch den Wärmeeintrag beim Transport in Gas umgewandelt wird, müssen die Phasen vor der Verteilung an die Kavitäten separiert werden. Hierfür wird ein 450 L-Dewar genutzt. Dieser dient auch als LHe-Puffer und erlaubt kurzzeitig eine Messung mit dynamischen Verlusten oberhalb der Spezifikation. Dies wurde bei der Vermessung des Kryomoduls 2 bei höheren Feldern genutzt (siehe Abschnitt 7.3). Das LHe wird vom 450 L-Dewar durch die MESA-Ventilbox zum Kryomodul geleitet. Über diese wird das Abkühlen und der LHe-Füllstand des Kryomoduls geregelt. Die MESA-Ventilbox wird ausführlicher in Abschnitt 5.2.2 beschrieben. Das Helium wird am Joule-Thomson-Ventil (JT) des 4 K/2 K-Wärmetauschers auf bis zu 16 mbar $\propto$ 1,8 K entspannt und so zum Kühlen des Kryomoduls verwendet. Der subatmosphärische Kompressor pumpt das im Kryomodul befindliche Helium durch die Ventilbox und einen Heizer, der das Helium auf 300 K heizt, und verdichtet es auf einen leichten Überdruck.

5.2.2. MESA-Ventilbox

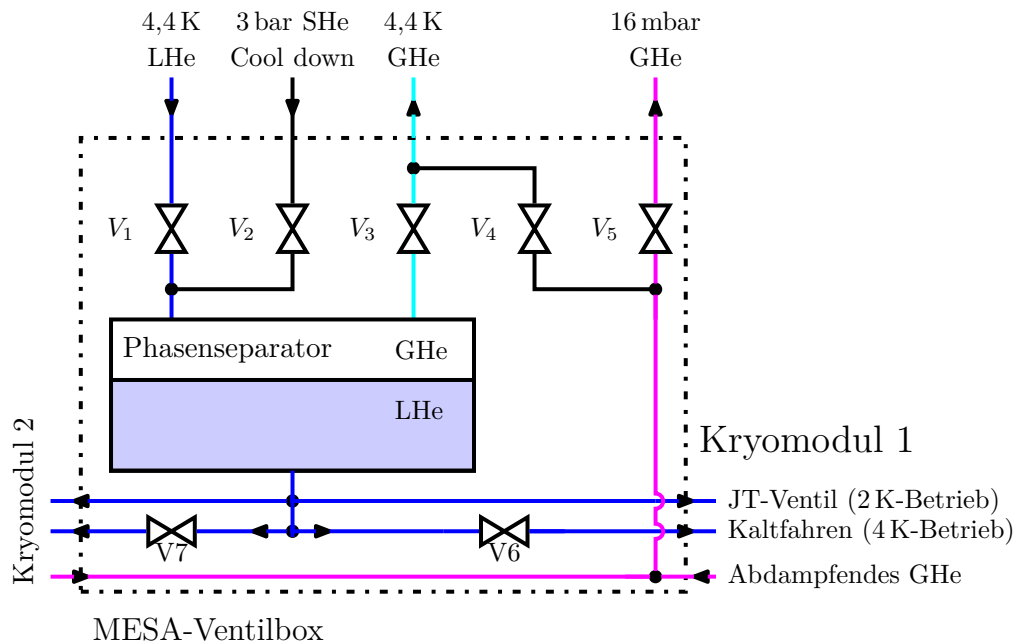


Abb. 5.3.: Konzept der MESA-Ventilbox. Die Ventilbox dient der Distribution des flüssigen Heliums an die Kryomodule. Um die nach der Transferleitung ankommende Gasphase des Heliumgemischs (GHe) abzuscheiden, kommt es in einen Phasenseparator. Die Gasphase kann abdampfen (V_3) und das flüssige Helium (LHe) an das zu testende Modul weitergeleitet werden. Im Teststand sind die Leitungen für Kryomodul 2 blindgeflanscht, da nur ein Kryomodul zeitgleich getestet werden kann. Grafik nach [56].

Die MESA-Ventilbox soll im Beschleuniger die Funktion des Phasenseparators einnehmen und das flüssige Helium an die Kryomodule verteilen sowie Drücke und Flüssigkeitslevel konstant halten. Während dieser Arbeit wurde die Ventilbox zum geordneten Kaltfahren des Kryomoduls genutzt (siehe Abschnitt 5.2.4 und Abb. 5.7). Während der Horizontaltests war jeweils nur ein Kryomodul angeschlossen. Eine ausführliche Beschreibung der Auslegung und Funktionsweise der MESA-Ventilbox kann in [27] gefunden werden.

Wie in Abb. 5.3 zu sehen ist, hat die Ventilbox zwei Eingänge. Der erste Eingang (V1, '4,4 K LHe') dient dem Nachfüllen der Ventilbox nach dem Kaltfahren. Unter Kaltfahren wird das Abkühlen der Kryomodule von 300 K auf Betriebstemperatur verstanden. Dafür wird im Phasenseparator der Ventilbox die flüssige Phase von der Gasphase getrennt. Der Phasenseparator der Ventilbox ist mit Temperatursensoren und einer Füllstandssonde für flüssiges Helium ausgestattet und über die Ventilstellung von V1 regelbar. Die flüssige Phase wird über die Cool-down-Leitungen (V6 und V7) in das Kryomodul gebracht, wo es die Kavitäten abkühlt und über einen Bypass (V4) in den Abdampfstrang V3 '4,4 K GHe' in das Heliumsystem zurück zum Verflüssiger (siehe Abschnitt 5.2) geschickt wird. Die bei 1 bar im Phasenseparator abdampfende Gasphase wird ebenfalls über die Abdampfleitung (V3, '4,4 K GHe') in die Heliumrückführung geschickt.

Der zweite Eingang (V2, '3 bar SHe cool down') ist dafür ausgelegt, die Ventilbox und die Kryomodule mit überkritischem Helium (SHe) kaltzufahren. Überkritisches – oder auch superkritisches – Helium befindet sich in einem Zustand, in dem es keine Unterschiede mehr zwischen Gasphase und Flüssigkeit gibt. Dies ist im Phasendiagramm oberhalb des kritischen Punkts von 5,2 K und 2,27 bar der Fall [79]. Da in diesem Zustand kein Unterschied zwischen flüssiger und gasförmiger Phase vorliegt, muss kein Phasenseparator genutzt werden, sodass der gesamte Massenstrom zum Abkühlen bis zum kritischen Punkt genutzt werden kann. Für Temperaturen von 300 K bis 5,2 K erlaubt dies ein effektiveres Kaltfahren. Danach muss bis 4 K auf flüssiges Helium umgestellt werden. Da der Teststand und Verflüssiger zum Zeitpunkt der Tests noch nicht für superkritisches Helium ausgelegt sind, wurden beide Eingänge für den Test miteinander kurzgeschlossen, sodass die beiden Ventile V1 und V2 bei 4 K getestet werden konnten. Bei dem Betrieb in MESA soll das Kaltfahren mit überkritischem Helium zum Einsatz kommen. Ab 4 K muss das Helium entspannt werden, um tiefere Temperaturen zu erreichen. Dies geschieht, wenn Helium über die Ausgänge LHe Kryomodul 1 und 2 zum Joule-Thomson-Ventil des 4 K/2 K-Wärmetauschers geschickt wird und einen Unterdruck im Heliumtank der Kavität erzeugt. Am Joule-Thomson-Ventil (JT) entspannt sich das Helium für den 1,8 K-Betrieb auf 16 mbar in das Kryomodul. Am Ausgang (V5, '16 mbar GHe') pumpt ein subatmosphärischer Kompressor (siehe Abschnitt 5.2) das im Kryomodul abdampfende Helium. Dafür muss der Bypass (V4) geschlossen sein. Da im Teststand nur ein Kryomodul gemessen werden kann, sind die Ausgänge für Kryomodul 2 V7 und 'LHe Kryomodul 2' blindgeflanscht.

Die MESA-Ventilbox wird von einem Stickstoff-Schild von der Raumtemperatur abgeschirmt. Dieser besitzt kein Nachspeisungsgefäß, sondern basiert auf dem Prin-

zip der erzwungen Strömung. Da hierbei mehr flüssiger Stickstoff durch den Schild geleitet wird, als zum Kalthalten benötigt wird, bleibt ein Großteil des Stickstoffs am Ausgang des Schildes flüssig. Im Testaufbau kann dieser Anteil genutzt werden, um den Stickstoff-Schild des Kryomoduls zu versorgen. Da der Stickstoff-Schild des Kryomoduls bauartbedingt weitaus weniger Durchfluss benötigt als der Schild des Kryomoduls, wird der überschüssige Anteil erwärmt und über einen Bypass an die Atmosphäre abgegeben.

5.2.3. Eigenschaften der kryogenen Infrastruktur des Teststands

Die kryogene Infrastruktur verbindet, wie bereits beschrieben, zwei Standorte mit einer 200 m langen Transferleitung. Eine Charakterisierung der Verbindung zwischen Verflüssiger und 450 L-Dewar (siehe Abb. 5.2) wurde auf Basis der im Rahmen dieser Arbeit entstandenen Daten der zweijährigen Betriebsdauer durchgeführt. Dabei konnten die Daten aus einer Gesamtfördermenge von über 100 000 L in zwei Jahren gewonnen werden. Die folgenden Kennzahlen der Effizienz der kryogenen Infrastruktur sind aus der Veröffentlichung [77] entnommen, in der die Ergebnisse ausführlicher besprochen werden. Für eine effiziente Nutzung des Stickstoff-Schildes der Transferleitung zeigte sich, dass ein kurzes (1,5 h) Abkühlen mit 500 L flüssigem Stickstoff ein- bis zweimal am Tag weniger Stickstoff verbraucht als ein kontinuierliches Kühlen. Der benötigte Fluss von bis zu 1000 L/d liegt im Rahmen der vorgesehenen Menge. Da der Stickstoff-Schild der Transferleitung aus einem 5000 L-Vorratsgefäß gefüllt wird, sind somit fünf Tage Betrieb ohne Unterbrechung möglich. Zur Bestimmung der Transporteffizienz der Leitung für flüssiges Helium wird die Menge an flüssigem Helium, die aus dem Vorratsdewar des Verflüssigers gesendet wird mit der Menge an flüssigem Helium, das im 450 L-Dewar ankommt, verglichen. Die Differenz ist beim Transportprozess verdampft und wird über den GHe-Abdampfstrang zurück an den Verflüssiger gesendet (wie in Abb. 5.2 zu sehen über einen Heizer, den Ballon, Kompressor und Hochdruckspeicher). Die Messung ergab eine Transporteffizienz von bis zu 55 % bei einem Druckunterschied zwischen Verflüssiger und 450 L-Dewar von 100 mbar. Dabei konnten 150 L/h flüssiges Helium in den 450 L-Dewar gefördert werden.

5.2.4. Abkühlverhalten der MESA-Ventilbox und des -Kryomoduls

Die MESA-Kryomodule wie auch die -Ventilbox besitzen, wie bereits beschrieben, jeweils einen Flüssigstickstoff-Schild (LN_2 -Schild) und einen Flüssighelium-Kreislauf. Aufgrund der Kopplung von Kryomodul und Ventilbox wird zunächst das Abkühlverhalten des LN_2 -Schildes beider Bauteile beschrieben und anschließend das des Helium-Kreislaufs.

Abkühlverhalten der LN_2 -Schilde

Um den Wärmeeintrag auf das flüssige Helium der Ventilbox und des Kryomoduls zu minimieren, werden die LN_2 -Schilde vor dem Heliumkreislauf abgekühlt. Das

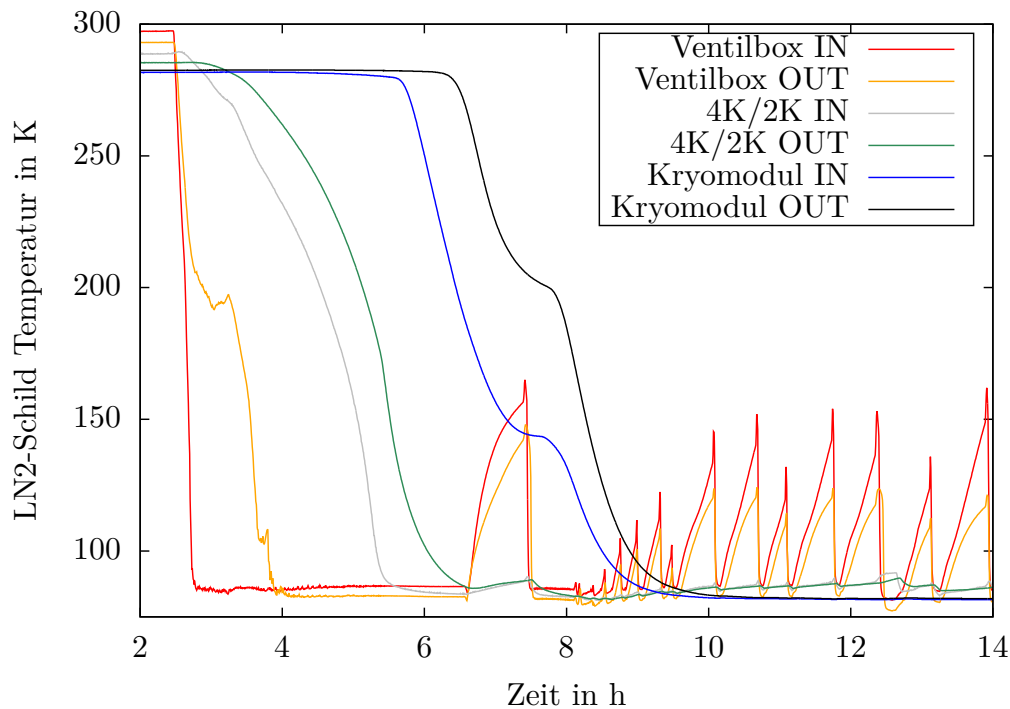


Abb. 5.4.: Abkühlverhalten der LN₂-Schilde des Kryomoduls und der Ventilbox. Die Ventilbox kühlt aufgrund des erzwungenen Stickstoffflusses schneller ab. Das Kryomodul folgt langsam, da der Durchfluss durch den Stickstoff-Schild aufgrund des Aufbaus nicht erzwungen werden kann. Sobald das Kryomodul auf Solltemperatur ist, beginnt die Füllstandsregelung des Stickstoff-Schilds den Durchfluss zu regeln. Dies führt zu einer Temperaturschwankung in der Ventilbox.

Verhalten der Schilde der Ventilbox und des Kryomoduls ist in Abb. 5.4 gezeigt. Bei der Vermessung des Kryomoduls 1 und 2 konnten keine signifikanten Unterschiede im Abkühlverhalten der Stickstoff-Schilde festgestellt werden.

Die Stickstoff-Schilde von Ventilbox und Kryomodul sind in Reihe geschaltet. Das heißt, dass der flüssige Stickstoff erst die Ventilbox durchströmt, bevor er zum Kryomodul gelangt. Daher ist in Abb. 5.4 zu erkennen, dass die Ventilbox vor dem Kryomodul abkühlt. In letzterem kühlt sich der LN₂-Schild langsam ab, nachdem der Eingang auf LN₂-Temperatur angekommen ist. Während des Abkühlprozesses steigt der Druck des Systems durch das Ansammeln von Gasblasen an Engstellen, sodass der Stickstofffluss reduziert wird („Verblockung“). Der reduzierte Fluss sorgt für eine reduzierte Kühlleistung, sodass sich ein neues thermisches Gleichgewicht einstellt. Der Wärmeeintrag stammt von den noch nicht komplett durchgekühlten Teilen der Ventilbox. Sobald durch das kontinuierliche Abkühlen die Blockade innerhalb des Stickstoff-Schilds verschwindet, steigt der Stickstofffluss wieder auf seinen nominellen Wert an und der Wärmeeintrag der Ventilbox kann wieder abgeführt werden. Ebenfalls fällt die Temperatur des Modulschields rapide. Sobald sich

am Eingang des Stickstoff-Schildes des Kryomoduls Flüssigkeit staut, wird ein Vorratsbehälter gefüllt, der mittels eines Levelsensors geregelt wird. Die Regelung des Levelsensors sorgt dafür, dass das Ventil zum Modulschild geschlossen wird und lediglich der Bypass zum Abdampfen zur Verfügung steht. Diese Reduktion des Querschnitts hemmt den Durchfluss des Stickstoffs und reduziert die Kühlleistung. Die Ventilbox beginnt sich wieder leicht aufzuwärmen. Fällt der Stickstoffpegel wieder, öffnet sich das Ventil und der Durchfluss steigt wieder an. Das System kühlt wieder stärker ab. Dieses Verhalten führt zu einer Schwingung im Stickstoff-Schild der Ventilbox. Für eine optimale Kühlung beider Schilde sollten diese entkoppelt werden. Dies sieht das aktuelle Design nicht vor. Die Schwingung konnte jedoch dafür genutzt werden, um aus der Periodendauer und des Volumens des Stickstoff-Schildes des Kryomoduls den LN_2 -Verbrauch des Moduls zu bestimmen. Dieser liegt bei $< 50 \text{ L/d}$ [77].

Abkühlverhalten des Heliumkreislaufs

Kühlt man die Kryomodule von Raumtemperatur auf $1,8 \text{ K}$ ab, muss man zwei Temperaturbereiche beachten. Für das Abkühlen bis $4,4 \text{ K}$ ist die Kaltfahrleitung (Ventil V6 in Abb. 5.3) vorgesehen. Diese führt durch das Zweiphasenrohr zu den Kavitäten und teilt sich dort in jeweils eine Leitung pro Kavität auf. Dieser Aufbau ist in Abb. 5.5 skizziert.

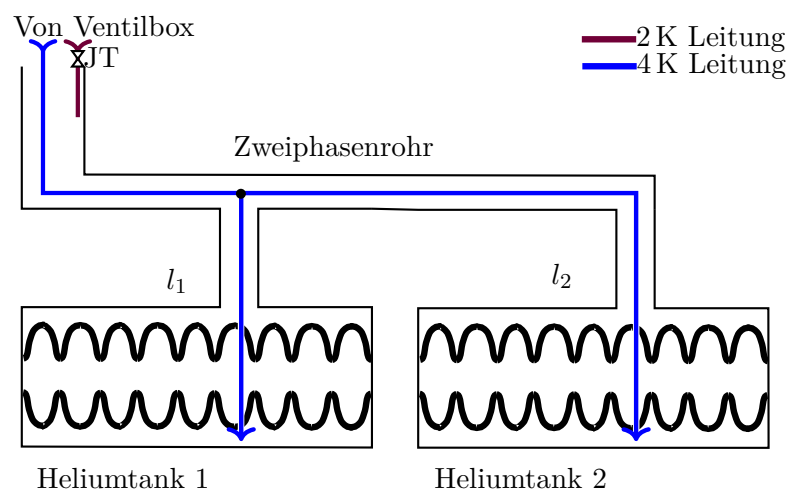


Abb. 5.5.: Skizze des Heliumsystems der Kryomodule. Die Kaltfahrleitung (4 K-Leitung) ist in Blau dargestellt. Aufgrund des Längenunterschieds dieser Leitung zwischen Heliumtank 1 (l_1) und Heliumtank 2 (l_2) fließt das flüssige Helium schneller in Heliumtank 1, sodass es zu einem Temperaturunterschied zwischen beiden Heliumtanks kommt.

Die Kaltfahrleitung ist so ausgelegt, dass sie Helium von Raumtemperatur bis zu $4,4 \text{ K}$ zu den Kavitäten leitet. Sie besitzt einen größeren Querschnitt als die Joule-Thomson-Leitung für den $1,8 \text{ K}$ Betrieb, sodass der Heliumfluss größer ist. Da die Kaltfahrleitung seitlich in das Modul eingeführt ist, ist die Kaltfahrleitung

zu Kavität 1 erheblich kürzer als zu Kavität 2 (in Abb. 5.5 sieht man $l_1 < l_2$). Dies führt dazu, dass der Rohrleitungswiderstand zur Kavität 1 sehr viel kleiner als zu Kavität 2 ist. Beim Kaltfahren kühlt somit Kavität 1 sehr viel schneller ab als Kavität 2. In Abbildung 5.6 ist das Abkühlverhalten anhand des Kryomoduls 2 gezeigt. Dabei kühlt die vordere Kavität auf unter 50 K ab, während die hintere Kavität nur langsam durch die thermische Anbindung abkühlt.

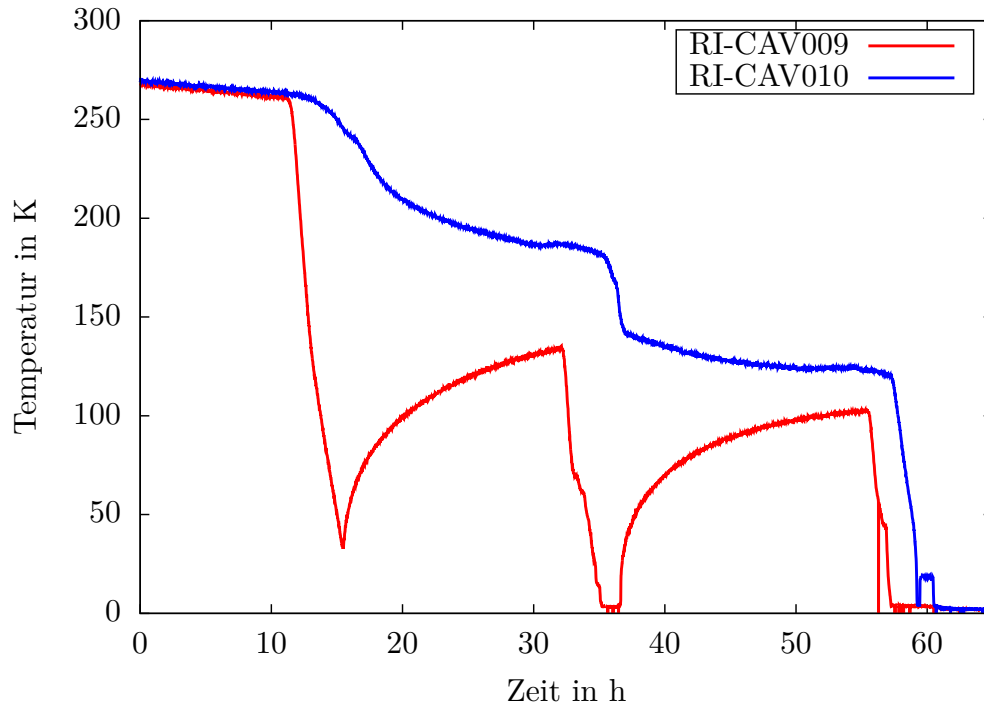


Abb. 5.6.: Unoptimiertes Abkühlverhalten der Kavitäten RI-CAV009 und RI-CAV010. Dabei ist RI-CAV009 die vordere Kavität im Kaltfahrstrang. Es kommt zu einer Temperaturspreizung von über 200 K, sodass erheblicher mechanischer Stress induziert wird.

Es kommt dabei zu einer Temperaturspreizung zwischen beiden Kavitäten von $\Delta T > 200$ K, was mechanische Belastungen verursacht, die zum mechanischen Versagen führen können. Um die Belastung in einem moderaten Rahmen zu halten, sollte eine Temperaturspreizung von $\Delta T > 30$ K nicht überschritten werden [59]. Daher ist es nötig, die Abkühlprozedur zu optimieren. Um dieses optimierte Verfahren anzuwenden, startet man mit einem vollständig aufgewärmten System. Das heißt, dass neben MESA-Ventilbox und -Kryomodul auch die Transferleitung und der 450 L-LHe-Dewar noch warm sind und sich alles LHe im 5000 L-LHe-Dewar des Verflüssigers befindet. Nach dem Abkühlen der Stickstoff-Schilde wird 4,4 K-Helium durch die Transferleitung geschickt, während die Abdampfstränge des 450 L-LHe-Dewars und des Phasenseparators geschlossen sind. Der subatmosphärische Kompressor saugt das anfallende Gas durch MESA-Ventilbox und Kryomodul. Es gelangt so-

mit allmählich abkühlendes Gas in die MESA-Komponenten. Das kontinuierliche Abkühlen der Komponenten reduziert die, durch thermische Längenkontraktion induzierte, mechanische Belastung.

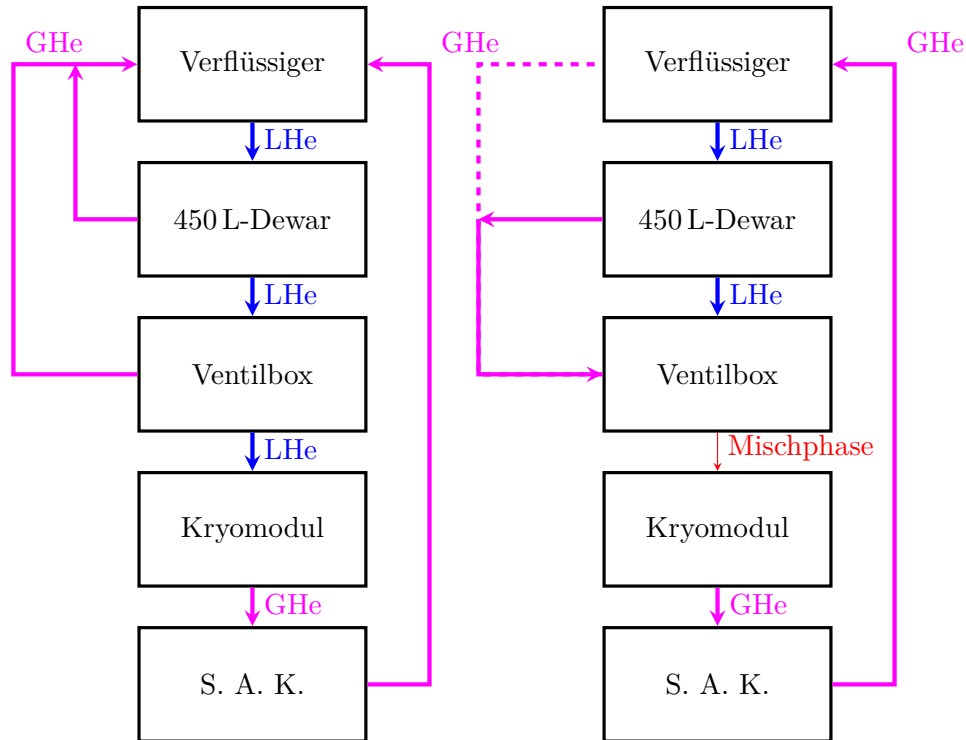


Abb. 5.7.: Abkühlprozesse der Kryomodule vor (links) und nach (rechts) der Optimierung. Beim unoptimierten Prozess (links) wird 4 K-LHe in das Kryomodul geleitet, um es von 300 K auf 4 K abzukühlen. Da aufgrund der unterschiedlichen Rohrleitungen (Abb. 5.5) eine Temperaturspreizung von $\Delta T > 200$ K zwischen den beiden Kavitäten auftritt, wurde der Prozess optimiert. Beim optimierten Prozess (rechts) wird eine Mischtemperatur in der Ventilbox erzeugt, indem das warme Heliumgas des Abdampfstrangs des 450 L-Dewars in die Ventilbox geleitet wird und mit dem 4 K-LHe gemischt wird. Die Temperatur des entstehenden Gemischs kann durch eine Variation der Ventilstellungen (in Abb. 5.3 (V1) für LHe und (V3) für GHe) so eingestellt werden, dass die maximale Temperaturspreizung beider Kavitäten $\Delta T < 30$ K nicht überschreitet.

Da die Kryogenversorgung schneller abkühlt als das Kryomodul, oder falls die Kryogenversorgung bereits kalt ist, kann ein weiteres Verfahren angewandt werden. Dafür wird bei dem, mit LHe gefüllten, 450 L-LHe-Dewar der Abdampfstrang mit dem der MESA-Ventilbox kurzgeschlossen. Das abdampfende GHe aus dem Dewar gelangt in den Phasenseparator der Ventilbox. Hier mischt sich das aufgewärmte GHe aus dem Dewar mit dem kalten LHe, sodass durch eine geeignete Ventilstellung eine Mischtemperatur zwischen 300 K und 4,4 K eingestellt werden kann. In Abbildung 5.7 ist der Kreislauf des Heliums skizziert. Die eingestellte Mischtemperatur (T_{Mix}) wird so gewählt, dass sie nicht mehr als 30 K unterhalb der wärmeren

Kavität liegt. Es gilt also:

$$T_{\text{Mix}} = \max(T_{\text{Kavität 1}}, T_{\text{Kavität 2}}) - 30 \text{ K}. \quad (5.2)$$

Wenn die Temperatur beider Kavitäten unter 50 K liegt, konnte keine Verbesserung des Kühlverhaltens mit der Mischtemperatur gemessen werden, sodass ab 50 K auf ein Abkühlen mit reinem flüssigem Helium umgestellt wird. Sobald die Heliumtanks gefüllt sind, greift die Regelung und das Ventil der Kaltfahrlleitung (V6) wird geschlossen und die Befüllung über das Joule-Thomson Ventil fortgesetzt. Gleichzeitig muss die Pumpleistung des subatmosphärischen Kompressors gesteigert werden, sodass der Druck im Modul auf 16 mbar fällt und 1,8 K erreicht werden. Durch das Umstellen auf das optimierte Abkühlverfahren wird das Kryomodul nicht nur geschont, die Abkühlzeit reduziert sich dadurch von $t_{\text{unopt}} = 65 \text{ h}$ auf $t_{\text{opt}} = 42 \text{ h}$. Das optimierte Verfahren ist in Abbildung 5.8 für das Kryomodul 2 gezeigt. Kryomodul 1 zeigt keine prinzipiellen Abweichungen des Verhaltens.

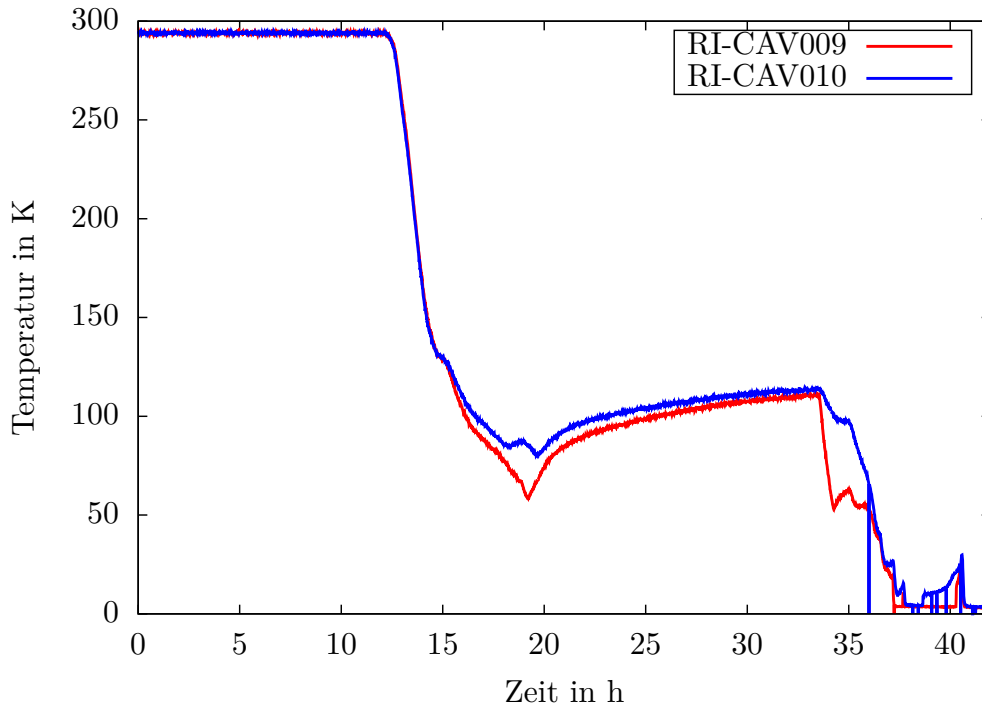


Abb. 5.8.: Abkühlverhalten der Kavitäten RI-CAV009 und RI-CAV010 mit dem optimierten Abkühlverfahren. Die beiden Kavitäten kühlen gleichmäßig ab, ohne eine Temperaturspreizung von $\Delta T > 30 \text{ K}$ zu überschreiten.

5.3. Hochfrequenzversorgung und -regelung

5.3.1. Hochfrequenzverstärker

Zur Erzeugung der zum Betreiben der Kavitäten notwendigen Hochfrequenzleistung wird ein Halbleiterverstärker (SSPA) verwendet. Dieser Verstärker ist für die MESA Hochfrequenzversorgung der normalleitenden Injektormodule und der supraleitenden Beschleunigermodule vorgesehen [80]. Es wurde zunächst ein Prototyp eingesetzt, der bei einer Frequenz von 1,3 GHz eine Ausgangsleistung von $P_{\text{for}} = 15 \text{ kW}$ besitzt.

Mit den am Kryomodul bestimmten belasteten Güten aus Tabelle 4.3 und der Berechnung des Beschleunigungsfelds aus Formel 3.1 kann man das Beschleunigungsfeld gegen die Vorlaufleistung auftragen. In Abbildung 5.9 kann abgelesen werden, welche Feldstärken erreichbar sind. Der existierende Verstärker reicht für theoretisch erreichbare Beschleunigungsfeldstärken von 26,7 MV/m bis 31,6 MV/m. Die erreichbaren Feldstärken können durch externe Störungen der Kavitäten verringert sein. Daher ist es nötig eine Frequenzregelung zu betreiben.

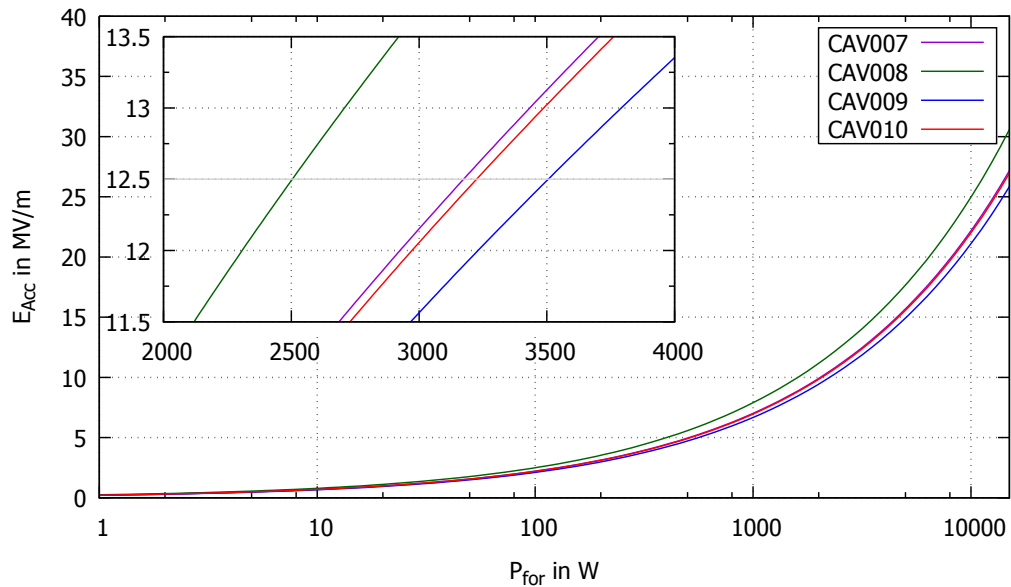


Abb. 5.9.: Vorlaufende Leistung und die daraus resultierende Beschleunigungsfeldstärke für CAV007 bis 010. Aufgetragen ist die Vorlaufleistung bis 15 kW, was der maximalen Leistung des im Testaufbau verwendeten Hochfrequenzverstärkers entspricht.

5.3.2. Hochfrequenzregelung

Es ist von zentraler Bedeutung für die Beschleunigung von Teilchen, dass die Teilchen immer zur Sollphase des Hochfrequenzfelds in die Kavität eintreten. Da im

Testbetrieb der Module keine Teilchen beschleunigt werden, muss die Sollphase nicht durch eine Regelung gehalten werden. Allerdings muss die Frequenz des Verstärkers mit der Resonanzfrequenz der Kavität übereinstimmen, sodass eine konstante Leistung in die Kavität gekoppelt wird.

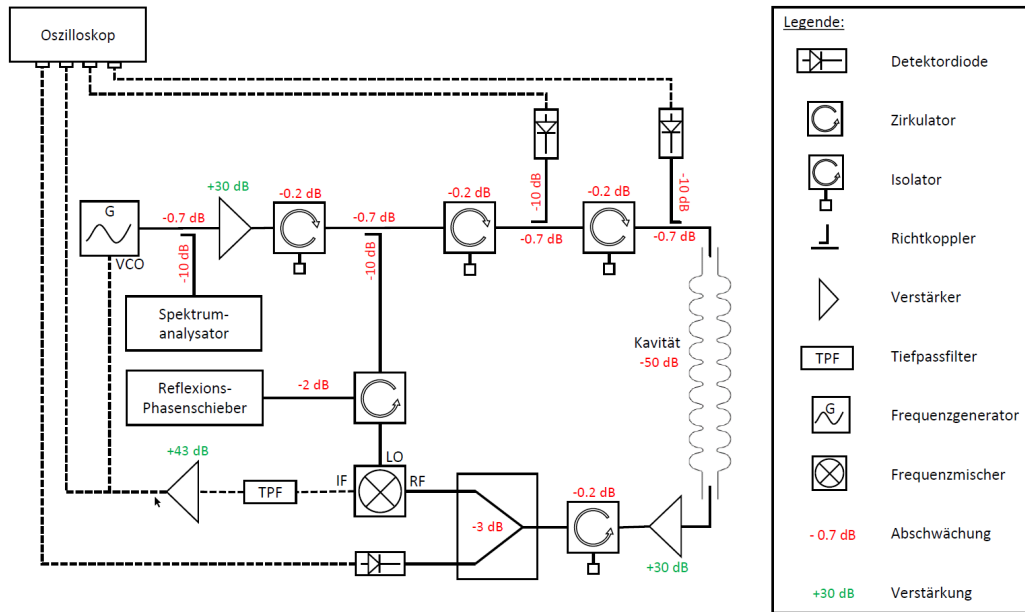


Abb. 5.10.: Aufbau des Phase-Locked Loop für den SRF-Teststand am Helmholtz-Institut Mainz. Entnommen aus [81].

Da durch thermische Schwankungen die Resonanzfrequenz einer unregelmäßig Kavität variiert, muss entweder die Eigenfrequenz der Kavität geregelt werden oder der Verstärker der schwankenden Resonanzfrequenz angepasst werden. Eine Regelung der Frequenz des Hochfrequenzverstärkers ist in diesem Aufbau leichter umzusetzen als eine Amplituden- und Phasenregelung der Kavität. Daher wurde im Rahmen der Masterarbeit von S. D. W. Thomas eine Frequenzregelung ausgelegt und getestet [81]. Das Prinzip beruht auf einer Phase-Locked Loop (PLL), wie sie z.B. in [44] ausführlich beschrieben wird. Die PLL vergleicht dabei die Resonanzfrequenz der Kavität mit der durch den Frequenzgenerator erzeugten Frequenz und erzeugt eine Spannung, die proportional zur Differenz der beiden Frequenzen ist. Zu Beginn der Regelung müssen beide Frequenzen im Mischer auf dieselbe Phase gebracht werden. Daher ist ein Phasenschieber eingebaut. Der Frequenzgenerator besitzt einen eingebauten spannungsgesteuerten Oszillator (VCO), sodass die Frequenz des Generators an die der Kavität angepasst wird. Das Frequenzgeneratorsignal wird im Hochfrequenzverstärker verstärkt und in die Kavität eingespeist. Das Schema der gebauten PLL ist in Abb. 5.10 gezeigt. Die PLL-Regelung konnte erfolgreich für die Abnahmetests genutzt werden. Sie sorgt dafür, dass die Kavitäten resonant ange-

regt werden und bei einer konstanten Vorlaufleistung ein konstantes Feld angeregt wird. Dies ist für die Vermessung der Kavitäten von zentraler Bedeutung.

5.4. Strahlvakuumpumpstand

Wie bereits in Kapitel 4 beschrieben besitzt das Kryomodul zwei Vakuumbereiche: das in Abschnitt 4.1 beschriebene Isoliervakuum zur thermischen Trennung des Coldstrings von der Umgebungstemperatur und das in Abschnitt 4.1.1 beschriebene Strahlvakuum innerhalb der Kavitäten. Das Isoliervakuum des Kryomoduls wird mittels eines Turbopumpstands erzeugt und aufrechterhalten. Messungen zu den Leckraten und Vakuumleveln der einzelnen Kryomodule können in Kapitel 7 gefunden werden. Der Coldstring der Kryomodule wurde durch den Hersteller unter Stickstoffatmosphäre geliefert und muss vor der Inbetriebnahme auf $p_{\text{cav}} = 1 \cdot 10^{-9}$ mbar abgepumpt werden. Dabei gilt es, turbulente Strömung und damit Partikelverschleppung innerhalb der Kavität zu vermeiden. Partikel können sich in Hochfeldbereichen ablagern und zu Feldemission führen. Basierend auf den Erkenntnissen des DESY in [82] und [83] wurde für die MESA-Kryomodule ein Pumpstand für das langsame Abpumpen des Strahlvakuums entworfen. In Abb. 5.12 ist das Schema des Pumpstandes gezeigt.

Da das Pumpstanddesign sowohl für den Test der Kryomodule eingesetzt wird als auch für die Verwendung mit anderen Kavitäten⁴ im Reinraum des Helmholtz-Instituts, wurden die Pumpstände den Bedürfnissen beider Einsatzorte angepasst. Bevor der Abpumpprozess (Abb. 5.11) gestartet wird, wird der Aufbau bis zum Rezipient dreimal schnell abgepumpt und langsam mit reinem Stickstoff belüftet, um eine Kontamination der Kavitäten mit Partikeln und Gasen zu vermeiden ('Pump and Purge'). Zum Abpumpen des kritischen Bereichs von 1 bar bis ca. 1 mbar wird mit der Vorpumpe durch den Masseflussregler (MFC) bei geschlossenem Bypass Gas gefördert. Hierbei ist das System so ausgelegt, dass die in [83] bestimmten Flüsse von $\phi < 3 L_N/\text{min} = 50 \text{ mbar L/s}$ nicht überschritten werden. Dieser Vorgang dauert bei einem Kryomodul 5,5 h. Ab einem Druck von ca. 1 mbar wird die Turbopumpe gestartet. Da es zu keiner Partikelbewegung mehr kommt, wird der MFC geschlossen und der Bypass geöffnet. Dies vergrößert den Querschnitt von 6 mm auf 25 mm und ermöglicht so das effektivere Abpumpen. Sobald die Turbopumpe einen Gleichgewichtsdruck erreicht hat, wird die Ionengetterpumpe gestartet. Das Ventil zum Rezipienten wird hierfür erneut geschlossen, um zu verhindern, dass beim Start der Pumpe emittierte Teilchen in die Kavität gelangen. Sobald der Druck wieder angeglichen ist, wird das Ventil wieder geöffnet und das Ventil zum Pumpstand geschlossen. In Abbildung 5.11 ist exemplarisch der Abpumpprozess für Kryomodul 2 gezeigt. Bei Kryomodul 1 gab es keine signifikanten Abweichungen des Verhaltens. Für die Belüftung des Kryomoduls wird zunächst der Pumpstand abgepumpt, sodass das Ventil zwischen Pumpstand und Kryomodul geöffnet werden kann.

⁴Hierzu zählen zum Beispiel die CH-Strukturen des Helmholtz-Linear-Accelerator für FAIR [84], wie auch TESLA-Kavitäten

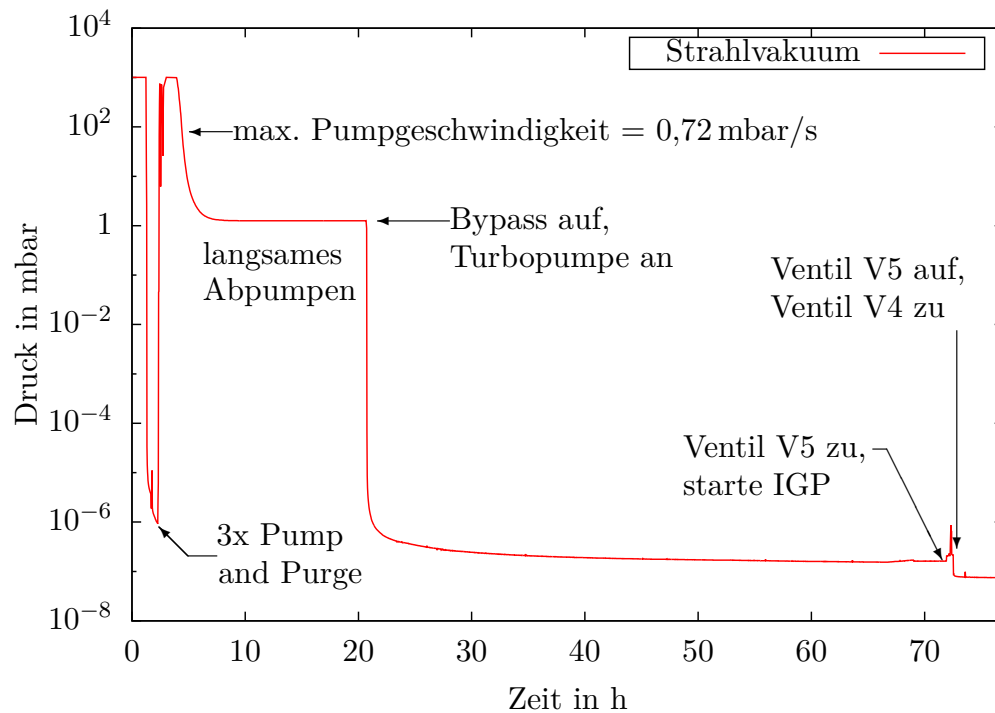


Abb. 5.11.: Abpumpprozess der Kryomodule (Anhand der Daten des Kryomoduls 2). Nach einer Reinigung (Pump and Purge) des Strahlvakuumumpstands wird das Ventil zum Kryomodul geöffnet und langsam bis ca. 1 mbar abgepumpt. Ein Druckniveau bis ca. $1 \cdot 10^{-7}$ mbar wird durch Zuschalten der Turbopumpe erreicht. Hat diese einen stabilen Enddruck erreicht, kann eine weitere Verbesserung des Vakuums durch eine Ionengetterpumpe (IGP) erzielt werden. Die Ventilbezeichnung folgt aus Abb. 5.12.

Es werden nacheinander die Ionengetterpumpe und Turbopumpe abgeschaltet. Schließlich wird über den Belüftungsstrang reiner Stickstoff in die Kavität gelassen. Der MFC regelt auch hier den Massenstrom auf $\phi < 3 \text{ L}_\text{N}/\text{min} = 50 \text{ mbar L/s}$. Die Kavität wird mit einem Überdruck von $p = 1,2 \text{ bar}$ befüllt, bevor sie geschlossen wird. Dies verhindert bei einem Leck das Eindringen von Partikeln. Eine Belüftung des Kryomoduls sollte soweit möglich vermieden werden, um das Risiko einer Kontamination der Oberfläche zu minimieren.

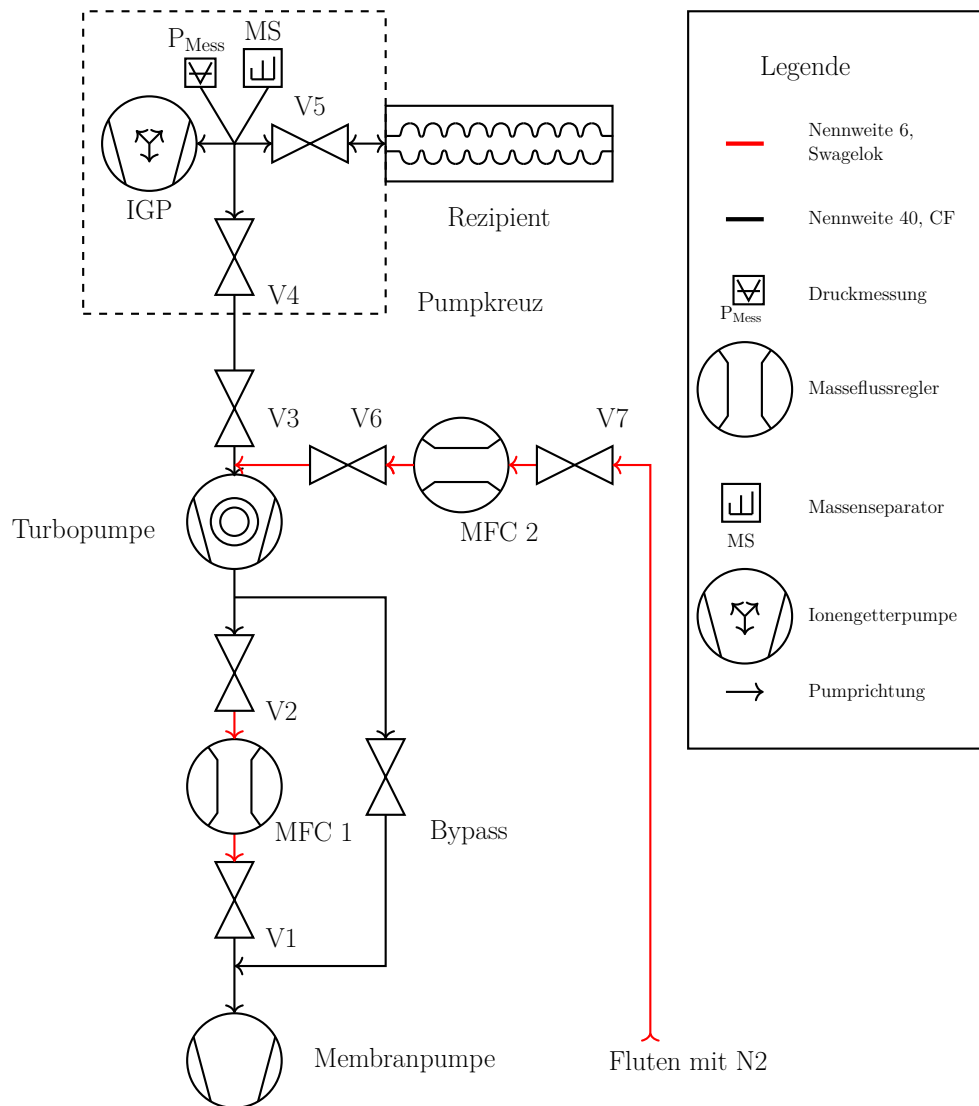


Abb. 5.12.: Partikelarmer, langsamer Pumpstand für SRF-Kavitäten (Rezipient). Der Pumpstand ist über ein Pumpkreuz (Bestehend aus einer Pumpe und Sensoren) an den Rezipienten angeschlossen. Staub- und ölfreie Turbo- und Membranpumpen erzeugen das Vakuum. Durch einen Masseflussregler (MFC1) wird die Pumpgeschwindigkeit gedrosselt, sodass keine Partikelbewegungen entstehen. Ein Bypassventil erlaubt durch eine Vergrößerung des Rohrquerschnitts ein schnelleres Abpumpen ab $p < 1$ mbar. Der Rezipient kann ebenfalls langsam mit reinem Stickstoff durch einen MFC (MFC2) belüftet werden. Der Pumpstand ist mobil und lässt sich vom Pumpkreuz zwischen den Ventilen (V3) und (V4) trennen.

5.5. Zusammenfassung

In Kapitel 5 wurde beschrieben, wie die Testumgebung für supra- und normalleitende Beschleunigerstrukturen konzipiert, aufgebaut und getestet wurde. Der Teststand wurde am Helmholtz Institut Mainz aufgebaut und dient vorrangig der Überprüfung der Hochfrequenzeigenschaften der Kryomodule. Es konnte für die supraleitenden Strukturen eine kryogene Versorgung aufgebaut werden, die es erlaubt, bei Temperaturen bis zu 1,8 K Messungen des Beschleunigungsfelds und der Güte durchzuführen. Die permanente Testumgebung konnte neben den Abnahmetests in dieser Arbeit bereits genutzt werden, um einen normalleitenden Prototypen des MESA-Vorbeschleunigers MAMBO und supraleitende Beschleunigerstrukturen für schwere Ionen zu testen [23], [84]. Damit konnte ein wichtiger Meilenstein für die angewandte supraleitende Beschleunigerphysik in Mainz gelegt werden.

6. Vertikaltests der Kavitäten

Zur Charakterisierung der Hochfrequenzeigenschaften der Kavitäten unterscheidet man zwei Arten von Testmöglichkeiten; den Vertikal- und Horizontaltest, die sich auf die Orientierung der Kavität im Heliumbad beziehen. Beide Verfahren haben unterschiedliche Vor- und Nachteile. Da für den vertikalen Test ein im Boden versenkter Kryostat verwendet wird, ist die Strahlenschutzinfrastruktur leichter zu realisieren. Ein spezieller Aufbau erlaubt eine kritische Kopplung und somit eine Bestimmung der unbelasteten Güte über das Hochfrequenzverfahren. Der Horizontaltest benötigt im Vergleich zu dem Vertikaltest eine komplexere Infrastruktur, da der Kryostat von allen Seiten zugänglich ist. Trotz des komplexeren Aufbaus hat dieses Verfahren den Vorteil, dass die Orientierung der Kavitäten im Teststand der im Kryomodul entspricht und somit das Risiko für eine Verfälschung der Ergebnisse durch eine unterschiedliche Kühlung der Kavitäten minimiert wird. Im horizontalen Teststand wird die Einkopplung der Hochfrequenz durch die fundamentalen Leistungskoppler erreicht, die ebenfalls im Betrieb des Kryomoduls benutzt werden. Daher wird bei diesem Verfahren der Koppler mitkonditioniert. Zur Vermessung der MESA-Kavitäten vor dem Einbau in das Kryomodul wurde der Vertikaltest gewählt und durch das DESY durchgeführt. Dabei sind die die aus Abschnitt 3.3.1 bekannten Messmethoden zum Einsatz gekommen. Die Horizontaltests nach dem Einbau der Kavitäten in die Kryomodule sind in Kapitel 7 beschrieben. In diesem Kapitel werden die einzelnen Vermessungen der Kavitäten beschrieben. Alle durch den Hersteller spezifizierten Eigenschaften wurden bei 2 K definiert. Im Beschleuniger werden die Module jedoch bei einer Temperatur von 1,8 K betrieben, da eine bessere Kühlung zu einer verbesserten Güte führt. Daher wurden alle Messungen bei beiden Temperaturen durchgeführt.

6.1. Messaufbau des vertikalen SRF-Teststands am DESY

Für die Vertikaltests konnte die Infrastruktur des DESY genutzt werden. Die Einbringung der Kavitäten sowie das Abkühlen wurde durch das Team des DESY durchgeführt. Die Messungen wurden mit einem Team des DESY und in Anwesenheit des Herstellers durchgeführt.

Der Vertikalteststand des DESY besteht aus einem Kryostat, in dem die Kavität inklusive Heliumtank in einem Heliumbad versenkt wird. Dabei ist der Heliumtank der Kavität offen, sodass das Helium eindringen kann und eine optimale Kühlung gewährleistet ist. Der Aufbau ist schematisch in Abb. 6.1 gezeigt. Die finalen HOM- und Pick-up-Antennen sind bereits installiert und werden während der Messung ausgelesen und einer Kalibration unterzogen. Die Hochfrequenz wird über einen im

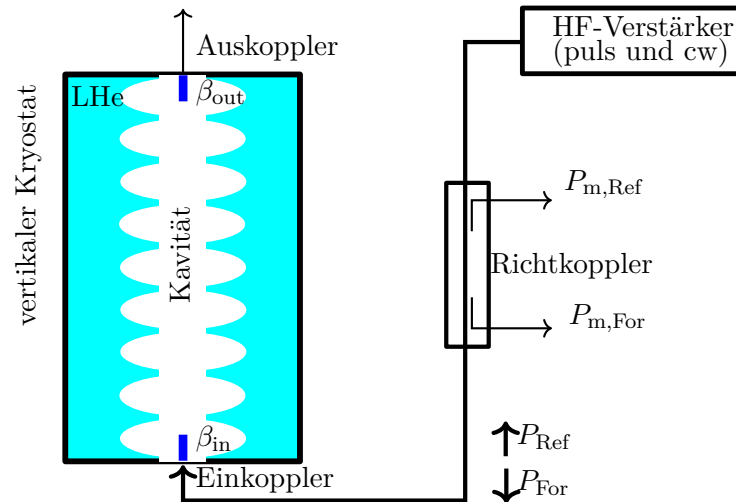


Abb. 6.1.: Vereinfachter Aufbau des Vertikaltests (nach [43]). Während der Einkoppler β_{in} kritisch gekoppelt werden, wird die vorlaufende Leistung P_{For} und die reflektierte Leistung P_{ref} mittels Richtkopplern über die Leistungen $P_{m, in}$ und $P_{m, ref}$ bestimmt.

Strahlrohr sitzenden Koppler eingespeist, sodass eine kritische Kopplung erreicht wird und somit im Pulsbetrieb gemessen werden kann. Die restlichen Flansche werden geschlossen und das Vakuumsystem auf eine Leckrate von $<1 \cdot 10^{-10}$ mbar L/s getestet [85]. Es wurden jeweils 2 Kavitäten zusammen in einem Kryostat vermessen. Die Messung der Güte findet nach dem Leistungsbilanz-Prinzip statt, das in Kapitel 3 beschrieben wurde. Da für diese Messmethode eine kritische Kopplung benötigt wird, wird nicht durch den eigentlichen Leistungskoppler Hochfrequenz eingespeist, sondern durch eine im Strahlrohr installierte Antenne mit variabler Kopplung. Die unbelastete Güte wird dabei über Formel 3.16 bestimmt.

6.2. Messergebnisse des Vertikaltests

Die vier Kavitäten CAV007, CAV008, CAV009 und CAV010 wurden jeweils im Vertikaltest bei 2 K und 1,8 K untersucht. Dabei sind die Messwerte bei 2 K für die Einhaltung der Spezifikationen wichtig, während die Messwerte bei 1,8 K das Verhalten der Kavität für den MESA-Betrieb zeigen. Da die Kavitäten CAV008 und CAV009 ein abweichendes Verhalten hatten, werden diese separat beschrieben.

6.2.1. Vertikaltest der Kavitäten CAV007 und CAV010

Die Kavitäten CAV007 und CAV010 zeigten im Vertikaltest keine Auffälligkeiten und sind daher zusammengefasst. Der Güteverlauf für beide Kavitäten und beide Temperaturen ist in Abb. 6.2 gezeigt. Die Kavität CAV007 erreicht bei 2 K und dem Sollbeschleunigungsfeld von $E_{Acc} = 12,5$ MV/m eine Güte von $Q_0 = 1,43 \cdot 10^{10}$

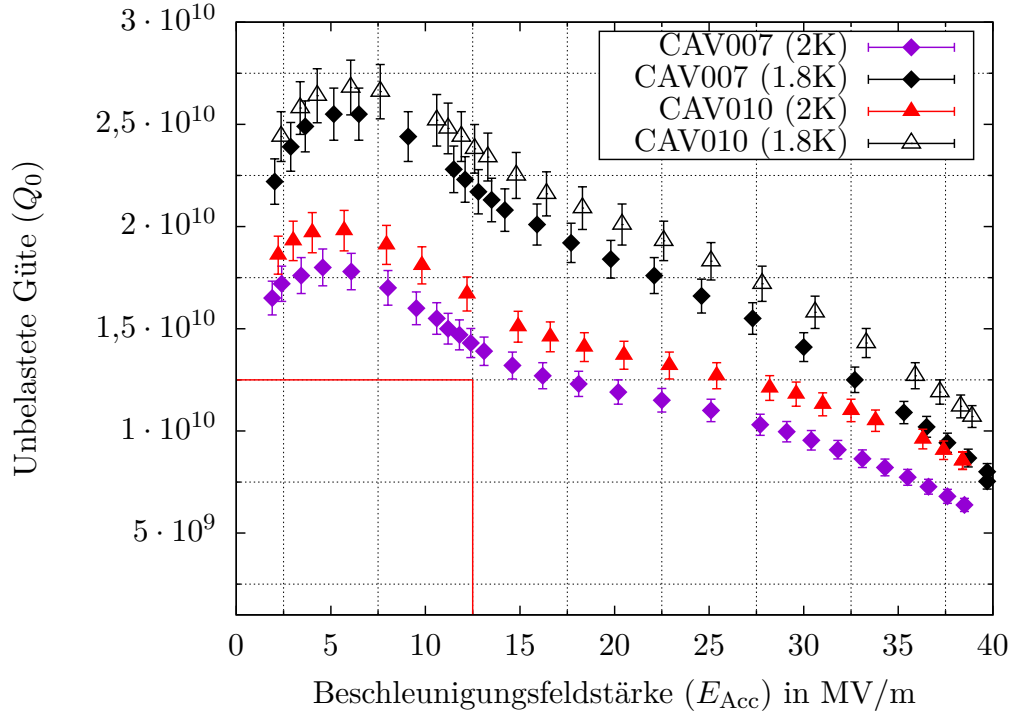


Abb. 6.2.: Vertikaltest der Kavität CAV007 und CAV010. Die spezifizierte Güte und Beschleunigungsfeldstärke sind mit roten Linien gekennzeichnet. Beide Kavitäten zeigen eine signifikante Verbesserung in der Güte bei 1,8 K und erfüllen die Spezifikation.

und erfüllt damit die Spezifikationen. Vergleicht man das Verhalten bei beiden Temperaturen, so sieht man, dass sich sowohl die Güte als auch das maximal erreichbare Beschleunigungsfeld bei 1,8 K auf $Q_0 = 2,17 \cdot 10^{10}$ verbessert, da bei tieferen Temperaturen der BCS-Widerstand fällt (Siehe Formel 2.30) und mehr Elektronen in Cooper-Paaren vorliegen. Die Kavität hatte die höchsten Felder vor dem Quench ($E_{\text{Acc, max}}(2\text{ K}) = 38,7\text{ MeV}$, $E_{\text{Acc, max}}(1,8\text{ K}) = 39,5\text{ MeV}$). Die Verbesserung des maximalen Felds bei tieferen Temperaturen hängt indirekt mit der Güteverbesserung zusammen. Da die Güte bei tieferen Temperaturen steigt und es weniger Verluste gibt, wird weniger Vorlaufleistung benötigt, um höhere Felder zu erreichen. Im Vertikaltest erreichte die Kavität CAV010 von den MESA-Kavitäten die höchste unbelastete Güte beim spezifizierten Beschleunigungsfeld ($Q_0(2\text{ K}) = 1,6 \cdot 10^{10}$, $Q_0(1,8\text{ K}) = 2,4 \cdot 10^{10}$). Die Kavität liegt im Vertikaltest somit oberhalb der Spezifikation. Die Kavität hatte die zweithöchsten Felder vor dem Quench ($E_{\text{Acc, max}}(2\text{ K}) = 38,2\text{ MeV}$, $E_{\text{Acc, max}}(1,8\text{ K}) = 38,7\text{ MeV}$). Bei beiden Kavitäten ist der limitierende Faktor des maximalen Felds die Vorlaufleistung des Teststands.

6.2.2. Kavität CAV008

Die Kavität CAV008 zeigte beim ersten Abkühlen ein Kaltleck und musste zum Schweißen zurück zum Hersteller. Im zweiten Vertikaltest, nach der Reparatur, konnte die unbelastete Güte bei Sollbeschleunigungsfeld mit ($Q_0(2\text{ K}) = 1,45 \cdot 10^{10}$, $Q_0(1,8\text{ K}) = 2,32 \cdot 10^{10}$) bestimmt werden und liegt damit oberhalb der Spezifikation. Es wurde leichte Feldemission ab 18 MV/m mit einer Ortsdosisleistung von bis zu 1,2 mGy/min in der Nähe der Kavität detektiert. Diese Feldemission

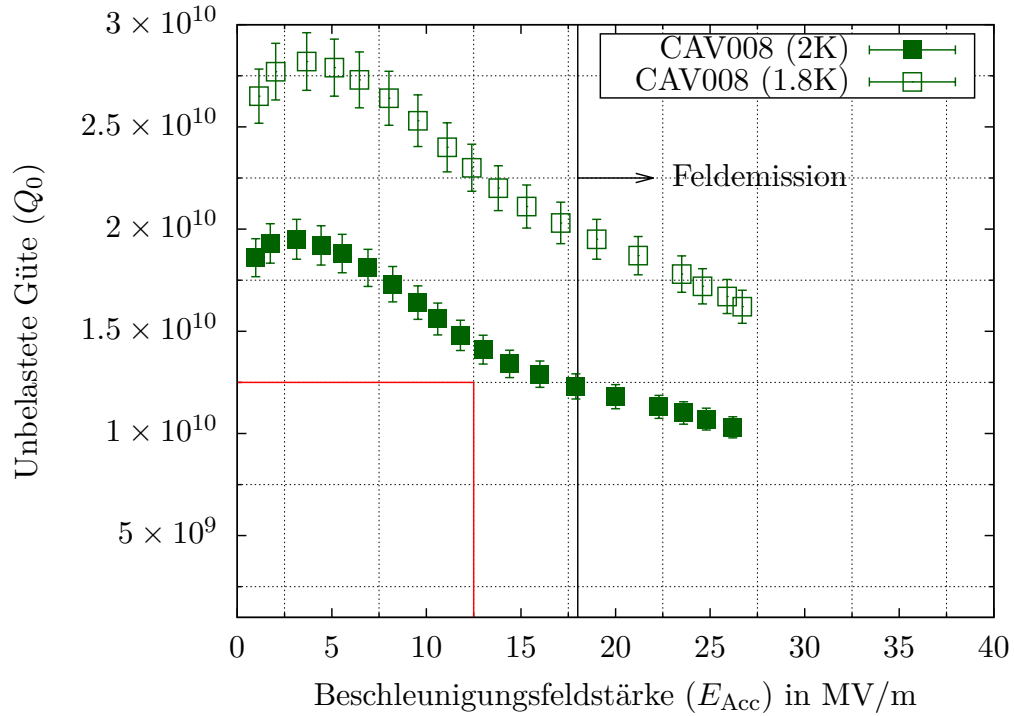


Abb. 6.3.: Vertikaltest der Kavität CAV008. Die spezifizierte Güte und Beschleunigungsfeldstärke sind mit roten Linien gekennzeichnet. Der erste Vertikaltest musste aufgrund eines Kaltlecks abgebrochen werden. Die ab 18 MV/m auftretende Feldemission mit einer Ortsdosisleistung von 1,2 mGy/min in der Nähe der Kavität ist so gering, dass sich kein Einfluss auf die Gütekurve messen lässt. Die Kavität erfüllt die Spezifikation.

ist so gering, dass sie keinen Einfluss auf die Gütekurve in Abb. 6.3 zeigt. Es ist nicht zu erwarten, dass dieses Verhalten den Betrieb an MESA beeinträchtigt. Ein Versuch, den Feldemitter durch mehrfaches Anfahren der Hochfrequenz über die Feldemissionsgrenze hinweg zu zerstören (Processing), führte zu einer Verschiebung der Feldemissionsgrenze auf 23,5 MV/m. Gleichzeitig verminderte sich das durch Quenchen maximal erreichbare Feld bei 2 K von $E_{\text{Acc, max}}(2\text{ K}) = 31,2\text{ MV/m}$ auf $E_{\text{Acc, max}}(2\text{ K}) = 26,2\text{ MV/m}$. Das maximal erreichbare Feld verändert sich bei 1,8 K nur leicht auf $E_{\text{Acc, max}}(1,8\text{ K}) = 26,8\text{ MeV}$. Die weiteren Tests zeigen keine weitere Änderung der Hochfrequenzeigenschaften. Die im Vertikaltest gemessene

Dosisleistung ist aufgrund der unterschiedlichen Geometrie (Aufstellungsorte der Detektoren, String vs. Einzelkavität etc.) nicht ohne Weiteres auf die Horizontaltests übertragbar, bietet jedoch einen Anhaltspunkt für eine genauere Untersuchung im Horizontaltest.

6.2.3. Kavität CAV009

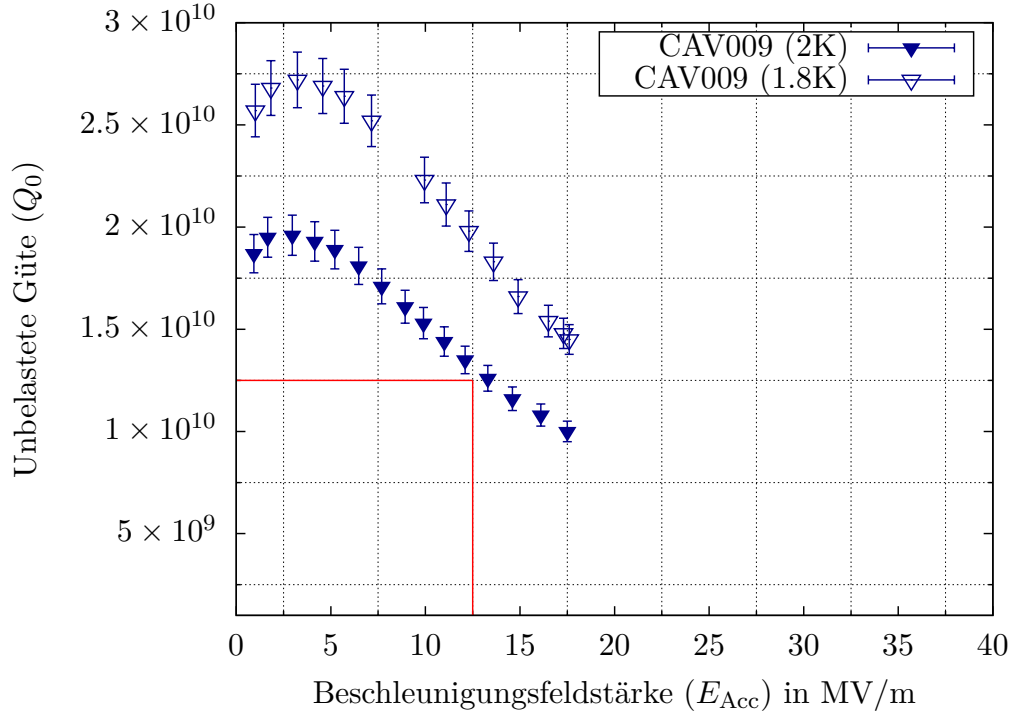


Abb. 6.4.: Vertikaltest der Kavität CAV009. Die spezifizierte Güte und Beschleunigungsfeldstärke sind mit roten Linien gekennzeichnet. Nach dem ersten Kalttest erfüllte die Kavität die Spezifikationen nicht. Nach einer Nachbehandlung mit einer Hochdruckspülung erfüllte die Kavität die Spezifikationen knapp.

CAV009 erfüllte beim ersten Vertikaltest nicht die Spezifikationen. Es wurde bei 2K und 12,5 MV/m eine Güte von $Q_0 = 1,07 \cdot 10^{10}$ erreicht. Das maximale Feld war durch einen Quench auf 17,2 MV/m bei einer Güte von $Q_0 = 1,07 \cdot 10^{10}$ begrenzt. Es wurde eine Verunreinigung im Innenraum der Kavität vermutet. Um diese Verunreinigung zu beseitigen wurde die Kavität erneut einer HPR unterzogen und getestet. Im zweiten Vertikaltest konnte die Kavität die Spezifikationen zwar erfüllen, jedoch erhöhte sich das maximale Feld nicht. Dies ist in Abb. 6.4 gezeigt. Das maximal erreichbare Feld ist temperaturunabhängig, sodass vermutet werden kann, dass eine Verunreinigung innerhalb des Materials zu einem Zusammenbruch des Feldes führt.

Die Eddy Current Scans der Bleche zeigten jedoch keine Auffälligkeit (siehe Kapitel 4.3.1). Folgende Gründe könnten für dieses Verhalten verantwortlich sein: Eine Verunreinigung könnte durch die Schweißnaht eingebracht worden sein, bei der Verarbeitung der Rohbleche wurde die falsche Seite als Hochfrequenzseite verwendet, oder es wurde durch die chemischen Oberflächenbehandlungen eine tieferliegende Verunreinigung freigelegt. Dies lässt sich jedoch ohne eine invasive Untersuchung nicht überprüfen. Dies war aufgrund der Einhaltung der Spezifikationen der Kavität technisch und wirtschaftlich nicht möglich.

6.3. Zusammenfassung

Die Vermessungen der MESA-Kavitäten CAV007 bis CAV010 wurden bei 2 K durchgeführt, um die Einhaltung der Spezifikation zu überprüfen. Die 2K-Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Die Messungen bei 1,8 K finden sich in Tabelle 6.2. Die Kavitäten CAV007 und CAV010 zeigen ein sehr gutes Verhalten für

Kavität	Max. Feld in MV/m	Güte bei max. Feld	Güte bei 12,5 MV/m	Max. Feld bei $Q_0 = 1,2 \cdot 10^{10}$	Feld-emission
CAV007	38,7	$6,38 \cdot 10^9$	$1,43 \cdot 10^{10}$	19 MV/m	-
CAV008	26,2	$1,04 \cdot 10^{10}$	$1,45 \cdot 10^{10}$	19 MV/m	18 MV/m
CAV009	17,3	$1,02 \cdot 10^{10}$	$1,3 \cdot 10^{10}$	14 MV/m	-
CAV010	38,2	$8,65 \cdot 10^9$	$1,65 \cdot 10^{10}$	28 MV/m	-

Tab. 6.1.: Zusammenfassung der Ergebnisse des Vertikaltests bei 2 K. Da CAV009 beim ersten Test nicht die Spezifikationen ($Q_0 = 1,2 \cdot 10^{10}$ bei $E_{Acc} = 12,5$ MV/m) erfüllt hat, wurde diese noch einmal aufbereitet und getestet. CAV008 zeigte ein Kaltleck und musste nachbearbeitet werden.

TESLA-Kavitäten, während CAV008 und CAV009 durch ein geringeres maximales Beschleunigungsfeld auffallen. Beide mussten nach dem ersten Test nachgearbeitet werden und erfüllten bei der zweiten Messung die Spezifikation. In Abb. 6.5 ist die unbelastete Güte gegen das Beschleunigungsfeld für alle vier Kavitäten beim Bestehen des Vertikaltests aufgetragen. Der Vertikaltest bei 1,8 K zeigt bei allen Kavitäten die erwartete Güteverbesserung, sodass der Betrieb bei MESA geringere Wärmelasten erzeugt als bei den Abnahmetests bei 2 K. Alle Kavitäten befinden sich innerhalb der Spezifikationen und sind somit für den Einsatz in den MESA-Beschleunigermodulen nutzbar. Auch wenn Kavität CAV009 niedrige Güte und Quenchfelder im Vergleich zu den anderen Kavitäten hat, erfüllt sie die Rahmenbedingung. Durch den erfolgreichen Vertikaltest der Kavitäten konnten diese in die Module eingebaut und im Horizontaltest (siehe Kapitel 7) getestet werden.

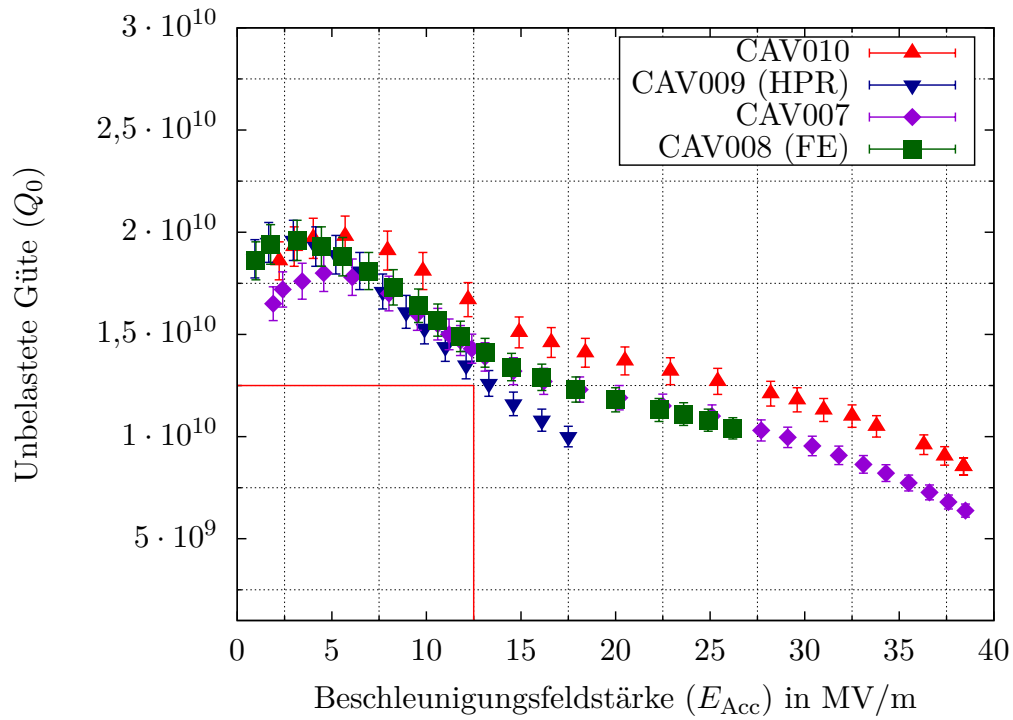


Abb. 6.5.: Vertikaltest aller Kavitäten bei 2 K. Die Kavitäten CAV007 und CAV010 zeigen ein optimales Verhalten, während die Kavitäten CAV008 Feldemission (FE) ab 18 MV/m zeigt und CAV009 erst nach einer Nachbearbeitung durch Hochdruckspülen (HPR) die Spezifikationen erfüllt.

Kavität	Max. Feld in MV/m	Güte bei max. Feld	Güte bei 12,5 MV/m	Max. Feld bei $Q_0 = 1,2 \cdot 10^{10}$	Feld-emission
CAV007	39,5	$7,34 \cdot 10^9$	$2,1 \cdot 10^{10}$	30 MV/m	-
CAV008	26,8	$1,64 \cdot 10^{10}$	$2,32 \cdot 10^{10}$	26,8 MV/m	18 MV/m
CAV009	17,6	$1,45 \cdot 10^{10}$	$1,98 \cdot 10^{10}$	17,6 MV/m	-
CAV010	38,7	$1,13 \cdot 10^{10}$	$2,4 \cdot 10^{10}$	37 MV/m	-

Tab. 6.2.: Zusammenfassung der Ergebnisse des Vertikaltests bei 1,8 K. Es zeigte sich keine Änderung in der Feldemissionsschwelle bei CAV008.

7. Horizontaltests der Kryomodule

Nach der Montage der Kryomodule wurden diese ausgeliefert und im Kapitel 5 beschriebenen Teststand am Helmholtz-Institut Mainz den Abnahmetests unterzogen.

7.1. Statische Last

Zum Test der Kryomodule wurde das jeweils zu testende Kryomodul nach der in Abschnitt 5.2.4 beschriebenen Methode kaltgefahren. Zunächst waren die in Abschnitt 3.3.2 beschriebene Heizerkalibrierung und Bestimmung der statischen Last von Interesse, da diese für die weiteren Messungen benötigt werden.

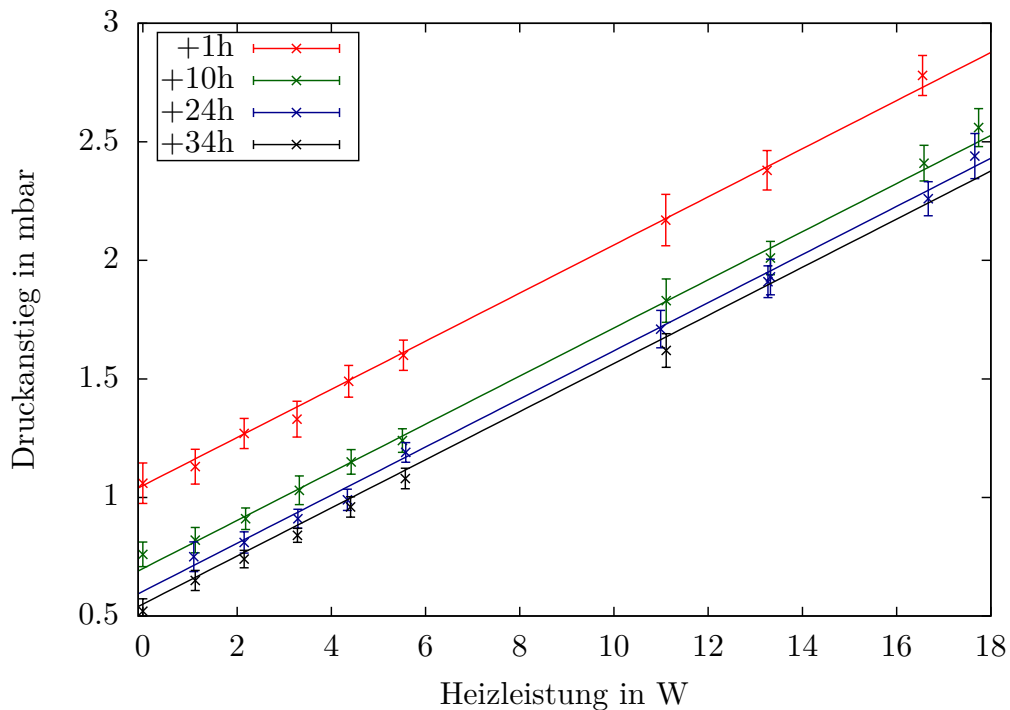


Abb. 7.1.: Heizkalibrationsmessung nach dem Abkühlen im Abstand von 1 h, 10 h, 24 h und 34 h. Die Reduktion des Druckanstiegs pro Heizleistung nach den Wartezeiten zeigt, dass das Kryomodul erst nach zwei Tagen auf Solltemperatur im thermischen Gleichgewicht ist.

In Abbildung 7.1 ist gezeigt, dass sich die Ergebnisse der Heizkalibrationsmessungen zur Bestimmung der statischen Last mit der Zeit, die das Modul bereits auf

Solltemperatur abgekühlt war, ändert. Die Steigung der aufgenommenen Kurven variiert dabei um weniger als 1 %.

Aus den gewonnenen Daten lässt sich ableiten, dass sich eine stabile Grundlast erst ab ca. 2 bis 3 Tagen auf $T_{\text{Kavität}} < 4\text{ K}$ einstellt, da zunächst alle Teile des Kryomoduls ihre Gleichgewichtstemperatur erreichen müssen. Dies ist auch für die Hochfrequenzmessungen von Bedeutung, damit bei der Bestimmung der unbelasteten Güte Hochfrequenzergebnisse nicht mit den Kalibrierdaten eines anderen Zeitpunkts verglichen werden und somit falsche Ergebnisse produziert werden.

7.2. Kryomodul 1

Die Vermessung des Kryomoduls 1, bestehend aus CAV007 und CAV008, zeigte beim Abkühlen keinerlei Abweichungen des in Abschnitt 5.2.4 beschriebenen Verhaltens. Der integrale Lecktest war durch einen erhöhten Heliumgehalt in der Atmosphäre des Testbereichs erschwert. Da aus der Heliumrückführleitung Heliumgas austrat, konnten bei der Lecksuche mit gefülltem LHe-Tank keine Leckraten $< 1,5 \cdot 10^{-9}$ mbar L/s gemessen werden. Um sicherzustellen, dass die spezifizierten Leckraten eingehalten werden, wurde nach der ersten Bestimmung der Leckrate des Strahlvakuum der Heliumtank evakuiert und mit Helium rückbelüftet. Es gab bei diesem Vorgang keine Änderung in der Leckrate, sodass das System als dicht angesehen werden kann. Die gemessenen Leckraten sind in Tabelle 7.1 verzeichnet und wurden als innerhalb der Spezifikation liegend anerkannt. Zur weiteren Über-

Messvolumen	LN ₂ -Schild geflutet	LHe-Tank geflutet
Isoliervakuum	$< 1 \cdot 10^{-8}$ mbar L/s	$< 2 \cdot 10^{-10}$ mbar L/s
Strahlvakuum	$< 7,9 \cdot 10^{-9}$ mbar L/s	$< 1,5 \cdot 10^{-9}$ mbar L/s

Tab. 7.1.: Lecktests nach dem Anpumpen der Vakua bei $p_{\text{Isovak}} = 3 \cdot 10^{-4}$ mbar und $p_{\text{Strahlvakuum}} = 1 \cdot 10^{-9}$ mbar. Dabei wurde jeweils einmal der LN₂-Schild bzw. der LHe-Tank mit Heliumgas geflutet und die Leckrate im Isolier- und Strahlvakuum vermessen. Das Kryomodul erfüllt die Anforderungen an die Dichtigkeit.

prüfung der Reinheit und Leckdichtigkeit des Strahlvakuum wurde eine Restgasanalyse durchgeführt. Die Spektren sind in Anhang A.3.1 in Abb. A.5 und in Abb. A.6 zu sehen. Diese weisen bei 300 K und bei 2 K keine Verunreinigung mit Kohlenwasserstoffen auf. Nach XFEL-Standard gilt ein Restgasspektrum einer Kavität als rein, wenn die gemessenen Partialdrücke der Massen > 45 um drei Größenordnungen kleiner sind als der Wasser-Peak [86]. Dies ist bei diesem Kryomodul der Fall. Ein Leck zum Heliumtank kann ebenfalls ausgeschlossen werden. Dies würde zu einer Dominanz des Helium-Peaks führen.

7.2.1. Gütekurve der Kavität CAV007

Vergleicht man die Messmethoden der Druckanstiegsmessung und der Flussmessung im Anhang in Abb. A.7 miteinander, ist zu erkennen, dass beide Methoden im Rahmen ihrer Genauigkeit übereinstimmen. Die Schwankungen in der Flussmessung konnten an einer Beschädigung des Flusssensors festgemacht werden. Durch einen verschobenen Anlaufwert war es nicht möglich, Flüsse für Felder unter $E_{Acc} < 6 \text{ MV/m}$ aufzunehmen. Die Genauigkeit des Sensors ließ ebenfalls nach, sodass es zu Schwankungen in den Messwerten kam. Der Sensor wurde nach Ende der Messung getauscht, sodass die Messungen an Kavität CAV008 mit einem neuen Sensor durchgeführt wurden. Betrachtet man die gemessene Gütekurve der Kavität

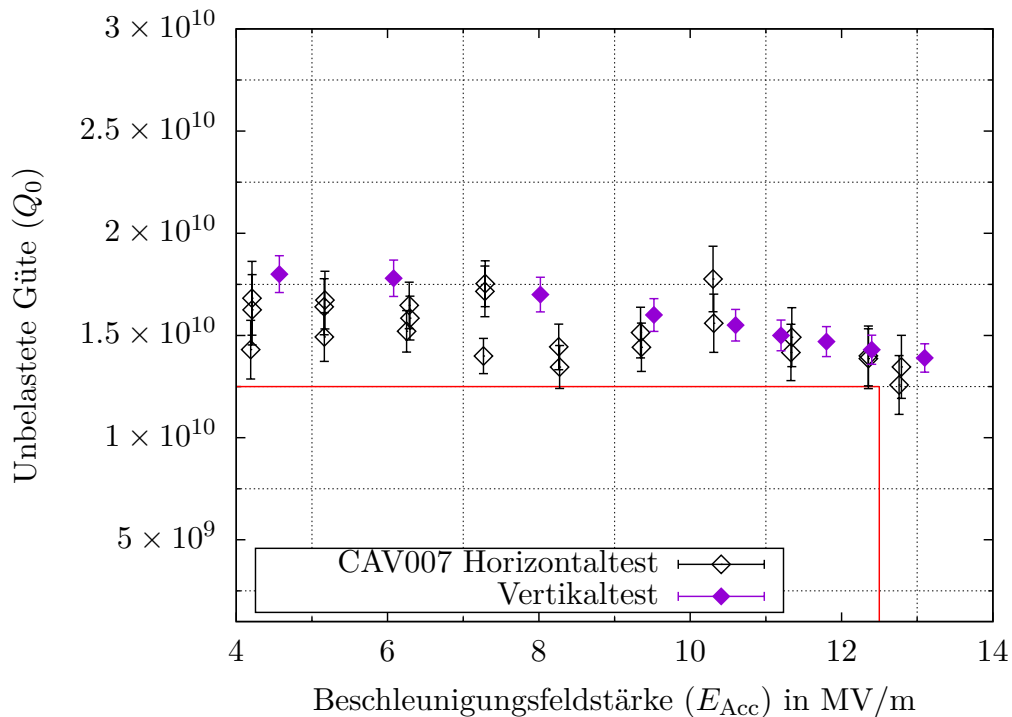


Abb. 7.2.: Der Vergleich zwischen Vertikaltest und Horizontaltest der Kavität CAV007 zeigt eine Übereinstimmung der Ergebnisse. Es wurden keine Effekte beobachtet, die auf ein verändertes Verhalten hindeuten.

CAV007 in Abb. 7.2, so stimmen die im Horizontaltest und Vertikaltest gemessenen Kurven ab 4 MV/m überein. Zwischen den Messungen der Güte durch Druckanstiegsmessung und durch Heliumflussmessung kommt es zu leichten Abweichungen voneinander. Innerhalb ihrer Fehler stimmen sie jedoch überein, sodass in Abb. 7.2 zwischen ihnen nicht unterschieden wird. Die Vermessung der Kavität CAV007 ist für niedrigere Felder durch die Messungenauigkeit des Aufbaus und für höhere Felder als $12,5 \text{ MV/m}$ durch die während der Messkampagne geltende Betriebsgenehmigung begrenzt. Da nach Beendigung dieser Messkampagne eine Erweiterung

der Betriebsgenehmigung bis Felder von 25 MV/m erreicht werden konnte, sollten bei der nächsten Messkampagne mit Kryomodul 1 die höheren Felder ergänzend untersucht werden.

7.2.2. Güte der Kavität CAV008

Betrachtet man die erste Messung von CAV008 in Abb. 7.3, so erkennt man eine starke Streuung der Daten um die Ergebnisse des Vertikaltests. Vermutungen einer variierenden statischen Grundlast aufgrund eines nicht richtig schließenden Ventils konnte mittels Fahrwegkalibrierung und optischer Inspektion des Ventils verworfen werden. Eine ungewollte Wechselwirkung mit einem parallel messenden Testaufbau für das Low-Level-RF (LLRF-) System¹ an MESA konnte durch die Analyse des Aufbaus als verantwortlich für diese Messung ausgemacht werden.

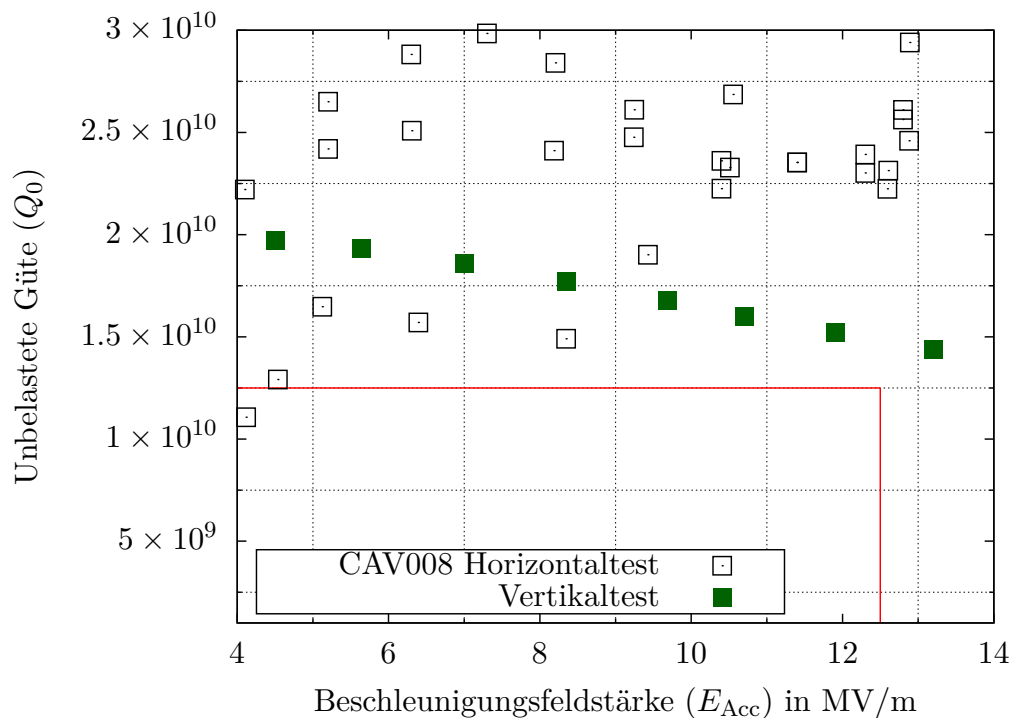


Abb. 7.3.: Horizontaltest der Kavität CAV008. Durch eine ungewollte Wechselwirkung mit einem parasitär messenden Testaufbau wurde die Messung des Beschleunigungsfeldes und damit die Berechnung der Güte gestört. Auf eine Angabe der Messunsicherheit wird daher verzichtet.

Durch eine fehlerhafte Entkopplung der beiden Systeme kam es zu einem Störsignal auf dem Regelsignal der PLL, sodass die Frequenz des Frequenzgenerators nicht mit der Eigenfrequenz der Kavität übereinstimmte. Dies führte zu einem fal-

¹System zur Stabilisierung der Hochfrequenz in Phase und Amplitude

schen angenommenen Beschleunigungsfeld. Da die Störung nicht reproduzierbar ist, kann keine nachträgliche Offsetbereinigung der Daten in Abb. 7.3 erfolgen. Bei Beschleunigungsfeldstärken über 5 MV/m ist eine systematische Verschiebung zu größeren Güten zu erkennen. Da zwischen Vertikaltest und Horizontaltest keine Arbeitsschritte erfolgen, die zur Verbesserung der Güten beitragen, weist das auf einen Fehler bei der Messung hin. Ein Vergleich beider Messmethoden in Abb. A.8 zeigt, dass der neue Flügelradsensor Streuungen in derselben Größenordnung wie die Druckanstiegsmessung aufweist.

Aus den gegebenen Gütewerten folgt eine dynamische Last bei Sollfeld von 7,5 W. Nimmt man die schlechtesten gemessenen Gütewerte als Grundlage, lässt sich eine dynamische Last von ca. 10 W abschätzen. Dies erlaubte die Abnahme des Moduls. Eine neue Vermessung nach Wiederaufnahme des Teststands bleibt jedoch unumgänglich.

7.3. Kryomodul 2

Das Kryomodul 2, bestehend aus CAV009 und CAV010, wurde als erstes geliefert und in den Teststand eingebaut.

Das Anpumpen des Strahlvakuums geschah mittels des in Abschnitt 5.4 beschriebenen Pumpstands und Abpumpprozedur. Eine Restgasanalyse des Strahlvakuums zeigte keine Verunreinigungen des Strahlvakuums. Der integrale Lecktest ergab keine Leckage. Die Leckraten sind in Tabelle 7.2 aufgeführt und innerhalb der Spezifikation. Das Kaltfahren des Kryomoduls entsprach dem in Abschnitt 5.2.4 beschriebenen Verhalten.

Messvolumen	LN ₂ -Schild geflutet	LHe-Tank geflutet
Isoliervakuum	$< 2 \cdot 10^{-9}$ mbar L/s	$< 2 \cdot 10^{-9}$ mbar L/s
Strahlvakuum	$< 2 \cdot 10^{-10}$ mbar L/s	$< 2 \cdot 10^{-10}$ mbar L/s

Tab. 7.2.: Lecktests des Isolier- und Strahlvakuums des Kryomoduls nach dem Anpumpen der Vakua bei $p_{\text{Isovak}} = 5 \cdot 10^{-4}$ mbar und $p_{\text{Strahlvakuum}} = 5 \cdot 10^{-8}$ mbar. Dabei wurde jeweils einmal der LN₂-Schild bzw. der LHe-Tank mit Heliumgas geflutet und die Leckrate im Isolier- und Strahlvakuum vermessen. Das Kryomodul erfüllt die Anforderungen an die Dichtigkeit.

7.3.1. Gütemessung der Kavität CAV009 und CAV010

Die Vermessung der Güte der Kavitäten CAV009 wurde mit jeweils einer Druckanstiegsmessung und einer Heliumflussmessung vermessen, wie im Anhang in Abb. A.9 gezeigt ist.

Ab einer Beschleunigungsfeldstärke von 3 MV/m kommt es zu einer guten Übereinstimmung der Messmethoden. Die Abweichung bei der 2 MV/m Messung ent-

stammt der Tatsache, dass durch das Anlaufverhalten des Gasflusssensors der Gasfluss überschätzt wird und dadurch eine höhere Verlustleistung bestimmt wird. Die Messung der Güte zeigt eine niedrige Startgüte von $Q_0 = (2,3 \pm 0,4) \cdot 10^9$ und einen starken Abfall mit steigenden Beschleunigungsfeld. Vergleicht man die im Horizontaltest gemessenen mit den im Vertikaltest bestimmten Güten, wie in Abb. 7.4 gezeigt, fällt eine große Diskrepanz zwischen beiden Messungen auf.

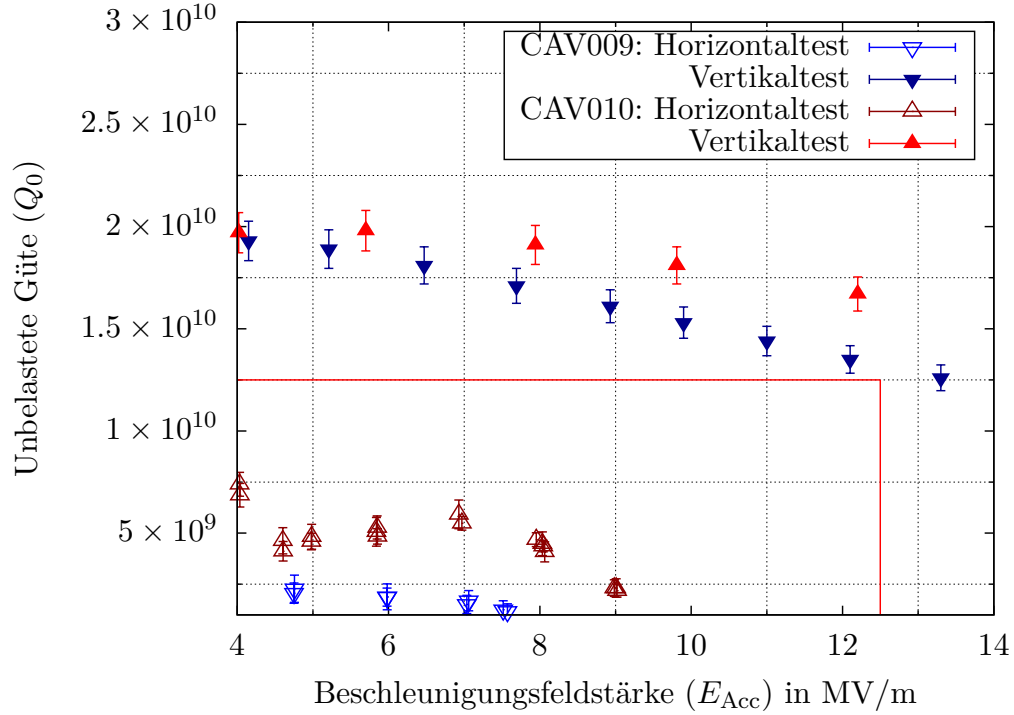


Abb. 7.4.: Horizontaltest der Kavitäten CAV009 und CAV010 im Vergleich zu den Vertikaltestergebnissen. Die spezifizierte Güte und die spezifizierte Beschleunigungsfeldstärke sind mit roten Linien markiert. Die Messungen des Horizontaltests weichen um eine Größenordnung von den Ergebnissen des Vertikaltests aufgrund von Feldemission ab. Beide Kavitäten erfüllen die Spezifikationen nicht. Die geringere Güte führt zu einem hohen Druckanstieg und Heliumfluss, sodass die statistischen Messunsicherheiten klein im Vergleich zu CAV007 sind.

Begleitet wurde die Vermessung der Kavität von starker Strahlung. Als Ursache wurde ein Feldemitter vermutet. Um diesen durch kurzfristig höhere Felder zu zerstören, wurde eine Pulsconditionierung versucht. Dabei wurden Pulse von jeweils 1 ms bis 5 ms Dauer bei einer Periode von 100 ms bis 1500 ms erzeugt, die zu Strahlungspegel von bis zu > 12 mSv/h führten. Die Beschleunigungsfeldstärke war durch das Strahlenschutz-Interlock auf > 11 MV/m im Pulsbetrieb beschränkt. Die Pulsconditionierung führte zu keiner Verbesserung bei den Strahlungsleveln, der unbelasteten Güte oder der maximalen Beschleunigungsfeldstärke.

Nachdem der Feldemitter nicht prozessiert werden konnte, wurde mittels eines Stabdosisimeter-Arrays um den Vakuumtank versucht, den Ort des Feldemitters zu bestimmen. Dafür wurden die Detektoren auf der Oberfläche des Heliumtanks im Abstand von 22 cm um die strahlende Kavität befestigt. Ein Puls mit einer Dauer von 1 s und einer Vorlaufleistung von 1,5 kW wurde für die Erzeugung der Strahlung genutzt, sodass ein Versuch der Lokalisierung einzelner Feldemitter unternommen werden konnte. Die Messung zeigte ein diffuses Bild ohne klar erkennbare Strahlungsquellen. Weitere Messungen mit einem veränderten Raster, bei dem die Stabdosisimeter auf Höhe der Kavitäten im Abstand von 25 cm entlang des gesamten Moduls, von Endkappe zu Endkappe, angebracht wurden, bestätigten die diffuse Strahlung.

Die Gütemessung der Kavität CAV010 zeigte ebenfalls ein feldemitterdominiertes Verhalten. Die Messungen der unbelasteten Güte des Horizontaltests im Vergleich zum Vertikaltest sind in Abb. 7.4 gezeigt.

Da die Pulsconditionierung bei CAV009 zu keiner Reduktion der Strahlung führte, wurde diese Methode bei Kavität CAV010 nicht angewendet. Der Versuch der Lokalisierung der Emitter führte ebenfalls, wie bei CAV009, zu einem diffusen Bild.

Zwei Erklärungsversuche ergeben sich daraus. Durch das Pulsprozessieren der Kavität könnte ein einzelner Feldemitter evaporiert worden sein und sich gleichmäßig als Verunreinigung über die Oberfläche der Kavitäten verteilt haben, sodass das diffuse Strahlungsbild entsteht. Ein zweiter Erklärungsversuch beruht auf der Beobachtung, dass das Endventil des Strahlvakuum bei der Lieferung in einem undefinierten Zustand zwischen geschlossen und offen vorgefunden wurde und erst nach einer erneuten Versorgung mit Pressluft wieder in einen definierten Zustand gelangte. Dieser halb geöffnete Zustand könnte dazu geführt haben, dass die Vibrationen beim Transport des Kryomoduls das Ventil zum Schwingen gebracht haben. Bei dieser Schwingung könnte Abrieb entstanden sein, der sich in der Stickstoffatmosphäre des transportierten Kryomoduls auf die Oberfläche der Kavitäten verteilt hat. Da eine Restgasanalyse des Strahlvakuum keine Hinweise auf eine Verunreinigung lieferte, wäre es nötig, mittels anderer Analyseverfahren die Oberfläche der Kavität zu untersuchen, um die Natur des Feldemitters zu bestimmen.

7.3.2. Nacharbeiten des Kryomoduls 2 durch den Hersteller

Da sich die Einhaltung der Spezifikation in der Verantwortung des Herstellers befindet, bestimmte dieser die weitere Vorgehensweise. Der Hersteller hat sich gegen weitere Analysen und für eine direkte Nachbearbeitung der Kavitäten entschieden, da die zu gewinnenden Erkenntnisse nicht die langfristige Verzögerung und das Risiko einer Beschädigung der Kavitäten aufwiegt. Für die Wiederherstellung der Hochfrequenzeigenschaften der Kavitäten wurden diese mittels einer Hochdruckspülung mit Reinstwasser gereinigt und erneut einem Vertikaltest am DESY unterzogen. Dabei konnten die Hochfrequenzeigenschaften beider Kavitäten in dem Maße wiederhergestellt werden, dass sie die Spezifikationen erfüllen.

7.4. Zusammenfassung

Das Kryomodul 1 wurde im Zeitraum November 2018 bis Juni 2019 vermessen und erfolgreich abgenommen. Die Horizontaltests der CAV007 in Kryomodul 1 zeigten keine messbare Veränderung der Hochfrequenzeigenschaften im Vergleich zum Vertikaltest. Daher konnte gezeigt werden, dass die Qualität der Kavitäten beim Einbau in ein Kryomodul erhalten bleibt. Die durch eine ungewollte Interaktion mit einem parallelen Messaufbau erzeugten Fluktuationen bei der Gütemessung von CAV008 lassen keinen genauen Vergleich zu den Vertikaltests zu. Die Gütekurve konnte nur mit einer großen Ungenauigkeit vermessen werden. Eine aus der dissipierten Leistung abgeschätzter dynamischer Verlust liegt jedoch noch innerhalb der Spezifikationen und lässt so eine Abnahme des Kryomoduls zu. Aufgrund beginnender Bauarbeiten, die den Betrieb des Teststandes verhinderten, konnte die Messung der CAV008 zum Zeitpunkt des Verfassens dieser Arbeit noch nicht wiederholt werden. Weitere Tests zur exakteren Bestimmung der Gütekurve müssen nach der Wiederinbetriebnahme des Teststandes durchgeführt werden. Die Gesamtergebnisse für das Kryomodul 1 sind in Tabelle 7.3 zusammengefasst.

Variable	Spezifikation	Messung
Gesamtbeschleunigung	$> 25 \text{ MV}$	$\geq 25 \text{ MV}$
E_{Acc} (CAV007)		$\geq 12,5 \text{ MV}$
E_{Acc} (CAV008)		$\geq 12,5 \text{ MV}$
Dynamische Verluste	$< 25 \text{ W}$	$\approx 18,5 \text{ W}$
P_{Diss} (CAV007)		$8,5 \text{ W}$
P_{Diss} (CAV008)		$\approx 10 \text{ W}$
Statische Verluste	$< 15 \text{ W}$	$(9,0 \pm 2,3) \text{ W}$
Gesamtverlust	$< 40 \text{ W}$	$< 30 \text{ W}$

Tab. 7.3.: Ergebnisse des c. w.-Horizontaltests des Kryomoduls 1 bei $T = 2 \text{ K}$. Die dynamischen Verluste sind bei einem Beschleunigungsfeld von $12,5 \text{ MV}$ gemessen. Die dynamischen Verluste der CAV008 sind als abgeschätzte obere Grenze angegeben, da sie aufgrund der in Abschnitt 7.2.2 beschriebenen Restriktionen nicht endgültig bestimmt werden konnten.

Der Abnahmetest des Kryomoduls 2 zeigte eine starke, durch Feldemission erzeugte Strahlung in beiden Kavitäten, sodass die Spezifikation des Beschleunigungsfelds und der unbelasteten Güte nicht erfüllt werden konnte. Die Ergebnisse des ersten, fehlgeschlagenen Abnahmetests sind in Tabelle 7.4 zusammengefasst.

Variable	Spezifikation	Messung
Gesamtbeschleunigung	$> 25 \text{ MV}$	$16,6 \text{ MV}$
E_{Acc} (CAV009)		$\geq 7,6 \text{ MV}$
E_{Acc} (CAV010)		$\geq 9 \text{ MV}$
Dynamische Verluste	$< 25 \text{ W}$	$\gg 25,5 \text{ W}$
P_{Diss} (CAV009)		n. a.
P_{Diss} (CAV010)		n. a.
Statische Verluste	$< 15 \text{ W}$	$(5,61 \pm 0,31) \text{ W}$
Gesamtverlust	$< 40 \text{ W}$	$\gg 40 \text{ W}$

Tab. 7.4.: Erster c. w. Horizontaltest des Kryomoduls 2 bei 2 K. Es wurden die Spezifikationen für Güte und Feld nicht erreicht. Diese waren durch Feldemitter begrenzt. Das Kryomodul wurde zur Nachbearbeitung zurück zum Hersteller geschickt.

8. Fazit und Ausblick

8.1. Fazit

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Produktion zweier ELBE/Rossendorf-Typ Kryomodule für MESA begleitet sowie Modifikationen für den ERL-Betrieb mit c. w.-Strahl durchgeführt. So wurde die Higher-Order-Mode-Antenne modifiziert, um die erhöhte Strahllast des rezirkulierenden Betriebs zu ermöglichen. Da mit dem Strahlstrom auch die ausgekoppelte Leistung der ungewollten Moden höherer Ordnung wächst, führen diese Verluste schneller zu einer Erhitzung der Antenne und somit zum Quench. Die optimierte thermische Anbindung der HOM-Antenne soll verhindern, dass die Erhitzung zu einem vorzeitigen Quenchen aufgrund der ungenügenden Kühlung führt, und somit höhere Strahlströme im Vergleich zum unmodifizierten Kryomodul erlauben.

Das Kryomodul wurde von RI Research Instruments GmbH produziert und die Produktion im Rahmen dieser Arbeit engmaschig überwacht. Mit zum Hersteller parallel laufenden Material- und Hochfrequenztests konnte gezeigt werden, dass die Kryomodule mit hoher Sorgfalt gefertigt wurden. Zusätzliche Messungen der Materialeigenschaften des Niobs erlaubten die Aussortierung ungeeigneten Rohmaterials und zeigen auf, dass der Standort Mainz in der Lage ist, angewandte supraleitende Beschleunigerphysik zu betreiben. Dies wird durch die, im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte, erfolgreiche Konzeption und Inbetriebnahme des Teststands für normal- und supraleitende Beschleunigerstrukturen am Helmholtz-Institut Mainz weiter unterstützt. Die Vermessung der Hochfrequenzeigenschaften des Kryomoduls 1 zeigte für Kavität CAV007 sehr gute Ergebnisse, die im Rahmen der Messgenauigkeit mit den im Vertikaltest ermittelten Werten übereinstimmen. Dabei konnten unbelastete Güten $Q_0 > 1,25 \cdot 10^{10}$ bei einem Beschleunigungsfeld von $E_{\text{Acc}} = 12,5 \text{ MV/m}$ gemessen werden. Die Vermessung der Kavität, insbesondere des maximalen Felds, war lediglich durch die Strahlenschutz-Betriebsgenehmigung begrenzt. Die kürzlich erfolgte Bewilligung der Erweiterung der Betriebsgenehmigung auf Messungen bis $E_{\text{Acc, Max}} = 25 \text{ MV/m}$ erlaubt zukünftig eine breitere Charakterisierung der Kavitäten. Die zweite Kavität in Kryomodul 1, Kavität CAV008, wurde durch eine ungewollte Wechselwirkung mit einem parallel messenden Testaufbau so gestört, dass die qualitative Beschreibung der Gütekurve nicht möglich ist. Eine Analyse der vorlaufenden, transmittierten sowie der dissipierten Leistung ergab, dass die Kavität innerhalb der Spezifikation liegt. Daher konnte das Kryomodul 1 erfolgreich abgenommen werden. Bei der Abnahme zeigte das Kryomodul 2 Feldemitter, die vermutlich aufgrund eines fehlerhaften Ventils auf dem Transport eingebracht wurden. Die Güte konnte konsistent mit zwei Messmethoden vermessen

werden und erfüllte die Spezifikationen nicht. Der Versuch einer Lokalisierung und Konditionierung der Feldemitter blieb erfolglos. Zurzeit befindet sich das Kryomodul 2 zur Aufbereitung beim Hersteller und soll erneut getestet werden.

8.2. Ausblick

Die erfolgreiche Abnahme des Kryomoduls 1 kann durch weitere Messungen zur Charakterisierung der Kavitäten CAV007 und CAV008 ergänzt werden. So sollte CAV008 zeitnah noch einmal vermessen werden, um eine realistische Messung der Gütekurve zu erhalten. Beide Kavitäten können im Rahmen der Erweiterung der Betriebsgenehmigung bis 25 MeV vermessen werden, was einen detaillierteren Vergleich zwischen Vertikal- und Horizontaltest erlaubt. Die Abnahme des Kryomoduls 2 muss wiederholt werden. Dies wird ebenfalls zeitnah geschehen. Der Zeitplan sieht das erste Quartal 2020 als Testzeitraum vor. Dabei können die Kavitäten CAV009 und CAV010 ebenfalls bis 25 MeV vermessen werden. Dies erlaubt die Analyse des Quenchlimits der Kavität CAV009. Eine weitere Messung, die insbesondere für die Leistungsaufnahme der Kavitäten im Betrieb bei MESA wichtig wird, ist eine Mikrophonieanalyse der Kryomodule. Wie in Formel 4.2 gezeigt, geht die Verstimmung der Kavität durch Mikrophonie (δw) empfindlich in die benötigte Vorlaufleistung ein. Dabei beschreibt die Mikrophonie die Verstimmung der Kavität durch mechanische Vibrationen. Eine Analyse der mechanischen Eigenmoden sowie eine eventuelle Dämpfung dieser kann daher wichtig für den Betrieb sein. Erste Studien konnten bereits durchgeführt werden [87].

Nachdem beide Kryomodule abgenommen sind folgt der Einbau in MESA und der Betrieb mit Elektronenstrahl. Der Einbau ist aus baulichen Gründen nicht vor Ende 2021 möglich. Da im Rahmen dieser Arbeit die Wechselwirkung der Kavitäten mit einem Elektronenstrahl nicht untersucht werden konnte und aktuelle Simulationen ein BBU-Limit¹ von 13,4 mA [32] vorhersagen, muss dieser Wert noch experimentell bestätigt werden. Bei MESA wird zu Beginn solch ein Strahlstrom von der Quelle und dem Vorbeschleuniger nicht geliefert werden können. Ein Testbetrieb des Kryomoduls mit einem Elektronenstrahl vor dem Einbau in MESA kann wertvolle Informationen über das HF-Verhalten liefern. Hierzu bietet sich eine Kooperation mit dem Helmholtz-Zentrum Berlin an. Dieses hat ebenfalls einen ERL-Prototypen bERLinPro (Berlin Energy Recovery Linac Prototype), der auf einer Resonanzfrequenz von $f_0 = 1,3$ GHz arbeitet [88]. Bei einer Rezirkulation soll bERLinPro eine totale Energie von 50 MeV mit einem c. w.-Strahlstrom von 100 mA erreichen. Der hohe Strom wird von einer SRF-Quelle mit einer Energie von 2,5 MeV geliefert und in einem supraleitenden Vorbeschleuniger auf 6,5 MeV beschleunigt. Zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit ist der Beschleuniger bERLinPro nahezu vollständig, bis auf eigene Beschleunigermodule, aufgebaut. Durch eine Kooperation zwischen den beiden Instituten können die MESA-Beschleunigermodule in bERLinPro eingebaut werden. Dadurch kann bERLinPro in Betrieb genommen werden und die Beschleunigermodule können vor der Inbetriebnahme von MESA intensiv mit einem rezirkulierenden Elektronenstrahl auf das BBU-Limit hin unter-

¹engl. *Beam-breakup*, d.h. der Strahlstrom, bei dem Instabilitäten auftreten, sodass keine Beschleunigung mehr möglich ist.

sucht werden. Insbesondere die verbesserte Wärmeanbindung der HOM-Antennen kann unter Realbedingungen getestet werden [89].

9 Danksagung

Dieses Kapitel wurde aus datenschutzrechtlichen Gründen entfernt.

A. Anhang

A.1. Ergänzungen zu Kapitel 4

A.1.1. Wirbelstrommessung (Abschnitt 4.3.1)

Die Bestimmung der Hochfrequenzseite der Niob-Rohlinge wurde mittels Wirbelstrommessung (ECS¹) umgesetzt. Dabei wird mit einer Primärspule ein Wirbelstrom im Material induziert und dieser mit einer Sekundärspule gemessen. Änderungen in der Wirbelstromstärke entstehen aufgrund von Höhenunterschieden (Kratzern) und Materialänderungen (Verunreinigungen). Die so entstandenen Daten werden graphisch aufbereitet, wie in Abb. A.1 gezeigt. Die Ergebnisse aller

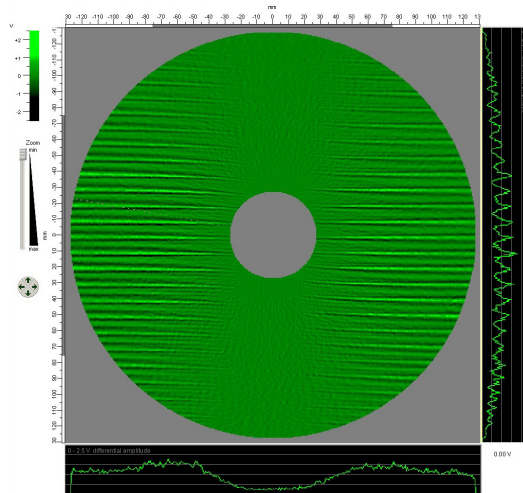


Abb. A.1.: Messergebnisse der Wirbelstrommessung für Blech Nr. 2923 ohne Beanstandung. Das Rillenmuster entstammt dem Walzverfahren, dem die Bleche unterzogen wurden und ist nicht beanstandenswert.

Bleche sind in Abb. A.2 dargestellt. Dabei sind alle die Seriennummern der Bleche (Sheet No.) und die Messungen der beiden Seiten aufgelistet. Beeinträchtigungen der Oberfläche sind per Kommentar vermerkt.

Weitere Informationen können in [71] gefunden werden.

¹engl. Eddy Current Scan

Sheet No.	Seite 1	Seite 2	Sheet No.	Seite 1	Seite 2	Sheet No.	Seite 1	Seite 2	Sheet No.	Seite 1	Seite 2
2923	ok		2949	ok		2975	ok		3000	ok	
2924	ok		2950	Kerbe	ok	2976	WS: 33 75	ok	3001	ok	
2925	WS: 5 63	ok	2951	ok		2977	ok		3002	ok	
2927		ok	2952	ok		2978	ok, Schleifspuren				
2928	ok		2953	ok		2979	ok, Schleifspuren	WS: -85 60			
2929	WS: 5 112	ok	2954	ok		2980	ok	Kratzer			
2930	semi ok	ok	2956	ok		2981	ok, Kratzer	Kratzer			
2931	ok		2957	ok	Kratzer	2982	ok				
2932	ok		2958	ok		2983	ok				
2933	ok		2959	ok		2984	ok				
2934	ok		2960	ok		2985	ok, Kratzer außerhalb				
2935	ok		2961	ok		2986	ok, Kratzer außerhalb				
2936	ok, Kerben, Kratzer	Kerben, Kratzer	2962	ok		2987	ok				
2937	ok		2963	ok		2988	ok, leichter Kratzer				
2938	ok		2964	ok	Kratzer	2989	WS: 4 48, 12 42	tiefe Kratzer, WS: 37 75			
2939	ok		2965	ok		2990	WS: 20 45	WS: -5 70			
2940	ok	Kerben, Kratzer	2966	ok		2991	ok				
2941	WS: -45 65	ok	2967	ok	Löcher, Kerben	2992	ok				
2942	ok, Schleifspuren	WS: -45 103, 40 87	2968	ok	Loch außerhalb	2993	ok				
2943	ok, Kratzer	Fremdmaterial	2969	ok	Kerben, Löcher	2994	ok	Kratzer			
2944	Kratzer, WS: 73 82	ok	2970	ok		2995	WS: -46 +102	ok			
2945	WS: 25 105	WS: 22 65	2971	ok		2996	ok				
2946	ok		2972	ok		2997	ok	Kerbe, Loch			
2947	WS: -20 -52	ok	2973	ok		2998	ok	Kratzer			
2948	ok, Kratzer	Loch	2974	ok		2999	ok				

Abb. A.2.: Wirbelstrommessungen für alle Niobbleche. Grün bezeichnet dabei eine gute Seite, die als Hochfrequenzoberfläche in Betracht kommt. Sichtbare Beanstandungen sind kommentiert. Optisch unauffällige Bleche mit einer Beanstandung durch die Wirbelstrommessung sind mit **WS: X-Koordinate | Y-Koordinate** verzeichnet. Rot markierte Bleche besitzen auf beiden Seiten eine so große Beanstandung, dass sie nicht für den Einbau in das Kryomodul geeignet sind.

A.1.2. Modenspektrum der Kavitäten

Mode	CAV007	CAV008	CAV009	CAV010
1π	1273,502	1273,423	1273,352	1273,556
2π	1275,619	1275,586	1275,447	1275,584
3π	1278,885	1278,826	1278,709	1278,867
4π	1282,829	1282,809	1282,703	1282,841
5π	1287,129	1287,084	1286,997	1287,101
6π	1291,152	1291,139	1291,046	1291,128
7π	1294,469	1294,460	1294,415	1294,487
8π	1296,651	1296,656	1296,589	1296,663
9π	1297,398	1297,413	1297,340	1297,403

Tab. A.1.: Modenspektrum in MHz der Kavitäten durch den Hersteller nach der Fertigung inklusive Heliumtankschweißen.

A.1.3. Hochleistungstest der Leistungskoppler (Abschnitt 4.4.1)

Die Vermessung des Kopplerpaares 3 und 4 erfolgte Analog zu Kopplerpaar 1 und 2. Es konnte ebenfalls Erfolgreich bis 20 kW c. w. konditioniert werden. In Abb. A.3 ist die Konditionierung gezeigt.

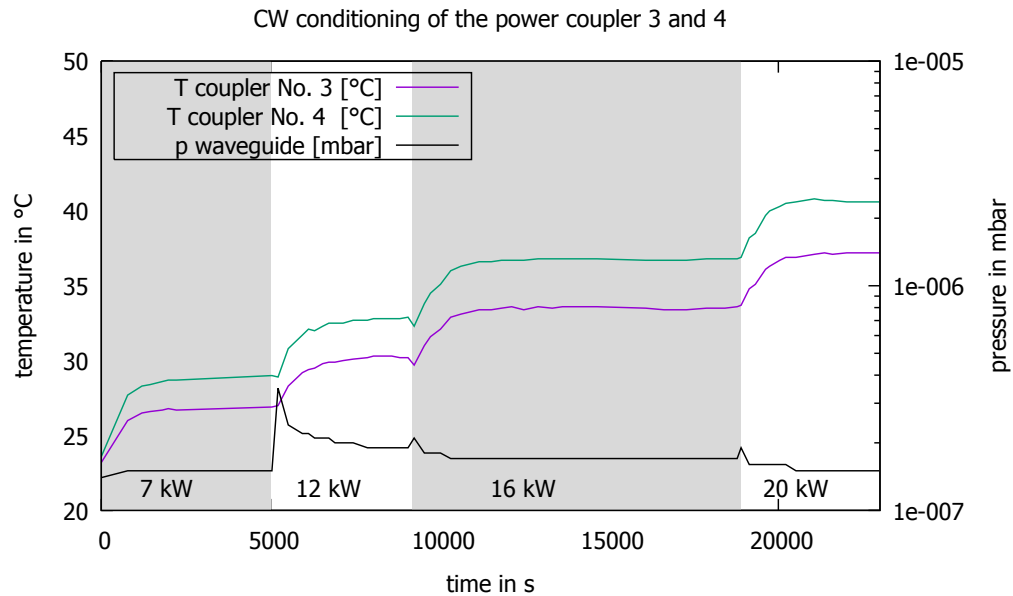


Abb. A.3.: des Kopplerpaares 3 und 4 bis 20 kW c. w. (travelling wave mode) im resonanten Ring des HZDR. Das Kopplerpaar konnte eine stabile Temperatur unterhalb des Temperaturinterlocks von 60 °C erreichen. Im Vergleich zu Kopplerpaar 1 und 2 war das thermische Verhalten stabiler.

A.2. Ergänzungen zu Kapitel 5

A.2.1. Interlocksystem (Abschnitt 5.1)

Die wichtigsten Größen des Interlocksystems sind in Abb. A.4 aufgelistet. Dabei stellt dies die Minimalsausstattung dar.

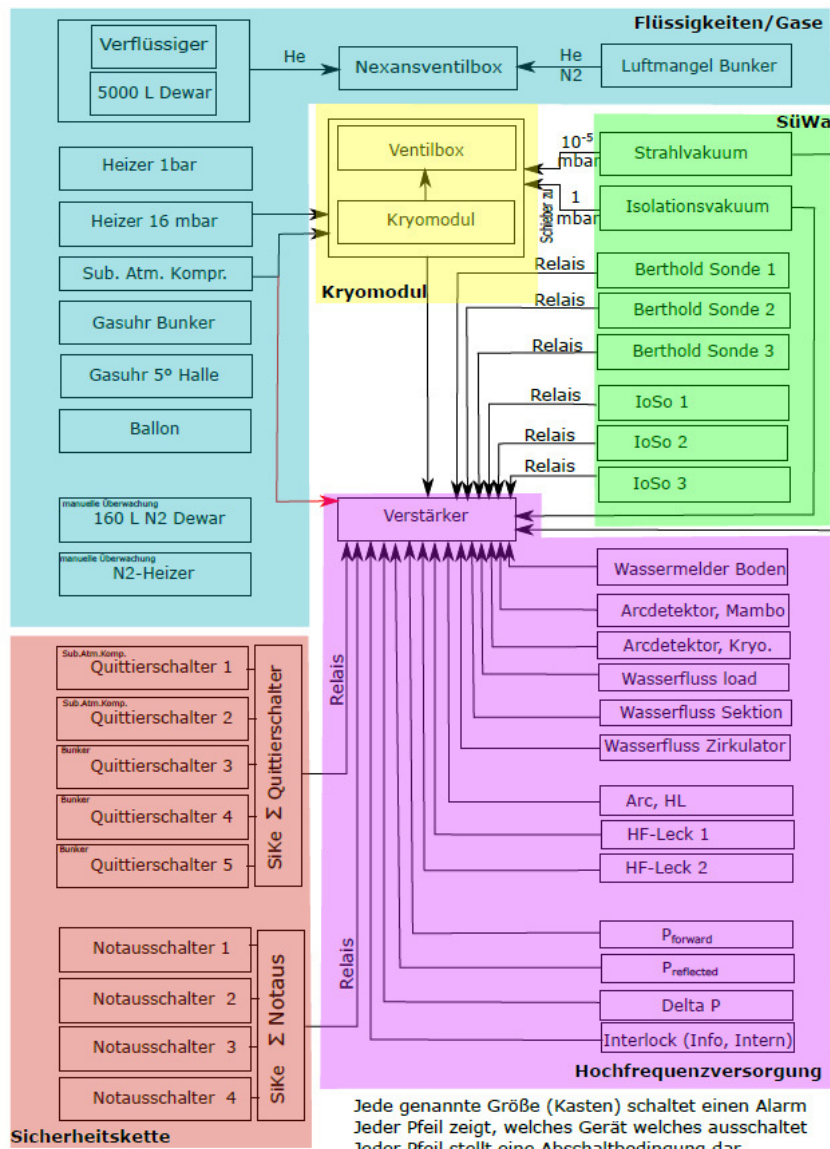


Abb. A.4.: Interlockgrößen

A.3. Ergänzungen zu Kapitel 7

A.3.1. Restgasanalyse (Abschnitt 7.2)

Die Restgasspektren des Kryomoduls 1 bei 300 K sind in Abbildung A.5 und bei 2 K sind in Abbildung A.6 gezeigt.

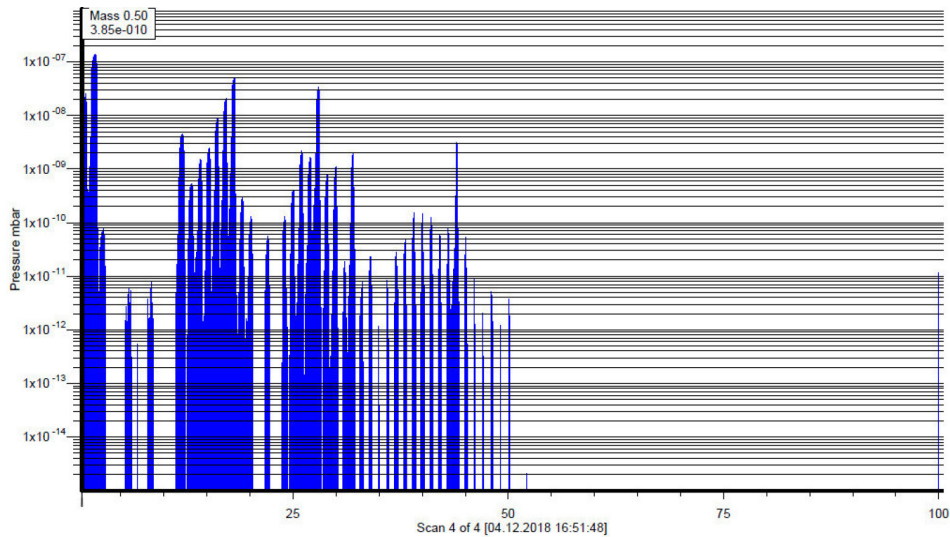


Abb. A.5.: Restgasanalyse des Kryomoduls 1 bei 300 K. Es ist keine Verunreinigung mit Kohlenwasserstoffen oder Helium zu erkennen.

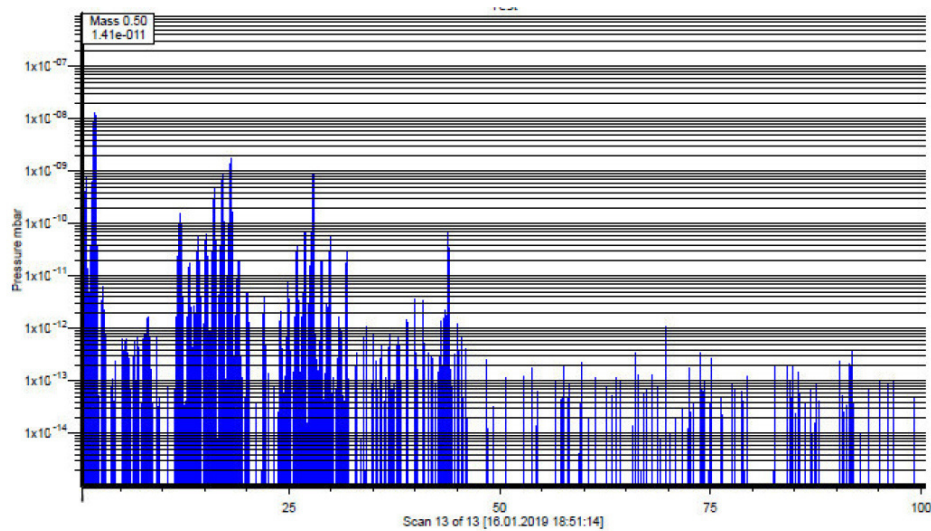


Abb. A.6.: Restgasanalyse des Kryomoduls 1 bei 2 K. Es ist keine Verunreinigung mit Kohlenwasserstoffen oder Helium zu erkennen.

A.3.2. Vergleich der Messmethoden (Abschnitt 7.2 und 7.3)

Die Verwendeten Messmethoden für die unbelastete Güte mittel Heliumfluss und Heliumdruckanstieg zeigten bei allen vier Kavitäten gute Übereinstimmungen.

Kryomodul 1

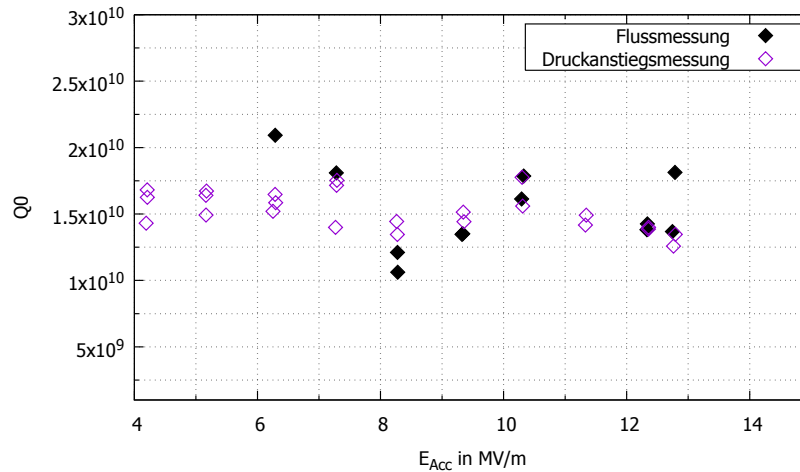


Abb. A.7.: Vergleich der Messmethoden der unbelasteten Güte der Kavität CAV007. Die Ergebnisse der schnelleren Druckanstiegmethode stimmen mit den Ergebnissen der langsameren Heliumflussmessung im Rahmen ihrer Genauigkeiten überein. Aufgrund einer Beschädigung am Flusssensor konnten niedrige Flüsse bei $E_{Acc} < 6$ MV/m nicht gemessen werden.

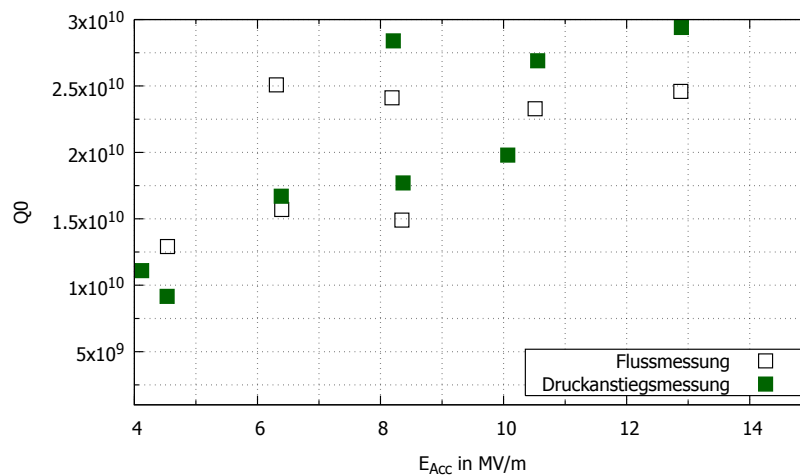


Abb. A.8.: Vergleich der Messmethoden der unbelasteten Güte der Kavität CAV008. Trotz stark schwankender Werte stimmen die Heliumflussmessung und die Druckanstiegmessung im Rahmen ihrer Messungenauigkeiten miteinander überein.

Kryomodul 2

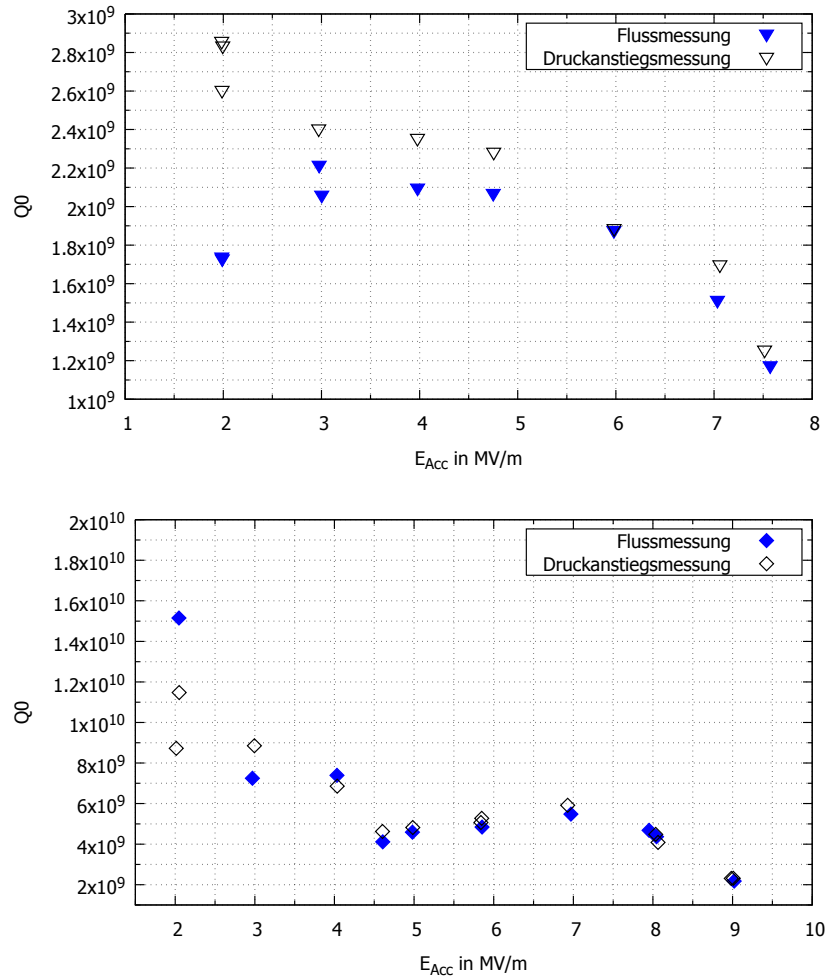


Abb. A.9.: Horizontaltest der Kavität CAV009 (oben) und CAV010 (unten). Während die beiden Messungen des Durckanstiegs und Heliumflusses im Rahmen der Ungenauigkeit der Messung ab 3 MV/m miteinander übereinstimmen weichen beide bei niedrigeren Feldern voneinander ab.

Literatur

- [1] J. L. A. Fernandez u. a. „A Large Hadron Electron Collider at CERN Report on the Physics and Design Concepts for Machine and Detector“. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 39.7 (Juli 2012), S. 075001. DOI: 10.1088/0954-3899/39/7/075001.
- [2] E. C. Aschenauer u. a. „eRHIC Design Study: An Electron-Ion Collider at BNL“. In: (5. Sep. 2014). arXiv: <http://arxiv.org/abs/1409.1633v2> [physics.acc-ph].
- [3] G. H. Hoffstaetter u. a. „CBETA Design Report, Cornell-BNL ERL Test Accelerator“. In: (13. Juni 2017). arXiv: <http://arxiv.org/abs/1706.04245v1> [physics.acc-ph].
- [4] C. Reece. „Overview of CEBAF operations and SRF-related activities at Jefferson Lab“. In: *Conference: 9th SRF Workshop, Santa Fe, NM (US), 11/01/1999–11/05/1999* (Nov. 1999).
- [5] A. Richter u. a. „Operational Experience at the S-DALINAC“. In: *Proc. of the 5th EPAC*. Bd. 96. IOP Publishing. 1996, S. 110.
- [6] S. Esenov u. a. „Technical Design Report: European XFEL DAQ and DM Computing – 2009 Public Version“. In: DESY-2013-00147. XFEL.EU TR-2009-001 (2009), S. 1–71. URL: <http://xfel.tind.io/record/400>.
- [7] A. Büchner u. a. „The ELBE-Project at Dresden-Rossendorf“. In: *EPAC'00, Vienna, June* (2000).
- [8] J. Teichert u. a. „RF status of superconducting module development suitable for CW operation: ELBE cryostats“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 557.1 (2006). Energy Recovering Linacs 2005, S. 239–242. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.10.077>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900205020000>.
- [9] R. Massey, T. Kitching und J. Richard. „The dark matter of gravitational lensing“. In: *Rep. Prog. Phys.* 73 (2010) 086901 (12. Jan. 2010). DOI: 10.1088/0034-4885/73/8/086901. arXiv: <http://arxiv.org/abs/1001.1739v2> [astro-ph.CO].
- [10] D. Becker u. a. „The P2 experiment“. In: *The European Physical Journal A* 54.11 (2018), S. 208. DOI: 10.1140/epja/i2018-12611-6.

- [11] H. Davoudiasl, H.-S. Lee und W. J. Marciano. „Muong-2, rare kaon decays, and parity violation from dark bosons“. In: *Physical Review D* 89.9 (Mai 2014). DOI: 10.1103/physrevd.89.095006.
- [12] M. Dehn u. a. „The MAMI-C Accelerator: 25 Years of Operation and Strategies for the Next Decade“. Englisch. In: *Proc. of International Particle Accelerator Conference (IPAC'17), Copenhagen, Denmark, May 14-19, 2017* (Copenhagen, Denmark). International Particle Accelerator Conference 8. Geneva, Switzerland: JACoW, Mai 2017, S. 1816–1818. ISBN: 978-3-95450-182-3. DOI: <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2017-TUPIK054>. URL: <http://jacow.org/ipac2017/papers/tupik054.pdf>.
- [13] L. Doria u. a. „Dark Matter at the Intensity Frontier: the new MESA electron accelerator facility“. In: *Proceedings of ALPS 2019, April 22 - 27, 2019, Obergurgl, Austria*. 2019. URL: <https://arxiv.org/pdf/1908.07921.pdf>.
- [14] A. Denig. „Recent results from the Mainz Microtron MAMI and an outlook for the future“. In: *Proceedings, 16th International Conference on Hadron Spectroscopy (Hadron 2015): Newport News, Virginia, USA, September 13-18, 2015*. Author(s), 2016. DOI: 10.1063/1.4949374.
- [15] S. Grieser u. a. „A cryogenic supersonic jet target for electron scattering experiments at MAGIX@MESA and MAMI“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 906 (Okt. 2018), S. 120–126. DOI: 10.1016/j.nima.2018.07.076.
- [16] S. Schlimme. „MAGIX - Needs and requirements of a MESA experiment -“. In: *MESA Away Day 2019*. unveröffentlicht. 2019.
- [17] S. Friederich. „Entwicklung einer hochbrillanten Photoemissionsquelle für spinpolarisierte Strahlen“. Diss. Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität, 2019.
- [18] R. Kempf. „Stabilisation der Strahlparameter für das P2-Experiment an MESA“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, In Vorbereitung.
- [19] B. Ledroit und K. Aulenbacher. „Collimation of Target Induced Halo Following MAGIX at MESA“. In: *Proceedings, 10th International Particle Accelerator Conference (IPAC2019): Melbourne, Australia, May 19-24, 2019*. 2019, THPRB019. DOI: 10.18429/JACoW-IPAC2019-THPRB019.
- [20] M. Tigner. „A possible apparatus for electron clashing-beam experiments“. In: *Il Nuovo Cimento* 37 (Juni 1965), S. 1228–1231. DOI: 10.1007/BF02773204.
- [21] F. Hug. „Application of Non-Isochronous Beam Dynamics in ERLs for Improving Energy Spread and Beam Stability“. In: *Proceedings, 8th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2017): Copenhagen, Denmark, May 14-19, 2017*. 2017, MOPVA013. DOI: 10.18429/JACoW-IPAC2017-MOPVA013.

- [22] C. Matejcek. „Kollektive Effekte der Niederenergiestrahlführung von MESA“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, In Vorbereitung.
- [23] R. Heine u. a. „Current Status of the Milliampere Booster for the Mainz Energy-recovering Superconducting Accelerator“. In: *Proceedings, 7th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2016): Busan, Korea, May 8-13, 2016*. 2016, TUPOW002. DOI: 10.18429/JACoW-IPAC2016-TUPOW002.
- [24] S. Heidrich. „Entwurf strahloptischer Elemente für MESA und Untersuchung des Einflusses extremer Strahlleistungen auf die Strahlqualität und -diagnose“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2018. URL: <http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:hebis:77-diss-1000026432>.
- [25] B. Aune u. a. „Superconducting TESLA cavities“. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators And Beams* 3.9 (Sep. 2000), S. 092001. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.3.092001. URL: <http://link.aps.org/abstract/PRSTAB/v3/e092001>.
- [26] D. Trompetter. *Angebot supraleitendes Beschleuniger Module Typ ELBE*. RI Research Instruments GmbH, 2014.
- [27] D. Simon. „MESA als Gesamtkonzept mit Schwerpunkt auf Kryotechnik und Strahloptik“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, In Vorbereitung.
- [28] K. Wille. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. Vieweg und Teubner Verlag, 1992. DOI: 10.1007/978-3-663-11850-3.
- [29] H. Padamsee. *RF Superconductivity*. Wiley-VCH Verlag, Weinheim, 2009.
- [30] R. Wanzenberg. *Monopole, Dipole and Quadrupole Passbands of the TESLA 9-cell Cavity*. Techn. Ber. DESY, 2001.
- [31] C. Stoll. „Beam Breakup Limit Estimations And Higher Order Mode Characterisation for MESA“. Diss. Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität, In Vorbereitung.
- [32] C. Stoll und F. Hug. „Beam Breakup Simulations for the Mainz Energy Recovering Superconducting Accelerator MESA“. en-us. In: *Proceedings of the 10th Int. Particle Accelerator Conf. (IPAC19)* IPAC2019 (2019), Australia-. DOI: 10.18429/JACoW-IPAC2019-MOPGW025.
- [33] K. Fossheim. *Superconductivity*. Wiley-Blackwell, 27. Apr. 2004. 442 S. ISBN: 0470844523. URL: https://www.ebook.de/de/product/3608091/kristian_fossheim_superconductivity.html.
- [34] D. Bafia u. a. „Gradients of 50 MV/m in TESLA Shaped Cavities via Modified Low Temperature Bake“. In: *Proceedings of the 19th Int. Conf. on RF Superconductivity SRF2019* (2019), Germany-. DOI: 10.18429/JACoW-SRF2019-TUP061.

- [35] N. Walker u. a. „Update and Status of Vertical Test Results of the European XFEL Series Cavities“. Englisch. In: *Proc. of International Conference on RF Superconductivity (SRF2015)*, Whistler, BC, Canada, Sept. 13-18, 2015 (Whistler, BC, Canada). International Conference on RF Superconductivity 17. JACoW. Geneva, Switzerland: JACoW, Dez. 2015, S. 337–341. ISBN: 978-3-95450-178-6. DOI: 10.18429/JACoW-SRF2015-MOPB086. URL: <http://srf2015.vrws.de/papers/mopb086.pdf>.
- [36] H. Kamerlingh Onnes. „The resistance of pure mercury at helium temperatures“. In: *Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden*, b 120 (1911).
- [37] W. Meissner und R. Ochsenfeld. „Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit“. In: *Naturwissenschaften* 21.44 (1933), S. 787–788. DOI: 10.1007/BF01504252.
- [38] R. P. Huebener. *Magnetic Flux Structures in Superconductors*. Springer Berlin Heidelberg, 1979. DOI: 10.1007/978-3-662-02305-1.
- [39] J. Bardeen, L. N. Cooper und J. R. Schrieffer. „Theory of Superconductivity“. In: *Physical Review* 108 (1957), S. 1175–1204. DOI: 10.1103/PhysRev.108.1175. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.108.1175>.
- [40] P. Schmüser. „Basic Principles of RF Superconductivity and Superconducting Cavities“. In: *Proc. of SRF 2003*. 2003.
- [41] K. Schulze. „Preparation and Characterization of Ultra-High-Purity Niobium“. In: *Journal of Metals* (1981).
- [42] W. Singer u. a. „Quality requirements and control of high purity niobium for superconducting RF cavities“. In: *Physica C: Superconductivity* 386 (Apr. 2003), S. 379–384. DOI: 10.1016/s0921-4534(02)02208-6.
- [43] J. K. Sekutowicz. *Superconducting elliptical cavities*. 2012. arXiv: 1201.2598 [physics.acc-ph].
- [44] T. Powers. *Theory and Practice of Cavity RF Test Systems*. Aug. 2006.
- [45] C. E. Reece und G. Ciovati. „Superconducting Radio-Frequency Technology R&D for Future Accelerator Applications“. In: *Reviews of Accelerator Science and Technology*. WORLD SCIENTIFIC, März 2013, S. 285–312. DOI: 10.1142/9789814449953_0011.
- [46] V. Palmieri. „The problem of Q-Drop in superconducting resonators revised by the analysis of fundamental concepts from RF-superconductivity theory“. In: *Proceedings of the 12th International Workshop on RF Superconductivity, Cornell University, Ithaca, New York, USA*. 2005.
- [47] H. Padamsee, J. Knobloch und T. Hays. *RF Superconductivity for Accelerators*. Wiley-VCH Verlag, Weinheim, 2008. DOI: 10.1002/9783527627172.

- [48] A. Grassellino u. a. „Unprecedented quality factors at accelerating gradients up to 45 MV/m niobium superconducting resonators via low temperature nitrogen infusion“. In: *Superconductor Science and Technology* 30.9 (Aug. 2017), S. 094004. DOI: 10.1088/1361-6668/aa7afe.
- [49] D. Reschke. *Private Kommunikation*.
- [50] J. C. Slater. *Microwave electronics*. van Nostrand, 1957.
- [51] R. Abela u. a. „XFEL: The European X-Ray Free-Electron Laser - Technical Design Report“. In: DESY-06-097 (2006). URL: <http://xfel.tind.io/record/632>.
- [52] D. Trompetter. *Konstruktionsbericht: Supraleitendens Beschleuniger Modul Typ ELBE für MESA*. Sep. 2016.
- [53] K. Aulenbacher u. a. *Elementary Design Report for the Mainz Energy Recovering Superconducting Accelerator MESA*. Techn. Ber. Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität, 2014.
- [54] M. Liepe. „Operational Aspects of SC RF Cavities with Beam“. In: *Tutorial der SRF2015 Konferenz*. 2015.
- [55] W. Anders u. a. „CW operation of superconducting TESLA cavities“. In: (2007).
- [56] M. Eisengruber. *Produktionsbericht: MESA Kryo-Design Review*. Feb. 2017.
- [57] R. Paparella u. a. „Analysis of the Production, Installation and Commissioning of the European-XFEL Frequency Tuners“. In: *Proc. 18th Int. Conf. RF Superconductivity (SRF'17)* (2017).
- [58] A. Neumann. „Compensating Microphonics in SRF Cavities to Ensure Beam Stability for Future Free-Electron-Lasers“. Diss. Humboldt-Universität zu Berlin, 2008.
- [59] D. Trompetter. *Produktionsbericht: MESA cryomodule 1 (serial number 3444-01) Site acceptance test report*. Apr. 2019.
- [60] J. K. Sekutowicz. „Improved Heat Conduction Feedthroughs for HOM Couplers at DESY“. In: *Proc. 50th Advanced ICFA Beam Dynamics Workshop on Energy Recovery Linacs (ERL'11)*. WG3036. Tsukuba, Japan, Okt. 2011, S. 102–104.
- [61] *Datenblatt: RT/duroid® 5870 /5880 High Frequency Laminates*. Rodgers Corporation.
- [62] *Datenblatt: Koaxialkabel K_03252_D-06*. Huber+Suhner.
- [63] W. Ackermann u. a. „Eigenmode Calculations for the TESLA Cavity Considering Wave-Propagation Losses through Fundamental and Higher-Order Mode Couplers“. In: (). URL: <http://bib-pubdb1.desy.de/record/289143>.
- [64] F. Fichtner. *Test von Hochfrequenzkabeln bis 4,9 GHz für MAMI-C*. Techn. Ber. Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität, Feb. 2000.

- [65] P. Weber. „Charakterisierung der Material- und Hochfrequenzeigenschaften der supraleitenden Beschleunigerkavitäten für MESA“. Masterarbeit. Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität, 2016.
- [66] W. Singer u. a. „Preparation phase for 1.3 GHz cavity production of the European XFEL“. In: *IPAC 10* (2010), S. 23–28.
- [67] Y. Tamashevich. „Diagnostics and treatment of 1.3 GHz Nb cavities“. Dissertation. Hamburg: Universität Hamburg, 2017, S. 207. DOI: 10.3204/PUBDB-2017-00617. URL: <https://bib-pubdb1.desy.de/record/317338>.
- [68] A. Sulimov u. a. „The statistics of industrial XFEL cavities fabrication at Research Instruments“. In: *Proceedings of SRF 2013, Paris France* (2013).
- [69] N. Walker u. a. „Performance Analysis of the European XFEL SRF Cavities, From Vertical Test to Operation in Modules“. Englisch. In: *Proc. of Linear Accelerator Conference (LINAC'16), East Lansing, MI, USA, 25-30 September 2016* (East Lansing, MI, USA). Linear Accelerator Conference 28. Geneva, Switzerland: JACoW, Mai 2017, S. 657–662. ISBN: 978-3-95450-169-4. DOI: <https://doi.org/10.18429/JACoW-LINAC2016-WE1A04>. URL: <http://jacow.org/linac2016/papers/we1a04.pdf>.
- [70] R. K. H. Braun. *Reine und angewandte Metallkunde in Einzeldarstellungen - Vanadium · Niob · Tantal* -. Hrsg. von W. Köster. Springer-Verlag Berlin/-Göttingen/Heidelberg, 1963.
- [71] T. Stengler. *Dokumentation der Verarbeitung der Niob-Bleche zu TESLA-Resonatoren*. Techn. Ber. Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität, 2016.
- [72] *Abnahmeprüfzeugnis Niob Bleche*. Tokyo Den kai Co., Ltd. Juni 2015.
- [73] J. Iversen. „Development and Design of a RF-Measurement Machine for the European XFEL Cavity Fabrication“. In: *Proc. 14th Int. Conf. RF Superconductivity (SRF'09)* (2009).
- [74] D. Trompetter. *Produktionsbericht: High power RF test of the MESA RF main couplers*. RI Research Instruments GmbH, Okt. 2017.
- [75] A. Buechner u. a. „RESULTS OF ELBE WINDOW AND COUPLER TESTS WITH A RESONANT RING“. In: *Proc. 11th European Particle Accelerator Conf. (EPAC'08)*. 2008.
- [76] J. Diefenbach. *Strahlenschutzanweisung Bunker für Tests von Beschleunigerkomponenten in der Experimentierhalle HIM*. Techn. Ber. Helmholtz-Institut Mainz, 2018.
- [77] F. Hug u. a. „Cryogenic Installations for Module Tests at Mainz“. In: *Proc. 19th Int. Conf. RF Superconductivity (SRF'19)* (2019). URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/srf2017/papers/mopb076.pdf>.
- [78] *Standard helium liquefier/refrigerator L280/LR280*. Linde Kryotechnik AG.

- [79] J. Weisend. *The Handbook Of Cryogenic Engineering*. Taylor und Francis, 1998. ISBN: 9781560323327. URL: <https://books.google.de/books?id=9UFjQgAACAAJ>.
- [80] R. Heine und F. Fichtner. „The MESA 15 kW cw 1.3 GHz Solid State Power Amplifier Prototype“. Englisch. In: *Proc. 9th International Particle Accelerator Conference (IPAC'18), Vancouver, BC, Canada, April 29-May 4, 2018* (Vancouver, BC, Canada). International Particle Accelerator Conference 9. Geneva, Switzerland: JACoW Publishing, Juni 2018, S. 4216–4218. ISBN: 978-3-95450-184-7. DOI: [doi:10.18429/JACoW-IPAC2018-THPMF063](https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2018-THPMF063). URL: <http://jacow.org/ipac2018/papers/thpmf063.pdf>.
- [81] S. D. W. Thomas. „Aufbau einer Hochfrequenzregelung zur Vermessung der supraleitenden MESA Beschleuniger-Module“. Masterarbeit. Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität, 2018.
- [82] K. Zapfe und J. Wojtkiewicz. „Particle Free Pump Down and Venting of UHV Vacuum Systems“. In: *Proc. 13th Int. Conf. RF Superconductivity (SRF07)* (2007).
- [83] M. Böhnert u. a. „Particle Free Pump Down and Venting of UHV Vacuum Systems“. In: *Proc. 14th Int. Conf. RF Superconductivity (SRF09)* (2009).
- [84] W. Barth u. a. „First heavy ion beam tests with a superconducting multigap CH cavity“. In: *Physical Review Accelerators and Beams* 21.2 (Feb. 2018). DOI: [10.1103/physrevaccelbeams.21.020102](https://doi.org/10.1103/physrevaccelbeams.21.020102).
- [85] D. Reschke. „Infrastructure, Methods and Test Results for the Testing of 800 Series Cavities for the European XFEL“. Englisch. In: *Proc. of International Conference on RF Superconductivity (SRF2013), Paris, France, Sept. 23-27, 2013* (Whistler, BC, Canada). International Conference on RF Superconductivity 17. JACoW. Geneva, Switzerland: JACoW, Dez. 2013, S. 337–341. ISBN: 978-3-95450-178-6. DOI: [10.18429/JACoW-SRF2015-MOPB086](https://doi.org/10.18429/JACoW-SRF2015-MOPB086). URL: <http://srf2015.vrws.de/papers/mopb086.pdf>.
- [86] A. Mattheisen. *Private Kommunikation*.
- [87] A. Kujawa. „Messung der Hochfrequenz- und Mikrophoniespektren der supraleitenden MESA Beschleunigermodule“. Bachelorarbeit. Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität, 2018.
- [88] M. Abo-Bakr u. a. *Conceptual Design Report BERLinPro*. Hrsg. von B. Kuske u. a. Helmholtz Zentrum Berlin, 2012.
- [89] B. Kuske u. a. „Incorporation of a MESA linac module into bERLinPro“. In: *Journal of Physics: Conference Series* 1350 (Nov. 2019), S. 012026. DOI: [10.1088/1742-6596/1350/1/012026](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1350/1/012026).

Lebenslauf

Dieses Kapitel wurde aus datenschutzrechtlichen Gründen entfernt.