

Aufbau einer Hochfrequenzregelung zur Vermessung der supraleitenden MESA Beschleuniger-Module

von

Sebastian Diego Walter Thomas

Masterarbeit in Physik
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz
27. März 2018

Hauptgutachter: Jun.-Prof. Dr. Florian Hug
Zweitgutachter: Prof. Dr. Stefan Tapprogge

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Mainz, den 27. März 2018

Sebastian Diego Walter Thomas
PRISMA
Institut für Kernphysik
Johann-Joachim-Becher-Weg 45
Johannes Gutenberg-Universität D-55128 Mainz
sethomas@students.uni-mainz.de

Zusammenfassung

Momentan wird am Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität ein neuer Teilchenbeschleuniger mit dem Namen Mainz Energy-recovering Superconducting Accelerator (MESA) errichtet. Er wird in der Lage sein, die kinetische Energie der Elektronen nach Interaktion mit einem internen Experiment zurückzugewinnen. Die Beschleunigung wird hauptsächlich durch zwei ELBE-Kryomodule mit jeweils zwei eingebauten neunzelligen TESLA-Kavitäten realisiert werden, die pro Stück einen Energiegewinn von 12,5 MeV aufbringen können. Bevor die Module in den Beschleuniger integriert werden, müssen ihre HF Eigenschaften im Testbunker am Helmholtz-Institut Mainz überprüft werden. Dabei wird die Güte der Kavitäten bei den spezifizierten Beschleunigungsfeldern vermessen werden.

In dieser Abschlussarbeit wird die Entwicklung, Konstruktion und Testung einer Hochfrequenzregelung gezeigt. Diese Regelung ist durch eine Phase-Locked Loop (PLL) realisiert und wird einen stabilen Betrieb der Kavitäten während dieser Tests garantieren. Die PLL vergleicht die Phase zweier HF-Signale, nämlich des ausgekoppelten Signals der Kavität und des Referenzsignals des Signalgenerators, um das Signal des Generators stets auf Resonanz mit der Kavität zu halten. Die Messungen, die in dieser Arbeit durchgeführt worden sind, bestätigen die Effizienz der Regelung im Halten der Resonanzfrequenz. Die PLL ist somit für die hohen Ansprüche während der HF-Kavitätentests geeignet.

Des Weiteren wird die Installation und Kalibrierung einer Gasflussmesseinrichtung für die Gütemessungen dokumentiert. Die Gasflussmessung ist das Herzstück der kalorimetrischen Gütemessung. Durch das Messen der Menge des in den Kryomodulen verdampften Heliums wird die in den Kavitäten verlorene Energie bestimmt. Die Messunsicherheit der Gasflussmessung ist ein kritischer Faktor in der Bestimmung der Güte und muss daher möglichst exakt bestimmt werden.

Abstract

Currently, at the Institute for nuclear physics at the Johannes Gutenberg-Universität Mainz, a new accelerator called Mainz Energy-recovering Superconducting Accelerator (MESA) is being built. It will be able to recover the kinetic energy of electrons after their interaction with an internal target. The main acceleration will be done by two modified ELBE type superconducting radio frequency cryomodules housing two 9-cell TESLA type cavities, each providing an energy gain of 12,5 MeV. To confirm the design parameters of the cavities, they will be tested and measured at the SRF test set-up at the Helmholtz Institute Mainz before integration into the MESA accelerator. Therefore, it is necessary to determine the quality factor of the cavities at the specified acceleration gradient.

In this thesis the design, implementation and measurement of an RF control system is shown. The RF control system ensures a stable operation of the cavity during these tests and is realized by a Phase Locked Loop (PLL). The PLL compares the phase of two RF signals, namely the outgoing signal of the cavity and the reference frequency, in order to maintain the resonance condition of the cavity. The measurements in this thesis confirm the efficiency to track the resonance frequency of a cavity and thus qualify for the high standards for the testing of the SRF structures.

Furthermore, the installation and calibration of a gas-flow meter for the test set-up is documented. The flow meter is the centerpiece of the calorimetric quality factor measurements. By measuring the amount of evaporated helium in the cryomodules, the energy dissipated in the cavity is determined. The error margin of the gas-flow measurement is the bottleneck of the quality factor determination and needs to be exactly known.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. MESA	1
1.2. Kryomodule	2
1.3. Struktur der Arbeit	3
2. Theorie	5
2.1. Teilchenbeschleunigung mit stehenden Wellen	5
2.1.1. Energiegewinn durch elektrische Felder	5
2.1.2. HF-Resonatoren	6
2.1.3. Beschleunigung durch Hochfrequenz	8
2.1.4. Der Gütefaktor	10
2.1.5. Detuning und Tuning der Kavitäten	12
2.2. Supraleitung	15
2.2.1. Phänomenologie	15
2.2.2. Grenzflächen und Felder im Innern eines Supraleiters	16
2.2.3. Wechselstromwiderstand	17
2.2.4. Kühlung, RRR und Quench von Supraleitern	18
2.2.5. Supraleitende Kavitäten	19
2.2.6. Feldemission	20
2.3. Frequenzregelung	22
2.3.1. Theorie	22
2.3.2. Bandbreite und Filterwahl	23
2.3.3. Transferfunktion einer PLL	24
3. Testbunker am HIM	27
4. Kryoversorgung	31
4.1. Kryodesign	31
4.2. Heizer	33
5. Phasenregelung mit einer Phase Locked Loop	37
5.1. Aufbau einer PLL	37
5.1.1. Der Kern der PLL	37
5.1.2. Vervollständigung der Schaltung	38
5.2. Die MAMBO Prototypkavität für den PLL Test	40
5.2.1. Signale in der Kavität	41
5.3. Einschwingen der PLL	45
5.3.1. Sprungantwort bei Resonanz	46

5.3.2. Signal bei geschlossener Regelung	46
5.3.3. Regelantwort neben Resonanz	48
5.4. Spektrum der Vorlaufleistung	50
5.5. Reichweite der PLL	53
5.6. Zusammenfassung	54
6. Vorbereitung der kalorimetrischen Gütemessung	55
6.1. Aufbau der Gasflussmessung	55
6.2. Kalibriermessung	58
6.2.1. Untere Flussmenge	59
6.2.2. Hohe Flussmenge	63
6.3. Messung mit Kompressor	66
6.4. Zusammenfassung	70
7. Zusammenfassung & Ausblick	73
A. Anhang	75
B. Literaturverzeichnis	79
C. Danksagung	83

1. Einleitung

Ziel dieser Masterarbeit waren Entwicklung, Aufbau und Test wesentlicher Komponenten für die Abnahme- und Qualitätstests der ab März 2018 gelieferten Kryomodule des Beschleunigers MESA. Die Entwicklung, Realisierung und Kontrolle einer Hochfrequenzregelung, mit der die Module bei den Gütemessungen ohne Strahl betrieben werden, stand dabei im Vordergrund. Des Weiteren wurde die kalorimetrische Gütemessung durch die Beschaffung, Auslegung und Vermessung einer Heliumgasuhr vorbereitet. Im Folgenden werden MESA und die Kryomodule kurz vorgestellt.

1.1. MESA

Im Jahr 2012 wurde durch das Institut für Kernphysik an der Universität Mainz ein Konzept für einen neuen und innovativen Elektronenbeschleuniger vorgestellt [1]. Dieser soll als supraleitender rezirkulierender Beschleuniger sowohl einen *Externen Strahlbetrieb* (EB) als auch einen *Energierückgewinnenden Betrieb* (ERL) ermöglichen. Im Rahmen der Exzellenzinitiative wurde im Rahmen des Clusters PRISMA (*Precision Physics, Fundamental Interactions and Structure of Matter*) der Bau des Beschleunigers MESA (*Mainz Energy-recovering Superconducting Accelerator*) gefördert [2].

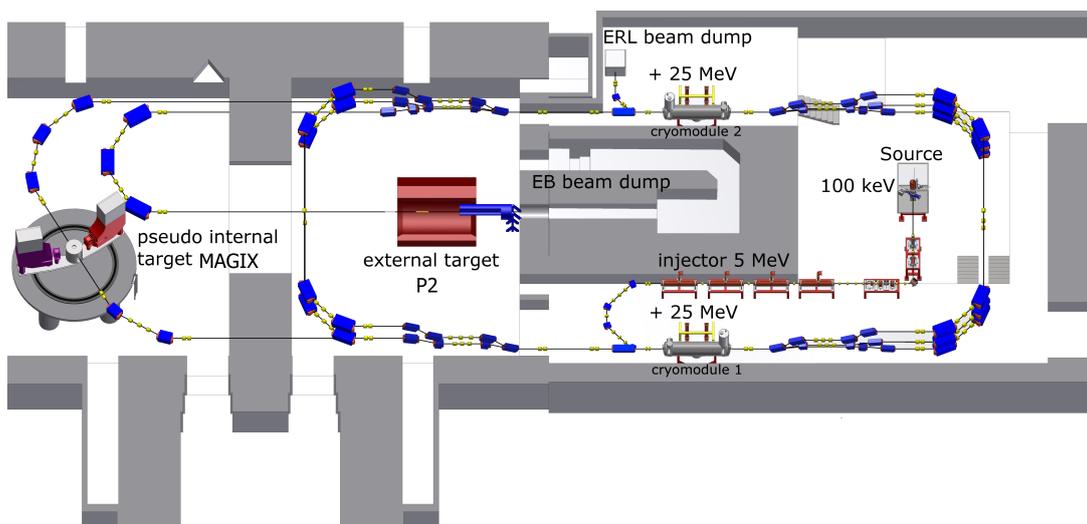


Abb. 1.1. – Aktueller Entwurf von MESA. Dargestellt sind die beiden geplanten Experimente MAGIX und P2, die beiden Kryomodule sowie die Elektronenquelle mit dem Injektor MAMBO. Die blauen Elemente sind die für die Strahlführung notwendigen Dipolmagnete, gelb sind die Quadrupole zur Fokussierung. Bild aus [3] entnommen.

Bis 2015 sind die Entwürfe weiter ausgearbeitet worden und mündeten schließlich im aktuellen, unter [4] veröffentlichten Entwurf des Beschleunigers. In Abb. 1.1 lässt sich ein Überblick über den geplanten Aufbau des Beschleunigers gewinnen. MESA wird in zwei Modi, je nach Art des Experiments, betrieben werden können. Im externen Target P2 interagieren zur Messung der Mischungswinkels der elektroschwachen Vereinheitlichung polarisierte Elektronen der Energie 155 MeV mit flüssigem Wasserstoff und werden anschließend in einem Strahlfänger gestoppt [5]. Bei Verwendung des Spektrometers MAGIX soll der Strahl mit einer Energie von 105 MeV auf ein pseudointernes Gastarget treffen, um beispielsweise neue Präzisionsmessungen des magnetischen Protonenradius durchzuführen oder nach Hinweisen auf Wechselwirkung mit dunkler Materie zu suchen [6]. Anschließend werden die Elektronen gegenphasig in die Beschleunigungsmodule gespeist, um dort ihre Energie an die HF-Felder und damit an die zu beschleunigenden Elektronen abzugeben. Somit kann der Großteil der zur Beschleunigung genutzten HF-Leistung zurückgewonnen werden.

1.2. Kryomodule

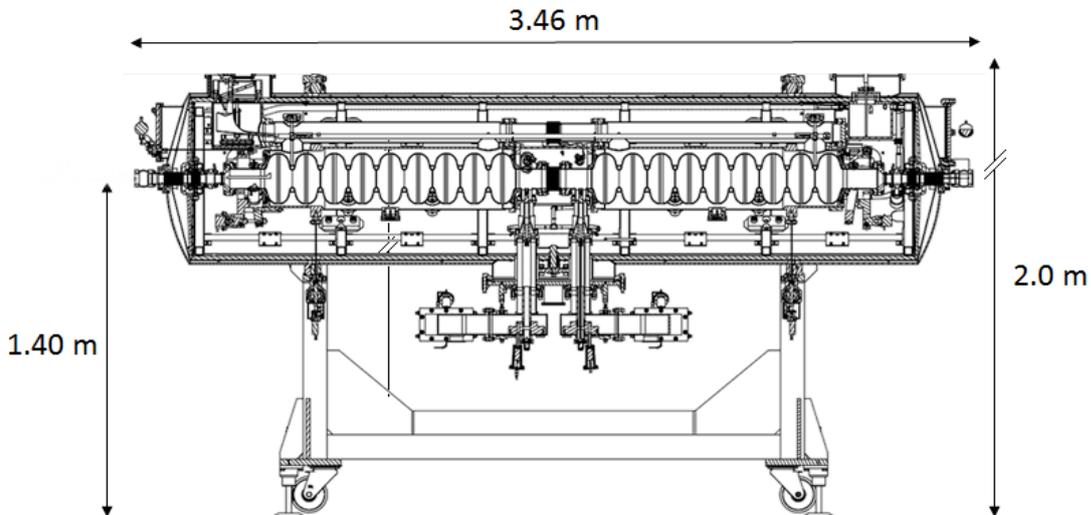


Abb. 1.2. – Skizze der verwendeten Kryomodule. Eingelassen in der Mitte sind die neunzelligen supraleitenden Niobkavitäten. Umfassend befindet sich der Heliumtank, welcher wiederum von einem Stickstoffschild umgeben ist. Unterhalb des Moduls sind die Wellenleiter zur Hochfrequenzeinspeisung zu erkennen. Bild aus [3] entnommen.

Den Kern des Beschleunigers bilden zwei Kryomodule, deren Konstruktion mit leichten Modifikationen auf den Kryomodulen basiert, die bereits am ELBE-Beschleuniger am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf Verwendung finden [7]. Eine Skizzierung der Konstruktion ist in Abb. 1.2 zu sehen. Die Kryomodule wurden mit Joule-Thompson-Ventilen ausgestattet, um den Betrieb mit subatmosphärischem Helium bei 1,8 K zu ermöglichen. Die ELBE-Tuner wurden gegen XFEL-Tuner getauscht, da bei ener-

gierückgewinnendem Betrieb schneller auf Verstimmung reagiert werden muss. Um effizienter Moden höherer Ordnungen (HOM), die dabei entstehen, auskoppeln zu können, sind auch die Antennen und die thermische Anbindung der HOM-Dämpfer geändert worden [3].

In beiden Kryomodulen sind jeweils zwei supraleitende Niobkavitäten eingebaut. Die Neunzeller sollen bei einer Betriebsfrequenz von $f = 1,3$ GHz und einem Beschleunigungsfeld der Feldstärke $E_{\text{acc}} = 12,5$ MV m⁻¹ die unbelastete Güte von $Q_0 \geq 1,25 \times 10^{10}$ aufweisen.

Die Güte der Kavitäten wird in den Abnahmetests bestimmt werden. Sie ist ein Maß dafür, wie viel Energie in den Kavitäten dissipiert wird. Die Verlustleistung einer Kavität hängt dabei von der Geometrie der Kavität, dem Quadrat der Feldstärke und der Güte ab [8]:

$$P_{\text{dis}} = \frac{E_{\text{acc}}^2}{\frac{R}{Q} Q_0}. \quad (1.1)$$

Eine hohe Güte bedeutet einen geringeren Energieverbrauch des Kühlsystems. Insbesondere beim Einsatz supraleitender Kavitäten, die bei kryogenen Temperaturen (≈ 2 K) betrieben werden, ist die zur Verfügung stehende Kälteleistung in der Regel stark begrenzt. Bei Verfehlen des Zielwerts für die Güte müssten daher die Beschleunigungsfelder und damit die erreichbare maximale Strahlenergie entsprechend reduziert werden.

Die Gütemessungen der MESA-Module werden über die Leistungsbilanz der vor- und rücklaufenden Hochfrequenzwellen durchgeführt sowie mit einem kalorimetrischen Verfahren, bei dem die Menge Helium gemessen wird, die in den Kryomodulen um die Kavitäten verdampft. Dazu wird eine präzise Gasflussmessung benötigt, die durch einen Flügelradsensor realisiert wird.

Während der Messungen ist es wichtig, dass die Kavitäten stets resonant angeregt werden, denn die Stärke der Felder innerhalb der Kavitäten geht ebenfalls als wichtiger Faktor in die Bestimmung der Güte ein. Daher wird eine Phasenregelung benötigt, die die anregende Leistung der Resonanzverschiebung der Kavität nachstimmt.

1.3. Struktur der Arbeit

Der erste Teil der Arbeit besteht aus einem Überblick über die Hochfrequenztheorie, die den Abnahmetests zugrunde liegt. In Kapitel 2 werden zuerst die Grundlagen der Teilchenbeschleunigung behandelt. Anschließend wird auf wesentliche Grundlagen der Supraleitung eingegangen, bevor abschließend die Theorie der Phasenregelung mit einer PLL dargelegt wird.

In Kapitel 3 wird die Infrastruktur im Testbunker vorgestellt und die Rahmenbedingungen für die Abnahmetest erklärt. In Kapitel 4 wird die benötigte Kryoversorgung für die Test vorgestellt. Hier wird insbesondere auf die Konstruktion eines Heizers für das verdampfte Helium eingegangen.

In Kapitel 5 werden die Konstruktion und Charakterisierung der Phasenregelung erklärt. Die durchgeführten Messungen an ihr werden vorgestellt und ausgewertet.

Außerdem wird auf die normalleitende Prototypkavität eingegangen, an der die Phasenregelung getestet wurde.

Im letzten Teil der Arbeit in Kapitel 6 ist die Installation der Heliumgasuhr dargestellt und ihre Kalibrierung dokumentiert. Insgesamt drei Messreihen zeigen das Verhalten des Flügelradsensors bei verschiedenen Betriebsbedingungen.

Eine Zusammenfassung und vollständige Evaluierung der durchgeführten Experimente befindet sich in Kapitel 7. Hier wird abschließend auch ein Ausblick auf die anstehenden Qualitätstests gegeben.

2. Theorie

Die Grundlage für die Experimente und Entwicklungsarbeiten in dieser Masterarbeit sind die Konzepte der Supraleitung und der Elektronenbeschleunigung mit stehenden Wellen. Im Folgenden werden die notwendigen Zusammenhänge dargelegt und erörtert.

2.1. Teilchenbeschleunigung mit stehenden Wellen

In den MESA-Kavitäten werden stehende elektromagnetische Wellen nutzbar gemacht, um Elektronen zu beschleunigen. In diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen dieser Methode dargelegt.

2.1.1. Energiegewinn durch elektrische Felder

MESA wird Elektronen auf Energien von bis zu $E_{\text{kin}} = 155 \text{ MeV}$ beschleunigen. Um zu verstehen, wie geladene Teilchen (hier Elektronen mit der Elementarladung $q_e = 1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$ und der Geschwindigkeit \vec{v}_e) mittels elektromagnetischer Felder manipuliert werden können, betrachtet man die LORENTZ-Kraft in Vektornotation

$$\vec{F}_L = q_e \cdot \left(\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B} \right), \quad (2.1)$$

die ein Elektron in einem elektrischen Feld \vec{E} und einem Magnetfeld der Flussdichte \vec{B} erfährt.

Von besonderem Interesse ist hier der Energiegewinn eines Elektrons, darstellbar als Wegintegral über die Verschiebung $d\vec{s} = \vec{v}_e dt$ unter der LORENTZ-Kraft:

$$\Delta E = q_e \cdot \int \left(\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B} \right) d\vec{s} = q_e \cdot \left(\int \vec{E} d\vec{s} + \int \left(\vec{v}_e \times \vec{B} \right) d\vec{s} \right). \quad (2.2)$$

Es gilt wegen $\vec{v}_e \parallel \vec{s}$

$$\int \left(\vec{v}_e \times \vec{B} \right) d\vec{s} = 0, \quad (2.3)$$

und dadurch ergibt sich [9]

$$\Delta E = q_e \cdot \int \left(\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B} \right) d\vec{s} = q_e \cdot \int \vec{E} d\vec{s} = q_e \cdot \int E_{\parallel} ds = q_e \cdot U. \quad (2.4)$$

Als Konsequenz ergibt sich, dass nur elektrische Felder die Energie eines geladenen Teilchens erhöhen können. Damit dieser Energiegewinn maximal ist, müssen die elektrischen Feldlinien möglichst parallel zur Flugbahn des Elektrons verlaufen, da nur

der parallele Anteil zur Beschleunigung beiträgt. Magnetische Felder werden in Teilchenbeschleunigern verwendet, um den Teilchenstrahl zu lenken oder zu fokussieren [10].

Ein statisches elektrisches Feld, wie es zum Beispiel von einem Kondensator aufgespannt wird, ist in seiner Feldstärke stark begrenzt und somit auch der realisierbare Energieübertrag auf geladene Teilchen. Man geht daher dazu über, Wechselfelder zur Beschleunigung zu nutzen. Dazu können beispielsweise sogenannte Driftröhren ansteigender Länge alternierend an eine Wechselspannung angeschlossen werden. Das Teilchen befindet sich, während die Felder umgepolt werden, in den Driftröhren, die im Inneren feldlos sind, und erfährt somit immer ein beschleunigendes Feld zwischen den Röhren. Die Grenze der zu erreichenden Energie ist hierbei durch die Länge der Driftröhren gesetzt, welche bei ultrarelativistischen Teilchen, wie beispielsweise Elektronen ab etwa 10 MeV ($\beta = \frac{v}{c} \approx 1$), unhandliche Dimensionen annehmen [10].

Der nächste Schritt ist der Übergang zu Hochfrequenzfeldern in Hochfrequenzresonatoren. In Hochfrequenzkavitäten werden durch resonante Frequenzen stehende Wellen erzeugt. Wie bei den Driftröhren soll das Teilchen immer ein positives elektrisches Feld, also eine beschleunigende Spannung erfahren. Die nutzbaren Frequenzen hängen allein von der Geometrie und den Ansprüchen an die Felder ab.

2.1.2. HF-Resonatoren

Aus Gl. 2.4 ergibt sich, dass für die Beschleunigung geladener Teilchen ein longitudinales elektrisches Feld benötigt wird, wie es in Abb. 2.1 zu sehen ist. Das magnetische Feld ist transversal zur Ausbreitungsrichtung. Die Felder, für die dies gilt, gehören der Familie der TM_{mnp} -Moden an, was für Transversal-Magnetische-Moden steht.

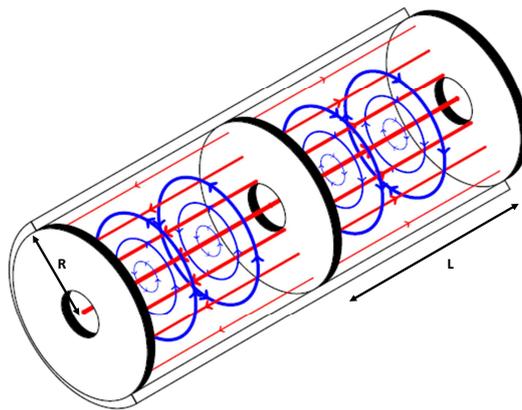


Abb. 2.1. – Vereinfachte Darstellung einer Hochfrequenzkavität mit zwei Zellen, die in π -Mode mit longitudinale elektrischen Feld (rot dargestellt) angeregt ist. Das magnetische Feld (blau) ist zirkular transversal. R ist der Radius und L die Länge einer Zelle. Bild entnommen aus [11].

Die folgende Betrachtung wird in Zylinderkoordinaten durchgeführt, also ϕ , ρ und z . Die Felder für die TM_{mnp} -Mode mit den niedrigsten Frequenzen folgen den Gleichungen

$$E_z(\rho, t) = E_0 J_0 \left(\frac{2.405 \rho}{R} \right) \exp(-i\omega t) \text{ und} \quad (2.5)$$

$$H_\phi(\rho, t) = -iE_0 J_1 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left(\frac{2.405 \rho}{R} \right) \exp(-i\omega t), \quad (2.6)$$

mit der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$ und den BESSEL-Funktionen $J_{0,1}$. Die Indizes geben die Ordnung der BESSEL-Funktion an, deren Verlauf man in Abb. 2.2 nachvollziehen kann. Die Gleichungen 2.5 und 2.6 gehören folglich zu den $\text{TM}_{01\text{p}}$ -Moden. Eine anschauliche Interpretation der Indizes m , n und p ist die Anzahl der Vorzeichenwechsel des elektrischen Feldes E_z in der jeweiligen Richtung ϕ , ρ und z [8].

Die sogenannte Cut-Off-Frequenz für die $\text{TM}_{01\text{p}}$ -Mode lässt sich durch

$$f_c = \frac{c}{2\pi} \frac{x_1}{R} \quad (2.7)$$

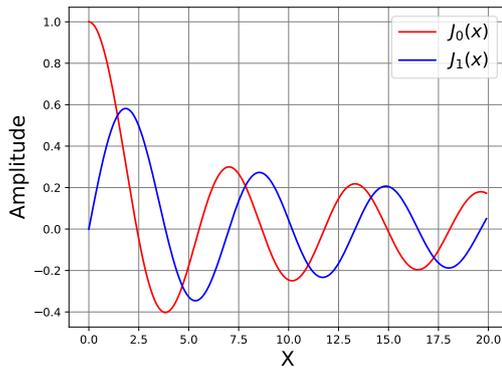


Abb. 2.2. – Darstellung der ersten zwei Ordnungen $J_{0,1}$ der Besselfunktion. Sie werden für die Berechnung der Eigenschwingungen für zylindrische Resonatoren benötigt.

errechnen. Hier ist c die Lichtgeschwindigkeit. Die Variable $x_1 = 2.405$ ist in guter Näherung der Wert der ersten Nullstelle der BESSEL-Funktion J_0 .

Diese Frequenz gibt die untere Grenze für die Anregungsfrequenzen an; niedrigere Frequenzen können nicht resonant in die Kavität gespeist werden. Sie ist unabhängig von der Länge der Kavität. Dies führt beim Bau eines Beschleunigers zu einer Komplikation, denn die Phasengeschwindigkeit in einer glatten Röhre ist höher als die Lichtgeschwindigkeit [12].

Um eine effektive Beschleunigung der Elektronen, welche sich mit annähernd Lichtgeschwindigkeit $v_e \approx c$ im Beschleuniger bewegen, zu gewährleisten, muss die Phasengeschwindigkeit mit Lochblenden auf die Lichtgeschwindigkeit reduziert werden.

Die so entstehenden einzelnen Zellen haben die Länge L . Die stehende Welle in der Kavität ergibt sich aus der Addition der hin- und zurücklaufenden Welle. Da das elektrische Feld E_z an den Blenden verschwinden muss, muss wegen

$$E_z(\rho, t) = E_{z,0} \cdot (\exp(i(\omega t + k_z z)) + \exp(i(\omega t - k_z z))) = 2E_{z,0} \cdot \cos(k_z z) \cdot \exp(i\omega t), \quad (2.8)$$

mit der Wellenzahl $k_z = \frac{1}{\lambda}$, die folgende Bedingung gelten

$$k_z z = \left(p + \frac{1}{2} \right) \pi, \quad (2.9)$$

mit dem dritten Index der TM_{01p} -Mode $p \in \mathbb{N}_0$. Die Länge L einer Zelle ergibt sich folglich zu

$$L = \left(p + \frac{1}{2}\right) \lambda_z. \quad (2.10)$$

Da für Beschleuniger kein Vorzeichenwechsel von E_z innerhalb der Zelle in z -Richtung gewünscht ist, ergibt sich mit $p = 0$ die TM_{010} -Mode, welche für die Beschleunigerphysik die prominenteste Mode darstellt.

Mithilfe der Kombination der Gleichungen 2.10 und 2.7 lässt sich durch

$$f = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{2.405}{R}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{L}\right)^2} = \frac{c}{2\pi} \frac{2.405}{R} \quad (2.11)$$

die Resonanzfrequenz der Kavitäten berechnen. Die MESA-Kavitäten haben einen Radius von $R = 8,833$ cm und eine Zelllänge von $L = 11,54$ cm. Folglich ist die niedrigste Resonanzfrequenz, d.h. für $p = 0$, $f_{\text{res}} = 1,3$ GHz [13].

2.1.3. Beschleunigung durch Hochfrequenz

Unter den o.g. Bedingungen ist es möglich, eine stehende Welle in einer Hochfrequenzkavität anzuregen. Damit die Beschleunigung geladener Teilchen innerhalb der Strukturen erfolgt, müssen die Teilchen in Phase mit der angeregten Frequenz die Zellen der Kavität passieren. Das Prinzip ist in Abb. 2.3 dargestellt. Die Konsequenz davon ist, dass die Elektronen gruppiert werden müssen. Das bedeutet, es ist kein kontinuierlicher Strahl in der Kavität, sondern kleine Pakete¹ von Teilchen, die in Phase mit den elektrischen Feldern in den Kavitäten propagieren. Man sagt, dass die Teilchen in der Sollphase sind. Eine Gruppierung nahe der Lichtgeschwindigkeit verbringt eine halbe Periode der Beschleunigerfrequenz f_{res} in einer Zelle der Kavität

$$T_{\text{cav}} = \frac{c}{d} = \frac{\pi}{\omega_{\text{res}}}. \quad (2.12)$$

Die Beschleunigungsspannung, die ein Teilchen in einer Zelle dabei erfährt, ergibt sich durch den Betrag des Pfadintegrals dz des elektrischen Felds E_z über die Länge der Zelle L

$$V_c = \left| \int_0^L E_z(\rho = 0, z) dz \right|. \quad (2.13)$$

Setzt man das elektrische Feld aus Gl. 2.5 bei beliebiger Phase und mit der, in guter Näherung, korrekten Substitution $t = \frac{z}{c}$ ein, ergibt sich

$$V_c = E_{0,z} \left| \int_0^L \exp(i\omega z/c) dz \right| = LE_{0,z} \frac{\sin\left(\frac{\omega L}{2c}\right)}{\frac{\omega L}{2c}} = LE_{0,z} T, \quad (2.14)$$

¹Sogenannte Bunche.

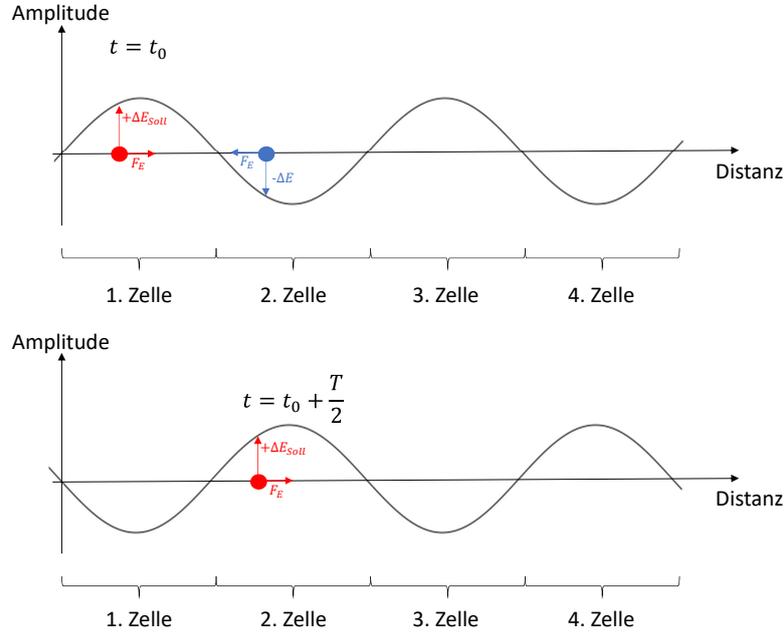


Abb. 2.3. – Qualitative Darstellung der Beschleunigung in einer hier vierzelligen HF-Kavität in zwei Zeitschritten. Die x-Achse gibt die zurückgelegte Strecke an, die y-Achse die Amplitude des longitudinalen elektrischen Felds E_z in der Kavität. Ein Sollteilchen ist in Rot eingezeichnet.

Die Gruppen der zu beschleunigenden Teilchen sind mit der Phase der Felder synchronisiert. Der Wechsel von Zelle zu Zelle der Elektronen muss mit einem Vorzeichenwechsel des elektrischen Felds übereinstimmen, da ansonsten keine Beschleunigung gewährleistet ist und es auch zur Abbremsung kommt. Ein gebremstes Teilchen ist in Blau dargestellt.

mit dem Transitfaktor T , für den nach Gl. 2.12 $T = \frac{2}{\pi}$ gilt. Es ergibt sich folgendes Verhältnis zwischen maximalem Feld $E_{pk} = E_0$ und beschleunigendem Feld E_{acc} [8]

$$E_{acc} = \frac{V_c}{L} = \frac{2}{\pi} \cdot E_{pk}. \quad (2.15)$$

Aus den Gln. 2.5 und 2.15 ergibt sich außerdem das maximale magnetische Feld an der Resonatoroberfläche [8]

$$H_{pk} = E_0 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} I_1(1.84) = \frac{E_0}{647 \Omega} = 2430 \frac{\text{A m}^{-1}}{\text{MV m}^{-1}} \cdot E_{acc}. \quad (2.16)$$

Im Fall von supraleitenden Resonatoren ist hier eine obere Grenze für die Felder innerhalb der Kavitäten gefunden, denn das maximale magnetische Feld muss stets kleiner sein als das kritische magnetische Feld $H_{pk} < B_c$. Die Details hierzu werden im Kapitel 2.2 erklärt.

2.1.4. Der Gütefaktor

Im Normalfall sind diese maximalen Felder nicht die beschränkenden Eigenschaften der Kavitäten. Denn die tangentialen Magnetfelder an den Wänden der Kavitäten induzieren Ströme auf der Oberfläche. Diese Ströme führen durch den nicht verschwindenden Oberflächenwiderstand R_s zu einer Verlustleistung (Oberflächenintegral) [8]:

$$P_s = \frac{1}{2} R_s \int_A |H|^2 dA. \quad (2.17)$$

Zur genaueren Betrachtung führt man den Gütefaktor Q ein. Die unbelastete Güte Q_0 einer Hochfrequenzkavität ist definiert über das Verhältnis der Energie U , die in den Feldern der Kavität gespeichert ist, zu der Energie, die pro Periode verloren geht (also in Form von Wärme dissipiert wird). Formuliert man dies aus, ergibt sich

$$Q_0 := \frac{2\pi U}{T P_s} = \omega_0 \frac{U}{\frac{1}{T} P_s} = \omega_0 \tau, \quad (2.18)$$

mit der dissipierten Leistung P_s , der Resonanzfrequenz ω_0 und der Abfallzeit τ [8].

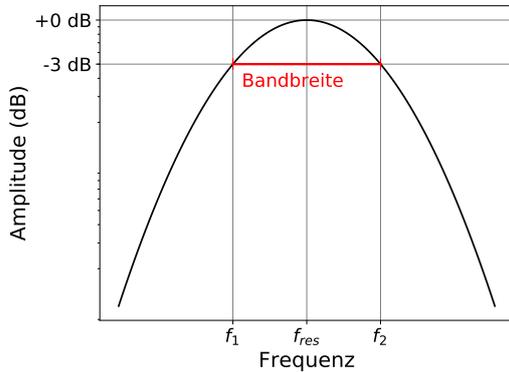


Abb. 2.4. – Resonanzkurve eines beliebigen Resonators. Die Amplitude der Schwingung ist logarithmisch gegen die Frequenz aufgetragen. Eine Abschwächung um 3 dB entspricht einer Halbierung der Leistung.

Eine zweite, äquivalente Definition der Güte setzt diese in Relation zur Bandbreite der Resonanz. Die Bandbreite $\Delta\omega = 2\pi\Delta f$ ist in Abb. 2.4 dargestellt. Sie ist der Abstand der beiden Frequenzen ω_1 und ω_2 links und rechts der Resonanzfrequenz ω_0 , bei denen die Amplitude der Resonanz mindestens halb der maximalen Amplitude ist. Man nennt dies auch *Full Width Half Maximum* FWHM. Die Definition der Güte lautet nun:

$$Q_0 := \frac{\omega_0}{\Delta\omega} = \frac{f_0}{\Delta f}. \quad (2.19)$$

Dies bedeutet, je größer die Güte eines Resonators, desto schärfer ist auch die Resonanz. Auf die Konsequenzen daraus für eine HF-Kavität wird gesondert

in Kapitel 2.2.5 eingegangen.

Die Güte einer Kavität ist eine wichtige Eigenschaft, die nicht nur Auskunft darüber gibt, wie lang ein angeregtes Feld in der Kavität verbleibt, sondern auch, wie viel Energie in einem Beschleuniger in Form von Wärme verloren wird. Dieser Wärmeeintrag ist insbesondere bei supraleitenden Kavitäten von essentieller Bedeutung, da die Kühlleistung in der Regel begrenzt ist und es bei unzureichender Kühlung zu einem Quench des Materials kommen kann.

Man will daher die Güte einer Kavität möglichst genau kennen. Dies geht beispielsweise durch die Messung der Abfallzeit der Felder innerhalb der Kavitäten² oder über die Bandbreite der Resonanz. Man misst allerdings nicht die unbelastete Güte Q_0 direkt, sondern stets die belastete Güte Q , welche sich wie folgt errechnet [8]:

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{\text{ext}}} . \quad (2.20)$$

Die externe Güte Q_{ext} kann man als Güte der Kopplung verstehen, über welche die Felder in die Kavität verbracht werden. Es gibt drei verschiedene Möglichkeiten, wie man Kopplung realisieren kann:

- Durch eine Öffnung zwischen einem kurzgeschlossenen Hohlleiter und der Kavität. Die magnetischen Felder im Hohlleiter erregen magnetische Felder in der Kavität. Der Grad der Erregung hängt von Größe und Position der Öffnung im Hohlleiter relativ von der Kurzschlusswand ab. Diese Kopplung wird zwischen den einzelnen Zellen einer Kavität verwendet.
- Benutzt man eine gerade Antenne, um den Schluss zwischen Wellenleiter und Kavität zu erzeugen, wird an das elektrische Feld gekoppelt. Die Länge der Antenne kann variiert werden, um die Kopplung zu verändern.
- Mithilfe von Schleifenantennen wird induktiv an das magnetische Feld innerhalb der Kavität gekoppelt. Dreht man diese Antenne und verändert man die Eindringtiefe, verändert sich der Grad der Kopplung [15].

Die Kopplung ist abhängig von weiteren Bedingungen. Der Strahlstrom in den Kavitäten sowie die eingekoppelte Leistung beeinflussen den Koppelfaktor β , der als Verhältnis der Güte der Kopplung und der Kavität zu verstehen ist:

$$\beta = \frac{Q_0}{Q_{\text{ext}}} . \quad (2.21)$$

Bei $\beta = 1$ wird die Kopplung kritisch genannt, bei $\beta > 1$ überkritisch und bei $\beta < 1$ unterkritisch. In Abb. 2.5 lässt sich die Abhängigkeit zur Leistung in der Kavität nachvollziehen. Möchte man bei verschiedenen Strahlströmen die Kavitäten treiben und immer kritische Kopplung, d.h. maximalen Energieübertrag, erreichen, so müssten die oben genannten Parameter änderbar sein. Kritische Kopplung erlaubt auch die Messung der unbelasteten Güte über die Abfallzeit,

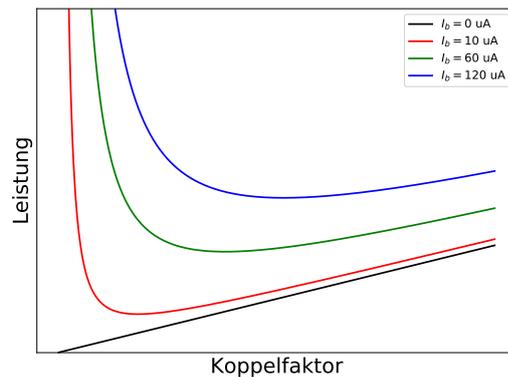


Abb. 2.5. – Qualitativer Zusammenhang zwischen Koppelfaktor, vier exemplarischen Strahlströmen und eingestrahelter Leistung.

²Siehe dazu [14]

mit hoher Genauigkeit der Felder. Die extrem niedrige Resonanzbreite bei kritischer Kopplung ist aber ungünstig für den stabilen Beschleunigerbetrieb.

Bei den MESA-Modulen wurden aus diesem Grund feste Kopplerantennen verbaut, die ohne Strahl eine Güte von $Q_{\text{ext}} = 1,38 \times 10^7$ [7] aufweisen, während die erwartete Güte der Kavitäten $Q_0 \approx 1,25 \times 10^{10}$ beträgt. Das bedeutet, dass wegen $Q_{\text{ext}} \ll Q_0$ zusammen mit Gleichung 2.20 sich

$$\frac{1}{Q} \approx \frac{1}{Q_{\text{ext}}} \quad (2.22)$$

annehmen lässt [8].

Die Messungen ohne Strahl werden im Fall von MESA also von Q_{ext} dominiert. Zur Bestimmung der unbelasteten Güte muss daher auf andere Methoden zurückgegriffen werden. Eine weitere Möglichkeit, wie die Güte einer supraleitenden Kavität bestimmt werden kann, ergibt sich aus der Messung der eingekoppelten und reflektierten HF-Leistung. Betrachtet man die zugrundeliegende Definition der Güte aus Gl. 2.18:

$$Q_0 = 2\pi \times \frac{\text{Gespeicherte Energie}}{\text{Dissipierte Energie pro Periode}}, \quad (2.23)$$

lässt sich hier die alternative Herangehensweise erkennen. Die in den Kavitäten gespeicherte Energie U ergibt sich als Volumenintegral des elektrischen Felds:

$$U = \frac{1}{2} \epsilon_0 \int_V |\vec{E}|^2 dV \quad (2.24)$$

und kann über die ein- und ausgekoppelte Leistung bestimmt werden. Des Weiteren kann die dissipierte Leistung gemessen werden. Hier nutzt man die Tatsache aus, dass die Kavitäten mit flüssigem Helium gekühlt werden müssen. Diese Leistung wird in Form von Wärme in das Material der Kavitäten eingebracht und muss folglich vom Kühlmedium abgeführt werden, um die niedrige Temperatur zu erhalten. Das Helium im Modul verdampft in Folge dieser Erwärmung und verlässt dieses durch angeschlossene Rückführungsleitungen. Misst man nun die Menge des verdampften Heliums, kann man auf die Wärmeleistung zurückschließen und somit den Gütefaktor Q_0 errechnen.

2.1.5. Detuning und Tuning der Kavitäten

Aus den vorangegangenen Kapiteln geht hervor, dass stehende Wellen in einem Hohlraumresonator nur dann ausgebildet werden, wenn mit einer Resonanzfrequenz die Schwingung angeregt wird. Diese Frequenz ist abhängig von den geometrischen Parametern der Kavitäten.

Verschiedene Einflüsse sorgen in einer realen Situation dafür, dass sich die Kavität verstimmt. Dies nennt man Detuning und beschreibt eine Verschiebung der Resonanzfrequenz durch Änderung geometrischer Eigenschaften. Drei wichtige Effekte sollen im Folgenden erklärt werden. Diese sind vor allem im Fall von supraleitenden Kavitäten wegen ihrer sehr schmalen Bandbreite von Belang [8].

- Ein herkömmlicher, auch bei normalleitenden Kavitäten signifikanter Effekt, ist die sogenannte thermische Verstimmung. Sie resultiert aus Materialausdehnung und -schrumpfung in Folge einer Temperaturänderung. Sie liegt bei Niobkavitäten im verwendeten Frequenzbereich im Bereich von $\Delta f \sim 35 \text{ kHz K}^{-1}$ [13].
- Das Feld innerhalb der Kavitäten wechselwirkt mit den induzierten Strömen auf den Oberflächen der Kavitätswände. Das sog. *Lorentz-Force Detuning* führt zu einer Veränderung der Form und somit zu einer Verschiebung der Resonanzen nach $\Delta f \propto (\epsilon_0 E^2 - \mu_0 B^2) \cdot \Delta V$ mit einem Faktor ΔV von ein paar $\text{Hz MV}^{-2} \text{ m}^{-2}$ [8].
- In der näheren Umgebung zu einem Modul gibt es viele Quellen von mechanischen Vibrationen. Z.B. Blasen in kochendem Helium, Pumpen im Vakuumsystem und weitere Infrastruktur, die zum Betrieb gebraucht wird. Diese Vibrationen werden an die Kavitäten weiter gegeben und sind der Ursprung der sogenannten Mikrophonischen Verstimmung (*Microphonics*). Der genaue Wert hängt von der Umgebung und dem speziellen Modul ab (und muss daher immer individuell bestimmt werden), liegt meist in der Größenordnung von $\Delta f \sim 500 \text{ Hz } \mu\text{m}^{-1}$ [13].
- Im Betrieb erwärmen sich die Kavitäten unregelmäßig. Diese Wärme wird an das Heliumbad abgegeben und sorgt dort für lokale Temperaturschwankungen. Diese erzeugen Druckänderung und -stöße im Helium, welche mechanisch an die Kavitäten weitergeleitet werden. Abhängig von Form und Materialdicke ergibt sich eine Resonanzschwankung von $\Delta f \sim 15$ bis 60 Hz mbar^{-1} [8].

Im Beschleunigerbetrieb ist es notwendig, dass alle Komponenten des Beschleunigers³ einen festen Bezug zur globalen Beschleunigungsfrequenz f_g haben. Wie in Kapitel 2.1.3 beschrieben, müssen die Teilchen immer in Sollphase sein. Daher werden die Kavitäten immer mit der Betriebsfrequenz angetrieben und es muss bei Auftreten der o.g. Effekte durch mechanisches Stauchen und Ziehen der Kavitäten dafür gesorgt werden, dass diese in Resonanz mit f_g bleiben. Eine Abweichung der Eigenfrequenz des Resonators von der Betriebsfrequenz führt zu einer größeren benötigten HF Leistung, um auf Betriebsfrequenz das Sollfeld aufrecht zu erhalten. Dies wird durch langsame Schrittmotoren und schnellere Piezoelemente realisiert. Dabei ist zu beachten, dass die Effekte verschiedene Änderungsgeschwindigkeiten aufweisen. Entsprechend muss die HF Regelung in der Lage sein, schnelle⁴ sowie langsame⁵ Frequenzverschiebungen gleichermaßen effizient zu beantworten. Eine solche Regelung vergleicht mithilfe einer Phasendetektion die Frequenzen in der Kavität mit der globalen Frequenz f_g und steuert bei einer Abweichung entsprechend die Tuner um die Abweichung zu minimieren.

Im Fall der Modultest im Rahmen dieser Arbeit ist ein solches Vorgehen nicht notwendig, da bei den Test nur eine Kavität getrieben wird und es somit nicht von

³Kavitäten, Bunche, Quellen, etc.

⁴z.B. Mikrophonie in Folge einer anspringenden Vakuumpumpe.

⁵z.B. thermisches Zusammenziehen beim Kaltfahren

KAPITEL 2. THEORIE

Belang ist, dass die Felder in der Kavität einer bestimmten Frequenz angehören. Man wählt hier einen effizienteren Weg. Dazu wird die Anregungsfrequenz auf die momentane Resonanzfrequenz der Kavität mithilfe einer PLL ⁶ geregelt, sie folgt also der Eigenfrequenz des Resonators. Dies wird im Kapitel 2.3 genauer erklärt.

⁶Abkürzung für *Phase Locked Loop*, also eine Regelung, die die Phase zweier Signale vergleicht

2.2. Supraleitung

Die neunzelligen Kavitäten, die in den MESA-Beschleunigungsmodulen verwendet werden, sind aus dem Typ-II-Supraleiter Niob hergestellt. Dieses Kapitel beschäftigt sich mit dem Konzept der Supraleitung und zeigt die Vorteile gegenüber herkömmlichen, normalleitenden Kavitäten auf.

2.2.1. Phänomenologie

Supraleitung beschreibt einen thermodynamischen Gleichgewichtszustand. Bestimmte supraleitende Materialien, z.B. Quecksilber, Wolfram oder Niob, erreichen diesen Zustand unterhalb einer kritischen Temperatur T_c . Im supraleitenden Zustand weisen die Materialien insbesondere zwei Eigenschaften auf.

- Der elektrische Gleichstromwiderstand eines Supraleiters verschwindet und ist auch mit modernsten Methoden nicht nachweisbar. So war es bisher z.B. noch nicht möglich eine endliche Abfallzeit eines induzierten Stroms in einem supraleitenden Ring zu messen. Dies wurde erstmals 1911 durch KAMMERLING-ONNES an Quecksilber gezeigt [16].
- Die zweite Eigenschaft ist, dass äußere magnetische Felder aus dem Innern eines Supraleiters (der ursprünglich mit $\mu \approx 1$ keinen Einfluss auf ein Magnetfeld nimmt) verdrängt werden. Dieses Phänomen nennt man MEISSNER-OCHSENFELD-Effekt [16].

Der Grund hierfür ist, dass sich ein, dem äußeren Magnetfeld $B_a = \mu_0 H_a$ entgegengesetztes inneres magnetisches Feld $B_i = \mu_0 J$ ausbildet nach

$$B_{ges} = B_a + B_i = \mu_0(H_a + J) = 0, \quad (2.25)$$

mit der inneren Magnetisierung J . Diese Magnetisierung kostet Arbeit und lässt sich nur thermodynamisch als Phasenübergang verstehen, d.h. einem Entropiegewinn durch den supraleitenden Zustand. Die benötigte Magnetisierungsarbeit im Volumen steigt nach

$$E = \int_0^{B_a} J dB = -\frac{1}{\mu_0} \int_0^{B_a} B dB = -\frac{1}{2\mu_0} B_a^2 \quad (2.26)$$

quadratisch mit dem äußeren Magnetfeld. Damit ein Entropiegewinn vorliegt, muss die zu verrichtende Arbeit geringer sein, als die Differenz zwischen der inneren Energie für Supra- und Normalleitung:

$$\frac{1}{2\mu_0} B_a^2 \leq U_n - U_s. \quad (2.27)$$

Somit ist klar, dass es ein maximales äußeres, kritische Magnetfeld $B_c > U_n - U_s$ gibt, bei dem die Supraleitung zusammenbricht. Da die innere Energie U nicht unabhängig von der Temperatur T des Materials ist, gilt folgerichtig auch $B_c(T)$ [12].

Ein elektrischer Strom generiert immer ein magnetisches Eigenfeld, das die gleiche Wirkung auf die Magnetisierung des Materials hat, wie ein äußeres Magnetfeld. Es gibt somit auch eine kritische Stromdichte j_c , bei deren Überschreitung die Supraleitung zusammenbricht [16].

Wie in Abb. 2.6 zu sehen ist, spannen die drei kritischen Parameter T_c , B_c und j_c ein Volumen auf, innerhalb dessen für jeden Punkt Supraleitung auftritt.

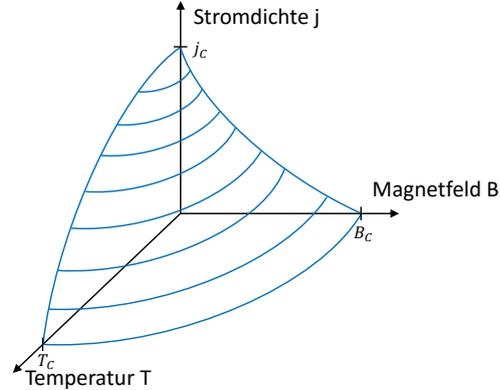


Abb. 2.6. – Qualitative Darstellung des kritischen Volumens, das durch die Parameter T_c , B_c und j_c aufgespannt wird. Für jeden Punkt unterhalb der Grenzfläche gelten supraleitende Eigenschaften. Skizze nach [17].

2.2.2. Grenzflächen und Felder im Innern eines Supraleiters

Ein äußeres Magnetfeld verschwindet tatsächlich nicht vollständig an der Oberfläche eines Supraleiters, sondern vermag über Distanzen in der Dimension von 10^{-7} m in das Material einzudringen [16]. Es fällt ab nach

$$B(x) = B_a \exp\left(-\frac{x}{\lambda_L}\right), \quad (2.28)$$

mit der Tiefe im Material x und der LONDON'schen Eindringtiefe λ_L . Die London'sche Eindringtiefe hängt über

$$\lambda_L = \sqrt{\left(\frac{m_s}{n_s q_s^2 \mu_0}\right)} \quad (2.29)$$

mit der Supraleitungsladungsträgerdichte n_s , der Supraleitungsladungsträgermasse m_s und Supraleitungsladungsträgerladung q_s zusammen. Die London'sche Eindringtiefe gibt nach Gl. 2.28 die Tiefe an, bei der die Felder auf $\frac{1}{e}$ abgefallen sind [16].

Die BCS-Theorie⁷ liefert eine Erklärung für diese Supraleitungsladungsträger: Es wird angenommen, dass beim Übergang zur Supraleitung jeweils zwei Elektronen über Gitterphononen eine Bindung miteinander eingehen. Diese Verbindung nennt man Cooperpaar und hat folgerichtig die Masse $m_s = 2m_e$ und die Ladung $q_s = 2q_e$. Die Ladungsträgerdichte ist dann $n_s = n_e/2$. Bei $T = 0$ liegen alle Ladungsträger als Cooperpaare vor. Zu allen höheren Temperaturen unterhalb von T_c liegt eine Mischung aus beiden Zuständen vor, denn die Anzahl der Cooperpaare fällt mit steigender Temperatur exponentiell nach $\exp\left(\frac{-\Delta}{kT}\right)$. Hier steht 2Δ für die Energie, die benötigt wird um ein Cooperpaar aufzubrechen. Man nennt die Koexistenz der Normalleitungsträger und der Cooperpaare auch das LONDON'sche Zwei-Flüssigkeiten-Modell [18].

⁷BARDEEN-COOPER-SCHRIEFFER-Theorie

Das Cooperpaar ist ein Boson, im Gegensatz zu Elektronen, die Fermionen sind. Das bedeutet, dass sich mehrere Cooperpaare einen Quantenzustand teilen und somit auf dem niedrigsten Energielevel liegen, dem sogenannten BCS Grundzustand. Supraleiter zeichnen sich dadurch aus, dass zwischen dem BCS Grundzustand und dem Valenzband der Elektronen eine Energielücke existiert. Stöße, deren Energieverlust nicht ausreicht, die Energielücke zu überwinden, sind verboten. Dies erklärt, warum Cooper-Paare widerstandsfrei (d.h. stoßfrei im phononischen Gitter) elektrische Ladung transportieren können.

Wir bereits erwähnt, existiert kein Gleichstromwiderstand in einem Supraleiter, da die Cooper-Paare die elektrische Leitung übernehmen. Das bedeutet für den spezifische Widerstand $\rho = 0 = \frac{1}{\sigma_e}$, mit der elektrischen Leitfähigkeit σ_e . Da für elektrische Felder

$$\vec{E} = \rho \vec{j} \quad (2.30)$$

gilt, bedeutet dies, dass im Innern eines Supraleiter kein elektrisches Feld existieren kann. Es wird gegenüber den herkömmlichen Ladungsträgern durch die Cooper-Paare abgeschirmt. Elektrischer Strom fließt daher nur entlang der Oberfläche des Supraleiters und in den Grenzflächen [9].

2.2.3. Wechselstromwiderstand

Fließt jedoch ein Wechselstrom durch den Supraleiter, existiert ein messbarer Widerstand. Dies liegt daran, dass die Cooperpaare sich zwar reibungslos bewegen können, aber träge Masse besitzen. Beim Wendepunkt der Stromrichtung muss also eine elektrische Kraft aufgewendet werden, um den Impuls der Cooper-Paare umzukehren. Die Folge ist ein elektrisches Feld in der Grenzschicht des Materials. Dieses führt zur steten Be- und Entschleunigung normaler Ladungsträger, wie z.B. Elektronen. Dies führt zu Energieverlusten in den Oberflächen eines Supraleiters.

Der Oberflächenwiderstand eines Supraleiters wird nach [13] mit

$$R_{BCS} \propto \sigma_e^{-1} \lambda_L^3 \omega^2 \mu_0^2 \quad (2.31)$$

berechnet. Man nennt dies den BCS-Widerstand. Die Leitfähigkeit σ_e steigt in der BCS-Theorie mit $\exp\left(\frac{\Delta}{kT}\right)$, genau wie die Anzahl der Cooperpaare. Dies führt nach

$$R_{BCS} \propto \lambda_L^3 \omega^2 \exp\left(\frac{-\Delta}{kT}\right) \quad (2.32)$$

dazu, dass der Wechselstromwiderstand mit der Temperatur exponentiell abfällt. Allerdings zeigen Experimente, dass beim Kühlen eines Supraleiters der Wechselstromwiderstand nie verschwindet, sondern sich einer unteren Grenze annähert. Dann lässt sich der Oberflächenwiderstand mathematisch mit

$$R_s = R_{BCS}(T) + R_0 \quad (2.33)$$

beschreiben. Während beispielsweise durch tiefes Kühlen von Niob auf $T \approx 2$ K der BCS-Widerstand auf Werte in der Dimension von $R_{BCS} < 20$ n Ω gesenkt werden kann,

ist der Restwiderstand R_0 unveränderlich und hängt von Verarbeitung und Reinheit des verwendeten Materials ab. Rekordwerte sind im Bereich einiger Nanoohm möglich, typisch für eine Nioboberfläche sind Werte um 10 bis 20 n Ω [8].

2.2.4. Kühlung, RRR und Quench von Supraleitern

Die Tatsache, dass ein nicht verschwindender Wechselstromwiderstand vorliegt, sorgt bei Wechselfeldern für thermische Verluste im Material eines Supraleiters. Wird ein Teil des Materials stärker erwärmt als durch die Kühlung kompensiert werden kann, erreicht dessen Temperatur schließlich die kritische Temperatur T_c des Supraleiters und wird normalleitend. Eine mikroskopisch kleine normalleitende Stelle kann bei hohen Wechsel- oder Gleichströmen katastrophale Folgen haben. Eine Erhöhung des lokalen Widerstandes bedingt eine höhere Spannung und eine - in Relation zum supraleitenden Betrieb - hohe Energiedissipation, also eine starke Erwärmung. Diese Erwärmung weitet sich rasch in angrenzende Gebiete aus. Die Folge ist ein schlagartiger Verlust der Supraleitung im gesamten Material. Dies nennt man Quench⁸. Die Folgen eines solchen Quench hängen stark von der Verwendung des Supraleiters ab. Im Falle von Kavitäten können z.B. durch den plötzlichen Druckanstieg Helium- und Vakuumbehälter belastet werden. Im Fall von Magnetspulen im Bereich einiger Tesla sind die möglichen Folgen aufgrund der hohen Induktivitäten noch katastrophaler⁹.

Damit kein ungewollter Quench im Betrieb auftritt, ist es von großer Bedeutung, die supraleitenden Kavitäten effizient zu kühlen. Man tut dies mit flüssigem Helium. Die Siedetemperatur von Helium unter atmosphärischem Druck beträgt $T_{He}(P = 1 \text{ bar}) = 4,15 \text{ K}$. Pumpt man die Heliumbehälter, in denen sich die Kavitäten befinden, auf einen subatmosphärischen Druck von $P = 16 \text{ mbar}$, senkt sich die Siedetemperatur des Heliums auf $T_{He}(P = 16 \text{ mbar}) = 1,8 \text{ K}$. Der somit vergrößerte Temperaturunterschied zwischen Betriebs- und Sprungtemperatur schafft einen Puffer, um lokale Erhöhungen der Temperatur kühlen zu können. Zudem ist der BCS-Widerstand und damit die Verlustleistung stark reduziert [3].

Eine Herausforderung ist allerdings eine hohe Wärmeleitung, um Kühlung zu gewährleisten. Es gibt generell zwei Mechanismen, die zur Wärmeleitung in einem (Supra-)Leiter beitragen. Zum Einen die Wärmeleitung durch Phononen. Die Anzahl der Phononen im Gitter steigt jedoch nach $n_{Ph} \propto T^3$ kubisch mit der Temperatur. Im Falle eines gekühlten Supraleiters bedeutet dies, dass der Beitrag der Phononen zur Wärmeleitung vernachlässigbar ist. Der zweite Mechanismus ist Wärmeleitung durch Ladungsträger. Wie bereits in Kapitel 2.2.2 erwähnt, stoßen Cooperpaare jedoch nicht mit dem Gitter und können daher keine Wärme übertragen.

Die Wärmeleitung beruht also in guter Näherung auf der Elektronendichte

⁸P. Weber hat in seiner Masterarbeit die Gründe für das Quenchen der MESA Kavitäten untersucht, siehe dazu [11]

⁹Zum Beispiel am LHC am CERN 2008 geschehen: <https://press.cern/press-releases/2008/10/cern-releases-analysis-lhc-incident>.

$$n_e \propto \exp\left(\frac{\Delta}{kT}\right) \quad (2.34)$$

und fällt unterhalb der Sprungtemperatur T_c drastisch ab. Im Fall der reinen Wärmeleitung durch Elektronen ist die Wärmeleitfähigkeit κ eines Materials daher proportional zur elektrischen Leitfähigkeit σ . Dies ist die Kernaussage des empirischen WIEDEMANN-FRANZ-Gesetzes

$$\frac{\kappa}{\sigma} = L \cdot T, \quad (2.35)$$

mit der Lorenzzahl L . Die Lorenzzahl ist unabhängig von Temperatur T und Verunreinigungen. Sie ist für die meisten Metalle weitgehend gleich und liegt im Bereich 2.1 bis $2,9 \text{ W } \Omega \text{ K}^{-2}$ [8].

Um maximale thermische Leitfähigkeit und somit optimale Kühlung des Supraleiters zu gewährleisten, muss das Material möglichst rein sein. Denn jede Verunreinigung im Material führt zu Stößen und einer Verminderung der thermischen Leitfähigkeit. Das Verhältnis der Widerstände bei $T = 300 \text{ K}$ und $T = 4 \text{ K}$ gibt den sog. *Residual Resistive Ratio RRR* Wert an. Je höher dieser Wert, desto reiner das Material. Der RRR des für die MESA Kavitäten verwendeten Niobs liegt über $RRR > 300$.

2.2.5. Supraleitende Kavitäten

Die o.g. Eigenschaften legen die Überlegung nahe, HF Kavitäten für Teilchenbeschleuniger aus supraleitenden Materialien zu verwenden. Dabei liegt der Fokus auf zwei Charakteristika, nämlich den hohen möglichen Beschleunigungsfeldern und dem hohen Gütefaktor. Diese bieten vor allem im Dauerstrombetrieb (englisch *continuous wave*, kurz CW) entscheidende Vorteile.

In Tabelle 2.1 findet sich eine Gegenüberstellung der benötigten Leistungen für den Betrieb von normal- und supraleitenden Kavitäten, hier am Beispiel von einzelligen 500 MHz Resonatoren. Interessant zu sehen ist, dass sich die dissipierte Leistung im Kühlsystem mit einem Faktor von etwa 4×10^4 unterscheiden. Jedoch müssen die geringen Verluste im Supraleiter mit der komplexen und teuren Heliumkühlung erkauft werden. CARNOT-Effizienz und technische Realisierung bedingen, dass die tatsächlich benötigte Wechselstromleistung sich um einen Faktor 200 unterscheidet. Dies sorgt dafür, dass bei hohen erwünschten Beschleunigungsfeldern supraleitende Kavitäten allein aus ökonomischer Sicht Vorzug bekommen.

Die hohe dissipierte Leistung in einer herkömmlichen Kavität sorgt an sich schon für eine Begrenzung der möglichen Felder, denn die Temperatur der Beschleunigungsstrukturen sollte Temperaturen von $T = 100 \text{ }^\circ\text{C}$ nicht übersteigen [8].

Die wesentlich höhere Güte einer supraleitenden Kavität bedeutet, dass induzierte Felder in den Kavitäten nach Gl. 2.18 wesentlich länger schwingen. Dies ermöglicht einen energierückgewinnenden (englisch *Energy Recovery Linac*, kurz ERL) Betrieb. In einem ERL werden die beschleunigten Elektronen nach Interaktion mit dem Target erneut in die Beschleunigungsmodule geleitet. Wird das mit einem Phasenversatz von

Tab. 2.1. – Gegenüberstellung der benötigten Wechselstromleistung im Betrieb normalleitender (z.B. Kupfer) und supraleitender (z.B. Niob) Kavitäten am Fall für einzellige 500 MHz Resonatoren. Die Daten sind aus [8] entnommen.

Fragestellung	Supraleitend	Normalleitend
Q_0	2×10^9	2×10^4
Diss. Leistung in W m^{-1} für $E_{acc} = 1 \text{ MV m}^{-1}$	1,5	56×10^3
AC Leistung in kW m^{-1} für $E_{acc} = 1 \text{ MV m}^{-1}$	0,54	112
AC Leistung in kW m^{-1} für $E_{acc} = 5 \text{ MV m}^{-1}$	13,5	$2,8 \times 10^3$

180° zu globalen Beschleunigerfrequenz getan, so werden die Elektronen vom elektrischen Feld gebremst. Dabei regen sie die Schwingungen in den Kavitäten zusätzlich an und geben so indirekt ihre Energie zu großen Teilen an die zu beschleunigenden Elektronen ab, bevor sie schließlich in einem Beamdump rekombinieren. Ein solcher Betrieb erlaubt sehr hohe Ströme im Beschleuniger bei geringerem Energieaufwand als beim herkömmlichen Linac [3].

Ein weiterer Nebeneffekt der hohen Güte ist die sehr schmale Bandbreite der verwendeten Kavitäten. Sie beträgt bei den MESA Kavitäten

$$\Delta f = \frac{f_0}{Q_0} = \frac{1,3 \text{ GHz}}{1,25 \times 10^{10}} \approx 0,1 \text{ Hz.} \quad (2.36)$$

Sie sorgt dafür, dass auch eng benachbarte Frequenzmoden exakt in den Resonatoren angeregt werden können, während dies bei normalleitenden Kavitäten häufig ein Problem darstellt. Die o.g. π -Mode, also das von Zelle zu Zelle ein Phasenversatz von 180° existiert, ist für normalleitende Beschleuniger zu instabil, da sie am nächsten an der nächsten Mode liegt.

Die Wahl der Frequenz zum Betrieb supraleitender Kavitäten unterliegt zwei Gesichtspunkten. Einerseits ist der BCS-Widerstand, wie aus Gl. 2.31 zu sehen, quadratisch von der Frequenz abhängig

$$R_{BCS} \propto \omega_0^2. \quad (2.37)$$

Um den Energieverlust in den Oberflächen der Kavitäten zu verringern, wird also eine möglichst niedrige Frequenz gewählt. Denn jeder Energieverlust muss aufwändig gekühlt werden. Auf der anderen Seite werden mit kleinerer Frequenz nach Gl. 2.7 die Strukturen größer. Ab einem gewissen Punkt ist dies sowohl nicht mehr wirtschaftlich als auch strukturell bedenklich. Ein guter Kompromiss ist hier die Wahl der MESA Betriebsfrequenz von $f = 1,3 \text{ GHz}$.

2.2.6. Feldemission

Ein limitierender Faktor für Felder innerhalb der Kavitäten ist Feldemission. Diese beschreibt das Phänomen, dass bei sehr hohen elektrischen Feldern Elektronen aus

der Kavitätenwand ins Vakuum tunneln können. Dies führt zu einer signifikanten Verringerung der Güte.

Elektronen befinden sich innerhalb der Grenzflächen hinter einem Potentialwall. Diesen können sie nicht durchdringen, d.h. sie sind im Material gebunden. Es gibt Effekte, wie z.B. der Photoeffekt, die Elektronen auf ein höheres Energielevel heben und ihnen damit die nötige Energie zum Überwinden des Potentialwalls zur Verfügung stellen.

Ein weiterer Effekt ist eine Konsequenz der Quantenmechanik: Ein Elektron ist nicht fest lokalisiert, sondern weist Aufenthaltswahrscheinlichkeiten auf. Dargestellt durch das Quadrat der Wellenfunktion des Elektron. Die Wellenfunktion ist außerhalb des Leitermaterials stark gedämpft, aber nicht null.

Liegt nun ein starkes elektrisches Feld an der Wand an, senkt es den Potentialwall. Dann kann ein Elektron unter einer gewissen Wahrscheinlichkeit durch den Potentialwall tunneln und wird ins Vakuum emittiert. Dies nennt man Feldemission. Nach FOWLER und NORDHEIM berechnet sich der Tunnelstrom pro Fläche durch

$$j(E) = \frac{q_e^3}{8\pi h\Theta} E^2 \exp\left(-\frac{8\pi\sqrt{2m_e}\Phi^3}{3hq_e E}\right), \quad (2.38)$$

mit der Austrittsarbeit Θ und dem Plank'schen Wirkungsquantum h . Besonderes Augenmerk liegt auf der quadratischen Abhängigkeit vom elektrischen Feld [8].

Für das elektrische Feld an der Oberfläche einer Kugel gilt

$$E \propto \frac{1}{r^2}. \quad (2.39)$$

Jede Unebenheit und somit Krümmung der Oberfläche der Kavitäten kann mikroskopisch als Kugeloberfläche mit Radius r betrachtet werden. Dies bedeutet, dass bei der Produktion der Kavitäten auf höchste Glattheit der Oberflächen zu achten ist. Denn jede Verunreinigung und jeder Defekt führt zu Feldüberhöhungen und somit potentiell zu Feldemission.

Ist es zu Feldemission gekommen, wird das Elektron im Feld der Kavität beschleunigt. Jedoch hat es weder relativistische Geschwindigkeit noch ist es in Phase und kann daher nur einen Bruchteil der Energie aufnehmen. Es wird daher nach kurzer Strecke wieder mit der Wand der Kavität rekombinieren. Dabei wird die Energie in Form von Wärme und Bremsstrahlung frei. Die Erwärmung kann, wie in Kapitel 2.2.4 gesehen, zu einem Quench und somit Verlust der Supraleitung führen.

In besonderen Fällen führt der Einschlag des Elektrons in die Kavitätenwand zum Auslösen weiterer Elektronen. Abhängig von der Struktur der Kavität und der Phase der Felder kann es dann zu einer resonanten Kette an Feldemissionen kommen. Man spricht von *Multipacting*. Dies ist durch die elliptische Bauweise der MESA-Kavitäten jedoch stark unterdrückt.

2.3. Frequenzregelung

In Kapitel 2.1.5 ist die Notwendigkeit aufgezeigt worden, die Resonanzfrequenz der Kavität mit der eingespeisten Hochfrequenzleistung abzustimmen. Bei den geplanten Leistungstests der MESA Module am Helmholtz-Institut Mainz soll dies mit einer *Phase Locked Loop*, kurz PLL, realisiert werden. Eine PLL vergleicht die Phasen zweier Signale und erzeugt ein Fehlersignal, welches dem Unterschied der beiden Frequenzen proportional entspricht. Damit kann das Signal des Hochfrequenzgenerators der Resonanzfrequenz angepasst werden.

Im Gegensatz dazu steht das Tunen der Kavitäten im Beschleunigungsbetrieb, wie es in Kapitel 2.1.5 beschrieben wird.

2.3.1. Theorie

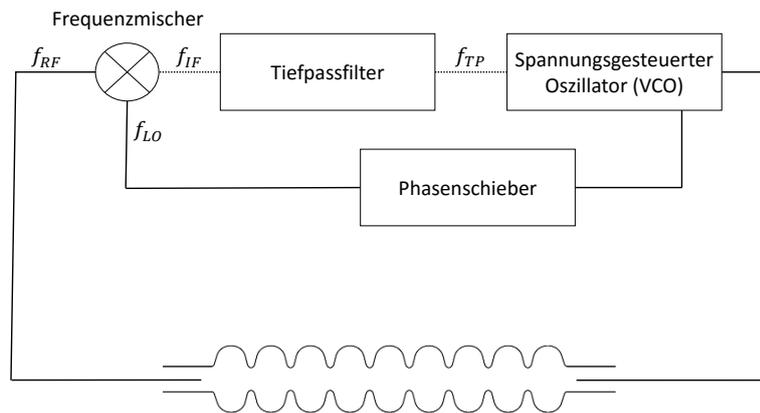


Abb. 2.7. – Übersicht über die wesentlichen Komponenten einer PLL. Das Signal des VCO wird gesplittet und sowohl über einen Phasenschieber als f_{LO} in den Mischer geführt als auch in die HF Kavität geleitet. Das ausgekoppelte Signal wird als f_{RF} ebenfalls dem Mischer zugeführt. Das resultierende Signal f_{IF} steuert nach Durchgang durch einen Tiefpassfilter den Eingang am VCO.

Eine PLL vergleicht die Phasen zweier Signale und gibt bei einer Abweichung eine Steuerspannung aus, die in guter Näherung linear zur Abweichung ist.

In Abb. 2.7 ist ein vereinfachtes Schema einer PLL mit den wesentlichen Komponenten zu sehen. Ein spannungsgesteuerter Oszillator (*Voltage Controlled Oscillator*, kurz VCO) treibt über einen Verstärker die HF Kavität. Mithilfe eines Richtkopplers wird dort das Referenzsignal v_{LO} (*Local Oscillator*)

$$v_{LO}(t) = A_{LO} \cdot \sin(\omega_{LO}t + \phi_{RF}) \quad (2.40)$$

für den Phasendetektor abgenommen. A_{LO} ist die Amplitude des Signals und wird entsprechend den Anforderungen der Geräte eingestellt. Von der Kavität wird mit-

hilfe einer Antenne das transmittierte Signal ausgekoppelt und als v_{RF} (*Reference Frequency*) nach

$$v_{LO}(t) = A_{LO} \cdot \sin(\omega_{LO}t + \phi_{RF}) \quad (2.41)$$

ebenfalls an den Phasendetektor übergeben. Der Phasendetektor ist hier ein Frequenzmischer. Da die Signale bei Schluss der Schleife gleiche Frequenzen haben, gilt in guter Näherung $\omega_{RF} + \omega_{LO} = 2\omega$. Außerdem wird $\Delta\omega := \omega_{RF} - \omega_{LO}$ definiert. Das Signal des Mixers lässt sich dann als

$$v_{IF}(t) = v_{RF} \times v_{LO} = \frac{1}{2}A_{RF}A_{LO} (\cos(\Delta\omega t + \Delta\phi) - \cos(2\omega t + \phi_{RF} + \phi_{LO})), \quad (2.42)$$

mit der Phasendifferenz $\Delta\phi := \phi_{RF} - \phi_{LO}$, schreiben [19].

Ein Filter sorgt anschließend für die Aufbereitung des Signals und erlaubt die Nutzung als Steuersignal. Im einfachsten Fall wird dies über einen Tiefpassfilter realisiert. Der TPF filtert den Teil des Signals mit doppelter Frequenz heraus und es bleibt

$$v_{TP}(t) = \frac{1}{2}A_{RF}A_{LO} \cos(\Delta\omega t + \Delta\phi). \quad (2.43)$$

Da bei geschlossener Schleife $\Delta\omega$ verschwindet, lässt sich dies in guter Näherung schreiben als

$$v_{TP}(t) \propto \cos(\Delta\phi). \quad (2.44)$$

Dieses Regelsignal steuert den VCO im System. Es ist eine Spannung, die direkt und linear dem Phasenversatz zwischen beiden Signalen entspricht [20].

Um eine PLL zu betreiben benötigt man noch einen Phasenschieber. Dieser ist notwendig, um Unterschiede in Kabellängen auszugleichen. Er sollte möglichst einen Phasenschub von 360° aufweisen. Alternativ kann auch ein Phasenschub von 180° in Verbindung mit einem Signalinvertierer verwendet werden. Mit dem Phasenschieber wird zum Einschwingen des Systems einmal sichergestellt, dass die Schleife schließt [21].

2.3.2. Bandbreite und Filterwahl

Bei der Wahl des Filters muss bedacht werden, dass er die Regelcharakteristik der PLL maßgeblich bestimmt. Je niedriger die Grenzfrequenz eines TPF liegt, desto weniger Störanteile liegen auf dem Regelsignal. Dies führt zu einer exakteren Regelung. Denn je mehr Störanteile an den VCO übergeben werden, desto mehr Seitenbänder liegen auf dem Signal, das in die Kavität gebracht wird. Diese liegen meistens nicht auf einer resonanten Frequenz und werden daher an der Kopplung zur Kavität reflektiert, was zu hohen Verlustleistungen führen kann.

Jedoch führt eine Änderung der Grenzfrequenz auch zu einer Änderung der Bandbreite der PLL. Die Bandbreite bestimmt, wie schnell die Regelung auf eine sprunghafte Änderung des Referenzsignals reagiert und wie groß der Bereich ist, über den auf eine Änderung reagiert werden kann [20].

2.3.3. Transferfunktion einer PLL

Die Ausführungen in diesem Abschnitt folgen den Ausführungen im zweiten Kapitel des Buchs *Phase-lock Techniques* von GARDNER [20]. Die Transferfunktion eines Systems setzt sein Ausgangssignal mit dem Eingangssignal ins Verhältnis. Im Falle einer PLL konzentriert man sich auf die Phasen der Signale. Genauer gesagt wird die LAPLACE-Transformation der Phasen sowie aller Komponenten betrachtet.

Der Phasendetektor, also der Frequenzmischer, gibt den Phasenunterschied $\phi_e = \phi_{LO} - \phi_{RF}$ aus. Man nennt dies den Phasenfehler. Außerdem verstärkt er das eingehende Signal um den Faktor k_M . Daher ist seine Übertragungsfunktion

$$F_M(s) = k_M. \quad (2.45)$$

Hier ist die Variable $\omega = 2\pi f$ in den komplexen Frequenzparameter $s = \sigma + i\omega$ übergegangen.

Der Filter des Systems, hier ein TPF 1. Ordnung, hat die Übertragungsfunktion

$$F_{TPF}(s) = \frac{1}{1 + \frac{s}{\omega_g}}, \quad (2.46)$$

mit der (Kreis-) Grenzfrequenz des Filters $\omega_g = 2\pi f_g$.

Der VCO des Systems weist ebenfalls eine Verstärkung des Signals auf mit dem Faktor k_{VCO} . Die entsprechende Übertragungsfunktion ergibt sich zu

$$F_{VCO}(s) = k_{VCO} \frac{1}{s}. \quad (2.47)$$

Die Multiplikation der Übertragungsfunktionen ist definiert als die offene Transferfunktion G_0 . Eine PLL kann zwar nicht als offenes System laufen. Jedoch wird mit $k := k_{VCO} \cdot k_M$

$$G_0(s) := F_M(s) \cdot F_{TPF}(s) \cdot F_{VCO}(s) = \frac{k}{s + \frac{1}{\omega_g} s^2} \quad (2.48)$$

gebildet, um die Systemtransferfunktion $H(s)$ zu bilden:

$$H(s) = \frac{G_0(s)}{1 + G_0(s)} = \frac{k}{s + \frac{1}{\omega_g} s^2 + k} = \frac{1}{\frac{1}{\omega_g k} s^2 + \frac{1}{k} s + 1}. \quad (2.49)$$

Aus der Definition der Übertragungsfunktion für die Systemantwort 2. Ordnung

$$H_{def}(s) := \frac{1}{T^2 \cdot s^2 + 2 \cdot D \cdot T \cdot s + 1} \quad (2.50)$$

ergeben sich für die PLL die Eigenfrequenz ω_0 aus dem Inversen der Zeitkonstante T nach

$$\omega_0 = \frac{1}{T} = \sqrt{\omega_g k}, \quad (2.51)$$

sowie die Dämpfungskonstante D nach [22]

$$D = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\omega_g}{k}}. \quad (2.52)$$

Hier lässt sich der Einfluss der Grenzfrequenz des TPF, wie in Kapitel 2.3.2 dargestellt, nochmal nachvollziehen. Wird sie sehr hoch gewählt, ist die Dämpfung der Eigenschwingung der PLL sehr hoch, was zu einer schnellen Systemantwort führt. Wird sie eher niedrig gewählt, so führt dies zu einer niedrigen Eigenfrequenz. Eine niedrige Eigenfrequenz der PLL sorgt für wenig Störung im Ausgangssignal.

Als letztes bleibt es noch, die Übertragungsfunktion des Phasenfehlers zu betrachten, welcher nach [20] wie folgt definiert ist:

$$\frac{\phi_e}{\phi_{RF}} = \frac{1}{1 + G_0(s)} = \frac{\frac{1}{\omega_g} s^2 + s + l}{\frac{1}{\omega_g} s^2 + s}. \quad (2.53)$$

Mit diesen Funktionen ist das System der PLL, wie es in dieser Arbeit verwendet wird, ausreichend bestimmt. Die Charakterisierung der einzelnen Komponenten und des kompletten Regelung erfolgt auf den o.g. Grundlagen in Kapitel 5.

3. Testbunker am HIM

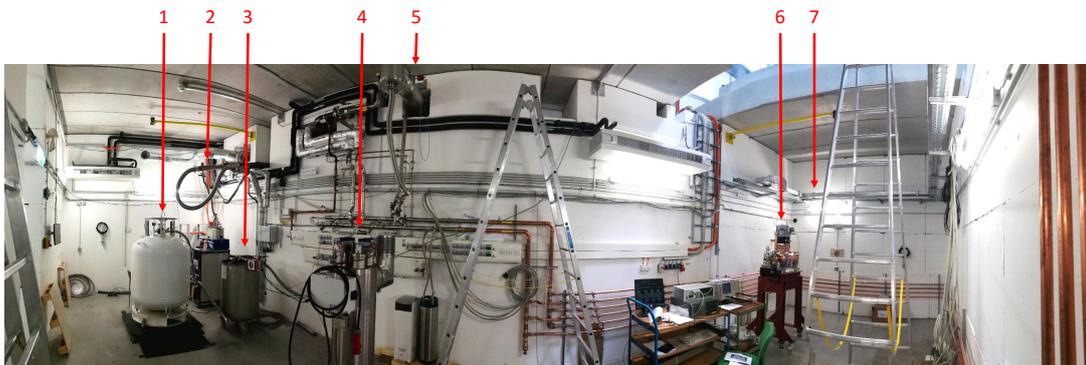


Abb. 3.1. – 180°-Panoramabild des Strahlenschutzbunkers in der HIM-Halle. Der Teststand befindet sich noch in der Einrichtung. Die Erklärung der Nummerierungen sind im Text zu finden. Der Bunker ist 4 m breit und 14 m lang.

Dieser Teil der Arbeit behandelt die Infrastruktur, die nötig ist, um die Abnahmetests der Kryomodulen durchzuführen. Diese werden im Kryomodultestbunker in der Halle des Helmholtz-Instituts Mainz stattfinden. Ein aktuelles Panoramabild des Bunkers ist in Abb. 3.1 zu sehen. In diesem sind bereits folgende Elemente zu erkennen:

1. Der 450 l-Helium Dewar, in dem sich flüssiges Helium befindet, das für die Gasflussmessungen in Kapitel 6 benötigt wird.
2. Die mit flüssigem Stickstoff geschirmte NEXANS Leitung, mit der flüssiges Helium über eine Strecke von über 200 m vom Verflüssiger in den Testbunker transportiert werden kann.
3. Der 1 bar-Heizer, dessen Konstruktion in Kapitel 4.2 vorgestellt wird.
4. Der 16 mbar-Heizer, der das subatmosphärische Helium auf Raumtemperatur heizen wird, bevor es vom Rückverdichter komprimiert wird.
5. Die Durchführung zum Rückverdichterraum, in dem auch die Gasflussmessung mit dem Flügelradensensor durchgeführt wird.
6. Die MAMBO Prototypkavität, die in Kapitel 5 für die Tests der Phasenregelung verwendet wird.

7. An der Decke sind die Hohlleiter verlegt, mit denen die HF Leistung bei den Abnahmetests vom Verstärker außerhalb des Bunkers in die Kavitäten geleitet wird.

Die Hallen, in denen der Beschleuniger MESA errichtet werden soll, werden voraussichtlich im Herbst 2020 fertiggestellt. Um anschließend einen reibungslosen Ablauf der Installation und Inbetriebnahme zu gewährleisten, müssen kritische Komponenten des Systems schon vorher in Betrieb genommen worden sein. Dies gilt im Besonderen für die supraleitenden MESA-Beschleuniger-Module.

Die nominellen elektrischen Felder, mit denen die Module betrieben werden sollen, betragen $12,5 \text{ MV m}^{-1}$. Um das Verhalten der Kavitäten auch für hohe Felder zu charakterisieren, werden sie in den Leistungstests am HIM auch mit Feldern von bis zu 25 MV m^{-1} betrieben werden. Es wird immer nur eine Kavität im Teststand betrieben.

Auch wenn diese Tests ohne Elektronenstrahl durchgeführt werden, kann es bei Feldern dieser Stärke, wie in Kapitel 2.2.6 beschrieben, zu Feldemissionen kommen. So emittierte Elektronen können vom longitudinalen elektrischen Feld der Kavitäten beschleunigt werden. Um die Personensicherheit zu gewährleisten, müssen die Tests in einem Strahlenschutz bunker stattfinden.

Der Platz im Bunker ist begrenzt und muss möglichst effektiv genutzt werden. Um im frühen Status der Planung einen guten Überblick über die Aufteilung und Einrichtung zu erlangen, wurde ein 3D-Modell im Programm *Autodesk Inventor 2018* entworfen. In den vergangenen Monaten konnte daran dann die Positionierung und Ausrichtung der Infrastruktur diskutiert werden. Das Modell ist in Abb. 3.2 zu sehen. Für den Betrieb der Module sind bestimmte Elemente im Bunker elementar. Sie werden folgend aufgelistet, ihre Positionen können im 3D-Modell nachvollzogen werden:

- Zwei Dewargefäße. Einer für flüssiges Helium mit einem Volumen von 450l und ein kleinerer mit 160l für flüssigen Stickstoff.
- Das zu testende Kryomodul zusammen mit Bleiabschirmungen, um die potentielle Strahlung abzuschirmen. Das erste Kryomodul ist erst im März 2018 geliefert worden. Daher können in dieser Arbeit keine Daten zu den Abnahmetests ausgewertet werden. Wie bereits erwähnt, fanden alle Tests an der normalleitenden MAMBO Prototypkavität statt.
- Eine Ventilbox, die zwischen Modul und Heliumdewar als Phasenabscheider und Beruhigungsgefäß dient. Sie ist die Verteileranlage, die auch beim fertigen Beschleuniger MESA verwendet werden wird, um das Helium in die Kavitäten zu bringen.
- Zwei Heizer, die das zurückfließende Helium aufwärmen.
- Diverse kleinere Teile, wie Vakuumpumpen und 19 Zoll-Racks für die Elektronik.

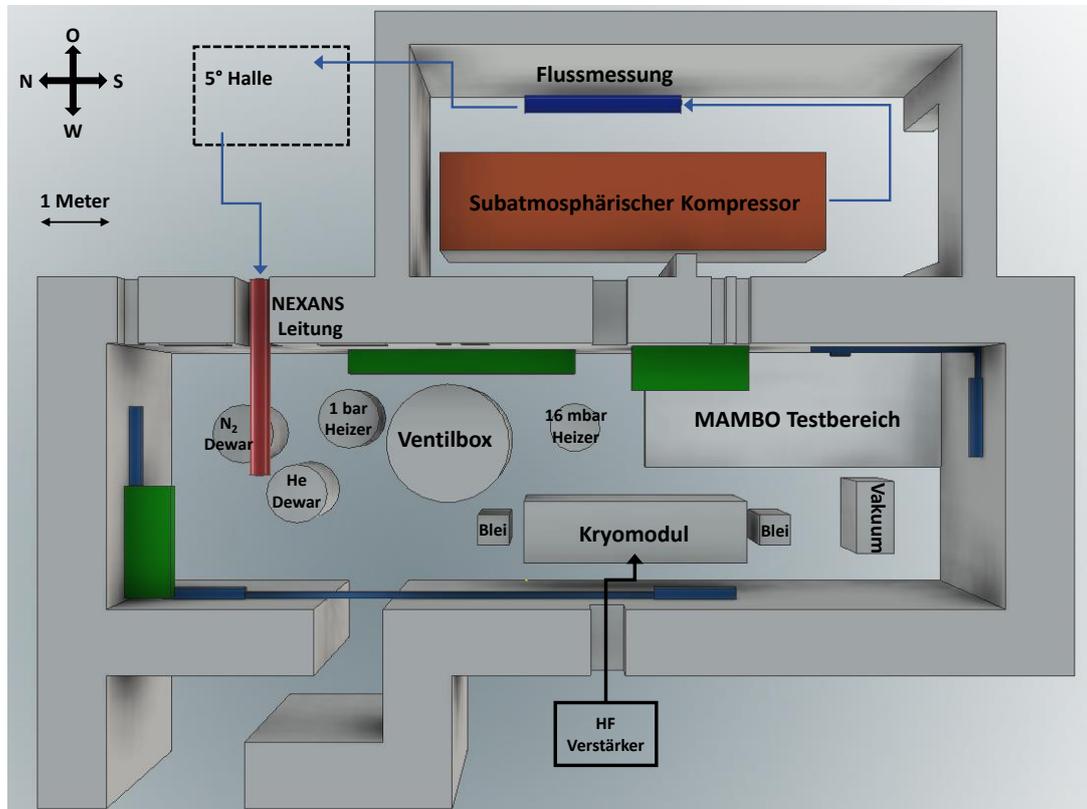


Abb. 3.2. – 3D-Modell des Strahlenschutzbunkers in der HIM-Halle. Die Vogelperspektive erlaubt einen guten Überblick über die geplante Aufteilung. Zur Verbesserung der Übersichtlichkeit wurde sich auf die wesentlichen Leitungselemente begrenzt. Im Osten, außerhalb der HIM-Halle, befindet sich der Rückverdichterraum mit dem Subatmosphärischem Kompressor und der Heliumflussmessung.

Neben den Kalttests der Kryomodule finden auch Warmtests der Prototypkavität des Injektor Linacs MAMBO (siehe Abb. 1.1) im Bunker statt. Dafür ist eine Fläche von etwa 2×5 m reserviert worden. Im Panoramabild 3.1 des Bunkers ist die Prototypkavität ganz rechts zuerkennen. Die wird im Kapitel 5 detaillierter vorgestellt, da an ihr die PLL vermessen worden ist.

In der HIM-Halle, an der westlichen Außenwand des Bunkers, steht der HF Verstärker der Firma *SigmaPhi*, der die Module mit Hochfrequenz mit Leistungen bis 16 kW versorgen wird. Die PLL, die in dieser Arbeit konstruiert wird, wird während den Qualitätstest diesen Verstärker mit der Resonanzfrequenz der angeschlossenen Kavität speisen. Man kann im Panoramabild 3.1 rechts oben an der Wand bereits die verlegten Hohlleiter sehen, mit denen die HF Leistung vom Verstärker zu den zu testenden Kavitäten geleitet wird.

Im Osten schließt der Rückverdichterraum an die HIM-Halle an. Dort befindet sich der Subatmosphärische Kompressor und die Messstrecke mit Flügelradsensor für die

KAPITEL 3. TESTBUNKER AM HIM

Heliumflussmessung, die für die Gütemessungen benötigt wird. Diese Elemente sind Teil der sogenannten Kryoversorgung und werden im anschließenden Kapitel beschrieben.

4. Kryoversorgung

Die Vorsilbe *Kryo* ist die Kürzung von *Kryogenik*. Sie deutet in Verbindung mit dem Beschleuniger MESA auf Systeme hin, die flüssiges oder kaltes gasförmiges Helium führen oder speichern. Die in den Beschleuniger-Modulen verwendeten Kavitäten werden aus supraleitendem Niob hergestellt. Eine Kühlung unter die kritische Temperatur von $T_c = 9,25\text{ K}$ ist nötig, um Supraleitung nutzen zu können. Der folgende Abschnitt erklärt den Aufbau der Kryoversorgung für die Abnahmetests im Strahlenschutz bunker.

4.1. Kryodesign



Abb. 4.1. – Foto zweier MESA Kavitäten im Heliumtank. Die Röhren oben auf den Tanks dienen dem Abführen des gasförmigen Heliums, ohne die Zufuhr von flüssigem Helium zu stören. Je zwei Tanks werden in einem Kryomodul installiert, zu sehen in Abb. 1.2. Aufgenommen von T. Stengler im Mai 2017 beim Hersteller der Kryomodule, *RI Research Instruments GmbH*.

Innerhalb eines Kryomoduls befindet sich die Kavität in einem Tank, zu sehen in Abb. 4.1, in dem sie komplett in flüssigem Helium eingetaucht ist. Flüssiges Helium hat bei atmosphärischem Druck die Siedetemperatur $T_{He,1bar} = 4,15\text{ K}$. In Kapitel 2.2.3 ist gezeigt, dass der Wechselstromwiderstand des Niob exponentiell mit der Temperatur fällt, was wiederum eine geringere Erwärmung durch thermische Verluste in den Kavitäten bedeutet. Indem alle Helium führenden Strukturen um und im Modul auf einen subatmosphärischen Druck von $P_{abs} = 16\text{ mbar}$ gepumpt werden, wird der Dampfdruck erniedrigt und die Siedetemperatur des Heliums sinkt auf

$T_{S,16mbar} = 1,87\text{ K}$ [23, S. 314]. Die Dampfdruckkurve für Helium-4 ist im Anhang in Abb. A.1 zu finden.

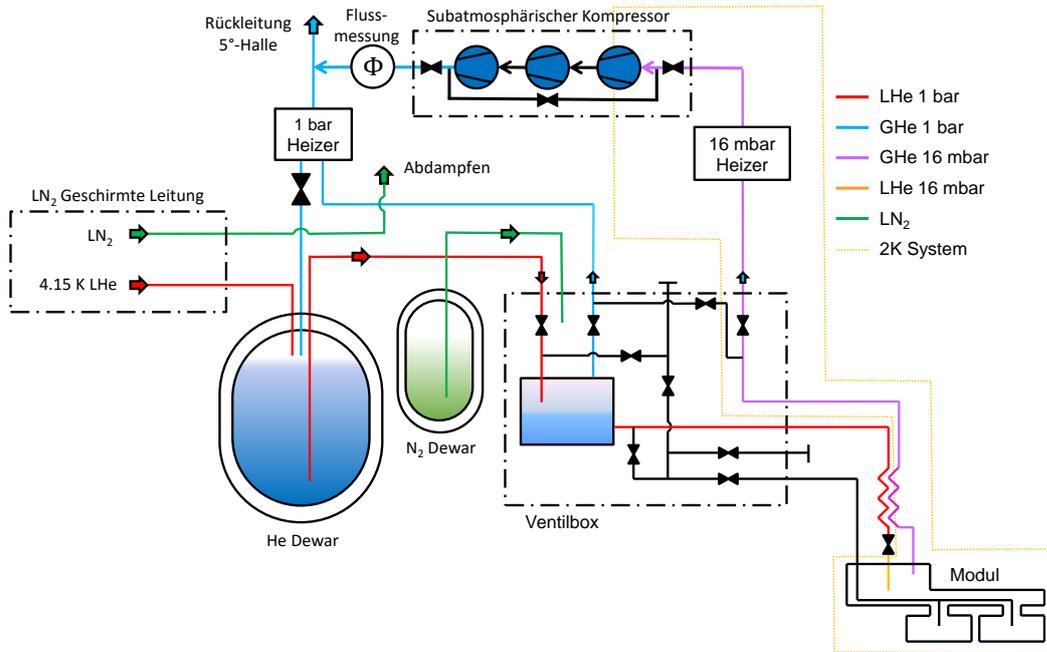


Abb. 4.2. – Schematische Darstellung aller Komponenten der Kryoversorgung im Strahlenschutzbunker mit allen Verbindungen. Über eine mit flüssigem Stickstoff abgeschirmte NEXANS Leitung wird das flüssige Helium in einen Dewar und von dort über eine Heberleitung in die Ventilbox geleitet. Die Ventilbox dient als Phasenseparator und verteilt Helium an das zu testende Modul. Sie ist ebenfalls durch flüssigen Stickstoff geschirmt, der aus einem kleineren Dewar entnommen wird. Vor Eintritt in das 2 K-System fließt das Helium durch einen Wärmetauscher. Das Helium, das im System verdampft, wird in zwei Heizern auf Raumtemperatur erhitzt und durch die Rückleitung zum Verflüssiger geleitet. Im subatmosphärischen System ist noch eine Kompressorstufe nötig, um das Gas wieder auf atmosphärischen Druck zu verdichten. LHe steht für flüssiges, GHe für gasförmiges Helium. LN₂ steht für flüssigen Stickstoff.

In Abb 4.2 befindet sich eine schematische Darstellung der Kryoversorgung für die Abnahmetests. Das Kernstück der Kryoversorgung ist die Ventilbox. Sie dient zwischen Modul und Heliumdewar als Phasenabscheider und Beruhigungsgefäß. Indem, wie in Abb. 4.2 dargestellt, das flüssige Helium am Boden abgezapft wird, stellt man sicher, dass die geringst mögliche Gasphase an die Module verteilt wird. Die Ventilbox besitzt einen Strahlungsschild aus flüssigem Stickstoff, der aus einem Dewar im Bunker gespeist wird. Auch im Betrieb des fertigen Beschleunigers MESA wird die Ventilbox

für die Verteilung des Heliums an die Beschleunigungsstrukturen zuständig sein.

Im Modul wird dann das Kryosystem, um das zu testende Modul herum, auf den subatmosphärischen Druck gebracht und das Helium durch ein Joule-Thompson-Ventil erneut verflüssigt. Der Druck wird durch die Pumpstufe im subatmosphärischem Kompressor eingestellt. Helium, das im sogenannten 2 K-Systems verdampft, muss dann wieder auf Atmosphärendruck komprimiert werden, bevor es an den Verflüssiger des Instituts für Kernphysik geleitet wird. Dies ist ebenfalls die Aufgabe des subatmosphärischen Kompressors, der aus insgesamt fünf Pumpstufen besteht. Er steht in einem eigenen Rückverdichterraum, der im Osten an die HIM Halle anschließt, siehe Abb. 3.2.

Da das kalte gasförmige Helium¹ den Kompressor und Verflüssiger schaden würden, muss es mit speziellen Heizern zunächst auf Raumtemperatur erwärmt werden.

4.2. Heizer

Für das Helium, welches vor den Modulen bei atmosphärischem Druck verdampft, ist eine Heizstruktur konstruiert worden, die in Abb. 4.3 schematisch dargestellt ist. Helium wird in Welschläuchen durch ein Wasserbecken geleitet und dort aufgeheizt. Das Wasserbecken dient zugleich als Wärmereservoir sowie als Wärmeleiter zwischen den Schläuchen und den verwendeten Heizstäben.

Als Gefäß stand ein ausgemustertes Dewargefäß zur Verfügung, bei dem die Isolierung und der Deckel entfernt wurde. Um den Weg zu maximieren, den das Helium im Wärmebad zurücklegt, ist der Welschlauch in einer Spirale von unten nach oben im Innern des Dewars angebracht. Ein Foto des Heizers ist in Abb. 4.4 a) zu sehen.

Um den benötigten Wärmeeintrag des Heizers zu bestimmen, muss die Rate bestimmt werden, mit der Helium im Kryosystem vor den Kavitäten verdampft. Das sind sogenannte statische Verluste, denn sie sind im Betrieb des Teststands nicht

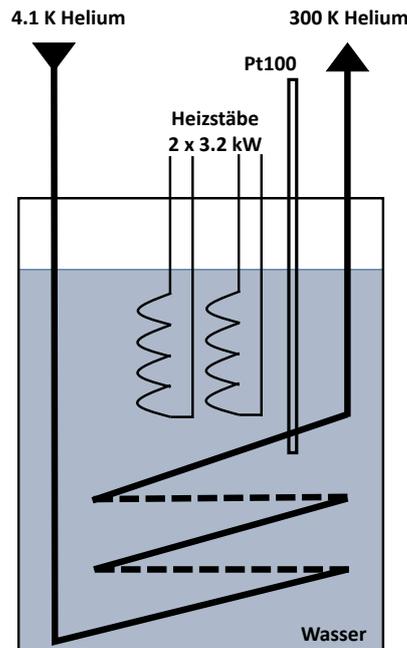
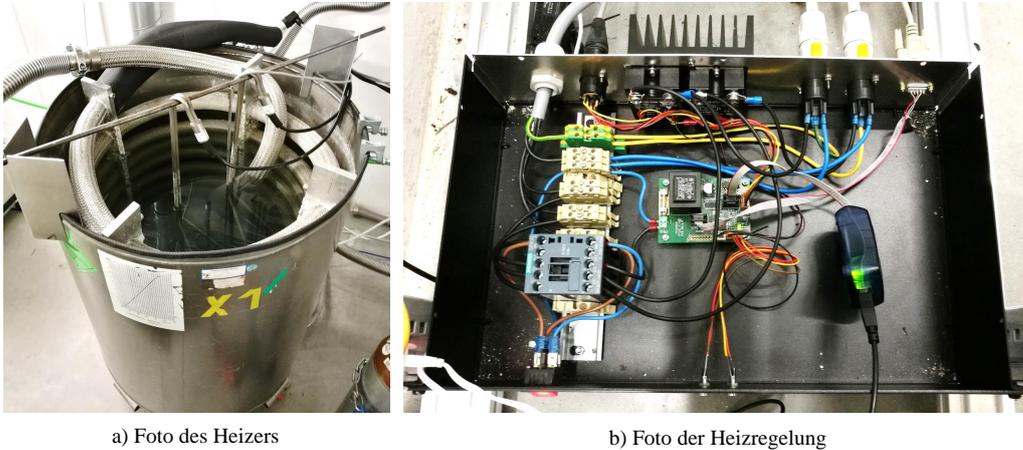


Abb. 4.3. – Schema des 1 bar-Heizers. Dieser besteht aus einem Gefäß, welches mit Wasser aufgefüllt und mithilfe einer Heizvorrichtung auf Raumtemperatur gehalten wird. Durch Verlegen der Leitung im Inneren soll das zurückströmende Helium von 4,15 K auf 300 K gebracht werden.

¹Im Fall des subatmosphärischen Heliums ist das Gas etwas wärmer als $T_{S,16mbar} = 1,87$ K, respektive im atmosphärischen Fall $T_{He,1bar} = 4,15$ K.



a) Foto des Heizers

b) Foto der Heizregelung

Abb. 4.4. – a) Foto des 1 bar-Heizers wie er im Bunker verwendet wird. Die Stange über dem Becken ist die Halterung für zwei Heizstäbe und einen Pt100-Messstab. Der Aufbau geht auf eine Idee von E. Schilling zurück.
 b) Foto der Regelung, welche in Abhängigkeit der Wassertemperatur die Heizleistung steuert. Sie wurde konstruiert von M. Bruker.

von der Leistung im Modul abhängig. Hierbei sind folgende Verluste zu berücksichtigen²:

- Die 200 m lange NEXANS Leitung hat laut Hersteller einen Wärmeeintrag von 10 W.
- Die Ventilbox im Bunker hat aufgrund ihres Volumens und der hohen Zahl an Ventilen eine Verlustleistung von 6,2 W. Dies ist eine Schätzung aufgrund der Erfahrung mit den ähnlich isolierten ELBE-Kryomodulen.
- Die Heberleitung zwischen Helium Dewar und Ventilbox wird bei einer Länge von 2 m und einem typischen Eintrag für Leitungen ohne Stickstoffschild von 2 W m^{-1} etwa 4 W ins System bringen.
- Zwei Johnstonskupplungen an der Heberleitung haben jeweils 1 W Eintrag.
- In der 5°-Halle befindet sich eine Ventilbox für die NEXANS Leitung sowie eine weitere ungeschirmte Leitung. Der Eintrag ist vergleichbar mit denen im Bunker, also etwa 12,2 W.

Dies summiert sich zu einem Gesamtwärmeeintrag von:

$$P_{\text{Eintrag}} = 34,4 \text{ W.} \quad (4.1)$$

²Die Werte wurden mithilfe von D. Simon geschätzt.

Helium hat bei 4,4 K die Verdampfungsenthalpie von $\Delta H_{4,4K} = 19,6 \text{ J g}^{-1}$ [23]. Dies ergibt eine Verdampfungsrate von:

$$\Phi_{4,4K} = \frac{P_{\text{Eintrag}}}{H_{4,4K}} = 1,76 \text{ g s}^{-1}. \quad (4.2)$$

Die spezifische Wärmekapazität von Helium beträgt $c_{He} = 5193 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$. Für eine Erwärmung der $1,76 \text{ g s}^{-1}$ um 300 K werden aufgerundet

$$P_{\text{Heiz}} = c_{He} \cdot \Phi_{4,4K} \cdot 300 \text{ K} \approx 2,74 \text{ kW} \quad (4.3)$$

Heizleistung benötigt. Wasser hat im flüssigen Zustand eine spezifische Wärmekapazität von $c_{H_2O} = 4178 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$. Im Dewar findet etwa $V = 600 \text{ L}$ Wasser Platz. Bei einem Wärmeverlust von $P_{\text{Heiz}} = 2,74 \text{ kW}$ und einer Raumpemperatur von etwa 300 K dauert es

$$t = \frac{c_{H_2O} \cdot 27 \text{ K} \cdot 600 \text{ kg}}{2,74 \text{ kW}} \approx 25\,000 \text{ s} \approx 7 \text{ h} \quad (4.4)$$

bis das gesamte Wasser gefroren ist. Da Eis eine geringere Wärmekapazität aufweist, soll ein Einfrieren des Wassers verhindert werden. Es ist daher notwendig, den Behälter mit einem Heizelement zusätzlich zu beheizen. Die Heizleistung sollte nach Gl. 4.3 mehr als 2,74 kW betragen.

Die in Gl. 4.1 genannte Abschätzung der thermischen Verluste gilt jedoch nur für den kaltgefahrenen Betrieb. Wenn die Leitungen und Behälter zum ersten Mal mit kaltem Helium gefüllt werden, verdampft eine wesentlich größere Menge Gas. Für diesen Fall muss die Heizleistung des 1 bar-Heizers höher ausgelegt werden.

Zwei Heizelemente, die insgesamt 6,2 kW aufbringen können, werden zusammen mit einem Pt100-Messstab in das Wasserbecken gehängt. Eine Regelung wurde von M. Bruker entworfen, um die Leistung der Heizstäbe in Abhängigkeit von der Wassertemperatur einzustellen.

5. Phasenregelung mit einer Phase Locked Loop

Für die kalorimetrischen Gütemessungen der MESA Kavitäten ist es notwendig, diese über einen längeren Zeitraum von mehreren Stunden geregelt auf einer gewählten Sollamplitude zu betreiben. Dazu wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Phasenregelung mit einer Phase Locked Loop (PLL) entwickelt und aufgebaut.

In diesem Kapitel wird die Phasenregelung vorgestellt, die für die Abnahmetests der supraleitenden Beschleunigerkavitäten verwendet werden wird. Zuerst werden alle Teile der PLL und ihr Zusammenwirken beschrieben. Anschließend werden die Messungen ausgewertet, mit denen das Verhalten der Regelung charakterisiert wurde. Im Rahmen dieser Arbeit wurden alle Messungen an einer normalleitenden Prototypkavität des Vorbeschleunigers MAMBO durchgeführt, um die Regelung auch vor Auslieferung der supraleitenden MESA-Module testen zu können.

5.1. Aufbau einer PLL

In Kapitel 2.3 wurde das Funktionsprinzip einer Phase Locked Loop erklärt und mathematisch behandelt. Der praktische Aufbau und die einzelnen Komponenten werden hier näher betrachtet.

5.1.1. Der Kern der PLL

Wie in Kapitel 2.3 beschrieben, sind die drei wesentlichen Komponenten der PLL Phasendetektor, Filter und VCO. Die gewählten Bauteile werden im Folgenden genau beschrieben.

Der **Phasendetektor** der Schaltung muss die 1,3 GHz Signale verarbeiten können und bei möglichst geringer Abschwächung als IF Signal ausgeben. Dazu wird der Frequenzmischer *Mini-Circuits ZX05-C42MH-S+* verwendet. Er verträgt Signale bis zu einer Stärke von 23 dBm und die möglichen Frequenzen liegen im Bereich von 1000 bis 4200 MHz. Dieser Mischer ist eine vernünftige Wahl für den Phasendetektor, da er eine hohe Isolation zwischen den

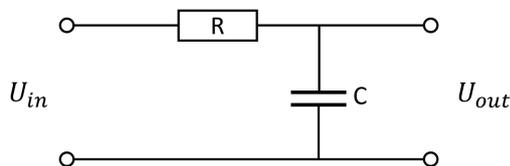


Abb. 5.1. – Schaltplan eines Tiefpassfilters erster Ordnung aus einem Widerstand und einem Kondensator.

Eingängen und einen geringen Signalverlust aufweist. Der Mischer benötigt eine Pegelleistung am LO Signal von mindestens 13 dB [25].

Der **Filter** der Regelung soll alle unerwünschten hochfrequenten Teile des IF Signals entfernen und sorgt somit für die Sauberkeit der Steuerung am VCO. Die Grenzfrequenz sollte niedrig gewählt werden, da im Falle von supraleitenden Kavitäten die Frequenzverschiebungen sehr klein sind und somit die Reichweite der Phasenregelung nicht größer als einige kHz sein muss. Supraleitende Kavitäten weisen allerdings eine hohe Güte, und somit niedrige Bandbreite von < 1 Hz, auf. Daher muss das Signal der PLL möglichst sauber sein.

Um diesen Ansprüchen gerecht zu werden, ist ein Tiefpassfilter erster Ordnung nach dem Schaltplan in Abb. 5.1 konstruiert worden. Mit einem Widerstand von $R_{TP} = 1 \text{ k}\Omega$ und einer Kapazität von $C_{TP} = 1 \text{ }\mu\text{F}$ ergibt sich nach [12, S. 419]

$$f_g = \frac{1}{2\pi R_{TP} C_{TP}} = 159,15 \text{ Hz.} \quad (5.1)$$

Der **VCO** der Schaltung wird durch die integrierte Frequenzmodulation des Frequenzgenerators *HP E4432B* realisiert. Dieser wird über einen externen Eingang am Generator angesteuert. Es lassen sich Signale bis 1 V anlegen. Die Tiefe der Modulation kann von 10 Hz V^{-1} bis 20 MHz V^{-1} eingestellt werden und weist eine Genauigkeit von $\pm 3,5\% + 20 \text{ Hz}$ bei einer Signalverzerrung von $< 1\%$ auf. Die Auflösung der Frequenzmodulation beträgt $0,1\%$ der Frequenzabweichung [24].

Um die Tiefe der Modulation passend einzustellen, muss experimentiert und Erfahrungswerte gesammelt werden. Sie beeinflusst, genau wie der Tiefpassfilter, die Bandbreite der Regelung maßgeblich. Wird sie sehr hoch gewählt, im Bereich von MHz V^{-1} , so kann die Regelung schnell und über einen großen Bereich reagieren. Eine niedrigere Wahl, im Bereich von kHz V^{-1} , sorgt für eine höhere Stabilität und ein rauschärmeres Signal.

Für die Test an der normalleitenden Kavität lag die Einstellung der Modulationstiefe bei 1 bis 20 MHz V^{-1} , da sichergestellt werden sollte, dass die Regelung schnell allen Frequenzänderungen folgen kann.

5.1.2. Vervollständigung der Schaltung

In Abb. 5.2 befindet sich ein Plan der Phasenregelung, wie er bei den hier vorgestellten Experimenten benutzt wurde. Es wurden noch folgende Komponenten hinzugefügt:

- **Detektordioden** sollen das Hochfrequenzsignal gleichrichten und zu einem, für das Oszilloskop messbaren, Spannungssignal umwandeln. Es wurden Diodenfertigungen für des HF System von MESA verwendet. Bei ihnen liefern -10 dBm Signale eine Spannung von -50 mV , 0 dBm Signale liefern -250 mV und 10 dBm Signale liefern -1000 mV . Die erzeugten Spannungen sind stets negativ. Die Kennlinie der Diode Nr. 265 ist vermessen worden und im Anhang in Abb. A.2 zu sehen.

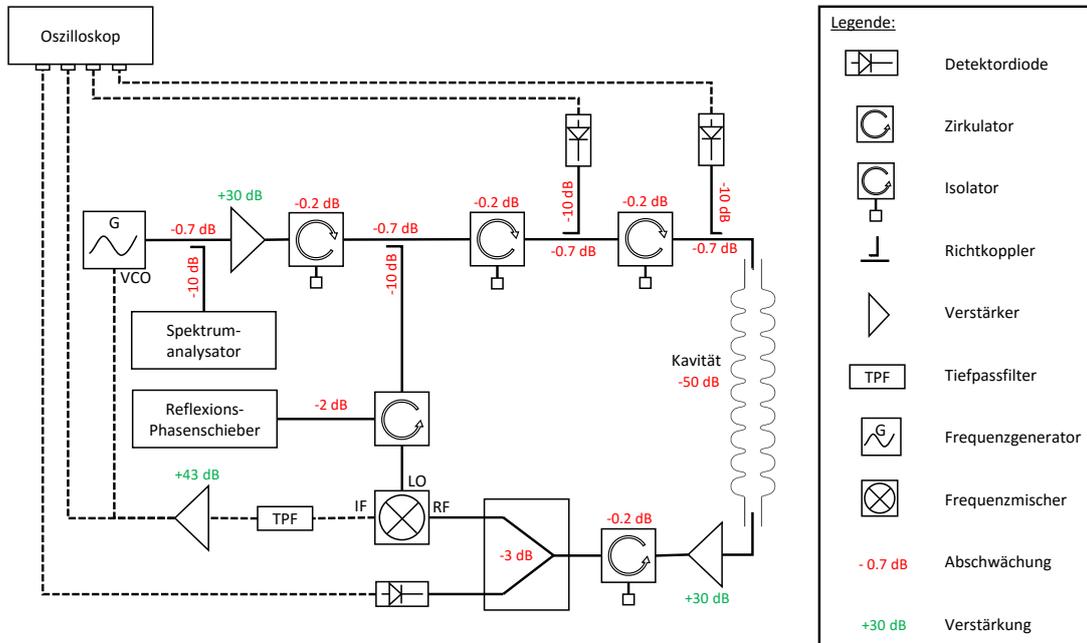


Abb. 5.2. – Testaufbau der PLL. Für alle Komponenten, an denen die Signale verarbeitet werden, bevor sie in den Frequenzmischer gelangen, ist die Abschwächung der Signale abgeschätzt und aufgetragen worden. Die durchgezogenen Linien sind SMA Leitungen. Hier liegen die hochfrequenten Signale um 1,3 GHz an. Gestrichelte Linien sind Koaxialkabel und führen Spannungen.

- Das **Oszilloskop** soll die Signale der Vorlauf-, Rücklauf- und transmittierten Leistung sowie des Regelsignals aufnehmen und per USB als Daten ausgeben. Das *Tektronix TDS 2014* erfüllt diese Ansprüche.
- Ein **Phasenschieber** muss genug Phasenschub bieten, um das Signal volle 360° durchfahren zu können. Zur Verfügung stand ein elektrischer Phasenschieber mit einer gemessenen Schubweite von 280° bei 1,3 GHz. Der Phasenschieber wird über ein selbstgebautes, regelbares Netzteil mit einer Spannung von 0 bis 8 V betrieben. Der Phasenschieber basiert auf Reflexion in einem Hohlleiter und daher muss das Signal über einen Zirkulator *Deewave DCC128132* eingespeist und anschließend Richtung Mischer weiter geleitet werden. Da der Phasenschub keine volle 360° bietet, wird zusätzlich noch eine Invertierung des Signals benötigt.
- Ein **Verstärker** für das Regelsignal soll dieses nicht nur auf bis $1 V_{peak}$ verstärken,

um die Modulationstiefe des VCO voll nutzen zu können. Sondern er soll das Signal auch invertieren können, damit 360° Phasenschub möglich wird. Dazu wurde ein Verstärker selbst entwickelt und über ein symmetrisches Netzteil, das eine Spannung von $\pm 12\text{ V}$ liefert, betrieben. Die Spannungsverstärkung beträgt 43 dB

- An zwei Stellen im System sind zwei **Hochfrequenzverstärker** implementiert, die jeweils 30 dB Verstärkung liefern. Dadurch wird dafür gesorgt, dass die Pegel am Frequenzmischer die Mindeststärke von 13 dBm aufweisen, um ein störungsfreies IF Signal zu erhalten. Beide Einheiten werden vom Selbstbaunetzteil mit einer Spannung von 5 V betrieben.
- Ein **Spektrumsanalysator** wurde zur Frequenzanalyse des generierten Signals genutzt. Er muss den Frequenzbereich um $1,3\text{ GHz} \pm 500\text{ MHz}$ sauber auflösen können. Dazu ist ein *Agilent E4440A* benutzt worden. Die Auflösung ist für alle Aufnahmen bei maximaler Abtastrate auf 100 kHz gesetzt worden. Insgesamt ist der Bereich $1,3\text{ GHz} \pm 50\text{ MHz}$ abgetastet worden.
- An mehreren Stellen der Schaltung müssen **Isolatoren** sicherstellen, dass keine reflektierte Leistung sensible Schaltungen, wie die Hochfrequenzverstärker, schädigen kann. Diese sind jeweils realisiert durch einen Zirkulator *Deewave DCC128132* mit einem Lastwiderstand am dritten Ausgang.
- An vier Stellen muss das Signal durch **Richtkoppler** gerichtet in zwei Signale aufgeteilt werden. Dazu werden *Zyzen ZSDC-0825-10S* verwendet. Sie zweigen ein um 10 dB abgeschwächtes Nebensignal ab und schwächen das Hauptsignal um $0,7\text{ dB}$. Der Leistungsteiler *Mini-Circuits ZAPD-2-21-3W-S+* teilt das Signal in zwei gleichstarke und somit um 3 dB geschwächte Signale.

In Abb. 5.2 ist die supraleitende Kavität eingezeichnet, die geregelt werden soll. Die Tests wurden aber an der normalleitenden Prototypkavität für den geplanten Vorbeschleuniger MAMBO durchgeführt werden.

5.2. Die MAMBO Prototypkavität für den PLL Test

In Abb. 5.3 ist eine Skizze der Kavität zu sehen, an der die Messungen durchgeführt wurden. Die Kavität besteht aus 15 einzelnen Zellen, mit 14 schmalen Koppelzellen. Da die Kavität mit der $\frac{\pi}{2}$ -Mode betrieben wird, sind die Koppelzellen nötig, um einen Phasenschub von 180° zwischen den Hauptzellen zu haben.

In der Mitte der Kavität befindet sich die HF Einkopplung. Das Vorlaufsignal ist durch eine Antenne in den Hohlleiter gekoppelt und so an die Kopplung zur Kavität gebunden. In den Zellen Nr. 3 und 4 befinden sich Antennen, mit denen zu Diagnosezwecken ein Signal aus der Kavität gekoppelt werden kann. An die Antenne in Zelle Nr. 3 ist die Leitung des transmittierten Signals angeschlossen. Die Dämpfung zwischen Ein- und Auskopplung wurde gemessen und beträgt $49,5(1)\text{ dB}$.

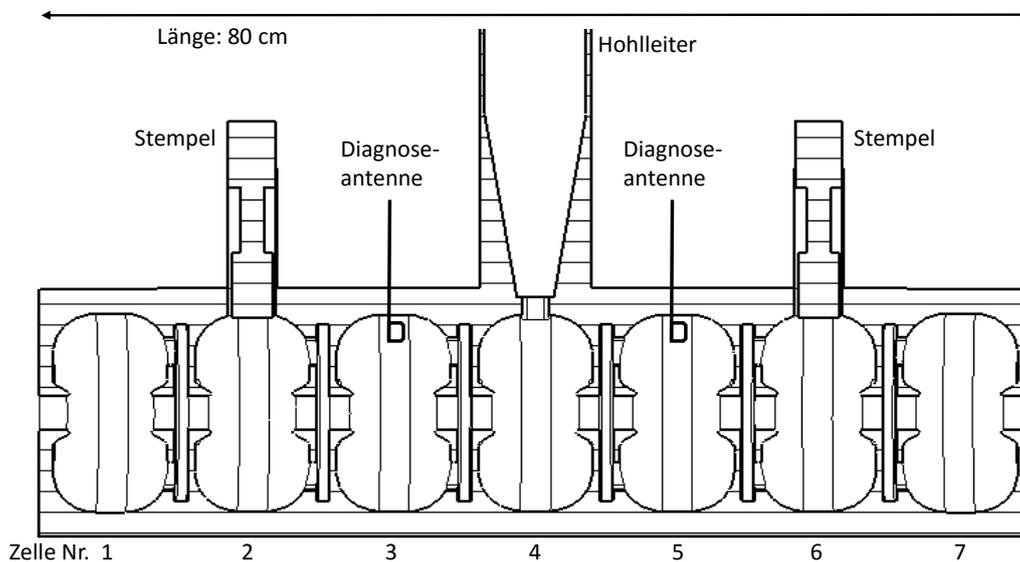


Abb. 5.3. – Querschnitt durch die normaleitende Prototypkavität. In der Mitte ist der Hohlleiter zur Einkopplung zu erkennen. Links und Rechts davon die jeweils eine Antenne, mit der zu Diagnosezwecken an die Felder im Innern gekoppelt werden kann. Die Stempel, mit denen die Kavität gestimmt werden kann, sind ebenfalls zu erkennen.

In den Zellen Nr. 2 und 6 befinden sich Öffnungen, in denen fahrbare Stempel sitzen. Mithilfe dieser Stempel kann die Resonanzfrequenz der Kavität verändert werden. Im laufenden Beschleunigerbetrieb ist dies notwendig, um die Kavität durch eine Frequenzkontrolle auf Resonanz mit der Betriebsfrequenz von 1,3 GHz zu halten, um die Kopplungsverluste zu minimieren. Für die Messungen mit der PLL konnte mithilfe der Stempel eine Verstimmung der Kavität, wie in Kap. 2.1.5 vorgestellt, simuliert werden und so die Reaktion der Phasenregelung geprüft werden.

5.2.1. Signale in der Kavität

Nachdem alles wie in Abb. 5.2 angeschlossen war, ist am Signalgenerator eine Frequenz von 1,3 GHz eingestellt worden, was der nominalen Resonanzfrequenz der $\frac{\pi}{2}$ -Mode der Kavität entspricht. Außerdem wurden Rechteckimpulse benutzt, um das Einschaltverhalten der Kavität aufnehmen zu können.

In der Abb. 5.4 sieht man drei Signale:

- Das Vorlaufsignal, das vom Signalgenerator ausgegeben wird. Die Rechteckimpulse haben die Pulsbreite $T = 50$ ms mit 50 ms Pause dazwischen. Die Pulsbreite ist so gewählt, dass die Felder innerhalb der Kavität während der Pulsdauer ein Gleichgewicht erreichen können und zwischen den Pulsen komplett abgefallen sind.
- Die Reflexion an der Kavität wird ebenfalls gemessen und als Rücklaufleistung aufgetragen.

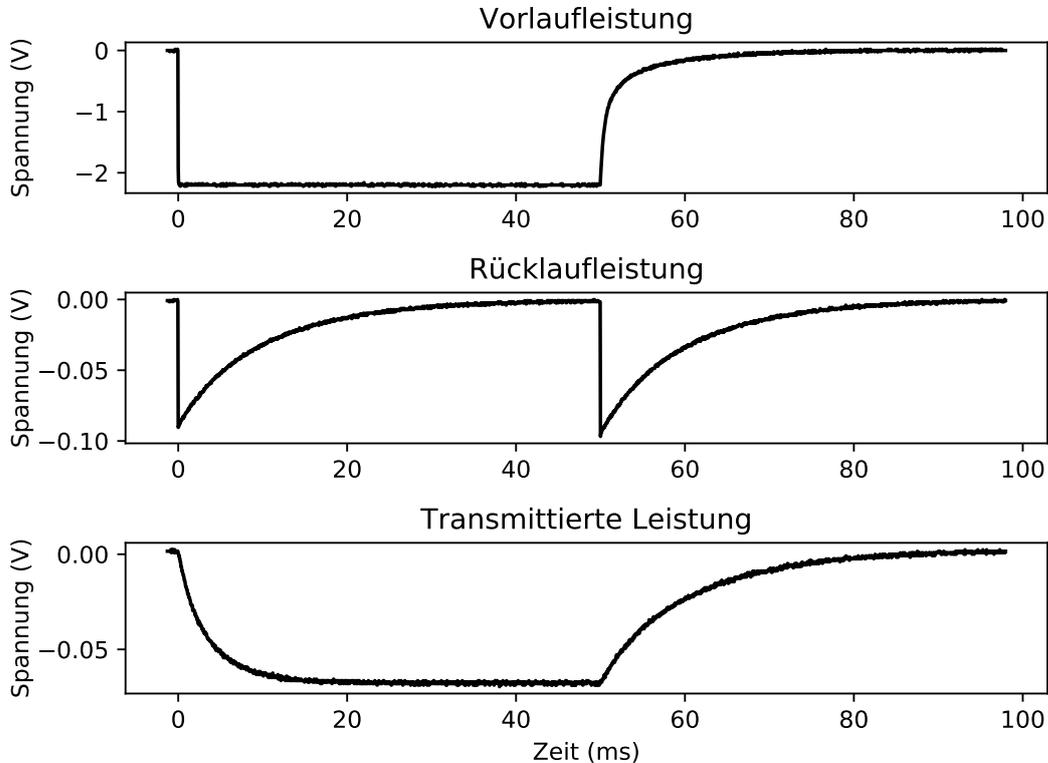


Abb. 5.4. – Diese Abbildung zeigt drei Signale: Die Vorlaufleistung, die Rücklaufleistung und die transmittierte Leistung. Es ist zu erkennen, dass beim sprunghaften Einschalten der Vorlaufleistung die Kavität erst einschwingen muss und zuerst die volle Leistung reflektiert. Fällt die Reflexion steigt gleichzeitig die Transmission, denn die Felder bauen sich bis zum Maximum auf. Dann ist die Kavität eingeschwingen. Verschwindet das Signal, kommt es erneut zu vollständiger Reflexion an der Kopplung. Die Felder fallen nun mit der Zeitkonstante τ ab, die in Kapitel 2.1.4 mit der Güte im Zusammenhang gebracht wird.

- Als drittes Signal ist die transmittierte Leistung aufgetragen. Das ist die Leistung, welche an der Diagnoseantenne der Kavität ausgekoppelt wird.

Die gemessenen Signalstärken sind nicht quantitativ vergleichbar, da die Signale unterschiedlich verstärkt und mit Richtkopplern an die Detektordioden geführt werden. Jedoch lassen sie sich qualitativ betrachten.

Nachdem am Signalgenerator die Frequenz auf 1,3 GHz eingestellt worden war, wurde die Kavität auf Resonanz mit dieser Frequenz gebracht: unter Beobachtung der reflektierten Leistung wurden die Stempel verfahren, bis die Reflexion im Gleichgewicht verschwand.

Die reflektierte Leistung zeigt zwei Peaks, beim Einschalten der HF sowie beim Ausschalten. Der Einschaltpeak ist eine Folge der Impedanz der Kavität. Wird ein Re-

sonator mit einem HF Signal angeregt, wird an der Kopplung anfangs die vollständige Leistung reflektiert. Beim Einschwingen der Kavität verringert sich dann die reflektierte Leistung, bis ein Gleichgewicht erreicht wird [8, S. 158].

Der zweite Peak entsteht durch das Abfallen der Felder innerhalb der Kavität. Dieser ist bei den vorliegenden Messungen stets etwas höher als der erste Peak. Dies deutet in Zusammenhang mit der verschwindenden Reflexion im Gleichgewicht auf eine kritische, bis leicht überkritische Kopplung hin [8, S. 158]: Der in Kapitel 2.1.4 vorgestellte Grad der Kopplung β beeinflusst auch die Reflexion an der Kavität. Mit den Messwerten der reflektierten Leistung können Kopplung zur und die Güte der Kavität zu bestimmt werden. Für eine quantitative Auswertung muss jedoch der Einfluss der Detektordiode untersucht werden.

Im Anhang befindet sich in Abb. A.2 die Kennlinie der Detektordiode Nr. 265, die das Signal der reflektierten Leistung in eine Spannung umwandelt. An den Verlauf der Messwerte lässt sich eine Funktion der Form:

$$f(U) = a \cdot \log(U) + b \quad (5.2)$$

anpassen. Die Anpassungswerte sind im Anhang in Abb. A.2 zu sehen. Mithilfe dieser Anpassung lassen sich die gemessenen Spannungen des reflektierten Signals bestimmen und plotten. Die ist in Abb. 5.5 zu sehen.

Aus [8, S. 155] lässt sich für den Koppelfaktor β folgender Zusammenhang aus dem Verhältnis der Vorlaufleistung P_v und der reflektierten Leistung P_r zum Zeitpunkt des Ausschaltens finden:

$$\beta = \frac{1}{2\sqrt{\frac{P_v}{P_r} - 1}}. \quad (5.3)$$

Der erste Peak der reflektierten Leistung beim Einschalten entspricht nach der Theorie der Vorlaufleistung P_v . Der zweite Peak entspricht der reflektierten Leistung P_r beim Ausschalten. Der Leistungspegel der beiden Leistungen lässt sich aus den Messwerten bestimmen nach:

$$L_p = P_{v,dBm} - P_{r,dBm} = -0,37(3) \text{ dB}. \quad (5.4)$$

Dies entspricht dem Verhältnis:

$$\frac{P_v}{P_r} = 0,92(1). \quad (5.5)$$

Der Koppelfaktor ergibt sich nach Gleichung 5.3 zu

$$\beta = 1,09(1), \quad (5.6)$$

mit dem Fehler

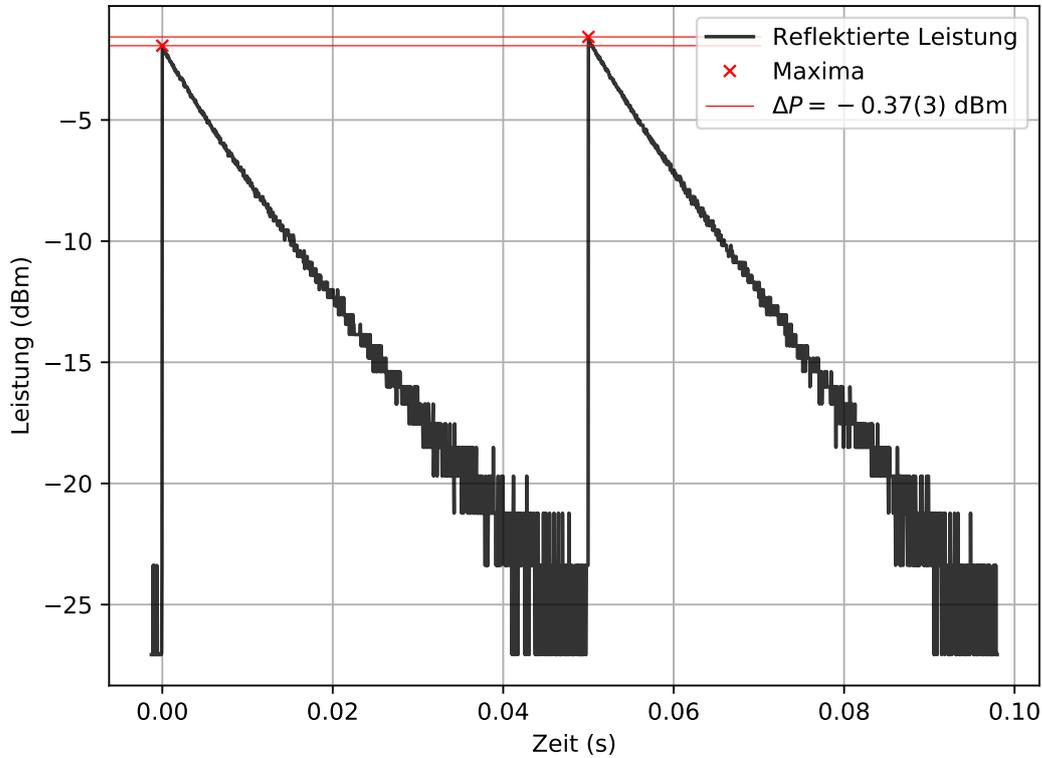


Abb. 5.5. – Das reflektierte Signal an der Detektordiode. Die Spitzenwerte des Signals wurden mit Python bestimmt und ihre Differenz durch zwei rote Linien dargestellt. Der Wert wird benutzt, um den Koppelfaktor β zu bestimmen.

$$\Delta\beta = \left| \frac{1}{\left(2\sqrt{\frac{P_v}{P_r}} - 1\right)^2 \cdot \sqrt{\frac{P_v}{P_r}}} \right| \cdot \Delta \frac{P_v}{P_r}. \quad (5.7)$$

Da der Koppelfaktor größer 1 ist, liegt hier leicht überkritische Kopplung vor. Der Report des Herstellers gibt an, dass der Koppelfaktor $\beta = 0.94$, also leicht unterkritisch ist. Der Hersteller hat diesen über eine Smith-Chart-Darstellung bestimmt.

Die Abweichung zwischen den Werten kann verschiedene Gründe haben. Für den oben errechneten Wert wurde angenommen, dass der erste Reflexionspeak äquivalent zur Vorlaufleistung ist. Dies ist in der Theorie eine korrekte Annahme, jedoch könnten Restfelder in der Kavität dafür sorgen, dass die anfängliche Reflexion nicht maximal ist. Sie entspräche dann nicht der vollen Vorlaufleistung, sondern einem nicht näher bestimmbar Anteil davon. Folglich wäre das Verhältnis der Leistungen $\frac{P_v}{P_r}$ umgedreht und der Koppelfaktor wie vom Hersteller angegeben $\beta < 1$.

Einen großen Einfluss auf die Messung hat auch die Detektordiode. Den Detektordioden vorgeschaltet ist ein Tiefpassfilter, der schnelle Änderungen der eingehenden

Signale zum Schutz der Diode dämpfen soll. Dies führt in den durchgeführten Messungen dazu, dass die Höhe der Peaks nach dem Ein-, bzw. Ausschalten nicht besonders präzise bestimmt werden kann, da der Anstieg der Leistung an den Dioden eventuell zu rasant ist.

Unter diesen Gesichtspunkten stimmt der so bestimmte Koppelfaktor in guter Näherung mit der Angabe des Herstellers überein. Die Kavität und der Testaufbau zeigen also das nach der Theorie erwartete Verhalten. Aus dem abfallenden Reflektionssignal nach Ausschalten der Vorlaufleistung ließe sich nun noch die Güte der Kavität nach

$$Q = \omega_0 \cdot \tau \quad (5.8)$$

aus Kapitel 2.1.4, bestimmen. Jedoch sind die vorliegenden Detektordioden für eine solche Messung aus den oben genannten Messungen unbrauchbar. Die Flanke der abfallenden Signale wird maßgeblich durch das Tiefpassverhalten der Detektordioden bestimmt. Eine so bestimmte Zeitkonstante läge stets im Bereich von einigen Millisekunden und wäre daher unbrauchbar. Zu einem späteren Zeitpunkt kann die Güte dieser Kavität mit einer anderen Diode jedoch auf diese Weise vermessen werden.

Das vierte Signal, also das der transmittierten Leistung steigt im Einschwingvorgang wie erwartet zu einem Gleichgewichtszustand an. Nach Ausschalten der Vorlaufleistung werden, ebenso wie beim reflektierten Signal, die abfallenden Felder in der Kavität emittiert. Es ließe sich auch aus diesem Signal die Güte bestimmen, jedoch ist hier die Kopplung nicht bekannt.

5.3. Einschwingen der PLL

Für die nächsten Messungen ist die Phasenregelung eingeschaltet worden. Das Vorgehen dafür ist wie folgt:

1. Ohne Amplitudenmodulation auf dem Vorlaufsignal wird die Kavität durch Verfahren der Stempel auf Resonanz mit 1,3 GHz gebracht.
2. Das Regelsignal hat nun meistens einen Offset. Dieser kommt durch den Phasenversatz zwischen ausgekoppeltem Signal und dem Vorlaufsignal zustande. Mithilfe des Phasenschiebers im Aufbau der PLL wird die Phase des Vorlaufsignals entsprechend so lang verschoben, bis das Regelsignal verschwindet.
3. Die Frequenzmodulation am Signalgenerator wird eingeschaltet. Die Modulationstiefe beträgt 1 MHz V^{-1} . Die Regelschleife ist nun geschlossen und die Frequenzmodulation wird Änderungen der Resonanzfrequenz folgen.
4. Um das Einschwingverhalten der Phasenregelung betrachten zu können, wird das Vorlaufsignal mit dem in Abb. 5.4 gesehenen Rechteckimpuls moduliert.

5.3.1. Sprungantwort bei Resonanz

Auch ohne Verschiebung der Resonanzfrequenz der Kavität, führt ein Einschalten der Vorlaufleistung zu einem Phasenversatz zwischen den Signalen der Vorlaufleistung und der transmittierten Leistung. Dieser Phasenversatz führt nach

$$v_{tp} \propto \cos(\Delta\phi) \quad (5.9)$$

aus Kapitel 2.3 zu einem Offset im Regelsignal durch den Tiefpassfilter. Dieses Regelsignal ist derart gepolt, dass dessen Spannung am VCO die Frequenz des Signalgenerators der Resonanzfrequenz nachstimmt. Dies führt zu der gedämpften Schwingung, welche charakteristisch für die PLL ist.

Um das Einschwingverhalten der Regelung bei Resonanz zu betrachten, wird das Regelsignal nach dem Tiefpassfilter am Oszilloskop betrachtet. Die Zeitaufösung muss dabei so gering wie möglich gewählt werden und der Trigger wird auf den Kanal des Regelsignals gesetzt. In Abb. 5.6 ist das Einschwingen der Phasenregelung zu sehen.

Gut erkennbar ist, dass das Regelsignal nach dem Überschwingen nur noch in engen Grenzen weiter variiert. Die Schwingung ist also gedämpft und die Regelung folglich geschlossen. Die Dämpfungskonstante, bzw. die Zeitkonstante ist von besonderem Interesse um die Regelung zu charakterisieren. Sie lässt sich durch die Anpassung einer Exponentialfunktion der Form:

$$f(t) = a \cdot \exp(-b \cdot x) + c \quad (5.10)$$

bestimmen. Die Funktion wird als Einhüllende den Spitzenwerten der Schwingung angepasst. Die Spitzenwerte wurden in Python so bestimmt, dass sie positiv und beidseitig größer als mindestens 30 benachbarte Werte sein sowie eine Mindesthöhe von 1 μV aufweisen müssen.

Die Zeitkonstante τ_{res} ergibt sich aus der Dämpfungskonstante b nach:

$$\tau_{res} = \frac{1}{b} = 39,5(93) \text{ ns}, \quad (5.11)$$

mit einem Messfehler, der nach Gl. ?? aus der Standardabweichung des Anpassungsparameter b bestimmt worden ist. Er beträgt 23,5 % vom bestimmten Wert der Zeitkonstante. Die Ergebnisse dieser Anpassung geben daher nur einen Hinweis auf die Größenordnung, mit der das anfängliche Überschwingen der Regelung stattfindet.

Die Einflüsse, die im Testbetrieb die Kavität verstimmen können, geschehen auf um Größenordnungen längerer Zeitskala. So zum Beispiel thermische Verstimmung in Sekunden, Druckstöße des Heliums im Betrieb auf Mikrosekunden. Die Regelgeschwindigkeit der PLL ist also gut geeignet zur Vermessung der MESA-Kavitäten.

5.3.2. Signal bei geschlossener Regelung

Nach dem Überschwingen entwickelt sich das Regelsignal um einen konstanten Offset $c = -0,8(11) \mu\text{V}$. Für eine Phasenregelung ist dieses Verhalten normal, denn sie reagiert im eingeschwungenen Zustand auf jede Art von Einfluss. Dies können sein:

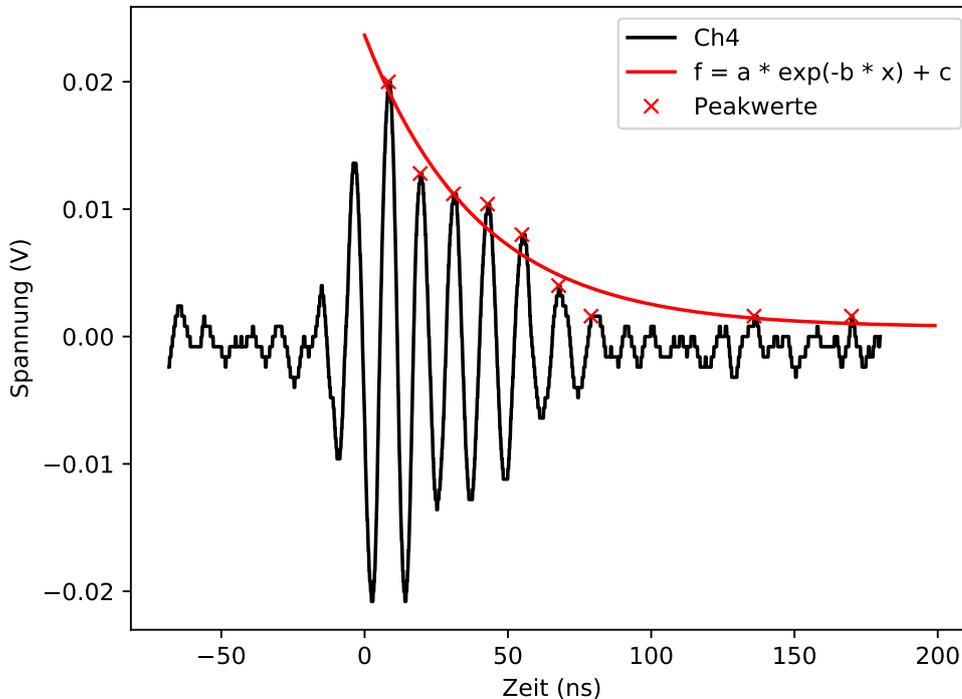


Abb. 5.6. – Das am Oszilloskop aufgenommene Regelsignal bei Resonanz. Bei etwa $t = -10$ ns ist die Vorlaufleistung eingeschaltet worden. Man erkennt, dass das Regelsignal gedämpft schwingt und letztlich im Mittel verschwindet.

An die positiven Spitzenwerte der Schwingung wurde eine Exponentialfunktion als Einhüllende angepasst. Die Zeitkonstante ergibt sich nach 5.11 aus der Anpassung: $\tau_{res} = 39,5(93)$ ns.

- Vibrationen an den Kabeln, die zu leichten Phasenversätzen führen, auf die die PLL reagiert.
- Thermische Längenänderung der Kabel, die ebenfalls einen Phasenversatz zur Folge hat. Dies findet allerdings auf einer längeren Zeitskala statt und nicht im Rahmen von Nanosekunden.
- Schwankungen der Spannungsversorgung des Verstärkers kann zu unterschiedlich starker Verstärkung des Tiefpasssignals führen.

Die Verstärkung der Frequenzmodulation ist mit 1 MHz V^{-1} eingestellt. Eine Standardabweichung des Regelsignals von $\sigma_c \approx 1 \text{ } \mu\text{V}$ übersetzt sich im Signal des Generators zu einer Schwankung von $\pm 1 \text{ kHz}$. Für den Fall der normalleitenden Kavität mit einer Bandbreite von $\Delta f_n \approx 60 \text{ kHz}$ sind diese Schwankungen unbedenklich. Bei der hohen Güte einer supraleitender Kavität und der damit einhergehende Bandbreite

von $\Delta f_{sc} \approx 0,1 \text{ Hz}$, wären diese Schwankungen um einen Faktor 1×10^4 zu groß, um die Kavität damit zu betreiben. Auch bei der gewählten externen Güte der MESA-Kavitäten von $1,38 \times 10^7$ beträgt die Resonanzbreite nur etwa $\Delta f_{ext} = 94 \text{ Hz}$. Beim Betrieb der supraleitenden Strukturen im Strahlenschutz bunker muss daher eine niedrigere Modulationsverstärkung gewählt werden. Ein vernünftiger erster Schätzwert dafür wären eine Verstärkung um einen Faktor von 1×10^4 kleiner, also 10 kHz V^{-1} .

In Kapitel 5 wird in Gl. 2.52 die Dämpfungskonstante der PLL wie folgt hergeleitet:

$$D = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\omega_g}{k}}. \quad (5.12)$$

In den Faktor k geht die Verstärkung des VCO linear ein. Dies bedeutet, dass eine niedrigere Modulationsverstärkung am Signalgenerator auch zu einer stärker gedämpften Phasenregelung führen wird. Das Ziel für den Betrieb einer supraleitenden Kavität ist, möglichst keine Überschwinger beim Einschalten der Hochfrequenzleistung zu erhalten.

Ebenfalls von Interesse ist das Einschwingverhalten der Phasenregelung, wenn die Kavität nicht auf Resonanz ist mit der Zentralfrequenz des Signalgenerators.

5.3.3. Regelantwort neben Resonanz

Die folgenden zwei Aufnahmen des Einschwingens wurden für Resonanzfrequenzen der Kavität bei $f_I = 1,3 \text{ GHz} + 93(5) \text{ kHz}$ und $f_I = 1,3 \text{ GHz} + 200(10) \text{ kHz}$ gemacht.

Die Dämpfung der PLL und das Überschwingerverhalten sollten sich nicht ändern, da sie nur von den Verstärkungsparametern und der Grenzfrequenz des Tiefpassfilters bestimmt werden. Nach dem Einschwingen sollte sich ein Offset in der Regelspannung zeigen, das merklich von Null verschieden ist.

In der Abb. 5.8 ist das Signal bei einer Verstimmung von $93(5) \text{ kHz}$ zu sehen. Die gleiche Anpassung wie in Abb. 5.6 führt zu einer Zeitkonstante von

$$\tau_{93kHz} = 39,0(75) \text{ ns}. \quad (5.13)$$

Für die Verstimmung von $200(10) \text{ kHz}$ ergibt sich das Signal in Abb. 5.9 und eine Zeitkonstante von

$$\tau_{200kHz} = 38,7(71) \text{ ns}. \quad (5.14)$$

Ein graphischer Vergleich der so bestimmten Zeitkonstanten der Sprungantwort ist in Abb. 5.7 zu sehen. Ein leichter Abfall der Werte ist zwar zu erkennen, jedoch ist dieser verschwindend im Vergleich

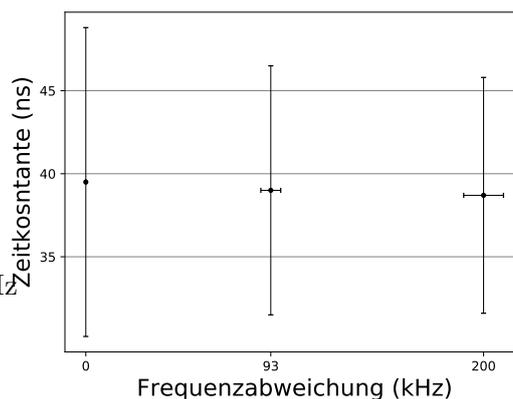


Abb. 5.7. – Ein graphischer Vergleich der Zeitkonstanten für verschiedene Frequenzverstimmungen.

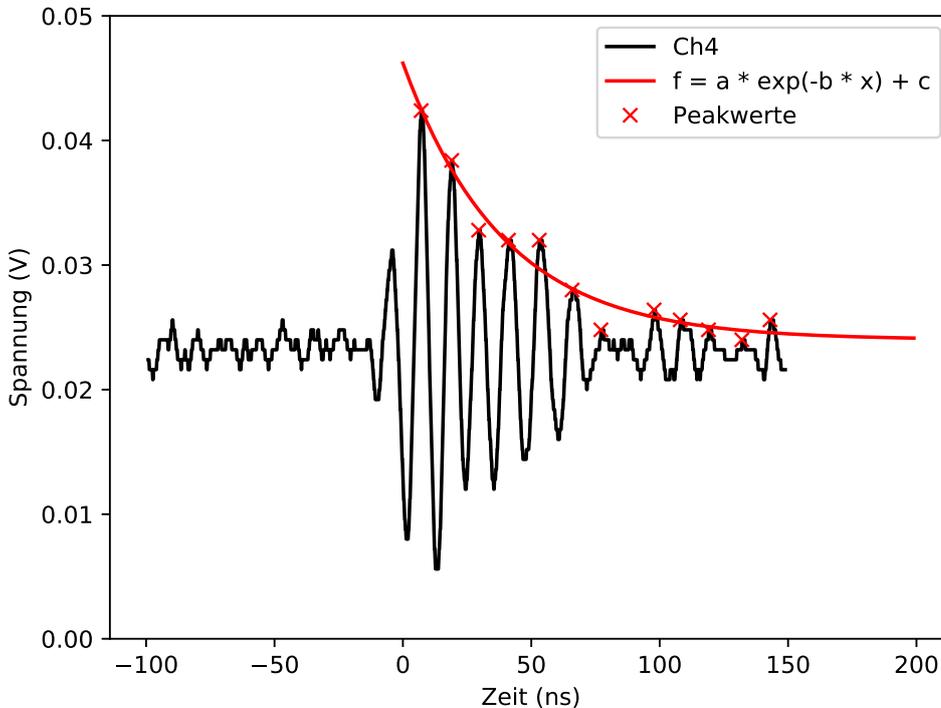


Abb. 5.8. – Die Sprungantwort der Regelung bei $f_I = 1,3 \text{ GHz} + 93(5) \text{ kHz}$. Die Zeitkonstante der gedämpften Schwingung wurde zu $\tau_{100\text{kHz}} = 39,0(75) \text{ ns}$ bestimmt. Der Offset des Signals liegt bei $c = 23,1(13) \mu\text{V}$.

zum Fehler der Anpassung. So lässt sich daher sagen, dass keine Korrelation zwischen Frequenzabweichung und Zeitkonstante des Einschwingens feststellbar ist. Dies entspricht der Erwartung aus der Theorie.

Für beide Aufnahmen ist auch der Offset bestimmt worden, um den die eingeschwingene Regelung schwingt. In Tabelle 5.1 ist ein Vergleich der Werte aufgetragen. Der Wert des Offset wird mit der erwarteten Spannung verglichen, die am Signalgenerator anliegen muss, um bei einer Modulationsverstärkung von 1 MHz V^{-1} die jeweilige Frequenzverschiebung zu erzeugen.

Als erstes fällt auf, dass die Werte sich in beiden Fällen um einen Faktor 4 von der erwarteten Spannung unterscheiden. Dafür kann es verschiedene mögliche Erklärungen geben, die nach Abschluss der Messungen nicht mehr überprüft werden können. So kann zum Beispiel für diese Aufnahmen die Modulationsverstärkung auf 4 MHz V^{-1} gesetzt worden sein, ohne dies schriftlich zu vermerken. Es ist auch denkbar, dass im Oszilloskop eine Abschwächung des Signals um diesen Faktor eingestellt worden ist. Die zwei Verhältnisse sind im Bereich ihrer Fehler identisch, was dafür spricht, dass hier ein systematischer Fehler vorliegt. Zum Zeitpunkt der Auswertung wurde

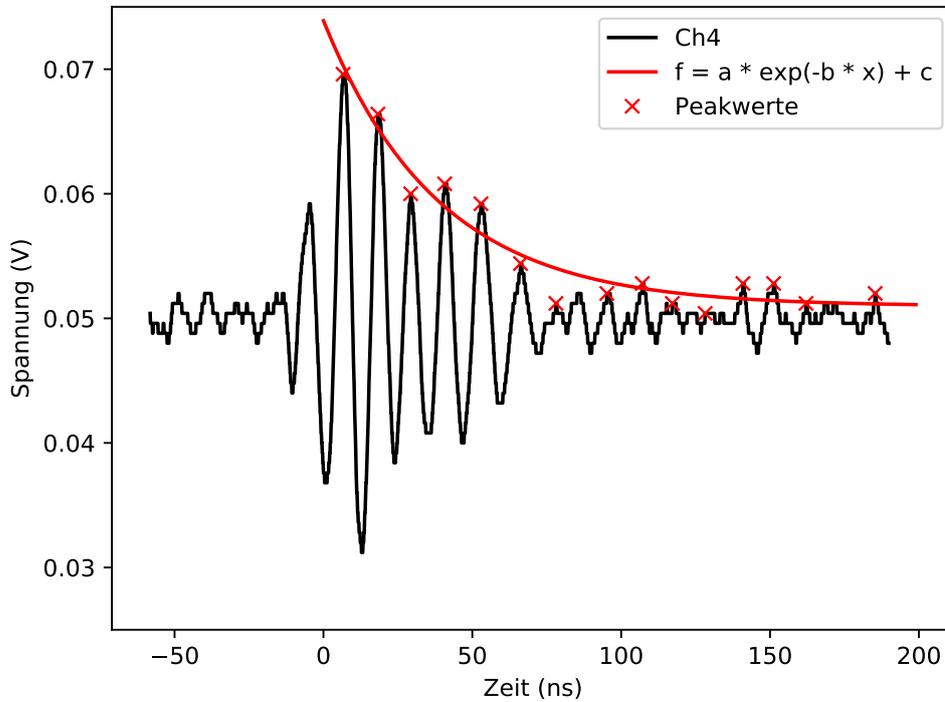


Abb. 5.9. – Die Sprungantwort der Regelung bei $f_I = 1,3 \text{ GHz} + 200(10) \text{ kHz}$. Die Zeitkonstante der gedämpften Schwingung wurde zu $\tau_{200\text{kHz}} = 38,7(71) \text{ ns}$ bestimmt. Der Offset des Signals liegt bei $c = 50,0(11) \mu\text{V}$.

der Teststand jedoch bereits abgebaut und die möglichen Ursachen lassen sich vorerst keinen weiteren Tests unterziehen.

5.4. Spektrum der Vorlaufleistung

Um die Spektren des Vorlaufsignals aufzunehmen, ist ein Spektrumsanalysator im PLL Testaufbau verbaut, sie 5.2. In Abb. 5.10 ist ein solches Spektrum zu sehen für den Fall von Resonanz auf 1,3 GHz.

In der Mitte des Spektrums sieht man einen Peak mit einer Leistung von $-10,4(1) \text{ dBm}$ prominent herausstehen. Dies ist der Peak, der der Resonanzfrequenz der Kavität zugeordnet werden kann. Um die Frequenz des Resonanzpeaks möglichst genau zu bestimmen, ist an ihn eine Gaußfunktion der Form

$$f = a \cdot \exp\left(-\frac{(x - b)^2}{2c^2}\right) + d \quad (5.15)$$

Tab. 5.1. – Vergleich der am Oszilloskop aufgenommenen Offsetspannung des Regelsignals mit der erwarteten Spannung am VCO

Frequenzabweichung (kHz)	Offset (μV)	Erwartete Spannung VCO (μV)	Verhältnis der Spannungen
0	-0,8(11)	0	-
93(5)	23,1(13)	93	4,03(23)
200(10)	50,0(11)	200	4,00(4)

angepasst worden¹. Der Schätzer für b gibt die zentrale Frequenz f_c , mit der die Kavität resonant betrieben wird. Er lautet

$$f_c = 1,300\,009\,9(42)\text{ GHz.} \quad (5.16)$$

Dies stimmt mit der Erwartung überein, da vor Beginn der Experimente ist per Reflexionsminimierung sichergestellt worden, dass die Resonanzfrequenz der Kavität auf 1,3 GHz liegt.

Rechts und links vom Hauptpeak sieht man zwei weitere Peaks. Diese sind zwar breiter als der Hauptpeak, aber dennoch deutlich als distinguierte Peaks mit eigenen zentralen Frequenzen erkennbar. Im folgenden werden diese Frequenzen Nebenbänder genannt. Ihr höchster Wert liegt bei $-46,3(1)$ dBm und ist damit um $35,9(2)$ dB schwächer als der Hauptpeak. Dies entspricht einer Leistungsabschwächung um einen Faktor $D = 3890$.

Die Nebenbänder sind auch bei Verstimmungen der Kavität stets im Spektrum zu sehen. Es liegt daher nahe, sie zu untersuchen. Ihnen wurden, genau wie dem Hauptpeak, Gaußfunktionen angepasst. In Tabelle 5.2 sind die Ergebnisse der Anpassung zu sehen. Die Diskussion der Werte erfolgt ebenfalls an dieser Stelle.

Im Anhang befinden sich die Abb. A.3 und A.4. In ihnen sind die Spektren der Vorlaufleistung für Verstimmung der Kavität um 0,5 MHz und 1 MHz aufgetragen. An den Daten sind die gleichen Anpassungen vorgenommen, wie am Spektrum bei Resonanz. Die Frequenzen für die Nebenpeaks sind ebenfalls in Tabelle 5.2 aufgetragen. Für die Hauptpeaks ergaben sich die Frequenzen

$$f_{0,5\text{MHz}} = 1,300\,497\,2(33)\text{ GHz,} \quad (5.17)$$

und

$$f_{1\text{MHz}} = 1,301\,002\,1(33)\text{ GHz.} \quad (5.18)$$

Auch diese Frequenzen stimmen mit den erwarteten Resonanzfrequenzen überein. Es zeigt sich, dass die PLL in der Lage ist, sehr exakt die Resonanzfrequenz der Kavität zu treffen, auch wenn diese verschoben worden ist.

¹Die Anpassung erfolgte erneut durch die Methode der kleinsten Quadrate in *Python* mit dem *Curve-Fit* Paket [26].

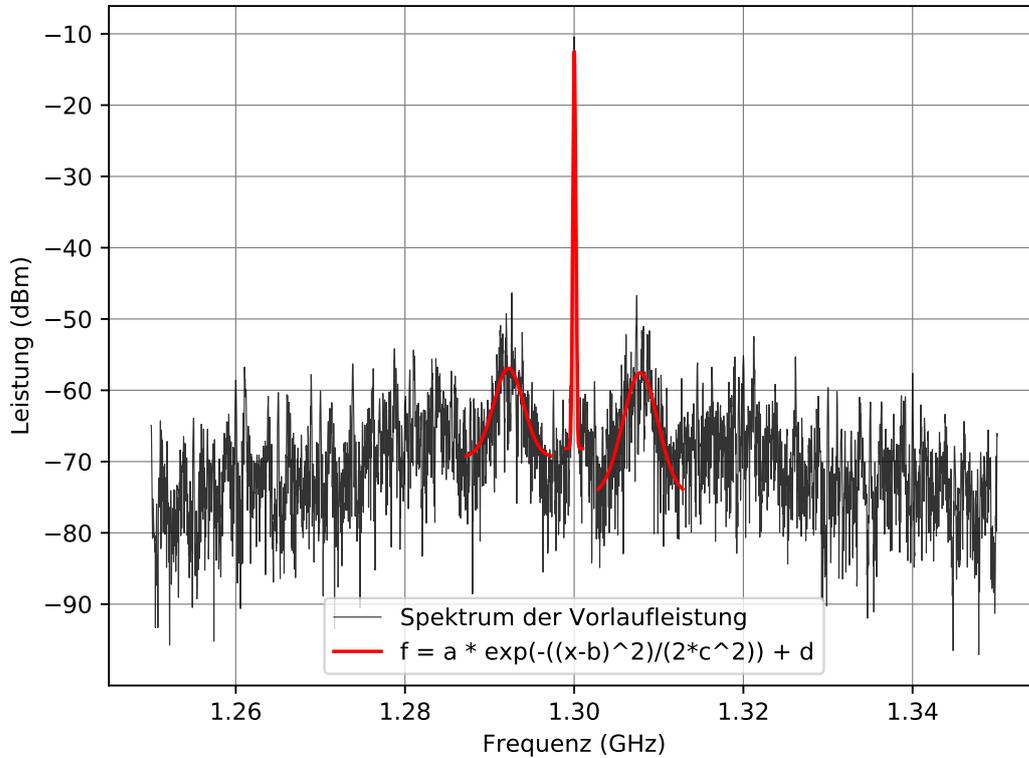


Abb. 5.10. – Frequenzspektrum des Signalgenerators bei eingeschalteter Regelung bei Resonanz auf 1,3 GHz. Dem Hauptpeak und den zwei größten Nebenpeaks wurden eine Gaußfunktion angepasst, um die Position des Zentrums zu finden. Die gefundenen Frequenzen der Schätzer sind wie folgt:
 $f_I = 1,292\,236(55)$ GHz, $f_c = 1,300\,009\,9(42)$ GHz und $f_{II} = 1,307\,82(6)$ GHz.

In Tabelle 5.2 sind die Positionen der Nebenbänder miteinander und mit der Position der Resonanzfrequenz der Kavität in Beziehung gesetzt worden. Es lässt sich erkennen, dass die Positionen aller drei Frequenzen relativ zueinander unabhängig von der Frequenzverstimmung sind. Die so bestimmten Fehlerspannen der Frequenzabstände stimmen weitgehend überein, eine Korrelation zu Verstimmung ist nicht zu erkennen.

Dies bedeutet wiederum, dass die Positionen der Nebenbänder stark mit der aktuellen Position des Resonanzpeaks korreliert sind. Es lässt sich daher annehmen, dass sie durch die Frequenzmodulation des Signalgenerators auf die Vorlaufleistung moduliert werden.

Um zu untersuchen, wie gefährlich der Untergrund und diese Nebenbänder für den Betrieb supraleitender Kavitäten sind, muss man sich die Leistungspegel anschauen, die die Nebenbändern tragen. Während der Resonanzpeak bei beiden Verstimmungen wie auch bei 1,3 GHz bei $P_{res} = -10,4(1)$ dBm liegt, weist das jeweils höchste

Tab. 5.2. – Diese Auflistung vergleicht die Positionen der beiden Nebenbänder f_I und f_{II} und ihr Abstand $\Delta f_{I,II}$ zueinander. Die letzte Zeile ist der Abstand des rechten Nebenbandes f_{II} zur Resonanzfrequenz f_c .

	1,3 GHz \pm 0 MHz	1,3 GHz + 0,5 MHz	1,3 GHz + 1 MHz
f_c in GHz	1,300 009 9(42)	1,300 497 2(33)	1,301 002 1(33)
f_I in GHz	1,292 236(55)	1,2926(1)	1,293 277(48)
f_{II} in GHz	1,307 82(6)	1,308 371(66)	1,308 706(45)
$\Delta f_{I,II}$ in MHz	15,58(12)	15,77(17)	15,43(9)
$\Delta f_{c,II}$ in MHz	7.81(6)	7.873(69)	7.704(48)

Signal der Nebenbänder einen Pegel von $P_{ug,0.5MHz} = -46,1(1)$ dB, bzw. $P_{ug,1MHz} = -47,6(1)$ dB auf. In allen Spektren war der Untergrund folglich um mehr als 35,7(2) dB unterdrückt, was einer Abschwächung um den Faktor

$$D = 3715(175) \quad (5.19)$$

entspricht.

Die maximale Leistung, mit der die Kryomodule im Teststand betrieben werden können, ist $P_{max} = 16$ kW. Nimmt man die oben genannte Unterdrückung zur Hand, so errechnet sich ein Untergrund von

$$P_{ug} = \frac{P_{max}}{3715(175)} = 4,3(2) \text{ W}. \quad (5.20)$$

Selbst bei maximaler Leistung werden daher weniger als 5 W nicht resonant in die Kavität eingespeist und somit reflektiert. Dies ist für den Betrieb im Teststand unbedenklich.

5.5. Reichweite der PLL

Im Zuge der Messungen ist auch geprüft worden, über welche Bereiche die PLL der Frequenzverstimmung folgen und sauber die Resonanzfrequenz der Kavität ausgeben kann. Dies ist stark von der gewählten Verstärkung im Signalgenerator abhängig. Für diesen Test ist die maximale Verstärkung, also 20 MHz V^{-1} gewählt worden.

Während das Signal mit Rechteckimpulsen moduliert wurde, konnte eine Verstimmung bis 1 MHz eingestellt werden, die durch die PLL erfolgreich detektiert wurde. Bei höheren Werten, konnte die PLL aus der Sprungantwort heraus keinen Regelschluss finden.

Ohne Rechteckimpulse folgte die PLL bis zum maximalen Anschlag, den die Stempelfahren konnten, der Verschiebung. Dieser war bei etwa 2 MHz erreicht.

Die Resonanzverschiebungen einer supraleitenden Kavität werden sich im Bereich von kHz bewegen, daher sind diese Regelbereiche mehr als ausreichend.

5.6. Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass die Phasenregelung sowohl in der Sprungantwort als auch im dauerhaften Betrieb über ausreichend Reichweite verfügt, um einer Änderung der Resonanzfrequenz nachzukommen. Diese Reichweite hängt maßgeblich von der eingestellten Modulationsverstärkung am Signalgenerator ab.

Die Regelung reagiert in den o.g. Einstellungen in weniger als 100 ns auf Frequenzänderung bzw. Einschalten der Vorlaufleistung. Sie trifft sicher die Resonanzfrequenz der Kavität und vermag diese zu halten.

Das Überschwingverhalten und die Schwankungen im Regelsignal sind in den durchgeführten Tests zu stark, um für supraleitende Kavitäten verwendet zu werden. Es konnte jedoch gezeigt werden, dass durch die richtige Anpassung der Verstärkung am Signalgenerator diese Problematik behoben werden kann.

Das Signal des Signalgenerators bekommt durch die Frequenzmodulation einen merklichen Untergrund aus Rauschen und unerwünschten Nebenbändern. Jedoch sind diese sehr stark unterdrückt und führen selbst bei hoher Vorlaufleistung zu nur geringer Reflexion in der Größenordnung von einigen Watt.

Generell lässt sich sagen, dass die Konstruktion einer Phasenregelung, die für die Abnahmetests der supraleitenden Kavitäten verwendet werden wird, erfolgreich war. Es müssen nun weitere Tests durchgeführt werden, um die richtige Einstellung der Verstärkung am VCO zu finden. Dann kann die PLL die supraleitenden Kavitäten sicher betreiben.

6. Vorbereitung der kalorimetrischen Gütemessung

Die gewählte Kopplungsbreite der MESA Strukturen erlaubt einen stabilen Strahlbetrieb. Eine aussagekräftige Messung der unbelasteten Güte mit der Abfallszeitmethode ist jedoch nicht möglich, da die Messunsicherheit stark vom gewählten Koppelfaktor abhängt. Beim Koppelfaktor der MESA Module von $\beta \approx 900$ übertrifft die relative Unsicherheit 100 % des Messwerts [14].

Auch die Messung der Leistungsbilanz der Vor- und rücklaufenden Leistung mit hoher Genauigkeit stellt eine messtechnische Herausforderung dar. Hier muss bei 5 kW Vorlaufleistung und etwa 4,98 kW Rücklaufleistung ein Unterschied in der Größenordnung von 0,1 W aufgelöst werden.

Zur Charakterisierung der MESA-Module soll die Güte daher zusätzlich mit der kalorimetrischen Methode bestimmt werden, da hier der Koppelfaktor unerheblich ist. Für die kalorimetrischen Gütemessungen muss jedoch der Massenstrom des verdampfenden Helium möglichst exakt vermessen werden, da über den Gasfluss hinter der zu testenden Kavität auf die dissipierte Energie in dieser geschlossen wird. Denn aus Gl. 2.23 in Kapitel 2.1.4 geht

$$V_{\text{verdampftes Helium}} \propto E_{\text{dis}} \propto \frac{1}{Q} \quad (6.1)$$

hervor. Im vorigen Kapitel wurde die Regelung vorgestellt, die die stabilen Betriebsparameter während der Messungen ermöglicht. In diesem Kapitel wird jetzt das Konzept der Gasmessungen vorgestellt und die Kalibrierung der Gasflussmessung diskutiert.

6.1. Aufbau der Gasflussmessung

In diesem Abschnitt wird auf die Planung und Realisierung der Gasflussmessung eingegangen.

Die Messung von verdampfendem Helium stellt folgende Anforderungen an die verwendete Messeinrichtung:

1. Da die Genauigkeit der Flussmessung maßgeblich die Genauigkeit der Gütebestimmung bestimmt, sollte sie so genau wie möglich von statten gehen. Die obere Grenze der Messunsicherheit beträgt 3 % des Messwertes. Der Gesamtfehler der Gütemessung berechnet sich nach der Quadratur der einzelnen relativen Fehler:

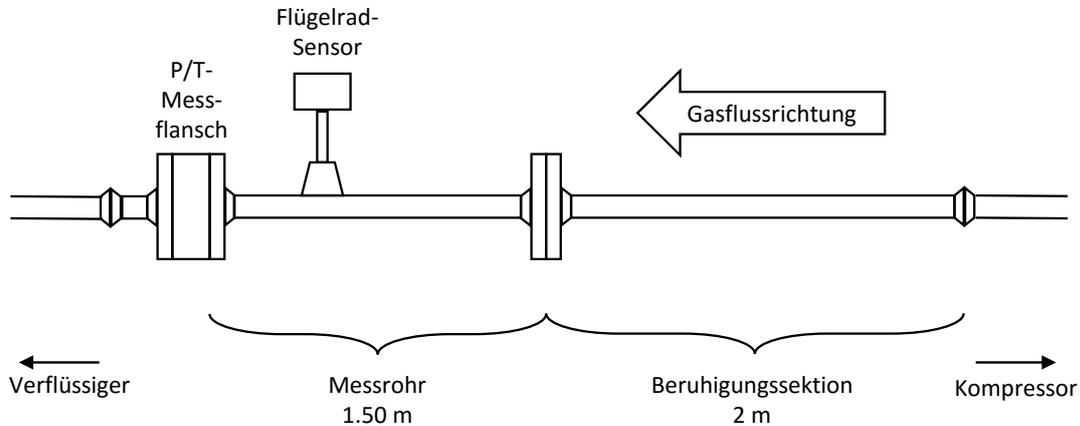


Abb. 6.1. – Schema der Heliumflussmessstrecke. An den subatmosphärischen Kompressor ist eine 2 m lange Beruhigungsstrecke angeschlossen. Anschließend passiert das Helium das 1,5 m lange Messrohr, in dem der Flügelrad-Sensor der Firma *Höntzsch GmbH* positioniert ist. Hinter dem Messrohr wurde ein Prozessflansch angebracht, der Temperatur und Druck des Gases misst.

$$\Delta Q = 2\pi \sqrt{\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 + \left(\frac{\Delta U}{U}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P_{dis}}{P_{dis}}\right)^2}. \quad (6.2)$$

Um den Fehler der Gütemessung unterhalb von 5 % zu halten, dürfen die Einzelmessungen daher nicht mehr als 3 % Unsicherheit aufweisen.

2. Laut Spezifikation der Module ist der maximale Massefluss des verdampften Heliums 4 g s^{-1} pro Modul, wenn beide Kavitäten betrieben werden [28]. Dies entspricht etwa 80 W Wärmeeintrag in das Helium. Eine Rechnung dazu findet sich in Abschnitt 6.2.1. Der Messbereich der Flussmessung soll zwischen 0 g s^{-1} und $4,5 \text{ g s}^{-1}$ betragen, um einen möglichst großen Dynamikbereich abzudecken.
3. Die Installation der Flussmessung wird stromabwärts hinter dem subatmosphärischen Kompressor vorgenommen, denn eine Gasflussmessung bei einem Druck von 16 mbar und einer Temperatur von 4,2 K ist wesentlich schwieriger zu realisieren als bei 1 bar. Das liegt hauptsächlich daran, dass ein solch geringer Druck des Gases nicht ausreichen wird, um von herkömmlichen Messsystemen erfasst zu werden. Hinter dem Kompressor hat das Gas, laut Hersteller, eine maximale Temperatur von $T_{max} \approx 400 \text{ K}$ [29]. Der Sensor muss entsprechend ausgelegt werden.
4. Um das Verflüssigersystem zu schützen, muss sichergestellt werden, dass sich in den Leitungen nur Helium befindet. Daher werden diese regelmäßig evakuiert und anschließend wieder mit Helium geflutet. Der Flussensor darf keinen

Schaden nehmen, wenn das Messrohr evakuiert wird.

Diese Vorüberlegungen legten nahe, einen Flügelradsensor zu benutzen, da dieser am genauesten über vergleichsweise große Bereiche misst und in den gesteckten Grenzen druck- und temperaturunempfindlich misst. Da ein Flügelradsensor nur die Geschwindigkeit des Gases an einer Stelle im Rohr misst, müssen durch simultane Druck- und Temperaturmessungen die fehlenden Information zu einem Volumenstrom aufgenommen werden.

Der Flügelradsensor ist, wie in Abb. 6.1 dargestellt, in einem Messrohr positioniert. Dieses Gesamtsystem ist vom Hersteller *Höntzsch GmbH* zusammengesetzt und kalibriert worden¹.

Der Flügelradsensor ist in einem Schutzgehäuse integriert. Im Innern des Gehäuses ist gibt eine Schaltung über eine RS232 Schnittstelle den aktuellen gemessen Fluss in der Einheit $[\phi_H] = \text{l s}^{-1}$ aus. Dieser Fluss ϕ_H wird intern aus der Querschnittsfläche des Rohres A , der Geschwindigkeit des Flügelradsensors v und einem Profilkfaktor k_F nach

$$\phi = k_F \cdot v \cdot A \quad (6.3)$$

errechnet. Die Bestimmung des Profilkfaktors ist ein wesentlicher Bestandteil der Kalibrierung durch den Hersteller. Er ist spezifisch für den Gastyp und die Position des Sensors im Rohr. Im Wesentlichen gibt er die Abweichung von einer homogenen Geschwindigkeitsverteilung im Innern des Messrohrs an. Die Messungen, die am Helmholtz-Institut Mainz durchgeführt worden sind, legten nahe, dass dieser Wert durch den Hersteller Hardwareseitig auf $k_F = 1$ gesetzt worden ist. Dazu mehr in Abschnitt 6.2.

Die Messunsicherheit des Flügelradsensors ist vom Hersteller mit 1 % vom Messwert angegeben. Dies genügt den o.g. Anforderungen. Der Anlaufpunkt des Flügelrades ist in den Kalibriermessungen durch den Hersteller auf $\phi_{start} = 1,18 \text{ l s}^{-1}$ angegeben [32]. Für die folgenden Rechnungen wird die Dichte für Helium bei $T = 300 \text{ K}$ und $P = 1013 \text{ mbar}$ nach [23, S. 481]

$$\rho = 0,1625 \text{ kg m}^{-3} = 1,625 \times 10^{-4} \text{ kg l}^{-1} \quad (6.4)$$

benutzt. Der damit umgerechnete Anlaufpunkt ist mit $\phi_{start} \approx 0,19 \text{ g s}^{-1}$ höher als der gewünschte Startpunkt von 0 g s^{-1} . In den Kalibriermessungen muss festgestellt werden, ob sich dieser Wert bestätigt. Laut Spezifikation der Module verbrauchen diese unbelastet aufgrund von Wärmeeinträgen über Wärmestrahlung und -leitung 15 W oder $\phi_{leer} = 2 \text{ g s}^{-1}$ [28]. Das bedeutet, dass der hohe Anlaufwert für die Gütemessungen ertragbar ist.

In Abb. 6.1 ist vor dem Messrohr eine Beruhigungsstrecke eingezeichnet. Je ruhiger und somit laminarer der Gasfluss ist, desto höher ist die Präzision der Flussmessung.

¹Der Durchmesser des Messrohrs sind 50 mm. Die Kalibrierung bezog sich auf einen Druck von 980 hPa und eine Temperatur von 20 °C [35].

KAPITEL 6. VORBEREITUNG DER KALORIMETRISCHEN GÜTEMESSUNG

Um zu Überprüfen, welche Art von Strömung vorhanden ist, lässt sich die Reynoldszahl berechnen [30]:

$$Re = \frac{\rho \cdot v \cdot r}{\eta}, \quad (6.5)$$

mit der kinetischen Viskosität, die für Helium bei 300 K $\eta = 20,1 \times 10^{-6}$ Pa s beträgt [31]. Ist $Re < 2000$ spricht man von laminarer Strömung [30]. Für einen Massefluss von maximal $4,5 \text{ g s}^{-1}$ ergibt sich als Abschätzung eine Reynoldszahl von:

$$Re_{max} = 1425,3. \quad (6.6)$$

Daher kann generell von laminarer Strömung gesprochen werden. Die Beruhigungsstrecke hat eine Länge von 2 m und weist den gleichen Rohrdurchschnitt wie das Messrohr auf, um Verwirbelung an der Schnittstelle zu vermeiden. Dies führt zu stabilen Messbedingungen für den Flügelradsensor.

Hinter dem Messrohr befindet sich ein Prozessflansch, in den ein kalibrierter Temperatursensor PT100 [33] und ein ebenfalls kalibrierter Drucksensor [34] integriert sind. Dies ist notwendig, um einerseits aus dem Volumenstrom mithilfe der Temperatur den Massenstrom auszurechnen. Andererseits, um bei den Kalibriermessungen Abhängigkeiten des Volumenflusses von Temperatur und Druck zu untersuchen.

6.2. Kalibriermessung

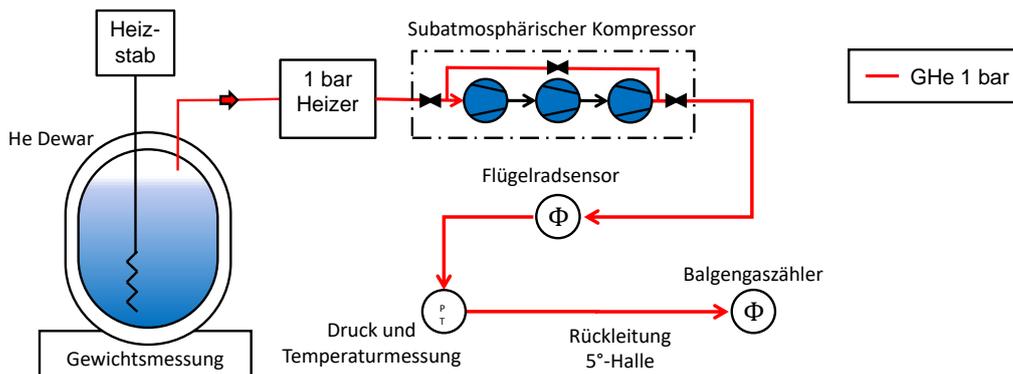


Abb. 6.2. – Messskizze für die Kalibriermessungen. Aus einem Heliumdewar wird Helium verdampft, erwärmt und hinter dem Kompressor am Flügelradsensor vorbei geleitet. Es wurden auch Temperatur, Druck und Gewicht der Kanne bestimmt.

In diesem Abschnitt werden die vorgenommenen Kalibriermessungen vorgestellt. In Abb. 6.2 ist der Aufbau für die Kalibriermessungen skizziert. Mithilfe eines Heizstabes

ist Helium im Heliumdewar zum Sieden gebracht worden. Das dadurch verdampfende Gas ist im 1 bar Heizer auf Raumtemperatur gebracht worden und passierte den subatmosphärischen Kompressor im Rückverdichterraum. Anschließend ist es zum Verflüssigersystem geleitet worden.

Für die zwei Messungen in diesem Abschnitt ist der subatmosphärische Kompressor ausgeschaltet gewesen und das Gas floss über einen Beipass. Es soll zuerst nur der Zusammenhang zwischen der Messgröße ϕ_H und der Menge des verdampften Heliums untersucht werden.

Bei den Messungen wurden stets fünf Messgrößen simultan aufgenommen:

- Der Fluss ϕ_H in L s^{-1} , den der **Flügelrad**sensor der Firma *Höntzsch* direkt hinter dem subatmosphärischen Kompressor gemessen hat.
- Der Fluss ϕ_B in L s^{-1} , der von **Balgen-Gaszähluhren** gemessen wurde. Diese Balgengaszähler sind in der Verflüssigeranlage positioniert.
- Die **Temperatur** T in K, die direkt hinter dem Flügelradsensor durch einen Platin-Messwiderstand Pt100 gemessen wurde.
- Der **Druck** in mbar, der ebenfalls direkt hinter dem Flügelradsensor durch einen Druckmesskopf gemessen wurde.
- Das **Gewicht** der Heliumkanne in kg, das mit einer Waage aufgenommen wurde, auf der die Kanne stand. Aus dem Masseverlust in der Heliumkanne lässt sich der Massefluss ableiten und somit der Volumenfluss ϕ_K am Flügelradsensor bestimmen. Dieser dient dann als Kalibriernormale.

6.2.1. Untere Flussmenge

In Abb. 6.3 sind die Aufnahmen dieser Messgrößen für die Messung bei einer Heizleistung von 40,0(3) W zu finden. Die Verdampfungsenthalpie von Helium bei 4,2 K beträgt nach [36]:

$$\Delta H = 83 \text{ J mol}^{-1} \approx 21 \text{ J g}^{-1}. \quad (6.7)$$

Als Abschätzung lässt sich, bei 40 W Heizleistung, eine Verdampfungsrate in der Kanne von

$$\phi_K \approx 2 \text{ g s}^{-1} \approx 12 \text{ l s}^{-1} \quad (6.8)$$

berechnen. Dies entspricht der unteren Grenze des Flusses laut Spezifikation, daher heißt dieses Kapitel *Untere Flussmenge*.

Die Messungen in Abb. 6.3 starten kurz vor dem Einschalten des Heizers. Man sieht den erst steilen und dann abflachenden Anstieg der gemessenen Flussmengen beim Flügelradsensor und in der Verflüssigerhalle, bevor sich die Messung beruhigt und sich ein Plateau ausbildet.

KAPITEL 6. VORBEREITUNG DER KALORIMETRISCHEN GÜTEMESSUNG

Gleiches Verhalten zeigt die Druckmessung. Man erkennt hier jedoch Schwankungen im Druck mit einer Amplitude von etwa 2 mbar. Diese Schwankungen könnten zum Beispiel auf Verwirbelung des fließenden Gases durch das Flügelrad zurückzuführen sein.

Die Temperatur fällt zunächst, bevor sie ansteigt. Dies ist damit zu erklären, dass

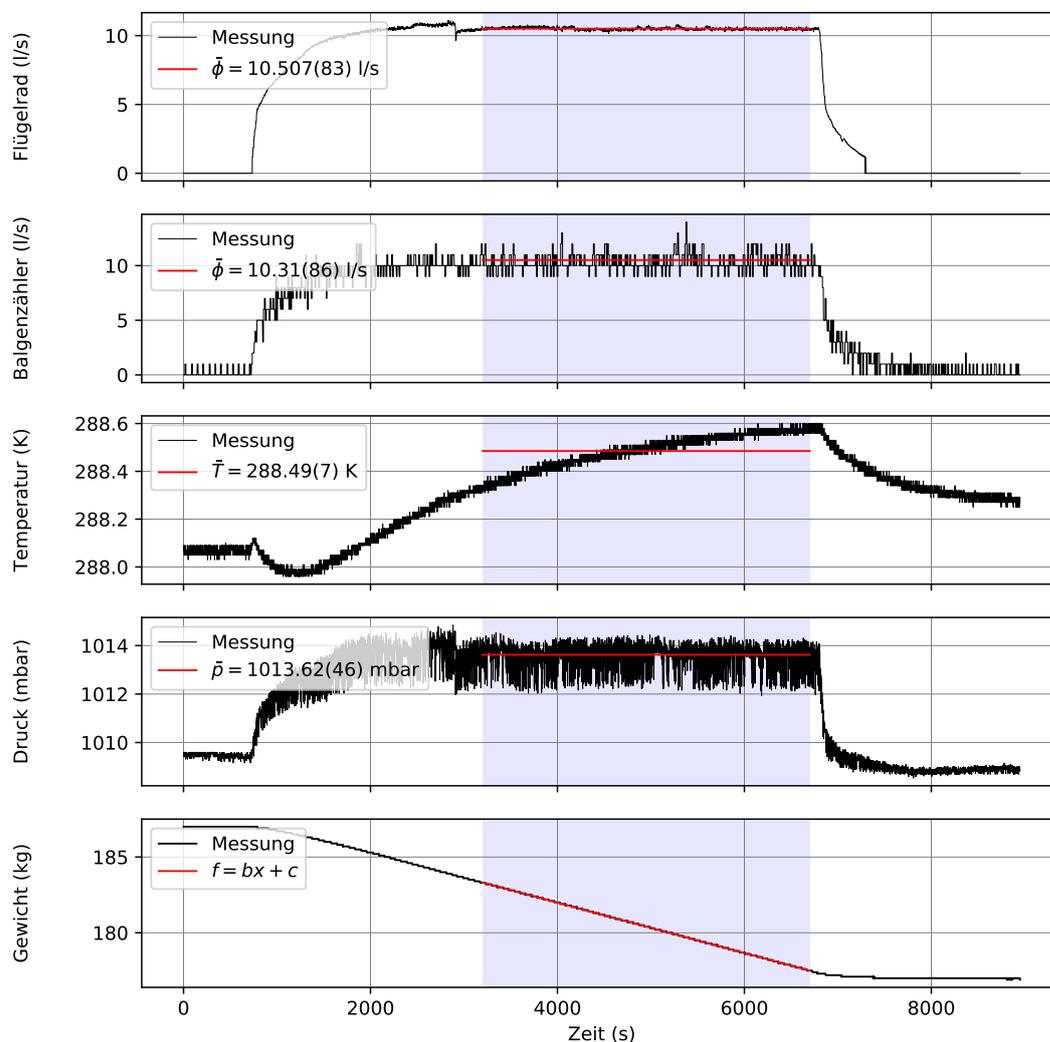


Abb. 6.3. – Flussmessung bei ausgeschaltetem Kompressor. Die Heizleistung betrug etwa 40 W. Der Bereich, in dem die Flussdaten ausgewertet wurden, ist blau schattiert. In rot sind die arithmetischen Mittel aufgetragen, bzw. die lineare Anpassung im Fall der Gewichtsmessung. Alle Werte sind in Tabelle 6.1 zu finden.

im Rückverdichterraum eine niedrige Raumtemperatur herrscht² und daher auch alle Rohrleitungen kalt waren. Das strömende Helium kam warm aus dem 1 bar Heizer und kühlte dann stark in den Rohren ab. Jedoch wurden die Rohre im Laufe der Messung durch das warme Helium geheizt. Die Vermutung liegt nah, dass sich die Endtemperatur bei langer Messung etwas unter der Temperatur des Heizers einpendeln wird. Dies wurde jedoch nicht untersucht, da es für die Kalibrierung in erster Linie nicht von belang ist. Die Temperaturschwankung betragen insgesamt etwa $\Delta T \approx 0,6$ K.

Der Gewichtsverlust zeigt einen linearen Verlauf. Das stufenweise Abfallen des Messwertes geht auf die Skalenauflösung der Waage zurück. Diese beträgt $\Delta m = 0,1$ kg.

Um die Flussmessung zu kalibrieren, ist ein flaches Plateau in den Daten des Flügelradsensors ausgewählt worden. Dieser Bereich wurde per Augenmaß festgelegt. Es geht dabei darum, die mittlere Fließgeschwindigkeit, die das Flügelrad anzeigt, mit der Verdampfung in der Kanne in Beziehung zu setzen. Dieser Bereich wurde in Abb. 6.3 blau schattiert. Hier wurden die arithmetischen Mittel der Temperatur, des Drucks und beider Flussmessungen gebildet. Als Vergleichsgröße für die Kalibrierung ist an den Gewichtsverlust der Kanne eine lineare Regression angepasst worden. Die Steigung gibt folgenden Massenstrom:

$$\phi_m = 1,6627(3) \text{ g s}^{-1}. \quad (6.9)$$

Die Unsicherheit für diesen Anpassungswert ist mit 0,02 % sehr klein. Dies liegt an der sehr konstanten Gewichtsabnahme in der Kanne.

Mit der Dichte von gasförmigen Helium bei 300 K ergibt sich an der Position des Flügelradsensors ein Volumenstrom von:

$$\phi_v = \frac{1,6627(3) \text{ g s}^{-1}}{1,625 \times 10^{-4} \text{ kg l}^{-1}} = 10,232(2) \text{ l s}^{-1}. \quad (6.10)$$

Da Helium einatomig ist, verhält es sich unter Standardbedingungen wie ein ideales Gas. Es wird also in guter Näherung Gesetzmäßigkeit

$$p \cdot V = N \cdot k_B \cdot T, \quad (6.11)$$

mit der Boltzmann-Konstante k_B , verwendet [12].

Aufgrund der Proportionalität von Volumen und Temperatur, lässt sich der oben errechnete Volumenstrom aus der Kanne ϕ_K auf die gemessene Durchschnittstemperatur \bar{T} am Flügelrad normieren:

$$\phi_K = 10,232(2) \text{ l s}^{-1} \cdot \frac{288,49(7) \text{ K}}{300 \text{ K}} = 9,839(3) \text{ l s}^{-1}, \quad (6.12)$$

mit dem Fehler

²Zum Zeitpunkt der Messungen betrug die Außentemperatur etwa -5°C und der Rückverdichterraum ist nicht geheizt.

Tab. 6.1. – Arithmetische Mittel der Flussmesswerte des Flügelradsensors und der Balgengaszähler sowie der errechnete Fluss aus der Gewichtsabnahme für die 40 W Messung im Zeitbereich $3200\text{ s} < t < 6700\text{ s}$ und einer Gesamtmessdauer von $t_{ges} = 3500\text{ s}$. In der zweiten Spalte ist die Integration über den Fluss, bzw. die Gewichtsabnahme aufgetragen.

Messgröße	ϕ in (1 s^{-1})	Integral über ϕ in (l)
Gewichtsabnahme	9,839(3)	59 768(592)
Flügelradsensor	10,507(83)	62 699(627)+(3879) _{sys}
Balgengaszähler	10,31(86)	62 004(8949)

$$\Delta\phi_K = \sqrt{\left(\frac{\phi_v \cdot \Delta\bar{T}}{300\text{ K}}\right)^2 + \left(\frac{\bar{T} \cdot \Delta\phi_v}{300\text{ K}}\right)^2}. \quad (6.13)$$

In Tabelle 6.1 sind die errechneten Werte für diese Messung zu finden. Der erste Vergleich ist zwischen den beiden Gasflussmessungen anzustellen. Das arithmetische Mittel der Flügelradmessung ist um 1,91 % höher als das arithmetische Mittel der Balgengaszähler. Es liegt innerhalb der Standardabweichung von 8,34 % der Balgengaszählung, die dadurch zustande kommt, dass die Skalenauflösung der Balgengaszählung 11 s^{-1} beträgt. Das der Wert etwas größer ist, liegt auch an der kalten Außentemperatur und dem somit kälteren Gas in der Verflüssigerhalle. Im Rahmen der Messunsicherheit sind die Werte zufriedenstellend gleich.

Der eigentliche Vergleich soll jedoch zwischen der Flussmessung am Flügelradsensor und der Gewichtsabnahme der Heliumkanne stattfinden. Letztere ist sozusagen die Kalibriernormale. Die Messung am Flügelradsensor ist um einen Faktor

$$k_{40W,\phi} = \frac{\phi_H}{\phi_K} = 1,0571(84) \quad (6.14)$$

größer als der Volumenfluss, der aus der Gewichtsabnahme errechnet wurde. Der Fehler des Faktors berechnet sich durch:

$$\Delta k_{40W} = \sqrt{\left(\frac{1}{\phi_K} \Delta\phi_H\right)^2 + \left(\frac{\phi_H}{\phi_K^2} \Delta\phi_K\right)^2}. \quad (6.15)$$

Dieser Wert muss in den zwei folgenden Messungen in den Abschnitten 6.2.2 und 6.3 noch einmal überprüft werden.

Aus der Messung lässt sich außerdem durch Integration der aufgenommenen Daten die Gesamtmenge des verdampften Heliums bestimmen. Im Fall der Gewichtsabnahme der Kanne ist dies einfach die Differenz des Start- und Endgewichts multipliziert mit der korrigierten Dichte für die mittlere Temperatur:

$$\Delta V_K = \frac{m_{start} - m_{ende}}{\rho_{300K}} \cdot \frac{\bar{T}}{300K} = 59\,768(592)\text{ l}. \quad (6.16)$$

Für die Messwerte der Flussmessungen wurde eine Summierung über die Histogrammdata durchgeführt³. Der Flächeninhalt unterhalb des Histogramms wurde durch Anwendung der Trapezregel abgeschätzt. Dabei wird zwischen jeweils zwei benachbarten Werten ein imaginäres Trapez gebildet und der Flächeninhalt aufaddiert. Die statistische Unsicherheit der Schätzung ergab sich aus der Multiplikation der Unsicherheit eines einzelnen Messwertes mit der ausgewerteten Zeitspanne:

$$\Delta V_x = t_{ges} \cdot \Delta \phi_x. \quad (6.17)$$

Die Messwerte in Abb. 6.3 zeigen für den Flügelradsensor einen plötzlichen Abfall des gemessenen Gasflusses von $1,181\text{s}^{-1}$ auf 0s^{-1} zum Ende der Messung. Dies ist durch die Anlaufgeschwindigkeit des Flügelrads bedingt. Unterhalb von $1,181\text{s}^{-1}$ werden keine Daten aufgenommen. Im Fall der Flügelradmessung muss ein einseitiger systematischer Fehler der Gesamtvolumenbestimmung beachtet werden:

$$\Delta V_{sys} = 1,181\text{s}^{-1} \cdot t_{\phi=0} = +3879\text{l}. \quad (6.18)$$

Dies ist eine obere Abgrenzung für den systematischen Fehler. Seine Auswirkung auf Messungen mit dem Flügelradsensor müssen in Betracht gezogen werden, besonders wenn der zu messende Fluss nicht wesentlich größer ist als $\phi = 1,181\text{s}^{-1} = 0,19\text{g s}^{-1}$. Die Verdampfungsrate einer ungetriebenen Kavität ist mit 2g s^{-1} angegeben. Dies sollte für die Gütebestimmungen daher unproblematisch sein.

In Tabelle 6.1 ist eine Zusammenfassung der berechneten Werte aufgetragen.

Ein Vergleich der Volumina, die durch Integration der Flussmessungen bestimmt wurden, zeigen ebenfalls einen um 1,59% größeren Wert der Flügelradmessungen. Die geringe Änderung im Vergleich zur Abweichung der Flussmengen zeigt, dass die Abschätzung für den systematischen Fehler der Flügelradmessung wesentlich zu groß ist.

Ein Vergleich des Gesamtvolumen der Flügelradmessung mit der Gewichtsabnahme der Heliumkannen führt zu dem Faktor:

$$k_{40W,V} = \frac{V_H}{V_K} = 1,049(15). \quad (6.19)$$

In den Grenzen der Unsicherheit stimmt er überein mit dem in Gl. 6.14 bestimmten Wert von 1,0571(84).

Die Konsistenz der so bestimmten Verhältnisse muss noch für eine höhere Fließgeschwindigkeit des Heliums überprüft werden.

6.2.2. Hohe Flussmenge

Die zweite Messung wurde bei einer Heizleistung von etwa $80\text{W} \approx 4\text{g s}^{-1}$ durchgeführt, um die Flussmessung des Flügelrads für einen doppelt so starken Fluss zu untersuchen.

³Genutzt wurde das Paket `numpy.trapz` für Python [37].

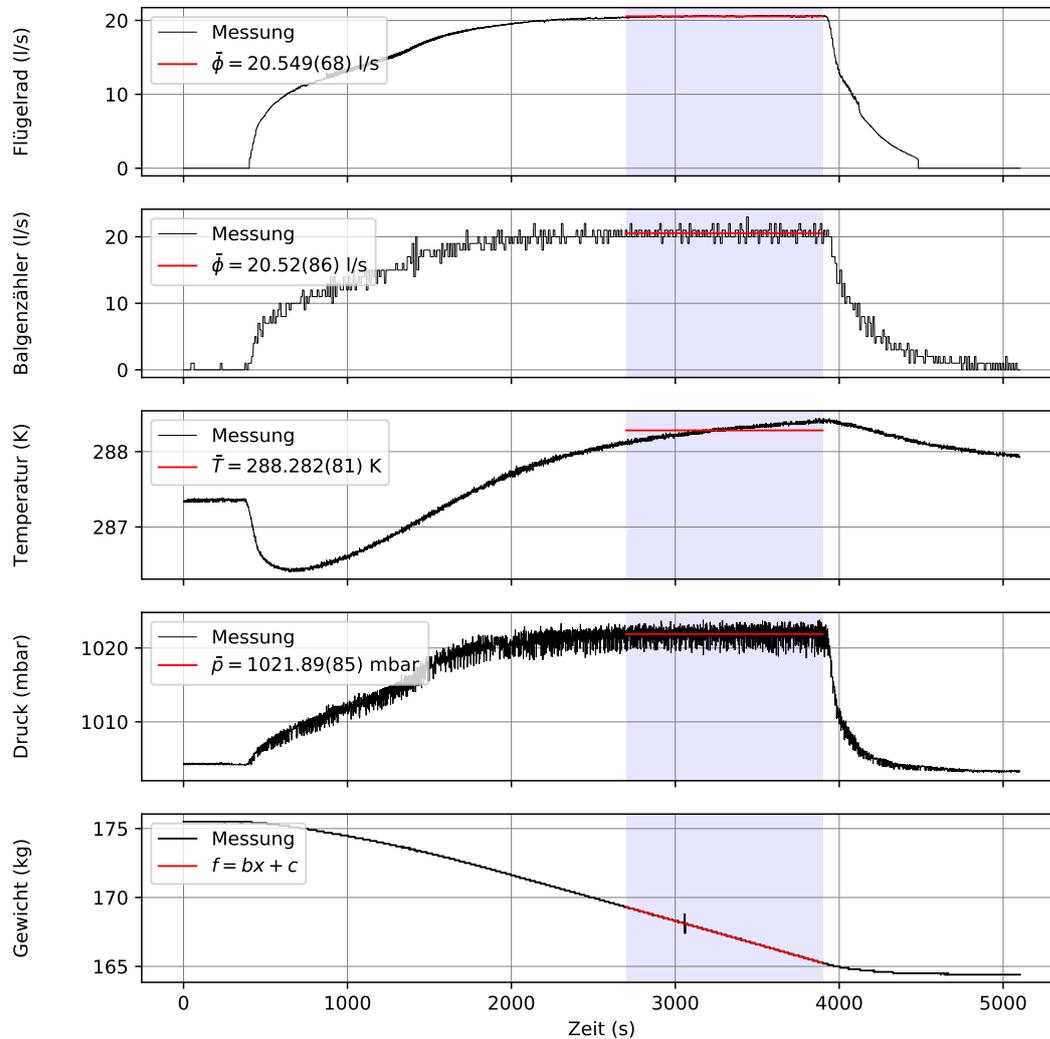


Abb. 6.4. – Flussmessung bei ausgeschaltetem Kompressor. Die Heizleistung betrug etwa 80 W. Der Bereich, in dem die Flussdaten ausgewertet wurden, ist blau schattiert. In rot sind die arithmetischen Mittel aufgetragen, bzw. die lineare Anpassung im Fall der Gewichtsmessung. Alle Werte sind in Tabelle 6.2 zu finden.

Das Anstiegsverhalten der Flussmessungen zeigt den gleichen starken Anstieg zu Beginn, flacht dann etwas ab und steigt erneut etwas stärker, bevor es ein Plateau erreicht. Die Temperatur und der Druck am Flügelradsensor zeigen einen ähnlichen Verlauf. Es lässt sich mit Augenmaß außerdem eine ansteigende Gewichtsabnahme der Heliumkanne erkennen.

Der Grund für dieses Verhalten liegt wahrscheinlich in thermodynamischen Gleichgewichtsprozessen, die zum Zeitpunkt der Auswertung noch nicht in ihrer Gänze nachvollzogen werden konnten. Der Heizstab kann zum Beispiel ein nicht lineares Heizver-

Tab. 6.2. – Arithmetische Mittel der Flussmesswerte des Flügelradsensors und der Balgengaszähler sowie der errechnete Fluss aus der Gewichtsabnahme für die 80 W Messung im Zeitbereich $2700\text{ s} < t < 3900\text{ s}$ und einer Gesamtmessdauer von $t_{ges} = 1200\text{ s}$. In der zweiten Spalte ist die Integration über den Fluss, bzw. die Gewichtsabnahme aufgetragen.

Messgröße	ϕ in (l s^{-1})	Integral über ϕ in (l)
Gewichtsabnahme	20,01(1)	65 640(591)
Flügelradsensor	20,549(68)	65 997(660)+(1386) _{sys}
Balgengaszähler	20,52(86)	66 608(5103)

halten aufweisen. Die Klärung dieser Zusammenhänge müssen oberste Priorität haben, bevor die Gütemessungen beginnen.

Es bildet sich aber ebenso wie in der ersten Messung ein Plateau, in dessen Grenzen die Flussmessungen ausgewertet werden können. Die Grenzen sind nach Augenmaß auf $2700 < t < 3900$ gesetzt worden. Um Helium für eine weitere Messung zu sparen, ist das Intervall aufgrund der höheren Fließgeschwindigkeit nur ein Drittel so groß, wie im vorherigen Abschnitt. Da dadurch weniger Messwerte aufgenommen werden, wird so der relative Fehler der Messungen erhöht. Das Vorgehen ist bei der Auswertung identisch zu dem im vorherigen Abschnitt. Die errechneten Werte sind in Tabelle 6.2 zu finden.

Man erkennt im Verlauf der Gewichtsabnahme eine Stelle, in der die Messwerte in beide Richtungen ausschlagen. An dieser Stelle ist jemand an die Heliumkanne gestoßen und hat so die Messung der Waage verfälscht. Da die Ursache für diese Ausreißer bekannt ist und nichts mit den untersuchten physikalischen Zusammenhängen zu tun haben, wurde sie für die Anpassung der linearen Regression ignoriert.

Zuerst sollen die Abweichungen zwischen den beiden Flussmesseinrichtungen diskutiert werden, die entsprechenden Werte sind in Tabelle 6.2 aufgetragen. Bei der Bestimmung des arithmetischen Mittels der Flussmessungen liegt der Wert des Flügelradsensors um 0,1 % höher, als bei den Balgengaszählern. Der Vergleich der Integration zeigt diesmal jedoch einen um 0,9 % kleineren Wert für den Flügelradsensor.

Die Werte stimmen unter Berücksichtigung der Fehlergrenzen überein. Es ist dennoch interessant, dass das gemessene Gesamtvolumen des Flügelradsensors diesmal kleiner zu sein scheint. Die Ursache hierfür ist im langsamen Auslaufen des Gasflusses zu suchen. Aufgrund der hohen Leistung in der Kanne, braucht das System länger, um sich, nach Abschalten der Heizleistung, wieder zu beruhigen. Dies geht in den systematischen Fehler des Flügelradsensors ein, da während der Beruhigungsphase der Fluss zwar immer geringer wird, aber lange nicht verschwindend ist. Dies lässt sich daran erkennen, dass die Balgengaszähler in der Verflüssigerhalle wesentlich länger einen Fluss messen, als der Flügelradsensor.

Der Vergleich des Flusses am Flügelradsensor mit dem Fluss, der aus dem Gewichtsverlust der Kanne errechnet wurde, ergibt einen Faktor:

$$k_{80W,\phi} = 1,027(4). \quad (6.20)$$

Für den Vergleich der Gesamtvolumina ergibt sich das Verhältnis:

$$k_{80W,V} = 1,005(14). \quad (6.21)$$

Zunächst sieht man, im Gegensatz zu der Messung mit geringerem Fluss, dass das Verhältnis der Gesamtvolumina kleiner ist, als das Verhältnis der Flussmessungen. Der Grund hierfür liegt im langsamen Auslaufen des Heliumflusses und dem Anlaufwert des Flügelradsensors. Hier spielt also der systematische Fehler des Flügelradsensors eine signifikante Rolle.

Betrachtet man nun die Faktoren k_ϕ aus beiden Flussmessungen, so fällt auf, dass der Wert bei 80 W um etwa 3% kleiner ist. Dieses Ergebnis ist bemerkenswert, legt es doch nahe, dass die totale Genauigkeit der Flussmessung durch das Flügelradsensors von der Fließgeschwindigkeit des Heliums abhängt. Im besten Fall muss dieses Ergebnis dafür sorgen, dass weitere Bestimmungen des Verhältnisses für verschiedene Geschwindigkeiten durchgeführt und so eine berechenbare Abhängigkeit für zukünftige Messungen gefunden wird. Im schlimmsten Fall kann sich der Flügelradsensors als unbrauchbar für die Bestimmung der Güte erweisen.

In einer letzten Messung soll der Einfluss des eingeschalteten subatmosphärischen Kompressors auf die Messungen mit dem Flügelradsensors untersucht werden.

6.3. Messung mit Kompressor

Für die folgende Messung ist der subatmosphärische Kompressor angeschaltet worden. Dadurch soll das Verhalten der Gasflussmessung für den Betrieb der Kavitäten realistischer simuliert werden. Die Heizleistung bei dieser Messung betrug etwa $30,0(3) \text{ W} \approx 1,5 \text{ g s}^{-1}$.

In Abb. 6.5 sind die gleichen Messgrößen aufgetragen, wie in den vorangegangenen Abbildungen in diesem Kapitel. Zu Beginn des Heizens sieht man viel Unruhe in den Messwerten. Dies liegt daran, dass erst die richtigen Einstellungen für alle Ventile und Pumpen im subatmosphärischen Kompressor gefunden werden müssen. Das Öffnen und Schließen von Ventilen sowie das Verändern von Pumpleistungen schlägt sich auch in den Messgrößen nieder.

Ab $t = 1300 \text{ s}$ bildet sich ein deutliches Plateau in den Messwerten. Dieses soll bis zur Abschaltung der Heizleistung bei $t = 6650 \text{ s}$ näher betrachtet werden und wurde daher ebenfalls blau schattiert.

Für die Auswertung dieser Messung wurde eine andere Herangehensweise gewählt. Betrachtet man den Verlauf der Flussmessung durch den Flügelradsensor, erkennt man, dass es diesmal kein flaches Plateau ist, sondern der Messwert stetig steigt. Eine mögliche Ursache lässt sich durch Betrachtung der Temperatur am Flügelradsensor finden, die ebenfalls stetig steigt. Denn eine Erhöhung der Temperatur führt nach dem idealen Gasgesetz zu einer proportionalen Erhöhung des Volumens und somit auch des

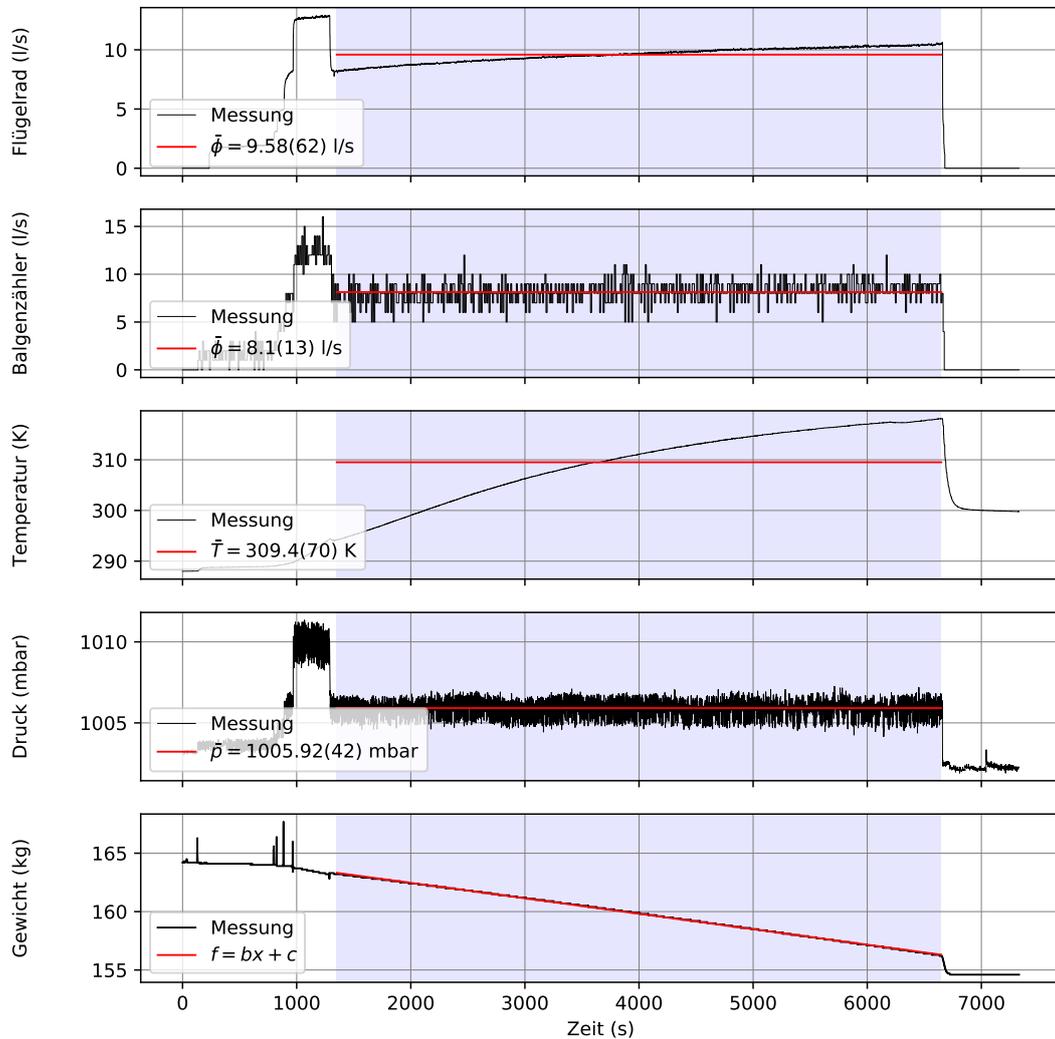


Abb. 6.5. – Flussmessung bei eingeschaltetem Kompressor. Die Heizleistung betrug etwa 30 W. Der Bereich, in dem die Flussdaten ausgewertet wurden, ist blau schattiert. In rot sind die arithmetischen Mittel aufgetragen, bzw. die lineare Anpassung im Fall der Gewichtsmessung.

Volumenflusses. Die Erwärmung ihrerseits wird durch den Kompressors verursacht, der im laufenden Betrieb heiß wird. Im Testbetrieb wird sich ein Gleichgewicht für die Temperatur einstellen. Diese Messung war jedoch nicht lang genug, um dieses Gleichgewicht zu erreichen.

In den vorherigen Messungen war es sinnig, alle Rechnungen auf die Temperatur und den Druck am Flügelradsensor zu beziehen. In dieser Auswertung wird die Flussmessungen des Flügelradsensors jedoch auf zwei verschiedene Weisen normiert, die Ergebnisse sind in Abb. 6.6 zu finden:

1. Eine **Temperatur- und Druckkompensation** wurde vorgenommen. Da Helium sich wie ein ideales Gas verhält, gilt $V \propto \frac{1}{p}$ und $V \propto T$. Für diese Auswertung sind alle Messwerte des Flügelradsensors x_i auf folgende Weise auf Standardbedingungen von $T = 300$ K und $p = 1013$ mbar normiert worden:

$$x_{i,PT} = x_i \cdot \frac{300 \text{ K}}{T_i} \cdot \frac{p_i}{1013 \text{ mbar}}. \quad (6.22)$$

Das arithmetische Mittel des Druck- und Temperatur kompensierten Flusses ϕ_{PT} ist dann

$$\bar{\phi}_{PT} = 9,23(39) \text{ l s}^{-1}. \quad (6.23)$$

2. Bei genauerer Betrachtung lässt sich erkennen, dass die Gewichtsabnahme der Kanne mit der Zeit zunimmt. Dies lässt sich durch die Änderung des Kannendrucks durch den Kompressor erklären. Bei abnehmendem Druck muss zusätzlich Helium verdampfen, um der Flüssigkeit Wärme zu entziehen. Eine Änderung des Drucks führt daher zu einer Änderung der Temperatur, der Dichte und der Verdampfungsenthalpie [38]. Eine lineare Regression wird diesem Verlauf daher nicht gerecht. Der Anpassungsfunktion wurde ein **quadratischer Term** hinzugefügt, so dass sie wie folgt aussah:

$$f = ax^2 + bx + c. \quad (6.24)$$

Die Anpassung ergab für den quadratischen Term $a = -1,803(11) \text{ kg s}^{-2}$ und den linearen Term $b = -0,001\,179\,34(92) \text{ kg s}^{-1}$. Da zu Kalibrierzwecken eine Zeitabhängigkeit der Kalibriernormalen unerwünscht ist, kann mit dem quadratischen Koeffizienten eine Anstiegskompensation der Flussmessung durchgeführt werden:

$$x_{i,full} = x_{i,PT} - t_i \cdot a. \quad (6.25)$$

Das sich ergebende arithmetische Mittel für den Fluss ϕ_{comp} nach beiden Kompensation ist:

$$\bar{\phi}_{full} = 8,75(22) \text{ l s}^{-1}. \quad (6.26)$$

Man erkennt in Abb. 6.6, dass mit beiden Kompensationsstufen die Flusskurve im Plateau flacher wird. Es ist jedoch nicht gelungen, jegliche Steigung aus den Messwerten zu nehmen. Man erkennt dies auch an der höheren Standardabweichung bei der Bestimmung des arithmetischen Mittels. Das bedeutet, dass der subatmosphärische Kompressor im Betrieb noch weiteren Einfluss auf die Messungen mit dem Flügelradensor ausübt. Da für die Messung nur eine begrenzte Menge an flüssigem Helium zur Verfügung stand, konnte sich in der Kanne während der begrenzten Messzeit noch kein

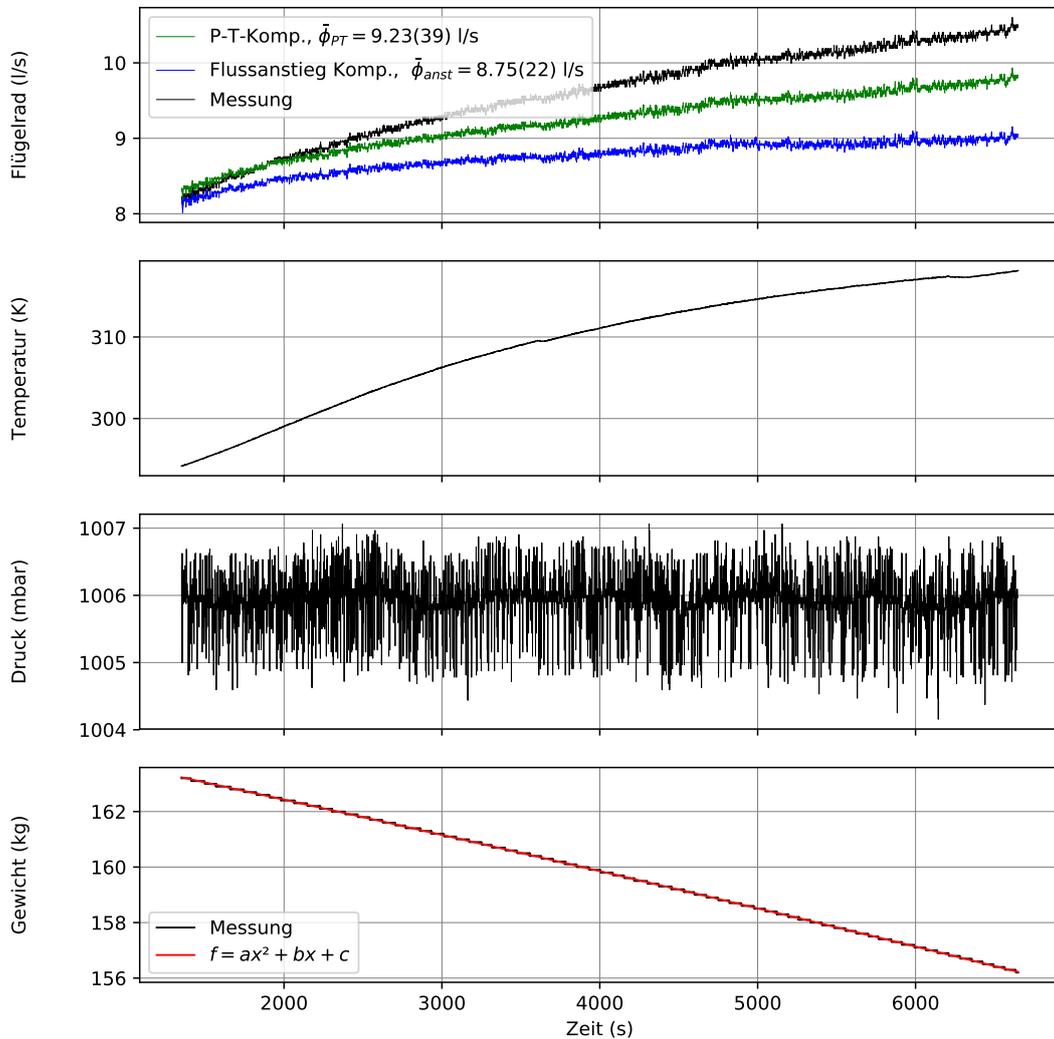


Abb. 6.6. – Darstellung der Kompensation der Flussmessung am Flügelradsensor für das Plateau, das in Abb. 6.5 blau schattiert war. Im Fließtext sind die Rechnungen zu den Kompensationen zu finden. Mit den Druck- und Temperaturmessungen wurde nach dem idealen Gasgesetz die Flussmessungen kompensiert. An die Gewichtsabnahme ist ein Polynom zweiten Grades angepasst worden, der Koeffizient des quadratischen Terms erlaubt eine Kompensation des Flussanstiegs am Flügelradsensor.

Gleichgewichtszustand einstellen. Die Messungen sind daher noch mit Vorsicht zu genießen. Dies muss vor den Abnahmetests daher dringend noch tiefergehend untersucht werden.

Die Gewichtsabnahme für diese Messung liefert nach der Anpassungsfunktion in Gl. 6.24 den Volumenfluss:

$$\phi_K = \frac{b}{\rho_{300K}} = 7,2575(57) \text{ l s}^{-1}. \quad (6.27)$$

Vergleicht man diesen Wert mit dem arithmetischen Mittel der Flussmessung nach beiden Kompensationen, so ergibt sich der Faktor:

$$k_\phi = 1,21(3). \quad (6.28)$$

Man sieht, dass dieser Faktor jetzt wesentlich größer ist, als die zuvor bestimmten Werte. Einerseits kann dies an einer Abhängigkeit zur Fließgeschwindigkeit des Heliums liegen. Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, dass der Faktor für die 80 W Messung um 3 % kleiner ist als für die 40 W Messung. Der Wert aus dieser 30 W Messung ist jedoch um 14 % größer als der für die 40 W Messung. Die Ursache für den höheren Wert muss also woanders gesucht werden.

Die Steigung der Messwerte konnte nicht vollständig kompensiert werden. Dies führt zu einem vergrößerten arithmetischen Mittel, das auch mit einer größeren Standardabweichung belastet ist. Die Ursache der Steigung muss weiter untersucht werden, um für zukünftige Messungen den Messwert des Flügelradsensor bei eingeschaltetem Kompressor möglichst exakt kompensieren zu können. Für die MESA-Kryomodultests muss der Sensor daher noch einmal kalibriert werden. Im Kryomodul sind Druck und Temperatur, im Gegensatz zur Messung an der Heliumkanne, geregelt. Durch den Einsatz von Heizern bekannter Leistung kann damit eine genauere Kalibrierung vorgenommen werden, bevor die Gütemessungen stattfinden.

6.4. Zusammenfassung

Es konnte gezeigt werden, dass die Messungen mit dem Flügelradsensor bei ausgeschaltetem Kompressor mit den Messungen der Balgengaszähler übereinstimmen und eine niedrigere Messunsicherheit als diese aufweisen. Es muss jedoch darauf geachtet werden, dass die Messwerte über dem Anlaufwert des Flügelrads liegen. Im Falle der Gütemessungen werden jedoch Messwerte weit jenseits des Anlaufwertes erwartet. Daher sollte dies keine Auswirkung auf deren Präzision haben.

Des weiteren wurde ein Hinweis auf eine Abhängigkeit der Genauigkeit der Messwerte von der Flussgeschwindigkeit gefunden. Dem muss in weiteren Messungen nachgegangen werden.

Die Messungen bei eingeschaltetem Kompressor konnten zeigen, dass bei Unterdruck lang genug gemessen werden muss, bis sich die Flüssigkeit auf neuem Druck und Temperatur wieder im Gleichgewichtszustand befindet. Der Einfluss des subatmosphärischen Kompressors auf das Kryosystem muss daher noch weiter untersucht werden, um die Genauigkeit der Flussmesswerte durch Kompensation bei der Auswertung weiter zu erhöhen. Die Druck- und Temperaturkompensation sowie die quadratische Kompensation aus der Verdampfungsrate hat jedoch schon ein gutes Ergebnis erzielt und die Messwert dem erwarteten Verlauf näher gebracht. Vor den Kryomodultests soll der Sensor am Modul mit Kompressor noch einmal nachkalibriert werden.

KAPITEL 6. VORBEREITUNG DER KALORIMETRISCHEN GÜTEMESSUNG

Da zum jetzigen Zeitpunkt das Verhalten der gemessenen Flusswerte jedoch nicht vorhergesagt werden kann, bleibt eine Abweichung von 20 % von der Gewichtsabnahme bestehen. Dieser Fehler ist für die Gütebestimmungen zu groß. Der Faktor k_ϕ muss zufriedenstellend konsistent über mehrere Messungen untersucht werden. Erst dann lässt sich eine exakte Abschätzung für den Fehler der Gütebestimmungen finden.

7. Zusammenfassung & Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnten mit dem Aufbau einer Phasenregelung und einer Gasflussmessung wesentliche Vorbereitungen für die Kalttests der supraleitenden MESA-Module geleistet werden. Im April 2018 sollen diese Abnahmetests der supraleitenden Kryomodule im Testbunker des Helmholtz-Instituts Mainz beginnen. Für diese Tests ist eine komplexe Infrastruktur von Nöten, die in Kapitel 3 ab Seite 27 ausführlich vorgestellt wurde. Auf die Planung und Umsetzung eines Heliumheizers ist im Detail eingegangen worden.

Für die Abnahmetests wird des Weiteren eine Hochfrequenzregelung benötigt, um die zu testende Kavität immer resonant anzuregen. Die Regelung zu entwickeln und zu testen bildete das Herzstück dieser Arbeit und konnte erfolgreich zum Abschluss gebracht werden.

In Kapitel 5 ab Seite 37 wurde der Aufbau der Phase Locked Loop im Detail erläutert und der Testaufbau, der für die Charakterisierung der PLL benötigt wurde, wurde diskutiert. Dazu ist auch die normalleitende MAMBO Prototypkavität vorgestellt und ihre Kopplung charakterisiert worden.

Es wurde gezeigt, dass die Phasenregelung über ausreichend Reichweite verfügt, um jeder denkbaren Änderung der Resonanzfrequenz nachzukommen. Diese Reichweite hängt maßgeblich von der eingestellten Modulationsverstärkung am Signalgenerator ab.

Die Regelung reagiert in den genannten Einstellungen in weniger als 100 ns auf Frequenzänderung bzw. Einschalten der Vorlaufleistung. Sie trifft die Resonanzfrequenz der Kavität und hält diese.

Das Überschwingerhalten und die Schwankungen im Regelsignal an einer normalleitenden Kavität sind in den durchgeführten Tests zu stark, um auch für supraleitende Kavitäten verwendet zu werden. Es konnte jedoch gezeigt werden, dass durch die richtige Einstellung der Verstärkung am Signalgenerator diese auch an die Betriebsbedingungen supraleitender Kavitäten angepasst werden können.

Das Signal des Signalgenerators bekommt durch die Frequenzmodulation einen merklichen Untergrund aus Rauschen und unerwünschten Nebenbändern. Jedoch sind diese stark unterdrückt und führen selbst bei hoher Vorlaufleistung von mehr als 5 kW zu Reflexion in der Größenordnung von nur einigen Watt.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Konstruktion einer Phasenregelung, die für die Abnahmetests der supraleitenden Kavitäten verwendet werden wird, erfolgreich war. Es müssen nun weitere Tests durchgeführt werden, um die richtige Anpassung der Verstärkung am VCO zu finden. Dann kann die PLL die supraleitenden Kavitäten sicher betreiben.

Für das Durchführen der kalorimetrischen Gütebestimmungen ist es notwendig, die

Menge des verdampfenden Heliums möglichst genau und zuverlässig bestimmen zu können. Daher war der zweite Kernpunkt dieser Arbeit eine Heliumflussmessung für diesen Zweck einzurichten und zu kalibrieren.

In Kapitel 6 ab Seite 55 konnte gezeigt werden, dass die Messungen mit dem Flügelradsensor bei ausgeschaltetem Kompressor mit den Messungen der Balngaszähler übereinstimmen und, durch die um einen Faktor 10^2 schärfere Auflösung, eine niedrigere Messunsicherheit als diese aufweisen. Dies macht den Flügelradsensor äußerst geeignet für eine möglichst genauer Gütebestimmung. Der niedrige Anlaufwert des Flügelrads muss bei den Experimenten stets im Hinterkopf behalten werden, wenn nur niedrige Verdampfungsraten vorliegen.

Bei den Messungen wurde des weiteren ein Hinweis auf eine Abhängigkeit der Messwertgenauigkeit von der Flussgeschwindigkeit des Heliums gefunden. Dies ist unerwünscht für die Abnahmetests. Es muss nun untersucht werden, ob diese Abhängigkeit bei höherer Statistik durch mehrere Messungen bestätigt wird. Ist dies der Fall, muss sie quantisiert werden, damit man die Messwerte entsprechend korrigieren kann.

Die letzte Messung zeigte, dass bei eingeschaltetem Kompressor die Messungen sich völlig anders verhalten. Der Einfluss des subatmosphärischen Kompressors auf das Kryosystem muss dringend tiefer gehend untersucht werden, um die Genauigkeit der Flussmesswerte durch Kompensationen der verschiedenen Einflüsse zu erhöhen. Es konnte jedoch bereits gezeigt werden, dass eine Kompensation der Messwerte und Ausnutzung der idealen Gaseigenschaften von Helium mithilfe der aufgenommenen Temperatur- und Druckwerte möglich ist. Es wurde auch eine Erhöhung der Verdampfungsrates in der Heliumkanne mit der Zeit festgestellt und in den Messwerten des Flügelradsensors entsprechend kompensiert.

Der Flügelradsensor bedarf zwar noch weiterer Untersuchung und einer vollständigen Kalibrierung für alle eventuellen Situationen während der Abnahmetests. Es konnte dennoch gezeigt werden, dass die Flussmessung funktioniert und die Anforderungen an Genauigkeit und Zuverlässigkeit erfüllt.

Mitte März ist das erste der beiden Kryomodule geliefert worden und wurde zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit in den Testbunker verbracht und an die Versorgungsleitungen angeschlossen. Im April sollen dann die Abnahmetests dieses Moduls beginnen.

Die Phasenregelung wird dann den Hochfrequenzverstärker steuern, der die Kavitäten im Bunker treibt. Und der Flügelradsensor im Rückverdichterraum wird den Heliumfluss messen, um die dissipierte Energie zu bestimmen. Die vorbereitenden Messungen und Überlegungen in dieser Arbeit werden eine reibungslose Inbetriebnahme dieser Elemente ermöglichen.

Die Abnahmetests sollen bis Ende September abgeschlossen sein.

A. Anhang

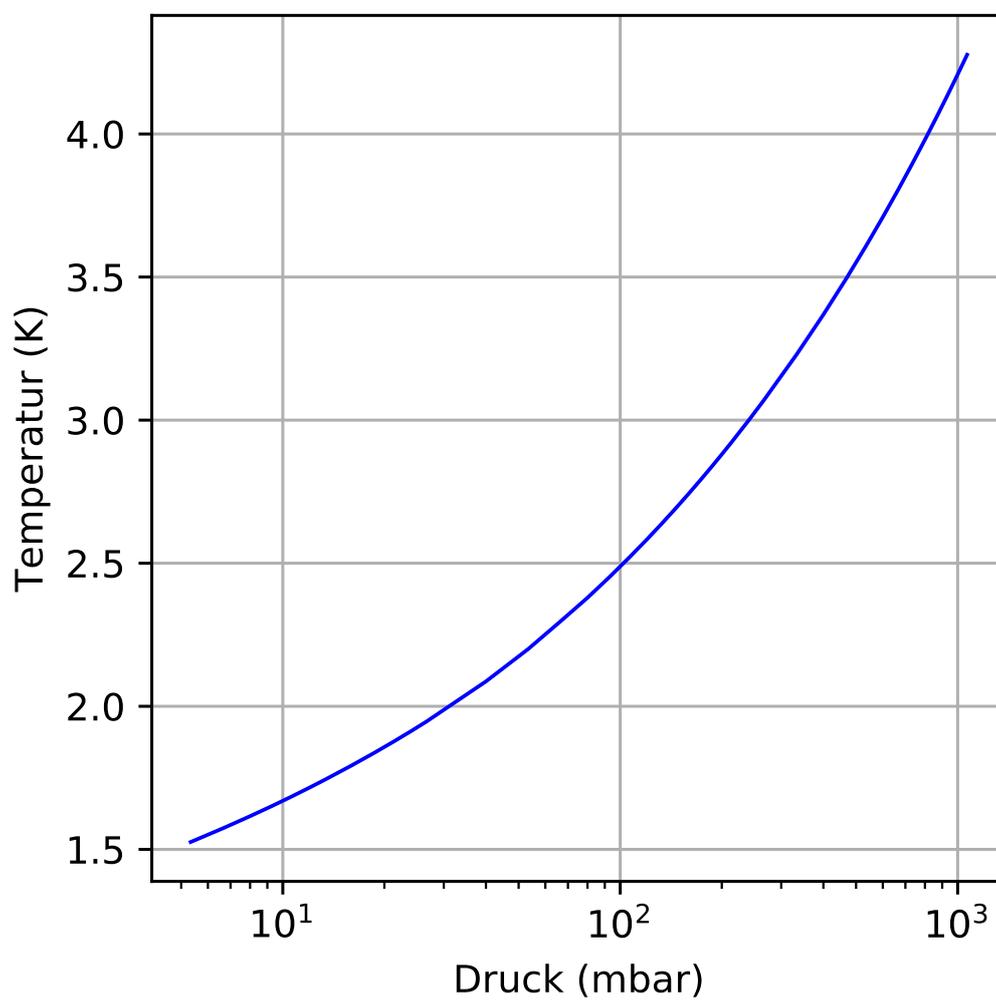


Abb. A.1. – Dampfdruckkurve von Helium-4. Die Daten sind der Tabelle in [23, S. 314] entnommen.

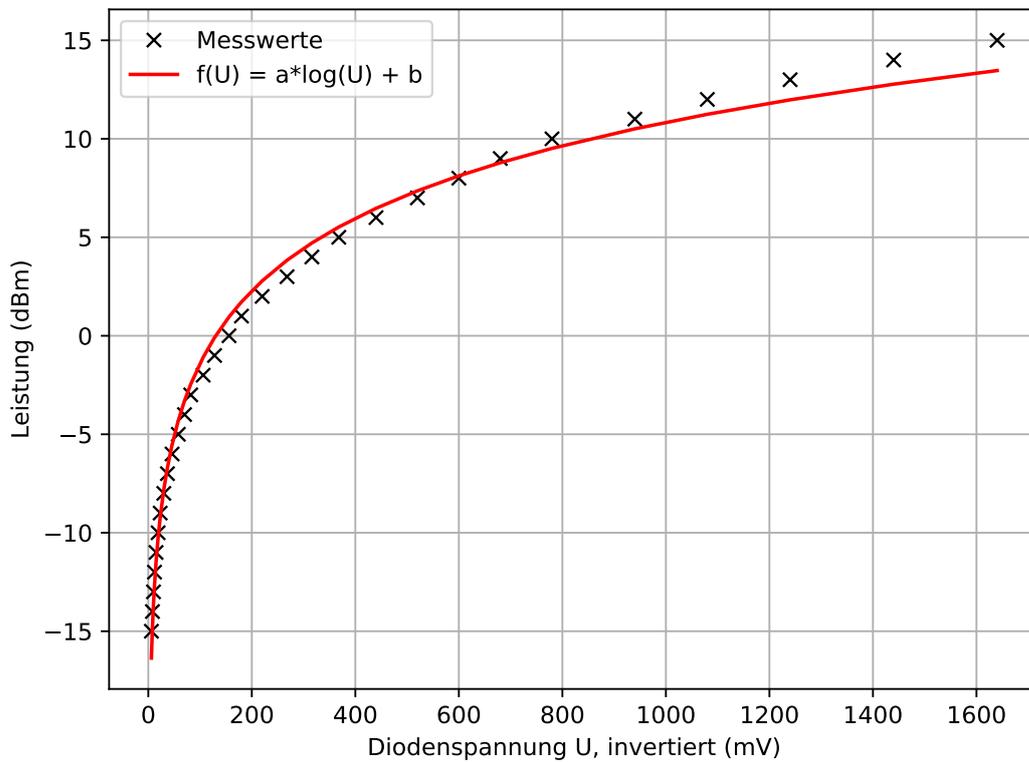


Abb. A.2. – Kennlinie der Detektordiode Nr. 265, mit der die reflektierte Leistung aufgenommen wird. In Python, mit dem *Curve Fit* des *SciPy*-Pakets [26], wurde eine logarithmische Anpassung vorgenommen, um die Spannungswerte der Messungen in die Leistungspegel innerhalb der Kavität umzurechnen. Die Anpassung ergab: $a = 5,316(7)$ und $b = -25,88(18)$ dBm

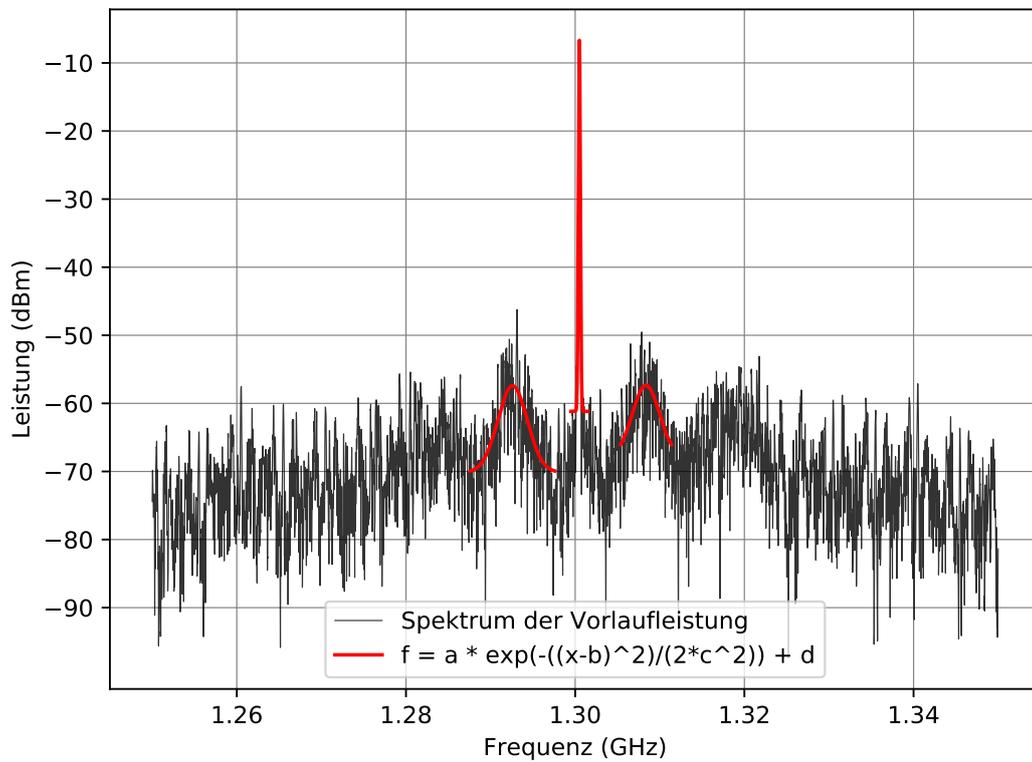


Abb. A.3. – Frequenzspektrum des Signalgenerators bei eingeschalteter Regelung bei Resonanz auf 1,305 GHz. Dem Hauptpeak und den zwei größten Nebenpeaks wurden eine Gaußfunktion angepasst, um die Position des Zentrums zu finden. Die gefundenen Frequenzen der Schätzer sind wie folgt:
 $f_I = 1,2926(1)$ GHz, $f_c = 1,300\,497\,2(33)$ GHz und $f_{II} = 1,308\,371(66)$ GHz.

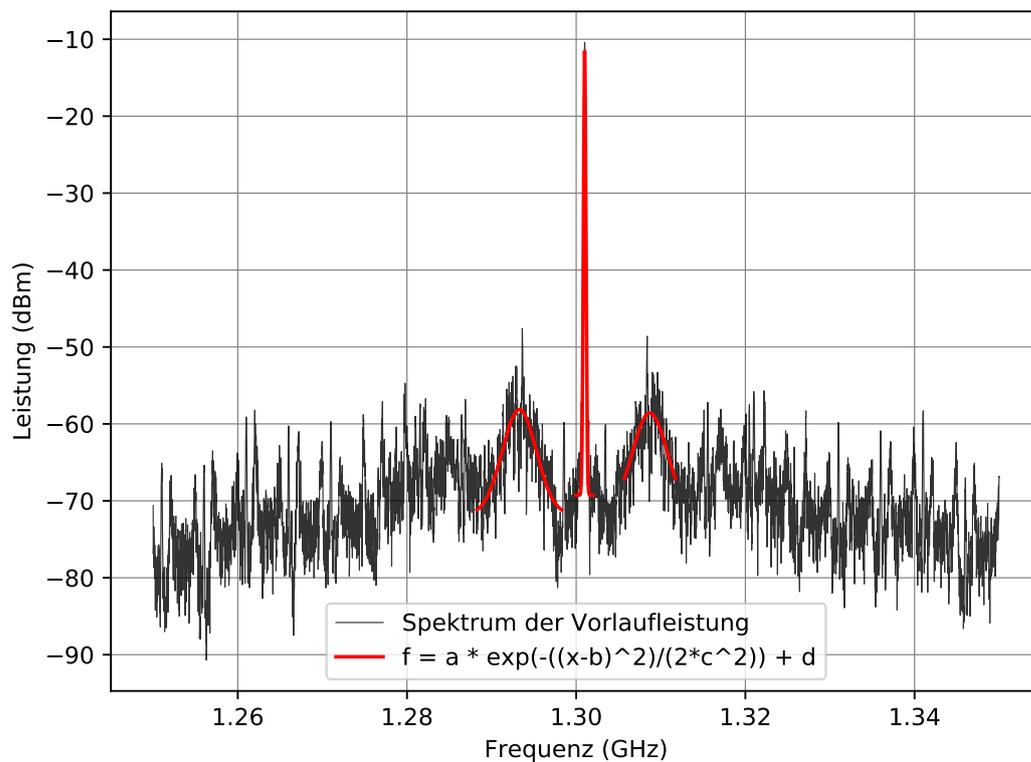


Abb. A.4. – Frequenzspektrum des Signalgenerators bei eingeschalteter Regelung bei Resonanz auf 1,301 GHz. Dem Hauptpeak und den zwei größten Nebenpeaks wurden eine Gaußfunktion angepasst, um die Position des Zentrums zu finden. Die gefundenen Frequenzen der Schätzer sind wie folgt:
 $f_I = 1,293\,277(48)$ GHz, $f_c = 1,301\,002\,1(33)$ GHz und $f_{II} = 1,308\,706(45)$ GHz.

B. Literaturverzeichnis

- [1] R. HEINE, "MESA - Sketch of an Energy Recovery Linac for Nuclear Physics Experiments at Mainz," Proceedings of IPAC2012, New Orleans, Louisiana, USA.
- [2] „Mainz University Pinpoints Its Top-level Research Areas,“ unter: http://www.uni-mainz.de/presse/17123_ENG_HTML.php (abgerufen am 27. März 2018).
- [3] T. STENGLER et al., "Status of the Superconducting Cryomodules and Cryogenic System for the Mainz Energy-recovering Superconducting Accelerator MESA," Proceedings of IPAC2016, Busan, Korea.
- [4] F. HUG et al., "MESA - An ERL Project for Particle Physics Experiments," Proceedings of LINAC2016, East Lansing, MI, USA.
- [5] D. BECKER et al., "The P2 Experiment - A Future High-precision Measurement of the Electroweak Mixing Angle at Low Momentum Transfer," Invited Paper in Eur.Phys.I.A (2018).
- [6] A. DENIG, "Recent Results from the Mainz Microtron MAMI and an Outlook for the Future," AIP Conf. Proc. 1735 (2016) 020006.
- [7] J. TEICHERT et al., "RF Status of Superconducting Module Development Suitable for CW Operation: ELBE Cryostats," ERL'05, Newport News, USA, (2005).
- [8] H. PADAMSEE, "RF Superconductivity for Accelerators," John Wiley & Sons, Inc., Ithaca, New York (1998).
- [9] M. BARTELMANN et al., "Theoretische Physik," 25. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2015, Universität Heidelberg (2015).
- [10] F. HUG, "Einführung in die Beschleunigerphysik," Vorlesung, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, (Wintersemester 2016/17).
- [11] P. WEBER, "Charakterisierung der Material- und Hochfrequenzeigenschaften der Supraleitenden Beschleunigerkavitäten für MESA," Masterarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, (Oktober 2016).
- [12] D. MESCHÉDE, "Gerthsen Physik," 25. Auflage, Springer-Verlag GmbH Berlin Heidelberg, Universität Bonn (2015).
- [13] F. HUG, "Höhere Beschleunigerphysik: Supraleitung in der Beschleunigerphysik," Vorlesung, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, (Sommersemester 2016).
- [14] R. GREWE, "In-Situ Gütemessung der Supraleitenden Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC," Masterarbeit, Technische Universität Darmstadt, (Dezember 2014).

- [15] D. ALESINI, "Power Coupling," LNF, INFN, Frascati, Italy (2011).
- [16] R. P. HUEBENER, "Geschichte und Theorie der Supraleiter," 25. Auflage, Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, Universität Thübingen (2017).
- [17] „Superconductivity in Short,“ unter: https://www.lhc-closer.es/taking_a_closer_look_at_lhc/0.superconductivity_in_short (abgerufen am 25. März 2018).
- [18] H. PADAMSEE, "RF Superconductivity - Science, Technology, and Applications," Wiley-Vch Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim (2009).
- [19] Mini-Circuits, "RF/IF Designer's Handbook," Mini-Circuits, 1998.
- [20] F. M. GARDENER, "Phaselock Techniques," 3. Auflage, John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey (2005).
- [21] T. POWERS, "Theory and Practice of Cavity RF Test Systems," Thomas Jefferson National Accelerator Facility, (2006).
- [22] J. LUNZE, "Regelungstechnik 1," 8. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Heidelberg (2010).
- [23] R. F. BARRON, "Cryogenic Systems," Second Edition, Oxford University Press, Inc., New York, New York (1985).
- [24] Agilent Technologies, "Agilent ESG-A and ESG-D RF Signal Generators Data Sheet," Agilent Technologies, USA (2007).
- [25] Mini-Circuits, "Datasheet Coaxial Frequency Mixer ZX05-C42MH+," Mini-Circuits, Brooklyn, NY.
- [26] „SciPy.org,“ unter: <https://www.scipy.org/docs.html> (abgerufen am 07. März 2018).
- [27] F. M. GARDNER, "Phaselock Techniques," John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey (2005).
- [28] RI Research Instruments GmbH, "Angebot Nr. ANG-1.2/3307-00/14 - Technische Beschreibung - Basisversion supraleitendes Beschleuniger Modul Typ ELBE," Bergisch Gladbach (12. September 2014).
- [29] Ausschreibung subatmosphärischer Kompressor, "Technical Specification Pumping Station 4 g s^{-1} at 16 mbar for a Superfluid Bath for Superconducting Cavities," (23. Juli 2015).
- [30] P. A. TIPLER, "Physik für Wissenschaftler und Ingenieure," 7. deutsche Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2015).
- [31] S. W. AKIN, "The Thermodynamic Properties of Helium," Trans. ASME 72, 751-57 (Aug. 1950).
- [32] Höntzsch GmbH, "Handbuch Auftrag 17-0942 - Technisches Blatt," Waiblingen-Hegnach (02. November 2017).

- [33] Höntzsch GmbH Kalibrierlabor, "Kalibrierschein Nr. B17-0942-3T," Waiblingen (09. November 2017).
- [34] BD SENSORS GmbH, "5-Punkte-Protokoll - Auftragsnummer 21909532," Thierstein (27. Oktober 2017).
- [35] Höntzsch GmbH Kalibrierlabor, "Kalibrierschein Nr. B17-0942-1," Waiblingen (07. November 2017).
- [36] R. BERMAN, C. F. MATE, "Some Thermal Properties of Helium and Their Relation to the Temperature Scale," *Phil. Mag* (8) 3, 461-69 (1958).
- [37] „NumPy,“ unter: <http://www.numpy.org/> (abgerufen am 25. März 2018).
- [38] R. D. MCCARTY, "Thermodynamic Properties of Helium 4 from 2 to 1500 K at Pressures to 10^8 Pa," *J. Phys. Chem. Ref. Data*, Vol. 2, No. 4, 1973.

C. Danksagung

Das Gelingen dieser Arbeit profitierte von gutem Rat und Hilfestellungen durch die verschiedensten Personen. An erster Stelle ist Timo zu nennen, der sich stets Zeit für mich und meine tausend Fragen genommen hat. Ohne ihn wäre diese Arbeit so nicht möglich gewesen. Florian hat geduldig mit mir komplizierte Sachverhalte erarbeitet und konnte immer einen guten Tipp geben, wenn ich mal nicht weiter wusste. Danke euch beiden!

Ich danke Prof. Tapprogge, dass er sich als Zweitgutachter zur Verfügung gestellt hat. Viel Dank geht auch an Prof. Aulenbacher raus, der mich in seine Arbeitsgruppe integriert und stets unterstützt hat.

Ein besonderer Dank gehört auch den Angehörigen der vier Werkstätten TBV, TBB, Feinmechanik und Elektronik. Sie haben mir immer freundlich und schnell meine Anfragen beantwortet und nicht selten eine dringend benötigte Fachmeinung beigesteuert.

Ich danke den folgenden Personen aus den verschiedensten Gründen: Frank, für deine Geduld beim Erklären, wenn ich mal wieder Hilfe in Sachen Hochfrequenz und Elektronik brauchte. Robert, dafür, dass ich an der MAMBO Kavität messen durfte und du mir beim Aufbau zur Seite gestanden hast. Max, für deine Hilfe bei den Kalibriermessungen, die Denkanstöße für deren Auswertung, die Zusammenarbeit am Heizer und das Probelesen. Christian, für deine Hilfe beim Zusammentackern der Python Skripte. Jürgen, für deine Erklärungen zum Strahlenschutz. Daniel, für die ausführlichen Erläuterungen zum Kryosystem. Generell danke ich allen Menschen von Herzen, die im Mikrowellenlabor ein- und ausgehen. Sie alle waren gern eine Hilfe, wenn ich eine Frage hatte.

Last but not least danke ich meiner Familie, vor allem meinem Vater fürs Probelesen der Arbeit, und meiner Freundin Martha, die immer ein aufbauendes Wort zur Hand hatte, wenn ich gerade nicht wusste, was ich da eigentlich mache, und meinen Vorträgen in Rohform lauschen musste.