

Entwicklung eines schnellen, piezobasierten Frequenztoners für supraleitende CH-Kavitäten

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades
„Doktor
der Naturwissenschaften“

vorgelegt am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

von
Michael Amberg
geb. in Schlüchtern

Mainz, April 2015

1. Berichterstatter:

2. Berichterstatter:

Datum der mündlichen Prüfung: 08. Juli 2015

D77 Mainzer Dissertation

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein schnelles, piezobasiertes Frequenz-tuningsystem für aktuelle sowie zukünftige supraleitende (sl) CH-Kavitäten entwickelt. Die Grundlage des hierbei verwendeten Tuningkonzepts unterscheidet sich von bisherigen, konventionellen Tuningmethoden supraleitender Kavitäten grundlegend. Zum Ausgleichen von unerwünschten Frequenzverstimmungen während des Beschleunigerbetriebes werden sogenannte bewegliche Balgtuner in das Innere der Resonatorgeometrie geschweißt. Aufgrund ihrer variablen Länge können diese die Kapazität der Kavität und somit die Resonanzfrequenz gezielt beeinflussen. Die Antriebsmechanik, die für die Auslenkung bzw. Stauchung der Balgtuner sorgt, besteht aus einer langsamen, schrittmotorbetriebenen und einer schnellen, piezobasierten Tuningeinheit, welche auf der Außenseite des Heliummantels der jeweiligen CH-Kavität installiert wird. Zur Überprüfung dieses neuartigen Tuningkonzepts wurde in der Werkstatt des Instituts für Angewandte Physik (IAP) der Goethe Universität Frankfurt ein Prototyp der gesamten Tuningeinheit aus Edelstahl gefertigt. Die Funktionsweise der langsamen sowie schnellen Tuningeinheit konnten hierbei in ersten Messungen bei Raumtemperatur erfolgreich getestet werden. Somit stellt die in dieser Arbeit entwickelte Tuningeinheit eine vielversprechende Möglichkeit des dynamischen Frequenz-tunings supraleitender CH-Strukturen dar.

Des Weiteren wurden im Rahmen der Arbeit mit Hilfe der Simulationsprogramme ANSYS Workbench sowie CST MicroWave Studio gekoppelte strukturmechanische und elektromagnetische Simulationen der sl 217 MHz CH sowie der sl 325 MHz CH-Kavität durchgeführt. Hierbei konnte zum einen der Frequenzbereich und somit der notwendige mechanische Hub der jeweiligen Tuningeinheit durch Bestimmung der Frequenzverstimmungen signifikant reduziert werden. Zum anderen war es möglich, die mechanische Stabilität der beiden Kavitäten zu untersuchen und somit plastische Deformationen von vornherein auszuschließen. Zur Überprüfung der Genauigkeit sämtlicher getätigter Simulationsrechnungen wurde das strukturmechanische Verhalten in Abhängigkeit äußerer Einflüsse und die daraus resultierenden Frequenzverstimmungen der CH-Kavitäten sowohl bei Raumtemperatur als auch bei kryogenen Temperaturen von 4.2 K gemessen. Hierbei zeigten sich zum Teil hervorragende Übereinstimmungen zwischen den simulierten und gemessenen Werten mit Diskrepanzen von unter 10%. Mit Hilfe dieser Ergebnisse konnte gezeigt werden, dass die gekoppelte Simulation ein essentielles Werkzeug während der Entwicklungsphase einer supraleitenden Beschleunigungsstruktur darstellt, so dass die für den Betrieb erforderliche mechanische Stabilität einer supraleitenden Kavität erreicht werden kann.

Summary

In this thesis, a fast piezo-based frequency tuner for current and prospective superconducting (sc) CH-cavities has been developed. The novel tuning concept differs fundamentally from conventional tuning systems for superconducting cavities. So called dynamic bellow tuners are welded into the resonator to act against slow and fast frequency variations during operation. Because of their adjustable length it is possible to specifically influence the capacitance and therefore the resonance frequency of the cavity. To change the length of the dynamic bellow tuners the frequency tuner drive, which consists of a slow tuning device controlled by a stepper motor and a fast piezo-based tuning system, is mounted to the helium vessel of the cavity. To validate the whole tuning concept a frequency tuner drive prototype was built in the workshop of the Institute for Applied Physics (IAP) of Frankfurt University. First successful room temperature measurements show that the developed frequency tuning system is an excellent and promising candidate to fulfill the requirements of slow and fast frequency tuning of sc CH-cavities during operation.

Furthermore, several coupled structural and electromagnetic simulations of the sc 325 MHz CH-cavity as well as the sc 217 MHz CH-cavity have been performed with the simulation softwares ANSYS Workbench and CST MicroWave Studio, respectively. With these simulations it was possible to reduce the required frequency range and thus the mechanical stroke of the dynamic bellow tuners on the one hand, and on the other hand the mechanical stability of the particular CH-cavity was investigated to avoid plastic deformations due to limiting external effects. To verify the accuracy of the coupled simulations the structural mechanical behaviour and the resulting frequency variations of the sc CH-cavities dependent on the external influences were measured at room temperature as well as at cryogenic temperatures around 4.2 K. The measurement results of both investigated CH-cavities show excellent agreement with the simulated values with deviations of 10% at most. It was thus possible to show that the coupled structural mechanical and electromagnetic simulation is an essential tool during the development phase of a superconducting cavity to ensure the required mechanical stability during operation.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	3
1.2	Die Erzeugung superschwerer Elemente	4
1.3	Supraleitender cw Linac Demonstrator	7
1.4	Supraleitende 325 MHz CH-Struktur	15
2	Eigenschaften von HF-Resonatoren	19
2.1	Resonatorkenngrößen	19
2.1.1	Gespeicherte Energie W	19
2.1.2	Verlustleistung P_c	20
2.1.3	Güte Q_0	20
2.1.4	Beschleunigungsspannung U_a	21
2.1.5	Geometriefaktor G	23
2.1.6	Impedanz R_p	23
2.1.7	R/Q -Wert	23
2.2	Einkopplung von HF-Leistung	24
3	Supraleitung in der Beschleunigerphysik	29
3.1	Hochfrequenzsupraleitung	29
3.1.1	Einführung	29
3.1.2	Oberflächenwiderstand R_s	31
3.2	Grenzen supraleitender Beschleunigungsstrukturen	35
3.2.1	Feldemission	35
3.2.2	Multipacting	36
3.2.3	Lorentzkraftverstimmung	40
3.2.4	Mikrophonie	41
4	Frequenztoning von supraleitenden Beschleunigern	43
4.1	Das Slater-Theorem	45
4.2	Überblick verschiedener schneller, piezobasierter Frequenz-tuner	46
4.2.1	Grundlagen des piezoelektrischen Effekts	46
4.2.2	Der Saclay-I/ DESY-Tuner	49
4.2.3	Der INFN Blade-Tuner	51
4.2.4	Der KEK Slide-Jack-Tuner	53

4.2.5	Zusammenfassung	56
5	Strukturmechanik supraleitender CH-Strukturen	59
5.1	Strukturmechanische Untersuchungen	60
5.2	Physikalische Eigenschaften von Niob	60
5.3	Die supraleitende CH-Struktur	62
5.3.1	Abschätzung der Resonanzbandbreite bei Strahlbetrieb	64
5.3.2	Evakuierung	67
5.3.3	Abkühlung auf kryogene Temperaturen	76
5.3.4	Mechanische Resonanzen	78
5.3.5	Lorentzkraftverstimmung	85
5.3.6	Zusammenfassung	88
6	Frequenztuner für supraleitende CH-Strukturen	89
6.1	Dynamische Balgtuner	90
6.1.1	Geometrieoptimierung	91
6.1.2	Strukturmechanische Analyse	92
6.1.3	Modalanalyse	99
6.1.4	Untersuchung auf Multipacting	102
6.1.5	Zusammenfassung	109
6.2	Frequenztunerantrieb	110
6.2.1	Konzept des Frequenztunerantriebes	110
6.2.2	Strukturmechanische Simulationen	114
6.2.3	Der Piezoaktor	117
6.3	Messergebnisse des Frequenztuner Prototypen	121
7	Zusammenfassung und Ausblick	129
	Danksagung	135
	Abbildungsverzeichnis	137
	Tabellenverzeichnis	143
	Literaturverzeichnis	145

Kapitel 1

Einleitung

Seit der ersten Inbetriebnahme einer supraleitenden (sl) Beschleunigungsstruktur im Jahr 1965 [1] an der Stanford University in Kalifornien, wurde der Einsatz supraleitender Resonatoren unabdingbar. Aufgrund der stetig gestiegenen Anforderungen bezüglich der Energien und den erreichbaren Strömen, die die Teilchenstrahlen für Experimente der Grundlagenforschung sowie für industrielle bzw. angewandte Forschungszwecke benötigen, wurde in den letzten Jahrzehnten eine Vielzahl von unterschiedlichen supraleitenden Resonatoren entwickelt. Je nach Anwendung und zu beschleunigender Teilchensorte können die jeweiligen Resonatorgeometrien hierbei stark variieren. Zur Beschleunigung von Elektronen werden typischerweise elliptische Resonatoren mit hohen Frequenzen, wie bspw. die am DESY entwickelte 9-zellige, 1.3 GHz TESLA-Struktur (**T**eV **E**nergy **S**uperconducting **L**inear **A**ccelerator), verwendet [2]. Da Elektronen aufgrund der geringen Masse bereits bei relativ geringen Energien von einigen MeV relativistisch werden und somit kein Geschwindigkeitsprofil notwendig ist, kann ein Beschleuniger mit identischen Resonatorgeometrien ausgestattet werden. Im Vergleich hierzu werden Protonen bzw. Ionen erst im Energiebereich einiger 10 GeV/u relativistisch, weshalb die Resonatoren eines Protonen- bzw. Ionenbeschleunigers an das Geschwindigkeitsprofil des Teilchenstrahls angepasst werden müssen. Dementsprechend groß ist auch die Vielfalt an supraleitenden Resonatoren auf dem Gebiet der Protonen- und Ionenbeschleunigung. Neben den häufig eingesetzten Viertelwellen- (QWR, **Q**uarter **W**ave **R**esonator), Halbwellen- (HWR, **H**alf **W**ave **R**esonator) sowie Spoke-Resonatoren stellt hierbei die seit 1998 am Institut für Angewandte Physik (IAP) der Goethe Universität Frankfurt entwickelte, supraleitende CH-Struktur (**C**rossbar **H**-Mode [3–5]) eine vielversprechende Alternative für den Einsatz in zukünftigen Linearbeschleunigern dar [6]. Der Frequenzbereich dieser ersten, vielzelligen supraleitenden Kavität für den niederen und mittleren Energiebereich (2 MeV/u bis 150 MeV/u) erstreckt sich von 150 MHz bis 800 MHz.

Parallel zur Weiterentwicklung und Verbesserung supraleitender Beschleunigungsstrukturen spielt weltweit die Entwicklung neuartiger, hochauflösender Frequenzuntersysteme eine wesentliche Rolle. Aufgrund der stetigen Erhöhung des Beschleunigungsgradienten sowie der intrinsischen Güte, kommen insbesondere bei gepulst betriebenen, supraleitenden Beschleunigern dynamische, frequenzverstimmende Effekte zum Tragen,

die einen stabilen Betrieb entscheidend beeinträchtigen und somit eine gezielte Nachregelung der Resonanzfrequenz mit Wiederholraten von bis zu 1 kHz erfordern. Infolge der bereits erwähnten Vielfalt an supraleitenden Resonatoren hat sich auf dem Gebiet der komplexen Frequenz-tuningsysteme in den letzten 15 bis 20 Jahren eine rege Forschungstätigkeit entwickelt. Weltweit sind derzeit zahlreiche unterschiedliche Frequenz-tuningsysteme in Betrieb, deren Funktionsweisen typischerweise auf der gezielten Änderung der Resonatorgeometrie basieren. Für das Ausgleichen schneller Frequenzänderungen von einigen 100 Hz werden moderne Frequenz-tuningsysteme neben einer groben, mechanischen Tuningeinheit typischerweise mit magnetostriktiven bzw. piezoelektrischen Materialien ausgestattet, die sich für diese Anforderungen aufgrund ihrer hohen Auflö-sung und geringen Ansprechzeit hervorragend eignen.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird die Entwicklung und der damit einherge-hende Optimierungsprozess eines modularen, piezobasierten Frequenz-tuningsystems zur Kompensation mikrophonischer Anregungen und Lorentzkraftverstimmungen zukünftig eingesetzter supraleitender CH-Strukturen beschrieben. Von besonders großem Interes-se sind hierbei die für supraleitende Beschleunigungsstrukturen neuartigen Balgtuner, die sich von den herkömmlich verwendeten Tuningmethoden supraleitender Resonatoren grundlegend unterscheiden. Diese werden in das Innere der supraleitenden CH-Kavitäten geschweißt und können somit ähnlich zu den typischerweise in normalleitenden Resona-toren verwendeten Tauchkolbentunern durch Veränderung ihrer Höhe Einfluss auf die Resonanzfrequenz nehmen. In diesem Kontext wird im ersten Kapitel zunächst Bezug auf die potentiellen Einsatzmöglichkeiten supraleitender CH-Kavitäten sowie auf aktuell geplante Projekte genommen, wie bspw. den supraleitenden, dauerstrichbetriebenen Li-nearbeschleuniger bei GSI. Im daran anschließenden Kapitel wird kurz auf die typischen Eigenschaften von HF-Resonatoren eingegangen. Hierbei werden zunächst die wesentli-chen Kenngrößen eines Resonators. Abschließend wird eine kurze Einführung in die Ein-kopplung von HF-Leistung in einen Resonator gegeben. Das dritte Kapitel widmet sich dem Phänomen der Hochfrequenzsupraleitung und deren Anwendung in der Beschleu-nigerphysik. Hierbei werden zunächst die essentiellen Unterschiede zur Normalleitung erläutert, die letztlich zu einer günstigeren Energiebilanz supraleitender Komponenten führen. Zudem werden die typischen limitierenden Effekte, die die Performance supra-leitender Resonatoren signifikant beeinträchtigen können, aufgeführt. Kapitel 4 gibt eine kurze, allgemeine Einführung in die Thematik des Frequenz-tunings von Hohlraumresona-toren. Darüber hinaus wird ein Überblick über die weltweit am häufigsten verwendeten, piezobasierten Frequenz-tuningsysteme supraleitender Resonatoren gegeben. Unabhän-gig vom Resonatortyp, basieren die meisten der eingesetzten Frequenz-tuningsysteme auf einer gezielten Verformung der Resonatorgeometrie. Das Funktionsprinzip, das für sämt-liche Tuningsysteme gilt, wird mit Hilfe von drei unterschiedlichen Frequenz-tunertypen für elliptische Kavitäten exemplarisch dargestellt.

Um den notwendigen Frequenz-tuningbereich so gering wie möglich zu halten, müssen die strukturmechanischen Eigenschaften und das daraus resultierende Verhalten der Reso-

nanzfrequenz supraleitender Resonatoren genau untersucht und gegebenenfalls die Resonatorgeometrie modifiziert werden. Im Zuge dessen wird in Kapitel 5 das jeweilige strukturmechanische Verhalten der beiden untersuchten supraleitenden CH-Kavitäten anhand von Simulations- und Messergebnissen dargestellt. Im Anschluss daran werden in Kapitel 6 die wesentlichen Simulationsergebnisse des Optimierungsprozesses sowie die bisherigen Messergebnisse der gesamten Frequenztuningeinheit präsentiert. Hierbei ist dieses Kapitel in zwei Teile gegliedert: im ersten Abschnitt wird der aktive, innere Teil der gesamten Tuningheit, die sogenannten dynamischen Balgtuner, näher betrachtet. Aufgrund der unterschiedlichen geometrischen Gegebenheiten besitzt jede der beiden untersuchten supraleitenden CH-Kavitäten ein individuell angepasstes Balgtunerdesign. Das Hauptaugenmerk der Geometrieoptimierung lag hierbei auf der Minimierung auftretender Materialspannungen, so dass ein sicherer Betrieb über mehrere Jahre gewährleistet werden kann. Im zweiten Abschnitt werden sowohl das entwickelte Frequenztuningkonzept als auch die technische Umsetzung der Tuningeinheit dargestellt. Zur Validierung sämtlicher Simulationsergebnisse wurde in der institutseigenen Werkstatt des IAP ein Prototyp der Frequenztuningeinheit angefertigt. Die bei Raumtemperatur erzielten Messergebnisse werden am Ende dieses Kapitel präsentiert. Abschließend wird nach einer Zusammenfassung der vorliegenden Arbeit ein Ausblick über noch ausstehende Testmessungen der Tuningeinheit unter realen Beschleunigerbedingungen gegeben.

1.1 Motivation

In naher Zukunft wird am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt mit FAIR (**F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch) eine der größten internationalen Beschleunigeranlagen weltweit in Betrieb gehen [7]. Dieser neue Beschleunigerkomplex soll Ionen- und Antiprotonenstrahlen in brillanter Qualität und höchster Intensität liefern, so dass mit Hilfe unterschiedlicher Experimentprogramme tiefe Einblicke in die Struktur der Materie sowie in die Evolution des Universums ermöglicht werden können. Ein Doppelringbeschleuniger (SIS-100/300) mit einem Umfang von 1.1 km bildet hierbei den Hauptteil der gesamten Beschleunigeranlage, die im Endausbau aus insgesamt acht Kreisbeschleunigern, zwei Linearbeschleunigern und bis zu 3.5 km Strahlführungsrohren bestehen wird. Zusammen mit dem geplanten Protonenlinac soll der bereits seit 1975 in Betrieb befindliche UNILAC (**U**NIversal **L**inear **A**Ccelerator) als Vorbeschleuniger dienen [8].

Die Nutzung des UNILAC als Injektor für das FAIR-Projekt bedeutet jedoch gleichzeitig eine erhebliche Reduzierung der notwendigen Strahlzeit für die Experimente des SHE-Programmes (**S**uper **H**eavy **E**lements) bei GSI, deren Ziele die Erzeugung neuer, superschwerer Elemente sowie die Untersuchung deren Produktion, Kernstruktur und Kernstabilität sind. Um hierbei stabile Kerne auf Energien nahe der Coulombschwelle zu beschleunigen, wurde bisher eine Kombination aus HLI (**H**och**L**adungs **I**njektor)

und UNILAC verwendet. Um das Programm zur Erforschung superschwerer Elemente dennoch international konkurrenzfähig zu gestalten und voranzutreiben, soll im Rahmen einer Kollaboration zwischen dem im Jahr 2009 gegründeten Helmholtz Institut Mainz (HIM), der GSI und dem Institut für Angewandte Physik der Goethe Universität Frankfurt (IAP) parallel zum UNILAC ein supraleitender Linearbeschleuniger für den Dauerstrichbetrieb (cw, engl.= continuous wave) realisiert werden. Zusammen mit einer Aufrüstung des HLI, die eine neue 28 GHz EZR-Ionenquelle sowie eine dauerstrichfähige RFQ-Struktur vorsieht, soll der neue dauerstrichbetriebene Schwerionen-Linac insbesondere die Vorzeigexperimente auf dem Gebiet der superschweren Elemente SHIP (**S**eperator for **H**heavy **I**on reaction **P**roducts) [9] und TASCA (**T**rans**A**ctinide **S**eperator and **C**hemistry **A**pparatus) [10] mit Teilchenstrahlenergien im MeV/u-Bereich versorgen.

1.2 Die Erzeugung superschwerer Elemente

In den vergangenen Jahrzehnten konnte das Periodensystem der Elemente sowie die Nuklidkarte durch die Erzeugung neuer Elemente jenseits des schwersten, natürlich vorkommenden Elements Uran ($Z=92$) kontinuierlich erweitert werden. Eine der interessantesten Herausforderungen, der sich Kernphysiker und -chemiker zur heutigen Zeit weltweit stellen, ist hierbei die Suche nach neuen, künstlich erzeugten Elementen mit Ordnungszahlen jenseits von $Z=104$. Diese auch als superschwere Elemente bezeichneten Elemente existieren aufgrund eines quantenmechanischen Schaleneffektes, welcher dem Atomkern eine besonders hohe Stabilität verleiht. Nach theoretischen Vorhersagen besitzen hierbei Atomkerne, bei denen sowohl die Proton- als auch die Neutronenzahl magisch ist, die größte Stabilität.

Der italienische Kernphysiker *Enrico Fermi* entdeckte bereits im Jahr 1932, dass Neutronen ungehindert in den Atomkern eindringen können. Hierbei wird durch einen ausgelösten β^- -Zerfall ein Element nächst höherer Ordnungszahl erzeugt. Somit ebnete Fermi bereits in der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts den Weg der Elementsynthese durch Neutroneneinfang, deren Grundlage viele Forschungseinrichtungen zur Erzeugung neuer, schwererer Elemente aufgriffen [11]. Auf diese Weise gelang es Forschern der University of California in Berkeley, USA, in einem relativ kleinen Zeitraum zwischen 1940 und 1950 die Transurane *Neptunium* (Np), *Plutonium* (Pu), *Americium* (Am), *Curium* (Cm), *Berkelium* (Bk) sowie *Californium* (Cf) mit den Ordnungszahlen $Z = 93 - 98$ künstlich zu erzeugen [12, 13]. Zwei Jahre später konnten die beiden folgenden Elemente *Einsteinium* (Es) und *Fermium* (Fm) mit den Ordnungszahlen $Z=99$ bzw. 100 im Rahmen einer Wasserstoffbomben-Testexplosion in Form von radioaktivem Niederschlag (engl. Fallout) zufällig nachgewiesen werden. Hierbei ist Fermium zugleich das schwerste Element, das sich durch Neutroneneinfang erzeugen lässt.

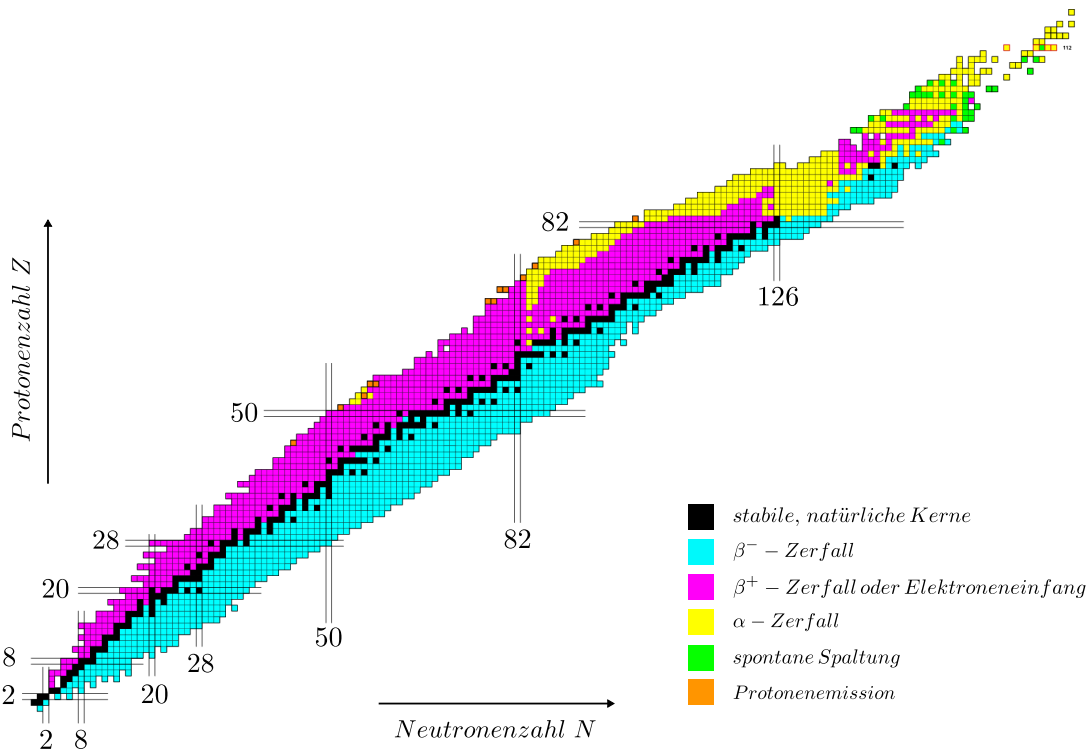


Abb. 1.1: Die Nuklidkarte fasst alle bekannten Elemente in einem aus der Neutronen- und Protonenzahl aufgespannten Koordinatensystem zusammen [14]. Elemente jenseits der Ordnungszahl $Z = 104$ werden als superschwere Elemente bezeichnet.

Um Elemente jenseits von Fermium ($Z = 100$) zu erzeugen, verwendet man die Methode der nuklearen Fusion. Hierbei werden Ionen, sogenannte Projektile, mittels Teilchenbeschleuniger auf hinreichend hohe Energien beschleunigt, so dass die abstoßende Coulombbarriere überwunden wird und somit eine Fusionsreaktion mit dem schweren Targetkern stattfinden kann. Hierbei entsteht zunächst ein fusionierter, angeregter Kern, auch Compound-Kern oder Verbundkern genannt, der durch Emission von Neutronen zurück in den Grundzustand fällt und dadurch ein neues Element bildet. Je höher hierbei die Anregungsenergie des Compound-Kernes ist, desto mehr Neutronen müssen demnach emittiert werden, so dass ein kalter Restkern entsteht. Bei diesen Fusionsreaktionen unterscheidet man je nach Temperatur bzw. Anregungsenergie des Compound-Kernes zwischen heißer und kalter Fusion.

Mit Hilfe der sogenannten heißen Fusion, bei der schwere Actinide mit leichten Ionen beschossen werden, konnten sowohl am Joint Institute for Nuclear Research (JINR) in Dubna, Russland, als auch am Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL) in Berkeley bis zum Jahr 1974 die Elemente *Mendelevium* (Md), *Nobelium* (No), *Lawrencium* (Lr), *Rutherfordium* (Rf), *Dubnium* (Db) sowie *Seaborgium* (Sg) mit den Ordnungszahlen $Z = 101 - 106$ synthetisiert werden. Ein entscheidender Nachteil der heißen Fusion ist

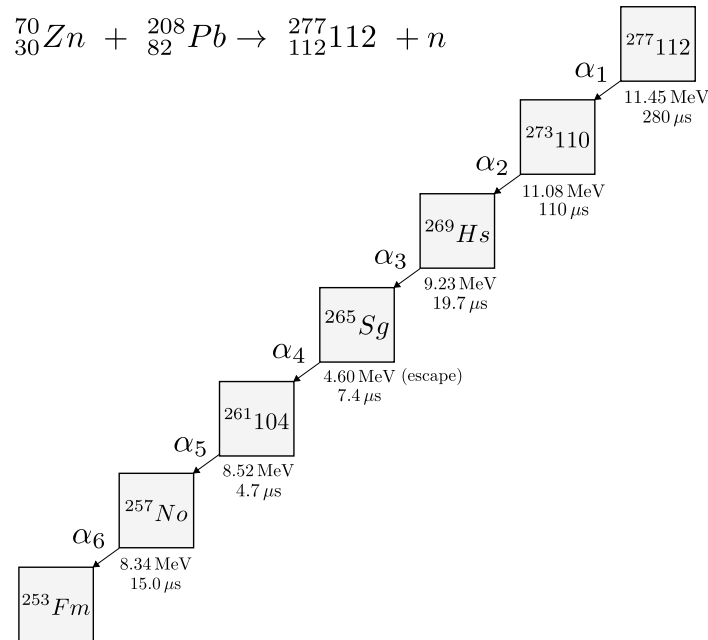


Abb. 1.2: Nachweis des Elements 112 mit Hilfe der abgebildeten α -Zerfallskette [14]. Zur Erzeugung des Elementes Copernicium wurden hierbei ${}^{70}\text{Zn}$ -Projektile auf ${}^{208}\text{Pb}$ -Targets geschossen.

jedoch die hohe Anregungsenergie des Compound-Kernes, welche die Wahrscheinlichkeit einer spontanen Spaltung deutlich erhöht.

Um die Wahrscheinlichkeit einer Spontanspaltung zu verringern, erscheint daher die sogenannte kalte Fusion aufgrund der um ein Vielfaches geringeren Anregungsenergie des Compound-Kernes gegenüber der in Berkeley und Dubna verwendeten Methode als vorteilhaft. Anstelle schwere Actinide mit leichten Ionen zu beschießen, werden hierbei natürlich vorkommende, mittelschwere Elemente wie bspw. *Blei* (Pb) oder *Bismut* (Bi) mit relativ schweren Ionen wie *Argon* (Ar) beschossen. Mittels der Methode der kalten Fusion konnten am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt durch Experimente mit dem Schwerionenbeschleuniger UNILAC die sechs Elemente *Bohrium* (Bh), *Hassium* (Hs), *Meitnerium* (Mt), *Darmstadtium* (Ds), *Roentgenium* (Rg) sowie *Copernicium* (Cn) mit den Ordnungszahlen $Z = 107 - 112$ erzeugt und nachgewiesen werden [15,16]. Mit dem Geschwindigkeitsfilter SHIP ist hierbei der Nachweis neuer Elemente über α -Zerfallsketten möglich [17]. Die mit Hilfe von Silizium-Detektoren gemessene Energie der emittierten α -Teilchen gibt die Differenz der Bindungsenergien zwischen emittierendem Kern und dessen Zerfallsprodukt an. Daher lassen sich α -Zerfallsketten hervorragend zur Messung von Kernbindungsenergien nutzen [18]. In Abbildung 1.2 ist die α -Zerfallskette dargestellt, mit der das Element Copernicium ($Z = 112$) bei GSI nachgewiesen werden konnte.

Da der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung neuer superschwerer Elemente mit Zunahme der Ordnungszahl stetig abnimmt, müssen die von Teilchenbeschleunigern gelieferten Strahlströme sowie Strahlintensitäten signifikant erhöht werden. Um Elemente mit Ordnungszahlen $Z > 112$ zu erzeugen, bildet demnach eine stete Weiterentwicklung der technologischen Möglichkeiten die Grundlage zur Erforschung neuer, superschwerer Elemente.

1.3 Supraleitender cw Linac Demonstrator

Um die erforderlichen hohen Strahlintensitäten bereitstellen zu können und somit den Anforderungen des SHE-Forschungsprogramms gerecht zu werden, wurde im Rahmen einer Langzeit-Nutzen-Kosten-Analyse der Vorteil eines eigenständigen, supraleitenden Dauerstrich-Linearbeschleunigers in Kombination mit dem bereits vorhandenen HLI ausgearbeitet [20]. Supraleitende Beschleunigungsstrukturen sind insbesondere für hohe Tastverhältnisse bis hin zum kontinuierlichen Betrieb hervorragend geeignet, wodurch insgesamt höhere Strahlintensitäten erreicht werden können. Im Vergleich zu einem aus normalleitenden Resonatoren bestehenden Linearbeschleuniger kann somit durch den Einsatz supraleitender Kavitäten die für die Fusionsreaktionen mit den Targetkernen notwendige Messzeit von typischerweise 10 Wochen um einen Faktor von bis zu 20 auf voraussichtlich vier Tage erheblich reduziert werden [19]. Ungeachtet der deutlich höheren Konstruktionskosten supraleitender Kavitäten sowie sämtlicher benötigter Komponenten zur kryogenen Versorgung, können hierbei die Gesamtkosten aufgrund der

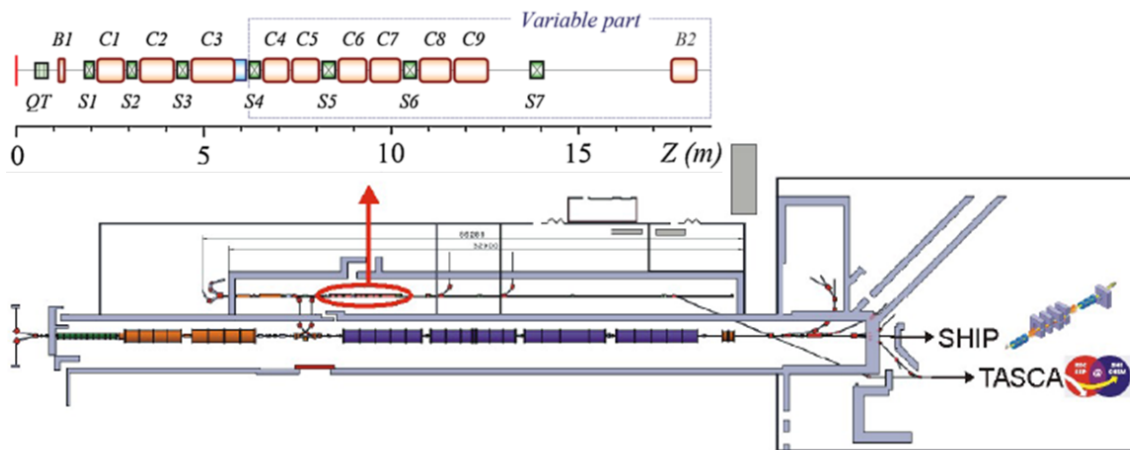


Abb. 1.3: Layout der zukünftigen Beschleunigeranlage bei GSI mit dem parallel zum existierenden UNILAC geplanten supraleitenden cw LINAC [19].

günstigeren Leistungsbilanz und der geringeren Experimentierzeit gegenüber eines normalleitenden Linacs dennoch um einen Faktor von bis zu 3 signifikant reduziert werden. Der konzeptuelle Aufbau des geplanten supraleitenden, dauerstrichbetriebenen Schwerionenlinacs wurde am IAP der Goethe Universität Frankfurt erarbeitet und basiert auf dem Einsatz von neun supraleitenden CH-Strukturen. Aufgrund des großen Energiegewinns pro Kavität, was wiederum hohen Beschleunigungsgradienten entspricht, eignet sich die CH-Struktur hervorragend für die effiziente Beschleunigung von Protonen und Ionen. Im Vergleich zu konventionellen Nieder- und Mittelenergiestrukturen können zudem unerwünschte Driftstrecken durch die relativ hohe Anzahl von Beschleunigungszellen signifikant reduziert werden. Die strahldynamische Auslegung des gesamten Linacs erfolgte mittels der speziellen EQUUS-Strahldynamikroutine (**EQU**idistant **mU**lti-gap **S**tructure), bei welcher die Zellenlängen innerhalb einer sl CH-Kavität trotz steigender Teilchengeschwindigkeit konstant gehalten werden [21]. Dies ermöglicht eine weniger komplexe Resonatorgeometrie, was letztlich zu einer deutlichen Vereinfachung der Fabrikation führt. Zudem können mittels EQUUS lange linsenfreie Sektionen bei ausreichender longitudinaler Strahlstabilität realisiert werden.

Parameter sl cw LINAC		
Masse/Ladung A/q		≤ 6
Frequenz f	MHz	216.816
Max. Strahlstrom I	mA	1
Injektionsenergie E_{in}	MeV/u	1.4
Ausgangsenergie E_{out}	MeV/u	3.5 - 7.5
Energieunschärfe	keV/u	± 3
Länge l	m	12.7
# sl CH-Kavitäten		9
# sl Solenoide		7

Tabelle 1.1: Design Parameter des geplanten supraleitenden cw-Linacs bei GSI [21].

Als Injektor soll im Falle des supraleitenden cw Linacs der aufgerüstete HLI dienen. Ausgehend von der Injektionsenergie von 1.4 MeV/u können die neun supraleitenden CH-Kavitäten bei einer Betriebsfrequenz von 216.816 MHz hochgeladene Ionen mit einem Masse-zu-Ladungsverhältnis $A/q \leq 6$ auf eine variable Ausgangsenergie zwischen 3.5 und 7.5 MeV/u beschleunigen und somit die Experimente der Kernchemie und insbesondere die Experimente zur Erzeugung superschwerer Elemente bedienen. Hierbei sollen maximale Strahlströme von bis zu 1 mA erreicht werden. Die Energieschärfe sollte hierbei unterhalb ± 3 keV/u gehalten werden. Zur transversalen Strahlfokussierung werden sieben supraleitende Solenoide mit maximalen Feldstärken von 9.3 T verwendet. Der schematische Aufbau sowie die wesentlichen Parameter des supraleitenden cw Linacs sind in Abbildung 1.3 bzw. Tabelle 1.1 dargestellt. Bevor der geplante supraleitende

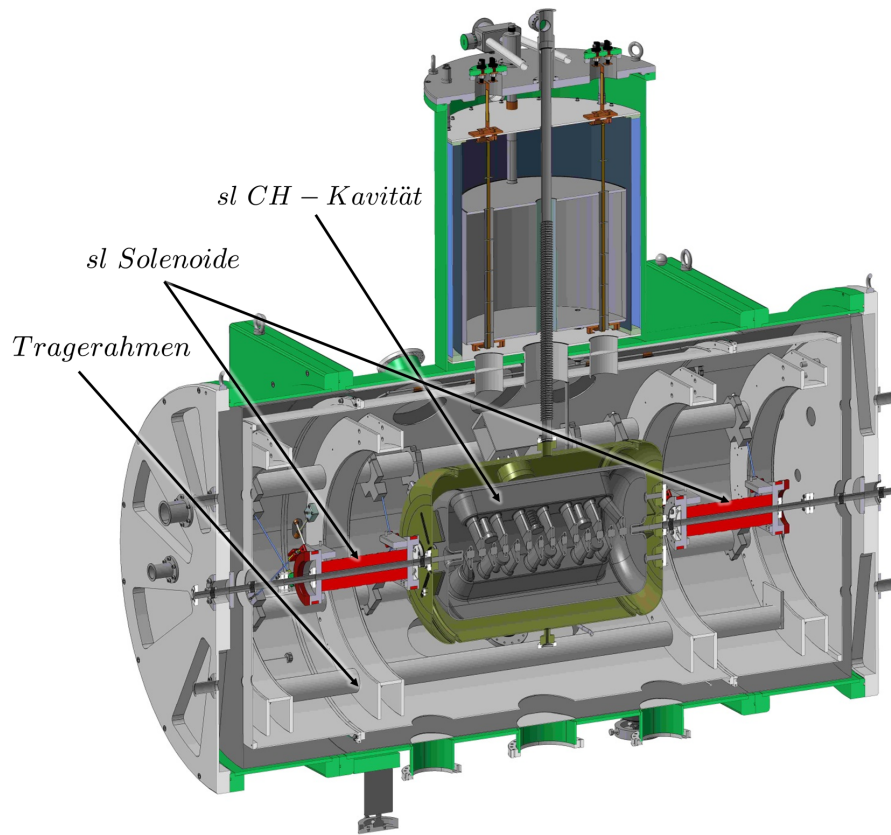


Abb. 1.4: Horizontales Kryomodul für den cw Linac Demonstrator mit der integrierten Cold-Mass, bestehend aus zwei supraleitenden Solenoiden sowie der sl 217 MHz CH-Kavität [22].

Dauerstrich-Linac zur Beschleunigung hochgeladener Ionen realisiert wird, soll zunächst ein Prototyp der ersten Sektion des gesamten Beschleunigers, die eine supraleitende CH-Kavität sowie zwei supraleitende Solenoide umfasst, unter realistischen Bedingungen mit Strahl bei GSI getestet werden. Ein erfolgreicher Hochleistungstest dieses sogenannten cw-Linac Demonstrator Projektes, das in enger Zusammenarbeit der bereits erwähnten Institute HIM, GSI sowie IAP durchgeführt wird, soll die Betriebsfähigkeit von supraleitenden CH-Strukturen demonstrieren und könnte somit ein wesentliches Etappenziel hinsichtlich der Verwirklichung des dauerstrichbetriebenen Linearbeschleunigers darstellen [19]. Zu diesem Zweck werden die Hauptkomponenten in einem modular einsetzbaren, horizontalen Kryomodul installiert, welches wiederum direkt hinter dem als Injektor vorgesehenen GSI-HLI platziert wird. Um den vom HLI gelieferten Strahl an den Demonstrator anzupassen, wurde ausgehend von strahldynamischen Simulationen eine neue Strahlführung ausgelegt, die in Kombination mit der bereits bestehenden HLI Rebuncher-Kavität eine zweite Kavität zur longitudinalen Fokussierung vorsieht. Zur

Strahlfokussierung in transversaler Richtung wird unmittelbar vor dem Demonstrator ein zusätzliches Quadrupol-Dublett verwendet. Darüber hinaus werden zur Untersuchung der Strahlqualität und -energie sowohl vor als auch hinter dem cw Demonstrator zahlreiche Strahldiagnose-Geräte wie bspw. SEM-Profil-Gitter, Emittanzmessgeräte sowie Phasensonden zur Bestimmung der Strahlenergie in die Strahlführung integriert. Das Abkühlen auf kryogene Temperaturen wird durch einen innerhalb des Demonstrator-Testumfeldes platzierten 3000 l fassenden Heliumtank gewährleistet, der die CH-Kavität mit flüssigem Helium versorgt und somit den supraleitenden Betrieb ermöglicht. In einem 25 m³ fassenden Ballon kann das während sämtlicher Hochleistungs- bzw. Strahltests verbrauchte Heliumgas gesammelt und anschließend mittels eines Kompressors in Flaschen abgefüllt werden. Während des Betriebes des Demonstrators wird ein Verbrauch von ungefähr 20 l flüssigem Helium pro Stunde abgeschätzt. Die Abbildungen 1.4 und 1.5 zeigen das finale Design des horizontalen Kryomoduls mit der sogenannten Cold-Mass, bestehend aus der supraleitenden CH-Struktur und den beiden supraleitenden Solenoiden, sowie die zukünftige Testumgebung des cw Linac Demonstrators bei GSI.

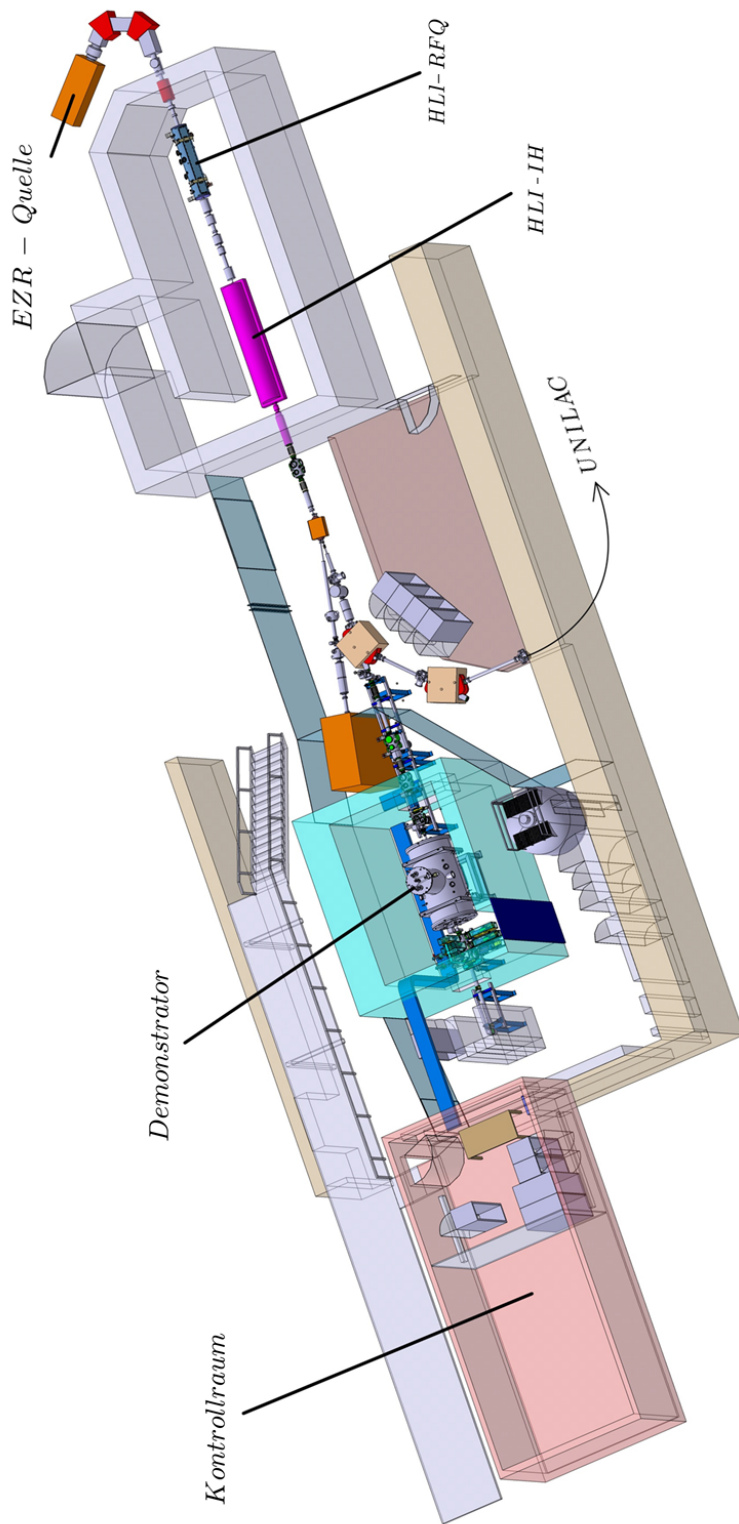


Abb. 1.5: Zukünftige Testumgebung des supraleitenden cw Demonstrators bei GSI. Der aufgerüstete Hochladungsinjektor HLLI dient hierbei als Injektor.

Die Schlüsselkomponente des cw Linac Demonstrators stellt hierbei die erste und zugleich komplexeste der neun vorgesehenen supraleitenden CH-Strukturen des gesamten Beschleunigers dar [22]. Die am IAP entwickelte Kavität besteht bei einer inneren Länge von 690 mm aus 15 Beschleunigungszellen und soll einen Beschleunigungsgradienten von 5 MV/m bereitstellen. Wie bereits erwähnt wurde das geometrische β der Kavität mittels der Strahldynamikroutine EQUUS auf einen konstanten Wert von 0.059 festgelegt, welcher schließlich zu einer einheitlich periodischen Zellenlänge von 40.8 mm führt. Um die geforderte Betriebsfrequenz von 217 MHz zu erreichen, wird die Kavität mit neun sogenannten statischen Tunern sowie drei beweglichen Balgtunern versehen. Aufgrund der kapazitiven Wirkung dieser Tuner kann sowohl während des Herstellungsprozesses als auch während des Betriebes gezielt Einfluss auf die Resonanzfrequenz der Kavität genommen werden. Für sämtliche Testzwecke wird die Kavität zudem mit allen notwendigen Subkomponenten wie bspw. einem aus Titan gefertigten Heliummantel, einem dauerstrichfähigen 10 kW Hochleistungskoppler sowie einem schnellen, piezobetriebenen Frequenztuningsystem zum Ausgleichen der auftretenden Frequenzverstimmungen ausgestattet. Die wesentlichen Resonatorparameter sowie eine Schnittansicht eines 3D-Modells der supraleitenden 217 MHz CH-Kavität sind in Tabelle 1.3 sowie Abbildung 1.7 dargestellt.

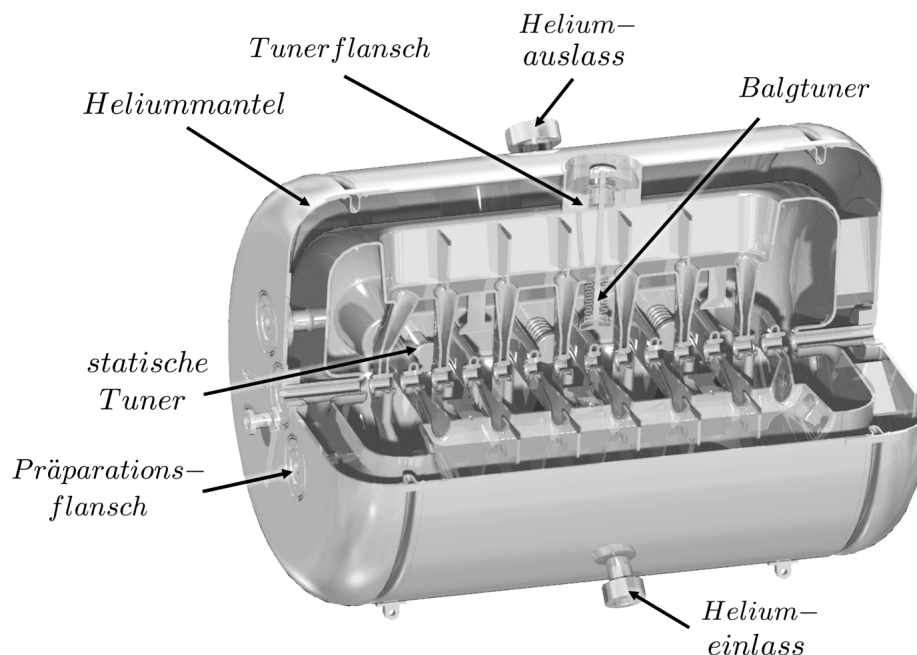


Abb. 1.6: Schnittansicht des 3D-Modells der 15-zelligen, sl 217 MHz CH-Struktur für den cw Linac Demonstrator.

Parameter sl 217 MHz CH-Kavität		
β		0.059
Frequenz f	MHz	216.816
Zellen		15
Tanklänge l	mm	690
Tankdurchmesser d	mm	410
Zellenlänge	mm	40.8
Apertur \varnothing	mm	20 / 18
Beschleunigungsgradient E_a	MV/m	5
Energiegewinn	MeV	2.97
Spannung U_a ($\beta\lambda$)	MV	3.369
E_p/E_a		7
B_p/E_a	mT/(MV/m)	5.2
R_a/Q_0	Ω	3320

Tabelle 1.2: Wesentliche Parameter der supraleitenden 217 MHz CH-Kavität [23].

Im Zuge des Demonstrator Projektes wurde in einer umfassenden Designstudie ein Konzept eines neuen, horizontalen Kryomoduls erarbeitet, welches die Testmöglichkeiten zukünftiger supraleitender Komponenten erheblich verbessern wird (s. Abb. 1.4) [24]. Das Hauptaugenmerk lag hierbei auf einem modularen Aufbau, so dass in naher Zukunft verschiedene supraleitende CH-Kavitäten unterschiedlicher Länge und Durchmesser zunächst auf ihre Hochfrequenzeigenschaften und anschließend unter realen Bedingungen mit Strahl getestet werden können. Zusätzlich wurden weitere Designkriterien bezüglich des horizontalen Kryomoduls festgelegt:

- Diverse Flansche für Montagezwecke
- Dom als Reservoir für flüssiges Helium/ für elektrische Versorgung
- Positionskontrollsystem mit Referenzmarkern
- Nuclotron-Aufhängung der kalten Komponenten
- Stickstoff Kühlschild

Der aus Aluminium bestehende zylindrische Vakuumbehälter, der für die Vereinfachung der Be- und Entladung sowie für sämtliche Wartungsarbeiten in drei Teile separiert ist, besitzt hierbei eine gesamte innere Länge von 2.2 m und einen inneren Durchmesser von knapp 1.2 m.

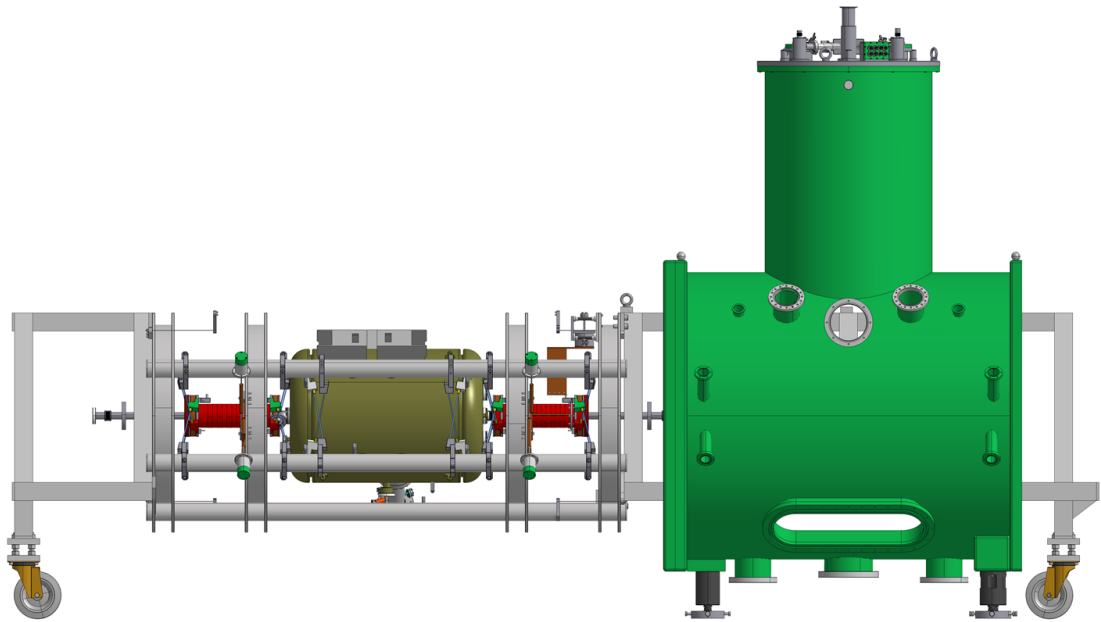


Abb. 1.7: Schematische Darstellung des Be- und Entladevorganges des Kryomoduls mit der an einem speziellen Trägerahmen aufgehängten Cold-Mass [25].

Um die seitens der Strahldynamik geforderten transversalen und longitudinalen Toleranzen der supraleitenden Komponenten von $\pm 0.2\text{ mm}$ bzw. $\pm 2\text{ mm}$ gegenüber der Strahlachse im kryogenen Zustand einzuhalten, werden beide Solenoidmagnete sowie die CH-Kavität jeweils mittels acht über Kreuz angeordneter Zugstangen in einem Trägerahmen befestigt. Durch diese sogenannte Nuclotron-Aufhängung, die analog bei der Befestigung der SIS-100 Magnete für das FAIR-Projekt verwendet wird, kann eine zu große Abweichung von der Strahlachse während des Abkühlvorganges vermieden werden.

Parameter horizontales Kryomodul		
Innere Tanklänge l	mm	2200
Inn. Tankdurchmesser d	mm	1180
Material		Aluminium
Isolationsvakuum	mbar	$< 1 \cdot 10^{-5}$
Leckrate	mbar l/s	$1 \cdot 10^{-9}$
Betriebstemperatur	K	4.2
Temperatur Kühlschild	K	77
Trans. / Long. Toleranz	mm	$\pm 0.2 / \pm 2$
Max. Standverluste	W	< 10

Tabelle 1.3: Wesentliche Parameter des horizontalen Kryomoduls [22].

1.4 Supraleitende 325 MHz CH-Struktur

Neben der für das Demonstrator Projekt vorgesehenen sl 217 MHz CH-Kavität konnte in den letzten Jahren eine weitere supraleitende CH-Prototypkavität am IAP entwickelt und bereits im Hochfrequenzkryolabor der Universität Frankfurt bei kryogenen Temperaturen von 4.2 bzw. 2.1 K erfolgreich getestet werden. Die aus sieben Zellen bestehende supraleitende CH-Struktur besitzt ein geometrisches β von 0.16 und soll in Zukunft mit einem 10 mA, 11.4 MeV/u Schwerionenstrahl hinter dem UNILAC bei GSI unter realen Bedingungen getestet werden. Bei einer Betriebsfrequenz von 325.224 MHz soll diese supraleitende Kavität einen Beschleunigungsgradienten von 5 MV/m bereitstellen. Die wesentlichen Parameter sowie eine Schnittansicht eines 3D-Modells der sl 325 MHz CH-Struktur sind in Abbildung 1.8 bzw. in Tabelle 1.4 dargestellt.

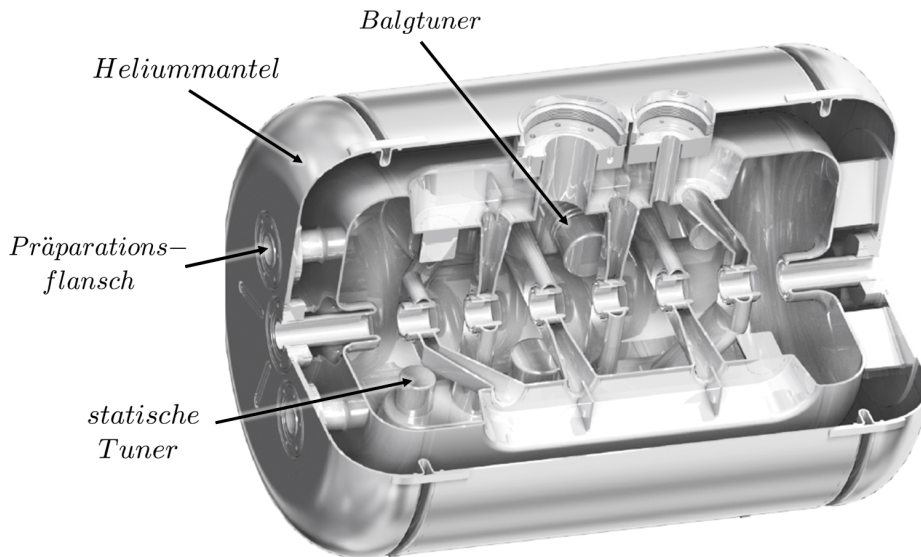


Abb. 1.8: Schnittansicht des 3D-Modells der 7-zelligen, sl 325 MHz CH-Struktur [26].

Zu Testzwecken wurde die supraleitende 325 MHz CH-Struktur in einen 3 m tiefen, vertikalen Weithalskryostaten installiert und anschließend bei einem Temperaturniveau von flüssigem Helium von 4.2 K in insgesamt drei Testphasen auf ihre Hochfrequenzeigenschaften untersucht. Die Abbildung 1.9 zeigt die jeweiligen Messungen der intrinsischen Güte Q_0 gegen das elektrische Beschleunigungsfeld E_a .

Während in einer ersten Kaltmessung aufgrund einer unzureichenden Oberflächenpräparation der Kavität lediglich ein Beschleunigungsgradient von 2.1 MV/m erreicht wurde, konnte durch eine erneute Oberflächenreinigung mittels Hochdruckspülung mit hochreinem Wasser (HPR = **H**igh **P**ressure **R**insing) sowie durch Ausheizen der Kavität bei

sl 325 MHz CH-Struktur		
β		0.16
Frequenz f	MHz	325.224
Zellen		7
Tanklänge l	mm	562
Tankdurchmesser d	mm	346
Zellenlänge	mm	74
Beschleunigungsgradient E_a	MV/m	5
E_p/E_a		5.1
B_p/E_a	mT/(MV/m)	11.5
R_a/Q_0	Ω	1260
G	Ω	66

Tabelle 1.4: Wesentliche Parameter der supraleitenden 325 MHz CH-Kavität [27].

120 C° über 72 h ein Beschleunigungsgradient von 8.5 MV/m erreicht werden, was wiederum einer effektiven Spannung von 4.2 MV entspricht. Zudem konnte durch den Einsatz einer Wälzkolbenpumpe im Rahmen einer weiteren Testphase die Heliumtemperatur auf 2.1 K reduziert werden. Hierbei konnte ein effektiver Beschleunigungsgradient von 14 MV/m gemessen werden. Die erzielten Ergebnisse der Kaltmessungen zeigen ein äußerst vielversprechendes Betriebsverhalten der sl CH-Kavität für zukünftige Anwendungen.

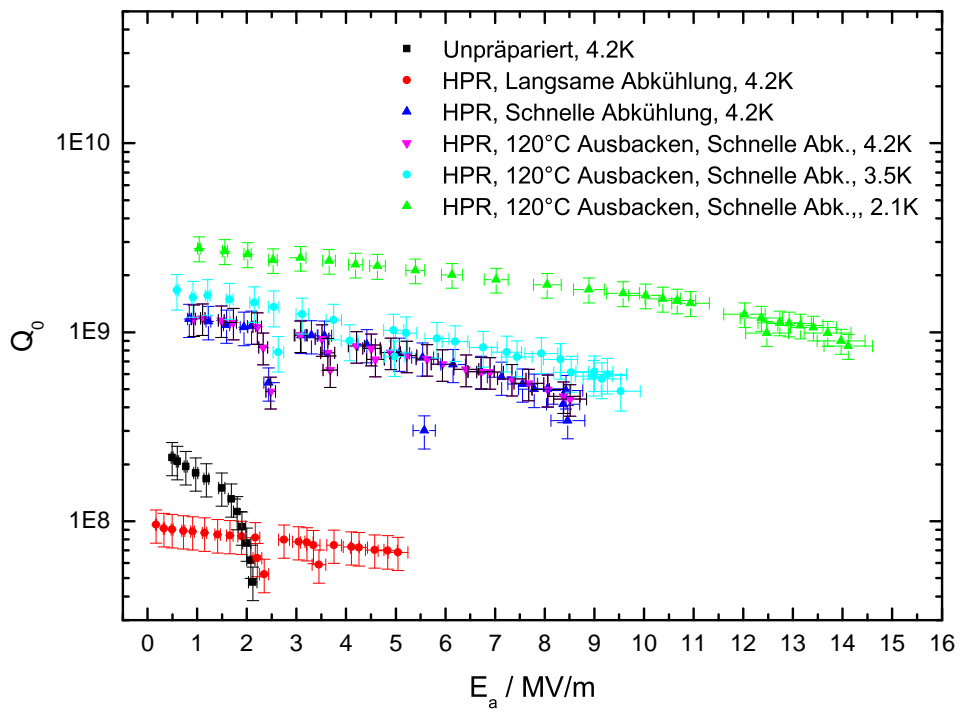


Abb. 1.9: Gemessene unbelastete Güte Q_0 als Funktion des Feldgradienten E_a für verschiedene Testumgebungen [28].

Kapitel 2

Eigenschaften von HF-Resonatoren

Im folgenden Kapitel wird zunächst ein kurzer Überblick über die wesentlichen Kenngrößen von HF-Resonatoren gegeben. Diese Hochfrequenzparameter eignen sich hervorragend, um unterschiedliche aber auch typenähnliche Resonatoren bezüglich ihrer grundsätzlichen elektromagnetischen Eigenschaften miteinander vergleichen und diese charakterisieren zu können. Detaillierte Ausführungen bezüglich der HF-Parameter finden sich u.a. in [5, 29, 30].

Der zweite Teil dieses Kapitels widmet sich der Einkopplung von HF-Leistung in einen Resonator. Damit ein Resonator geladene Teilchen beschleunigen kann, muss dieser mittels eines Einkopplers mit Leistung versorgt und in Resonanz versetzt werden. In den meisten Fällen soll hierbei die Koppelstärke gerade so groß sein, dass eine zu große Reflexion der vom Generator gelieferten HF-Leistung im Betrieb vermieden wird.

2.1 Resonator Kenngrößen

2.1.1 Gespeicherte Energie W

Die innerhalb eines Resonators gespeicherte Energie kann durch folgende Formel

$$W = \frac{1}{2}\mu_0 \int_V |\mathbf{H}|^2 dV = \frac{1}{2}\epsilon_0 \int_V |\mathbf{E}|^2 dV \quad (2.1)$$

beschrieben werden. Da im zeitlichen Mittel die Energie beider Felder gleich verteilt ist, kann zur Berechnung der gespeicherten Energie hierbei entweder das elektrische oder das magnetische Feld verwendet werden. In beiden Fällen wird über das Resonatorvolumen V integriert.

2.1.2 Verlustleistung P_c

Die dissipierte Leistung pro Fläche eines Resonators ist abhängig vom Oberflächenwiderstand R_s (s. Kapitel 3.1.2) und wird durch folgende Formel gegeben:

$$\frac{dP_c}{dA} = \frac{1}{2} R_s |\mathbf{H}|^2 \quad (2.2)$$

Für die gesamte Leistung P_c (P_{cavity}), die im Resonator ausschließlich aufgrund des Oberflächenwiderstandes R_s dissipiert wird (Verlustleistung), ergibt sich dadurch folgender Zusammenhang:

$$P_c = \frac{1}{2} R_s \int_A |\mathbf{H}|^2 dA \quad (2.3)$$

Die Integration erfolgt über alle Resonatoroberflächen A . Grundsätzlich rühren die Verluste des Resonators von hohen lokal induzierten Strömen an der Resonatoroberfläche. Neben den Leistungsverlusten P_c kann ein Teil der gespeicherten Energie sowohl durch den Ein- als auch durch den Auskoppler aus dem Resonator strömen, so dass diese Verlustmechanismen bei der Betrachtung der Leistungsverluste des Gesamtsystems berücksichtigt werden müssen. Somit ergibt sich für die gesamte Verlustleistung:

$$P_{tot} = P_c + P_e + P_t \quad (2.4)$$

Hierbei wird mit P_e ($P_{emitted}$) der Leistungsverlust der emittierten Leistung des Einkopplers und mit P_t ($P_{transmitted}$) die Verlustleistung der transmittierten Leistung des Auskopplers bezeichnet.

2.1.3 Güte Q_0

Die sogenannte intrinsische oder unbelastete Güte Q_0 gibt an, wie viel der gespeicherten Energie innerhalb eines Resonators während einer HF-Periode aufgrund der Ohmschen Verluste in der Resonatoroberfläche dissipiert wird. Diese ist folgendermaßen definiert:

$$Q_0 = \frac{\omega_0 W}{P_c} \quad (2.5)$$

Hierbei ist ω_0 die Kreisfrequenz der Schwingung, W die gespeicherte Energie und P_c die Verlustleistung.

Darüber hinaus ist die Güte ein Maß für die Breite der Resonanzkurve:

$$Q_0 = \frac{f_0}{\Delta f}, \quad (2.6)$$

mit f_0 als Resonanzfrequenz und Δf der Breite der Resonanzkurve, bei der die Spannungsamplitude auf den $\frac{1}{\sqrt{2}}$ -ten Teil abgefallen ist (s. Abb. 2.1).

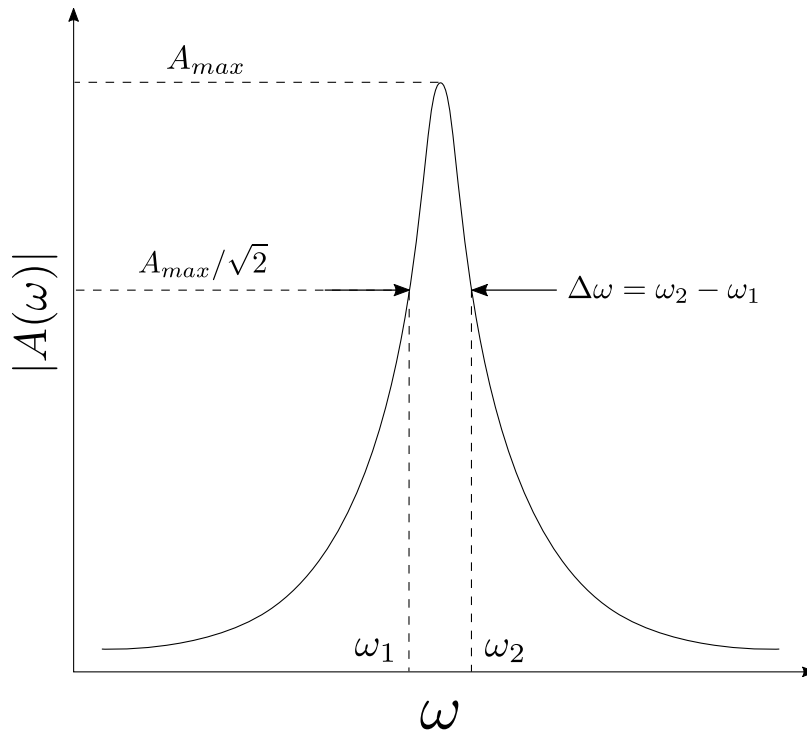


Abb. 2.1: Zur Messung der intrinsischen Güte Q_0 wird die Breite $\Delta\omega$ der Resonanzkurve herangezogen, bei der die Amplitude auf den $1/\sqrt{2}$ -ten Teil abgefallen ist.

2.1.4 Beschleunigungsspannung U_a

Durch die Einkopplung von HF-Leistung in den Resonator bildet sich bei entsprechender Frequenz zwischen den Driftrohren ein elektrisches Feld aus, das zur Beschleunigung geladener Teilchen benötigt wird. Zum Zeitpunkt des maximalen elektrischen Feldes gilt für die durchlaufene Spannung:

$$U_0 = \int_0^d E_z(z) dz \quad (2.7)$$

Aufgrund der Zeitabhängigkeit des elektrischen Feldes erfährt ein Teilchenpaket jedoch nicht die maximale Spannung U_0 sondern lediglich eine geringere, effektive Spannung U_a , für die wiederum gilt:

$$U_a = \int_0^d E_z(z) \cos(\omega t) dz = \int_0^d E_z(z) \cos\left(\frac{\omega z}{\beta c}\right) dz \quad (2.8)$$

Bildet man das Verhältnis aus effektiver und maximaler Spannung, so erhält man den sogenannten Laufzeitfaktor T , welcher über

$$T(\beta) := \frac{U_a}{U_0} = \frac{\int_0^d E_z(z) \cos\left(\frac{\omega z}{\beta c}\right) dz}{\int_0^d E_z(z) dz} \quad (2.9)$$

definiert ist und von der Verteilung des elektrischen Feldes im Spalt und somit von der Spaltgeometrie abhängig ist. Typischerweise liegt T bei Beschleunigungsstrukturen im Bereich zwischen 0.7 und 0.9.

Das effektive Beschleunigungsfeld, den sogenannten Beschleunigungsgradienten E_a , erhält man durch die Beziehung

$$E_a = E_0 T, \quad (2.10)$$

wobei für das maximal mögliche Beschleunigungsfeld E_0 gilt:

$$E_0 = \frac{1}{L} \int_0^L |E_z(z)| dz \quad (2.11)$$

Hierbei wird für die Länge die sogenannte $\beta\lambda$ -Definition verwendet. Ein aus n Zellen bestehender Resonator besitzt demnach eine Länge von $L = n\beta\lambda/2$, wobei β die Teilchengeschwindigkeit und λ die Wellenlänge angeben.

2.1.5 Geometriefaktor G

Mit Hilfe des sogenannten Geometriefaktors G , welcher anschaulich einer normierten Güte entspricht, lassen sich insbesondere unterschiedliche supraleitende Resonatortypen miteinander vergleichen. Dieser ist definiert durch die Multiplikation des Oberflächenwiderstandes R_s mit der intrinsischen Güte Q_0 :

$$G = R_s Q_0 = \frac{R_s \omega_0 W}{P} \quad (2.12)$$

Der Geometriefaktor G ist eine charakteristische Größe, in die lediglich die Geometrie eingeht und somit unabhängig von der Frequenz, dem Oberflächenwiderstand und den linearen Dimensionen eines Resonators ist.

2.1.6 Impedanz R_p

Mit Hilfe der sogenannten Impedanz R_p lässt sich eine Aussage treffen, wie gut die eingekoppelte HF-Leistung in Beschleunigungsspannung umgewandelt werden kann. Demnach ist sie ein Maß für die Effizienz eines Resonators. Sie ist definiert über:

$$R_p = \frac{U^2}{P} \quad (2.13)$$

Unter Berücksichtigung der Zeitabhängigkeit der elektrischen Felder definiert man in Analogie zur Beschleunigungsspannung eine effektive Impedanz R_a :

$$R_a = \frac{U_a^2}{P} = \frac{U_0^2 T^2}{P} = R_0 T^2 \quad (2.14)$$

2.1.7 R/Q -Wert

Die Fähigkeit eines Resonators, die zur Beschleunigung erforderlichen elektrischen Felder auf die Beschleunigungsachse zu konzentrieren, wird durch die Größe R_a/Q_0 angegeben:

$$\frac{R_a}{Q_0} = \frac{U_0^2 T^2}{P} \frac{P}{\omega_0 W} = \frac{U_a^2}{\omega_0 W} \quad (2.15)$$

Bei der Größe R_a/Q_0 handelt es sich um eine sogenannte normierte Shuntimpedanz, mit der die Effizienz verschiedener supraleitender Resonatoren unabhängig von der Frequenz bzw. den linearen Dimensionen sowie des Oberflächenwiderstandes miteinander verglichen werden kann.

2.2 Einkopplung von HF-Leistung

Der sogenannte Einkoppler hat grundsätzlich die Aufgabe, die von einem Generator gelieferte HF-Leistung in den Resonator einzuspeisen, so dass dieser in Resonanz versetzt wird und somit geladene Teilchen beschleunigen kann. Zusätzlich wird zur Diagnose des Resonanzverhaltens der Kavität ein Auskoppler (auch Pick-Up genannt) verwendet, welcher wiederum einen geringen Teil der eingekoppelten Leistung extrahiert [5]. Wie bereits zuvor erwähnt, tragen neben der in der Resonatoroberfläche dissipierten Leistung P_c die durch Ein- und Auskoppler (P_e und P_t) hervorgerufenen Verlustmechanismen zur Verlustleistung des gesamten Systems bei. In Analogie zur unbelasteten Güte Q_0 kann nun unter Berücksichtigung der gesamten Verlustleistung P_{tot} eine sogenannte belastete Güte Q_L definiert werden, die einen Resonator mit Ein- und Auskoppler charakterisiert:

$$Q_L = \frac{\omega_0 W}{P_{tot}} \quad (2.16)$$

Um für jeden Verlustmechanismus einen Gütefaktor zu definieren, dividiert man zunächst Gleichung 2.4 durch ωW . Daraus erhält man

$$\frac{P_{tot}}{\omega_0 W} = \frac{P_C + P_e + P_t}{\omega_0 W} \quad (2.17)$$

Eingesetzt in die Definition der Güte (Gleichung 2.5) folgt:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_t} \quad (2.18)$$

Mit Hilfe dieser Beziehung kann dem Ein- bzw. Auskoppler unabhängig von den Hochfrequenzverlusten P_c des Resonators jeweils eine gesonderte externe Güte zugeordnet werden:

$$\text{intrinsische Güte} \quad Q_0 = \frac{\omega W}{P_C} \quad (2.19)$$

$$\text{belastete Güte} \quad Q_L = \frac{\omega W}{P_{tot}} \quad (2.20)$$

$$\text{externe Güte des Einkopplers} \quad Q_e = \frac{\omega_0 W}{P_e} \quad (2.21)$$

$$\text{externe Güte des Pickups} \quad Q_t = \frac{\omega_0 W}{P_t} \quad (2.22)$$

Durch die Einführung der sogenannten Koppelparameter β_e und β_t kann nun die Stärke der Kopplung und somit die jeweilige Güte quantifiziert werden. Diese geben das Verhältnis zwischen den in der Resonatoroberfläche auftretenden Leistungsverlusten P_c und der Verlustleistung des jeweiligen Kopplers wieder. Folglich gilt:

$$\beta_e = \frac{P_e}{P_c} = \frac{Q_0}{Q_e} \quad (2.23)$$

$$\beta_t = \frac{P_t}{P_c} = \frac{Q_0}{Q_t} \quad (2.24)$$

Somit lässt sich Gleichung 2.16 folgendermaßen umschreiben:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0}(1 + \beta_e + \beta_t) \quad (2.25)$$

Um den Einfluss auf die HF-Messung eines Resonators so gering wie möglich zu halten, wird in der Regel P_t und somit β_t sehr klein gewählt, da der Pick-Up nur als Detektor dient. Hierdurch ist die Wechselwirkung zwischen dem Auskoppler und dem Feld des Resonators vernachlässigbar gering, so dass die belastete Güte lediglich von der intrinsischen und der externen Güte des Einkopplers abhängt. Somit ergibt sich für die belastete Güte:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0}(1 + \beta_e) \quad (2.26)$$

Im Idealfall soll die HF-Leistung möglichst ohne Reflexion in den Resonator eingekoppelt werden. Die Koppelstärke ist in diesem Fall der sogenannten kritischen Ankopplung $\beta_e=1$ (im Folgenden wird die Stärke der Einkopplung mit β bezeichnet). Für die belastete Güte Q_L ergibt sich mit $Q_0 = Q_e$:

$$Q_L = \frac{Q_0}{2} \quad (2.27)$$

Grundsätzlich unterscheidet man drei Fälle der Kopplungsstärke (s. auch Abb. 2.2):

$$\text{Schwache Kopplung} \longrightarrow \beta < 1 \quad (2.28)$$

$$\text{Kritische Kopplung} \longrightarrow \beta = 1 \quad (2.29)$$

$$\text{Starke Kopplung} \longrightarrow \beta > 1 \quad (2.30)$$

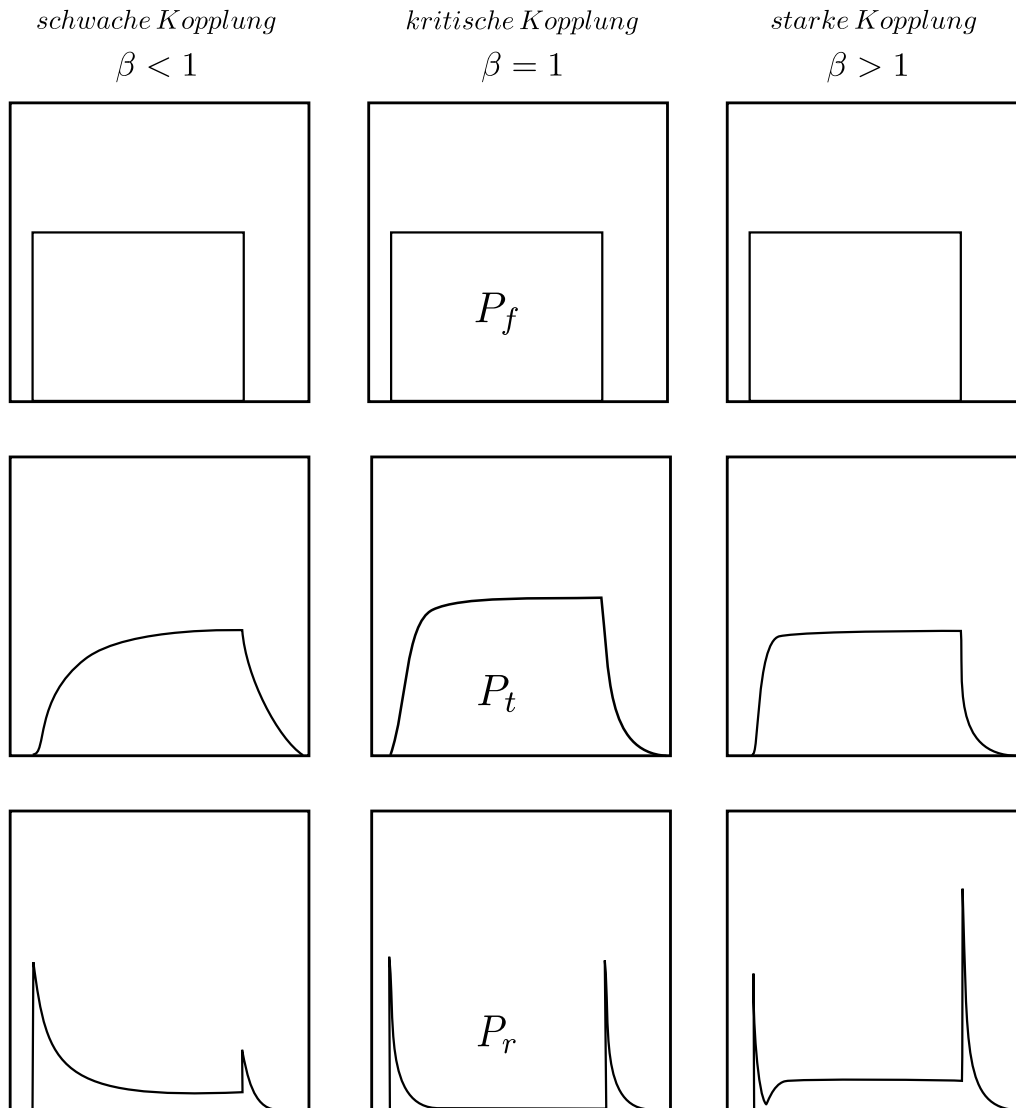


Abb. 2.2: Verlauf von transmittierter (Mitte) und reflektierter Leistung (unten) bei Einkopplung eines Rechteckpulses (oben) für unterschiedliche Koppelstärken β (Quelle: in Anlehnung an [5]).

Kapitel 3

Supraleitung in der Beschleunigerphysik

Aufgrund der stetig gestiegenen Anforderungen moderner Beschleunigungsanlagen bezüglich Strahlintensität und Beschleunigungsfeldern findet das Phänomen der Supraleitung im Bereich der Beschleunigerphysik ein breites und zentrales Anwendungsgebiet. Durch die im Vergleich zu normalleitenden Beschleunigungsstrukturen deutlich geringeren Hochfrequenzverluste supraleitender Resonatoren, eignen sich diese insbesondere für Beschleuniger mit hohen Tastverhältnissen bis hin zum Dauerstrichbetrieb. Ohne die Technologie der Supraleitung, durch die insgesamt eine deutlich günstigere Energiebilanz gegenüber normalleitenden Beschleunigern erreicht werden kann, wären moderne Beschleuniger wie beispielsweise der LHC am CERN kaum praktikabel.

Im folgenden Kapitel wird eine kurze Einführung in das Phänomen der Supraleitung gegeben und die wesentlichen Eigenschaften erläutert. Zudem werden die charakteristischen, limitierenden Effekte supraleitender Beschleunigungsstrukturen, die die Performance signifikant beeinträchtigen können, näher betrachtet.

3.1 Hochfrequenzsupraleitung

3.1.1 Einführung

Bereits im Jahr 1911 wurde das Phänomen der Supraleitung von dem niederländischen Physiker *Heike Kamerlingh-Onnes* durch die Messung des elektrischen Widerstands am Element Quecksilber entdeckt [31]. Unterhalb der kritischen Temperatur von $T_C = 4.16$ K sank der Widerstand innerhalb der Messgenauigkeit abrupt um 15 Größenordnungen auf nahezu Null ab. Neben dieser scheinbar unendlichen Leitfähigkeit besitzen supraleitende Materialien eine weitere wichtige, magnetische Eigenschaft, die im Jahre 1933 im Zuge umfangreicher Messungen durch die beiden deutschen Physiker *Fritz Walther Meissner* und *Robert Ochsenfeld* nachgewiesen werden konnte [32]. Beim Übergang in die

supraleitende Phase wird ein vorhandenes Magnetfeld aus dem Inneren des Supraleiters verdrängt. Demnach verhalten sich Supraleiter wie ideale Diamagnete mit $\mu_r=0$. Allgemein ist dieses Phänomen als Meissner-Ochsenfeld-Effekt bekannt. Eine vollständige Verdrängung des Magnetfeldes ist allerdings nicht möglich, da dies eine unendlich hohe Stromdichte an der Oberfläche des Supraleiters zur Folge hätte.

Zwei Jahre nach der Entdeckung des Meissner-Ochsenfeld-Effektes gelang den Brüdern *Heinz* und *Fritz London* im Jahr 1935 dessen theoretische Beschreibung [33]. Mit Hilfe der sogenannten Londonschen Gleichungen kann das Eindringen eines externen Magnetfeldes B in eine dünne Schicht an der Oberfläche beschrieben werden, das gemäß der Beziehung

$$B = B_0 \cdot e^{-x/\lambda_L} \quad (3.1)$$

exponentiell abfallend in den Supraleiter eindringt. Die sogenannte Eindringtiefe

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m_e}{\mu_0 n_s e_s^2}} \quad (3.2)$$

liegt hierbei typischerweise im Bereich einiger 10 nm und wird als Londonsche Eindringtiefe bezeichnet. Hierbei sind m und n_s die Masse bzw. die Teilchenzahldichte der Cooper-Paare¹. Durch das Eindringen des Magnetfeldes in eine dünne Oberflächenschicht, bildet sich dort ein supraleitender Stromfluss aus, der gerade so groß ist, dass das äußere Magnetfeld kompensiert wird.

Anhand des Meissner-Ochsenfeld-Effekts lassen sich Supraleiter in unterschiedliche Klassen einteilen: von einem sogenannten Typ-I-Supraleiter spricht man, wenn sich ein vollständiger Meissner-Ochsenfeld-Effekt ausbildet und demnach das äußere Magnetfeld B bis auf eine dünne Schicht nahe der Oberfläche aus dem Inneren des Supraleiters verdrängt wird. Erreicht das externe Magnetfeld den kritischen Wert B_c verliert der Supraleiter seine supraleitenden Eigenschaften und folglich das charakteristische Verhalten eines idealen Diamagneten. Auch bei Typ-II-Supraleitern zeigt sich bis zu einer kritischen Feldstärke B_{c1} eine vollständige Verdrängung des Magnetfeldes. Zwischen B_{c1} und einer weiteren, kritischen Feldstärke B_{c2} stellt sich jedoch ein Mischzustand ein, in der das externe Magnetfeld in Form normalleitender magnetischer Flussschläuche teilweise in das Innere des Supraleiters eindringen kann, wobei die Supraleitung erhalten bleibt. Aufgrund der um bis zu hundertmal größeren kritischen Feldstärke gegenüber typischen Typ-I-Supraleitern, eignet sich insbesondere das Element Niob, welches zu den Typ-II-Supraleitern zählt, hervorragend für den Bau supraleitender Kavitäten. In den letzten Jahren hat sich Niob zum Standardmaterial zur Herstellung supraleitender Resonatoren entwickelt (Physikalische Eigenschaften von Niob siehe Kapitel 5.2).

¹Gebundener Zustand von zwei Elektronen in Metallen im supraleitenden Zustand.

3.1.2 Oberflächenwiderstand R_s

Der von Kamerlingh-Onnes entdeckte widerstandsfreie Stromtransport eines Supraleiters unterhalb seiner Sprungtemperatur T_c gilt lediglich für den Gleichstromfall. Hingegen können im Falle von sich zeitlich ändernden Hochfrequenzfeldern geringe Ohmsche Verluste im Material beobachtet werden. Um diesen Effekt zu erläutern, soll zunächst der Oberflächenwiderstand im Wechselstromfall anhand eines Normalleiters näher untersucht werden.

Bei hochfrequenten Wechselfeldern fließt der Strom aufgrund des sogenannten Skin-Effektes nicht homogen durch den Leiter, sondern lediglich in einer dünnen Schicht nahe der Oberfläche, die mit steigender Frequenz abnimmt. Der Grund hierfür liegt in der Induktion eines elektrischen Rotationsfeldes $E_{ind.}$, das dem axialen elektrischen Feld entgegengerichtet ist. Hierdurch wird nahezu das gesamte elektrische Feld und aus dem Leiter herausgedrängt, so dass ausgehend von der Oberfläche des Leiters das resultierende elektrische Feld bzw. der Stromfluss nach innen hin exponentiell abnehmen. Die Dicke δ der stromdurchflossenen Schicht, bei der das elektrische Feld auf den Bruchteil $1/e$ abgefallen ist, kann folgendermaßen berechnet werden:

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi f_0 \mu \mu_0}} = \sqrt{\frac{2}{\sigma \mu \mu_0 \omega}} \quad (3.3)$$

Hierbei sind σ die spezifische Leitfähigkeit und μ die Permeabilität des Leiters. Typischerweise liegen die Werte der Schichtdicke δ für die gängigen Betriebsfrequenzen (einige 100 MHz) im μm -Bereich.

Der Oberflächenwiderstand R_s hängt mit der Schichtdicke δ und der Leitfähigkeit σ des Materials zusammen und wird folgendermaßen berechnet:

$$R_s = \frac{1}{\sigma \delta} = \sqrt{\frac{\mu_0 \omega}{2\sigma}} \quad (3.4)$$

Anhand dieser Formel erkennt man die \sqrt{f} -Abhängigkeit des Oberflächenwiderstandes im normalleitenden Fall. Bei Wechselfeldern ist daher der Widerstand des Materials ($\mu=1$) größer als im Gleichstromfall.

Im supraleitenden Fall ergibt sich jedoch eine andere Abhängigkeit. Gewöhnlich werden die elektrischen Felder in einem Supraleiter durch die Cooper-Paare, die den Hauptteil des supraleitenden Stromes tragen, abgeschirmt. Jedoch können diese aufgrund ihrer großen Masse und der damit verbundenen Trägheit bei hinreichend hohen Frequenzen den schnell alternierenden Feldern nicht folgen, so dass das elektrische Feld bis zur Londonschen Eindringtiefe λ_L in den Supraleiter eindringen kann. Die neben den

Cooper-Paaren existierenden freien, normalleitenden Elektronen werden nun in diesem elektrischen Wechselfeld beschleunigt und können wie in normalleitenden Metallen in Form von Stößen mit dem Gitter wechselwirken. Dementsprechend ist der Stromtransport über ungepaarte Elektronen verantwortlich für die auftretenden Ohmschen Verluste im Wechselstromfall. Der Anteil der Elektronen, die unterhalb der Sprungtemperatur T_c ungepaart sind, kann anhand folgender Formel abgeschätzt werden:

$$n_n \propto \exp\left(-\frac{\Delta(T)}{k_B T}\right), \quad (3.5)$$

wobei k_B der Boltzmannfaktor, $\Delta(T)$ die BCS²-Energielücke und T die Temperatur ist. Ähnlich wie im bereits beschriebenen normalleitenden Fall induziert das zeitlich veränderliche Magnetfeld

$$H = H_0 \exp(i\omega t) \quad (3.6)$$

ein elektrisches Feld, für das folgende Beziehung gilt:

$$E_{ind.} \propto \frac{dH}{dt} \propto \omega H \quad (3.7)$$

Somit gilt für den induzierten Strom:

$$I_{ind.} \propto n_n E_{ind.} \propto n_n \omega H \quad (3.8)$$

Ausgehend von der Proportionalität der Verlustleistung P_c zum induzierten elektrischen Feld und induziertem Strom

$$P_c \propto E_{ind.} I_{ind.}, \quad (3.9)$$

ergibt sich mit Hilfe der Gleichungen (3.7) und (3.8) für die Verlustleistung:

²Die BCS-Theorie ist eine auf der Quantenmechanik aufgebaute Vielteilchentheorie zur Beschreibung des supraleitenden Zustandes in Metallen, die im Jahr 1957 von *J. Bardeen*, *L. N. Cooper* und *J. R. Schrieffer* entwickelt wurde [34].

$$P_c \propto n_n \omega^2 H^2 \quad (3.10)$$

Zwischen der Verlustleistung und dem Oberflächenwiderstand besteht folgender Zusammenhang:

$$P_c \propto \frac{1}{2} R_s H^2 \quad (3.11)$$

Somit ergibt sich für den Oberflächenwiderstand im supraleitenden Fall folgende Abschätzung:

$$R_s = A_s \omega^2 \exp\left(-\frac{\Delta(T)}{k_B T}\right) \quad (3.12)$$

Hierbei ist A_s eine materialspezifische Konstante, $\Delta(T)$ die Breite der Energielücke bei der Temperatur T und ω die Betriebsfrequenz. Anhand der Gleichung sieht man leicht, dass der Oberflächenwiderstand exponentiell mit $1/T$ abfällt und quadratisch mit der Betriebsfrequenz anwächst. Aufgrund dieser quadratischen Frequenzabhängigkeit des BCS-Widerstandes ist man zum einen bei der Wahl der Betriebsfrequenz eines Resonators nach oben hin auf etwa 3 GHz begrenzt und zum anderen wird bei hohen Frequenzen eine Reduzierung der Betriebstemperatur erforderlich. Eine Kühlung mittels flüssigem Helium ($T = 4.2 \text{ K}$) ist für Frequenzen bis ca. 700 MHz ausreichend. Bei höheren Frequenzen steigt der BCS-Widerstand stark an, so dass für die Kühlung aus ökonomischen Gründen auf suprafluides Helium ($T = 2 \text{ K}$) zurückgegriffen werden muss.

Im expliziten Fall von Niob ergibt sich aus der BCS-Theorie der sogenannte BCS-Widerstand, der sich für niedrige Temperaturen ($T < T/2$) durch folgende empirische Näherung berechnen lässt [30]:

$$R_{BCS} = 2 \cdot 10^{-4} \frac{1}{T} \left(\frac{f[\text{GHz}]}{1.5} \right)^2 \exp\left(-\frac{17.67}{T}\right) \quad (3.13)$$

In der Praxis trägt der BCS-Widerstand jedoch lediglich einen Teil zum gesamten Oberflächenwiderstand R_s im Hochfrequenzfall bei. Hinzu kommt eine weitere, temperaturunabhängige Widerstandskomponente, die als Restwiderstand R_0 bezeichnet wird. Die

Ursachen für das Auftreten des Restwiderstandes, der unter gewissen Umständen deutlich größer als der BCS-Widerstand sein kann, sind beispielsweise der aufgrund unzureichender Abschirmung externer Magnetfelder eingeschlossene magnetische Fluss in Typ-II-Supraleitern oder die Bildung von Metallhydriden in der Resonatoroberfläche. Um den auftretenden Restwiderstand zu minimieren, ist es daher essentiell, die Resonatoroberfläche so rein wie möglich zu halten. Für den gesamten Oberflächenwiderstand gilt demnach:

$$R_s = R_{BCS} + R_0 \quad (3.14)$$

In der Regel liegen die Werte für den gesamten Oberflächenwiderstand im Hochfrequenzfall im Bereich einiger $10 \text{ n}\Omega$ und somit im Vergleich zur Normalleitung um bis zu 5 Größenordnungen niedriger.

Auch die intrinsische Güte Q_0 einer Beschleunigungsstruktur, die von der Verlustleistung P_c bzw. vom gesamten Oberflächenwiderstand R_s abhängt, ist bei einem supraleitenden Resonator dementsprechend um bis zu 5 Größenordnungen größer als bei einer normalleitenden Struktur. Meist liegen diese im Bereich von 10^8 bis 10^{10} , während die Güten normalleitender Kavitäten lediglich Werte von 10^3 bis 10^5 aufweisen. Aufgrund der sehr hohen Güte supraleitender Resonatoren liegt die Resonanzbandbreite je nach Anwendungsfall typischerweise im Bereich von einigen 10 bis 100 Hz (s. Kapitel 5.3.1). Dadurch können limitierende Effekte auftreten, die die Regelung einer Kavität signifikant beeinträchtigen und erschweren können (s. Kapitel 3.2.3 und 3.2.4).

3.2 Grenzen supraleitender Beschleunigungsstrukturen

Die Performance einer supraleitenden Beschleunigungsstruktur hängt empfindlich von ihrer geometrischen Struktur sowie der Beschaffenheit bzw. Reinheit ihrer Oberfläche ab. Aufgrund der geringen Hochfrequenzverluste verbunden mit der sehr schmalen Resonanzkurve gegenüber normalleitenden Strukturen, treten in supraleitenden Resonatoren verschiedene Störfaktoren auf, die unter Umständen eine Limitierung darstellen können. Die für die vorliegende Arbeit relevantesten limitierenden Phänomene sind hierbei:

- Feldemission
- Multipacting
- Lorentzkraftverstimmung
- Mikrophonie

3.2.1 Feldemission

Die insbesondere für supraleitende Niederenergiestrukturen schwerwiegendste Limitierung wird durch die sogenannte Feldemission hervorgerufen. Die Ursache dieses Phänomens liegt hierbei in der Existenz hinreichend hoher elektrischer Felder, wodurch Leitungselektronen aus der Resonatoroberfläche herausgelöst und im vorliegenden elektrischen Feld beschleunigt werden können, bis diese schließlich an einer anderen Stelle auf die Resonatoroberfläche treffen. Dabei wird Strahlung im Röntgenbereich emittiert, die bspw. mit Hilfe sogenannter Thermo-Lumineszenz-Dosimeter (TLD) detektiert werden kann. Da für die Beschleunigung dieser herausgelösten Elektronen ein Teil der Feldenergie im Resonator verwendet wird und somit die Hochfrequenzverluste ansteigen, muss für einen gleichbleibenden Feldpegel insgesamt mehr Leistung eingekoppelt werden. Deutlich wird dieser Effekt durch das Abfallen der Güte bei ansteigendem Feldgradienten (siehe Abb. 3.1). Solange ausschließlich rein Ohmsche Verluste auftreten, erwartet man einen konstanten Verlauf der Güte, der unabhängig vom Feldpegel bzw. der eingekoppelten Leistung ist. Ab einem gewissen Feldpegel fängt die Güte jedoch langsam an zu sinken, was auf Nicht-Ohmsche Verluste, die durch Feldemissionselektronen hervorgerufen werden, schließen lässt.

Gemäß der bereits im Jahr 1928 beschriebenen Fowler-Nordheim-Theorie [35], die für statische Felder an einer Punktelektrode mit feiner Spitze experimentell bestätigt wurde, tritt das Phänomen der Feldemission bei sehr hohen Feldstärken im Bereich von GV/m auf. Im Falle supraleitender Resonatoren muss diese Theorie jedoch ein wenig abgewandelt werden, da bereits Feldstärken im Bereich weniger 10 MV/m ausreichen,

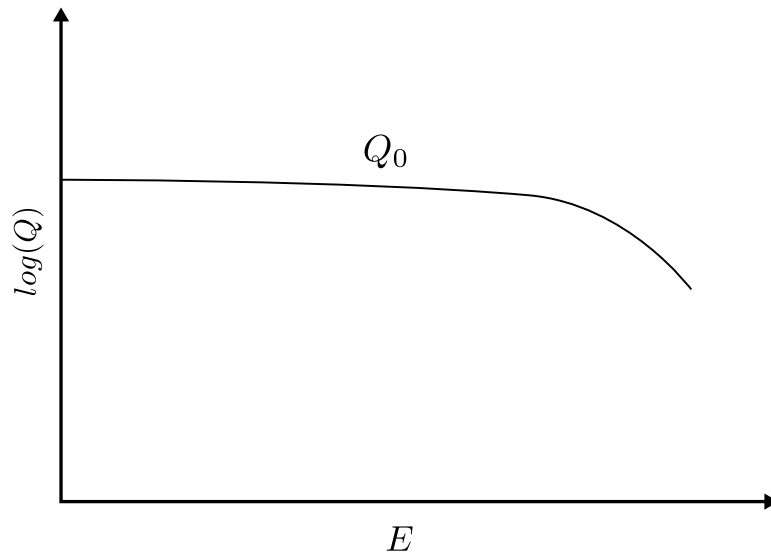


Abb. 3.1: Graphische Darstellung der belasteten Güte als Funktion des Feldgradienten. Mit Beginn der Feldemission ist ab einem gewissen Feldpegel ein Absinken der Güte zu beobachten, was ein Anzeichen für Nicht-Ohmsche Verluste ist (Quelle: in Anlehnung an [5]).

um Feldemission zu erzeugen. Der Grund hierfür sind sehr hohe, lokale Feldstärken, die aufgrund kleiner Fremdkörper auf der Resonatoroberfläche mit Ausdehnungen im μm -Bereich, auch Emitter genannt, entstehen können. Da die Limitierung durch Feldemission demnach sehr stark von der Oberflächenbeschaffenheit abhängt, ist eine gründliche Präparation der Resonatoroberfläche unvermeidlich, um die Performance einer supraleitenden Beschleunigungsstruktur zu optimieren.

3.2.2 Multipacting

Eine Limitierung der Performance, die sowohl in normalleitenden als auch in supraleitenden Beschleunigungsstrukturen auftreten kann, stellt das sogenannte Multipacting (Multi-Impacting, Mehrfacheinschlag) dar. Die Ursache dieses resonanten Phänomens liegt in einem Elektron, das durch kosmische Strahlung, radioaktiven Zerfall, Photoemission oder Feldemissionselektronen aus der Resonatoroberfläche herausgelöst und in dem vorliegenden Hochfrequenzfeld beschleunigt wird. Beim Aufprall dieses Elektrons an einer anderen Stelle der Kavität, können bei hinreichend großer Einschlagsenergie ein oder mehrere Sekundärelektronen erzeugt werden. Diese selbst können wiederum weitere Sekundärelektronen aus der Resonatoroberfläche herauslösen, so dass sich insgesamt ein exponentieller Anstieg der Elektronenzahl ausbildet. Da der entstehende Elektronenstrom Energie aus dem Hochfrequenzfeld absorbiert, ist es trotz größerer eingekoppelter

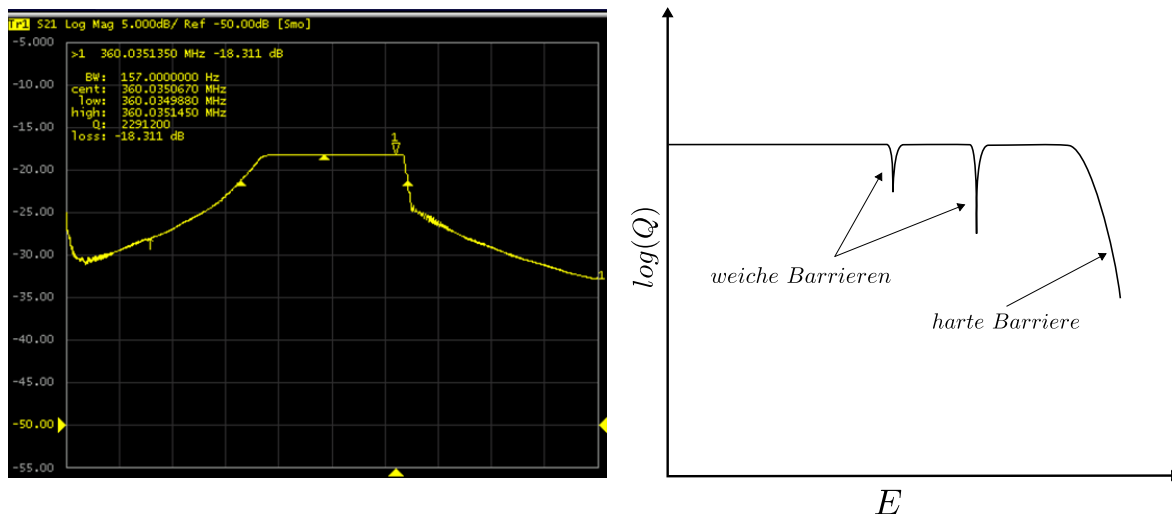


Abb. 3.2: Auftreten von Multipacting. Links: Oberhalb eines gewissen Feldpegels bildet sich aufgrund des Erreichens der Multipactingbedingung ein Plateau in der Resonanzkurve. Rechts: Beim Auftreten von Multipacting fällt die Güte als Funktion des elektrischen Feldes abrupt ab [5].

Leistung nicht möglich, den Feldpegel bzw. die gespeicherte Energie innerhalb der Kavität weiter zu erhöhen. Deutlich wird dieser Effekt durch die Ausbildung eines Plateaus in der Resonanzkurve sowie durch das um mehrere Größenordnungen abrupte Absinken der Güte an den Stellen sogenannter Multipacting-Barrieren (s. Abb. 3.2). Handelt es sich hierbei um weiche Barrieren, so kann mit entsprechenden Maßnahmen über diese hinwegkonditioniert werden. Treten hingegen harte Barrieren auf, so ist im schlimmsten Fall eine Änderung der Resonatorgeometrie notwendig, um die Bedingung für die Ausbildung von Multipacting zu unterbinden.

Für eine detaillierte Beschreibung von Multipacting betrachtet man ein Primärelektron, das an der Stelle x_0 zur Phase φ_0 aus der Resonatoroberfläche emittiert wird [30]. Durch die Beschleunigung des Primärelektrons in dem vorliegenden Hochfrequenzfeld

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{x}) \sin(\omega t) \quad (3.15)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{x}) \cos(\omega t) \quad (3.16)$$

trifft es wiederum zur Phase φ_1 an der Stelle x_1 mit einer gewissen Energie K auf die Oberfläche der Kavität. Die Anzahl der dadurch ausgelösten Sekundärelektronen, die durch den sogenannten Sekundärelektronen-Emissions-Koeffizienten (SEC) $\delta(K)$ beschrieben wird, hängt hierbei sowohl von der Energie des Primärelektrons K als auch von den Materialeigenschaften der Kavität ab. Im Falle einer aus Niob gefertigten Beschleunigungsstruktur liegt der Bereich der Primärelektronenenergie, die zur Auslösung eines

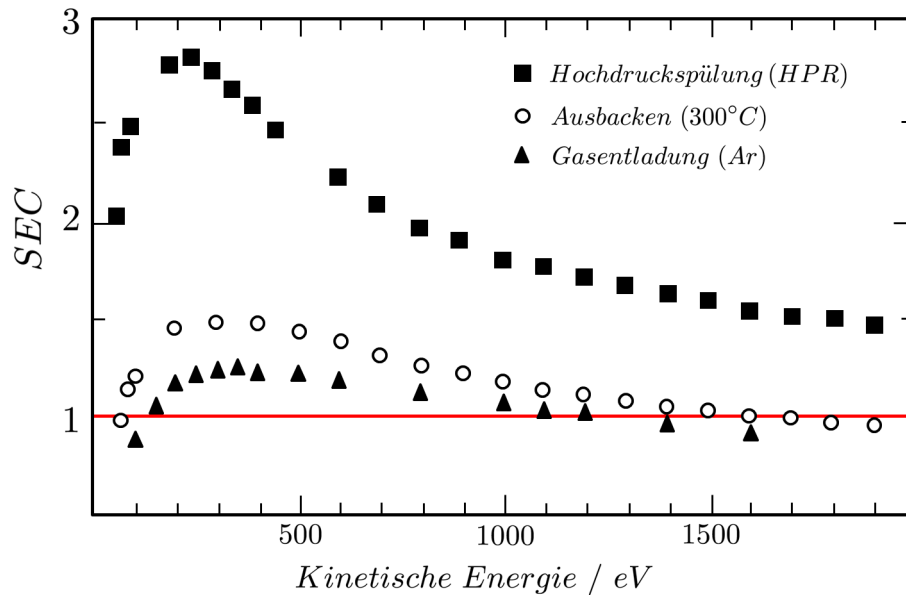


Abb. 3.3: Sekundärelektronen-Emissions-Koeffizient (SEC) von Niob als Funktion der Primärelektronenenergie. Das Auftreten von Multipacting ist abhängig von der Primärelektronenenergie sowie von der Reinheit der Resonatoroberfläche [36].

oder mehrerer Sekundärelektronen benötigt wird und somit $\delta(K) > 1$ gilt, je nach Reinheit und Beschaffenheit der Resonatoroberfläche typischerweise zwischen 75 und 1500 eV. Die maximale Anzahl von Sekundärelektronen wird bei einer Primärelektronenenergie von rund 350 eV generiert. Aufgrund dieser insgesamt geringen Primärelektronenenergien tritt Multipacting während des Betriebes einer Beschleunigungsstruktur bevorzugt bei niedrigen Leistungspegeln bzw. in Regionen geringer elektrischer Feldstärke auf. In Abbildung 3.3 ist der typische Verlauf des von der jeweiligen Oberflächenbehandlung abhängigen SEC von Niob als Funktion der Primärelektronenenergie dargestellt. Deutlich zu sehen ist hierbei, dass im Bereich niedriger Einschlagsenergien mehr Sekundärelektronen emittiert werden als bei höheren Primärelektronenenergien. Dies liegt in der Dicke der Wechselwirkungszone zwischen Primärelektron und den Elektronen der Resonatoroberfläche begründet. Mit steigender Primärelektronenenergie wird die Wechselwirkungszone nahe der Oberfläche immer dicker, so dass nicht alle Sekundärelektronen aus dieser entweichen können. Zudem wird deutlich, dass mit höherer Reinheit der Resonatoroberfläche die Gefahr von Multipacting signifikant verringert werden kann. Durch eine Oberflächenbehandlung der Kavität mit Hilfe einer Gasentladung (Argon) kann hierbei der SEC im Vergleich zu einer lediglich mit HPR (High Pressure Rinsing, Hochdruckspülung) behandelten Kavität um einen Faktor von bis zu 2.4 verkleinert werden.

Generell unterscheidet man zwei Arten von Multipacting: das 1-Punkt- sowie das 2-Punkt-Multipacting. Beim sogenannten 1-Punkt-Multipacting treffen die ausgelösten

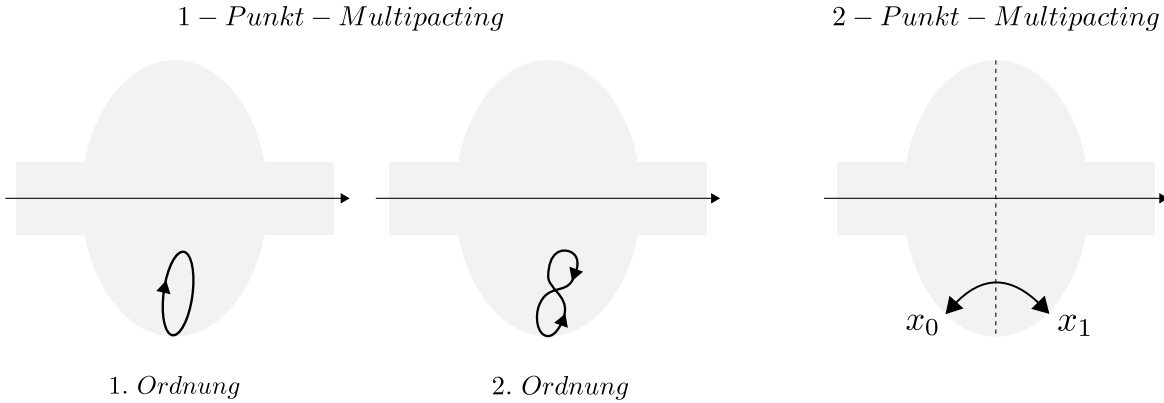


Abb. 3.4: Schematische Darstellung von 1-Punkt- (links) und 2-Punkt-Multipacting (rechts) innerhalb einer elliptischen Kavität (Quelle: in Anlehnung an [30]).

Sekundärelektronen am Erzeugungsort selbst bzw. in dessen näheren Umgebung wieder auf die Resonatoroberfläche. Durch das elektrische Feld werden die emittierten Elektronen senkrecht zur Oberfläche beschleunigt und durch die hierzu parallel verlaufenden magnetischen Felder zu einfachen Zyklotronbewegungen gezwungen, wobei die Zyklotronfrequenz durch die Formel

$$\omega_C = \frac{eB}{m} \quad (3.17)$$

gegen ist. B ist hierbei das lokale magnetische Feld. Um die Bedingung für 1-Punkt-Multipacting zu erfüllen, muss die Hochfrequenzperiode ein ganzzahliges Vielfaches der Zyklotronperiode sein. Die sogenannte Multipacting-Ordnung gibt hierbei an, wie viele Hochfrequenzperioden vergangen sind, bis das ausgelöste Sekundärelektron wieder an seinem Entstehungsort angelangt ist. In Abbildung 3.4 (links) sind die typischen Trajektorien von 1-Punkt-Multipacting für verschiedenen Ordnungen schematisch dargestellt. Multipacting n -ter Ordnung wird hierbei durch die Beziehung

$$\omega_{HF} = n\omega_C, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (3.18)$$

beschrieben, wobei n ganzzahlig ist. Somit skalieren mit dieser Beziehung auch die magnetischen Felder, bei denen Multipacting auftreten kann, folgendermaßen:

$$B_n = \frac{m\omega_{HF}}{ne} \quad (3.19)$$

Somit werden prinzipiell unendlich viele Multipacting-Barrieren bis zu einem maximalen magnetischen Feld

$$B_{max} = \frac{m\omega_{HF}}{e} \quad (3.20)$$

vorausgesagt. Damit die Voraussetzung $\delta(K) > 1$ für das Auftreten von Multipacting erfüllt ist, darf die Einschlagsenergie der Primärelektronen wie bereits erwähnt nur einem gewissen Energiebereich liegen. Da die Magnetfelder mit den zur Beschleunigung der Elektronen benötigten elektrischen Feldern gekoppelt sind, kann n demnach nicht beliebig groß werden.

Beim sogenannten 2-Punkt-Multipacting gibt es im Vergleich zum oben beschriebenen 1-Punkt-Multipacting zwei Erzeugungs- bzw. zwei Einschlagsorte der Sekundärelektronen x_0 und x_1 , die durch eine räumliche Symmetrieebene voneinander getrennt sind. Die typischen Trajektorien der Sekundärelektronen beim 2-Punkt-Multipacting sind anhand Abbildung 3.4 (rechts) vereinfacht dargestellt. Ein Primärelektron wird an der Stelle x_0 emittiert, wenn das Hochfrequenzfeld gerade seinen Nulldurchgang besitzt, also demnach das Vorzeichen wechselt. Dieses Primärelektron wird im vorliegenden elektrischen Feld beschleunigt und trifft genau eine halbe Hochfrequenzperiode später an der Stelle x_1 auf der Resonatoroberfläche auf und löst ein oder mehrere Sekundärelektronen aus, die durch Umpolung des Hochfrequenzfeldes wiederum zum Ausgangsort x_0 beschleunigt werden. Die für das Ausbildung der Elektronenlawine notwendige Resonanzbedingung ist neben der passenden Einschlagsenergie, dass die Zeit t zwischen zwei Einschlägen auf der Resonatoroberfläche ein halbzahliges Vielfaches der Hochfrequenzperiode T ist:

$$t = \frac{2n - 1}{2}T, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (3.21)$$

Eine detaillierte Beschreibung von 2-Punkt-Multipacting wird in Kapitel 6.1.4 anhand von Multipactinganalysen der beweglichen Balgtuner supraleitender CH-Strukturen geliefert.

3.2.3 Lorentzkraftverstimmung

Ein limitierender Effekt, der aufgrund der dünnen Resonatorwände und der hohen belasteten Güte in sämtlichen supraleitenden Beschleunigungsstrukturen unabhängig von ihrer geometrischen Beschaffenheit auftritt, ist die sogenannte Lorentzkraftverstimmung (LKV), welche auf der namensgebenden Lorentzkraft beruht. Hierbei üben die elektromagnetischen Oberflächenfelder innerhalb der Kavität einen Strahlungsdruck auf die Resonatorwände aus, der durch folgende Formel beschrieben werden kann [37]:

$$P_s = \frac{1}{4} (\mu_0 |\mathbf{H}|^2 - \epsilon_0 |\mathbf{E}|^2), \quad (3.22)$$

wobei E das elektrische und H das magnetische Feld an der Oberfläche sind. In Bereichen hoher elektrischer Feldstärke bewirkt der Strahlungsdruck ein Zusammenziehen des Resonators. Im Vergleich dazu ist der Strahlungsdruck an Orten hoher Magnetfeldstärke nach außen gerichtet, wodurch der Resonator aufgebläht wird. Beide Effekte führen

aufgrund der Änderung des Resonatorvolumens zu einer Änderung der gespeicherten Energie und somit zu einer nicht unerheblichen Verringerung der Resonanzfrequenz. Insbesondere bei gepulst betriebenen Beschleunigern stellt der Effekt der LKV eine enorme Herausforderung dar. In guter Näherung lässt sich die LKV durch eine Differenzialgleichung erster Ordnung beschrieben [38]:

$$\tau_m \Delta \dot{f}(t) + \Delta f(t) = -K E_a^2 \quad (3.23)$$

Hierbei ist E_a der Beschleunigungsgradient und K die sogenannte Lorentzkraftverstimmkonstante, die die statische Verstimmung der Kavität beschreibt. Aufgrund der mechanischen Trägheit der Kavität wirkt sich der Strahlungsdruck nicht sofort aus, was durch die Zeitkonstante τ_m ausgedrückt wird. Für den stationären Zustand $\Delta \dot{f}(t) = 0$ ergibt sich die für den Beschleunigerbetrieb interessante Frequenzverstimmung, die durch

$$\Delta f = -K E_a^2 \quad (3.24)$$

beschrieben wird. Deutlich zu sehen ist, dass die Frequenzverstimmung mit dem Quadrat des Beschleunigungsgradienten steigt. Je nach Höhe des Beschleunigungsgradienten bzw. der Lorentzkraftverstimmkonstanten kann es hierbei zu Frequenzänderungen führen, die deutlich größer sind als die Bandbreite der Resonanzfrequenz. Da sich die Lorentzkraftverstimmung einer Kavität sehr genau bestimmen lässt und der Betrag von Puls zu Puls gleich ist, lässt sich diese Limitierung durch den Einsatz schneller Frequenz-tuningsysteme in der Regel beheben (siehe Kapitel 6). Zudem kann bereits während der Konstruktionsphase einer supraleitenden Kavität die Empfindlichkeit für Lorentzkraftverstimmung deutlich reduziert werden, indem durch geeignete Maßnahmen wie bspw. durch das Anschweißen stabilisierender Elemente die Steifigkeit der gesamten Geometrie erhöht wird.

3.2.4 Mikrophonie

Eine weitere Ursache, die neben der Lorentzkraftverstimmung zu einer zeitabhängigen Frequenzänderung des Resonators führt, ist die sogenannte Mikrophonie. Mit Mikrophonie bezeichnet man mechanische Vibrationen im akustischen Bereich oberhalb von 10 Hz, die in der Regel durch externe Einflüsse verursacht und über die Anschlüsse des Kryosystems an die Kavität weitergeleitet werden. Liegen die mechanischen Eigenfrequenzen der Beschleunigungsstruktur in dem Bereich der anregenden Frequenzen, so wird die Resonatorgeometrie entsprechend der angeregten Schwingungsmode geändert, was wiederum eine Änderung der Kapazität und Induktivität zur Folge hat. Entsprechend ändert sich die Frequenz der elektromagnetischen Resonanz um bis zu einige hundert Hz. Im Gegensatz zur LKV sind die durch mechanische Anregungen hervorgerufenen Frequenzänderungen deutlich schwieriger zu kompensieren, da es sich hierbei um zufällige äußere

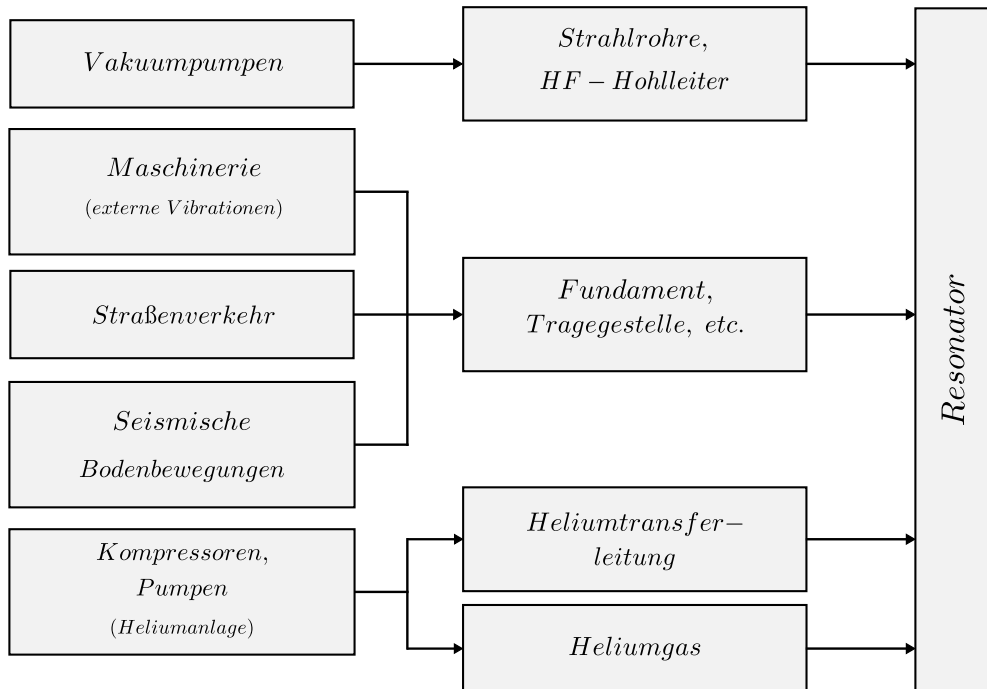


Abb. 3.5: Schematische Darstellung der möglichen Quellen mechanischer Vibrationen und deren Transfermedien zu einem supraleitenden Resonator (Quelle: in Anlehnung an [39]).

Effekte handelt.

Grundsätzlich sind die Ursachen, die einen supraleitenden Resonator zu mechanischen Schwingungen anregen können, sehr vielfältig. Sowohl die Anregungsquelle als auch die Transfermedien, die die mechanischen Vibrationen auf eine Kavität übertragen, können sehr unterschiedlich sein. In Abbildung 3.5 sind die möglichen Quellen sowie die Übertragungsmedien von mikrophonischen Anregungen skizzenhaft dargestellt. Im Falle eines gepulsten Betriebes eines Beschleunigers kann zudem der zuvor beschriebene Strahlungsdruck der LKV speziell die niedrig gelegenen mechanischen Resonanzen der Kavität anregen. Die Bedingung hierfür ist, dass die Pulsfolgefrequenz innerhalb der Bandbreite der entsprechenden Resonanzen liegen muss. Wie im Abschnitt der LKV bereits erwähnt ist es jedoch möglich, während der Designphase der Kavität durch das Anbringen verschiedener Versteifungselemente die Empfindlichkeit für die LKV zu minimieren, was eine deutliche Frequenzerhöhung der niedrigsten mechanischen Eigenmoden zur Folge hat. Deutlich schwieriger zu handhaben sind mechanische Resonanzen, die durch die Überlagerung niederfrequenter Schwingungen entstehen. Hierbei sind insbesondere die eingesetzten Vakuumpumpen und Untergrundvibrationen als Hauptquelle dieser Schwingungen verantwortlich.

Kapitel 4

Frequenztuning von supraleitenden Beschleunigern

Im Vergleich zu normalleitenden Beschleunigungsstrukturen besitzen supraleitende Kavitäten aufgrund der geringeren Verlustleistung deutlich schmalere Resonanzkurven, wodurch die Betriebsstabilität leicht beeinträchtigt werden kann. Selbst relativ kleine mechanische Störungen der Resonatorgeometrie im μm -Bereich können hierbei zu Frequenzverstimmungen von einigen hundert Hz führen, die signifikant größer als die Bandbreite der Resonanzfrequenz sind und somit eine erhebliche Limitierung für den Betrieb des Beschleunigers darstellen (Abschätzung der Bandbreite s. Kapitel 5.3.1). Hierbei können sowohl statische als auch dynamische Effekte zu einer Abweichung von der Resonanzfrequenz führen.

Statische Frequenzänderungen:

- Fertigungsungenauigkeiten/ -toleranzen
- Schrumpfung der Kavität beim Abkühlen auf kryogene Temperaturen
- Verformung der Resonatorgeometrie durch Evakuieren

Dynamische Frequenzänderungen:

- Druckfluktuationen im Kryosystem
- Mikrophonie
- Lorentzkraftverstimmung

Da man auch mit Hilfe diverser Simulationsprogramme nicht alle Effekte und die dadurch hervorgerufenen Frequenzänderungen exakt voraussagen kann, werden supraleitende Beschleunigerkavitäten mit schnellen, beweglichen Frequenz-tunern ausgestattet. Die Aufgabe eines Frequenz-tuners besteht darin, auf die dynamischen und statischen Frequenzänderungen zu reagieren und somit die Resonanzfrequenz einer Kavität an die

gewünschte Betriebsfrequenz des Beschleunigers anzupassen. Während die statischen Frequenzänderungen vergleichsweise einfach ausgeglichen werden können, stellt die Kompensation der dynamischen Frequenzänderungen eine große Herausforderung dar. Aus diesem Grund wurden im Bereich der supraleitenden Beschleuniger speziell in den letzten 15 Jahren zahlreiche unterschiedliche Designs von dynamischen Frequenz-Tunern entwickelt, die die Kavität gezielt elastisch verformen und somit die Frequenzänderung korrigieren können. Die meisten weltweit eingesetzten mechanischen Frequenz-Tuner bestehen aus einer Kombination von langsamer und schneller Tuningeinheit, die je nach Bauform der Tunermechanik parallel oder in Serie arbeiten. Meist werden die langsamen Tuningeinheiten mit Hilfe von speziell für kryogene Temperaturen ausgelegte Schrittmotoren betrieben. Diese kompensieren hauptsächlich statische Frequenzvariationen, die durch die Drucksensitivität des Resonators während des Abpumpvorganges oder durch die beim Abkühlen entstehende Kontraktion der Kavität entstehen. Zum Ausgleichen dieser Frequenzänderungen müssen langsame Tuner einen relativ großen Tuningbereich von bis zu einigen hundert kHz bereitstellen, was einer Längenänderung der Kavität im niederen mm-Bereich entspricht. Zudem muss gleichzeitig eine hohe Auflösung im Bereich von 1 Hz gewährleistet werden.

Die schnelle Tuningeinheit, die in den häufigsten Bauformen der eingesetzten Frequenz-tuningsystemen in der langsamen Antriebsmechanik integriert ist, hat die Aufgabe, die vorwiegend durch mechanische Vibrationen und Lorentzkräfte hervorgerufenen schnellen Frequenzänderungen im Bereich von einigen hundert Hz mit Anstiegsgeschwindigkeiten von rund $0.01 \mu\text{m}/\mu\text{s}$ zu kompensieren. Für diese komplexe Anforderung, die eine Längenänderung der Kavität im μm - mit einer hohen Auflösung im nm-Bereich vorsieht, eignen sich insbesondere magnetostriktive [40] sowie piezokeramische Elemente, wobei Letztgenannte die am häufigsten verwendeten Komponenten der schnellen Tuningeinheit darstellen. Der Einsatz solcher dynamischer Tuningsysteme ist beim Betrieb eines supraleitenden Beschleunigers unabdingbar, da eine Abweichung von der Resonanzfrequenz immer eine Phasenverschiebung sowie eine Änderung der Feldamplitude zur Folge hat. Beide Effekte führen zu einer Strahlverschlechterung oder im schlimmsten Fall zu einem totalen Verlust des Strahls.

4.1 Das Slater-Theorem

Alle der bereits oben genannten dynamischen und statischen Effekte führen zu einer Änderung der Resonatorgeometrie und somit zu einer Änderung der Resonanzfrequenz. Eine generelle analytische Beschreibung der Frequenzverschiebung von Kavitäten, die auf kleiner Änderung der ursprünglichen Geometrie basiert, wurde durch *J. C. Slater* eingeführt [41]. Im Resonanzfall einer Kavität sind die Anteile von gespeicherter elektrischer und magnetischer Feldenergie im zeitlichen Mittel gleichverteilt. Wird nun die Geometrie des Resonators gestört, führt dies zu einem Ungleichgewicht zwischen elektrischer und magnetischer Feldenergie, welches der Resonator durch die Änderung seiner Eigenfrequenz auszugleichen versucht. Je nachdem, ob durch die Verformung das magnetische oder elektrische Feld beeinflusst wird, steigt oder sinkt die Resonanzfrequenz der Kavität. Allgemein ergibt sich für einen Resonator folgende Frequenzverschiebung:

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{g_m \Delta W_m - g_e \Delta W_e}{2W} \quad (4.1)$$

ΔW_e und ΔW_m sind hierbei die Energieänderungen des elektrischen und magnetischen Feldes [5]. Die Faktoren g_m und g_e sind geometrieabhängig. Bei großflächigem, geringem Verschieben der Resonatorwände und homogener Feldverteilung sind diese gleich eins. Die Frequenzänderungen für den magnetischen und den elektrischen Teil des Feldes lassen sich dann durch die folgenden Formeln näherungsweise berechnen:

$$\Delta f_m = \frac{\Delta W_m}{W} \frac{f}{2} = \frac{\mu_0 f}{4W} \int_{\Delta V} |\mathbf{H}|^2 dV \quad (4.2)$$

$$\Delta f_e = -\frac{\Delta W_e}{W} \frac{f}{2} = -\frac{\epsilon_0 f}{4W} \int_{\Delta V} |\mathbf{E}|^2 dV \quad (4.3)$$

Der Effekt der Frequenzverschiebung durch die Änderung der Resonatorgeometrie kann jedoch auch gezielt zum Frequenz-tuning von Kavitäten ausgenutzt werden. Mit Hilfe der oben stehenden Gleichungen ist es möglich, bei Kenntnis der elektrischen und magnetischen Felder im Volumen ΔV die Frequenzänderung näherungsweise zu bestimmen. Die Aufgabe der zu diesem Zweck eingesetzten Tuner besteht nun darin, Einfluss auf die gespeicherte Energie im Resonator zu nehmen. Je nachdem, ob hierbei überwiegend magnetisches oder elektrisches Feld durch eine hervorgerufene Volumenänderung des Resonators verdrängt wird, führt es zu einer Erhöhung bzw. zu einer Absenkung der Frequenz. Verdrängt man das magnetische Feld durch eine gezielte Verformung der Resonatorgeometrie bzw. durch Einführung eines Verdrängungskörpers (z. B. Tauchkolben),

so wird die effektive Induktivität des Resonators verringert. Durch dieses sogenannte induktive Tuning wird die Resonanzfrequenz der Kavität erhöht, was durch Formel (4.2) beschrieben werden kann. Im Falle des kapazitiven Tuningvorgangs, bei dem durch Verdrängung des elektrischen Feldes die effektive Kapazität der Kavität erhöht wird, kann die Resonanzfrequenz abgesenkt werden (s. Formel (4.3)).

4.2 Überblick verschiedener schneller, piezobasierter Frequenz-tuner

Piezoelektrische Materialien werden eingesetzt, um elektrische Energie in mechanische umzuwandeln und umgekehrt. Seit der Entdeckung dieses Phänomens durch die Gebrüder Curie finden piezoelektrische Materialien in der heutigen Zeit vor allem in Wissenschaft und Technik, aber auch in alltäglichen Gegenständen Anwendungen, wie z.B. Feuerzeugen oder Lautsprechern. Auch im Bereich supraleitender Beschleuniger spielen Piezoelemente heutzutage eine gewichtige Rolle. Insbesondere durch ihre geringe Ansprechzeit im Sub-ms Bereich und ihre präzise Auflösung im Sub-nm Bereich eignen sich Piezoaktoren hervorragend zum Ausgleichen sehr schneller Frequenzänderungen während des Betriebes eines Beschleunigers. Diese Methode der Frequenzregelung supraleitender Beschleunigungsstrukturen mit Hilfe von Piezoelementen wurde bereits im Jahr 2001 am DESY vorgeschlagen und zwei Jahre später erstmals erfolgreich getestet [42,43]. Aufgrund dieser erfolgreichen Demonstration wurden und werden seitdem weltweit stetig neue, piezobasierte Frequenz-tuningssysteme für supraleitende Beschleunigungsstrukturen (weiter-)entwickelt und eingesetzt.

4.2.1 Grundlagen des piezoelektrischen Effekts

Unter dem Begriff des piezoelektrischen Effektes versteht man die Wechselwirkung zwischen elektrischer und mechanischer Energie. Das Phänomen des direkten piezoelektrischen Effektes, bei dem durch Einwirkung einer mechanischen Kraft auf einen Körper an der Oberfläche ein elektrisches Feld entsteht, wurde 1880 von den Brüdern *Pierre* und *Jaques Curie* bei der Untersuchung von Turmalinkristallen entdeckt [44]. Auch die Umkehrung dieses Effektes, bei dem sich ein Kristall durch eine angelegte Spannung ausdehnt, wurde von den Gebrüdern ein Jahr später nachgewiesen. Diese Umkehrung wird reziproker piezoelektrischer Effekt oder Elektrostriktion genannt.

Die Voraussetzung für ein Auftreten des piezoelektrischen Effekts ist die Existenz einer sogenannten polaren Achse der Einheitszelle, bei der zwar Rotations-symmetrie herrscht,

die beiden Enden der polaren Achse jedoch nicht vertauschbar sind. Anschaulich bedeutet dies, dass die Schwerpunkte von negativen und positiven Ladungen in diesem Kristallaufbau geometrisch nicht zusammenfallen. Natürlich vorkommende piezoelektrische Materialien, wie beispielsweise Seignettesalz, Quarz oder Turmalin erfüllen diese Art von Kristallaufbau, die typischerweise als Perowskit-Struktur bezeichnet wird [45, 46]. Da der piezoelektrische Effekt bei diesen genannten monokristallinen Materialien jedoch sehr gering ist, wurden polykristalline ferroelektrische Keramiken wie z.B. Blei-Zirkonat-Titanat (PZT) oder Barium-Titanat entwickelt, die bzgl. des Dipolverhaltens verbesserte Eigenschaften aufweisen. Oberhalb der Curie-Temperatur, die abhängig vom Material zwischen $150\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ liegen kann, ist die Einheitszelle dieser Materialien kubisch. Unterhalb dieser materialspezifischen Curie-Temperatur kommt es aus energetischen Gründen zu einer tetragonalen Verzerrung der Einheitszelle, infolgedessen sich aufgrund der Ladungsverschiebung ein elektrischer Dipol ausbildet (s. Abb. 4.1).

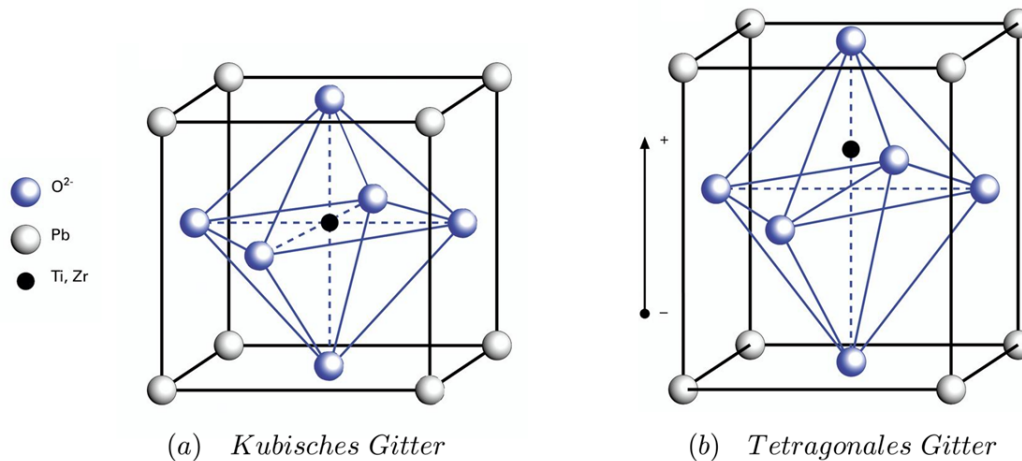


Abb. 4.1: Perowskit-Kristallstruktur am Beispiel von Blei-Zirkonat-Titanat (PZT). Unterhalb der Curie-Temperatur wird das Zentral-Ion in Richtung eines Sauerstoff-Ions verschoben. Dies führt zu einer Ausbildung eines elektrischen Dipols [47].

Gebiete, in denen die Polarisationsrichtung benachbarter Einheitszellen gleichsinnig gerichtet sind, bezeichnet man als Domänen oder auch Weiß'sche Bezirke. Makroskopisch betrachtet weist das Material noch keine piezoelektrischen Eigenschaften auf, da die Dipolmomente sämtlicher Domänen statistisch alle Richtungen annehmen können und sich somit gegenseitig ausgleichen. Durch Anlegen eines starken äußeren elektrischen Feldes kann jedoch aufgrund der ferroelektrischen Eigenschaften des Materials eine Vorzugsrichtung der entstandenen Polarisation in Richtung des äußeren Feldes (auch Polung genannt) erzwungen werden. Das Material zeigt nun piezoelektrische Eigenschaften. Selbst nach Abschalten des äußeren Feldes bleibt die Polarisationsrichtung erhalten. Erst durch

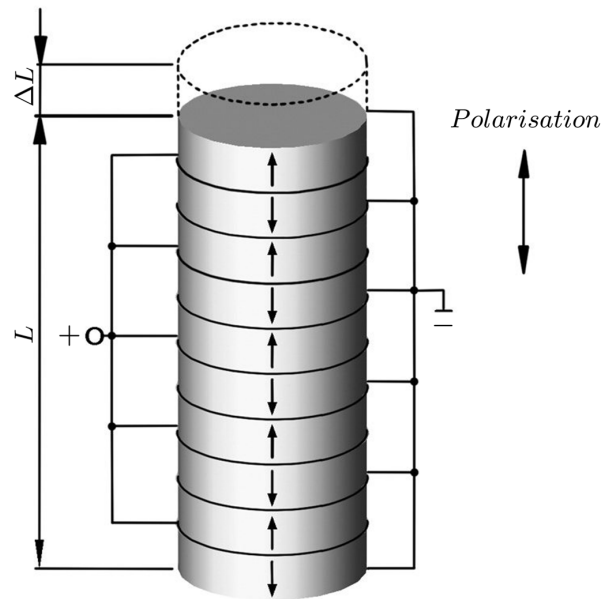


Abb. 4.2: Skizzenhafte Darstellung der Verschaltung eines Multilayer-Piezoaktors [47].

einen Richtungswechsel des äußeren elektrischen Feldes kann die Polarisation geändert werden, bis die piezoelektrischen Eigenschaften des Materials wieder verschwunden sind. Durch eine Richtungsänderung des elektrischen Feldes entsteht eine Hystereseschleife, deren eingeschlossene Fläche die Dichte der Verlustenergie darstellt [48].

Um die Betriebsspannung in einem moderaten Rahmen zu halten und gleichzeitig eine größere Auslenkung zu erreichen, wurden sogenannte Multilayer-Piezoaktoren entwickelt. Der aktive Teil eines solchen Aktors besteht aus einem Stapel dünner Keramikscheiben, die durch Elektroden voneinander getrennt und elektrisch parallel geschaltet sind (s. Abb. 4.2). Bei sogenannte Hochvolt-Aktoren beträgt die Dicke dieser Schichten zwischen 0.4 und 1 mm, während diese bei Niedervolt-Aktoren lediglich 25 bis 100 μm beträgt. Zur Erzeugung einer gewissen Feldstärke wird aufgrund der geringen Dicke der einzelnen Keramikschichten eine relativ niedrige Spannung benötigt. Die maximale Auslenkung eines Stapelaktors ergibt sich aus der Summe der Einzelauslenkung der jeweiligen Schichten.

4.2.2 Der Saclay-I/ DESY-Tuner

Die erste Generation des Saclay-Tuners (Saclay-I), der zunächst lediglich aus einer langsamen Tuningeinheit bestand, wurde am CEA Saclay entwickelt und an den 9-zelligen TESLA-Kavitäten des Tesla Test Facility-Linac (TTF [49]) am DESY erfolgreich getestet [50]. Im Zuge dieser Testphase wurde das ursprüngliche Design des sogenannten kalten Tuningsystems (Cold Tuning System, CTS), das bereits 1997 zum ersten Mal eingesetzt wurde, am DESY kontinuierlich weiterentwickelt und durch die Installation einer zusätzlichen schnellen Tuningeinheit modifiziert. Aufgrund einer jahrelangen Betriebserfahrung zeichnet sich der Saclay-I-Tuner insbesondere durch eine hohe Zuverlässigkeit sowie einer relativ unkomplizierten Geometrie aus.

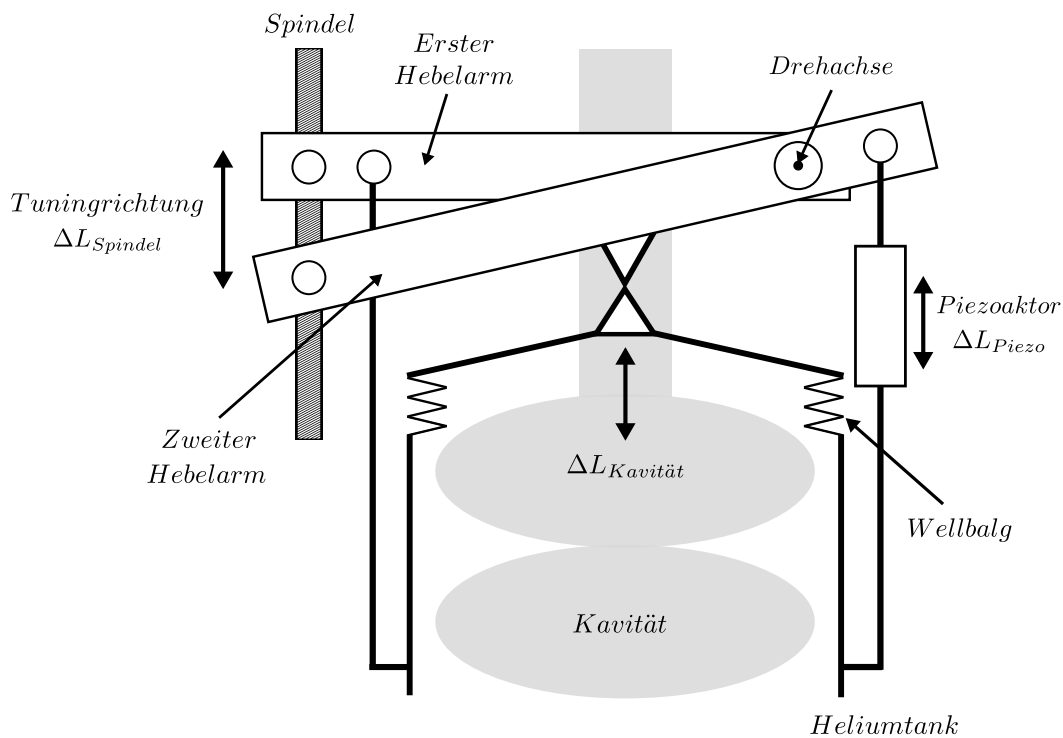


Abb. 4.3: Schematische Darstellung des Funktionsprinzips des Saclay-I/DESY-Tuners (Quelle: in Anlehnung an [51]).

Die Mechanik der langsamen Tuningeinheit besteht im Wesentlichen aus einem kompakten Doppel-Hebelarm-System, durch das die Länge der Kavität aufgrund einer longitudinalen Krafteinwirkung variiert werden kann (s. Abb. 4.3). Hierzu wird das Tuningsystem seitlich an der Pick-Up Seite des Heliummantels der Kavität angebracht (s. Abb. 4.4 (links)). In diesem Fall liegt der Arbeitsbereich sämtlicher beweglicher Komponenten bei einer Temperatur von 4 K bzw. 2 K in Isoliervakuum. Durch ein Spindel-Mutter-System

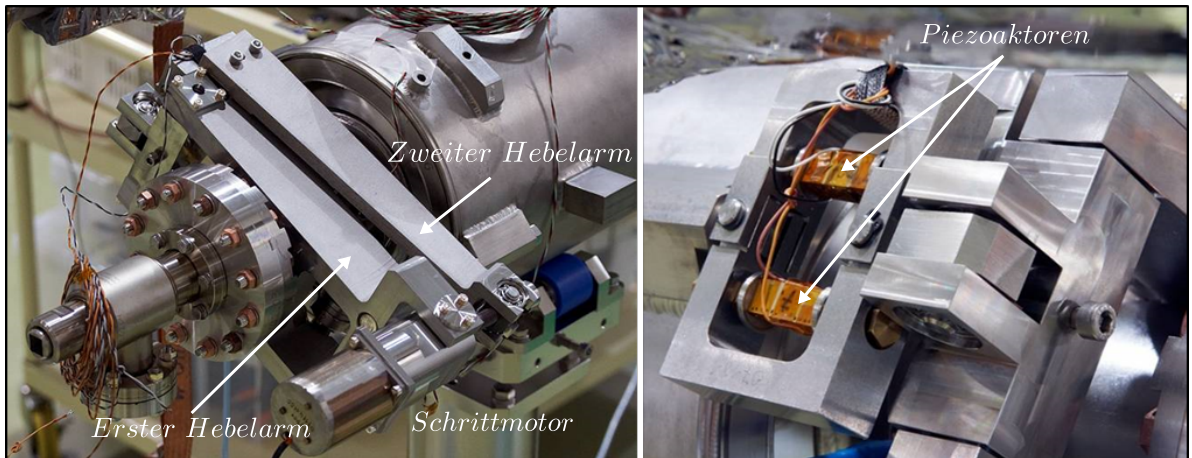


Abb. 4.4: Links: Langsame, schrittmotorbetriebene Tuningeinheit des Saclay-I/ DESY-Tuners. Rechts: Halterungsrahmen der schnellen Tuningeinheit mit integrierten Piezoaktoren [54].

wird die von einem Schrittmotor generierte Kraft auf das Hebelsystem übertragen und durch dieses aufgrund der günstigen Positionierung der Drehachse um das 25-fache verstärkt. Dadurch ist es möglich, zum einen die Tuningsensitivität der Kavität deutlich zu erhöhen und zum anderen die auf den Schrittmotor wirkenden Gegenkräfte zu minimieren. Entgegen der Funktionsweise der ursprünglich am TTF eingesetzten Tunern, die auf dem Drücken und somit einer Reduzierung der Länge der Kavität basierte, wird mittels der modifizierten Saclay-I-Tunern eine Dehnung der Kavität erzielt. Dies hat den Vorteil, dass die als schnelle Tuner agierenden Piezoelemente während des gesamten Tuningbetriebes zusammengedrückt werden und somit besser an die Kavität koppeln können [52]. Durch die langsame Tuningeinheit kann für die Korrektur der groben Frequenzverstimmungen der 9-zelligen TESLA-Kavitäten ein Frequenzbereich von maximal 800 kHz (± 400 kHz) abgedeckt werden. Die theoretisch erreichbare Auflösung liegt hierbei in einem Bereich von ca. 0.75 Hz [53].

Auf der gegenüberliegenden Seite des Schrittmotors wird für das Ausgleichen schneller Frequenzverstimmungen eine am DESY entwickelte, piezo-basierte Tuningeinheit auf der Außenseite des Heliummantels integriert, die in dem ursprünglichen Design des Saclay-I-Tuners nicht vorgesehen war (s. Abb. 4.4 (rechts)). Hierzu werden zwei baugleiche Piezoelemente parallel in einen aus Titan gefertigten Halterungsrahmen installiert, wobei jedoch lediglich einer der beiden Piezoaktoren während des Beschleunigerbetriebes für das schnelle Frequenz tuning verwendet wird. Diese redundante Konfiguration bietet den Vorteil, selbst bei einem Ausfall eines Piezoelementes die erforderliche schnelle Tuningaktivität zu gewährleisten. Zudem kann während eines störungsfreien Betriebes ein Piezoaktor als mechanischer Sensor verwendet werden. Die geringe Längenänderung der Piezokeramik im niederen μm -Bereich wird durch die spezielle Vorrichtung des Halterungsrahmens für eine Längenänderung der Kavität genutzt, wodurch wiederum

Einfluss auf die Resonanzfrequenz genommen werden kann. Eine relativ kleine Längenänderung der Kavität um $2\mu\text{m}$ reicht bereits aus, um einen erforderlichen Frequenzbereich von 700 Hz bereitzustellen und somit insbesondere die Lorentzkraftverstimmung bei Beschleunigungsgradienten von bis zu 35 MV/m zu kompensieren.

4.2.3 Der INFN Blade-Tuner

Das Konzept des sogenannten piezobasierten Blade- oder auch Lamellen-Tuners für TESLA Kavitäten wurde bereits Anfang 2000 am INFN¹ Mailand erarbeitet und seither durch die Kollaboration verschiedener Forschungsinstitute (DESY, BESSY) auf der Basis des ursprünglichen Modells stetig weiterentwickelt [55]. Weltweit wurde bereits eine Vielzahl von Lamellentunern erfolgreich getestet und eingesetzt. Der aus einer langsamen und schnellen Tuningeinheit bestehende Lamellen-Tuner wird koaxial auf dem Heliummantel installiert und ermöglicht es, durch Längenänderung der elliptischen Kavität die unerwünschten statischen sowie dynamischen Frequenzvariationen während des Betriebes zu kompensieren. Durch diese Positionierung ist es im Vergleich zu dem bereits beschriebenen Saclay-Tuner möglich, die Länge des gesamten Beschleunigers um 5 % zu reduzieren, da zwischen einzelnen Beschleunigungsstrukturen kein Platz für eine Tuningeinheit mehr erforderlich wird. Die wesentlichen Komponenten der gesamten Tuningeinheit sind anhand einer 3D-Zeichnung in Abbildung 4.5 (rechts) dargestellt.

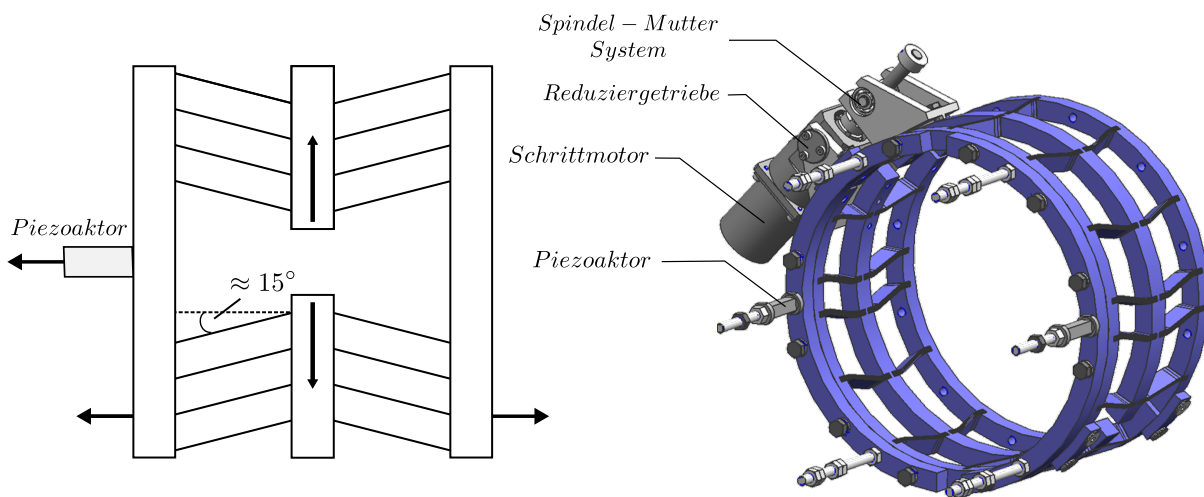


Abb. 4.5: Links: Tuningprinzip des Blade-Tuners. Rechts: 3D-Modell der Hauptkomponenten des Blade-Tuners [56, 57].

¹Istituto Nazionale di Fisica Nucleare

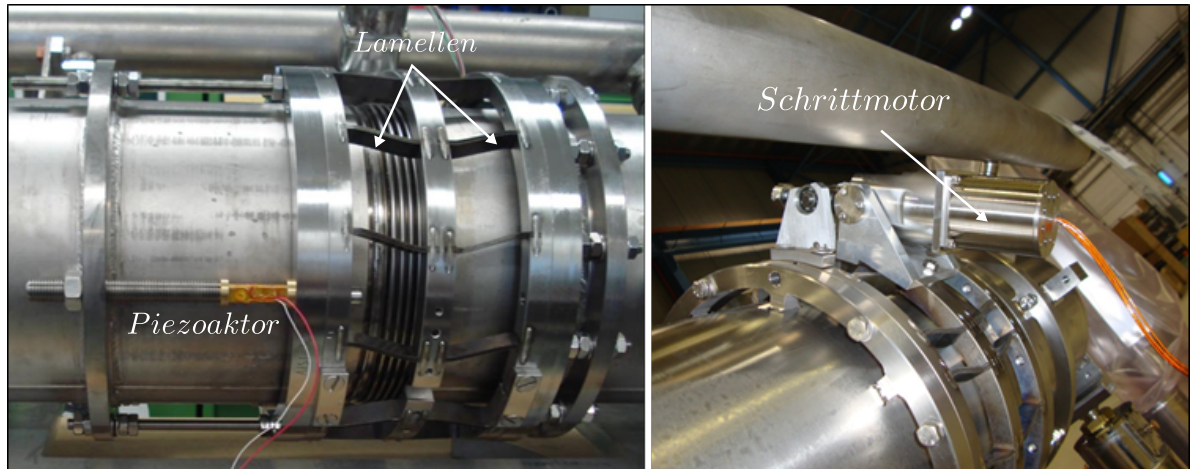


Abb. 4.6: Links: Aktuelles Design des modifizierten (Slim) Blade-Tuners mit integriertem Piezoaktor. Rechts: Durch die Kraftübertragung des langsamen Schrittmotors wird die grobe Tuningmechanik angetrieben [58].

Die Hauptvorrichtung des langsamen Tuningsystems besteht hierbei aus drei massiven Metallringen, die sowohl aus Edelstahl als auch aus Titan gefertigt werden können. Der in zwei Hälften unterteilte mittlere Ring wird mit den beiden äußeren Ringen über sogenannte Blades bzw. Lamellen aus Titan verbunden, indem diese in einem Winkel von 15° gegenüber der longitudinalen Achse zwischen den jeweiligen Ringen verschweißt werden. Durch diese verkippte Anordnung der Lamellen kann die durch die Kraft des Schrittmotors resultierende azimuthale Rotation der beiden mittleren Ringhälften (in gegenläufiger Richtung) in eine longitudinale Bewegung der beiden äußeren Ringe umgewandelt werden. Je nach Drehrichtung der mittleren Ringhälften kann hierbei der Abstand zwischen den beiden Endringen verringert bzw. vergrößert werden (s. Abb. 4.5 (links)), was wiederum zu einer elastischen Längenänderung der Kavität führt. Im Grunddesign des coaxialen Lamellen-Tuners sind die beiden äußeren Ringe starr auf dem in zwei Sektionen aufgeteilten Heliummantel der Kavität befestigt. Um hierbei eine elastische Längenänderung der Kavität durch die Krafteinwirkung der Tuningeinheit zu ermöglichen, werden zu diesem Zweck die beiden Hälften des Heliummantels über einen beweglichen Wellbalg miteinander verbunden. Mit Hilfe der langsamen, schrittmotorbetriebenen Tuningeinheit des Lamellentuners kann eine maximale Längenänderung der Kavität von rund ± 1.5 mm erreicht werden, was wiederum einem Frequenzbereich von ca. 550 kHz (± 275 kHz) entspricht.

Die schnelle Tuningeinheit zur Kompensation der durch die Lorentzkräfte sowie durch mechanische Vibrationen hervorgerufenen Frequenzänderungen besteht ähnlich wie bei dem Saclay-I Tuner auch in diesem Fall aus zwei piezokeramischen Elementen, die zwischen einem der beiden Endringe und einem zusätzlich auf der Außenseite des Heliummantels angeschweißten Ring installiert werden. Bei einer Temperatur von 2 K erreichen

diese einen mechanischen Hub von rund $4\ \mu\text{m}$, was bei entsprechender Längenänderung der Kavität einem Tuningbereich von ungefähr $1.2\ \text{kHz}$ entspricht. Um die Piezokeramiken vor möglichen Belastungen zu schützen, die unter Umständen durch die Auslenkung und Vibration des Heliumtanks hervorgerufen werden können, werden parallel zu den Piezoelementen vier zusätzliche Gewindebolzen zwischen den beiden Ringen integriert und fest mit den beiden Ringen verschraubt (s. Abbildung 4.6). Ein weiterer Vorteil dieser vier Gewindebolzen äußert sich zudem in einer Erhöhung der Steifigkeit der gesamten Tuningeinheit, so dass die Gefahr einer plastische Verformung des zwischen den beiden Heliumtank-Sektionen verschweißten Wellbalgs während Transport- und Montagephasen deutlich reduziert werden kann.

4.2.4 Der KEK Slide-Jack-Tuner

Der sogenannte koaxiale Slide-Jack Tuner für TESLA Kavitäten wurde speziell für das STF²-Projekt am KEK entwickelt [59, 60]. Gleichzeitig wurde eine umfassende Design-Strategie verfolgt, mit der durch einen steiferen mechanischen Aufbau der eingesetzten Beschleunigungsstrukturen bereits im Vorfeld eine Minimierung der Empfindlichkeit bzgl. Lorentzkraftverstimmung erreicht werden konnte. Diesbezüglich wurde die Geometrie selbst sowie die Bereiche der Endzellen, die die Kavität mit dem Heliummantel verbinden, optimiert, was letztlich zu einer signifikant höheren longitudinalen Federsteifigkeit gegenüber der ursprünglichen TESLA Geometrie führt. In Abbildung 4.7 ist das Funktionsprinzip des für die modifizierten TESLA-Strukturen konzipierten Slide-Jack-Tuners schematisch dargestellt.

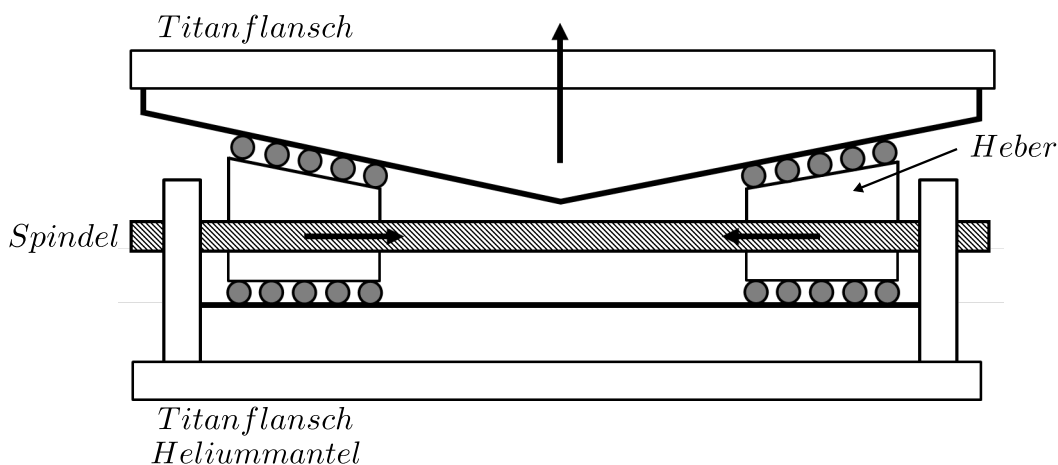


Abb. 4.7: Grundprinzip der Funktionsweise des sogenannte Slide-Jack-Tuners (Quelle: in Anlehnung an [59]).

²Superconducting RF Test Facility

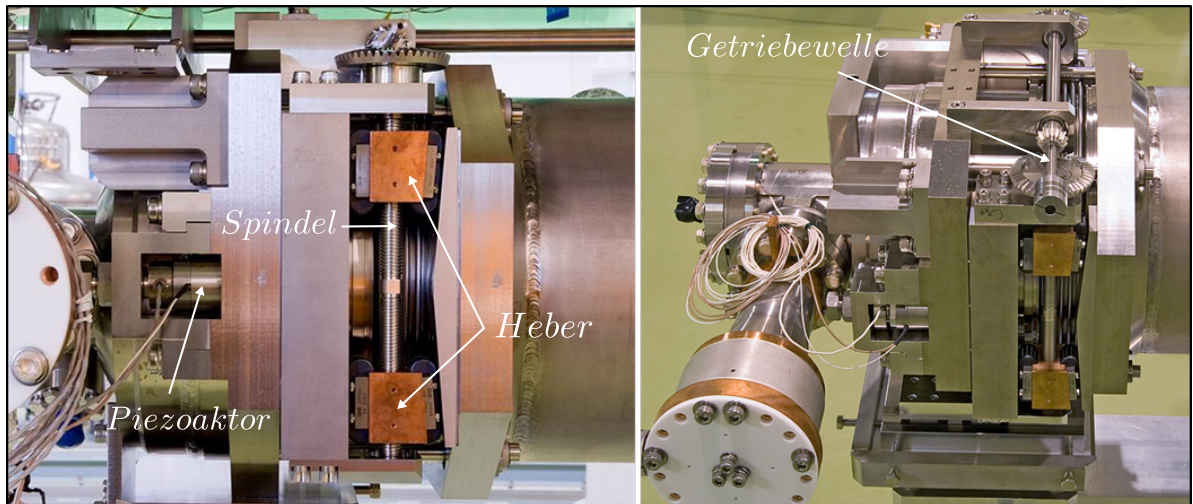


Abb. 4.8: Verschiedenen Perspektiven des an der Stirnseite der Kavität angebrachten Slide-Jack-Tuners mit integriertem Piezoaktor [59,61].

Die Hauptkomponenten des Slide-Jack Tuners können je nach Design des Heliummantels sowohl lateral an der Kopplerseite als auch in der Mitte des Heliummantels angebracht werden (s. Abb. 4.8). Beim letztgenannten Fall wird der Heliummantel ähnlich wie bei der Funktionsweise des zuvor beschriebenen Blade-Tuners in zwei Sektionen aufgeteilt, die wiederum über einen beweglichen Wellbalg miteinander verbunden werden. Die für die langsame Frequenzabstimmung benötigte longitudinale Längenänderung der Kavität wird hierbei durch rollende Elemente innerhalb der Tunermechanik erzeugt, die auf einer schrägen Oberfläche gleiten. Die mit Hilfe eines Schrittmotors hervorgerufene Rotation einer Antriebswelle wird durch diesen Mechanismus in eine longitudinale Verformung der beweglichen Seite der Tuningmechanik bzw. des Wellbalgs umgewandelt. Dadurch wird eine Längenänderung der Kavität in Form einer Dehnung von bis zu 4 mm überprüfen erreicht, was einem Frequenzbereich von maximal 1.1 MHz (± 550 kHz) entspricht. Ein großer Vorteil des Slide-Jack Tuners gegenüber den oben beschriebenen Frequenz-tuningssystemen besteht in der Positionierung des Schrittmotors. Da dieser außerhalb des Vakuumbehälters des Kryostaten installiert ist, muss nicht auf einen speziell für kryogene Temperaturen ausgelegten Schrittmotor zurückgegriffen werden, was zu einer erheblichen Kostenersparnis führt. Zudem werden im Falle eines Defekts der langsamen Steuereinheit notwendige Montage- bzw. Reparaturarbeiten deutlich vereinfacht, da in diesem Falle auf eine Aufwärmung der Kavität verzichtet werden kann. Gleichzeitig hat jedoch eine Positionierung des Schrittmotors außerhalb des Vakuumsgefäßes auch einige negative Auswirkungen, da für die Ansteuerung der langsamen Tuningeinheit spezielle Durchführungen im Vakuumsessel selbst sowie in sämtlichen Abschirmungen notwendig werden. Unter Umständen kann dies zu erhöhten statischen Verlusten des Kryosystems führen.

Für das Ausgleichen schneller Frequenzvariationen, die wie bereits erwähnt hauptsächlich durch die Lorentzkraftverstimmung während des gepulsten Betriebes und speziell bei hohen Gradienten verursacht werden, wird lediglich ein einzelner Hochspannungspiezoaktor in die Tuningmechanik integriert. Dieser als schnelle Tuningeinheit agierende Piezoaktor arbeitet in Serie zur groben Motormechanik und besitzt bei Raumtemperatur eine vergleichsweise große nominelle Auslenkung von $80\ \mu\text{m}$. Bei einer vorgesehenen Betriebstemperatur von $2\ \text{K}$ wird eine durch den Piezoaktor hervorgerufene Längenänderung der Kavität von mindestens $4\ \mu\text{m}$ benötigt, was einem relativ großen, schnellen Frequenzbereich von bis zu $1900\ \text{kHz}$ entspricht.

4.2.5 Zusammenfassung

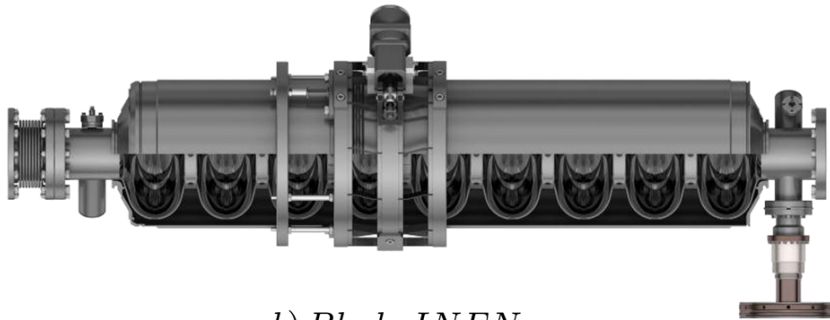
Das Grundprinzip des Tuningmechanismus basiert in sämtlichen, zuvor beschriebenen Frequenz tuning systemen auf der Kombination einer langsamen, schrittmotorbetriebenen sowie einer schnellen, piezobasierten Tuningeinheit. Aufgrund der unterschiedlichen Bauweise ergeben sich hierbei je nach Tunertyp gewisse Vor- und Nachteile im Hinblick auf den erreichbaren Frequenzbereich der groben und feinen Tuningeinheit, Steifigkeit der Mechanik sowie Positionierung der entscheidenden Komponenten, um nur einige zu nennen. In Tabelle 4.1 sind die wesentlichen Parameter und Unterschiede der jeweiligen Frequenz tuning typen zusammengefasst.

	Saclay-I CTS	Saclay-II PTS	INFN Blade Tuner	KEK Slide Jack Tuner
Tuningbereich (langsam) / kHz	± 400	± 460	± 275	± 550
Auflösung / Hz	< 1	< 1	< 1	k. A.
Tuningbereich (schnell) / Hz	< 500	1000	1200	1900
Anzahl schnelle Tuner	2	2	2	1
Schneller Tuner	Piezo	Piezo	Piezo	Piezo
Arbeitsbereich Schrittmotor	4 K Vakuum	4 K Vakuum	4 K Vakuum	Warm
Arbeitsbereich Piezoaktors	4 K Vakuum	4 K Vakuum	4 K Vakuum	5 K Vakuum
Steifigkeit (kN/mm)	100	k.A.	25	290
Position der Tuningeinheit	Stirnseite	Stirnseite	Mitte	Mitte

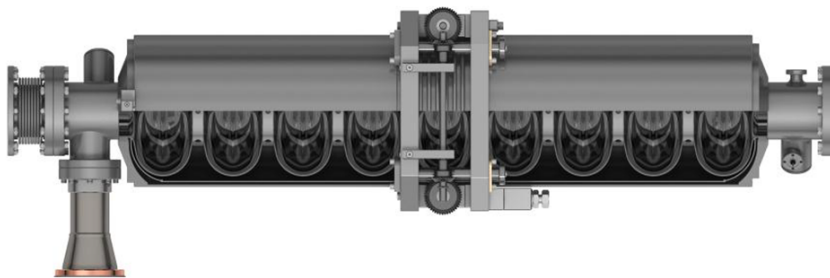
Tabelle 4.1: Übersicht und Vergleich der Tuningperformance verschiedener piezobasierter Tuning systeme [62–66].



a) *Saclay-I/DESY*



b) *Blade INFN*



c) *Slide-Jack KEK*

Abb. 4.9: Kavitäten mit piezobasierter Tuning­einheit verschiedener Forschungseinrichtungen für das ILC-Projekt. a) DESY-Kavität mit Saclay-I/DESY-Tuner, b) FNAL-Kavität mit Blade-Tuner, c) KEK-Kavität mit Slide Jack-Tuner [67].

Kapitel 5

Strukturmechanik supraleitender CH-Strukturen

Während der Design- und Produktionsphase einer supraleitenden Kavität spielen neben den elektromagnetischen Eigenschaften auch strukturmechanische Aspekte eine entscheidende Rolle. Insbesondere bei supraleitenden Beschleunigungsstrukturen, die gepulst betrieben werden, muss eine hohe mechanische Stabilität der Geometrie gewährleistet werden, da bereits geringe Verformungen der Kavität im μm -Bereich erhebliche Frequenzverschiebungen zur Folge haben und somit die Performance stark limitieren können. Aus diesem Grund muss die Geometrie einer Kavität auch unter Berücksichtigung der folgenden mechanischen Aspekte ausgelegt werden:

- Geringe Drucksensitivität
- Hohe mechanische Eigenfrequenzen
- Geringe Lorentzkraft-Verstimmung

Zudem ist es essenziell, die Größenordnungen der auftretenden Verformungen und der daraus resultierenden Frequenzverschiebungen der Resonanzfrequenz zu bestimmen, da diese als Randbedingungen für die Entwicklung eines dynamischen Frequenztuningssystems für supraleitende Strukturen dienen und somit dessen Tuningbereich definieren. Durch eine genaue Analyse der Resonanzfrequenzänderung ist es möglich, den erforderlichen Tuningbereich zu minimieren.

Im folgenden Kapitel werden die strukturmechanischen Eigenschaften der sl 325 MHz und 217 MHz CH-Strukturen und die Auswirkungen auf die jeweiligen Resonanzfrequenzen durch die in Kapitel 4 genannten äußeren Einflüsse durch Simulationsrechnungen näher untersucht. Um die Genauigkeit der durchgeführten strukturmechanischen Simulationen zu überprüfen, wurden zudem Messungen an der sl 325 MHz CH-Kavität unter realen Bedingungen durchgeführt.

5.1 Strukturmechanische Untersuchungen

Supraleitende Beschleunigungsstrukturen werden typischerweise aus dünnen Nioblechen mit einer Wandstärke von wenigen Millimetern gefertigt, um einerseits eine effektive Kühlung auf kryogene Temperaturen zu gewährleisten und um andererseits Materialkosten zu sparen. Aufgrund dieser geringen Wandstärke kann es jedoch durch äußere Einflüsse wie bspw. Evakuierungs- und Abkühlungseffekte oder mechanischen Vibrationen leicht zu einer mechanischen Deformation der Resonatorgeometrie kommen, was wiederum eine Änderung der Resonanzfrequenz zur Folge hat, die deutlich größer ist als die Resonanzbandbreite und somit die Regelung eines supraleitenden Beschleunigers erheblich erschwert (siehe Kapitel 3). Zudem besteht die Gefahr, dass durch zu große Deformationen und dadurch resultierende Materialspannungen und -dehnungen die Resonatorgeometrie plastisch verformt wird, so dass unter Umständen ein Neudesign der Kavität notwendig wird. Da nach der Fertigung einer supraleitenden Struktur nur unter großem technischen und kostspieligen Aufwand Änderungen an der Geometrie vorgenommen werden können, ist es mit Hilfe der in dieser Arbeit verwendeten Multiphysics-Simulationssoftware ANSYS Workbench möglich, bereits während der Konstruktionsphase einer supraleitenden Struktur sämtliche Bereiche, in denen mögliche Schwachstellen und große Materialspannungen auftreten, frühzeitig zu lokalisieren und diese gegebenenfalls durch Geometrieänderungen oder gezielten Versteifungselementen zu stabilisieren [68]. Um das mechanische Verhalten der gesamten Geometrie zu analysieren, verwendet ANSYS Workbench ein numerisches Verfahren, das auf der Lösung von partiellen Differentialgleichungen basiert [69]. Diese so genannte Finite-Elemente-Methode (FEM) überführt ein Kontinuumsproblem in ein diskretes Problem und liefert dabei keine exakten, sondern approximative Lösungen. Dabei wird ein Gesamtobjekt in beliebig viele Bereiche oder Elemente finiter Größe aufgeteilt, deren Eckpunkte (Knoten) miteinander verbunden sind. Hierbei spricht man von Vernetzung. Die Gesamtlösungsfunktion der Differentialgleichungen wird hierbei aus zusammengesetzten Ansatzfunktionen mit noch freien Parametern, also deutbaren physikalischen Größen wie bspw. Verschiebungen oder Temperaturen, beschrieben [70]. Mit zunehmendem Diskretisierungs- bzw. Vernetzungsgrad nähert sich die approximative der exakten Lösung an.

5.2 Physikalische Eigenschaften von Niob

Niob gehört wie bereits erwähnt zu den sogenannten Typ-II-Supraleitern und eignet sich aufgrund seiner hohen Sprungtemperatur von 9.2 K sowie seiner hohen, erreichbaren Wechselfelder als Material für die Herstellung supraleitender Beschleunigungsstrukturen. Zudem erweist sich Niob wegen seiner hohen Duktilität und mechanischen Eigenschaften als vorteilhaft, da sich bekannte Herstellungsverfahren wie Hydroforming

(Innenhochdruck-Umformung), Tiefziehen oder Drücken problemlos anwenden lassen. Dabei ist es für die Performance supraleitender Beschleuniger zwingend erforderlich, bei der Herstellung hochreines Material zu verwenden, da mit steigender Reinheit des Materials der Beitrag zum Restwiderstand und damit die Hochfrequenzverluste verringert werden. Dieses Maß der Reinheit wird durch den sogenannten Restwiderstands- oder auch RRR-Wert (Residual Resistance Ratio) bestimmt, der das Verhältnis des elektrischen Widerstands des Materials bei Raumtemperatur zum elektrischen Widerstand im normalleitenden Zustand bei etwa 4 K beschreibt. Je größer das Verhältnis und demnach der RRR-Wert ist, umso höher ist die Reinheit des Materials. Ab einem RRR-Wert von ungefähr 300 gilt Niob als hochrein.

Mechanische Eigenschaften von Niob		
Dichte ρ	g/cm ³	8.56
E-Modul E (@ 293 K)	GPa	104
Poissonzahl ν		0.38
Fließgrenze R_e (@ 293 K)	MPa	50 - 70
Fließgrenze R_e (@ 4 K)	MPa	470
Zugfestigkeit R_m (@ 293 K)	MPa	151
Zugfestigkeit R_m (@ 4 K)	MPa	696
Wärmeausdehnungskoeffizient α (@ 293 K)	1/K	$7.3 \cdot 10^{-6}$
Wärmeausdehnungskoeffizient α (@ 200 K)	1/K	$6.8 \cdot 10^{-6}$
Wärmeausdehnungskoeffizient α (@ 100 K)	1/K	$5.2 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 5.1: Materialdaten von Niob [71, 72].

Ein weiterer wichtiger Punkt, der sowohl bei sämtlichen strukturmechanischen Simulationen als auch bei der Handhabung einer supraleitenden Beschleunigungsstruktur berücksichtigt werden muss, ist das materialspezifische Verhalten der sogenannten Fließ- bzw. Streckgrenze¹ R_e von Niob bei unterschiedlichen Temperaturen. Während die Fließgrenze von Niob bei Raumtemperatur im Bereich von lediglich 50-70 MPa liegt, ist diese im Bereich kryogener Temperaturen mit ungefähr 470 MPa um das bis zu siebenfache höher. Das bedeutet, dass eine zu große Verformung und daraus resultierende Materialspannungen - beispielsweise hervorgerufen durch Abpumpen der Kavität - bei Raumtemperatur eine erhöhte Gefahr auf eine plastische Verformung darstellt, und diese somit möglicherweise irreversibel bleibt. In Tabelle 5.1 sind die wesentlichen materialspezifischen Parameter von Niob zusammengefasst, die für die durchgeführten strukturmechanischen Simulationen verwendet wurden.

¹Die sog. Fließ- oder auch Streckgrenze ist die mechanische Spannung, oberhalb derer ein Werkstoff zu fließen beginnt und somit dauerhafte Verformungen entstehen.

5.3 Die supraleitende CH-Struktur

Die Crossbar H-Mode (CH) Struktur wird seit 1998 am Institut für Angewandte Physik (IAP) der Goethe-Universität Frankfurt für die Beschleunigung von Protonen und Ionen im niederen und mittleren Energiebereich entwickelt. Ihren Namen verdankt sie der gekreuzten Stützegeometrie, durch die das Innere des zylinderförmigen Resonators in vier Quadranten aufgeteilt wird, in denen die magnetischen Feldlinien longitudinal in jeweils entgegengesetzter Richtung verlaufen. Durch das zeitlich veränderliche Magnetfeld wird auf den Stützen aufgrund deren geometrischen Anordnung abwechselnd ein ungleichnamiges Potenzial induziert, wodurch sich zwischen den Driftröhren in longitudinaler Richtung das zur Beschleunigung benötigte elektrische Feld ausbildet. Detaillierte Ausführungen zur Funktionsweise und den möglichen Anwendungsgebieten von CH-Strukturen finden sich u.a. in [5, 73, 74].

Aufgrund ihrer geometrischen Beschaffenheit sind CH-Strukturen speziell für den supraleitenden Betrieb hervorragend geeignet. Durch die geometrische Anordnung der Stützen im Inneren des Resonators kann eine hohe mechanische Grundstabilität der gesamten Struktur gewährleistet werden, was im Hinblick auf die in Kapitel 3 und 4 genannten limitierenden Effekte und den daraus resultierenden Frequenzverstimmungen eine wichtige Voraussetzung bildet. Zur zusätzlichen Erhöhung der Stabilität dienen innerhalb der einzelnen Rippen angeschweißte Versteifungselemente, deren Anzahl je nach eingesetzter Kavität und geometrischer Beschaffenheit variieren. In Abbildung 5.1 sind die wesentlichen mechanischen Komponenten einer supraleitenden CH-Kavität dargestellt.

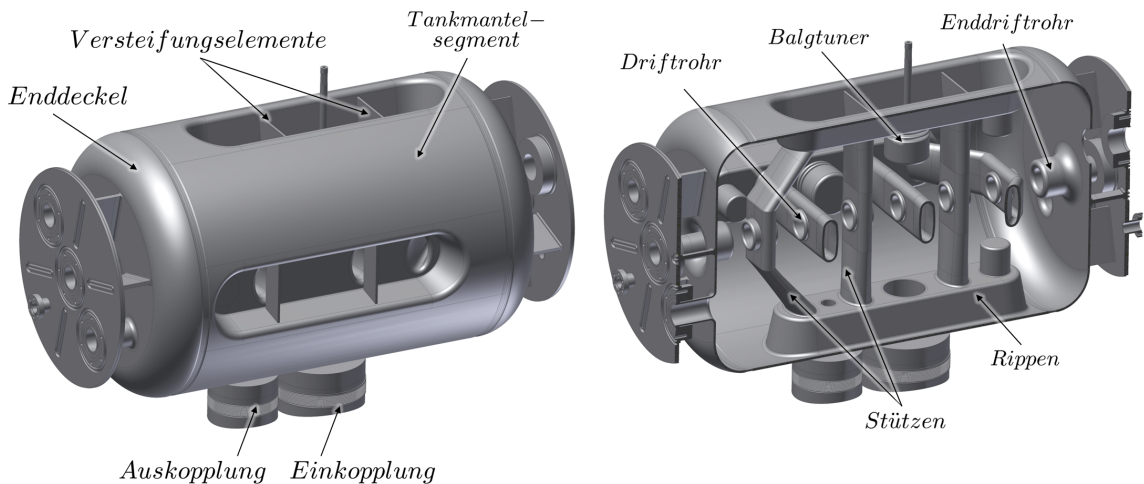


Abb. 5.1: Darstellung der wesentlichen mechanischen Komponenten einer supraleitenden CH-Struktur.

Im Folgenden werden die bereits in Kapitel 1 beschriebenen supraleitenden CH-Strukturen, die sich in ihrer Geometrie im Wesentlichen durch die unterschiedliche Zellenlänge sowie durch die verschiedene Anzahl von Stützen unterscheiden, auf ihre mechanischen Eigenschaften und das daraus resultierende Verhalten ihrer elektromagnetischen Resonanzfrequenzen untersucht. Bei den untersuchten Kavitäten handelt es sich um die sl 325 MHz CH-Kavität, die für hohe Leistungen entworfen und optimiert wurde und somit eine Option des UNILAC-Upgrades bei GSI darstellt. Des Weiteren wurde die Strukturmechanik der sl 217 MHz CH-Kavität, die als Schlüsselkomponente im cw-LINAC Demonstrator Projekt eingesetzt und getestet werden soll, analysiert. Die wichtigsten Resonatorparameter sowie die für sämtliche Simulationsrechnungen verwendeten 3D-Modelle der jeweiligen Kavitäten sind in Tabelle 5.2 bzw. in Abbildung 5.2 dargestellt.

		sl 325 MHz CH-Kavität	sl 217 MHz CH-Kavität
Innere Länge	mm	562	690
Innerer Durchmesser	mm	346	410
Wandstärke	mm	3	4
RRR (Niob)		> 300.	> 300

Tabelle 5.2: Geometrische Parameter der untersuchten sl CH-Strukturen.

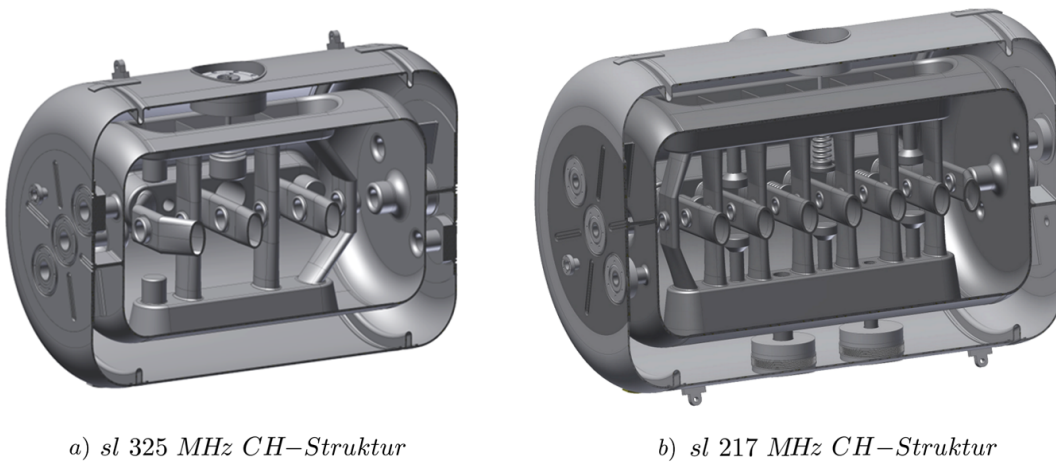


Abb. 5.2: 3D-Modelle der 7-zelligen supraleitenden 325 MHz CH-Struktur (links) sowie der 15-zelligen supraleitenden 217 MHz CH-Kavität inklusive Heliummantel (rechts).

5.3.1 Abschätzung der Resonanzbandbreite bei Strahlbetrieb

Neben den in Kapitel 2 erwähnten Verlustmechanismen P_c und P_e eines HF-Resonators, stellt der Strahl während des Betriebes eine zusätzliche Last P_b (P_{beam}) dar, welche durch den Generator ausgeglichen und zudem bei der Einkopplung der HF-Leistung berücksichtigt werden muss. Im Vergleich zu einem Resonator ohne Strahl verringert sich hierbei die belastete Güte Q_L , was wiederum zu einer deutlichen Erhöhung der Bandbreite Δf führt.

Zunächst soll die Bandbreite der sl 325 MHz CH-Kavität für den Fall ohne Strahlbetrieb abgeschätzt werden. Mit Hilfe von HF-Messungen bei kryogenen Temperaturen konnte im Bereich der Designspannung von $U_a = 2.5$ MV eine intrinsische Güte der Kavität von $Q_0 = 7.8 \cdot 10^8$ bestimmt werden. Wird der Resonator bei kritischer Kopplung ($\beta = 1$) betrieben, so gilt allgemein für die belastete Güte $Q_L = Q_0/2$. Dementsprechend erhält man für die Resonanzbandbreite der sl 325 MHz CH-Struktur im betrachteten Fall ohne Strahl:

$$\Delta f = \frac{f}{Q_L} = \frac{f}{Q_0/2} = \frac{325 \text{ MHz}}{3.9 \cdot 10^8} = 0.8 \text{ Hz} \quad (5.1)$$

Offensichtlich führt eine hohe belastete Güte zu einer sehr schmalen Bandbreite der Resonanzkurve, was die Regelung eines Resonators selbst bei relativ geringen Frequenzverstimmungen erheblich beeinträchtigen kann. Ziel ist es daher, die Ankopplung so anzupassen, dass sich die belastete Güte verringert und somit die Bandbreite erhöht wird.

Wie bereits erwähnt stellt der Strahl selbst eine zusätzliche Last dar, welche sich aus Resonatorspannung U_a und Strahlstrom I wie folgt zusammensetzt:

$$P_b = U_a I \quad (5.2)$$

Nimmt man bei einer Resonatorspannung von 2.5 MV einen Strahlstrom von $I = 1$ mA an, so ergibt sich eine Strahlleistung von $P_b = 2.5$ kW. Für eine reflexionsfreie Einkopplung der HF-Leistung gilt nun unter Berücksichtigung von P_b für die Kopplungsstärke [30]:

$$\beta = 1 + \frac{P_b}{P_c} \quad (5.3)$$

Die Verlustleistung P_c eines Resonators lässt sich nun allgemein aus der Beziehung

$$P_c = \frac{U_a^2}{R_a} = \frac{U_a^2}{(R_a/Q_0)Q_0} \quad (5.4)$$

berechnen. Bei einer effektiven Länge der Kavität von $l_{\beta\lambda} \approx 517$ mm und einem Designgradienten von $E_a = 5$ MV/m ergibt sich die bereits erwähnte Resonatorspannung von $U_a = 2.5$ MV. Für die Verlustleistung P_c gilt demnach:

$$P_c = \frac{(2.5 \text{ MV})^2}{1260 \Omega \cdot 7.8 \cdot 10^8} = 6.4 \text{ W} \quad (5.5)$$

Dies wiederum führt zu einer Kopplungsstärke von:

$$\beta = 1 + \frac{2.5 \text{ kW}}{6.4 \text{ W}} \approx 390 \quad (5.6)$$

Eingesetzt in Gleichung 2.26 ergibt sich hieraus eine nun verringerte belastete Güte $Q_L = 2 \cdot 10^6$. Demnach erhöht sich die Resonanzbandbreite der sl 325 MHz CH-Kavität bei Strahlbetrieb ($I = 1$ mA) auf:

$$\Delta f = \frac{f}{Q_L} = \frac{325 \text{ MHz}}{2 \cdot 10^6} = 163 \text{ Hz} \quad (5.7)$$

Falls die vom Verstärker zur Verfügung stehende Leistung P_f ausreicht, besteht grundsätzlich die Möglichkeit, die Resonanzbandbreite zusätzlich zu erhöhen, indem man eine größere Strahllast annimmt als in der Realität tatsächlich auftritt. Hierbei wird der Resonator bei gezielter, starker Überkopplung betrieben, wodurch wiederum die belastete Güte stark verringert und somit die Bandbreite erhöht werden kann. Nimmt man bei entsprechender Resonatorspannung $U_a = 2.5$ MV bspw. einen Strahlstrom von $I_{\text{Design}} = 10$ mA an, so ergibt sich nun eine wesentlich höhere Strahllast von $P_{b,\text{Design}} = 25$ kW. Dies führt unter Berücksichtigung der Verlustleistung P_c nach Gleichung 5.3 zu einer Kopplungsstärke $\beta \approx 3930$, wodurch sich die belastete Güte auf $Q_L = 5 \cdot 10^4$ verringert. Dadurch erhöht sich die Bandbreite des Resonators auf:

$$\Delta f = \frac{f}{Q_L} = \frac{325 \text{ MHz}}{4 \cdot 10^5} = 1625 \text{ Hz} \quad (5.8)$$

Bei dieser starken Überkopplung mit Strahl gilt nun für die vom Verstärker benötigte Leistung [30]:

$$P_f \approx \frac{P_{b,\text{Design}}}{4} \left(1 + \frac{P_b}{P_{b,\text{Design}}} \right)^2 \quad (5.9)$$

$$= \frac{25 \text{ kW}}{4} \left(1 + \frac{2.5 \text{ kW}}{25 \text{ kW}} \right)^2 \quad (5.10)$$

$$\approx 7.6 \text{ kW} \quad (5.11)$$

Die aufgrund der starken Überkopplung entstehende reflektierte Leistung P_r berechnet sich durch:

$$P_r = P_f - P_b \quad (5.12)$$

$$= 7.6 \text{ kW} - 2.5 \text{ kW} \quad (5.13)$$

$$= 5.1 \text{ kW} \quad (5.14)$$

Analog zu den oben durchgeführten Berechnungen soll nun die Resonanzbandbreite der für das cw-Demonstrator Projekt vorgesehenen sl 217 MHz CH-Kavität unter Berücksichtigung der Strahllast abgeschätzt werden. Für eine angenommene intrinsische Güte von $Q_0 = 8 \cdot 10^8$ und einer Designspannung von $U_a = 3.4 \text{ MV}$ ergibt sich durch Einsetzen der beiden Werte in Gleichung 5.5 eine Verlustleistung von $P_c = 4.5 \text{ W}$. Geht man nun von einem realistischen Strahlstrom von $I = 100 \mu\text{A}$ aus, so führt dies bei entsprechender Resonatorspannung zu einer Strahllast von $P_b = 340 \text{ W}$. Daraus ergibt sich bei reflexionsfreier Ankopplung wiederum eine Kopplungsstärke von $\beta = 76$, wodurch die belastete Güte auf $Q_L = 1 \cdot 10^7$ verringert wird. Die Resonanzbandbreite der sl 217 MHz CH-Kavität bei Strahlbetrieb beträgt demnach:

$$\Delta f = \frac{f}{Q_L} = \frac{217 \text{ MHz}}{1 \cdot 10^7} = 21 \text{ Hz} \quad (5.15)$$

Im Falle reflexionsfreier Ankopplung ist die Bandbreite der sl 217 MHz CH-Kavität sehr gering. Da für sämtliche Hochleistungstests des Demonstrator Projektes ein 5 kW Verstärker zur Verfügung steht, kann die Resonanzbandbreite aufgrund der hohen Leistungsreserven dennoch entscheidend erhöht werden (in Analogie zu obigen Rechnungen bzgl. der sl 325 MHz CH-Kavität).

5.3.2 Evakuierung

Während der Design- und Konstruktionsphase einer supraleitenden CH-Struktur ist es aus zwei Gründen dringend erforderlich, das Verhalten der Kavität während des Evakuierungsvorganges bereits im Vorfeld mit Hilfe von gekoppelten strukturmechanischen und elektromagnetischen Simulationsrechnungen zu analysieren: Zum einen ist die Verschiebung der Resonanzfrequenz der Kavität in Abhängigkeit des äußeren Druckes von großem Interesse, um die Auswirkungen möglicher Druckfluktuationen des Heliumbades auf die Resonanzfrequenz während des Beschleunigerbetriebes abschätzen zu können. Zum anderen muss sichergestellt werden, dass die Kavität während des Abpumpvorgangs der hohen äußeren Belastung, die durch den Druckunterschied zwischen Strahlvakuum und Atmosphärendruck hervorgerufen wird, standhält und somit die Gefahr einer plastischen Verformung minimiert wird. Insbesondere beim Vorgang des Evakuierens einer Kavität bei Raumtemperatur müssen zu große Verformungen und Materialspannungen in jedem Fall vermieden werden, da es aufgrund der sehr geringen Fließgrenze von Niob in diesem Temperaturbereich bei unzureichender Stabilität der Geometrie unter Umständen zu einem Kollabieren des Resonators kommen kann.

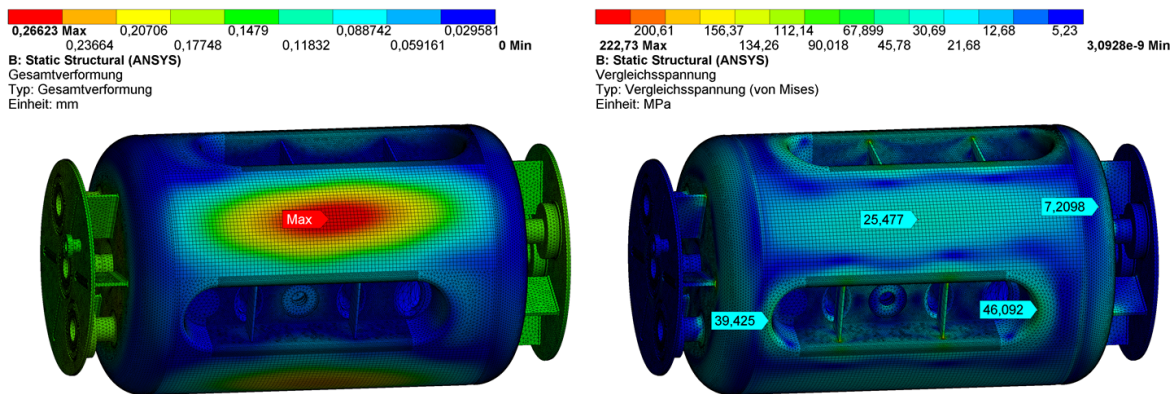


Abb. 5.3: Konturenplott der Deformation der sl 325 MHz CH-Kavität aufgrund des Druckunterschiedes von 1 bar (links) und auftretende von-Mises Vergleichsspannung (rechts).

Um zunächst die Größenordnungen der Verformungen und die daraus resultierenden Materialspannungen (von-Mises-Vergleichsspannung²) der jeweiligen sl CH-Strukturen zu analysieren, werden in sämtlichen Simulationsrechnungen die Driftrohre innerhalb

²Die sogenannte von-Mises-Vergleichsspannung (auch Gestaltänderungsenergiehypothese (GEH) genannt) ist eine fiktive, einachsige Spannung, die das Fließkriterium eines plastifizierungsfähigen Werkstoffes darstellt [75].

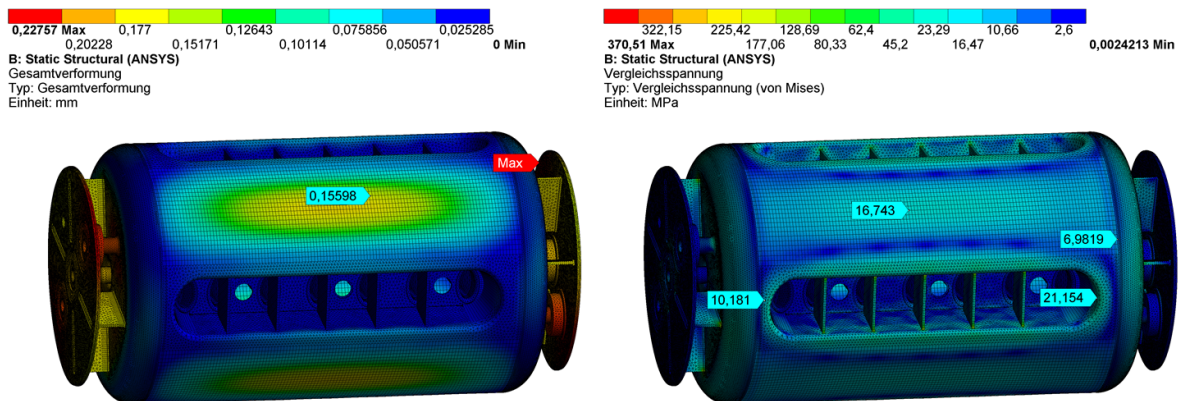


Abb. 5.4: Simulierte Deformation der sl 217 MHz CH-Kavität aufgrund der Evakuierung (links) und auftretende von-Mises Vergleichsspannung (rechts).

der Kavität als fixierte Lagerungen definiert, da diese Bereiche auch im realen Beschleunigerbetrieb als nahezu starr angesehen werden können und die Freiheitsgrade in diesen Bereichen nahezu komplett unterdrückt sind. Zudem wird auf der gesamten Oberfläche der Kavität ein konstanter Druck von 1 bar in Normalenrichtung als äußere Last definiert, die den Druckunterschied zwischen Strahlvakuum im Resonator und äußerem Atmosphärendruck beschreibt und somit eine Verformung der Resonatorgeometrie hervorruft. Durch diese Definition der Randbedingungen ist es möglich, das mechanische Verhalten während des Abpumpvorganges einer freistehenden, nicht eingespannten Kavität zu simulieren.

In den Abbildungen 5.3 und 5.4 sowie 5.5 sind die jeweiligen strukturmechanischen Simulationsergebnisse der beiden untersuchten supraleitenden CH-Strukturen anhand dreidimensionaler Konturenplots dargestellt. Im Falle der sl 325 MHz CH-Struktur liegt die durch den Druckunterschied von 1 bar hervorgerufene maximale Verformung bei knapp 0.26 mm, die sich in Form einer Einsenkung im Zentrum aller vier zylindrischen Tankmantelsegmente bemerkbar macht. Im Bereich der beiden Enddeckel treten hierbei in longitudinaler Richtung Verformungen von bis zu 0.15 mm auf. Abgesehen von vereinzelten mechanischen Spannungsspitzen mit Werten von bis zu 220 MPa, deren Aussagekraft im Folgenden detaillierter analysiert wird, liegen die Zug-/ Druckbelastungen mehrheitlich in einem moderaten Bereich von 20 bis 50 MPa, deren größte Werte im gekrümmten Bereich der vier Rippen auftreten. Da diese mechanischen Spannungen sowohl für Raumtemperatur als auch für kryogene Temperaturen unterhalb der Fließgrenze von Niob liegen, kann sichergestellt werden, dass keine plastischen Verformungen der Resonatorgeometrie während der Evakuierung zu erwarten sind. Anders als bei der sl 325 MHz CH-Struktur treten die maximalen Deformationen im Falle der sl 217 MHz CH-Struktur aufgrund der um 1 mm größeren Wandstärke und der damit verbundenen höheren Stabilität nicht im Zentrum der Tankmantelsegmente, sondern im Bereich beider Enddeckel

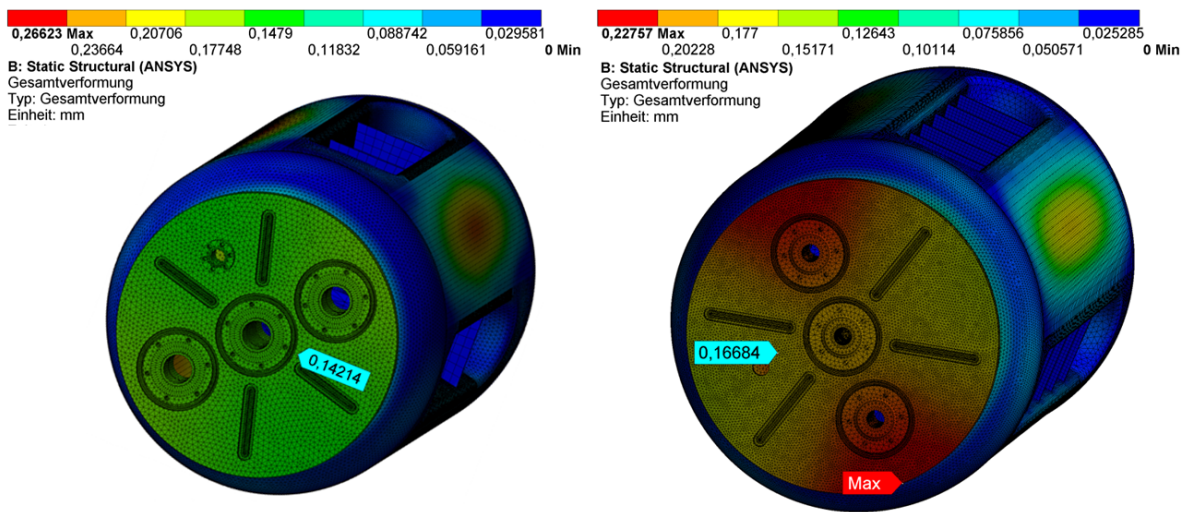


Abb. 5.5: Simulierte Endkappendeformation der sl 325 CH- (links) sowie der sl 217 MHz CH-Strukturen (rechts).

auf. Hierbei werden die Enddeckel bzw. Teile des Heliummantels um bis zu 0.23 mm in longitudinaler Richtung deformiert, während die Tankmantelsegmente lediglich um bis zu 0.16 mm nach innen gedrückt werden. Aufgrund der insgesamt geringeren Verformung liegen demnach auch die mechanischen Spannungen in einem niedrigeren Bereich von bis zu 25 MPa.

Um die mit ANSYS berechneten mechanischen Spannungsverteilungen auf ihre Genauigkeit zu überprüfen, wurden die Vernetzungselemente in Bereichen mit auftretenden Spannungsspitzen verfeinert und die komplette Geometrie neu analysiert. Bei der Verfeinerung des Netzes in diesen Bereichen mit Unregelmäßigkeiten unterscheidet man zwei Fälle: Bleiben die Größenordnungen der Spannungswerte trotz Verfeinerung des Netzes konstant, so handelt es sich um tatsächlich auftretende Spannungen aufgrund der hohen Materialbeanspruchungen. Steigen die Werte der Spannungen mit zunehmender Verfeinerung des Netzes jedoch stark an und wird zudem der Bereich, in dem diese Spannungen auftreten, immer kleiner, so liegt eine sogenannte Singularität vor, die für die Bewertung der Analyse keine gewichtige Aussagekraft besitzt. Solche Spannungen treten meist in der Umgebung scharfkantiger Geometrien auf, die sich jedoch durch Ummodellierung der entsprechenden Simulationsgeometrien beheben lassen. Im Falle der beiden untersuchten CH-Strukturen treten bei einer deutlichen Verfeinerung des Netzes mit Elementgrößen von 0.8 mm die unrealistischen Spannungsspitzen mit Werten von bis zu 800 MPa in den Kanten der Versteifungselemente innerhalb der vier Rippen auf (s. Abb. 5.6). Auf eine Ummodellierung der Versteifungselemente bzw. deren scharfen Kanten wurde in diesem Fall jedoch verzichtet, da nach Einschätzung der Geometrie die Gefahr für reale Span-

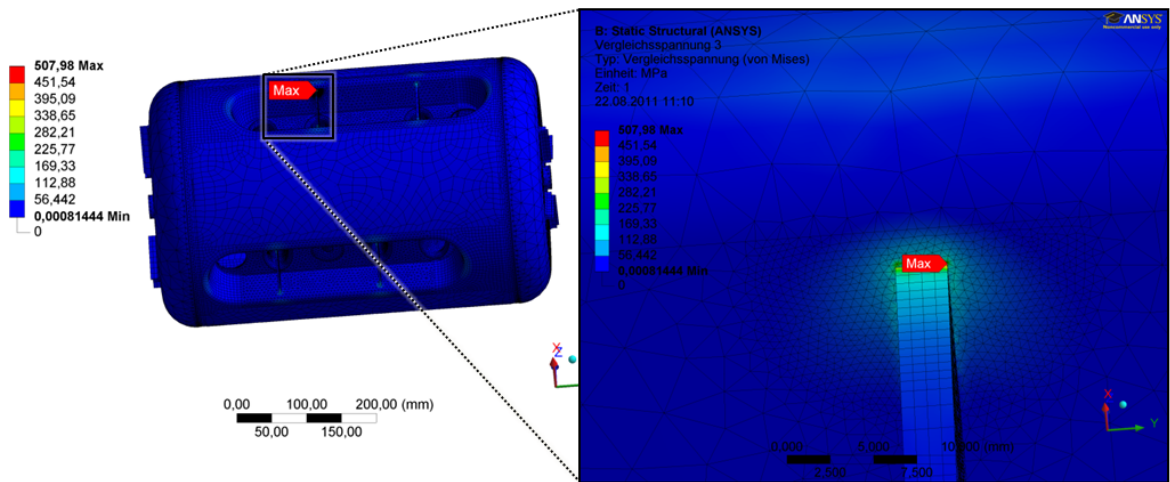


Abb. 5.6: Nachweis einer Singularität im Bereich der scharfkantigen Versteifungselemente innerhalb der Rippen durch Verfeinerung des Simulationsnetzes.

nungsspitzen in diesen Bereichen als gering anzusehen ist. Aus diesem Grund werden Bereiche, in denen Singularitäten auftreten, nicht in die Ergebnisauswertung mit einbezogen.

Da es mit ANSYS Workbench nicht direkt möglich ist, die Auswirkung der Verformung auf die Resonanzfrequenz der Kavität zu berechnen, sind insgesamt zwei weitere Simulationsschritte zur Bestimmung der gesamten durch Evakuierung hervorgerufenen Frequenzverschiebung notwendig: um die durch die reine mechanische Deformation der Tankwände hervorgerufene Frequenzänderung zu berechnen, mussten die zuvor ermittelten Verformungen für die notwendigen HF-Simulationen manuell in die jeweiligen 3D-Modelle der beiden CH-Strukturen integriert werden. Die daraus resultierenden Frequenzverschiebungen der untersuchten Kavitäten wurden hierbei mit CST Microwave Studio [76] berechnet, indem die jeweiligen Resonanzfrequenzen der Ausgangsgeometrien f_1 mit den Resonanzfrequenzen der verformten Geometrien f_2 verglichen wurden. Die Frequenzverschiebung, die durch die reine mechanische Verformung hervorgerufen wird und somit die Drucksensitivität der Kavität beschreibt, kann durch folgende Formel bestimmt werden:

$$\frac{df}{dp} = \frac{f_2 - f_1}{dp} \quad (5.16)$$

Im Falle der sl 325 MHz CH-Struktur konnte mit Hilfe der beschriebenen Methode eine durch die Verdrängung des Magnetfeldes resultierende Erhöhung der Resonanzfrequenz von ca. 105 kHz ermittelt werden, was unter Berücksichtigung des linearen Verhaltens einer Drucksensitivität von ungefähr 105 Hz/mbar entspricht. Aufgrund der kleineren Resonanzfrequenz sowie der deutlich geringeren Verformung ergibt sich für die sl 217 MHz CH-Kavität eine Resonanzfrequenzänderung von rund 33 kHz und somit eine Druckempfindlichkeit von 33 Hz/mbar.

Neben dem oben beschriebenen, rein mechanischen Einfluss muss zur Bestimmung der gesamten Frequenzverschiebung durch Evakuierung ein zusätzlicher, die Resonanzfrequenz beeinflussender Effekt berücksichtigt werden: Durch das Abpumpen der Luft im Inneren der Kavität verringert sich die relative Permittivität ϵ_r , was insgesamt zu einer Absenkung der Kapazität und demnach zu einer Vergrößerung der Resonanzfrequenz führt. Mit Hilfe von CST MicroWave Studio kann die durch den sogenannten ϵ_r -Effekt hervorgerufene Frequenzänderung ermittelt werden, so dass sich für die gesamte Frequenzverschiebung folgender Zusammenhang ergibt:

$$\Delta f_{Ges.} = f_2 - f_1 + \Delta f_{\epsilon_r} \quad (5.17)$$

Unter Berücksichtigung des ϵ_r -Effektes, der im Falle der sl 325 MHz CH-Struktur eine zusätzliche Erhöhung der Frequenz um ca. 100 kHz bewirkt, ergibt sich für die Evakuierung eine simulierte, gesamte Frequenzverschiebung von ungefähr 205 Hz/mbar. Für die sl 217 MHz CH-Kavität wurde eine durch den ϵ_r -Effekt resultierende Frequenzänderung von 60 kHz berechnet, was letztlich zu einer gesamten Frequenzerhöhung von ungefähr 93 kHz führt.

Zur Validierung der jeweiligen strukturmechanischen sowie die elektromagnetischen Simulationsergebnisse der beiden sl CH-Strukturen, wurden nach der Produktion der Kavitäten in ersten HF-Messungen sowohl die mechanische Deformation als auch die Verschiebung der Resonanzfrequenz während des Abpumpvorganges überwacht. Wie in Abbildung 5.7 zu sehen, wurden zu diesem Zweck drei analoge Präzisionsmessuhren an den beiden Enddeckeln sowie im Zentrum eines Tankmantelsegmentes der untersuchten CH-Struktur positioniert. Anschließend wurde die Kavität mit einer Drehschieberpumpe evakuiert und die jeweiligen Frequenzverschiebungen mit Hilfe eines Netzwerkanalysators sowie die Deformationen an den oben genannten Positionen der Kavität in einem Messabstand von 100 mbar registriert. Die Ergebnisse der simulierten und gemessenen Werte im Bereich der Tankmantelsegmente zeigten hierbei zum Teil hervorragende Übereinstimmungen mit Abweichungen von unter 10%. Bei einem Druckunterschied von 1 bar ergab sich für die sl 325 MHz CH-Struktur eine im Vergleich zur Simulation geringere Verformung des Tankmantelsegmentes um 0.24 mm, was letztlich zu einer gemessenen Frequenzverschiebung von rund 190 kHz führte. Ähnlich gute Ergebnisse wurden im Falle der sl 217 MHz CH-Kavität erzielt. Die gemessene Einsenkung des Tankmantelsegmentes um ca. 0.14 mm zeigte eine Abweichung von lediglich rund 9% von dem simulierten Wert.

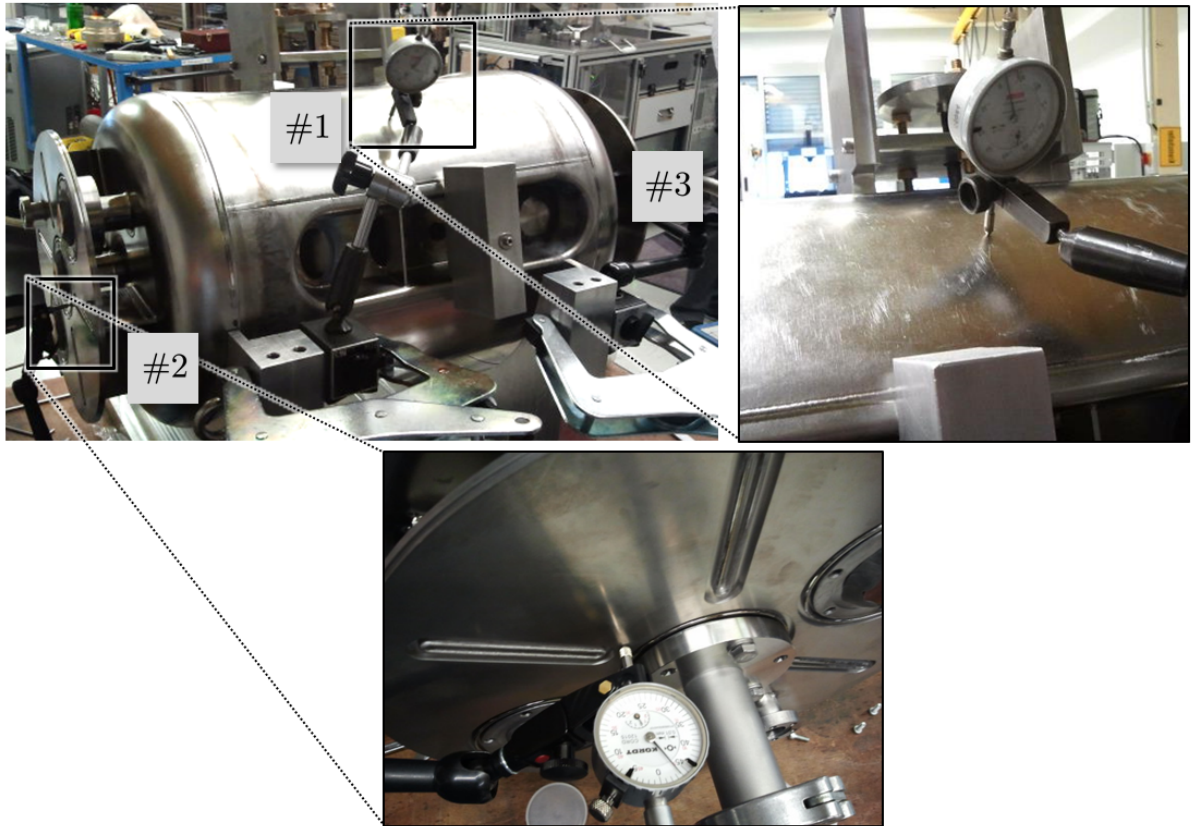


Abb. 5.7: Verformungsmessung während des Evakuierungsvorganges. Zur Überwachung der Deformation wurden drei analoge Präzisionsmessuhren an jeweils einem Enddeckel sowie in der Mitte eines Tankmantelsegmentes der jeweiligen Kavität installiert.

Die gemessene Frequenzveränderung betrug hierbei ungefähr 113 kHz (s. Abb. 5.8 und 5.9).

Lediglich bei der Verformung der beiden Endkappen tritt zwischen gemessenen und simulierten Werten der jeweiligen untersuchten CH-Strukturen eine relativ große Diskrepanz auf. Während bei der sl 325 MHz CH-Struktur die Messung eine Deformation von rund 0.32 mm bzw. 0.25 mm ergab, zeigten Simulationsrechnungen eine um 56% kleinere Verformung von 0.14 mm. Ähnlich verhält es sich im Falle der sl 217 MHz CH-Kavität, bei der zwischen dem simulierten Wert von 0.16 mm und den gemessenen Werten von 0.3 mm bzw. 0.35 mm eine Abweichung von bis zu 51% vorliegt. Eine mögliche Erklärung liegt darin, dass die Festigkeit der realen Strukturen im Bereich der Enddeckel durch die zahlreichen Schweißarbeiten und -nähte merklich verringert wurde, und somit die Simulationsergebnisse aufgrund der deutlich steiferen Geometrie in einem niedrigeren Bereich liegen als die gemessenen Werte.

sl 325 MHz CH – Kavität

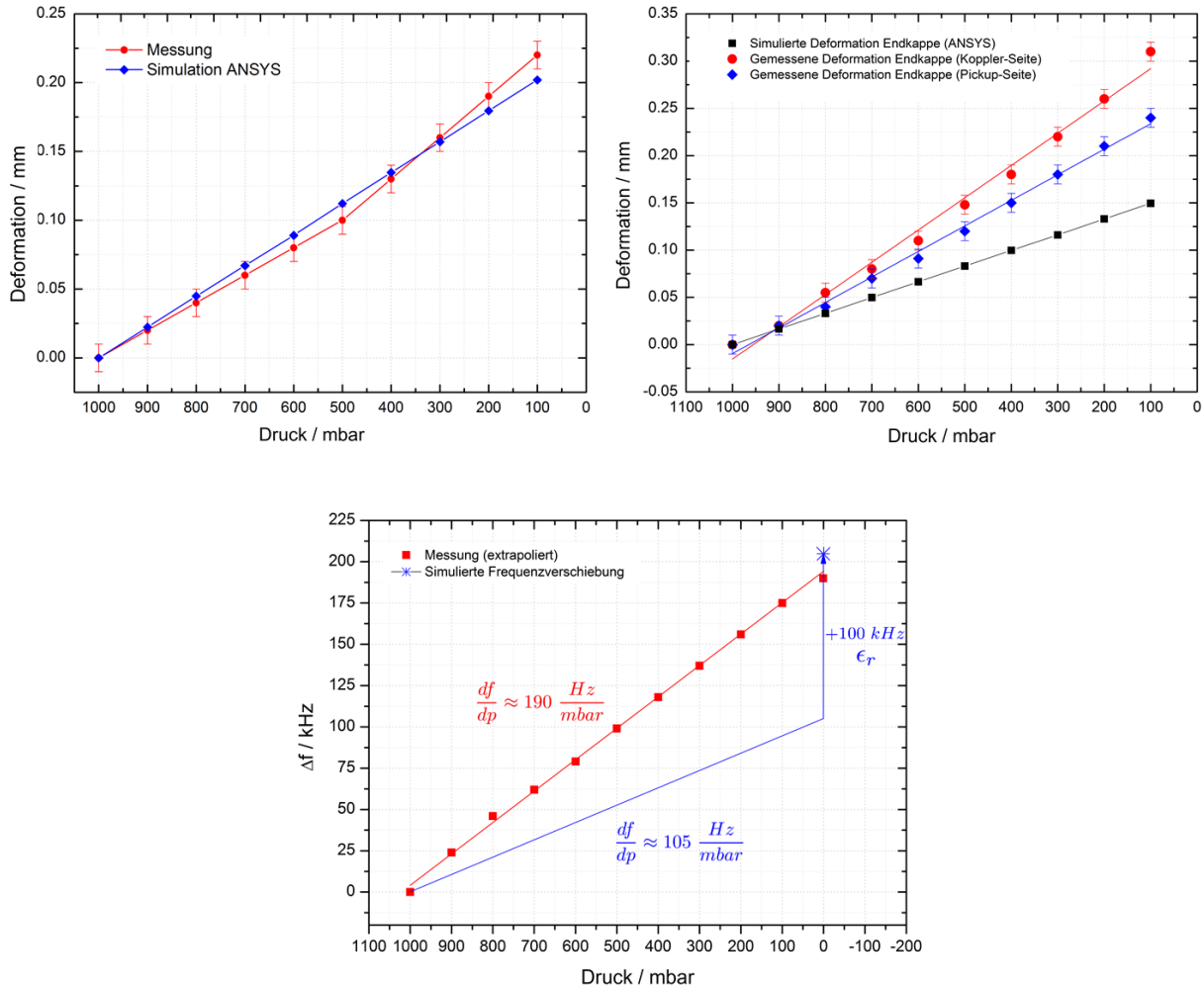


Abb. 5.8: Oben: Vergleich von Simulation und Messung der Verformung der Tankmantel-segmente (links) sowie der Endkappendeformation (rechts). Unten: Gemessene und simulierte Frequenzverschiebung in Abhängigkeit des Innendrucks der sl 325 MHz CH-Kavität.

sl 217 MHz CH – Kavität

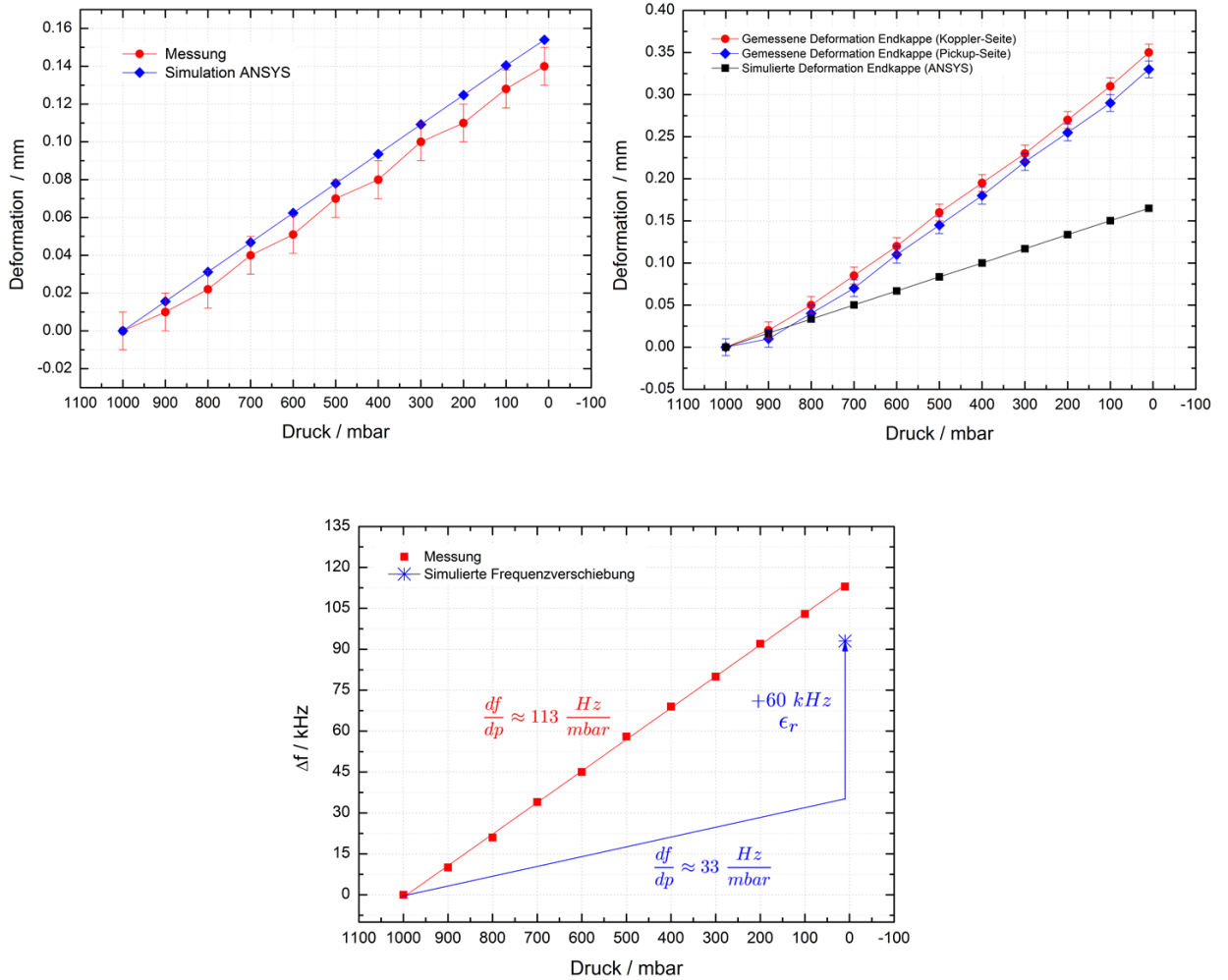


Abb. 5.9: Oben: Vergleich von Simulation und Messung der Verformung der Tankmantel-segmente (links) sowie der Endkappendeformation (rechts). Unten: Gemessene und simulierte Frequenzverschiebung in Abhängigkeit des Innendrucks der sl 217 MHz CH-Kavität.

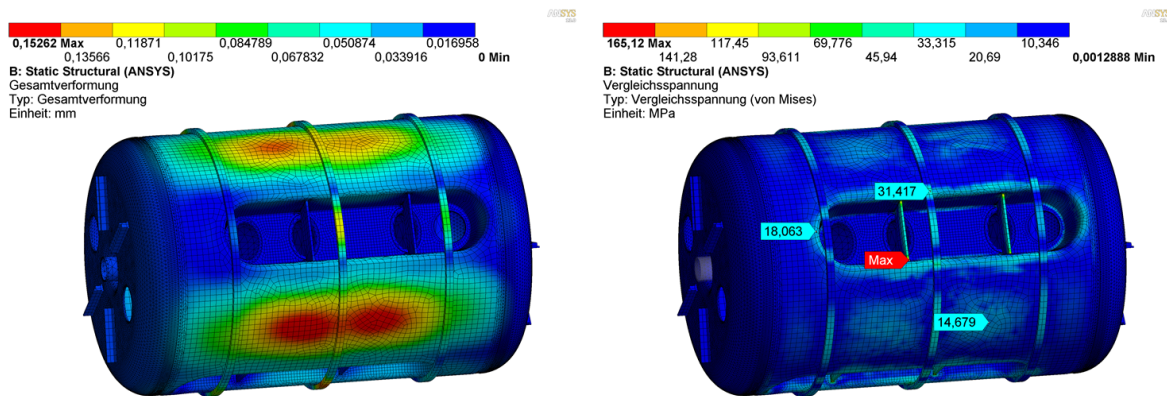


Abb. 5.10: Simulierte Deformation (links) und auftretender von-Mises-Stress (rechts) nach Anbringen von drei Stabilisierungsrings am Beispiel der sl 325 MHz CH-Struktur.

Mit Hilfe weiterer gekoppelter strukturmechanischer/ elektromagnetischer Simulationsrechnungen einer modifizierten Resonatorgeometrie konnte am Beispiel der sl 325 MHz CH-Kavität die Auswirkung einer gezielten Versteifung der Resonatorgeometrie hinsichtlich einer Verringerung der Druckempfindlichkeit untersucht werden (s. Abb. 5.10). Zu diesem Zweck wurden ähnlich zur ersten sl CH-Prototypstruktur drei Versteifungsrings in einem Abstand von 150 mm an der Außenseite des Tankmantels hinzugefügt. Die Randbedingungen wurden wie in der bereits beschriebenen Simulation gewählt. Durch das Anbringen von Versteifungselementen in Form der drei Stabilisierungsrings kann die maximal auftretende Verformung um rund 40% auf 0.153 mm im Bereich der vier Tankmantelsegmente verringert werden, was wiederum einer Drucksensitivität von ungefähr 63 Hz/mbar entspricht. Demnach kann durch Versteifung der Tankwände eine erhebliche Verbesserung der Drucksensitivität erreicht werden. Da eine Veränderung der Resonatorgeometrie jedoch immer mit sehr hohen Kosten und hohem Arbeitsaufwand verbunden ist, wurde im Falle der sl 325 MHz CH-Kavität aufgrund der ohnehin moderaten, gemessenen Drucksensitivität von rund 90 Hz/mbar auf eine Versteifung verzichtet.

5.3.3 Abkühlung auf kryogene Temperaturen

Durch die Abkühlung der CH-Struktur von Raumtemperatur auf kryogene Temperaturen schrumpft diese in allen drei Dimensionen gemäß dem materialspezifischen, temperaturabhängigen Wärmeausdehnungskoeffizienten α (s. Tab. 5.1). Diese Volumenverkleinerung führt zu einer Änderung der gespeicherten Energie innerhalb des Resonators, was wiederum eine starke Erhöhung der Resonanzfrequenz zur Folge hat, die bei der Auslegung und Produktion der beiden sl CH-Kavitäten berücksichtigt werden muss, um die für den Betrieb benötigte Frequenz innerhalb enger Grenzen zu erreichen.

Für die Simulation der Abkühlung einer eingespannten supraleitenden CH-Struktur unter realen Bedingungen durch flüssiges Helium, wurden in den Simulationsrechnungen die beiden Enddriftrohre der jeweiligen Kavität als fixierte Lagerung definiert. Als externe Last wurde die komplette Struktur einer Temperatur von 4.2 K ausgesetzt, die einer vollständigen Bedeckung des Resonators mit Helium entspricht. In longitudinaler Richtung ergab die Simulation der sl 325 MHz CH-Kavität eine Schrumpfung der Länge von rund 0.95 mm, während diese in radialer Richtung bei ungefähr 0.27 mm liegt. Für die sl 217 MHz CH-Struktur wurde ein longitudinaler Schrumpf von ca. 1.1 mm und eine Verringerung des Radius um 0.33 mm berechnet. Bei beiden untersuchten Kavitäten treten durch den Temperaturschrumpf keine nennenswerten Materialspannungen auf, da diese mit Spannungswerten von bis zu 65 MPa deutlich unterhalb der kritischen Grenze einer plastischen Verformung lagen (s. Abb. 5.11 bzw. 5.12).

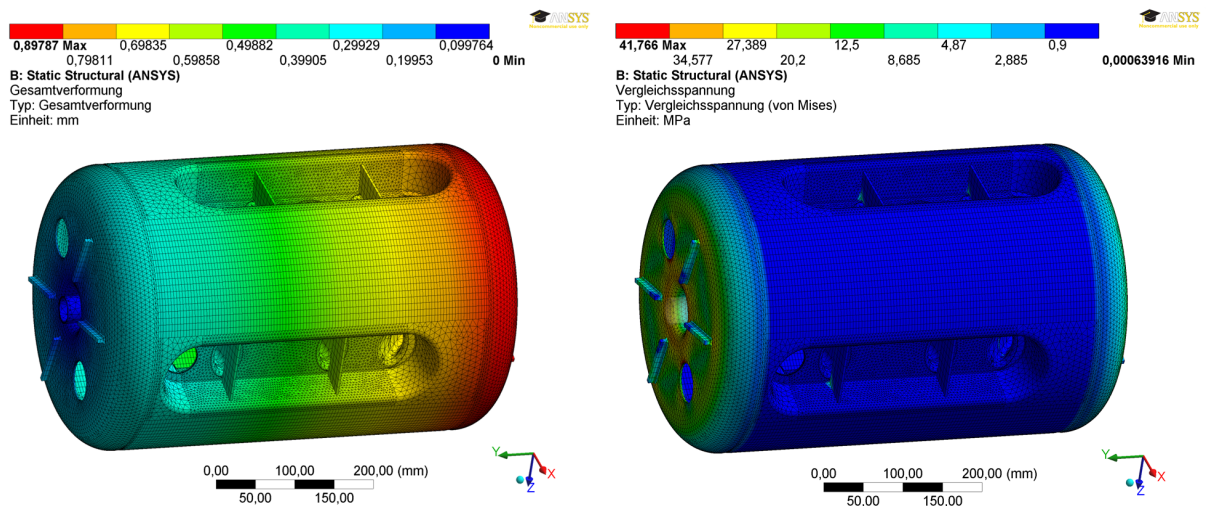


Abb. 5.11: Konturenplott der Deformation der sl 325 MHz CH-Kavität aufgrund der Abkühlung von Raumtemperatur auf 4 K (links) und auftretende von-Mises Vergleichsspannung (rechts).

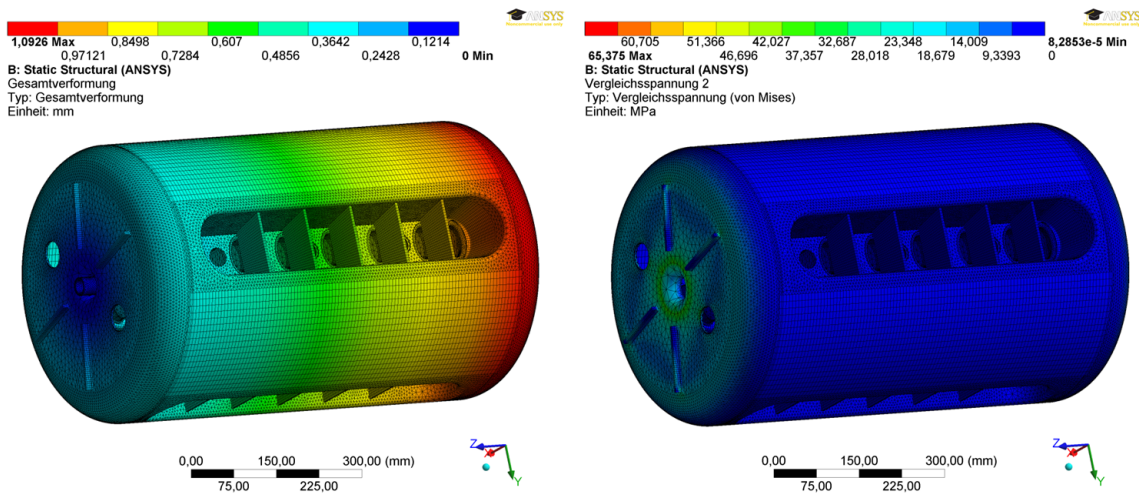


Abb. 5.12: Konturenplott der Deformation der sl 217 MHz CH-Kavität aufgrund der Abkühlung von Raumtemperatur auf 4 K (links) und auftretende von-Mises Vergleichsspannung (rechts).

Die durch die jeweiligen Verformungen hervorgerufenen Frequenzänderungen konnten wiederum mit CST MicroWave Studio berechnet werden. Hierzu wurde das entsprechende Simulationsmodell der jeweiligen Kavität gemäß der mit Hilfe von ANSYS Workbench ermittelten Schrumpfung in ihren Dimensionen neu skaliert und die Resonanzfrequenz bestimmt. Die Simulationsrechnungen ergaben im Falle der sl 325 MHz CH-Kavität eine Frequenzerhöhung von 465 kHz. Die Resonanzfrequenz der 217 MHz CH-Struktur steigt bei einer Abkühlung auf 4.2 K laut Simulationsrechnungen um 300 kHz an.

Zur Messung der strukturmechanischen Eigenschaften sowie des Hochfrequenzverhaltens unter kryogenen Bedingungen, wurde die sl 325 MHz CH-Kavität mit allen zur Messung benötigten Diagnosegeräten in einen 3 m hohen, vertikalen Weithalskryostaten eingebracht. Entlang der Achse wurden hierbei zehn Temperatursensoren an der Außenseite der Kavität äquidistant angebracht, die den Temperaturverlauf während des Abkühlvorganges von Raumtemperatur auf 4.2 K aufzeichneten (s. Abb. 5.13). Um die Auswirkungen des Temperaturschrumpfes der Kavität auf die Resonanzfrequenz zu untersuchen, wurde die Resonanzfrequenz mit Hilfe eines Netzwerkanalysators in Messabständen von 20°C registriert. In Abbildung 5.13 (rechts) sind die Ergebnisse der im Dezember 2012 sowie im April 2014 durchgeführten Messungen im Vergleich zu den simulierten Werten dargestellt. Bei vollständiger Abkühlung auf eine Temperatur von 4.2 K konnte während der ersten Messphase eine Erhöhung der Frequenz um ca. 420 kHz gemessen werden, während diese im Verlauf der zweiten Messphase ungefähr 443 kHz betrug. Beide gemessenen Frequenzverschiebungen weisen innerhalb der Messgenauigkeit eine gute Übereinstimmung mit den simulierten Werten auf. Ein möglicher Grund für die geringere Frequenzverschiebung der realen Struktur könnte hierbei die Einspannvorrich-

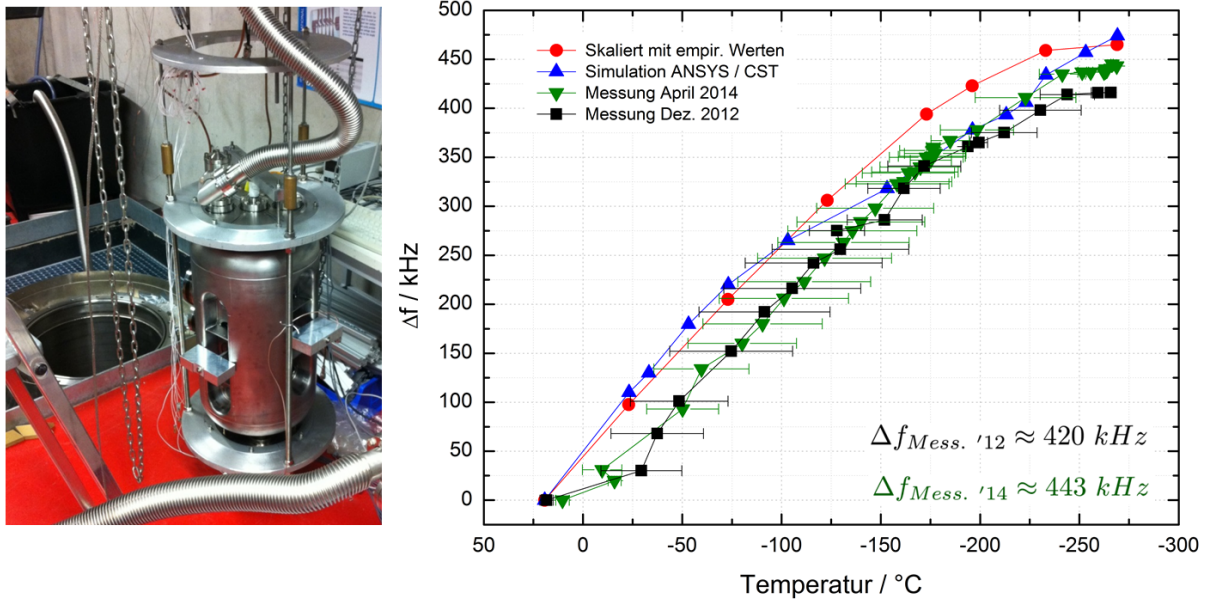


Abb. 5.13: Präparierte 325 MHz CH-Kavität bevor dem Abkühlen auf 4 K (links) und Vergleich von Simulation und Messung der Frequenzverschiebung durch Schrumpfen des Resonatorvolumens. Zusätzlich wurde zu Vergleichszwecken das Volumen der Kavität mit Hilfe empirischer Werte der Längenkontraktion eines Niobstabes [77] skaliert und die entsprechende Frequenzverschiebung ermittelt (rote Kurve).

tion der Kavität darstellen, wodurch sich insgesamt ein anderes Schrumpfungsverhalten des Resonators ergab, welches wiederum durch die Definition der Randbedingungen in den Simulationsrechnungen nicht berücksichtigt wurde.

5.3.4 Mechanische Resonanzen

Eine Quelle für zeitabhängige Frequenzverstimmungen, die sowohl im gepulsten als auch im cw-Betrieb auftreten kann, stellen die mechanischen Resonanzen supraleitender Beschleunigungsstrukturen dar. Mit Hilfe von ANSYS Workbench kann schon während der Designphase gezielt Einfluss auf die mechanischen Resonanzen einer supraleitenden Kavität genommen werden. Das Ziel der hierbei durchgeführten Optimierung der Geometrie ist es, die mechanischen Eigenfrequenzen so zu erhöhen, dass diese möglichst nicht an die Überlagerung der niederfrequenten Schwingungsquellen, wie bspw. Vakuumpumpen oder Druckvariationen im Kryosystem, koppeln. Durch Simulationsrechnungen ist es möglich die mechanischen Eigenfrequenzen und die dazugehörigen Schwingungsmoden zu berechnen, und die Bereiche der Struktur, in denen große Schwingungsamplituden auftreten, durch gezielte Veränderungen der Geometrie die Federkonstante der Kavität zu erhöhen und diese somit zu versteifen. Jedoch sind insbesondere bei der Modalanalyse die

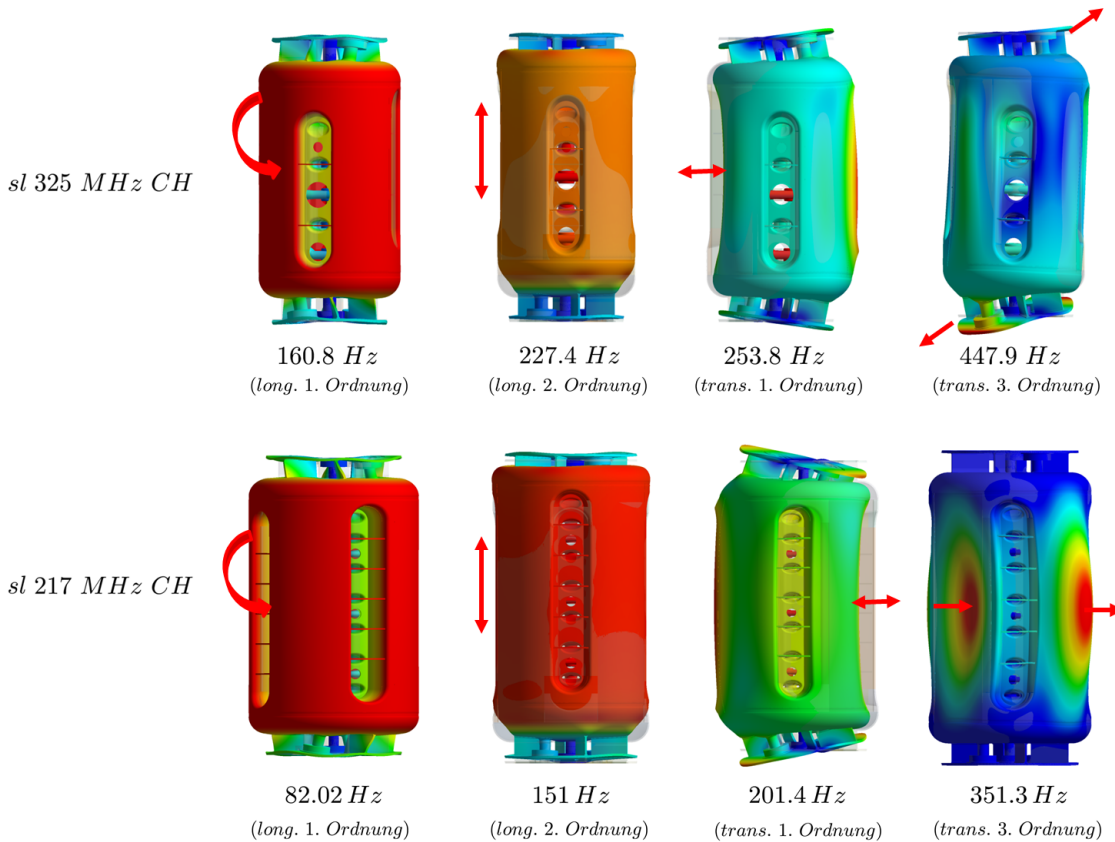


Abb. 5.14: Erste mechanische Eigenresonanzen der untersuchten sl CH-Strukturen unter Berücksichtigung von Fixpunkten im Bereich der Enddriftrohre.

richtige Wahl der Randbedingungen sowie die Berücksichtigung mechanischer Besonderheiten von großer Bedeutung, da bereits geringe Unterschiede in der Lagerung zwischen realer Struktur und Simulationsmodell zu großen Ungenauigkeiten in der Schwingungsanalyse führen können. Eine genaue Analyse des mechanischen Schwingungsverhaltens kann daher nur in Verbindung mit Messungen einer Prototypstruktur unter realen Bedingungen erreicht werden. Eine gewichtige Rolle bei sämtlichen Simulationen spielt die Definition der räumlichen Fixpunkte der zu untersuchenden Struktur, in denen sämtliche Freiheitsgrade unterdrückt werden. Wie bereits im Abschnitt 4.3.2. beschrieben, wurden auch in den Simulationen zur Bestimmung der mechanischen Resonanzen die beiden Enddriftrohre der CH-Strukturen als fixierte Lagerungen festgelegt.

In Abbildung 5.14 bzw. Tabelle 5.3 sind die ersten, mit Hilfe von ANSYS Workbench ermittelten, mechanischen Eigenfrequenzen und die dazugehörigen Eigenschwingungsmoden der beiden sl CH-Strukturen dargestellt. Die ersten vier aus den Simulationsrechnungen ermittelten Resonanzfrequenzen ergaben sich für die sl 325 MHz CH-Kavität

Mechanische Mode #	sl 325 MHz CH Frequenz / Hz	sl 217 MHz CH Frequenz / Hz
Long. Mode 1. Ordnung	160.82	82.02
Long. Mode 2. Ordnung	227.37	150.99
Trans. Mode 1. Ordnung (vertikal)	253.83	201.42
Trans. Mode 1. Ordnung (horizontal)	254.32	202.00
Trans. Mode 2. Ordnung (vertikal)	284.74	242.98
Trans. Mode 2. Ordnung (horizontal)	285.53	243.14
Trans. Mode 3. Ordnung (vertikal)	447.9	351.28
Trans. Mode 3. Ordnung (horizontal)	448.63	357.37

Tabelle 5.3: Simulierte mechanische Eigenfrequenzen der sl 325 MHz sowie der sl 217 MHz CH-Strukturen unter Berücksichtigung von Fixpunkten im Bereich der Enddriftrohre.

zu 160.8 Hz, 227.4 Hz, 253.8 Hz und 447.9 Hz bzw. 82 Hz, 151 Hz, 202 Hz und 351 Hz für die sl 217 MHz CH-Struktur. Beide CH-Kavitäten weisen hierbei für die jeweiligen mechanischen Moden nahezu das gleiche Schwingungsverhalten auf, zeigen jedoch zum Teil deutliche Unterschiede im Größenbereich der einzelnen mechanischen Eigenfrequenzen. Obwohl die Steifigkeit der sl 217 MHz CH- gegenüber der sl 325 MHz CH-Struktur durch die größere Wandstärke und die größere Anzahl an Stützen im Inneren deutlich größer ist, liegen die mechanischen Eigenschwingungen in einem deutlich niedrigeren Frequenzbereich. Dies kann durch das vergleichsweise geringere Verhältnis von Steifigkeit zu gesamter Masse begründet werden, was letztlich zu einer insgesamt geringeren Eigenfrequenz führt ($\omega \approx \sqrt{k/m}$). Mit Hilfe dieser sogenannten Modalanalyse lassen sich jedoch lediglich rein qualitative Aussagen bezüglich des mechanischen Schwingungsverhaltens der supraleitenden CH-Strukturen treffen. Die in den jeweiligen Schwingungsmoden auftretenden Amplituden sowie die resultierenden Resonanzfrequenzverschiebungen der Kavität können in ANSYS Workbench hingegen nicht berechnet werden, so dass die Auswirkung der vorliegenden Schwingungsarten auf das Hochfrequenzverhalten der Kavität nur über bereits vorhandene Erfahrungswerte abgeschätzt werden kann. Während reine Torsionsschwingungen einen eher geringen Einfluss auf die Resonanzfrequenz besitzen, führen Biegeschwingungen und longitudinale Schwingungen des Resonatormantels aufgrund deren Einflüsse auf die jeweiligen Zellenabstände der Kavität zu einer größeren Verstimmung der elektromagnetischen Resonanzfrequenz.

Das mechanische Modenspektrum der sl 325 MHz CH-Struktur wurde zunächst mit Hilfe zweier Messmethoden bei Raumtemperatur untersucht. In beiden Fällen diente ein vorgespannter Hochlastpiezoaktor (P.242.20L), der an einen der beiden Enddeckel der Kavität angebracht wurde, als Anregungsquelle (s. Abb. 5.15). Bei der ersten Mess-

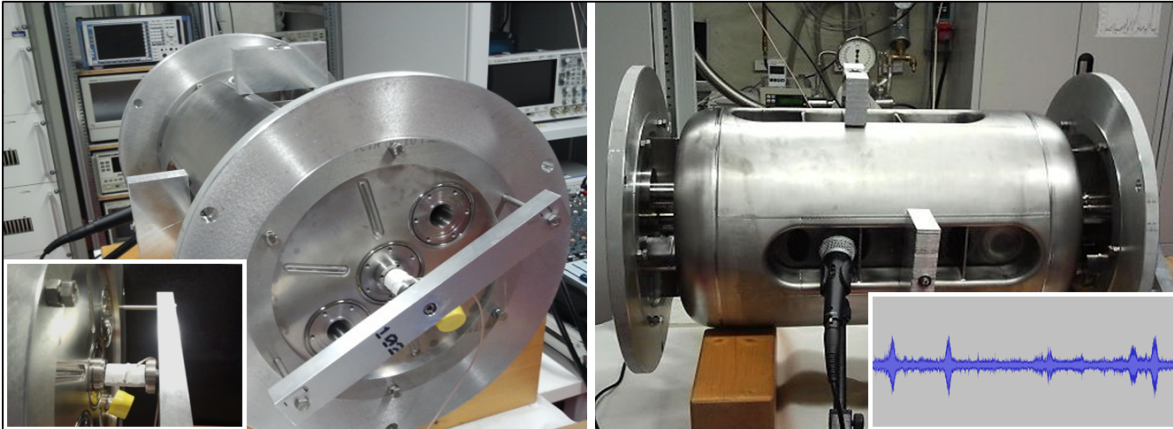


Abb. 5.15: Experimenteller Aufbau zur Messung des mechanischen Modenspektrums der 325 MHz CH-Kavität im Kryolabor des IAP.

methode wurde der Piezoaktor mit dem harmonischen Signal eines Frequenzgenerators angeregt und die Anregungsfrequenz von 0 bis 700 Hz gesweept. Die zweite Methode bestand darin, den Piezoaktor mit einem weißen Rauschen, in dem sämtliche Frequenzen des hörbaren Bereiches mit gleicher Amplitude enthalten sind, anzuregen. Um das Antwortverhalten der Kavität auf das Anregungssignal zu messen, wurde ein Mikrofon hoher Empfindlichkeit in einer der vier Rippen installiert. Das gemessene, kontinuierliche Audiosignal wurde anschließend mittels schneller Fouriertransformation in ein kontinuierliches Frequenzspektrum zerlegt. In Abbildung 5.16 (oben) ist der Vergleich zwischen den beiden angewendeten Messmethoden dargestellt, die eine hervorragende Übereinstimmung zeigen.

Vergleicht man die gemessenen mechanischen Eigenfrequenzen mit den simulierten Werten, so zeigen sich insbesondere im Bereich höherer Schwingungsmoden bei Frequenzen zwischen 300 und 400 Hz große Unterschiede (s. Abb. 5.16 (unten)). Während durch die Messung in diesem Bereich eine deutliche mechanische Resonanz festgestellt werden konnte, wurde diese in den Simulationsrechnungen nicht ermittelt. Im Gegenzug wurden mit ANSYS Workbench mechanische Eigenfrequenzen berechnet, die mit den beiden Messmethoden nicht nachgewiesen werden konnten. Der Fehler hierin liegt in der bereits angesprochenen Lagerung und in den mechanischen Besonderheiten der Kavität, die in den Simulationsrechnungen nicht exakt den realen Gegebenheiten nachempfunden werden können. Jedoch konnte eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulationsrechnungen im gefährlichen Bereich niedriger mechanischer Frequenzen erreicht werden. Die gemessenen mechanischen Eigenfrequenzen von 167 Hz bzw. 221 Hz, bei denen die größten Schwingungsamplituden auftraten, konnten mit Hilfe der Simulationen mit einem Unterschied von weniger als 5% vorausgesagt werden. Mit sorgfältiger Definition der Randbedingungen kann durch die Modalanalyse eine gute Aussage über

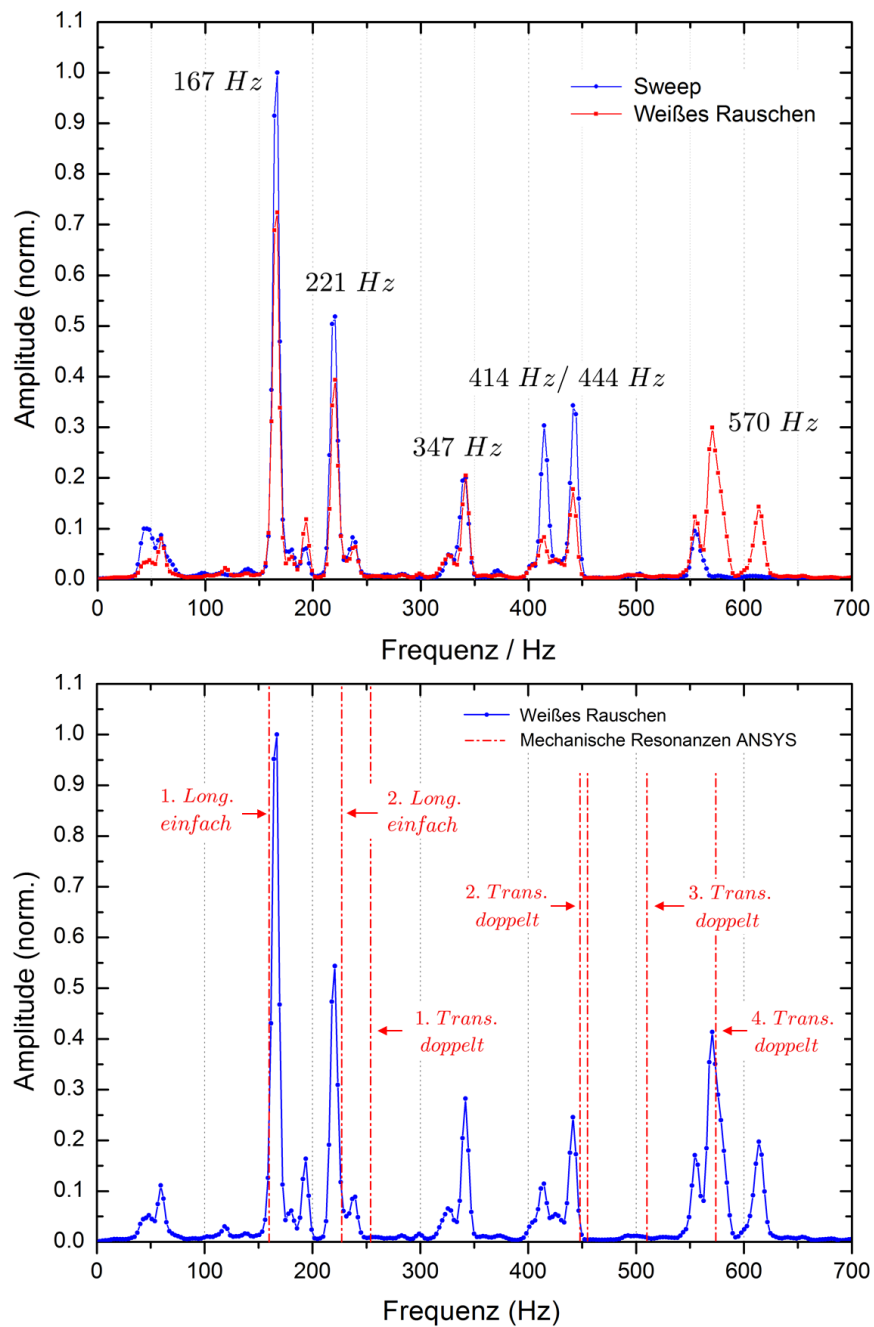


Abb. 5.16: Oben: Mechanisches Modenspektrum der sl 325 MHz CH-Kavität gemessen mit einem Piezoaktor und einem Mikrophon. Der Vergleich zwischen der Anregung durch Weißes Rauschen und dem Frequenzsweep zeigt eine sehr gute Übereinstimmung. Unten: Vergleich zwischen den gemessenen und simulierten mechanischen Eigenfrequenzen.

das mechanische Schwingungsverhalten von supraleitenden Beschleunigungsstrukturen getroffen werden.

Da man aufgrund der großen Breite der Resonanzkurve bei Raumtemperatur die Auswirkungen der mechanischen Schwingungen auf die Resonanzfrequenz der Kavität nicht feststellen kann, wurden zwei weitere Messungen unter kryogenen Bedingungen durchgeführt, mit denen man eine Aussage über die Qualität und das Risiko der mechanischen Resonanzen treffen konnte. Zu diesem Zweck wurde zusätzlich ein zweiter Piezoaktor am anderen Enddeckel der Kavität installiert. Während der erste Piezoaktor wie schon bei den oben beschriebenen Messungen bei Raumtemperatur durch eine harmonische Wechselspannung eines externen Frequenzgenerators angeregt wurde, diente der zweite Piezokristall als Sensor. Mit Hilfe dieses als Sensor fungierenden Piezoaktors konnten die Amplituden der mechanischen Schwingungen in Abhängigkeit von der Anregungsfrequenz gemessen und somit nach einer Fouriertransformation das mechanische Spektrum bei einer Temperatur von 4K bestimmt werden. Die durch die mechanischen Schwingungen hervorgerufene Geometrieänderung der Kavität und die daraus resultierende Frequenzabweichung muss für einen stabilen Betrieb durch ein eigens für die sl 325 MHz CH-Struktur entwickeltes Regelsystem ausgeglichen werden. Dabei wird die Frequenz des Referenzsignals der Frequenz des Resonators durch eine sogenannte „open loop operation“ folgendermaßen angepasst: besteht zwischen dem Pick-Up-Signal und dem Referenzsignal des Frequenzgenerators ein Unterschied in der Frequenz, so wird eine Phasendifferenz gemessen. Dieser Phasendifferenz wird nun im Phasendetektor eine Spannung zugeordnet. Mit Hilfe eines im Frequenzgenerator untergebrachten spannungsgesteuerten Oszillators (Voltage Controlled Oscillator, VCO) und dem ermittelten Wert der Spannung, wird nun eine neue Referenzfrequenz bestimmt, so dass die Phasenverschiebung und somit die Frequenzverstimmung verschwindet. Das VCO-Signal des Regelsystems stellt also in gewisser Weise ein Maß für die Frequenzabweichung der Kavität dar. Die Regelung des Frequenzgenerators konnte hierbei nach mehrmaliger Messung in der finalen Untersuchung auf einen relativ kleinen Bereich von $\Delta f \pm 80$ Hz beschränkt werden, da keine größeren Frequenzabweichungen aufgrund der mechanischen Schwingungen festgestellt werden konnten.

Um die Auswirkungen der einzelnen mechanischen Eigenschwingungen auf die Resonanzfrequenz der Kavität zu untersuchen, wurde mittels eines Spektrumanalysators die VCO-Spannung in Abhängigkeit der Anregungsfrequenz gemessen. Vergleicht man nun das VCO-Signal als Funktion der Anregungsfrequenz mit dem mechanischen Spektrum, so erkennt man, dass das Regelsystem insbesondere bei den mechanischen Resonanzen mit Frequenzen von 178 Hz sowie 220 Hz stark eingreifen muss (s. Abb. 5.17). Bei diesen mechanischen Moden handelt es sich um die in Simulationsrechnungen ermittelten longitudinalen Schwingungen des Resonantomantels, die zudem Einfluss auf die Zellenlänge und somit auf die Kapazität der Kavität haben. Bei anderen vorhandenen mechanischen Eigenfrequenzen entsteht jedoch praktisch keine VCO-Spannung, was nur dadurch erklärt werden kann, dass sich die induktiven und kapazitiven Effekte innerhalb des

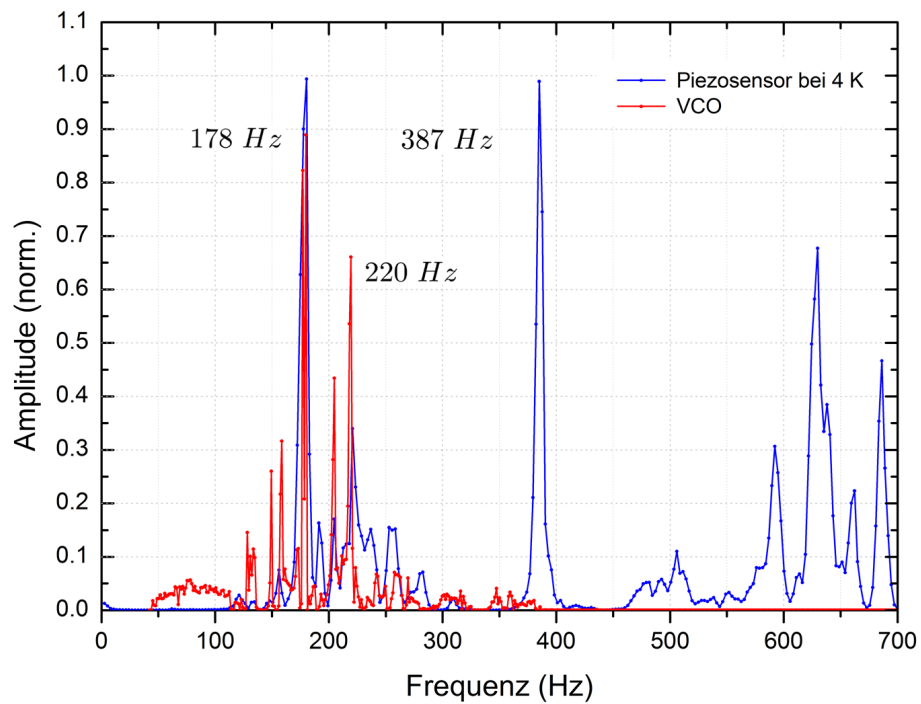
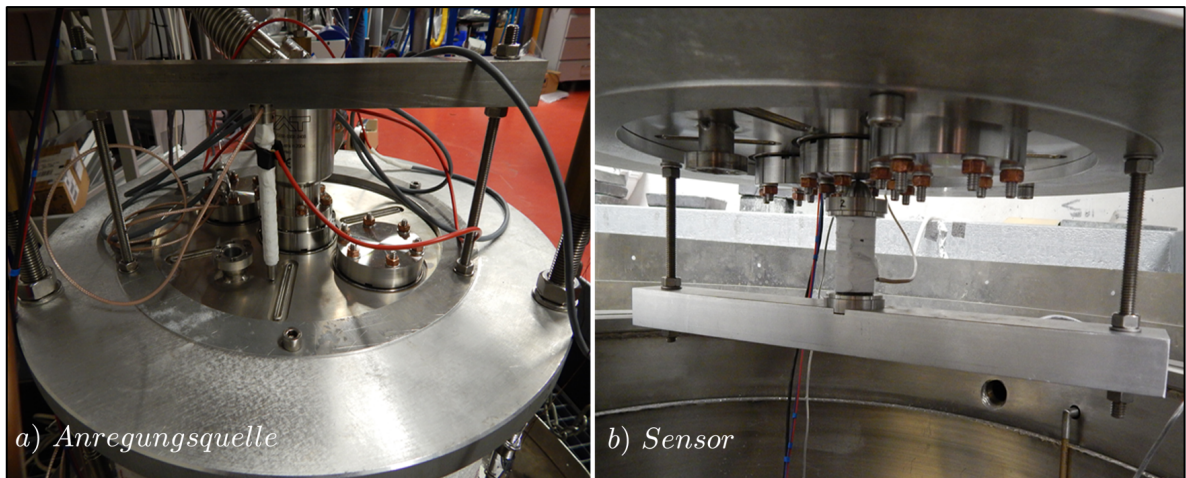


Abb. 5.17: Oben: Messaufbau zur Bestimmung des mechanischen Modenspektrums bei kryogenen Temperaturen. Unten: Bei einer Temperatur von 4 K durch einen Frequenzsweep angeregtes mechanisches Spektrum und die dazugehörige Regelspannung (VCO), die ein Maß für die Frequenzabweichung darstellt.

Resonators gerade aufheben und somit die Resonanzfrequenz unverändert bleibt. Eine mögliche weitere Erklärung besteht darin, dass durch die entsprechenden mechanischen Schwingungsmoden die elektrischen und magnetischen Felder unbeeinflusst bleiben.

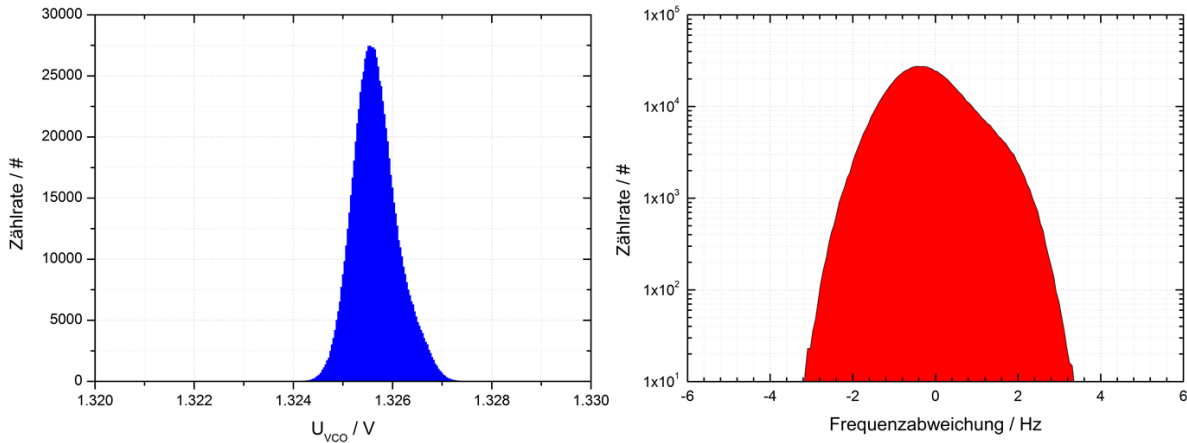


Abb. 5.18: Langzeitmessung der Regelspannung (links) über 12 Stunden und Verteilungsfunktion für das Auftreten von Frequenzverschiebungen der sl 325 MHz CH-Struktur.

Im Zuge der Untersuchung bezüglich der mechanischen Schwingungen wurde zusätzlich eine Messung der mechanischen Langzeitstabilität der sl 325 MHz CH-Kavität durchgeführt. Hierbei wurde die Regelspannung des zuvor beschriebenen HF-Kontrollsystems über einen Zeitraum von 12 Stunden aufgezeichnet, wodurch Rückschlüsse auf die Verteilung der auftretenden Frequenzverschiebungen gezogen werden konnten. In Abbildung 5.18 ist die gemessene Verteilung der Regelspannung (links) und die daraus resultierende Verteilung der Frequenzabweichungen. Hierbei konnte eine hervorragende mechanische Stabilität der Kavität mit Frequenzverschiebungen von unter ± 5 Hz festgestellt werden.

5.3.5 Lorentzkraftverstimmung

Wie in Kapitel 3.2.3 beschrieben sorgt die Lorentzkraftverstimmung insbesondere bei gepulst betriebenen Beschleunigungsstrukturen zu nicht unerheblichen Verstimmungen der Resonanzfrequenz. Dabei ist der auf die Resonatorwände ausgeübte Strahlungsdruck abhängig von der elektrischen und magnetischen Feldstärke im Inneren der Kavität.

Um die Lorentzkraftverstimmung experimentell zu bestimmen, wurde die Größe des zuvor beschriebenen VCO-Signals des Regelsystems im Gleichgewicht eines hinreichend langen Hochfrequenzpulses (800 ms) bei unterschiedlichen Feldpegeln gemessen, wobei der jeweilige Feldpegel anhand des Pick-Up Signals ermittelt werden konnte. Für die Messung wurde der Regelbereich am Frequenzgenerator gerade so eingestellt, dass 1 V VCO-Signal zum Ausgleichen der Frequenzverschiebung von 1 kHz produziert werden konnte. Das bedeutet, dass eine erzeugte VCO-Spannung von 500 mV genau 50% der am

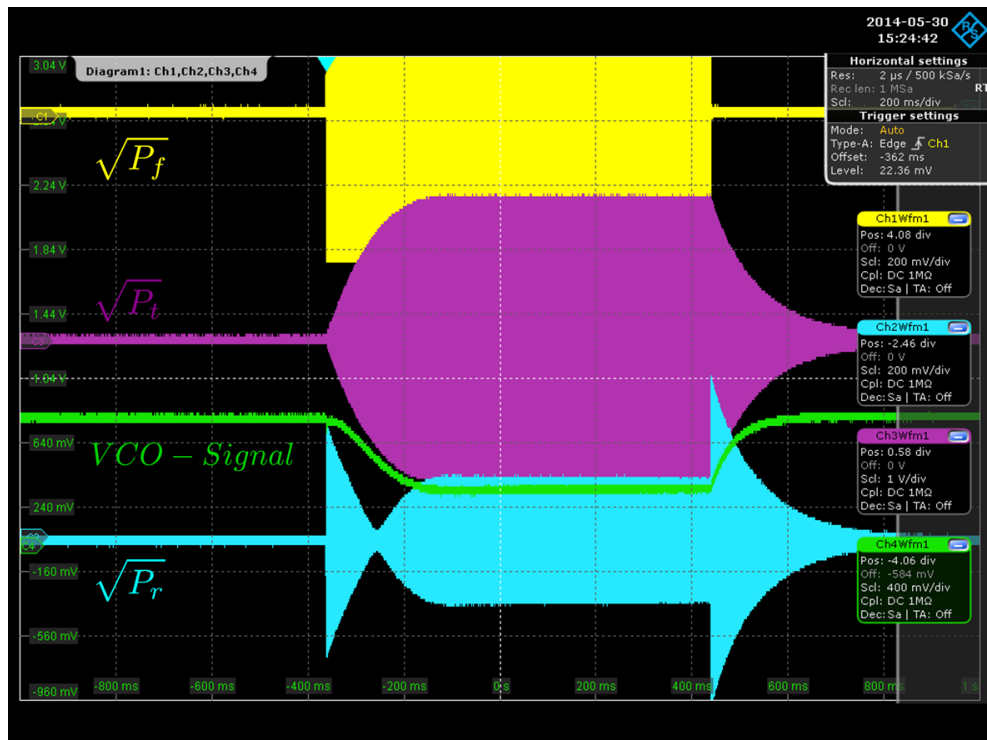


Abb. 5.19: Typische mit dem Oszilloskop gemessene Hochfrequenzsignale, die proportional zu den Wurzeln der jeweiligen Leistungen sind. Bei einem Feldpegel von 8.5 MV/m betrug die durch den Strahlungsdruck der elektromagnetischen Oberflächenfelder hervorgerufene Frequenzverschiebung -435 Hz, welche durch das Regelsystem (grün) ausgeglichen wurde [28].

Frequenzgenerator eingestellten Frequenzverschiebung entspricht und somit direkt proportional zur Frequenzverstimmung ist. Abbildung 5.19 zeigt hierbei die typischen mit dem Oszilloskop gemessenen Hochfrequenzsignale sowie die Antwort des VCO-Signals (grüne Kurve) bei einem Feldpegel von 8.5 MV/m. Das Oszilloskop misst Spannungen, demnach sind sämtliche Signale proportional zu den Wurzeln der jeweiligen Leistungen (Vorwärtsleistung P_f , reflektierte Leistung P_r und transmittierte Leistung P_t). Die bei diesem Feldpegel erzeugte VCO-Spannung betrug 435 mV, was wiederum einer Frequenzverschiebung von -435 Hz entspricht.

Zur Bestimmung der Lorentzkraftverstimmungskonstanten K wurde die ermittelte Frequenzverschiebung Δf gegen das Quadrat des Feldgradienten E_a aufgetragen (s. Abb. 5.20). Die Steigung dieser erwartungsgemäß abfallenden Geraden entspricht der Konstanten K und ergab im Falle der sl 325 MHz CH-Struktur

$$K = -6.1 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2. \quad (5.18)$$

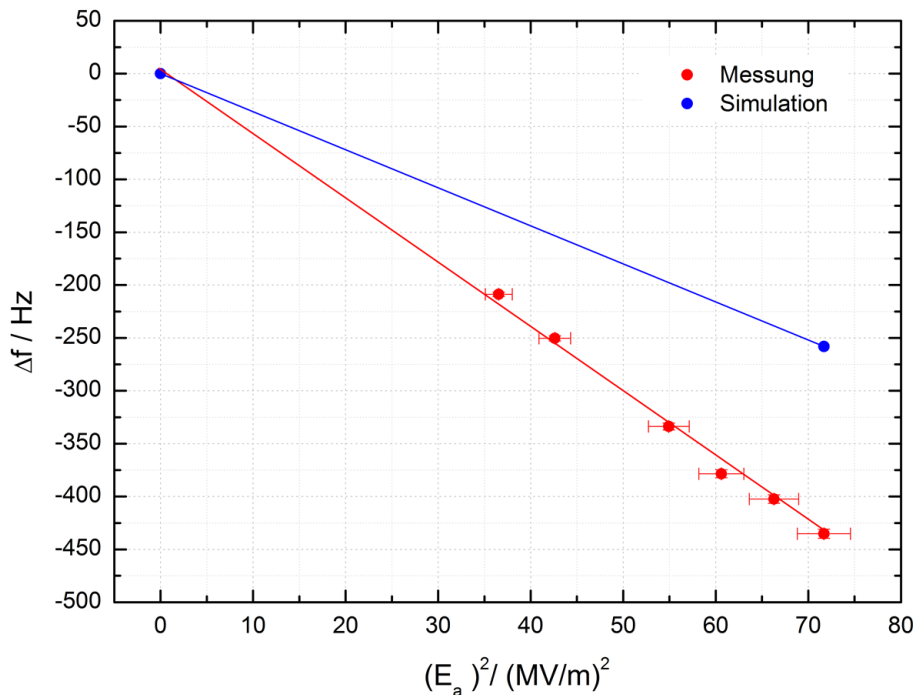


Abb. 5.20: Vergleich zwischen gemessener und simulierter Lorentzkraftverstimmung als Funktion des Quadrats des Gradienten. Es ergab sich eine gemessene Lorentzkraftverstimmungs-Konstante von $-6.1 \text{ Hz}/(\text{MV/m})^2$, während diese durch Simulationsrechnungen zu $-3.6 \text{ Hz}/(\text{MV/m})^2$ bestimmt wurde.

Diese relativ kleine Konstante entspricht bereits bei einem Beschleunigungsgradienten von 5 MV/m einer Frequenzverstimmung von -150 Hz , was in etwa der Breite der Resonanzkurve unter Berücksichtigung eines Strahlstromes von 1 mA entspricht (s. Kapitel 5.3.1). Eine mögliche Erklärung für die Diskrepanz zwischen der simulierten und gemessenen Lorentzkraftverstimmungskonstanten und der daraus resultierenden Frequenzverschiebung liegt hierbei, ähnlich wie bereits in Kapitel 5.3.2. beschrieben, in der deutlich höheren Steifigkeit der beiden Enddeckel des Simulationsmodells im Vergleich zur realen Struktur. Aufgrund dessen bewirkt das elektrische Feld der realen Struktur eine im Vergleich zur Simulation größere Deformation der beiden Enddeckel, wodurch die jeweilige Länge der Endspalte deutlich verringert wird. Die daraus resultierende Erhöhung der Kapazität führt wiederum zu einer insgesamt größeren Absenkung der Resonanzfrequenz.

5.3.6 Zusammenfassung

Wie bereits zuvor erwähnt ist es im Falle einer supraleitenden Kavität nur sehr schwer möglich, nach der Produktion Änderungen an der Geometrie vorzunehmen. Zudem stellt die im Vergleich zu normalleitenden Strukturen äußerst schmale Bandbreite der Resonanzkurve eine weitere Schwierigkeit in Bezug auf einen stabilen Betrieb einer supraleitenden Beschleunigungsstruktur dar. Umso wichtiger erscheint es daher, schon während der Produktionsphase mit Hilfe von Multiphysics-Simulationssoftware sämtliche frequenzverstimmenden Effekte sowie deren Größenordnungen zu bestimmen, so dass die Resonanzfrequenz der Kavität so nah wie möglich an der Sollfrequenz liegt. Zudem kann bereits im Vorfeld die Geometrie der Kavität so angepasst werden, dass die Anfälligkeit auf Störungen deutlich reduziert werden kann. Durch eine den realen Gegebenheiten angepasste Definition der in den Simulationsrechnungen verwendeten Randbedingungen, stellen gekoppelte strukturmechanische und elektromagnetische Analysen ein wichtiges Werkzeug für die geometrische Auslegung supraleitender Strukturen dar. In Tabelle 5.4 sind die wichtigsten Simulationsergebnisse der jeweiligen frequenzverändernden Effekte sowie die im Vergleich dazu gemessenen Werte der beiden untersuchten supraleitenden CH-Strukturen zusammengefasst.

		sl 325 MHz CH	sl 217 MHz CH
Evakuierung	Verformung (Sim.) / mm	0.26	0.155
	Verformung Mess. / mm	0.24	0.16
	von-Mises-Spannung / MPa	55	60
	Δf (Sim.) / kHz	205	93
	Δf (Mess.) / kHz	190	113
	df/dp (Sim.) / (Hz/mbar)	105	33
	df/dp (Mess.) / (Hz/mbar)	80	-
Abkühlung	Verformung (Sim.) / mm	0.95	1.1
	von-Mises-Spannung / MPa	40	35
	Δf (Sim.) / kHz	443	310
	Δf (Mess.) / kHz	450	-
LKV	K (Sim.) / [Hz/(MV/m) ²]	-3.6	-
	K (Mess.) / [Hz/(MV/m) ²]	-6	-
	Δf (Sim.) / kHz	-100	-
	Δf (Mess.) / kHz	-150	-

Tabelle 5.4: Übersicht sämtlicher, die Resonanzfrequenz der jeweiligen sl CH-Strukturen beeinflussender Effekte.

Kapitel 6

Frequenztuner für supraleitende CH-Strukturen

Im folgenden Kapitel wird das neuartige Frequenztuningkonzept aktueller und zukünftiger supraleitender CH-Strukturen vorgestellt. Dabei wurden im Hinblick auf die Entwicklung und Optimierung einer dynamischen Frequenztuningeinheit für supraleitende CH-Strukturen insbesondere folgende Punkte berücksichtigt:

- Hohe Tuning-Empfindlichkeit
- Akzeptable Tuningkräfte
- Hohe Steifigkeit der Tuningeinheit
- Geringe Hystereseeffekte
- Günstige Zugangsmöglichkeit für Montagezwecke

Das vorgesehene schnelle Frequenztuningsystem besteht im Wesentlichen aus zwei Teilen: Den inneren Teil des Tuningsystems bilden neuartige dynamische Balgtuner, die durch Veränderung ihrer Höhe Einfluss auf die Resonanzfrequenz nehmen können. Die zum Frequenztuning notwendige Höhenänderung der Balgtuner wird durch einen Tunerantrieb, bestehend aus Schrittmotor und Piezoelement, erreicht, der an der Außenseite des Heliummantels der Kavität befestigt wird.

Im ersten Teil dieses Kapitels wird der Optimierungsprozess der verschiedenen Balgtunergeometrien mit Hilfe strukturmechanischer und elektrodynamischer Simulationsprogrammen erläutert. Im zweiten Teil wird auf das Konzept des Frequenztunerantriebes und dessen Hauptkomponenten eingegangen. Abschließend werden die Ergebnisse erster Messungen eines zu Testzwecken gefertigten Frequenztunerprototypen vorgestellt.

6.1 Dynamische Balgtuner

Für die erste supraleitende 360 MHz CH-Prototypkavität, die in den Jahren 2006 bis 2010 unter kryogenen Bedingungen erfolgreich getestet werden konnte, wurde ein Tuningkonzept angewendet, das dem von elliptischen Kavitäten sehr ähnlich ist [78, 79]. Dabei wirkt auf die Enddeckel der Kavität eine relativ große, externe Kraft von ungefähr 5 kN, die dafür sorgt, dass sich die Längen der Endzellen der Kavität in longitudinaler Richtung verändern. Die Längenänderung des ersten und letzten Spaltes führt zu einer Änderung der Kapazität und dementsprechend zu einer Frequenzänderung. Diese Art des Frequenzunings birgt jedoch zwei entscheidende Nachteile: zum einen wird für die Installation der Tuningeinheiten zwischen zwei Kavitäten in longitudinaler Richtung relativ viel Platz benötigt, was sich wiederum negativ auf die Strahldynamik des gesamten Beschleunigers auswirkt. Des Weiteren wird durch die Verkleinerung der beiden Endzellen der Kavität das elektrische Feld in diesen Bereichen um bis zu 20% erhöht.

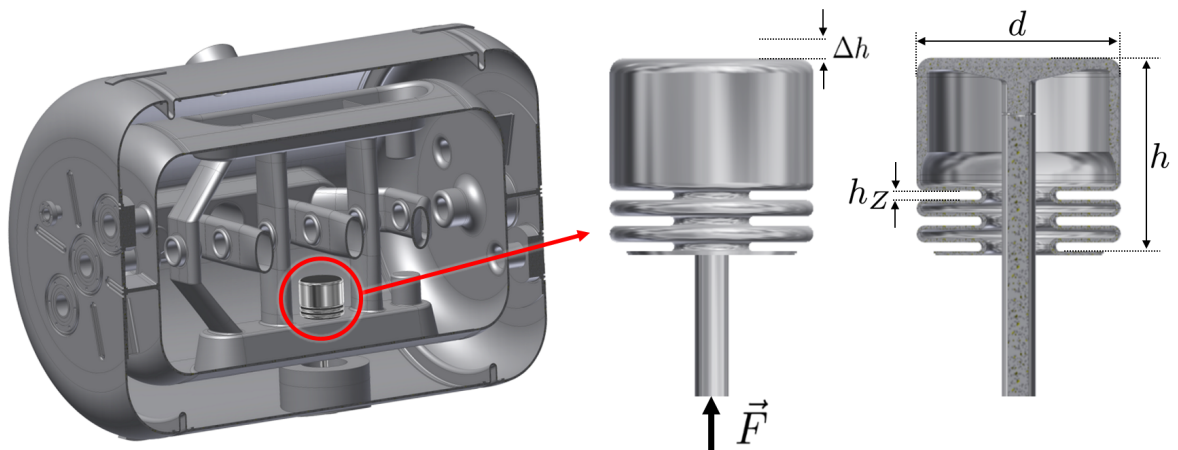


Abb. 6.1: Dynamischer Balgtuner für die supraleitende 325 MHz CH-Struktur. Durch Ansetzen einer äußeren Kraft am unteren Ende des Führungstabes kann der Balgtuner in der Höhe variiert werden, was wiederum zu einer Frequenzveränderung der Kavität führt.

Um diese beiden Effekte zu vermeiden, wurde in den letzten Jahren ein neuartiges Tuningkonzept für supraleitende CH-Strukturen entwickelt, bei dem sogenannte dynamische Balgtuner zwischen die Stützen in das Innere der Kavität eingeschweißt werden (s. Abb. 6.1). Diese dynamischen Balgtuner wirken mit zunehmender Höhe in Richtung Strahlachse kapazitiv, was sich in einem Abfall der Resonanzfrequenz bemerkbar macht. Je nach Kavität werden unterschiedlich viele dieser Balgtuner verwendet, die angetrieben von einem Schrittmotor und Piezoaktor als langsame sowie als schnelle Frequenzuner agieren können. Um die statischen Frequenzabweichungen ausgleichen zu können, die

beispielsweise durch Ungenauigkeiten während des Fertigungsprozesses oder durch die Kontraktion der Kavität während des Abkühlvorganges auf eine Temperatur von 4.2 K entstehen, müssen die dynamischen Balgtuner eine Auslenkung von ± 1 mm bereitstellen können, was grob gerechnet einem Frequenzhub von einigen hundert kHz entspricht. Die schnellen Frequenzänderungen, die durch die bereits mehrfach erwähnten limitierenden Effekte supraleitender Resonatoren, wie beispielsweise Lorentzkraftverstimmung im gepulsten Betrieb, Mikrophonie oder die Druckfluktuationen im Heliumbad hervorgerufen werden, werden durch einen schnellen piezobetriebenen Balgtuner ausgeglichen. Im Gegensatz zu dem langsamen Tuner wird der schnelle Tuner mit Hilfe eines Piezoelementes im μm -Bereich ausgelenkt, was wiederum einem Tuningbereich von einigen hundert Hz entspricht.

6.1.1 Geometrieoptimierung

Je nach Geometrie einer CH-Kavität kann auch das Design der eingesetzten Balgtuner von Kavität zu Kavität variieren und muss individuell an die geometrischen Gegebenheiten angepasst werden. Um für eine supraleitende CH-Kavität die Balgtunergeometrie hinsichtlich erreichbarem Frequenzhub sowie mechanischer Stabilität und Kompaktheit zu optimieren, müssen während der Designphase zahlreiche strukturmechanische sowie elektrodynamische Simulationsrechnungen durchgeführt werden. Hinsichtlich der Geometrieoptimierung werden die folgenden Parameter des Balgtuners durch Simulationsrechnungen festgelegt:

- Arbeitspunkt/ Höhe h
- Durchmesser d
- Anzahl der Zellen
- Zellenhöhe h_Z

Durch HF-Simulationen mit Hilfe von CST MicroWave Studio wurden die Eckparameter „Durchmesser“ und „Höhe“ der für die 325 MHz und 217 MHz CH-Strukturen vorgesehenen Balgtuner bestimmt. Hierzu wurden einfache Zylinder als Balgtunermodelle zwischen die Stützen der Kavität eingeführt. Um den Arbeitspunkt und somit die Höhe der jeweiligen Balgtuner festzulegen, wurde die Resonanzfrequenz als Funktion der Einschubtiefe berechnet. Zudem wurde die Resonanzfrequenz für unterschiedliche Zylinderdurchmesser untersucht, um die transversalen Abmessungen der Balgtuner definieren zu können. Im Falle der 325 MHz CH-Kavität wurde der Arbeitspunkt der eingesetzten Balgtuner auf 51 mm festgelegt, während der Durchmesser auf 60 mm definiert wurde. Mit dieser Konfiguration ist es möglich bei einem mechanischen Hub von ± 1 mm einen Frequenzhub von rund 140 kHz/mm pro eingesetztem Balgtuner zu erreichen. Insgesamt

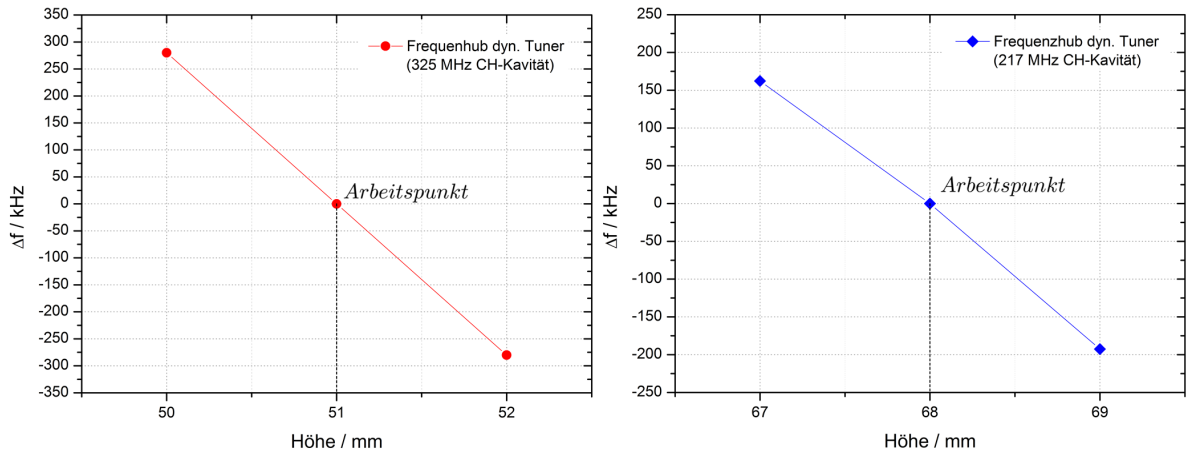


Abb. 6.2: Theoretisch erreichbarer, gesamter Frequenzhub der dynamischen Balgtuner in der sl 325 MHz CH-Struktur (links) sowie der sl 217 MHz CH-Struktur (rechts) [27, 80].

sind für die 325 MHz CH-Kavität zwei dynamische Balgtuner vorgesehen, mit denen man bei voller Ausnutzung des maximal möglichen mechanischen Hubs die Frequenz um bis zu ± 280 kHz tunen kann. Dabei agieren beide Balgtuner als langsame von einem Schrittmotor betriebene Tuner, um die statischen Frequenzänderungen auszugleichen (s. Abb. 6.2 (links)). Zusätzlich wird einer der beiden Balgtunern von einem Piezoaktor zum Ausgleich schneller Frequenzvariationen betrieben.

Aufgrund der deutlich geringeren Zellenlänge der sl 217 MHz CH-Kavität und des damit verbundenen geringeren Platzes zwischen zwei benachbarten Stützen, musste in diesem Fall der Radius des Balgtuners im Vergleich zur 325 MHz CH-Kavität deutlich reduziert werden. Dieser wurde im Bereich der Lamellen auf 32 mm festgelegt. Um dennoch eine größere kapazitive Wirkung zu erhalten und somit die Resonanzfrequenz stärker beeinflussen zu können, wurde der Durchmesser am Ende des Balgtuners auf 44 mm erhöht. Mit der Festlegung des Arbeitspunktes auf 68 mm lässt sich ein Frequenzhub von rund 50 kHz/mm pro Balgtuner erreichen. Die 217 MHz CH-Struktur wird mit drei dynamischen Balgtunern ausgestattet, von denen alle drei als langsame Tuner fungieren, während zwei Balgtuner zusätzlich mit einem Piezoaktor als schnelle Tuningeinheit betrieben werden. Demnach ist zum Erreichen der Sollfrequenz insgesamt eine Tuningsensitivität von rund + 160 kHz/mm bzw. - 190 kHz/mm möglich (s. Abb. 6.2 (rechts)).

6.1.2 Strukturmechanische Analyse

Für das Erreichen des erforderlichen mechanischen Hubs von ± 1 mm zum Ausgleichen der Frequenzverstimmungen, wird das Material des Balgtuners insbesondere unter zy-

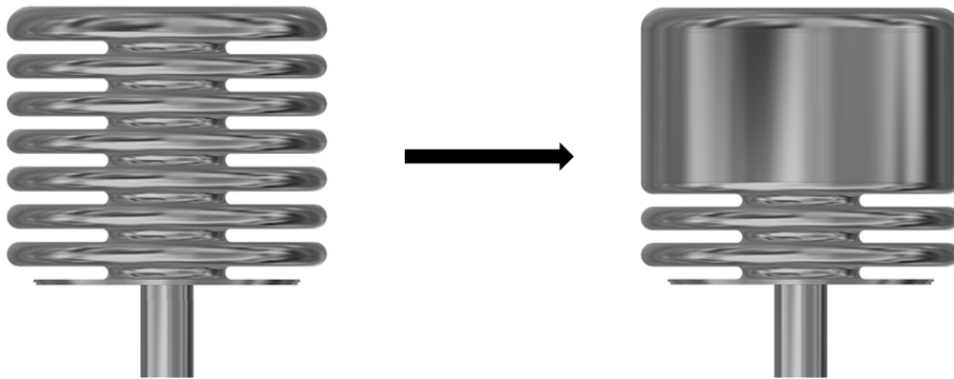


Abb. 6.3: Um die Gefahr von Multipacting im oberen Bereich der ursprünglich vorgesehenen Geometrie des 6-zelligen dynamischen Balgtuners (links) zu minimieren, wurden die einzelnen Lamellen im finalen Design durch eine einfache, zylindrische Geometrie ersetzt (rechts).

klischer Belastung auf Dauer sehr stark beansprucht. Die Verformung des Balgtuners muss während des Tuningvorganges elastisch sein. Diese Voraussetzung ist wichtig, um zum einen das Material des Balgtuners auf die Dauer nicht zu beschädigen und zum anderen, um unerwünschte Hystereseeffekte beim Übergang vom Drücken (Auslenkung) zum Ziehen (Zusammenstauchung) des Tuners zu vermeiden. Das Hauptaugenmerk der strukturmechanischen Analyse liegt aus diesem Grund in der Minimierung auftretender Materialspannungen, so dass eine hohe Lebensdauer der beweglichen Balgtuner und somit ein stabiler Betrieb eines kompletten supraleitenden Beschleunigers über einen Zeitraum von mehreren Jahren gewährleistet werden kann.

Nachdem mit Hilfe elektrodynamischer Simulationen die Eckdaten wie Höhe und Durchmesser festgelegt wurden, wurde mittels strukturmechanischer Simulationen die genaue Geometrie der Balgtuner definiert. Erste Untersuchungen bzgl. eines Balgtuners wurden bereits in [81] durchgeführt. Dabei wurde die auftretende Materialspannung als Funktion der Zellenanzahl sowie des Zellenabstandes in Simulationsrechnungen analysiert. Die Untersuchungen ergaben, dass die Spannungen im Material mit größerer Zellenanzahl bei gleicher Auslenkung reduziert werden konnten. Allerdings wirkt sich eine größere Anzahl von Zellen negativ auf die mechanische Stabilität im Hinblick auf mechanische Vibrationen aus. Demnach muss also durch eine geeignete Modellierung eine Balgtunergeometrie gefunden werden, die einen Kompromiss zwischen auftretender Materialbeanspruchung und mechanischer Stabilität darstellt. Das finale Design des 3-zelligen Balgtuners für die sl 325 MHz CH-Kavität ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Im Vergleich zu dem in [81] untersuchten 6-zelligen Balgtuners, wurde die Geometrie aufgrund von Multipacting-Analysen, deren Ergebnisse in Kapitel 6.1.4 nachfolgend beschrieben werden, abgewandelt. Um das Risiko für Multipacting zu minimieren, wurde die ursprünglich vorgesehene

Anzahl der Zellen von sechs auf drei reduziert, wobei der obere Teil des Balgtuners im finalen Design eine einfache zylindrische Form besitzt.

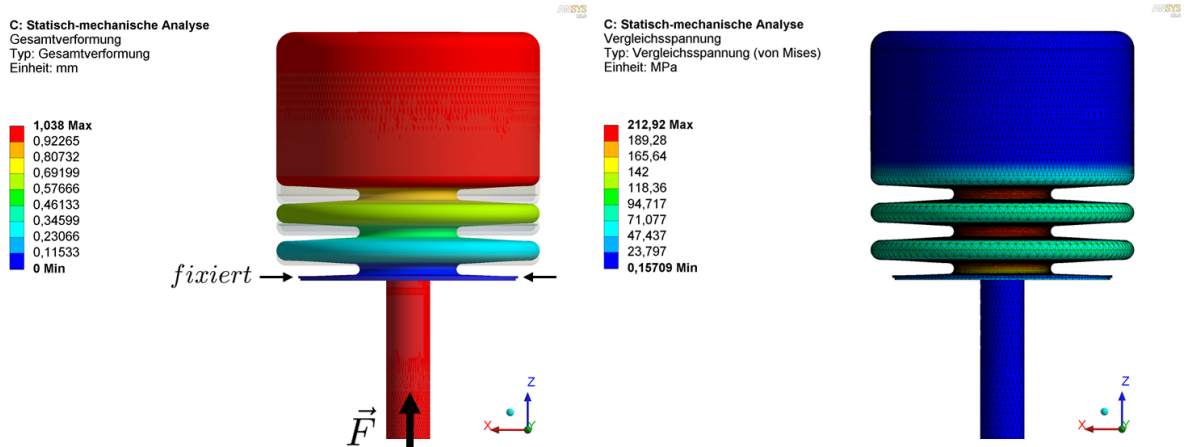


Abb. 6.4: Simulationsergebnisse der strukturmechanischen Untersuchung des dreizelligen Balgtuners. Bei einer Kraft von 350 N wird der Balgtuner um rund 1 mm ausgelenkt (links), wodurch eine maximale mechanische Spannung des Materials von 213 MPa entsteht (rechts).

Die Randbedingungen der Simulationsrechnungen wurden entsprechend den realen Gegebenheiten definiert. Die untere Scheibe, an der der Balgtuner in die Rippen zwischen den Stützen eingeschweißt wird, erhält eine fixierte Lagerung. Um die Höhe des Balgtuners zu variieren, wird an der Unterseite des Tunerstabes eine statische Kraft aufgebracht. Für die Auslenkung um den erforderlichen mechanischen Hub von 1 mm ist eine Kraft von knapp unter 350 N notwendig, was wiederum einer Federkonstanten des 3-zelligen Balgtuners von 335 N/mm entspricht. Die größte Materialspannung tritt in den Krümmungen der jeweiligen Zellen auf und liegt im Bereich von rund 213 MPa, was mit einem Sicherheitsfaktor von 1.8 deutlich unterhalb der kritischen Grenze einer plastischen Verformung liegt (s. Abb. 6.4). Für eine genauere Untersuchung und Bewertung dieser lokalen Spannungen, wurde mit Hilfe der sogenannten Submodelltechnik der für die Analyse interessante Teil auftretender Spannungsspitzen der bereits untersuchten Geometrie herausgeschnitten. Für eine weitere Begutachtung wurden anschließend die Knotenverschiebungen an den Schnittkanten der bereits berechneten, kompletten Balgtunergeometrie auf die Schnittkanten des Submodells als äußere Randbedingungen aufgebracht. Durch diese Analysetechnik konnte der Bereich signifikanter Spannungsspitzen unter deutlich verringertem Rechenaufwand mit feinerer Vernetzung genauer untersucht werden. Es konnte eine Erhöhung der Materialspannung von rund 213 MPa auf 228 MPa festgestellt werden, was trotz allem noch deutlich unterhalb der Fließgrenze

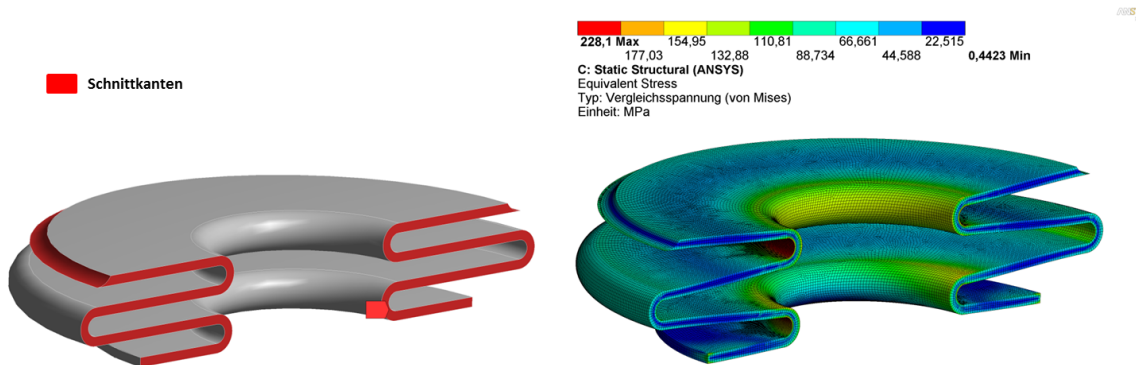


Abb. 6.5: Anwendung der Submodelltechnik zur Überprüfung der Spannungsspitzen. Die Knotenverschiebungen der bereits berechneten Gesamtgeometrie werden als Randbedingungen auf die Schnittkanten (links) des Submodells aufgebracht. Mit Hilfe dieser Methode konnte eine erhöhte Materialspannung von ungefähr 228 MPa festgestellt werden.

liegt (s. Abb. 6.5).

Im Falle der für die 217 MHz CH-Struktur vorgesehenen dynamischen Balgtuner, wurden im Hinblick auf die Minimierung des auftretenden Materialstress verschiedene Geometrien untersucht. Dabei wurden sowohl die Anzahl der Zellen als auch der Zellenabstand variiert. Die Randbedingungen wurden entsprechend den bereits oben beschriebenen Simulationsrechnungen bezüglich des Balgtuners für die 325 MHz CH-Struktur angepasst. Wie in [81] bereits gezeigt werden konnte, nimmt die von-Mises-Spannung mit größerer Anzahl der Zellen deutlich ab. Zudem konnte festgestellt werden, dass auch die Vergrößerung des Zellenabstandes zu einer Reduzierung des auftretenden Materialstress führt. In Abbildung 6.6 sind die verschiedenen 3D-Modelle der untersuchten Balgtunergeometrien sowie der durch eine Tunerauslenkung von 1 mm auftretende, maximale von-Mises-Stress in Abhängigkeit der genannten Parameter zusammengefasst. Dabei lagen die maximalen Spannungswerte für zwei Balgtunergeometrien bestehend aus sechs bzw. sieben Zellen in einem akzeptablen Bereich unterhalb der Fließgrenze. Da jedoch die Anzahl der Zellen aufgrund der Anfälligkeit für mechanische Eigenschwingungen möglichst gering sein sollte, stellt der sechszellige Balgtuner mit einem Zellenabstand von 3.5 mm anhand der Simulationsergebnisse den besten Kompromiss zwischen Materialbeanspruchung und mechanischer Stabilität bzgl. Vibrationen dar. Um den gewünschten mechanischen Hub von 1 mm zu erreichen, muss der Balgtuner einer Kraft von 700 N ausgesetzt werden, was letztlich zu einer maximalen Vergleichsspannung von ungefähr 271 MPa führt (s. Abb. 6.7).

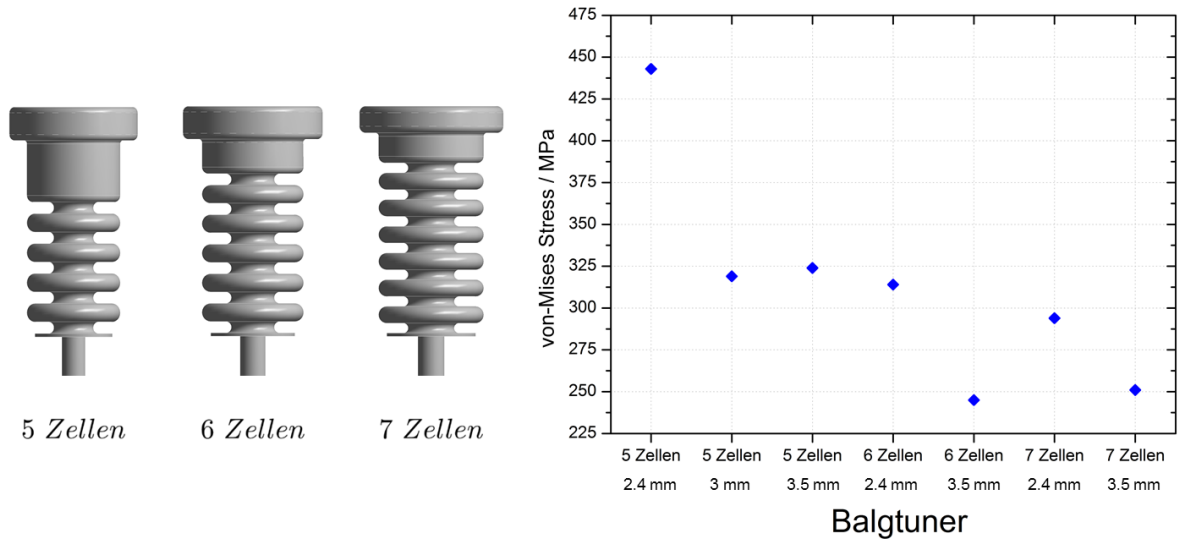


Abb. 6.6: Darstellung der untersuchten Balgtunergeometrien für die sl 217 MHz CH-Kavität (links) und bei einer Auslenkung von 1 mm auftretende von-Mises-Spannung für die verschiedenen Balgtunergeometrien (rechts).

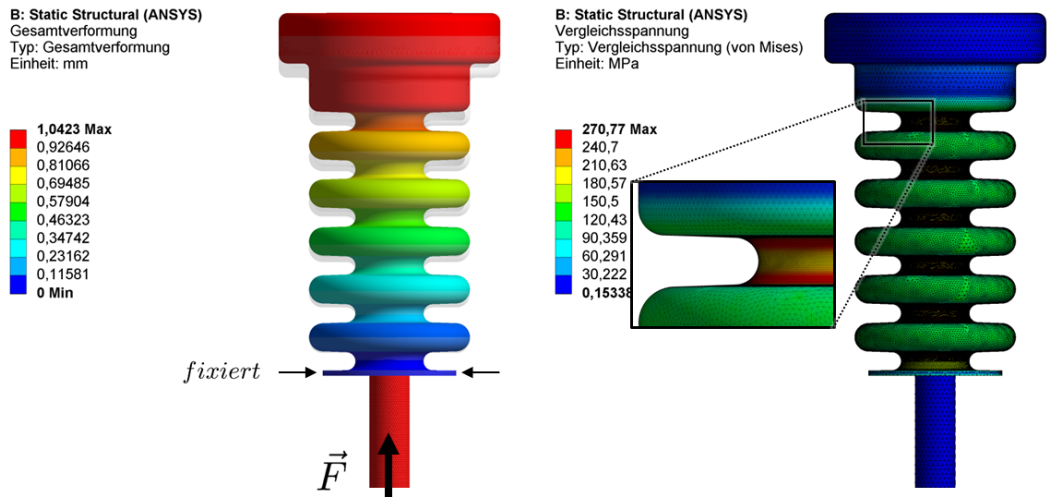


Abb. 6.7: Simulationsergebnisse der strukturmechanischen Untersuchung des sechszelligen Balgtuners der sl 217 MHz CH-Kavität. Für die geforderte Auslenkung von 1 mm ist eine Kraft von 700 N notwendig (links), wodurch eine mechanische Materialspannung von 270 MPa entsteht.

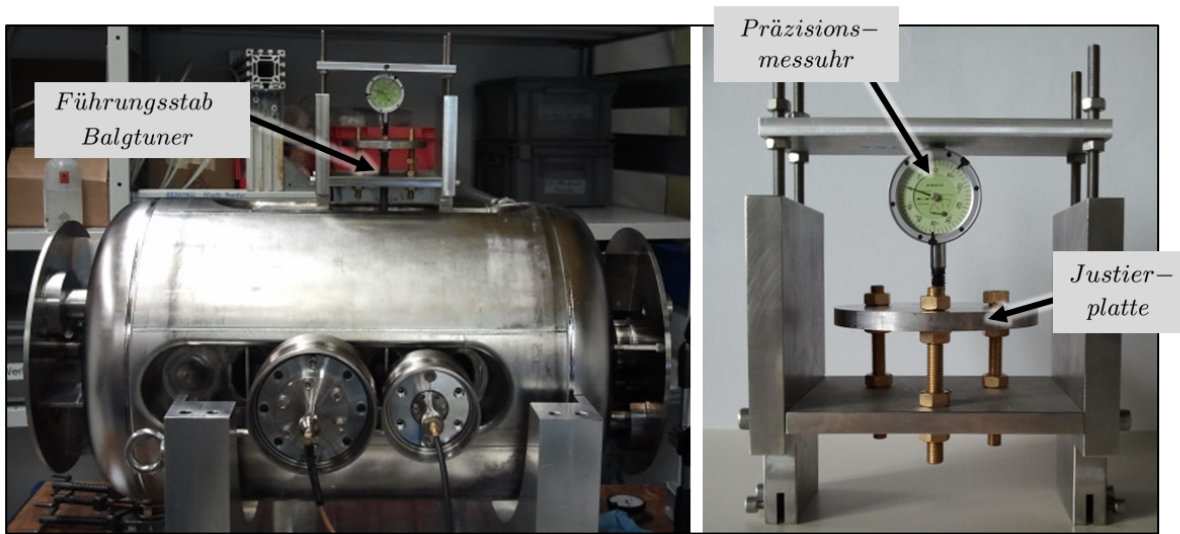


Abb. 6.8: Zur Messung des erreichbaren Frequenzhubes des dreizelligen Balgtuners wird ein Testgestell auf der Außenseite des Resonatormantels angebracht (links). Mit Hilfe einer am Führungsstab befestigten Justierplatte kann die Höhe des Balgtuners gezielt variiert werden.

Für die Messung der mechanischen und elektrodynamischen Eigenschaften der realen Balgtuner und somit für die Überprüfung der Genauigkeit der HF- und strukturmechanischen Berechnungen, wurde ein eigens für Testzwecke angepasstes Tunertestgestell aus Edelstahl entwickelt, das in Abbildung 6.8 dargestellt ist. Die beiden äußeren Platten des Testgestells wurden dabei auf zwei benachbarte Versteifungselemente innerhalb der Rippen der Kavität geklemmt und durch Schrauben fixiert. Der aus der Kavität ragende Führungsstab des bereits verschweißten Balgtuners, der sich genau in der Mitte zwischen den beiden benachbarten Versteifungselementen befindet, wurde zu Testzwecken mit der durch drei Gewindestangen geführten mittleren Scheibe (Justierplatte) verschraubt. Der bewegliche Balgtuner konnte nun ausgelenkt bzw. zusammengestaucht werden, indem die Justierplatte durch die an den Gewindestangen befestigten Schraubenmutter in ihrer Position gezielt verändert wurde. Mit Hilfe der Messung einer Präzisionsmessuhr, die zwischen den beiden oberen Platten installiert ist, waren hierbei sehr kleine Auslenkungen im Bereich von 0.01 mm möglich. Da die Messung bei Raumtemperatur durchgeführt wurde und demnach die volle geforderte Auslenkung des Balgtuners von ± 1 mm aufgrund der hohen Materialbeanspruchung zu einer irreversiblen plastischen Verformung führen könnte, wurde die maximal mögliche Auslenkung für diese Testmessung, die durch Simulationsrechnungen ermittelt wurde, präventiv auf einen Bereich von -0.15 mm bis +0.15 mm festgelegt. Bei einer Auslenkung des Balgtuners um ± 0.15 mm liegt die von-Mises-Spannung in einem akzeptablen Bereich von ca. 30 MPa und demnach unterhalb der kritischen Fließgrenze bei Raumtemperatur.

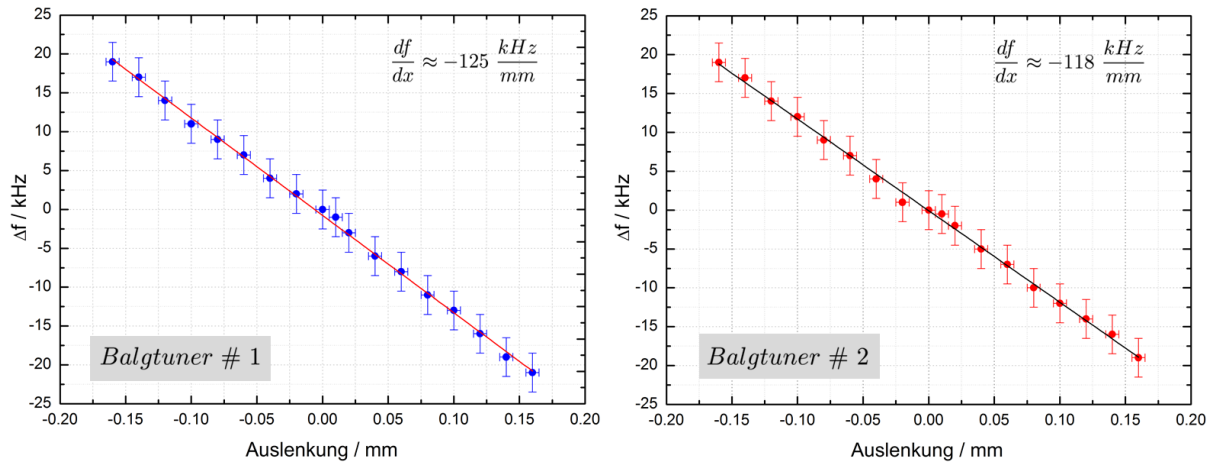


Abb. 6.9: Gemessene Tuningsensitivität der beiden in der sl 325 MHz CH-Struktur verschweißten beweglichen Balgtuner. Die gemessenen Werte zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit dem simulierten Wert von 130 kHz/mm

Die Abbildung 6.9 zeigt die tatsächlich erreichbare Frequenzverschiebung in Abhängigkeit von der Auslenkung der beiden beweglichen Balgtuner der sl 325 MHz CH-Kavität im Vergleich zu den simulierten Werten. Die Messungen ergaben hierbei eine gemittelte Tuningsensitivität von 125 kHz/mm für Balgtuner #1 und 117 kHz/mm für Balgtuner #2. Der simulierte Wert des Frequenzhubes lag bei rund 140 kHz/mm, was demnach eine sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten zeigt.

Zusätzlich zu den HF-Eigenschaften wurde die Federsteifigkeit der beiden Balgtuner experimentell ermittelt. Zu diesem Zweck wurde die obere Platte samt Präzisionsmessuhr des Tunertestgestells entfernt. Die mittlere Metallplatte wurde anschließend mit verschiedenen großen Referenzgewichten in einem Bereich von 0.5 kg bis 5 kg belastet, so dass eine Auslenkung der Balgtuner erreicht werden konnte. Da die Auslenkung der Balgtuner aufgrund des geschlossenen Resonatorvolumens nicht direkt gemessen werden konnte, wurde anstelle des mechanischen Hubes die auftretende Frequenzverschiebung in Abhängigkeit der äußeren Last gemessen. Durch die zuvor gemessene Tuningsensitivität war es nun möglich durch einen Vergleich der beiden gemessenen Frequenzverschiebungen Rückschlüsse auf die Auslenkung des Balgtuners als Funktion der Referenzgewichte zu ziehen und somit die Federkonstante zu bestimmen. Um bei dieser indirekten Methode die größtmögliche Messgenauigkeit zu erreichen, musste in beiden Messungen die Resonanzfrequenz der Kavität für den unausgelenkten Balgtuner (in Nulllage) identisch sein. In Abbildung 6.10 ist der Vergleich zwischen gemessener und simulierter Tunerauslenkung als Funktion der äußeren Last graphisch dargestellt. Hierbei ist deutlich

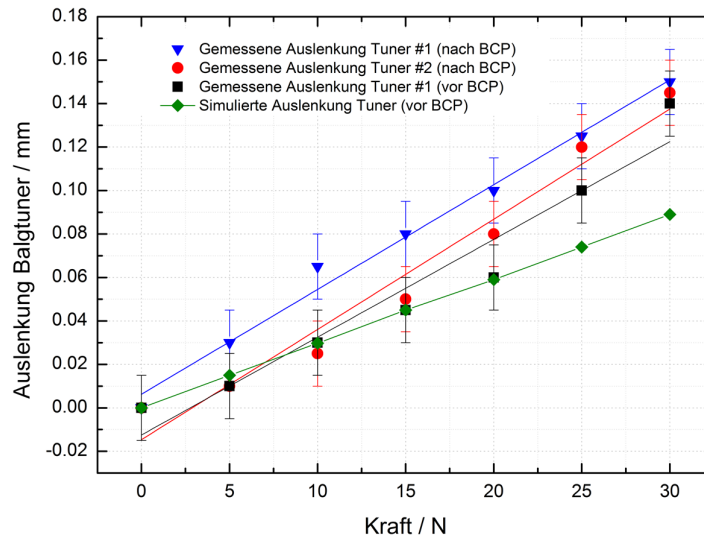


Abb. 6.10: Vergleich zwischen gemessener und simulierter Balgtunerauslenkung als Funktion der äußeren Kraft.

eine relativ große Diskrepanz von ca. 40% zwischen Messung und Simulation zu erkennen. Während strukturmechanische Simulationsrechnungen eine Federkonstante von 370 N/mm voraussagten, lag diese im realen Fall lediglich bei 230 N/mm. Ein möglicher Grund für den großen Unterschied zwischen Simulation und Messung könnte hierbei in der komplizierten Herstellung und Beschaffenheit der Balgtunergeometrie liegen. Da der komplette Balgtuner aus vielen Einzelteilen, wie beispielsweise den Halbschalen der einzelnen Lamellen hergestellt wurde und somit relativ viele Schweißnähte auf geringer Fläche vorhanden sind, wurde das Material an diesen Stellen durch den Schweißvorgang weicher. In den Simulationsrechnungen konnte dieser Effekt aufgrund der hohen Rechenintensität und technischen Schwierigkeit nicht berücksichtigt werden.

6.1.3 Modalanalyse

Neben der Geometrieoptimierung bezüglich der Reduktion der Materialspannung aufgrund des geforderten mechanischen Hubs, stellt die Bestimmung der mechanischen Eigenfrequenzen und deren Schwingungsformen den nächsten Schritt zur Untersuchung der dynamischen Eigenschaften der beiden Balgtunergeometrien dar. Bei dem Design eines dynamischen Balgtuners sollte möglichst vermieden werden, dass die mechanischen Eigenfrequenzen in den Betriebsbereich des für das schnelle Frequenztuning verantwortlichen Piezoaktors fallen. In einem möglichen mechanischen Resonanzfall könnten durch die Eigenschwingungen des Balgtuners die Amplituden einer Auslenkung zu groß werden, so dass der gewünschte Effekt des kontrollierten Ausgleichs schneller Frequenzänderungen nicht realisierbar wäre. Wie bei der Berechnung der mechanischen Eigenschwin-

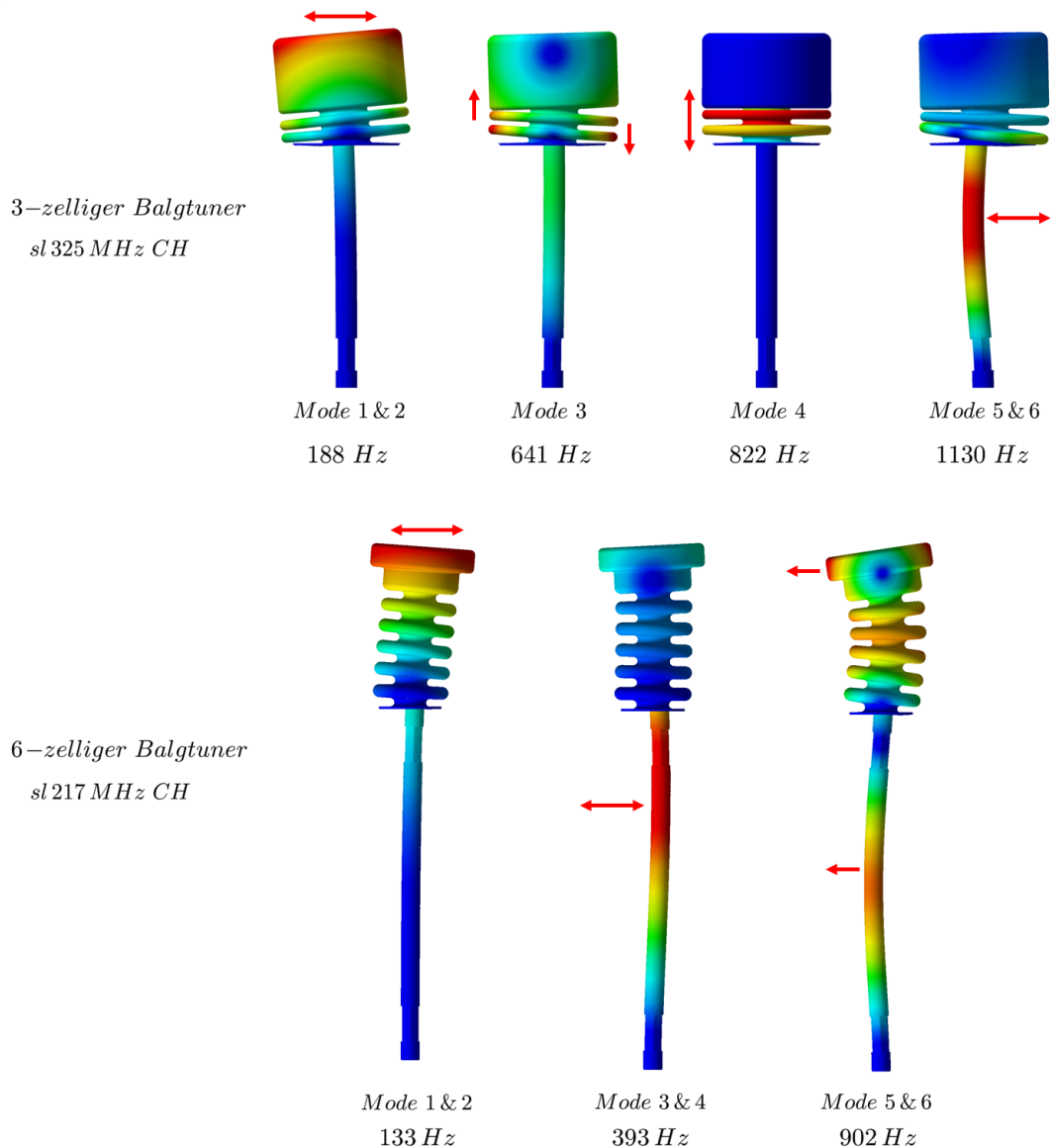


Abb. 6.11: Darstellung der ersten mechanischen Eigenfrequenzen und Eigenschwingungsmoden des dreizelligen (oben) sowie des sechszelligen Balgtuners (unten) der jeweiligen sl CH-Strukturen.

gungen der gesamten CH-Struktur (s. Kapitel 5.3.3), ist es bei der Untersuchung des Balgtuners mit Hilfe der Modalanalyse in ANSYS möglich, durch gezielte Änderungen der Balgtunergeometrie die mechanischen Resonanzen und deren Schwingungsmoden zu beeinflussen. Auch in diesem Fall ist es von besonderem Interesse, den Frequenzbereich der auftretenden Eigenfrequenzen zu maximieren, da die Amplituden der jeweiligen Eigenschwingungen für höhere Frequenzen abnehmen und somit der negative Einfluss auf

die elektromagnetischen Eigenschaften des Balgtuners verringert werden kann. Dabei wirkt sich vor allem die Geometrie des für die Auslenkung benötigten Führungsstabes des Balgtuners sehr stark auf das Schwingungsverhalten des gesamten Balgtuners aus. Wie in [81] bereits gezeigt wurde, sinkt der Frequenzbereich der niedrigsten Schwingungsmode erwartungsgemäß mit steigender Länge des Führungsstabes, weshalb die Länge des Führungsstabes demnach also so klein wie möglich sein sollte. Da der Führungsstab direkt mit dem Flansch des Heliummantels der Kavität verbunden werden muss, kann die Länge des Stabes demzufolge nur durch eine geometrische Optimierung des Heliummantels in Form eines versenkten Flansches minimiert werden. Im Falle der in der sl 325 MHz CH-Struktur eingesetzten Balgtuner beträgt die Stablänge 150 mm, während diese bei den Balgtunern der sl 217 MHz CH-Kavität auf Grund der gegebenen Geometrie des Heliummantels bei 204 mm liegt. Wie in den bereits oben beschriebenen strukturmechanischen Simulationsrechnungen erhält der Balgtuner auch für die Analyse des Schwingungsverhaltens im Bereich der unteren Scheibe eine fixierte Lagerung. Um die reale Verbindung des Tunerstabes mit dem Flansch des Heliummantels zu abstrahieren, wurde zusätzlich der untere Teil des Tunerstabes als fixiert angenommen.

Die ersten sechs berechneten mechanischen Eigenfrequenzen und die dazugehörigen Schwingungsmoden der beiden bereits optimierten Balgtunergeometrien sind in Abbildung 6.11 qualitativ dargestellt. Im Falle des vergleichsweise kompakteren, dreizelligen Balgtuners treten die ersten beiden mechanischen Eigenfrequenzen bei einer Frequenz von 187.9 Hz bzw. 188 Hz auf. Hierbei handelt es sich in beiden Fällen um die gleiche Biegeschwingung, bei der hauptsächlich der Tunerkopf in einer Ebene des Raumes Transversalschwingungen ausführt und sich lediglich in der Schwingungsebene (x - z -Ebene und y - z -Ebene) unterscheiden. Die nächst höher gelegene Eigenschwingung tritt bereits bei einer relativ großen Frequenz von 641 Hz auf. Dabei handelt es sich um eine longitudinale Schwingungsmode, bei der nur die einzelnen Lamellen in axialer Richtung schwingen, während der Tunerstab in seiner ursprünglichen Ausrichtung und somit unbeeinflusst bleibt. Ein ähnliches Schwingungsverhalten der einzelnen Lamellen weist die vierte mechanische Eigenmode auf, die bei einer Frequenz von 822 Hz zu finden ist. Während die ersten vier mechanischen Eigenmoden ausschließlich durch Schwingungen im Bereich des Tunerkopfes bestimmt werden, führt im Falle der fünften bzw. sechsten mechanischen Eigenmode lediglich der Führungsstab Schwingungen in transversaler Richtung aus, die bei Eigenfrequenzen im kHz-Bereich zu finden sind.

Im Falle des für die sl 217 MHz CH-Struktur vorgesehenen sechszelligen Balgtuners ergaben sich bezüglich der mechanischen Eigenfrequenzen aufgrund der unterschiedlichen geometrischen Beschaffenheit teils erhebliche Unterschiede zu dem bereits beschriebenen dreizelligen Balgtuner. Lediglich die Biegeschwingungen der ersten beiden mechanischen Moden liegen für den sechszelligen Balgtuner in einem vergleichbaren Frequenzbereich von 133 Hz bzw. 133.4 Hz. Aufgrund des deutlich längeren Führungsstabes des sechszelligen Balgtuners liegen die nächst höher gelegenen mechanischen Eigenmoden, bei denen der Führungsstab transversale Schwingungen in unterschiedlichen Ebenen des Raumes ausführt, bereits bei Eigenfrequenzen von 393 Hz bzw. 393.4 Hz, und demnach

knapp 700 Hz unterhalb der entsprechenden Eigenfrequenzen des dreizelligen Balgtuners. Da jedoch bei dieser Schwingungsmode vorwiegend der Führungsstab des Balgtuners transversale Schwingungen ausführt und zudem der Größenbereich der zugehörigen Eigenfrequenzen oberhalb gefährlicher Anregungsfrequenzen liegt, wird das Risiko einer Beeinträchtigung der Tuningperformance als gering eingeschätzt.

6.1.4 Untersuchung auf Multipacting

Das Risiko einer Performance-Limitierung der sl CH-Kavität durch das Auftreten von Multipacting ist insbesondere im Bereich der beweglichen Balgtuner vorhanden. Aufgrund der geometrischen Beschaffenheit und die Existenz einer Symmetrieebene, die durch die zwei benachbarten, parallelen Lamellen des Balgtuners gegeben ist, stellt das sogenannte 2-Punkt-Multipacting die wichtigste und wahrscheinlichste Form von Multipacting in diesem Bereich dar. Zur Veranschaulichung dieses innerhalb der Balgtuner-geometrie auftretenden, resonanten Phänomens dient Abbildung 6.12.

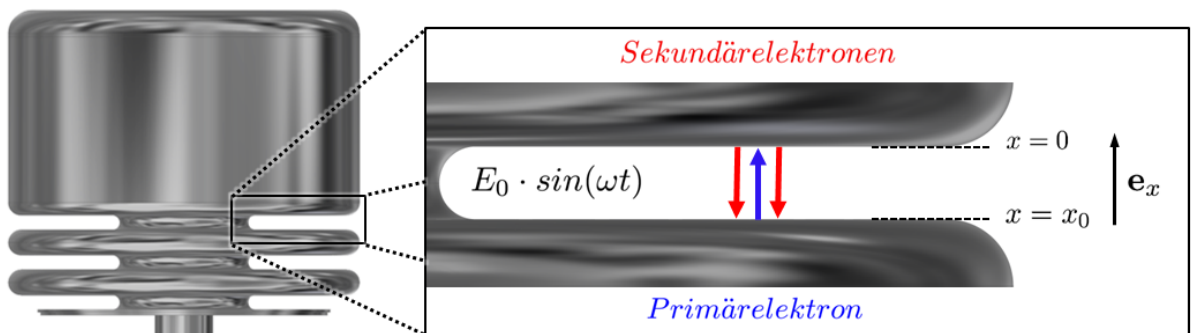


Abb. 6.12: Schematische Darstellung von 2-Punkt-Multipacting innerhalb einer Zelle zwischen zwei benachbarten, ebenen Lamellen des dreizelligen Balgtuners.

Hierbei wird das elektrische Wechselfeld $\mathbf{E} = E_0 \cdot \sin(\omega t) \mathbf{e}_x$ zwischen zwei benachbarten Lamellen betrachtet. E_0 kann durch die Beziehung V/d beschrieben werden, wobei V die zwischen den Lamellen vorherrschende Spannung und d der Zellenabstand sind. Ist die Resonanzbedingung für das 2-Punkt-Multipacting erfüllt, wird ein an der Stelle $x=0$ aus der Oberfläche herausgelöstes Elektron in diesem elektrischen Feld beschleunigt und trifft nach genau der Hälfte einer HF-Periode auf der gegenüberliegenden Seite an der Stelle $x=x_0$ auf. Wenn die Einschlagsenergie, mit der das Primärelektron an dieser Stelle auftritt, groß genug ist, können Sekundärelektronen aus der Oberfläche herausgelöst werden. Wenn das elektrische Feld nun seine Richtung ändert, werden diese Sekundärelektronen wiederum zur Oberfläche an der Stelle $x=0$ beschleunigt und lösen dort

weitere Elektronen aus, was zu einem lawinenartigen Ansteigen des Elektronenstromes zwischen den Tunerlamellen führt. Detailliert betrachtet wirkt auf ein zur Phase $\varphi=0$ und zum Zeitpunkt $t=0$ ausgelöstes Elektron eine durch das elektrische Feld resultierende Beschleunigung, die mit Hilfe folgender Formel beschrieben werden kann [30]:

$$\mathbf{a}(t) = -\frac{eE_0}{m} \sin(\omega t + \varphi_0) \mathbf{e}_x \quad (6.1)$$

Hierbei ist ω die Resonanzfrequenz der Kavität, e und m die Elementarladung bzw. die Masse des beschleunigten Elektrons. Durch zweimalige Integration dieser Beziehung und unter Berücksichtigung, dass $x=0$ gilt, kann die Position des beschleunigten Elektrons zum Zeitpunkt t durch

$$x(t) = \frac{eE_0}{\omega^2 m} [\sin(\omega t + \varphi_0) - \sin \varphi_0] - \frac{eE_0}{\omega m} t \cos \varphi_0 \quad (6.2)$$

beschrieben werden. Betrachtet man nun beispielsweise ein Elektron, das zur Phase $\varphi_0=0$ ausgelöst wird, d.h. wenn das elektrische Feld \mathbf{E} in positiver \mathbf{e}_x -Richtung zeigt, gilt für die Position des Elektrons zum Zeitpunkt t :

$$x(t) = \frac{eE_0}{\omega^2 m} (\sin \omega t - \omega t) \quad (6.3)$$

Wie bereits in Kapitel 3.2.2 beschrieben, ist die Resonanzbedingung für das sogenannte 2-Punkt-Multipacting erfüllt, wenn das ausgelöste Elektron nach einem halbzahligem Vielfachen der Hochfrequenzperiode die gegenüberliegende Lamelle des Balgtuners erreicht. Unter Berücksichtigung dieser Bedingung ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$x\left(t = \frac{[2n-1]\pi}{\omega}\right) = -\frac{(2n-1)\pi e E_0}{\omega^2 m} = -d, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (6.4)$$

Die Spannung zwischen den benachbarten Lamellen, bei welcher 2-Punkt-Multipacting n -ter Ordnung theoretisch auftreten kann, wird durch folgende Gleichung beschrieben:

$$V_n = E_0 d = \frac{d^2 \omega^2 m}{(2n-1)\pi e}. \quad (6.5)$$

Durch einmalige Differentiation von Formel 6.2 erhält man die Geschwindigkeit des ausgelösten Elektrons in Abhängigkeit der Zeit. Mit der Bedingung, dass $\varphi_0=0$ ergibt sich für die Geschwindigkeit folgender Ausdruck:

$$v(t) = \frac{eE_0}{m\omega} (\cos \omega t - 1) \quad (6.6)$$

Berücksichtigt man nun die notwendige Resonanzbedingung von 2-Punkt-Multipacting, die durch $t = (2n-1)\pi/\omega$ gegeben ist, so erhält man die für das Auslösen weiterer

Sekundärelektronen hinreichende, nichtrelativistische Einschlagsenergie des Primärelektrons:

$$K_n = \frac{2e^2 V_n^2}{m\omega^2 d^2} \quad (6.7)$$

Da der Effekt von Multipacting im Falle der dynamischen Balgtuner sehr stark von dem Abstand zweier benachbarter Lamellen abhängt, ist es mit Hilfe von Multipactinguntersuchungen und deren Erkenntnisse möglich, einen Zellenabstand der Balgtunergeometrien definieren zu können, so dass das Risiko für das Auftreten dieses limitierenden Phänomens erheblich reduziert werden kann. Die durch erste strukturmechanische Simulationsrechnungen ermittelten Zellenabstände der beweglichen Balgtuner können nur durch das Ausschließen möglicher Multipactingschwellen endgültig festgelegt werden.

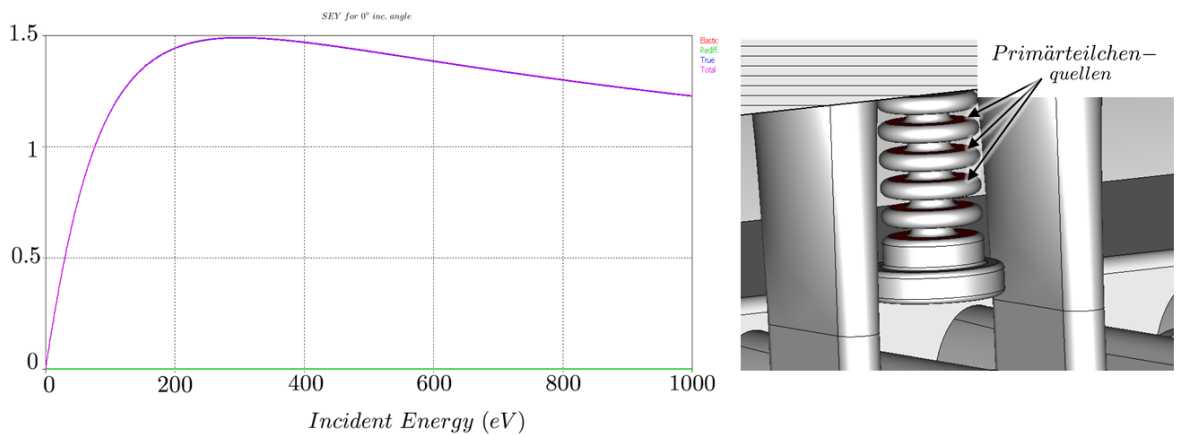


Abb. 6.13: Der für sämtliche Simulationen verwendete SEC von Niob einer durch Ausbacken bei einer Temperatur 300°C gereinigten Resonatoroberfläche (links) [76] und Definition der in rot dargestellten Primärelektronenquellen (rechts).

Mit Hilfe der Simulationssoftware CST Particle Studio ist es möglich, durch numerische Berechnungen die Gefahr für das Auftreten von Multipactingschwellen in der Region der beweglichen Balgtuner einschätzen zu können [82]. CST PS benutzt hierfür die in CST MicroWave Studio berechneten elektromagnetischen Felder. Durch eine sinnvolle Definition der vorliegenden Randbedingungen können hiermit Bereiche, in denen Sekundärelektronen ausgelöst werden, und die dazugehörigen Trajektorien der Elektronen dreidimensional dargestellt werden. Der erste Schritt der Simulationsrechnung besteht hierbei in der Definition der Emissionsquelle der Elektronen. Zu diesem Zweck werden die Oberflächen der parallel zueinander stehenden Lamellen der Balgtuner ausgewählt, von denen die Primärelektronen herausgelöst und im vorliegenden elektrischen Feld auf die gegenüberliegende Seite beschleunigt werden (s. Abb. 6.13 (rechts)). Dabei wird die

Austrittsenergie der Primärelektronen auf einen erfahrungsgemäß realistischen Bereich von 1 bis 5 eV definiert. Um einen möglichst isotropen Austritt der Elektronen zu generieren, wurde der Winkel, in dem die Elektronen aus der Oberfläche des Balgtuners herausgelöst werden, auf einen Bereich von bis zu 30° festgelegt.

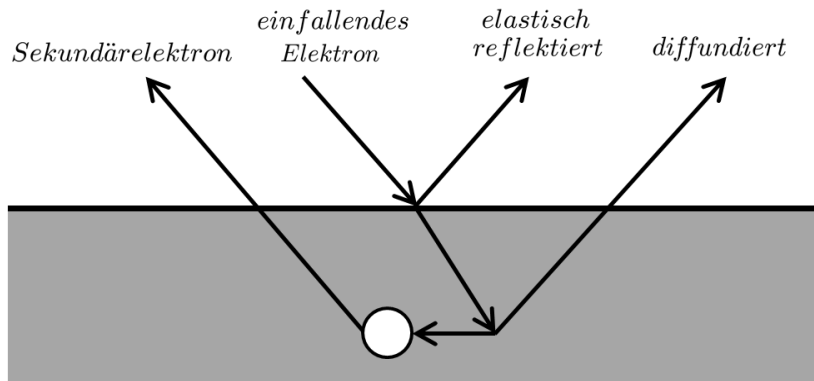


Abb. 6.14: Emissionsmodell der Sekundärelektronen basierend auf der mathematisch konsistenten Wahrscheinlichkeitsmethode nach Furman und Pivi (Quelle: in Anlehnung an [83]).

Das in CST PS verwendete Emissionsmodell der ausgelösten Sekundärelektronen basiert hierbei auf einer von Furman und Pivi entwickelten mathematisch konsistenten Wahrscheinlichkeitsmethode [84], welche Effekte wie elastische Rückstreuung, diffundierte und „wahre“ Sekundärelektronen mitberücksichtigt, wobei für das lawinenartige Anwachsen des Elektronenstroms lediglich der letztgenannte Effekt verantwortlich ist. Anhand von Abbildung 6.14 ist das in CST verwendete Emissionsmodell schematisch dargestellt. Da der Effekt des Multipactings sehr stark von den materialspezifischen Parametern sowie von der Reinheit der Oberfläche abhängt, können in CST PS drei Modelle unterschiedlicher Oberflächenpräparation einer aus Niob hergestellten Beschleunigungsstruktur für die Simulationsrechnungen berücksichtigt werden. Der größte Sekundärelektronenvervielfachungskoeffizient tritt hierbei für den Fall einer Oberflächenbehandlung durch Hochdruckspülung (HPR - High Pressure Rinsing) auf, während der niedrigste SEC bei einer Oberflächenpräparation durch Gasentladung mit Argon entsteht. Das für den Großteil aller durchgeführten Simulationsrechnungen verwendete Modell mit einem mittleren SEC wird durch eine Oberflächenreinigung der Kavität mittels Ausbacken bei einer Temperatur 300°C beschrieben. In Abbildung 6.13 (links) ist der SEC von Niob als Funktion der Einschlagsenergie der Elektronen für die letztgenannte Oberflächenpräparationsmethode dargestellt. Die Auswertung der Multipactinganalyse erfolgt in CST PS mit Hilfe einer graphischen Darstellung der generierten Anzahl von Elektronen innerhalb des Resonatorvolumens als Funktion der Zeit. Ist die Resonanzbedingung für Multipacting erfüllt, so zeigt sich dies in einem Anstieg der Teilchenanzahl nach der

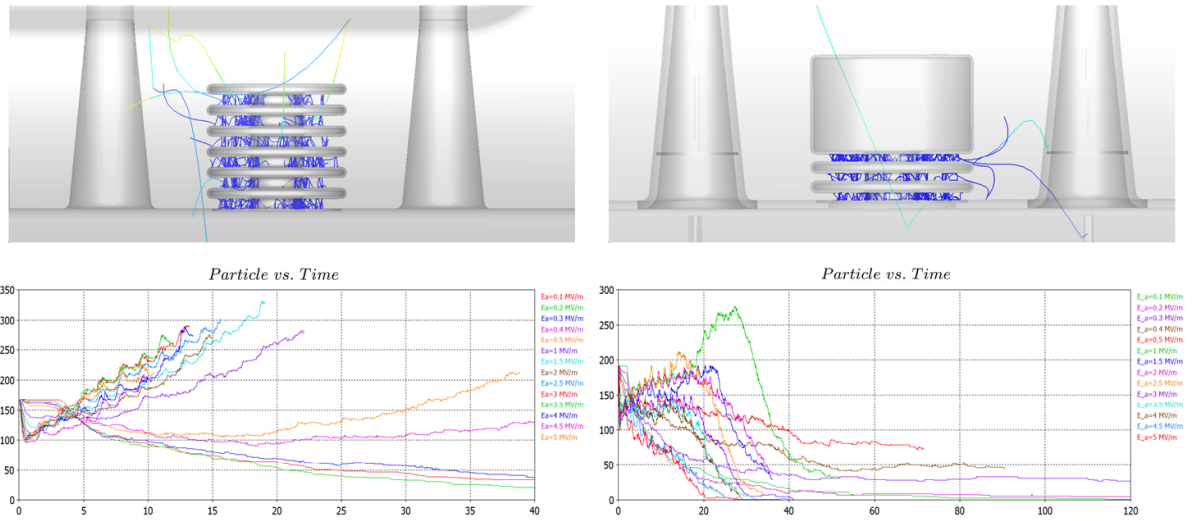


Abb. 6.15: Links: Der deutliche Anstieg der Sekundärelektronenanzahl weist auf ein erhöhtes Risiko von 2-Punkt-Multipacting in der ursprünglichen Balgtunergeometrie hin. Rechts: Durch eine Geometrieänderung im oberen Bereich kann das Multipactingrisiko deutlich reduziert werden [85].

Hälfte einer HF-Periode, was letztlich insgesamt zu einem exponentiellen Anstieg der Anzahl der Elektronen führt.

In Abbildung 6.15 (links) ist das Simulationsergebnis der Multipactinganalyse des ursprünglich für die sl 325 MHz CH-Kavität vorgesehenen, sechszelligen Balgtuners dargestellt. Es zeigt sich hierbei insbesondere für niedere und mittlere Feldpegel ein starker Anstieg der Elektronenanzahl in Abhängigkeit der Zeit. Zusätzlich zu den Simulationsrechnungen mit Hilfe von CST PS wurde das Risiko für das Auftreten von Multipacting im Bereich der Balgtuner in [81] bereits analytisch bestimmt. Dabei zeigte sich, dass speziell im oberen Bereich der Balgtunergeometrie kritische Spannungswerte zwischen den einzelnen Lamellen auftraten, die die Resonanzbedingung für Multipacting erfüllen. Aus diesem Grund wurde die Geometrie des ursprünglichen Balgtuners überarbeitet und die Zellenanzahl von sechs auf drei reduziert, wobei die Lamellen im oberen Bereich des Balgtuners durch eine einfache zylindrische Geometrie ersetzt wurden. Die Simulationsergebnisse bezüglich Multipacting zeigten für den überarbeiteten, dreizelligen Balgtuner eine deutliche Abnahme der Elektronenanzahl als Funktion der Zeit, was bedeutet, dass durch eine gezielte Änderung der Balgtunergeometrie das Risiko auf Multipacting erheblich reduziert werden konnte (s. Abb. 6.15 (rechts)). Mit Hilfe dieser Ergebnisse konnte der Abstand zwischen zwei benachbarten Lamellen des Balgtuners endgültig auf 2.4 mm festgelegt werden.

Im Falle des für die sl 217 MHz CH-Kavität vorgesehenen sechszelligen Balgtuners wurde

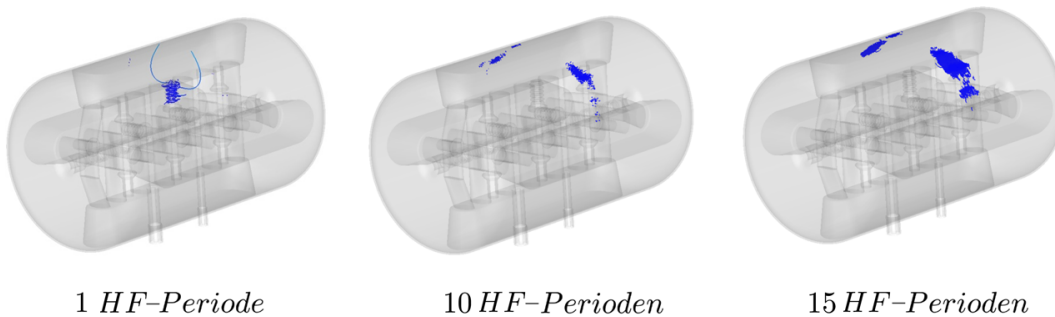
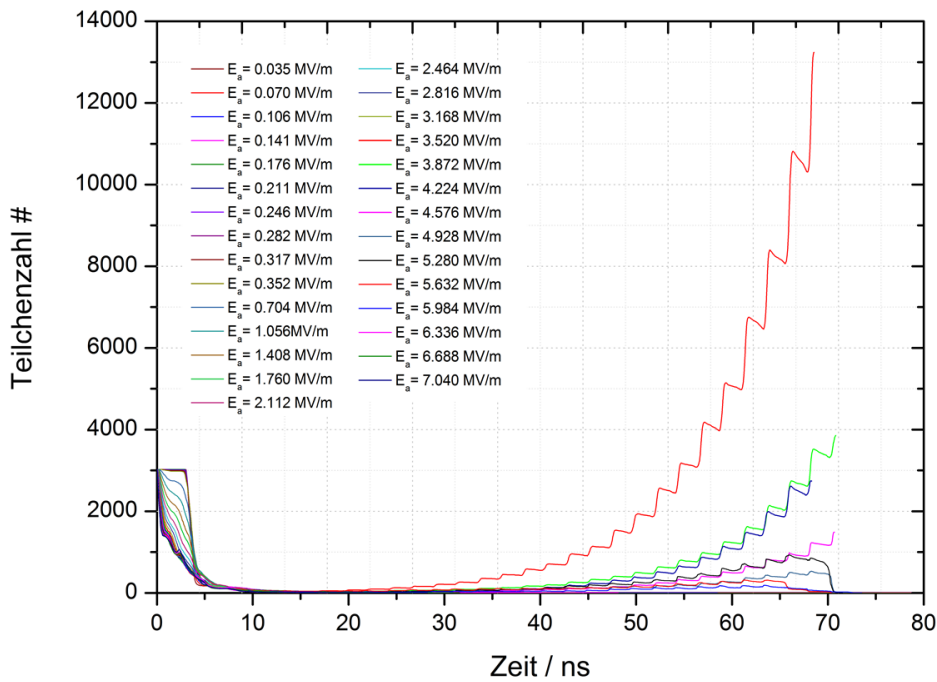


Abb. 6.16: Oben: Graphische Darstellung der Anzahl der ausgelösten Sekundärelektronen als Funktion der Zeit. Unten: Ausbildung von Multipacting im Bereich der Resonatorwand zu verschiedenen Zeitpunkten der Hochfrequenz. Als Quelle der emittierten Elektronen wurden hierbei die Oberflächen des Balgtuners definiert.

durch die in Multipactinguntersuchungen des dreizelligen Balgtuners ermittelten Ergebnisse bereits während der ersten Designphase darauf geachtet, im kritischen Bereich des Balgtuners auf flexible Lamellen zu verzichten und diese präventiv durch eine zylindrische Form zu ersetzen. Für die mit CST PS durchgeführten Simulationsrechnungen wurden die gleichen Randbedingungen für die Primärelektronen gewählt, die bereits im Falle des dreizelligen Balgtuners beschrieben wurden. Die Simulationsergebnisse zeigen einen deutlichen Anstieg der Anzahl der herausgelösten Elektronen in Abhängigkeit der

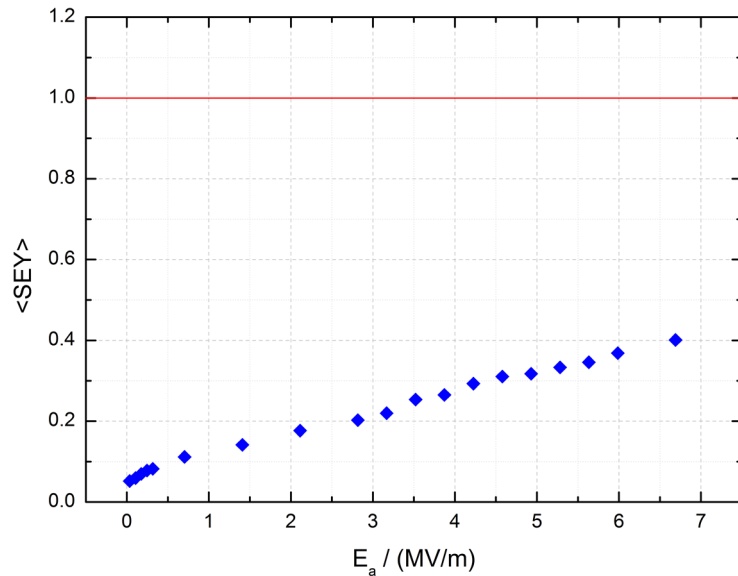


Abb. 6.17: Mittlerer Sekundärelektronenertrag im Bereich des beweglichen Balgtuners der sl 217 MHz-Kavität als Funktion des Beschleunigungsgradienten.

Zeit, was zunächst auf ein hohes Risiko auf Multipacting durch die geometrische Beschaffenheit des Balgtuners schließen lässt. Betrachtet man sich jedoch die Trajektorien der Teilchen im 3D-Modell der gesamten Kavität genauer, so erkennt man deutlich, dass die Sekundärelektronen nicht zwischen zwei benachbarten Zellen der Balgtunergeometrie, sondern viel mehr an den Tankmantelsegmenten innerhalb des Resonatorvolumens herausgelöst und beschleunigt werden. Handelt es sich hierbei um sogenannte weiche Multipacting-Barrieren, so können diese durch geeignetes Konditionieren durchbrochen werden, wie bisherige Messungen des ersten supraleitenden CH-Prototypen sowie der sl 325 MHz CH-Kavität bestätigen [5,86]. In Abbildung 6.16 sind die Anzahl der Teilchen als Funktion der Zeit bei unterschiedlichen Feldpegeln (oben) sowie die Entwicklung von Multipacting innerhalb der 217 MHz CH-Kavität zu verschiedenen Zeitpunkten der Hochfrequenz dargestellt (unten).

Eine weitere Möglichkeit für den Nachweis von Multipacting in der Region des Balgtuners besteht in der Berechnung des gemittelten $\langle \text{SEY}^1 \rangle$ (Sekundärelektronenertrag), der durch die folgende Beziehung

$$\langle \text{SEY} \rangle = \frac{\# \text{ Sekundärelektronen}}{\# \text{ eingeschlagener Elektronen}} \quad (6.8)$$

definiert ist. In CST PS besteht grundsätzlich die Möglichkeit, Informationen bezüglich Emission und Einschlägen von Elektronen auf der Resonatoroberfläche für jeden

¹engl. **S**econdary **E**mission **Y**ield - Sekundärelektronenertrag

beliebigen Teil der gesamten Kavität zu speichern. Mit Hilfe dieser Daten lässt sich das Verhältnis der erzeugten Sekundärelektronen zur gesamten Anzahl der auf der Oberfläche aufgetroffenen Elektronen für die Balgtunergeometrie berechnen. Demnach tritt also der Effekt des Multipactings nur auf, wenn mit jedem auf der Oberfläche eingeschlagenen Elektron ein oder mehrere Sekundärelektronen ausgelöst werden und der mittlere $\langle \text{SEY} \rangle$ somit größer als 1 ist. In Abbildung 6.17 ist der $\langle \text{SEY} \rangle$ als Funktion des Beschleunigungsgradienten der Kavität für den Bereich eines dynamischen Balgtuners dargestellt. Da die Werte des $\langle \text{SEY} \rangle$ für alle betrachteten Feldpegel deutlich unterhalb der kritischen Schwelle für Elektronenvervielfachung liegt, ist die Resonanzbedingung für Multipacting im Bereich der Balgtuners offensichtlich nicht erfüllt. Durch das Ergebnis dieser Multipactinganalyse wurde der Zellenabstand des Balgtuners aufgrund des minimalen Risikos bezüglich Multipacting und der in strukturmechanischen Simulationen ermittelten Stabilität auf 3.5 mm festgelegt.

6.1.5 Zusammenfassung

Die wesentlichen mechanischen Parameter des 3-zelligen bzw. 6-zelligen Balgtuners der beiden sl CH-Kavitäten sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

		Balgtuner	Balgtuner
		sl 325 MHz CH-Kavität	sl 217 MHz CH-Kavität
Höhe	mm	51	68
Durchmesser	mm	60	32/44
Anzahl Zellen		3	6
Zellenabstand	mm	2.4	3.5
Wandstärke	mm	1	1
Federkonstante Sim.	N/mm	335	620
Federkonstante Mess.	N/mm	205	-
Max. von-Mises-Sp.	MPa	250	271
Frequenzhub Sim.	kHz	130	50
Frequenzhub Mess.	kHz	122	-
Stablänge	mm	150	204
Stabdurchmesser	mm	10	8

Tabelle 6.1: Wesentliche Parameter der untersuchten beweglichen Balgtuner für die sl 325 MHz CH sowie die sl 217 MHz CH-Kavitäten.

6.2 Frequenzunerantrieb

Um die beweglichen Balgtuner der supraleitenden CH-Strukturen gezielt auslenken und somit die statischen sowie dynamischen Frequenzvariationen kompensieren zu können, wurde ein mechanisch wirkendes Antriebssystem entwickelt, das auf den aktuellen Erfahrungswerten bereits getesteter Frequenzuningsysteme basiert. Wie bei der Großzahl weltweit eingesetzter Tuningsysteme, besteht auch der in dieser Arbeit entwickelte Frequenzunerantrieb für supraleitende CH-Strukturen aus einer mechanischen Kombination von langsamer und schneller Tuningeeinheit. Der langsame Tuner wird hierbei durch einen Schrittmotor angetrieben und stellt die Frequenz der Kavität innerhalb enger Grenzen auf die Sollfrequenz ein. Dazu ist ein Frequenzbereich von mehreren hundert kHz erforderlich, was wiederum der maximalen Auslenkung des Balgtuners von 1 mm entspricht. Im Regelfall wird der langsame Tuner während des Betriebes der Beschleunigungsstruktur nicht mehr verwendet. Der Einsatz des schnellen Frequenzuners zum Ausgleich der dynamischen Frequenzverschiebungen im Bereich von einigen hundert Hz kann notwendig werden, wenn die Bandbreite der belasteten Kavität nicht hinreichend breit ist. Mit Hilfe eines speziell an die Anforderungen angepassten Piezoaktors ist es möglich, den Balgtuner im μm -Bereich bei Wiederholraten von bis zu 1 kHz präzise auszulenken und schnelle Frequenzänderungen zu kompensieren.

6.2.1 Konzept des Frequenzunerantriebes

Für aktuelle und zukünftig eingesetzte supraleitende CH-Strukturen wurde ein dynamischer Frequenzunerantrieb entwickelt, mit dem die beweglichen Balgtuner ausgelenkt sowie zusammengestaucht werden können, so dass eine Korrektur der Resonanzfrequenz der Kavität in beide Richtungen möglich wird. Während die beweglichen Balgtuner als aktiver Teil der gesamten Frequenzuningeeinheit im Inneren des Resonators platziert sind, wird der eigentliche Tunertrieb durch drei Gewindestangen an der Außenseite des Heliummantels befestigt und mit dem Führungsstab der Balgtuner direkt verbunden. Wie bei vielen bereits erfolgreich getesteten Frequenzuningsystemen basiert auch das Antriebskonzept der Tuningeeinheit für supraleitende CH-Strukturen auf dem Hebelprinzip. Der langsame Tuner in Form eines Schrittmotors und der als schneller Tuner agierende Piezoaktor arbeiten hierbei in Serie und werden durch einen drehbar gelagerten Hebelarm miteinander verbunden. Durch diese Art der indirekten Kraftübertragung ist zum einen eine kompaktere Bauweise der Tuningeeinheit möglich und zum anderen kann durch eine sinnvolle Positionierung der Drehachse des Hebelarms die erforderliche Kraft, die der Schrittmotor zur Auslenkung des dynamischen Balgtuners bereitstellen muss, erheblich reduziert werden (s. Abb. 6.18).

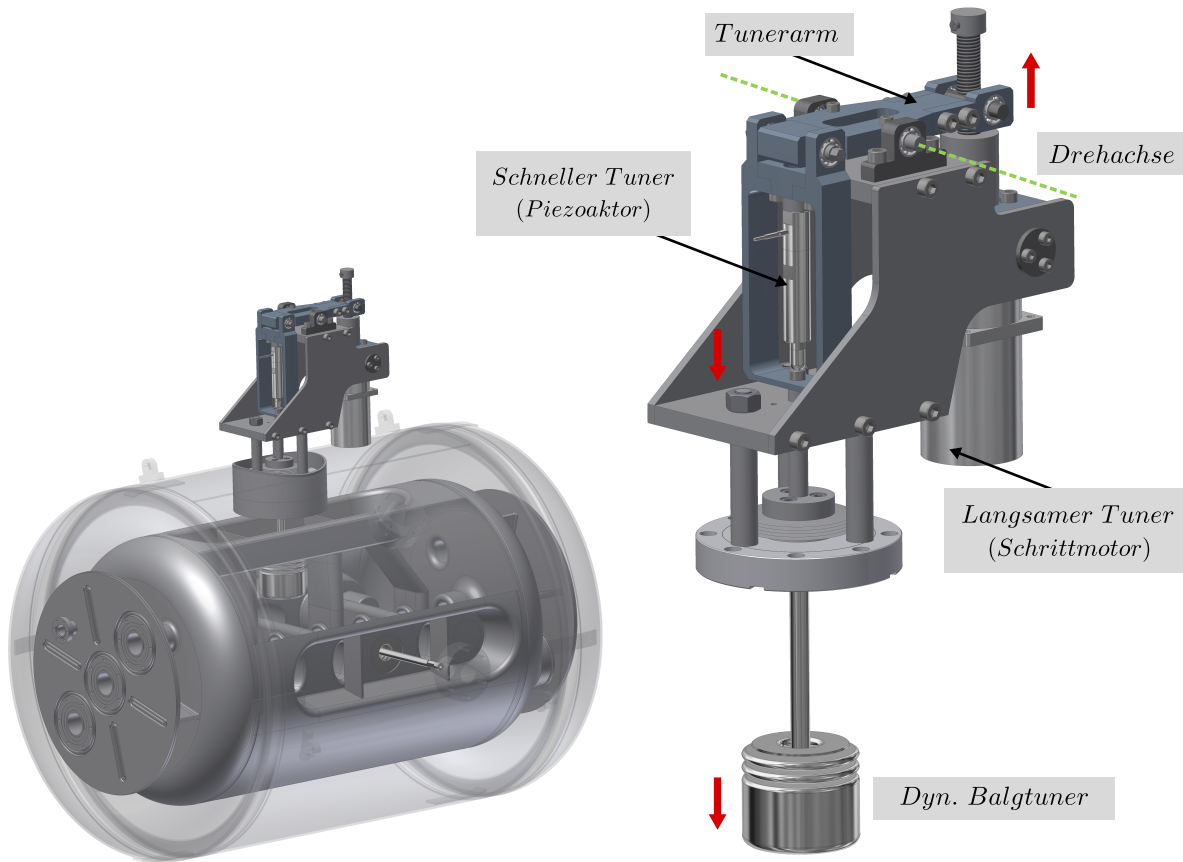


Abb. 6.18: Frequenztuningkonzept für supraleitende CH-Strukturen. Der piezobasierte Frequenztunerantrieb wird auf der Außenseite des Heliummantels montiert (links). Durch Anwendung des Hebelprinzips können die beweglichen Balgtuner ausgelenkt bzw. zusammengestaucht werden (rechts).

Um die für das grobe, langsame Frequenztuning erforderliche Auslenkung des Balgtuners von bis zu ± 1 mm zu erreichen, wird die Kraft der Drehbewegung des Schrittmotors (Phytron VSS 52.200 [87]) mit Hilfe einer Gewindespindel und -mutter in eine Linearbewegung umgewandelt. Durch diese nun linear wirkende Kraft kann der hintere Teil des Hebelarms nach oben bzw. unten bewegt werden. Der vordere Teil des Hebelarms wird durch die drehbare Lagerung in die dazu entgegengesetzte Richtung bewegt, wodurch insgesamt eine Art Wippbewegung entsteht und somit der bewegliche Balgtuner durch die Kraftübertragung ausgelenkt bzw. zusammengestaucht werden kann. Die Position der Drehachse des Hebelarms wurde hierbei so definiert, dass ein Kraftübertragungsverhältnis zwischen Schrittmotor und Führungsstab des Balgtuners von fast 2:1 erreicht werden kann. Mit Hilfe dieser geometrischen Anordnung muss der Schrittmotor demnach lediglich etwas mehr als die Hälfte der zur Auslenkung des Balgtuners benötigten Kraft aufbringen. Zudem wird die Kraft des Schrittmotors durch ein angebautes Pla-

netengetriebe mit einem Untersetzungsverhältnis von 1:50 erheblich verstärkt. Der für die Kompensation schneller Frequenzänderungen eingesetzte Piezoaktor wird in einen speziell an dessen Anforderungen angepassten Halterungsrahmen integriert, der am vorderen Teil des Hebelarmes angreift und direkt mit dem Führungsstab des beweglichen Balgtuners verbunden ist. Die relativ geringen Auslenkungen des Piezoaktors im μm -Bereich werden durch eine gezielte Verformung der unteren Seite des Halterungsrahmens direkt an den Führungsstab des Balgtuners weitergeleitet, so dass dieser in seiner Höhe variiert werden kann. Der obere Teil des Halterungsrahmens muss hierbei eine hohe Stabilität hinsichtlich einer Deformation gewährleisten, so dass die Längenänderung des Piezoaktors nahezu komplett zur Auslenkung des Balgtuners genutzt werden kann. Um die unter Umständen auftretenden Scherkräfte auf den Piezoaktor abzufangen, wurde dieser mit einem eigens angefertigten Kugelpfopf versehen.

Da die gesamte Tuningmechanik im Bereich des Temperaturniveaus von flüssigem Stickstoff bei etwa 77 K eingesetzt wird, müssen die Oberflächen beweglicher Teile wie beispielsweise Kugellager oder Gewindespindel bzw. -mutter einer speziellen Beschichtung unterzogen werden, um die für diesen extremen Temperaturbereich ungeeignete Fettschmierung zu ersetzen und somit die Gefahr auf adhäsiven Verschleiß der Bauteile zu reduzieren. Bei vielen weltweit eingesetzten Tuningsystemen bewährten sich u.a. Oberflächenbeschichtungen auf Wolfram-Disulfid- (z.B. LAMCOAT WS₂[®]) sowie Wolframcarbid-Kohlenstoff-Basis (z.B. Balinit C[®]). Aufgrund der hervorragenden Schmier- und Gleiteigenschaften dieser 0.5 bis 1.5 μm dicken Oberflächenbeschichtungen ist es möglich, die Reibung der beweglichen Elemente je nach Anwendung und Einsatz um bis zu 70% zu reduzieren und somit die Zuverlässigkeit der komplexen, mechanischen Tuningeinheit bei tiefen Temperaturen zu erhöhen. Eine weitere Möglichkeit, um mögliche Schwachstellen im Hinblick auf zu starke Reibung zu vermeiden, besteht in einer geeigneten Materialwahl der Motorspindel, die die Längsverschiebung auf die Gewindemutter überträgt. Hierbei eignet sich vor allem Kupfer-Beryllium, das unter sämtlichen kommerziellen Kupferlegierungen die höchste mechanische Festigkeit aufweist und somit eine relativ geringe Reibung in Richtung der aus Edelstahl gefertigten Gewindemutter überträgt. Alle anderen Bauteile der gesamten Tuningmechanik wie z.B. Tunerarm, Seitenteile oder auch der Halterungsrahmen des Piezoaktors werden aus austenitischem Stahl (AISI 316L) gefertigt, der sich vor allem aufgrund des Nichtvorhandenseins ferromagnetischer Eigenschaften für den Betrieb supraleitender Beschleunigungsstrukturen hervorragend eignet. Dadurch ist es möglich, die Restmagnetisierung dieser Teile so gering wie möglich zu halten. Die Hauptkomponenten der Frequenz tunermechanik sind in Abbildung 6.19 anhand einer dreidimensionalen Explosionszeichnung dargestellt.

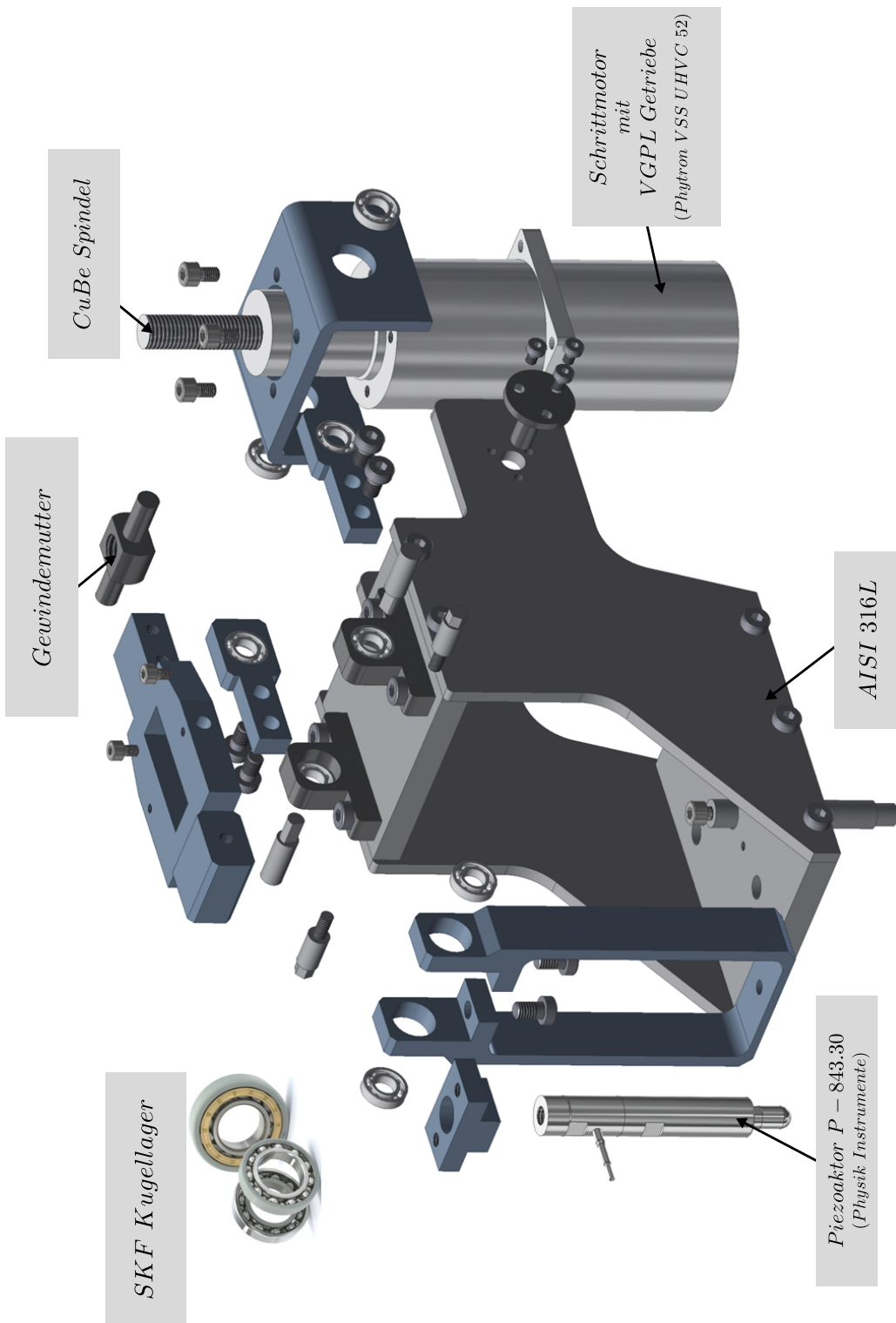


Abb. 6.19: Explosionsdarstellung der Hauptkomponenten des piezobasierten Frequenzantriebes für supraleitende CH-Strukturen.

6.2.2 Strukturmechanische Simulationen

Um die Effizienz des Frequenztunings der supraleitenden CH-Strukturen zu erhöhen, muss die Festigkeit des Tunerantriebes um mindestens eine Größenordnung höher sein als die der beweglichen Balgtuner [62,88]. Wirkt beispielsweise eine Kraft auf den Führungsstab der Balgtuner um diesen auszulenken, so kann bei unzureichender Steifigkeit ein Teil der Bewegung in Form einer Deformation der Antriebsmechanik selbst verloren gehen. Während diese Verluste durch die relativ großen Kräfte der langsamen Tuningeinheit in Verbindung mit der Möglichkeit zusätzlicher Motorumdrehungen leichter aufgefangen werden können, fallen diese speziell für den schnellen Tuner aufgrund der begrenzten mechanischen Längenänderung des Piezoaktors stärker ins Gewicht. Damit die Längenänderung des Piezoelementes nahezu vollständig für die Auslenkung der beweglichen Balgtuner genutzt werden kann, muss demnach insbesondere der Halterungsrahmen des Aktors im oberen Bereich eine große Federsteifigkeit aufweisen, so dass dort die Gefahr auf unerwünschte Deformationen minimiert werden kann. Deutlich schwieriger gestaltet sich die geometrische Umsetzung im unteren Bereich des Halterungsrahmens. Da die relativ großen Zug- bzw. Druckkräfte der groben, langsamen Tuningeinheit indirekt über den Halterungsrahmen an den beweglichen Balgtuner übertragen werden, muss eine geeignete Wandstärke der Unterseite des Halterungsrahmens definiert werden, so dass diese während des langsamen Tuningvorganges nahezu unbeeinflusst bleibt. Eine zu große Deformation könnte hierbei zu einem Kontaktverlust des Piezoaktors mit dem Führungsstab des Balgtuners führen und somit das schnelle Frequenztuning erheblich beeinträchtigen. Gleichzeitig muss jedoch sichergestellt werden, dass bereits moderate Krafteinwirkungen des Piezoaktors eine gezielte Verformung ermöglichen. Um Aussagen bezüglich der Effizienz des Tunerantriebes unter Lasteinwirkung treffen zu können, wurden mit Hilfe von ANSYS Workbench die Steifigkeiten der entscheidenden Bauteile der Antriebsmechanik berechnet.

Langsame Tuningeinheit

Während des langsamen Tuningvorganges, bei dem im Vergleich zum schnellen Tuning relativ große Gegenkräfte auf die Bauteile der Antriebsmechanik wirken, dürfen sich insbesondere der Haupttunerarm sowie die Seitenteile der Schrittmotoraufhängung nur in geringem Maße deformieren, um den Großteil der Bewegung auf den dynamischen Balgtuner übertragen zu können. Anders als bei der Geometrieoptimierung des Halterungsrahmens, gestaltet sich die Konstruktion der kritischen Bauteile im Hinblick auf Stabilität deutlich unkomplizierter. Da in diesem Falle die Kraftübertragung von Schrittmotor auf den Führungsstab des Balgtuners direkt erfolgt, müssen die Steifigkeiten der beiden untersuchten Bauteile lediglich größer sein als die vergleichsweise kleinen Steifigkeiten der beweglichen Balgtuner, die im Falle der sl 325 MHz CH-Struktur bei un-

gefähr 350 N/mm liegt, und ca. 650 N/mm für den 6-zelligen Balgtuner der 217 MHz CH-Kavität beträgt.

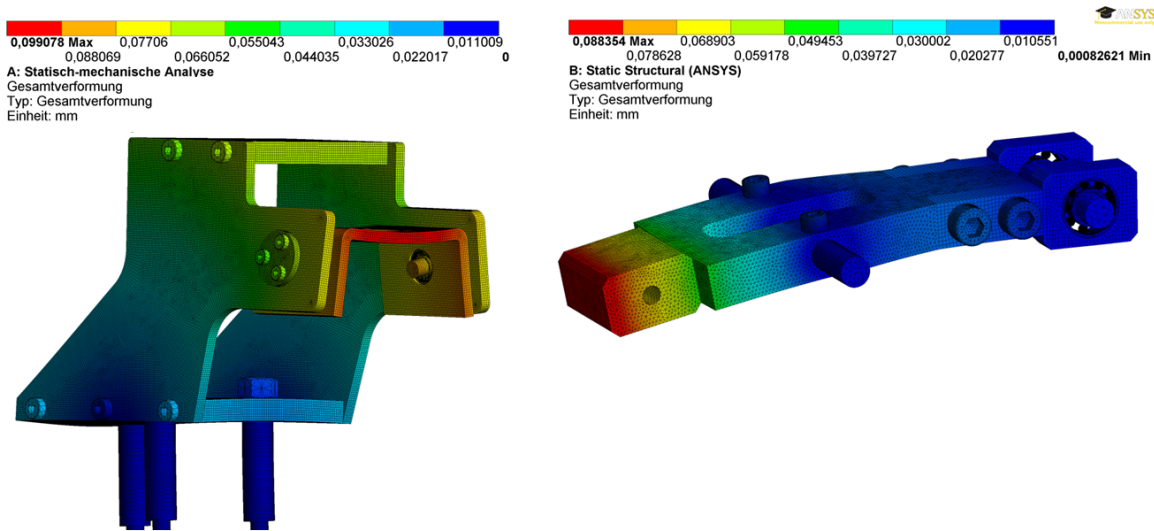


Abb. 6.20: Strukturmechanische Simulationsergebnisse bezüglich der Steifigkeit des Tuningrahmens (links) sowie des Tunerarms (rechts). Untersucht wurde die maximale Verformung der jeweiligen Bauteile bei einer durch den langsamen Schrittmotor verursachten Gegenkraft von 700 N.

In Abbildung 6.20 sind die Simulationsergebnisse der untersuchten Bauteile der groben Frequenztunermechanik dargestellt. Im Falle des Haupttunerarms führt eine durch den Schrittmotor verursachte Gegenkraft von 700 N zu einer Deformation von ungefähr 0.09 mm, was letztlich einer Federsteifigkeit von 7.8 kN/mm entspricht und somit um einen Faktor von mindestens 12 größer als die der beiden beweglichen Balgtuner ist. Die Seitenteile in Verbindung mit der Schrittmotoraufhängung werden durch die auftretende Gegenkraft um maximal 0.1 mm verformt. Dies entspricht wiederum einer Steifigkeit von 7 kN/mm. Für beide Bauteile wurde die berechnete Steifigkeit als ausreichend erachtet, um eine hohe Effizienz und Stabilität während des langsamen Tuningvorganges zu erzielen.

Schnelle Tuningeinheit

Um eine möglichst realistische Situation zu simulieren, wurde der obere Teil des Halterungsrahmens, der über Kugellager mit dem Tunerarm der langsamen Tuningeinheit verbunden ist, als fixierte Lagerung definiert. Die untere Seite des Rahmens, die aufgrund

der Längenänderung des Piezoaktors gezielt verformt werden kann, wurde mit einer statischen Kraft belastet. Zur Geometrieoptimierung des Halterungsrahmens wurde der Einfluss unterschiedlicher Wandstärken der Unterseite auf die Steifigkeit des gesamten Rahmens untersucht.

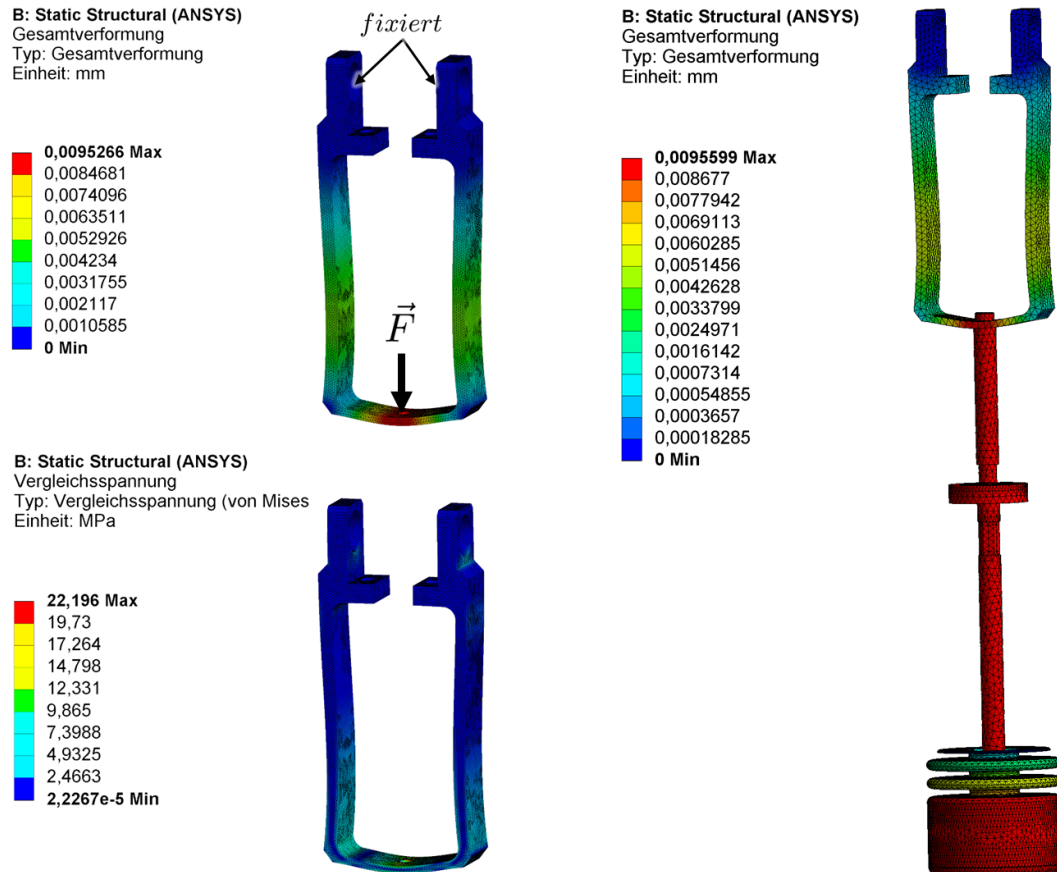


Abb. 6.21: Tuningprinzip der schnellen Tuningeinheit. Die Längenänderung des Piezoaktors wird durch die Verformung der unteren Seite des Halterungsrahmens an den beweglichen Balgtuner weitergeleitet. Durch eine Kraft von 100 N wird die 3 mm dicke Unterseite um knapp 0.01 mm verformt.

In Abbildung 6.21 ist das Simulationsergebnis am Beispiel des Halterungsrahmens mit einer Wandstärke von 3 mm dargestellt. Durch eine Krafteinwirkung von 100 N wird die Unterseite des Rahmens um ca. 0.01 mm verformt, was einer Federsteifigkeit des Rahmens von ungefähr $10 \text{ N}/\mu\text{m}$ entspricht. Da innerhalb des Materials lediglich Spannungswerte von maximal 22 MPa auftreten und diese somit deutlich unterhalb der Fließgrenze von Edelstahl ($R_{e, \text{Edelstahl}} \approx 235 \text{ MPa}$) liegen, ist das Risiko einer dauerhaften Verformung vernachlässigbar gering. Die obere Seite des Halterungsrahmens wird hierbei lediglich maximal um $0.6 \mu\text{m}$ in entgegengesetzter Richtung zur wirkenden Kraft defor-

miert, so dass insgesamt rund 94% der Längenänderung des Piezoaktors zur Auslenkung der beweglichen Balgtuner verwendet werden kann. Reduziert man die Wandstärke der Unterseite auf 2 mm, so verringert sich die Steifigkeit des Rahmens auf ca. $5.5 \text{ N}/\mu\text{m}$. Folglich ist für die gleiche Verformung der Unterseite des Rahmens lediglich die Hälfte der zuvor benötigten Kraft notwendig. Auch die Effizienz des schnellen Frequenztunings kann durch die Verkleinerung der Wandstärke auf rund 97.5% erhöht werden. Jedoch wird infolgedessen die Gefahr auf eine Verformung des Halterungsrahmens während des langsamen Tuningvorganges erheblich vergrößert. Aus diesem Grund stellt eine Wandstärke von 3 mm einen guten Kompromiss zwischen hoher Stabilität und moderater Verformbarkeit durch die Längenänderung des Piezoaktors dar.

6.2.3 Der Piezoaktor

Bevor die endgültige Wahl eines Piezoaktors für das schnelle Frequenztuning getroffen werden kann, ist eine detaillierte Analyse der vorliegenden Gegebenheiten notwendig. Da der Arbeitsbereich des Aktors bei kryogenen Temperaturen und unter Isoliervakuum liegt, sind beim Umgang mit einem Piezoaktor die nachfolgend aufgeführten Faktoren zu beachten, die dessen Lebensdauer und Betriebssicherheit entscheidend beeinflussen können [89,90]:

- **Temperatur:** Durch eine Abkühlung des Piezoaktors wird die maximal mögliche Auslenkung bei gleicher Spannung stark reduziert. Abgesehen von den Abweichungen einzelner Piezomodelle zeigen unterschiedliche Studien einvernehmlich, dass im Bereich kryogener Temperaturen von 4.2K lediglich 10% der vollen Auslenkung bei Raumtemperatur erreicht werden kann. Bei einer Temperatur von 77 K wird die maximale Auslenkung auf die Hälfte reduziert. Zudem wird die Federsteifigkeit des Piezoaktors durch den Temperaturschrumpf und die Temperaturabhängigkeit der nominellen Auslenkung beeinflusst. Im kryogenen Temperaturbereich erhöht sich die Steifigkeit des Aktors um einen Faktor von bis zu 10.
- **Relative Luftfeuchte:** Wird der Piezoaktor zu hoher Feuchtigkeit ausgesetzt, kann dies zu einem Versagen der Elektroisolierung und schließlich zur irreparablen Zerstörung des Aktors führen. Die Lebensdauer eines Aktors steigt hierbei mit sinkender Luftfeuchte exponentiell an.
- **Zug- und Scherkräfte:** Während Piezoaktoren erheblichen Druckkräften standhalten, können schon relativ geringe Scher- und Zugkräfte zu einer Zerstörung der Piezokeramik führen. Um die Lebensdauer zu vergrößern, sollten Piezoaktoren daher einer ausreichenden Vorspannung ausgesetzt sein. Zusätzlich können Scherkräfte durch ein spezielles Piezogehäuse bzw. durch flexible Kopfstücke abgefangen werden.

- **Externe Feder:** Arbeitet der eingesetzte Piezoaktor gegen eine externe Federkraft mit der Steifigkeit k_L , so verringert sich seine Auslenkung, da aufgrund der Stauchung der Feder eine Gegenkraft aufgebaut wird. Um eine Auslenkung zu erreichen, die nahe an der Nominalauslenkung des Aktors liegt, sollte die Steifigkeit der Last deutlich unterhalb der Aktorsteifigkeit k_A liegen.

Gemäß Formel 5.3 genügt zur Kompensation der durch die Lorentzkräfte hervorgerufenen Frequenzverstimmungen der sl 325 MHz CH-Kavität bereits eine Frequenzkorrektur von rund 150 Hz, was einer Längenänderung des beweglichen Balgtuners von weniger als $2\ \mu\text{m}$ entspricht. Damit jedoch die benötigte Frequenzuning-Performance unter Berücksichtigung weiterer frequenzverstimmender Effekte erreicht werden kann, muss bezüglich der maximal möglichen Auslenkung des Piezoaktors ein Sicherheitsfaktor von mindestens 10 einkalkuliert werden. Dies ist essenziell, um die oben aufgeführten Faktoren, die die Raumtemperatureigenschaften des Aktors empfindlich beeinflussen, miteinzubeziehen. Insbesondere die Verringerung der Auslenkung, die infolge der Vorspannung durch die langsame Tuningeinheit sowie durch die Installation des Aktors in den Halterungsrahmen hervorgerufen wird, muss hierbei bedacht werden. Die Reduktion der möglichen Auslenkung kann minimiert werden, indem ein Piezoaktor hoher Steifigkeit eingesetzt wird. Je größer die Steifigkeit des Aktors im Vergleich zur effektiven Steifigkeit des Halterungsrahmens ist, umso näher liegt die erreichbare Auslenkung an der nominellen Auslenkung des Piezoaktors.

Piezoaktor P-843.30		
Länge	mm	76
Max. Hub bei 300 K	μm	45
Erwarteter Hub bei 77 K	μm	22.5
Max. Druckbelastung	N	800
Max. Zugbelastung	N	300
Steifigkeit	$\text{N}/\mu\text{m}$	19
Resonanzfrequenz (unbelastet)	kHz	10
Masse	g	53

Tabelle 6.2: Wesentliche Parameter des für das schnelle Frequenzuning vorgesehenen Piezoaktors P-843.30.

Für die schnelle Tuningeinheit des Tunerantriebes supraleitender CH-Strukturen wird ein speziell an kryogene Bedingungen angepasster Piezoaktor des Modells P-843.30 der Firma Physik Instrumente (PI) verwendet. Bei diesem Modell handelt es sich um einen bereits vorgespannten Aktor, der für hohe Lasten und Kräfte optimiert wurde. In Tabelle 6.2 sind die wesentlichen Parameter des verwendeten Piezoaktors zusammengefasst.

Bevor der Piezoaktor in die schnelle Tuningeinheit integriert werden konnte, wurde zunächst mit Hilfe eines digitalen Präzessionsmessarmes der mechanische Hub des freien, nicht eingespannten Aktors als Funktion der Steuerspannung gemessen. In Abbildung 6.22 ist der gemessene Hub bei Raumtemperatur dargestellt. Deutlich ist der typische Hystereseeffekt zwischen zu- und abnehmender Spannung zu erkennen, der jedoch bei kryogenen Temperaturen vernachlässigt werden kann [91]. In guter Näherung hängt der gemessene Hub im Rahmen der Messgenauigkeit linear von der Spannung ab. Bei einer Steuerspannung von 10 V (entspricht 100 V Piezospannung) konnte ein maximaler Hub von $45 \mu\text{m}$ erreicht werden.

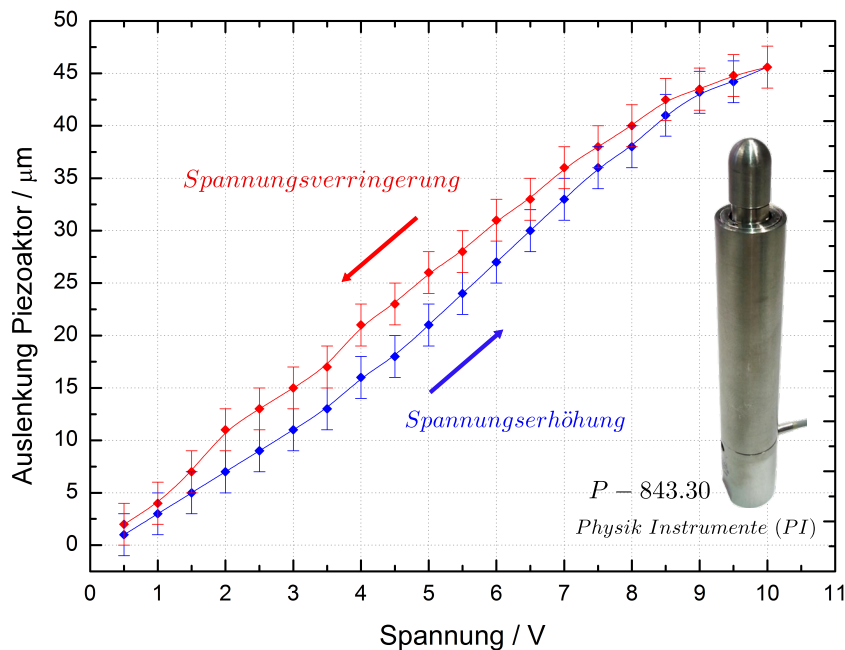


Abb. 6.22: Bei Raumtemperatur gemessener mechanischer Piezohub als Funktion der Steuerspannung.

Für die Überprüfung, welchen Einfluss die Einspannung des Piezoaktors in den Halterahmen auf die maximal mögliche Auslenkung hat, ist eine nähere Betrachtung des mechanischen Arbeitsdiagramms des Piezoaktors äußerst hilfreich. Mit Hilfe dieses Diagramms kann die Beziehung zwischen piezoelektrischer Auslenkung und produzierbarer Kraft in Abhängigkeit der Piezospannung qualitativ dargestellt werden. Somit ist es möglich, für den jeweiligen Anwendungsfall die spezifischen Kennwerte sowie den Arbeitsbereich des Aktors theoretisch zu definieren. Hierbei sind auf der Ordinatenachse die Piezoauslenkung L bzw. auf der Abszissenachse die erreichbare Kraft F aufgetragen. Wird der Piezoaktor frei betrieben, so erreicht dieser seine nominelle Auslenkung L_{max} . Arbeitet der Aktor jedoch gegen eine Last unendlich großer Steifigkeit, so wird die Auslenkung nahezu vollständig blockiert, während die produzierbare Kraft F_B (Blo-

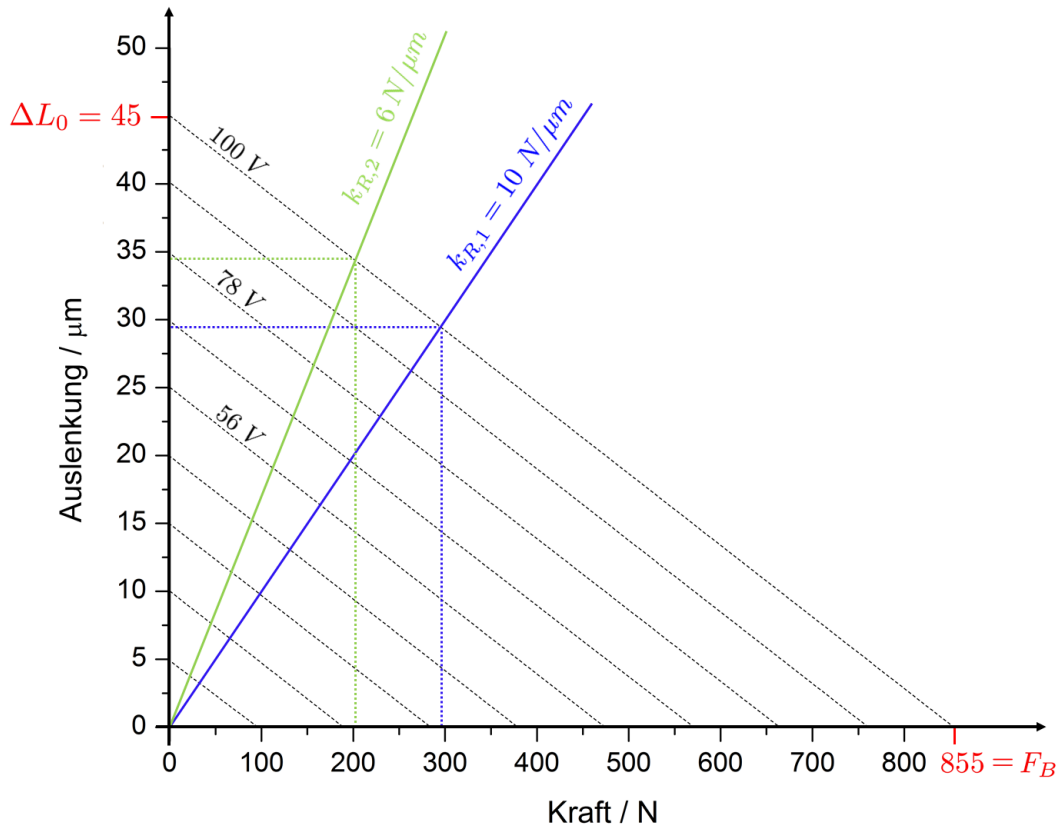


Abb. 6.23: Arbeitsdiagramm des für das schnelle Frequenz tuning vorgesehenen Piezoaktors P-843.30. Die externen Steifigkeiten der beiden untersuchten Piezohalterungsrahmen sind durch die grüne bzw. rote Gerade dargestellt.

ckierkraft) bei maximaler Betriebsspannung ihren größtmöglichen Wert erreicht.

In Abbildung 6.23 ist das Arbeitsdiagramm des in dieser Arbeit verwendeten Piezomodells P-843.30 dargestellt. Bei einer Betriebsspannung von 100 V erreicht dieser wie bereits erwähnt seine maximale Auslenkung von $45\text{ }\mu\text{m}$ bzw. bei unendlich hoher externer Feder eine Blockierkraft von ca. 855 N . Die im vorigen Abschnitt berechneten externen Steifigkeiten des Halterungsrahmens in Verbindung mit dem beweglichen Balgtuner werden im Diagramm mit Hilfe der in grün bzw. rot dargestellten Geraden symbolisiert. Projiziert man nun den jeweiligen Schnittpunkt dieser beiden Geraden mit der Kennlinie der maximalen Betriebsspannung auf die Ordinaten- bzw. die Abszissenachse, so lassen sich für die vorliegenden Lastfälle sowohl die mögliche Piezoauslenkung als auch die produzierbare Kraft graphisch ermitteln. Während mit zunehmender Steifigkeit des Halterungsrahmens die mögliche Auslenkung des Piezoaktors abnimmt, steigt die erreichbare Kraft in gleichem Maße an. In Einklang mit den graphisch ermittelten Werten,

ergeben sich mit Hilfe der folgenden Gleichungen die für die jeweilige Federsteifigkeit des Halterungsrahmens maximal erreichbare Auslenkung des Piezoaktors:

$$\Delta \mathbf{L}_1 = \Delta L_0 \cdot \left(\frac{k_A}{k_A + k_{R,1}} \right) = 45 \mu m \cdot \left(\frac{19 \frac{N}{\mu m}}{19 \frac{N}{\mu m} + 10 \frac{N}{\mu m}} \right) = \mathbf{29.5 \mu m} \quad (6.9)$$

$$\Delta \mathbf{L}_2 = \Delta L_0 \cdot \left(\frac{k_A}{k_A + k_{R,2}} \right) = 45 \mu m \cdot \left(\frac{19 \frac{N}{\mu m}}{19 \frac{N}{\mu m} + 6 \frac{N}{\mu m}} \right) = \mathbf{34.2 \mu m} \quad (6.10)$$

Hierbei sind $k_{R,1}$ bzw. $k_{R,2}$ die in Simulationsrechnungen ermittelten Steifigkeiten der Piezohalterungsrahmen mit einer Wandstärke im unteren Bereich von 3 mm bzw. 2 mm. ΔL_0 ist die nominelle Auslenkung des Piezoaktors.

Für die jeweils möglichen Auslenkungen sind die folgenden Kräfte erreichbar:

$$\mathbf{F}_1 = k_A \cdot \Delta L_0 \cdot \left(1 - \frac{k_A}{k_A + k_{R,1}} \right) \quad (6.11)$$

$$= 19 \frac{N}{\mu m} \cdot 45 \mu m \cdot \left(1 - \frac{19 \frac{N}{\mu m}}{19 \frac{N}{\mu m} + 10 \frac{N}{\mu m}} \right) = \mathbf{295 N}$$

$$\mathbf{F}_2 = k_A \cdot \Delta L_0 \cdot \left(1 - \frac{k_A}{k_A + k_{R,2}} \right) \quad (6.12)$$

$$= 19 \frac{N}{\mu m} \cdot 45 \mu m \cdot \left(1 - \frac{19 \frac{N}{\mu m}}{19 \frac{N}{\mu m} + 6 \frac{N}{\mu m}} \right) = \mathbf{205 N}$$

Berücksichtigt man zusätzlich die Verringerung der Piezoauslenkung aufgrund der Abkühlung auf die vorgesehene Betriebstemperatur von 77 K um ca. 50%, so kann trotz der Einspannung des Aktors in den Halterungsrahmen für beide untersuchten Federsteifigkeiten theoretisch der erforderliche mechanische Hub der beweglichen Balgtuner zum Kompensieren der schnellen Frequenzänderungen erreicht werden.

6.3 Messergebnisse des Frequenz tuner Prototypen

In der institutseigenen Werkstatt des IAP der Goethe Universität wurde ein Prototyp der Antriebsmechanik aus Edelstahl gefertigt, um das neuartige Tuningkonzept des Frequenz tunerantriebes sowie die dazugehörigen Simulationsergebnisse anhand einer realen

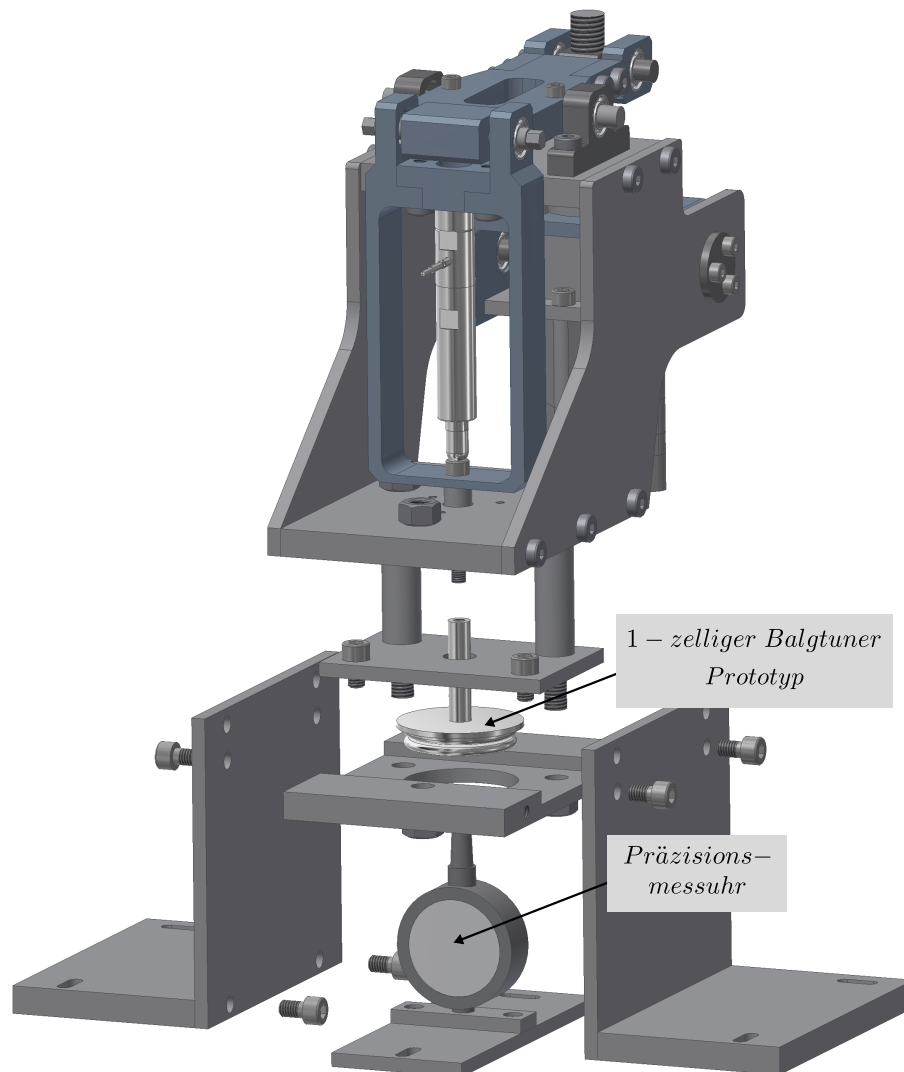


Abb. 6.24: 3D-Explosionszeichnung des verwendeten Teststandes zur Messung des Frequenzunerantriebes. Die Auslenkung eines zwischen die mittleren Platten des Testgestells integrierten Balgtunertunerprototyps aus Niob wird mit Hilfe einer analogen Präzisionsmessuhr gemessen.

Geometrie zu validieren. Da die Funktionsweise dieses Antriebskonzeptes lediglich bei Raumtemperatur überprüft werden sollte, wurde in diesem Fall auf eine spezielle Oberflächenbehandlung der beweglichen Teile verzichtet. Zudem wurde der eigentlich vorgesehene, äußerst empfindliche Schrittmotor, der ausschließlich unter Reinraumbedingungen montiert und eingesetzt werden darf, zu Testzwecken durch einen einfacher zu handhabenden Schrittmotor ersetzt. Zur Verdeutlichung des Messprinzips ist in Abbildung 6.24 der für sämtliche Messungen verwendete experimentelle Aufbau anhand einer drei-



Abb. 6.25: Prototyp der aus Edelstahl gefertigten Antriebsmechanik mit integriertem Piezoaktor des Typs P-843.30.

dimensionalen Explosionskizze dargestellt. Um eine möglichst realistische Situation zu schaffen, wurde hierbei ein 1-zelliger Balgtunerprototyp aus Niob zwischen die beiden waagerechten Edelstahlplatten des Testgestells integriert. Der senkrecht nach oben ragende Führungsstab wurde an dem Halterungsrahmen der Antriebsmechanik befestigt, so dass die Höhe des beweglichen Balgtuners durch die Kraftübertragung des Schrittmotors bzw. des Piezoaktors in beide Richtungen variiert werden konnte. Um eine hohe Messgenauigkeit zu erreichen, wurden zur Bestimmung der Längenvariation des beweglichen Balgtuners eine analoge Präzisionsmessuhr sowie ein digitaler Präzisionsmessarm mit einer Auflösung von $1\ \mu\text{m}$ verwendet. Um zu hohe Materialspannungen zu vermeiden und somit die elastischen Eigenschaften des beweglichen Balgtunerprototypen zu erhalten, wurde der Bereich der maximal möglichen Auslenkung bzw. Zusammenstauung zunächst durch Simulationsrechnungen ermittelt und anhand deren Ergebnisse auf $\pm 0.2\ \text{mm}$ festgelegt. Der aus Edelstahl gefertigte Prototyp der Frequenzunermechanik mit integriertem Piezoaktor ist in Abbildung 6.25 dargestellt.

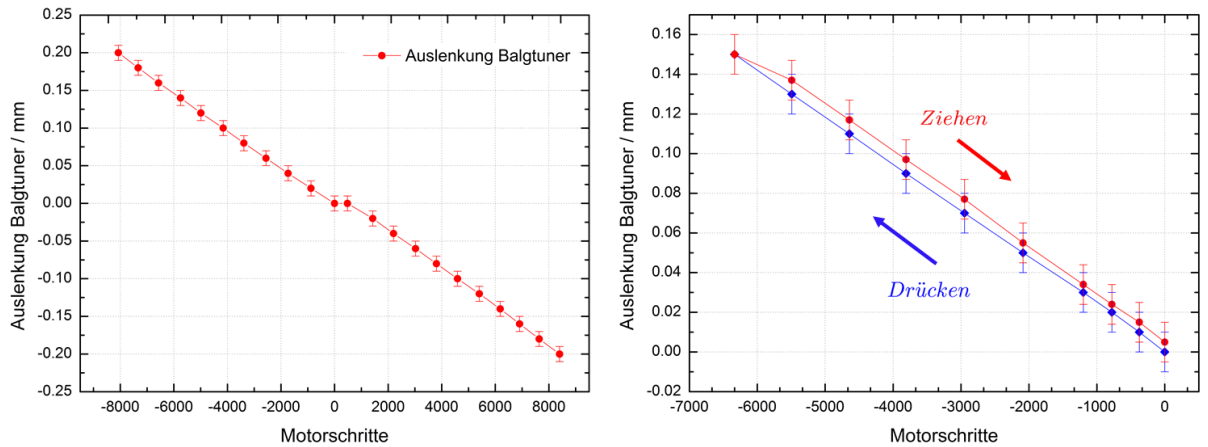


Abb. 6.26: Links: Gemessene Auslenkung/ Stauchung des Balgtunerprototypen in Abhängigkeit der Motorschritte. Rechts: Der Übergang zwischen Auslenkung und Stauchung des Balgtuners (Umkehrspiel) führt zu einer Abweichung der Balgtunerauslenkung.

In einer ersten Messung wurde die Funktionsweise der langsamen Tuningeinheit getestet. Hierbei wurde die Längenänderung des beweglichen Balgtuners als Funktion der Motorschritte gemessen. Da der Frequenz tuner sowohl in positiver als auch in negativer Richtung auf die Resonanzfrequenzänderungen reagieren muss, wurde der Schrittmotor in beiden Drehrichtungen betrieben, so dass letztlich eine Auslenkung bzw. Zusammenstauchung des Balgtuners möglich wurde. In Abbildung 6.26 ist das Messergebnis des langsamen Frequenz tuners graphisch dargestellt. Insgesamt ergab sich in sehr guter Näherung ein linearer Verlauf der Längenänderung des Balgtuners in Abhängigkeit von der Anzahl der Motorschritte. Zudem konnte eine sehr hohe Auflösung im μm -Bereich erreicht werden. Jedoch ist im Bereich der Nullposition des Schrittmotors ein Sprung in der Auslenkung des Balgtuners von ungefähr 0.005 mm zu erkennen, der bei genauerer Betrachtung durch den Richtungswechsel zwischen Drücken und Ziehen des Balgtuners entsteht. Wird die Drehrichtung des Schrittmotors geändert, so tritt zwischen der verwendeten Trapezgewindespindel und der dazugehörigen Gewindemutter ein sogenanntes Umkehrspiel auf, so dass dadurch die Kraftübertragung auf den Hebelarm und somit auf den Balgtuner nicht instantan erfolgen kann. Dieser Effekt kann minimiert werden, indem eine spezielle Gewindemutter mit reduziertem axialem Lagerspiel verwendet wird. Zudem nimmt der typische Hystereseeffekt innerhalb des Schrittmotors bzw. des Getriebes während des Drehrichtungswechsels einen Einfluss auf das Auslenkungsverhalten des Balgtuners. Da jedoch der langsame Tuner nach Einstellen der Resonanzfrequenz im Regelfall nicht mehr verwendet wird, solange die Kavität in Betrieb ist, stellt der Effekt des Umkehrfehlers keine Limitierung der Tuningperformance dar.

Bevor die dynamische Funktion der schnellen Tuningeinheit getestet werden konnte, musste überprüft werden, inwieweit die statische Auslenkung des Piezoaktors durch das Arbeiten gegen die externe Federsteifigkeit des Halterungsrahmens in Kombination mit dem Balgtunerprototypen im Vergleich zur freien Auslenkung verringert wurde. Ähnlich wie bei der Untersuchung der beiden beweglichen Balgtuner der sl 325 MHz CH- sowie der sl 217 MHz CH-Strukturen, wurde auch in diesem Fall zunächst die Federsteifigkeit des Systems bestehend aus Halterungsrahmen und dem Balgtunerprototypen mit Hilfe strukturmechanischer Simulationen bestimmt. Hierbei ergab sich eine Federsteifigkeit von 12 N/mm. Die daraus resultierende Auslenkung des untersuchten Systems kann unter Berücksichtigung der Aktorsteifigkeit k_A durch folgende Formel berechnet werden:

$$\Delta L_{\text{Test}} = \Delta L_0 \cdot \left(\frac{k_A}{k_A + k_{R,1}} \right) = 45 \mu\text{m} \cdot \left(\frac{19 \frac{\text{N}}{\mu\text{m}}}{19 \frac{\text{N}}{\mu\text{m}} + 10 \frac{\text{N}}{\mu\text{m}}} \right) = 27.5 \mu\text{m} \quad (6.13)$$

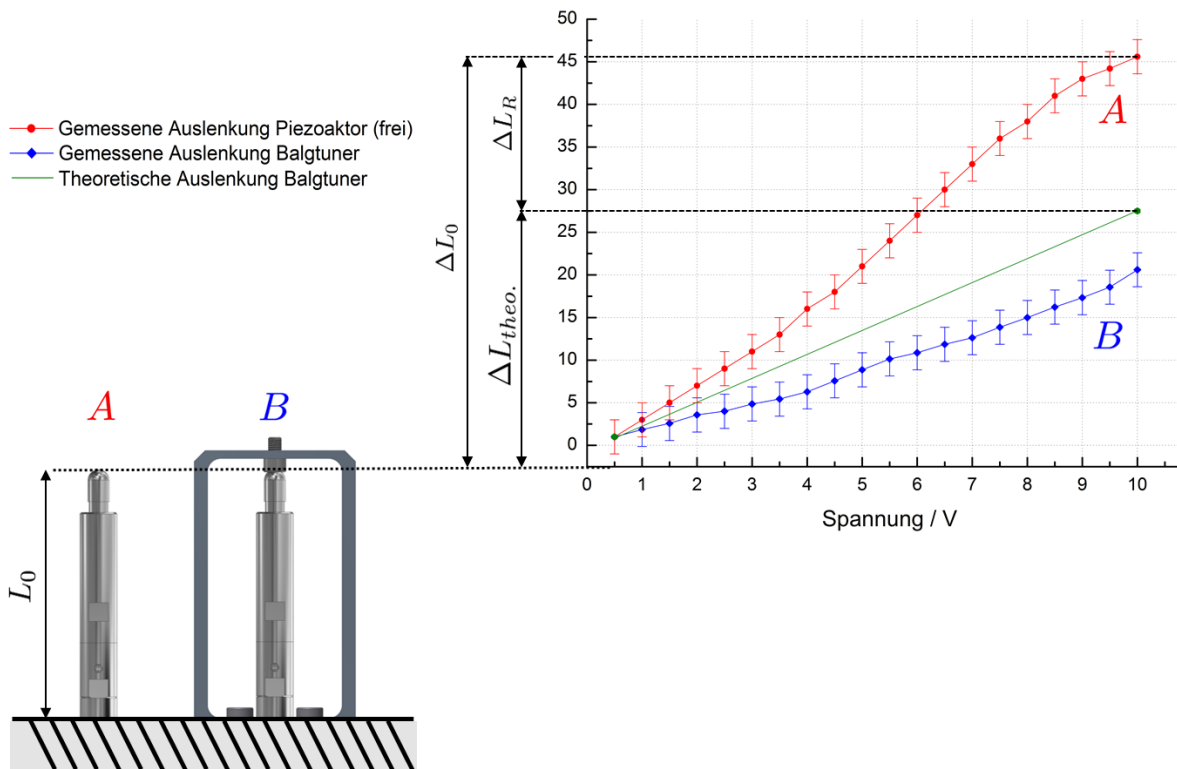


Abb. 6.27: Vergleich zwischen freier Piezoauslenkung und gemessener Balgtunerauslenkung nach Installation des Piezoaktors in den Halterungsrahmen der schnellen Tuningeinheit. Zusätzlich ist durch die grüne Gerade die theoretisch mögliche Balgtunerauslenkung dargestellt.

Um das Auslenkungsverhalten des Balgtunerprototypen zu messen und somit die theoretisch vorhergesagte Längenänderung auf ihre Genauigkeit überprüfen zu können, wurde der Piezoaktor mit einer Gleichspannung im Bereich von 0.5 V bis 10 V betrieben. Mit Hilfe des bereits oben genannten digitalen Präzisionsmessarms konnte anschließend die Auslenkung des beweglichen Balgtuners in Abhängigkeit von der angelegten Steuerungspannung mit hoher Auflösung gemessen werden. In Abbildung 6.27 sind die gemessenen Auslenkungen des freien Piezoaktors sowie die durch den unter Last arbeitenden Aktor hervorgerufene Balgtunerauslenkung dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Piezoauslenkung und letztlich die Auslenkung des Balgtuners nach der Installation in den Halterungsrahmen um mehr als 50 % gegenüber der freien Auslenkung verringert wurde. Zudem liegt die nach Installation des Aktors in den Halterungsrahmen gemessene Auslenkung deutlich unterhalb der theoretisch berechneten Auslenkung. Eine mögliche Erklärung für die auftretende Diskrepanz zwischen theoretischer und gemessener Auslenkung des Balgtuners könnte zum einen darin liegen, dass durch die Befestigung des Piezoaktors innerhalb des Rahmens selbst sowie durch das Betätigen der langsamen Tuningeinheit eine zusätzliche Vorspannung auf den Aktor entsteht und somit die gemessene Auslenkung im Vergleich zur berechneten erheblich reduziert wird. Zum anderen könnte entgegen der Annahme basierend auf den Simulationsergebnissen ein Teil der Auslenkung in Form einer unerwünschten Deformation des Halterungsrahmens verloren gehen, die in den theoretischen Annahmen nicht berücksichtigt werden konnten. Zwar könnte in diesem Falle trotz der gemessenen Reduzierung der erreichbaren Auslenkung und unter Berücksichtigung der Temperatureinflüsse auf das Piezoverhalten der erforderliche Tuningbereich beider untersuchten sl CH-Kavitäten theoretisch erreicht werden, jedoch muss für eine Gewährleistung des benötigten mechanischen Hubes der Balgtuner während des Beschleunigerbetriebes unter Umständen die Reduzierung der Wandstärke des Halterungsrahmens in Betracht gezogen werden.

Für die wichtigste Messung des Frequenz tunerantriebes, dem dynamischen Auslenkungsverhalten des beweglichen Balgtuners, musste der Messaufbau leicht abgeändert werden. Der für diese Messung ungeeignete Präzisionsmessarm wurde durch ein Laser-Doppler-Vibrometer (LDV) der Firma Polytec ersetzt, mit dem die relativ geringen Schwingungsamplituden des beweglichen Balgtuners berührungslos bis in den MHz-Bereich mit hoher Genauigkeit gemessen werden könnten (s. Abb. 6.28). Die Grundlage des hierbei verwendeten Messprinzips beruht auf dem Dopplereffekt. Zu diesem Zweck wurde der Strahl eines Helium-Neon-Lasers, der vom Messkopf des Vibrometers extrahiert wurde, mittels eines um 45° geneigten Spiegels auf die plane Oberfläche des Balgtunerprototypen gelenkt. Durch die schwingende Oberfläche des Balgtuners wird der Referenz-Laserstrahl gestreut und wiederum in Richtung des Messkopfes gelenkt. Mit Hilfe eines hochpräzisen Interferometers, das innerhalb des Messkopfes verbaut ist, kann der auftretende Frequenz- bzw. Phasenunterschied zwischen dem extrahierten und dem gestreuten Laserstrahl gemessen werden. Die beiden Strahlen werden auf einem Fotodetektor überlagert, wodurch eine bewegungsabhängige Modulation des Detektorsignals entsteht. Mit

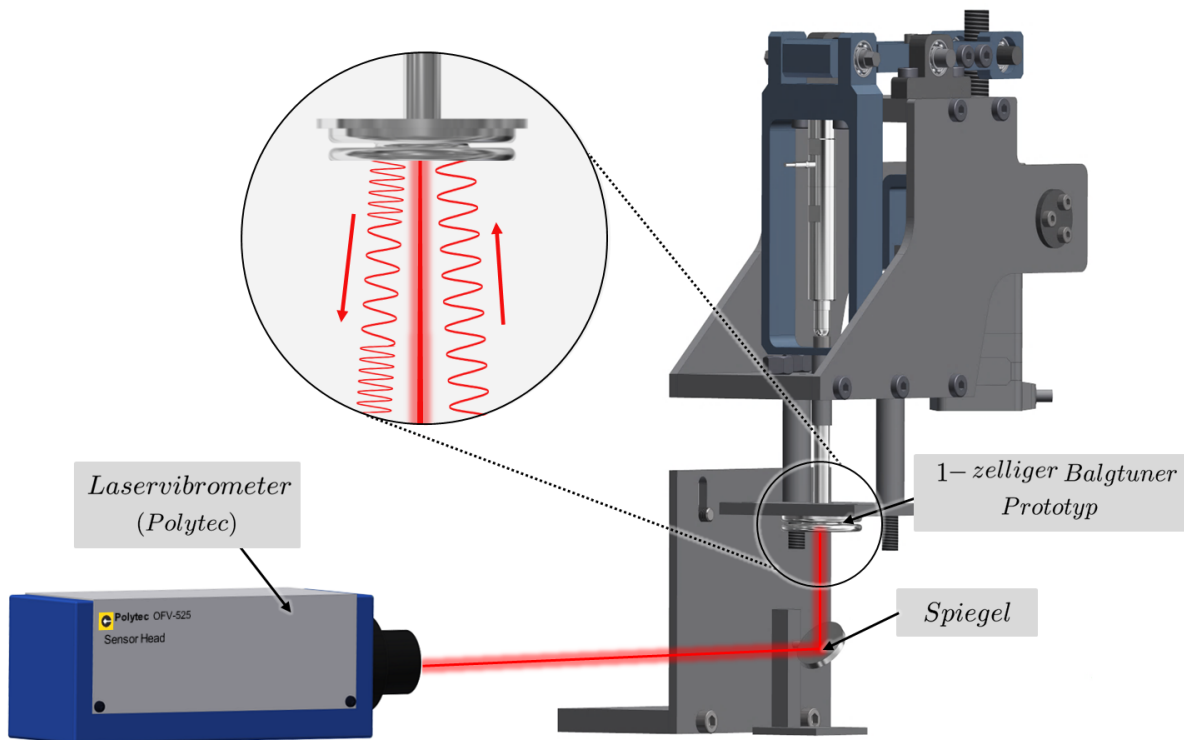


Abb. 6.28: Das dynamische Auslenkungsverhalten des Balgtunerprototypen wurde mit Hilfe eines Laser-Doppler-Vibrometers (LDV) gemessen. Der extrahierte Laserstrahl wurde hierbei mittels eines Spiegels auf die Oberfläche des Balgtuners gelenkt.

Hilfe dieser Bewegungsinformation können sowohl die Schwingungsgeschwindigkeit als auch die -amplitude des Balgtuners elektronisch ermittelt werden.

Zur Messung des dynamischen Verhaltens sowie der effektiven Auslenkung des Balgtunerprototypen, wurde der Piezoaktor in diesem Fall mit einer sinusförmigen Wechselspannung angesteuert, deren Amplitude im Verlauf der Messung variiert wurde. Mit Hilfe eines DC-Offsets wurde hierbei der Betriebsbereich des Piezoaktors ausschließlich auf positive Spannungswerte festgelegt, so dass eine Kontraktion der Länge ausgeschlossen werden konnte. Anschließend konnte die Auslenkung des Balgtuners mittels Laservibrometer für die jeweiligen Betriebsspannungen in Abhängigkeit der Frequenz der angelegten Wechselspannung in Messabständen von 25 Hz bestimmt werden.

In Abbildung 6.29 ist die als Funktion der Anregungsfrequenz gemessene, effektive Balgtunerauslenkung für die gewählten Betriebsspannungen des Piezoaktors von 2 V, 4 V, 8 V und 10 V (Spitze-Spitze) dargestellt. Hierbei konnte insbesondere im Betriebsbereich niedriger Spannungswerte von 2 V bzw. 4 V und somit bei relativ geringen Schwingungsamplituden des Balgtuners ein nahezu konstantes, dynamisches Auslenkungsverhalten gemessen werden. Die hierbei erreichten Balgtunerauslenkungen von ungefähr $1.3 \mu\text{m}$

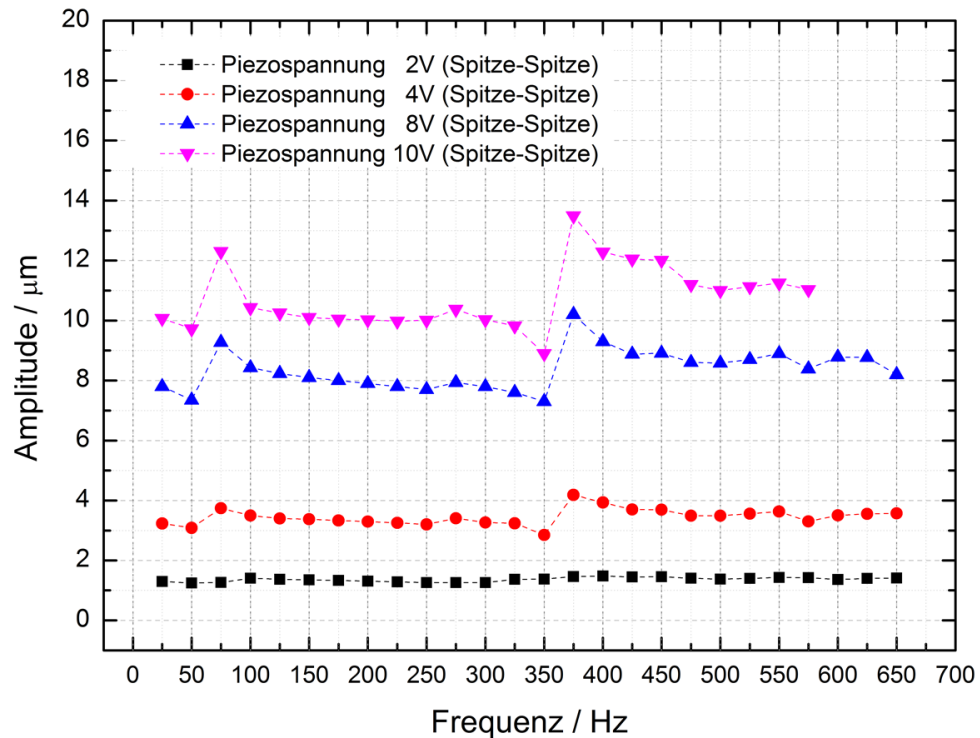


Abb. 6.29: Für unterschiedliche Betriebsspannungen gemessene, mittlere Balgtunerauslenkung als Funktion der Anregungsfrequenz des Piezoaktors.

bzw. $3.2 \mu\text{m}$ blieben mit zunehmender Anregungsfrequenz des Piezoaktors näherungsweise unverändert, was in Bezug auf ein stabiles Ausgleichen schneller Frequenzänderungen der supraleitenden CH-Strukturen eine hervorragende Voraussetzung bildet. Auch im Bereich größerer Betriebsspannungen von 8 V sowie 10 V, wodurch in guter Näherung Balgtunerauslenkungen von $8.2 \mu\text{m}$ bzw. $10.1 \mu\text{m}$ erreicht wurden, konnte insbesondere bei Anregungsfrequenzen zwischen 100 Hz und 350 Hz ein ähnliches Auslenkungsverhalten festgestellt werden. Jedoch zeigten sich bei Frequenzen im Bereich von ca. 75 Hz sowie 375 Hz deutlich größere Schwingungsamplituden des Balgtuners. Die Ursache bzw. Quelle dieser durch mögliche mechanische Resonanzen hervorgerufenen Auslenkungen konnte allerdings weder durch Simulationsrechnungen noch durch eine Messung der hierfür in Frage kommenden Bauteile mit Hilfe des Laservibrometers lokalisiert werden. Trotz allem zeigt das dynamische Auslenkungsverhalten des Balgtuners auch im Bereich der höheren Spannungswerte im Allgemeinen einen relativ konstanten Verlauf und somit eine vielversprechende Funktionsweise der schnellen Frequenz tuneingeinheit. Speziell in den Regionen der Anregungsfrequenz, in deren Größenordnung auch die gefährlichen mechanischen Schwingungen der beiden untersuchten supraleitenden CH-Strukturen liegen, blieb die Balgtunerauslenkung innerhalb enger Grenzen unverändert.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuartiges, dynamisches Frequenztuningsystem für aktuelle sowie zukünftige supraleitende (sl) CH-Strukturen entwickelt. Ein solches Tuningsystem ist notwendig, um auftretende Frequenzverstimmungen aktiv kompensieren zu können und somit einen stabilen Beschleunigerbetrieb zu ermöglichen. Während das Ausgleichen der statischen sowie dynamischen Frequenzverstimmungen bei dem Großteil der bisher weltweit im Einsatz befindlichen Frequenztuningsysteme durch die gezielte Verformung der Resonatorgeometrie erreicht werden kann, basiert das im Falle supraleitender CH-Strukturen verwendete Frequenztuningkonzept auf dem Einsatz sogenannter beweglicher Balgtuner. Diese werden in das Innere der Kavität eingebracht und können aufgrund ihrer variablen Länge Einfluss auf die Resonanzfrequenz nehmen. Auf dem Gebiet supraleitender Resonatoren stellt der Einsatz dieser kapazitiv wirkenden Balgtuner eine relativ neuartige Frequenztuningmethode dar, die sich von den bisherigen Konzepten grundlegend unterscheidet. Die Antriebsmechanik, die für die Auslenkung bzw. Stauchung der beweglichen Balgtuner sorgt, besteht aus einer langsamen, schrittmotorbetriebenen sowie einer schnellen, piezobasierten Tuningeinheit und wird auf der Außenseite des Heliummantels der jeweiligen CH-Kavität befestigt. Demnach besteht die gesamte Frequenztuningeinheit im Wesentlichen aus einer inneren sowie einer äußeren Teileinheit, bei deren Entwicklung insbesondere folgende Designkriterien berücksichtigt wurden:

- Kompaktheit
- Hohe Steifigkeit
- Moderate Tuningkräfte
- Hohe Auflösung

Damit der erforderliche Tuningbereich und somit der benötigten mechanische Hub der beweglichen Balgtuner bereits im Vorfeld minimiert werden kann, wurden mit Hilfe gekoppelter strukturmechanischer und elektromagnetischer Simulationen (ANSYS Workbench/ CST MicroWave Studio) sämtliche die Resonanzfrequenz beeinflussende Effekte der sl 325 MHz CH sowie der sl 217 MHz CH-Kavitäten untersucht. Hierbei wurden zunächst mittels strukturmechanischer Analyse die Größenordnungen auftretender Verformungen der Resonatorgeometrien, die durch Evakuierung, Abkühlung auf 4.2 K sowie durch die auf die Resonatoroberfläche wirkenden Lorentzkräfte hervorgerufen werden, bestimmt. Zudem konnte mit Hilfe dieser Simulation sichergestellt werden, dass aufgrund der resultierenden Materialbeanspruchungen keine dauerhaften, plastischen Geometrie-Verformungen der beiden untersuchten CH-Kavitäten auftreten. Anschließend konnte mit Hilfe elektromagnetischer Simulationen die aus den Geometrieänderungen resultierende Frequenzverschiebung berechnet werden.

Um die anvisierten Designkriterien zu erfüllen, wurde mit Hilfe der Multiphysik-Simulationssoftware ANSYS Workbench zunächst eine Optimierung der jeweiligen Balgtunergeometrien für die sl 325 MHz CH sowie für die sl 217 MHz CH-Kavitäten durchgeführt. Da die jeweiligen Balgtunergeometrien aufgrund der geforderten maximalen Auslenkung bzw. Stauchung von ± 1 mm einer hohen, zyklischen Belastung ausgesetzt werden, lag das Hauptaugenmerk sämtlicher strukturmechanischer Simulationsrechnungen auf der Reduzierung auftretender Materialspannungen. Zudem sollte die zur Längenänderung der Balgtunergeometrien benötigte Kraft in einem moderaten Bereich einiger hundert Newton liegen. Im Zuge dieser Geometrieoptimierung wurden die entscheidenden Parameter Zellenanzahl, Zellenhöhe und Durchmesser variiert und deren Einfluss auf das strukturmechanische Verhalten untersucht. Für beide supraleitenden CH-Kavitäten konnte jeweils eine Balgtunergeometrie konzipiert werden, die einen hervorragenden Kompromiss zwischen Materialbeanspruchung und aufzubringender Kraft darstellt. Die theoretisch ermittelten Federsteifigkeiten betragen im Falle des dreizelligen Balgtuners rund 335 N/mm, während diese für den fünfzelligen Balgtuner zu ungefähr 620 N/mm berechnet wurde. In beiden Fällen lagen die durch die Auslenkung/ Stauchung hervorgerufenen, nominellen Materialspannungen (Vergleichsspannungen) bei maximal 270 MPa, was bei einer Betriebstemperatur von 4 K deutlich unterhalb der kritischen Grenze einer plastischen Verformung liegt ($R_{e,Niob} \approx 470$ MPa).

Da aufgrund der geometrischen Beschaffenheit der beweglichen Balgtuner eine theoretische Gefahr für das Auftreten von Multipacting im Bereich benachbarter Lamellen besteht, wurden mit Hilfe der Simulationssoftware CST Particle Studio zusätzlich elektromagnetische Simulationen durchgeführt. Um das Risiko dieses limitierenden Effektes der Elektronenvervielfachung abschätzen zu können, wurde hierbei die Anzahl der ausgelösten Sekundärelektronen als Funktion des Beschleunigungsgradienten der jeweiligen supraleitenden CH-Struktur untersucht. Mit Hilfe der erzielten Simulationsergebnisse konnte für beide untersuchte Balgtunergeometrien ein mögliches Auftreten von Multipacting im Bereich der zueinander parallelen Lamellen ausgeschlossen werden.

Hinsichtlich der oben genannten Entwurfskriterien der Frequenztuningeinheit wurde eine Antriebsmechanik entwickelt, deren Funktionsweise auf einem mechanischen Hebelprinzip beruht. Hierbei arbeiten die langsame und schnelle Tuningeinheit in Serie und werden über einen drehbar gelagerten Hebelarm miteinander verbunden. Durch die günstige Positionierung der Drehachse dieses Haupttunerarmes, die ein Hebelverhältnis von ungefähr 2:1 generiert, kann zum einen die zum Auslenken/ Stauchen der Balgtuner erforderliche Kraft reduziert und zum anderen die Tuningaflösung erhöht werden. Zudem kann durch diese serielle Hintereinanderschaltung von langsamer und schneller Tuningeinheit ein wesentlich kompakteres Design erreicht werden. Um die Steifigkeit der Antriebsmechanik zu berechnen, wurden mit Hilfe von ANSYS Workbench strukturmechanische Simulationen der relevanten Bauteile durchgeführt. Damit eine möglichst hohe Tuningeffizienz erzielt werden kann, muss hierbei die Steifigkeit der gesamten Antriebsmechanik um einen erforderlichen Sicherheitsfaktor von 10 oberhalb der Federsteifigkeit der beiden untersuchten Balgtunergeometrien liegen. Die ermittelten Steifigkeiten des Haupttunerarmes sowie der Seitenteile in Verbindung mit der Motoraufhängung lagen hierbei im Bereich von 7.8 bzw. 7.0 kN/mm. Unter Berücksichtigung des oben genannten Sicherheitsfaktors wurden diese berechneten Werte im Hinblick auf eine hohe Tuningeffizienz sowie eine hohe mechanische Stabilität als ausreichend erachtet.

Zur Überprüfung der Genauigkeit sämtlicher getätigter Simulationsrechnungen wurde das strukturmechanische Verhalten der CH-Kavitäten sowohl bei Raumtemperatur als auch bei kryogenen Temperaturen von 4.2 K überprüft. Hierbei zeigte sich insbesondere bei der Drucksensitivität der beiden CH-Strukturen eine hervorragende Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung. Während Simulationsrechnungen im Falle der sl 325 MHz CH-Kavität eine durch Evakuierung hervorgerufene maximale Verformung von rund 0.26 mm im Bereich der Tankmantelsegmente vorhersagten, konnten mit Hilfe analoger Präzisionsmessuhren eine Verformung von 0.24 mm gemessen werden. Auch die abgeschätzte resultierende Frequenzverschiebung von 205 kHz lag hierbei lediglich um ca. 10% oberhalb der gemessenen Frequenzänderung. Eine ähnlich gute Übereinstimmung zwischen Simulationsrechnung und Messung konnte im Falle der sl 217 MHz CH-Kavität erzielt werden. Hierbei wurde eine Frequenzverstimmung von 93 kHz berechnet, während die gemessene Änderung bei rund 113 kHz lag. Des Weiteren konnten auch die mittels gekoppelter strukturmechanischer und elektromagnetischer Simulationen berechneten Verformungen und Frequenzverschiebungen, die durch die Abkühlung auf 4 K sowie durch die Lorentzkräfte hervorgerufen werden, im Bereich der Messgenauigkeit bestätigt werden. Eine Schwierigkeit bestand in der Berechnung der mechanischen Eigenfrequenzen der sl CH-Kavitäten, da bereits geringe Unterschiede in der Lagerung und den materialspezifischen Eigenschaften zwischen realer Struktur und Simulationsmodell zu erheblichen Ungenauigkeiten in der Schwingungsanalyse führen können. Dennoch konnten insbesondere die berechneten Eigenfrequenzen, die für die Betriebsstabilität der Kavität eine Gefahr darstellen, mittels zweier Messmethoden bei Raumtemperatur an der sl 325 MHz CH-Struktur bestätigt werden.

Um die Simulationsgenauigkeit bezüglich des strukturmechanischen sowie elektromagnetischen Verhaltens der beweglichen Balgtuner zu untersuchen, wurde ein eigens an die geometrischen Voraussetzungen angepasstes Testgestell angefertigt, mit dem die bereits verschweißten, dreizelligen Balgtuner der 325 MHz CH-Kavität präzise in ihrer Länge variiert werden konnten. Somit war es möglich, sowohl die Verschiebung der Resonanzfrequenz als auch die Federsteifigkeit der eingesetzten Balgtuner zu bestimmen. Hierbei konnte insbesondere die gemessene Auswirkung der Längenänderung des Balgtuners auf die Resonanzfrequenz konnte im Vorfeld anhand von Simulationsrechnungen mit einer Genauigkeit von ca. 10% vorhergesagt werden. Dahingegen zeigte die Messung der Federsteifigkeit des Balgtuners eine Diskrepanz von bis zu 40% gegenüber dem simulierten Wert. Eine mögliche Erklärung hierfür könnte die große Anzahl der Schweißnähte liefern, durch die die Wandstärke des Balgtuners insgesamt weicher wird.

Abschließend wurde in der institutseigenen Werkstatt des IAP ein Prototyp des gesamten Frequenzantriebes aus Edelstahl gefertigt, so dass die Funktionsweise der über einen Hebelarm miteinander verbundenen langsamen und schnellen Tuningeinheit überprüft werden konnte. Zu Testzwecken wurde in diesem Fall ein aus anderthalb Zellen bestehender, beweglicher Balgtunerprototyp aus Niob in seiner Länge variiert. Zur Messung der groben Tuningeinheit, die durch die Ansteuerung eines Schrittmotors verhältnismäßig große Balgtunerauslenkung generieren kann, wurden eine analoge Präzisionsmessuhr sowie ein digitaler Präzisionsmessarm eingesetzt. Die Messergebnisse zeigten, dass mittels der groben, langsamen Tuningeinheit eine hohe Auflösung im μm -Bereich erreichbar ist. Zudem ist der auftretende Hystereseeffekt von maximal $0.01 \mu\text{m}$, der aufgrund des Umkehrspiels des Schrittmotors beim Übergang zwischen Auslenkung und Stauchung des Balgtuners erscheint, vernachlässigbar gering, so dass dieser voraussichtlich keine Beeinträchtigung der Tuningperformance während des Betriebes darstellen wird.

Die Funktionsweise der schnellen Tuningeinheit, in die ein vorgespannter Hochlast-Piezoaktor in einem speziell angepassten Halterungsrahmen integriert ist und für die aktive Kompensation schneller Frequenzänderungen sorgt, wurde in zwei Messschritten nachgewiesen. In einer ersten Messung wurde der Piezoaktor im statischen Fall mit einer Gleichspannung angesteuert. Die in Abhängigkeit der angelegten Steuerungsspannung resultierende Auslenkung des Balgtunerprototypen wurde mit Hilfe des bereits erwähnten digitalen Messarmes erfasst. Unter Berücksichtigung der materialspezifischen Eigenschaft, dass bei einer Abkühlung des Piezoaktors auf eine Temperatur von 77 K dessen Auslenkung auf die Hälfte reduziert wird, konnte dennoch die für das schnelle Frequenztuning benötigte Auslenkung des Balgtuners erreicht werden.

Für die Messung des dynamischen Auslenkungsverhaltens der schnellen Frequenztuningeinheit wurde der Piezoaktor mit einer sinusförmigen Wechselspannung angesteuert, deren Amplitude sowie Frequenz während der Messung variiert wurden. Die Schwingungsamplituden des beweglichen Balgtuners konnte in diesem Fall mittels eines Laser-Doppler-Vibrometers (LDV), dessen Messprinzip auf dem Dopplereffekt beruht, gemessen werden. Mit Hilfe dieser dynamischen Messung konnte gezeigt werden, dass die Balg-

tunerauslenkung mit wachsender Frequenz der angelegten Wechselspannung innerhalb enger Grenzen konstant bleibt. Somit stellt die in dieser Arbeit entwickelte Antriebsmechanik eine vielversprechende Möglichkeit des dynamischen Frequenz-tunings supraleitender CH-Strukturen dar.

Nachdem bereits ein Prototyp eines schnellen, piezobasierten Frequenz-tuningsystems für supraleitende CH-Kavitäten bei Raumtemperatur erfolgreich getestet werden konnte, befinden sich zum gegenwärtigen Zeitpunkt drei Frequenz-tuningsysteme in der ersten Phase der Konstruktion. Nach der Fertigstellung der Antriebsmechanik und der Installation der notwendigen Komponenten wie Schrittmotoren und Piezoaktoren, soll das in dieser Arbeit entwickelte Frequenz-tuningsystem in der zweiten Jahreshälfte von 2015 zunächst an der sl 325 MHz CH-Kavität unter realen Bedingungen bei 4 K getestet werden. Dieser Test wird zudem erstmals Untersuchungen bezüglich des gesamten Tuningbereiches sowie der Performance der neuartigen dynamischen Balgtuner ermöglichen.

Die sl 217 MHz CH-Kavität, welche die Schlüsselkomponente des cw Demonstrator Projektes bei GSI darstellt, befindet sich zum Zeitpunkt der Fertigstellung der vorliegenden Arbeit kurz vor der Auslieferung zum IAP der Goethe Universität Frankfurt. Erste Hochleistungstests der Kavität sollen bereits in der ersten Hälfte von 2015 in einem vertikalen Kryostaten unter kryogenen Bedingungen durchgeführt werden. Nach einer erfolgreichen Beendigung sämtlicher Hochleistungstests soll die Kavität in der zweiten Hälfte des Jahres seitens des Herstellers (Research Instruments GmbH, Bergisch-Gladbach) durch die Anbringung des Heliummantels komplettiert werden. Die Vervollständigung sowie die Auslieferung der sl 217 MHz CH-Struktur soll im dritten Quartal erfolgen.

Das für das Demonstrator Projekt vorgesehene modulare, horizontale Kryomodul befindet sich derzeit in der letzten Konstruktionsphase bei Cryogenic Limited, London. Erste Strahltests des cw Demonstrators inklusive sämtlicher Subkomponenten wie Frequenz-tuningsysteme sowie Leistungskoppler, die wichtige Erkenntnisse über die Anwendungsmöglichkeit und Performance supraleitender CH-Kavitäten liefern werden, sollen zu Beginn von 2016 stattfinden. Erfolgreiche Strahltests des cw Demonstrators würden einen entscheidenden Meilenstein im Hinblick auf die Realisierung eines gesamten supraleitenden Dauerstrichlinacs darstellen.

Danksagung

Aus Datenschutzgründen entfernt.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die Nuklidkarte fasst alle bekannten Elemente in einem aus der Neutronen- und Protonenzahl aufgespannten Koordinatensystem zusammen [14]. Elemente jenseits der Ordnungszahl $Z = 104$ werden als superschwere Elemente bezeichnet.	5
1.2	Nachweis des Elements 112 mit Hilfe der abgebildeten α -Zerfallskette [14]. Zur Erzeugung des Elementes Copernicium wurden hierbei ^{70}Zn -Projekteile auf ^{208}Pb -Targets geschossen.	6
1.3	Layout der zukünftigen Beschleunigeranlage bei GSI mit dem parallel zum existierenden UNILAC geplanten supraleitenden cw LINAC [19].	7
1.4	Horizontales Kryomodul für den cw Linac Demonstrator mit der integrierten Cold-Mass, bestehend aus zwei supraleitenden Solenoiden sowie der sl 217 MHz CH-Kavität [22].	9
1.5	Zukünftige Testumgebung des supraleitenden cw Demonstrators bei GSI. Der aufgerüstete Hochladungsinjektor HLI dient hierbei als Injektor. . .	11
1.6	Schnittansicht des 3D-Modells der 15-zelligen, sl 217 MHz CH-Struktur für den cw Linac Demonstrator.	12
1.7	Schematische Darstellung des Be- und Entladevorganges des Kryomoduls mit der an einem speziellen Trägerahmen aufgehängten Cold-Mass [25]. .	14
1.8	Schnittansicht des 3D-Modells der 7-zelligen, sl 325 MHz CH-Struktur [26].	15
1.9	Gemessene unbelastete Güte Q_0 als Funktion des Feldgradienten E_a für verschiedene Testumgebungen [28].	17
2.1	Zur Messung der intrinsischen Güte Q_0 wird die Breite $\Delta\omega$ der Resonanzkurve herangezogen, bei der die Amplitude auf den $1/\sqrt{2}$ -ten Teil abgefallen ist.	21
2.2	Verlauf von transmittierter (Mitte) und reflektierter Leistung (unten) bei Einkopplung eines Rechteckpulses (oben) für unterschiedliche Koppelstärken β (Quelle: in Anlehnung an [5]).	27
3.1	Graphische Darstellung der belasteten Güte als Funktion des Feldgradienten. Mit Beginn der Feldemission ist ab einem gewissen Feldpegel ein Absinken der Güte zu beobachten, was ein Anzeichen für Nicht-Ohmsche Verluste ist (Quelle: in Anlehnung an [5]).	36

3.2	Auftreten von Multipacting. Links: Oberhalb eines gewissen Feldpegels bildet sich aufgrund des Erreichens der Multipactingbedingung ein Plateau in der Resonanzkurve. Rechts: Beim Auftreten von Multipacting fällt die Güte als Funktion des elektrischen Feldes abrupt ab [5].	37
3.3	Sekundärelektronen-Emissions-Koeffizient (SEC) von Niob als Funktion der Primärelektronenenergie. Das Auftreten von Multipacting ist abhängig von der Primärelektronenenergie sowie von der Reinheit der Resonatoroberfläche [36].	38
3.4	Schematische Darstellung von 1-Punkt- (links) und 2-Punkt-Multipacting (rechts) innerhalb einer elliptischen Kavität (Quelle: in Anlehnung an [30]).	39
3.5	Schematische Darstellung der möglichen Quellen mechanischer Vibrationen und deren Transfermedien zu einem supraleitenden Resonator (Quelle: in Anlehnung an [39]).	42
4.1	Perowskit-Kristallstruktur am Beispiel von Blei-Zirkonat-Titanat (PZT). Unterhalb der Curie-Temperatur wird das Zentral-Ion in Richtung eines Sauerstoff-Ions verschoben. Dies führt zu einer Ausbildung eines elektrischen Dipols [47].	47
4.2	Skizzenhafte Darstellung der Verschaltung eines Multilayer-Piezoaktors [47].	48
4.3	Schematische Darstellung des Funktionsprinzips des Saclay-I/DESY-Tuners (Quelle: in Anlehnung an [51]).	49
4.4	Links: Langsame, schrittmotorbetriebene Tuningeinheit des Saclay-I/DESY-Tuners. Rechts: Halterungsrahmen der schnellen Tuningeinheit mit integrierten Piezoaktoren [54].	50
4.5	Links: Tuningprinzip des Blade-Tuners. Rechts: 3D-Modell der Hauptkomponenten des Blade-Tuners [56, 57].	51
4.6	Links: Aktuelles Design des modifizierten (Slim) Blade-Tuners mit integriertem Piezoaktor. Rechts: Durch die Kraftübertragung des langsamen Schrittmotors wird die grobe Tuningmechanik angetrieben [58].	52
4.7	Grundprinzip der Funktionsweise des sogenannte Slide-Jack-Tuners (Quelle: in Anlehnung an [59]).	53
4.8	Verschiedenen Perspektiven des an der Stirnseite der Kavität angebrachten Slide-Jack-Tuners mit integriertem Piezoaktor [59, 61].	54
4.9	Kavitäten mit piezobasierter Tuningeinheit verschiedener Forschungseinrichtungen für das ILC-Projekt. a) DESY-Kavität mit Saclay-I/DESY-Tuner, b) FNAL-Kavität mit Blade-Tuner, c) KEK-Kavität mit Slide Jack-Tuner [67].	57
5.1	Darstellung der wesentlichen mechanischen Komponenten einer supraleitenden CH-Struktur.	62

5.2	3D-Modelle der 7-zelligen supraleitenden 325 MHz CH-Struktur (links) sowie der 15-zelligen supraleitenden 217 MHz CH-Kavität inklusive Heliummantel (rechts).	63
5.3	Konturenplott der Deformation der sl 325 MHz CH-Kavität aufgrund des Druckunterschiedes von 1 bar (links) und auftretende von-Mises Vergleichsspannung (rechts).	67
5.4	Simulierte Deformation der sl 217 MHz CH-Kavität aufgrund der Evakuierung (links) und auftretende von-Mises Vergleichsspannung (rechts).	68
5.5	Simulierte Endkappendeformation der sl 325 CH- (links) sowie der sl 217 MHz CH-Strukturen (rechts).	69
5.6	Nachweis einer Singularität im Bereich der scharfkantigen Versteifungselemente innerhalb der Rippen durch Verfeinerung des Simulationsnetzes.	70
5.7	Verformungsmessung während des Evakuierungsvorganges. Zur Überwachung der Deformation wurden drei analoge Präzisionsmessuhren an jeweils einem Enddeckel sowie in der Mitte eines Tankmantelsegmentes der jeweiligen Kavität installiert.	72
5.8	Oben: Vergleich von Simulation und Messung der Verformung der Tankmantelsegmente (links) sowie der Endkappendeformation (rechts). Unten: Gemessene und simulierte Frequenzverschiebung in Abhängigkeit des Innendrucks der sl 325 MHz CH-Kavität.	73
5.9	Oben: Vergleich von Simulation und Messung der Verformung der Tankmantelsegmente (links) sowie der Endkappendeformation (rechts). Unten: Gemessene und simulierte Frequenzverschiebung in Abhängigkeit des Innendrucks der sl 217 MHz CH-Kavität.	74
5.10	Simulierte Deformation (links) und auftretender von-Mises-Stress (rechts) nach Anbringen von drei Stabilisierungsringen am Beispiel der sl 325 MHz CH-Struktur.	75
5.11	Konturenplott der Deformation der sl 325 MHz CH-Kavität aufgrund der Abkühlung von Raumtemperatur auf 4 K (links) und auftretende von-Mises Vergleichsspannung (rechts).	76
5.12	Konturenplott der Deformation der sl 217 MHz CH-Kavität aufgrund der Abkühlung von Raumtemperatur auf 4 K (links) und auftretende von-Mises Vergleichsspannung (rechts).	77
5.13	Präparierte 325 MHz CH-Kavität bevor dem Abkühlen auf 4 K (links) und Vergleich von Simulation und Messung der Frequenzverschiebung durch Schrumpfen des Resonatorvolumens. Zusätzlich wurde zu Vergleichszwecken das Volumen der Kavität mit Hilfe empirischer Werte der Längenkontraktion eines Niobstabes [77] skaliert und die entsprechende Frequenzverschiebung ermittelt (rote Kurve).	78

5.14	Erste mechanische Eigenresonanzen der untersuchten sl CH-Strukturen unter Berücksichtigung von Fixpunkten im Bereich der Enddriftrohre.	79
5.15	Experimenteller Aufbau zur Messung des mechanischen Modenspektrums der sl 325 MHz CH-Kavität im Kryolabor des IAP.	81
5.16	Oben: Mechanisches Modenspektrum der sl 325 MHz CH-Kavität gemessen mit einem Piezoaktor und einem Mikrophon. Der Vergleich zwischen der Anregung durch Weißes Rauschen und dem Frequenzsweep zeigt eine sehr gute Übereinstimmung. Unten: Vergleich zwischen den gemessenen und simulierten mechanischen Eigenfrequenzen.	82
5.17	Oben: Messaufbau zur Bestimmung des mechanischen Modenspektrums bei kryogenen Temperaturen. Unten: Bei einer Temperatur von 4 K durch einen Frequenzsweep angeregtes mechanisches Spektrum und die dazugehörige Regelspannung (VCO), die ein Maß für die Frequenzabweichung darstellt.	84
5.18	Langzeitmessung der Regelspannung (links) über 12 Stunden und Verteilungsfunktion für das Auftreten von Frequenzverschiebungen der sl 325 MHz CH-Struktur.	85
5.19	Typische mit dem Oszilloskop gemessene Hochfrequenzsignale, die proportional zu den Wurzeln der jeweiligen Leistungen sind. Bei einem Feldpegel von 8.5 MV/m betrug die durch den Strahlungsdruck der elektromagnetischen Oberflächenfelder hervorgerufene Frequenzverschiebung -435 Hz, welche durch das Regelsystem (grün) ausgeglichen wurde [28].	86
5.20	Vergleich zwischen gemessener und simulierter Lorentzkraftverstimmung als Funktion des Quadrats des Gradienten. Es ergab sich eine gemessene Lorentzkraftverstimmungs-Konstante von $-6.1 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$, während diese durch Simulationsrechnungen zu $-3.6 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$ bestimmt wurde.	87
6.1	Dynamischer Balgtuner für die supraleitende 325 MHz CH-Struktur. Durch Ansetzen einer äußeren Kraft am unteren Ende des Führungstabes kann der Balgtuner in der Höhe variiert werden, was wiederum zu einer Frequenzveränderung der Kavität führt.	90
6.2	Theoretisch erreichbarer, gesamter Frequenzhub der dynamischen Balgtuner in der sl 325 MHz CH-Struktur (links) sowie der sl 217 MHz CH-Struktur (rechts) [27,80].	92
6.3	Um die Gefahr von Multipacting im oberen Bereich der ursprünglich vorgesehenen Geometrie des 6-zelligen dynamischen Balgtuners (links) zu minimieren, wurden die einzelnen Lamellen im finalen Design durch eine einfache, zylindrische Geometrie ersetzt (rechts).	93
6.4	Simulationsergebnisse der strukturmechanischen Untersuchung des dreizelligen Balgtuners. Bei einer Kraft von 350 N wird der Balgtuner um rund 1 mm ausgelenkt (links), wodurch eine maximale mechanische Spannung des Materials von 213 MPa entsteht (rechts).	94

6.5	Anwendung der Submodelltechnik zur Überprüfung der Spannungsspitzen. Die Knotenverschiebungen der bereits berechneten Gesamtgeometrie werden als Randbedingungen auf die Schnittkanten (links) des Submodells aufgebracht. Mit Hilfe dieser Methode konnte eine erhöhte Materialspannung von ungefähr 228 MPa festgestellt werden.	95
6.6	Darstellung der untersuchten Balgtunergeometrien für die sl 217 MHz CH-Kavität (links) und bei einer Auslenkung von 1 mm auftretende von-Mises-Spannung für die verschiedenen Balgtunergeometrien (rechts). . .	96
6.7	Simulationsergebnisse der strukturmechanischen Untersuchung des sechszelligen Balgtuners der sl 217 MHz CH-Kavität. Für die geforderte Auslenkung von 1 mm ist eine Kraft von 700 N notwendig (links), wodurch eine mechanische Materialspannung von 270 MPa entsteht.	96
6.8	Zur Messung des erreichbaren Frequenzhubes des dreizelligen Balgtuners wird ein Testgestell auf der Außenseite des Resonatormantels angebracht (links). Mit Hilfe einer am Führungsstab befestigten Justierplatte kann die Höhe des Balgtuners gezielt variiert werden.	97
6.9	Gemessene Tuningsensitivität der beiden in der sl 325 MHz CH-Struktur verschweißten beweglichen Balgtuner. Die gemessenen Werte zeigten eine sehr gute Übereinstimmung mit dem simulierten Wert von 130 kHz/mm	98
6.10	Vergleich zwischen gemessener und simulierter Balgtunerauslenkung als Funktion der äußeren Kraft.	99
6.11	Darstellung der ersten mechanischen Eigenfrequenzen und Eigenschwingungsmoden des dreizelligen (oben) sowie des sechszelligen Balgtuners (unten) der jeweiligen sl CH-Strukturen.	100
6.12	Schematische Darstellung von 2-Punkt-Multipacting innerhalb einer Zelle zwischen zwei benachbarten, ebenen Lamellen des dreizelligen Balgtuners.	102
6.13	Der für sämtliche Simulationen verwendete SEC von Niob einer durch Ausbacken bei einer Temperatur 300°C gereinigten Resonatoroberfläche (links) [76] und Definition der in rot dargestellten Primärelektronquellen (rechts).	104
6.14	Emissionsmodell der Sekundärelektronen basierend auf der mathematisch konsistenten Wahrscheinlichkeitsmethode nach Furman und Pivi (Quelle: in Anlehnung an [83]).	105
6.15	Links: Der deutliche Anstieg der Sekundärelektronenanzahl weist auf ein erhöhtes Risiko von 2-Punkt-Multipacting in der ursprünglichen Balgtunergeometrie hin. Rechts: Durch eine Geometrieänderung im oberen Bereich kann das Multipactingrisiko deutlich reduziert werden [85]. . . .	106
6.16	Oben: Graphische Darstellung der Anzahl der ausgelösten Sekundärelektronen als Funktion der Zeit. Unten: Ausbildung von Multipacting im Bereich der Resonatorwand zu verschiedenen Zeitpunkten der Hochfrequenz. Als Quelle der emittierten Elektronen wurden hierbei die Oberflächen des Balgtuners definiert.	107

6.17 Mittlerer Sekundärelektronenertrag im Bereich des beweglichen Balgtuners der sl 217 MHz-Kavität als Funktion des Beschleunigungsgradienten.	108
6.18 Frequenzuningkonzept für supraleitende CH-Strukturen. Der piezobasierte Frequenzunerantrieb wird auf der Außenseite des Heliummantels montiert (links). Durch Anwendung des Hebelprinzips können die beweglichen Balgtuner ausgelenkt bzw. zusammengestaucht werden (rechts).	111
6.19 Explosionsdarstellung der Hauptkomponenten des piezobasierten Frequenzunerantriebes für supraleitende CH-Strukturen.	113
6.20 Strukturmechanische Simulationsergebnisse bezüglich der Steifigkeit des Tuningrahmens (links) sowie des Tunerarms (rechts). Untersucht wurde die maximale Verformung der jeweiligen Bauteile bei einer durch den langsamen Schrittmotor verursachten Gegenkraft von 700 N.	115
6.21 Tuningprinzip der schnellen Tuningeinheit. Die Längenänderung des Piezoaktors wird durch die Verformung der unteren Seite des Halterungsrahmens an den beweglichen Balgtuner weitergeleitet. Durch eine Kraft von 100 N wird die 3 mm dicke Unterseite um knapp 0.01 mm verformt.	116
6.22 Bei Raumtemperatur gemessener mechanischer Piezohub als Funktion der Steuerspannung.	119
6.23 Arbeitsdiagramm des für das schnelle Frequenzuning vorgesehenen Piezoaktors P-843.30. Die externen Steifigkeiten der beiden untersuchten Piezohalterungsrahmen sind durch die grüne bzw. rote Gerade dargestellt.	120
6.24 3D-Explosionszeichnung des verwendeten Teststandes zur Messung des Frequenzunerantriebes. Die Auslenkung eines zwischen die mittleren Platten des Testgestells integrierten Balgtunertunerprototyps aus Niob wird mit Hilfe einer analogen Präzisionsmessuhr gemessen.	122
6.25 Prototyp der aus Edelstahl gefertigten Antriebsmechanik mit integriertem Piezoaktor des Typs P-843.30.	123
6.26 Links: Gemessene Auslenkung/ Stauchung des Balgtunerprototypen in Abhängigkeit der Motorschritte. Rechts: Der Übergang zwischen Auslenkung und Stauchung des Balgtuners (Umkehrspiel) führt zu einer Abweichung der Balgtunerauslenkung.	124
6.27 Vergleich zwischen freier Piezoauslenkung und gemessener Balgtunerauslenkung nach Installation des Piezoaktors in den Halterungsrahmen der schnellen Tuningeinheit. Zusätzlich ist durch die grüne Gerade die theoretisch mögliche Balgtunerauslenkung dargestellt.	125
6.28 Das dynamische Auslenkungsverhalten des Balgtunerprototypen wurde mit Hilfe eines Laser-Doppler-Vibrometers (LDV) gemessen. Der extrahierte Laserstrahl wurde hierbei mittels eines Spiegels auf die Oberfläche des Balgtuners gelenkt.	127
6.29 Für unterschiedliche Betriebsspannungen gemessene, mittlere Balgtunerauslenkung als Funktion der Anregungsfrequenz des Piezoaktors.	128

Tabellenverzeichnis

1.1	Design Parameter des geplanten supraleitenden cw-Linacs bei GSI [21]. . .	8
1.2	Wesentliche Parameter der supraleitenden 217 MHz CH-Kavität [23]. . .	13
1.3	Wesentliche Parameter des horizontalen Kryomoduls [22].	14
1.4	Wesentliche Parameter der supraleitenden 325 MHz CH-Kavität [27]. . .	16
4.1	Übersicht und Vergleich der Tuningperformance verschiedener piezoba- sierter Tuningsysteme [62–66].	56
5.1	Materialdaten von Niob [71, 72].	61
5.2	Geometrische Parameter der untersuchten sl CH-Strukturen.	63
5.3	Simulierte mechanische Eigenfrequenzen der sl 325 MHz sowie der sl 217 MHz CH-Strukturen unter Berücksichtigung von Fixpunkten im Bereich der Enddriftrohre.	80
5.4	Übersicht sämtlicher, die Resonanzfrequenz der jeweiligen sl CH-Strukturen beeinflussender Effekte.	88
6.1	Wesentliche Parameter der untersuchten beweglichen Balgtuner für die sl 325 MHz CH sowie die sl 217 MHz CH-Kavitäten.	109
6.2	Wesentliche Parameter des für das schnelle Frequenz tuning vorgesehenen Piezoaktors P-843.30.	118

Literaturverzeichnis

- [1] PIERCE, J.M.: *Proc. 1965 9th Conference on Low Temperatur Physics, New York, NY, USA.* 1965
- [2] AUNE, B. u. a.: Superconducting TESLA Cavities. In: *Phys. Rev. STAB* 092001, **3** (2000)
- [3] RATZINGER, U.: *Nucl. Instr. Methods Phys. Res.* 1998, S. 229–235
- [4] PODLECH, H. ; RATZINGER, U. ; KLEIN, H. ; COMMENDA, C. ; LIEBERMANN, H. ; SAUER, A.: Superconducting CH-Structure. In: *Phys. Rev. STAB* 080101 (2007)
- [5] PODLECH, H.: *Entwicklung von normal- und supraleitenden CH-Strukturen zur effizienten Beschleunigung von Protonen und Ionen*, Goethe Universität Frankfurt am Main, Habilitationsschrift, 2008
- [6] MÄDER, D.: *Die CH-Sektion des 17 MeV Injektors für MYRRHA*, Goethe Universität Frankfurt am Main, Diss., 2015
- [7] *FAIR Baseline Technical Report.* Technical Report, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, 2006
- [8] BARTH, W. ; BAYER, W. ; DAHL, L. ; GROENING, L. ; RICHTER, S. ; YARAMYSHEV, S.: Upgrade program of the High Current Heavy ion UNILAC as an injector for FAIR. In: *Nucl. Instr. Methods Phys. Res.* 577 (2007), S. 211–214
- [9] HOFMANN, S.: Study of SHE at the GSI-SHIP. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 62 (2009), S. 337 – 343
- [10] KHUYAGBAATAR, J. ; YAKUSHEV, A. ; DÜLLMANN, Ch. E. ; ACKERMANN, D. ; ANDERSSON, L.-L. ; ASAI, M. ; BLOCK, M. ; BOLL, R. A. ; BRAND, H. ; COX, D. M.: Ca48+Bk249 Fusion Reaction Leading to Element Z=117: Long-Lived ?-Decaying Db270 and Discovery of Lr266. In: *Phys. Rev. Lett.* 112 (2014)
- [11] FERMI, E.: Radioactivity Induced by Neutron Bombardment. In: *Nature* 133 (1934), S. 757
- [12] GARRETT, A. B.: The Chemistry of Elements 93, 94, 95 and 96 (Neptunium, Plutonium, Americium and Curium). In: *The Ohio Journal of Science* XLVII (1947), S. 103 – 106

- [13] THOMPSON, S. G. ; GHIORSO, A. ; SEABORG, G. T.: Element 97. In: *Phys. Rev.* 77 (1950)
- [14] *GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH*, <https://www-alt.gsi.de/forschung/kp/kp2/ship/el112.html>
- [15] MÜNZENBERG, G. ; HOFMANN, S.: In: *Z. Phys.* A 330, 435 (1988)
- [16] HOFMANN, S. ; MÜNZENBERG, G.: The discovery of the heaviest elements. In: *Reviews of Modern Physics* 72 (2000), July, Nr. 3, S. 733 – 767
- [17] HOFMANN, S. ; ACKERMANN, D. ; ANTALIC, S. ; BURKHARD, H. G. ; DRESSLER, R. ; HESSBERGER, F. P. ; KINDLER, B. ; KOJOUHAROV, I. ; KUUSINIEMI, P. ; LEINO, M. ; LOMMEL, B. ; MANN, R. ; MÜNZENBERG, G. ; NISHIO, K. ; POPEKO, A. G. ; SARO, S. ; SCHÖTT, H. J. ; STREICHER, B. ; SULIGNANO, B. ; UUSITALO, J. ; YEREMIN, A. V.: Study of Superheavy Elements at the GSI-SHIP. In: *Journal of Nuclear and Radiochemical Sciences* 7 (2006), Nr. 1, S. 25 – 29
- [18] HOFMANN, S.: Auf der Jagd nach Superschweren. In: *Physik Journal* (2005), Nr. Band 4, S. 37 – 43
- [19] MICKAT, S. ; AMBERG, M. ; AULENBACHER, K. ; BARTH, W. ; BÄNSCH, D. ; DAHL, L. ; DZIUBA, F. ; GETTMANN, V. ; JACKE, S. ; KAISER, M. ; MÄDER, D. ; PODLECH, H. ; RATZINGER, U. ; VINZENZ, W.: The sc cw-LINAC-Demonstrator - SRF technology finds the way to GSI. In: *Proc. 15th Workshop on RF Superconductivity, Chicago, USA, 2011*
- [20] HOFMANN, S. ; ACKERMANN, D. ; BARTH, W. ; DAHL, L. ; HESSBERGER, F. P. ; KINDLER, B. ; LOMMEL, B. ; MANN, R. ; MÜNZENBERG, G. ; TINSCHERT, K. ; RATZINGER, U. ; SCHEMPP, A.: Heavy Element Research at SHIP. In: *Proc. International Symposium on Exotic Nuclei (EXON), Peterhof, Russia, 2004*
- [21] MINAEV ; RATZINGER, U. ; PODLECH, H. ; BUSCH, M. ; BARTH, W.: Superconducting, energy variable heavy ion linac with constant beta, multicell cavities of CH-type. In: *Phys. Rev. STAB* 12, 120101 (2009)
- [22] DZIUBA, F. ; AMBERG, M. ; AULENBACHER, K. ; BARTH, W. ; BUSCH, M. ; GETTMANN, V. ; PODLECH, H. ; RATZINGER, U. ; MICKAT, S.: A superconducting 217 MHz CH-Cavity for the cw Demonstrator at GSI. In: *Proc. 16th Workshop on RF Superconductivity, Paris, France, 2013*
- [23] DZIUBA, F. ; AMBERG, M. ; AULENBACHER, K. ; BARTH, W. ; BUSCH, M. ; MICKAT, S. ; PODLECH, H. ; RATZINGER, U.: The Superconducting cw Linac Demonstrator for GSI-SHIP. In: *Proc. 2011 International Particle Accelerator Conference, San Sebastián, Spain, 2011*

-
- [24] GETTMANN, V. ; AMBERG, M. ; JACKE, S. ; BARTH, W. ; MICKAT, S. ; AULENBACHER, K. ; RATZINGER, U. ; PODLECH, H. ; DZIUBA, F.: The sc cw-Linac Demonstrator - First Section of a sc cw-Linac. In: *Proc. 15th Workshop on RF Superconductivity, Chicago, USA, 2011*
- [25] GETTMANN, V. ; AMBERG, M. ; JACKE, S. ; BARTH, W. ; MICKAT, S. ; AULENBACHER, K. ; ORZHEKHOVSKAYA, A. ; RATZINGER, U. ; PODLECH, H. ; DZIUBA, F.: Status of the sc cw-Linac Demonstrator. In: *Proc. 16th Workshop on RF Superconductivity, Paris, France, 2013*
- [26] BUSCH, M. ; AMBERG, M. ; DZIUBA, F. ; PODLECH, H. ; RATZINGER, U.: Cold Measurements on the 325 MHz CH-Cavity. In: *Proc. 16th Workshop on RF Superconductivity, Paris, France, 2013*
- [27] BUSCH, M.: *Auslegung einer supraleitenden 325 MHz CH-Struktur für Strahlbetrieb*, Goethe Universität Frankfurt am Main, Diss., Wird veröffentlicht in 2015
- [28] BUSCH, M. ; DZIUBA, F. ; PODLECH, H. ; RATZINGER, U. ; AMBERG, M.: Cold Power Tests of the sc 325 MHz CH-Cavity. In: *Proc. of the Linear Accelerator Conference 2014, Geneva, Switzerland, 2014*
- [29] WANGLER, T.: *RF Linear Accelerators*. 2. Auflage. Wiley-VHC Verlag, 2008
- [30] PADAMSEE, H. ; KNOBLOCH, J. ; HAYS, T.: *RF Superconductivity for Accelerators*. Wiley-VHC Verlag, 1998
- [31] ONNES, H. K.: *Proc. Roy. Acad. Amsterdam*. 1908. – 168,11
- [32] MEISSNER, W. ; OCHSENFELD, R.: Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit. In: *Naturwissenschaften* 21 (1933), Nr. 44, S. 787–788
- [33] LONDON, F. ; LONDON, H.: In: *Z. Phys.* 96, 359 (1935)
- [34] BARDEEN, J. ; COOPER, L. N. ; SCHRIEFFER, J. R.: Theory of Superconductivity. In: *Phys. Rev.* 108 (1957), S. 1175 – 1204
- [35] FOWLER, R. H. ; NORDHEIM, L.: Electron Emission in Intense Electric Fields. In: *Proc. of the Royal Society of London*, 1928 (A. 119 781), S. 173 – 181
- [36] CALDER, R. ; DOMINICHINI, G. ; HILLERET, N.: In: *Nuclear Instr. and Methods in Phys. Research B* B13:631 (1986)
- [37] JACKSON, J. D.: *Klassische Elektrodynamik*. Walther de Gruyter, 1993
- [38] MOSNIER, A.: Dynamic Measurements of the Lorentz Forces on a MACSE Cavity / DESY. 1993. – Technical Report TESLA 93-09
- [39] SCHILCHER, T.: *Vector Sum Control of Pulsed Accelerating Fields in Lorentz Force Detuned Superconducting Cavities*, Universität Hamburg, Diss., 1998

- [40] TAI, C.-Y. ; CORMIER, J. ; ESPINOLA, W. ; HAN, Z. ; JOSHI, C. ; MAVANUR, A. ; RACZ, L. ; SHEPARD, K. ; E. ; DAVIS, K.: A Magnetostrictive Tuning System for Particle Accelerators. In: *Proc. 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, Tennessee, USA, 2005*
- [41] SLATER, J. C.: Microwave Electronics. In: *Reviews of Modern Physics* 18 (1946), Nr. 4, S. 441 – 512
- [42] LIEPE, M. ; D.-MOELLER, W. ; SIMROCK, S. N.: Dynamic Lorentz Force Compensation with a Fast Piezoelectric Tuner. In: *Proc. 2001 Particle Accelerator Conference, Chicago, USA, 2001*
- [43] SIMROCK, S. ; PETROSYAN, G. ; ZVIAGINTSEV, A. Facco V. ; ANDREOLI, S. ; PAPARELLA, R.: First Demonstration of Microphonic Control of a Superconducting Cavity with a Fast Piezoelectric Tuner. In: *Proc. 2003 Particle Accelerator Conference, Portland, OR, USA, 2003*
- [44] CURIE, P. ; CURIE, J.: Development, via compression, of electric polarization in hemihedral crystals with inclined faces. In: *Bulletin de la Societe de Minerologique de France*, 1880, S. 90 – 93
- [45] MESCHÉDE, D.: *Gerthsen Physik*. Springer Verlag, 2004
- [46] HEGEWALD, T.: *Modellierung des nichtlinearen Verhaltens piezokeramischer Aktoren*, Universität Erlangen-Nürnberg, Diss., 2007
- [47] *Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG* : <http://www.physikinstrumente.com>
- [48] WANG, Q.: *Piezoaktoren für Anwendungen im Kraftfahrzeug, Messtechnik und Modellierung*, Ruhr-Universität Bochum, Diss., 2006
- [49] EDWARDS, D. A.: TESLA Test Facility Design Report / DESY. 1995. – TESLA-Report, TESLA 95-01
- [50] MOSNIER, A.: MACSE Superconducting Cavity RF Drive System. In: *Proc. 1990 European Accelerator Conference, Nice, France, 1990*
- [51] NEUMANN, A.: *Compensating Microphonics in SRF Cavities to Ensure Beam Stability for Future Free-Electron-Lasers*, Humboldt-Universität zu Berlin, Diss., 2008
- [52] BOSOTTI, A. ; PAPARELLA, R. ; ALBRECHT, C. ; LILJE, L.: Development of an Acceptance Test Procedure for the XFEL sc Cavity Tuners. In: *Proc. 2009 Particle Accelerator Conference, Vancouver, BC, Canada, 2009*
- [53] PADAMSEE, Hasan: *RF Superconductivity: Volume II: Science, Technology and Applications*. Wiley-VHC Verlag, 2009
- [54] *S1-Global Report*. Technical Report, High Energy Accelerator Research Organization (KEK), Japan, 2013

-
- [55] BARNI, D. ; BOSOTTI, A. ; PAGANI, C. ; LANGE, R. ; PETERS, H.-B.: A new Tuner for TESLA. In: *Proc. 2002 European Particle Accelerator Conference, Paris, France, 2002*
- [56] PIERINI, P. ; PAGANI, C. ; BOSOTTI, A. ; MICHELATO, P. ; PANZERI, N. ; PAPARELLA, R.: The Fast Piezo-Blade Tuner for SCRF Resonators. In: *Proc. 12th Workshop on RF Superconductivity, Cornell University, Ithaca, NY, USA, 2005*
- [57] PAPARELLA, R.: A Control and Systems Theory Approach to the High Gradient Cavity Detuning Compensation. In: *Talk, European Accelerator Conference 2008, Genoa, Italy, 2008*
- [58] PAGANI, C. ; BOSOTTI, A. ; PANZERI, N. ; PAPARELLA, R. ; PIERINI, P. ; ALBRECHT, C. ; LANGE, R. ; LILJE, L.: Piezo-Assisted Blade Tuner: Cold Test Results. In: *Proc. 13th Workshop on RF Superconductivity, Peking University, Beijing, China, 2007*
- [59] NOGUCHI, S.: Review of New Tuner Designs. In: *Proc. 13th Workshop on RF Superconductivity, Beijing, China, 2007*
- [60] SENNYU, K. ; HARA, H. ; MASANORI, M.: Design and Fabrication of Superconducting Cavities for STF. In: *Proc. 2007 Particle Accelerator Conference, Albuquerque, NM, USA, 2007*
- [61] KAKO, E. ; HAYANO, H. ; NOGUCHI, S. ; OHUCHI, N. ; SHISHIDO, T. ; SATO, M. ; WATANABE, K. ; YAMAMOTO, Y.: Cryomodule Tests of Four Tesla-like Cavities in the STF Phase-1.0 for ILC. In: *Proc. 2009 Particle Accelerator Conference, Vancouver, Canada, 2009*
- [62] DALY, E.: *Overview of Existing Tuner Systems*. Talk, Workshop on Energy Recovering Linacs (ERL), Jefferson Lab, 18 - 23 March 2005
- [63] LIEPE, M. ; NOGUCHI, S.: *Report on current status for ILC tuner development*. Workgroup 5, Activity on Snowmass, 2005
- [64] SEKALSKI, P.: *Smart Materials as Sensors and Actuators for Lorentz Force Tuning System*, Technical University of Lodz, Poland, Diss., 2007
- [65] DEVANZ, G. ; BOSLAND, P. ; DESMONS, M. ; JACQUES, E. ; LUONG, M. ; VISENTIN, B.: Compensation of Lorentz Force Detuning of a TTF 9-Cell Cavity with a new integrated Piezo Tuner. In: *Proc. European Particle Accelerator Conference, Edinburgh, Ireland, 2006, S. 378 – 380*
- [66] BOSLAND, P.: Tuning Systems for Superconducting Cavities at Saclay. In: *SOLEIL Workshop. 2007/ESLS-RF/ESLS-RF-PRESENTATIONS/07-ESLS07-PBosland.pdf, 2007*

- [67] HAYANO, H. u. a.: Results achieved by the S1-Global collaboration for ILC. In: *Proc. of Linear Accelerator Conference 2012, Tel Aviv, Israel, 2012*
- [68] ANSYS Multiphysics: <http://www.ansys.com>
- [69] GEBHARDT, C.: *Praxisbuch FEM mit ANSYS Workbench - Einführung in die lineare und nichtlineare Mechanik*. Carl Hanser Verlag München, 2011
- [70] CADFEM GmbH: <http://www.cadferm.de/cadferm/cadferm/historie/fem.html>
- [71] WU, G. ; EDWARDS, H. ; PETERSON, T.: Summary of Niobium mechanical properties / Fermi National Accelerator Laboratory. 2008. – Technical Report
- [72] National Physical Laboratory: <http://www.kayelaby.npl.co.uk>
- [73] SCHWARZ, M.: *Numerische Simulationen zur Strahldynamik eines CH-Driftröhrenbeschleunigers*, Goethe-Universität Frankfurt am Main, Diplomarbeit, 2014
- [74] BUSCH, M.: *Modellmessungen und Simulationsrechnungen zur Optimierung der supraleitenden CH-Struktur*, Goethe-Universität Frankfurt am Main, Diplomarbeit, 2009
- [75] SCHREIBER, A.: *Ermittlung der Texturabhängigkeit elektrochemischer Eigenschaften von Eisen mit orts aufgelösten Methoden*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Diss., 2005
- [76] CST MicroWave Studio: <http://www.cst.com>
- [77] EKIN, Jack W.: *Experimental Techniques for Low Temperature Measurements*. Oxford University Press, 2006
- [78] BECHTOLD, A. ; BUSCH, M. ; LIEBERMANN, H. ; PODLECH, H. ; RATZINGER, U.: A Tuner for Superconducting CH-Prototype Cavity. In: *Proc. 13th Workshop on RF Superconductivity, Beijing, China, 2007*, S. 618 – 622
- [79] DZIUBA, F. u. a.: Development of Superconducting CH-Cavities for Proton and Ion Accelerators. In: *Phys. Rev. STAB* (2010)
- [80] DZIUBA, F.: *Persönliche Mitteilung*. 2015
- [81] AMBERG, M.: *Abstimmen und Regeln der Resonanzfrequenz an supraleitenden CH-Strukturen*, Goethe Universität Frankfurt am Main, Diplomarbeit, 2010
- [82] CST Particle Studio: <http://www.cst.com>
- [83] HAMME, F. ; BECKER, U. ; HAMMES, P.: Simulation of Secondary Electron Emission with CST PARTICLE STUDIOTM. In: *Proc. 9th International Computational Accelerator Physics Conference, Chamonix, France, 2006*

- [84] FURMAN, M. A. ; PIVI, M. T. F.: Probabilistic model for the simulation of secondary electron emission. In: *Phys. Rev. STAB* 5, 124404 (2002)
- [85] BUSCH, M. ; DZIUBA, F. ; PODLECH, H. ; RATZINGER, U. ; BARTH, W. ; MICKAT, S. ; AMBERG, M. ; AULENBACHER, K.: Status of the 325 MHz sc CH-Cavity at IAP Frankfurt. In: *Proc. 2011 International Particle Accelerator Conference, San Sebastián, Spain, 2011*
- [86] BUSCH, M.: *Auslegung einer supraleitenden 325 MHz CH-Struktur für Strahlbetrieb*, Goethe-Universität Frankfurt am Main, Diss., 2015
- [87] *Phytron GmbH: <http://www.phytron.de>*
- [88] DEVANZ, G.: *Coupler and tuners*. Talk, CERN Accelerator School, Bilbao, Spain, 2011
- [89] PAPARELLA, R.: *Fast Frequency Tuner for High Gradient sc Cavities for ILC and XFEL*, University of Milano, Diss., 2006
- [90] LIEPE, M.: *Superconducting Multicell Cavities for Linear Colliders*, Universität Hamburg, Diss., 2001
- [91] FOUAIDY, M. ; MARTINET, G. ; HAMMOUDI, N. ; CHATELET, F. ; BLIVET, S. ; OLIVIER, A. ; SAUGNAC, H.: Full Characterization at low Temperature of Piezoelectric Actuators used for SRF Cavities Active Tuning. In: *Proc. 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, Tennessee, USA, 2005*, S. 728 – 730

Lebenslauf

Aus Datenschutzgründen entfernt.

