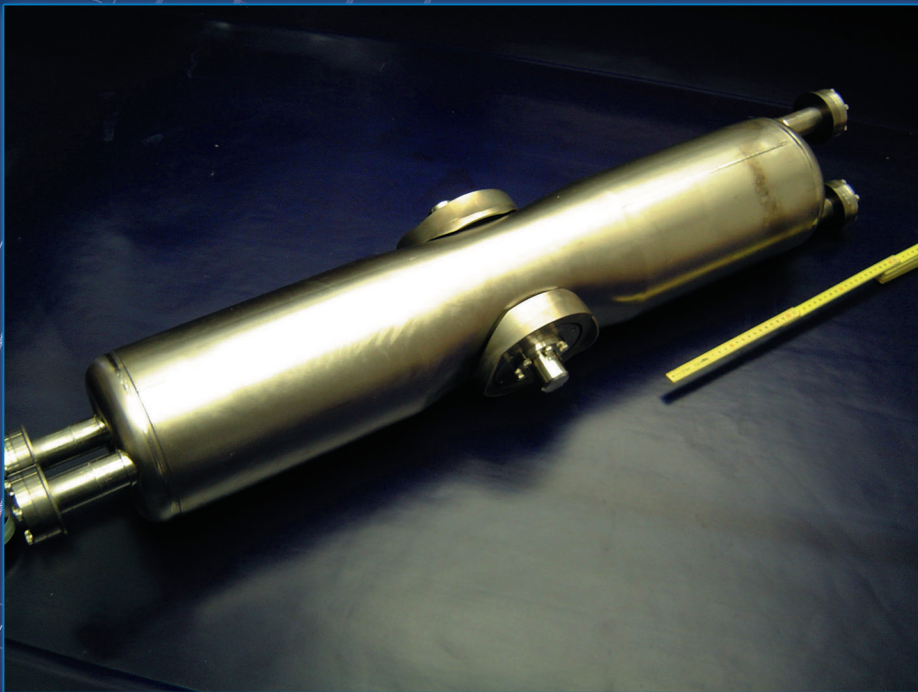


Hochfrequenzeigenschaften gepulster, supraleitender Halbwellenresonatoren zur Beschleunigung leichter Ionen

Rudolf Stassen



Schriften des Forschungszentrums Jülich
Reihe Materie und Material/Matter and Materials Band/Volume 27

Forschungszentrum Jülich GmbH
Institut für Kernphysik

Hochfrequenzeigenschaften gepulster, supraleitender Halbwellenresonatoren zur Beschleunigung leichter Ionen

Rudolf Stassen

Schriften des Forschungszentrums Jülich
Reihe Materie und Material / Matter and Materials Band/Volume 27

ISSN 1433-5506 ISBN 3-89336-394-7

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek
Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen
Nationalbibliografie; detaillierte Bibliografische Daten sind im Internet
über <<http://dnb.ddb.de>> abrufbar.

Herausgeber und Vertrieb: Forschungszentrum Jülich GmbH
Zentralbibliothek
D-52425 Jülich
Telefon: 02461 61-5368 · Telefax: 02461 61-6103
e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de
Internet: <http://www.fz-juelich.de/zb>

Umschlaggestaltung: Grafische Betriebe, Forschungszentrum Jülich GmbH

Druck: Grafische Betriebe, Forschungszentrum Jülich GmbH

Copyright: Forschungszentrum Jülich 2005

Schriften des Forschungszentrums Jülich
Reihe Materie und Material/Matter and Materials Band/Volume 27

D 30 (Diss., Frankfurt, Univ., 2005)

ISSN 1433-5506
ISBN 3-89336-394-7

Alle Rechte vorbehalten. Kein Teil des Werkes darf in irgendeiner Form (Druck, Fotokopie oder in einem anderen Verfahren) ohne schriftliche Genehmigung des Verlages reproduziert oder unter Verwendung elektronischer Systeme verarbeitet, vervielfältigt oder verbreitet werden.

Wer gar zu viel bedenkt, wird wenig leisten.

Friedrich von Schiller

INHALTSVERZEICHNIS

KAPITEL 1 EINLEITUNG	1-1
KAPITEL 2 COOLER SYNCHROTRON COSY	2-3
2.1 Quellen und Zyklotron JULIC	2-3
2.2 Besonderheiten von COSY	2-4
2.3 Neuer Injektor für COSY: Motivation	2-7
2.3.1 Auswahl möglicher Linac-Konzepte	2-8
KAPITEL 3 EINFÜHRUNG IN DIE THEORIE DER SUPRALEITUNG	3-13
3.1 BCS-Theorie	3-15
3.2 Supraleitung bei Beschleunigern	3-17
3.2.1 Supraleitende Magnete	3-17
3.2.2 Supraleitende Beschleunigerkavitäten	3-18
3.2.3 Viertelwellen-Resonator	3-20
KAPITEL 4 ENTWURF DES HALBWELLEN-RESONATORS	4-23
4.1 Prinzipielle Überlegungen	4-23
4.2 Analytisches Modell	4-26
4.3 Mechanische Auslegung und HF-Parameter	4-29
4.4 Mechanisches Verhalten der HWR	4-38
4.4.1 Abkühlung	4-38
4.4.2 Evakuieren	4-38
4.4.3 Lorentzkraft-Verstimmung	4-40
4.4.4 Mechanische Resonanzen	4-42
4.4.5 Mikrophonie	4-44
4.5 Chemische Bearbeitung und Reinigung	4-45
4.6 Multipacting	4-47
4.7 HF-Koppler	4-48
4.7.1 Kaltes Fenster	4-52
4.7.2 Berechnung der Koppelschleife	4-54
4.7.3 Thermische Betrachtungen	4-56
4.7.4 Prototyp-Messungen des HF-Kopplers	4-58
4.8 Tuner	4-62
KAPITEL 5 HF-SYSTEM	5-67
5.1 HF-Quelle	5-67
5.2 HF-Verstärker	5-69
5.3 Regelkonzept	5-70
5.3.1 I/Q Modulator- Auswahlkriterien	5-76
5.3.2 I/Q Demodulator	5-77
5.3.3 Baugruppe zur Pulsung	5-77
5.3.4 Regelkreis zur Einstellung der Resonanzfrequenz	5-78
KAPITEL 6 SIMULATION DER HF-REGELUNG	6-83

KAPITEL 7 PROTOTYPMESSUNGEN	7-91
7.1 HF-Messungen im normal leitenden Zustand am Prototyp Typ II	7-92
7.2 Bestimmung der supraleitenden Eigenschaften	7-95
7.2.1 Prototyp Typ II	7-98
7.2.2 Verhalten der Kavität im gepulsten Betrieb	7-99
7.2.3 Prototyp Typ I	7-105
7.2.4 Messungen zur HF-Regelung	7-109
ZUSAMMENFASSUNG	7-113
ANHANG	115
LITERATURVERZEICHNIS	123

Abbildungsverzeichnis

Abb. 2.1: Erhalt des Polarisationsgrades von Protonen über den gesamten Energiebereich von COSY, trotz Kreuzen der angegebenen Resonanzen. _____	2-5
Abb. 2.2: Übersichtsplan der Beschleunigeranlage COSY mit internen und externen Messplätzen. Rechts angedeutet der neue supraleitende Injektor-Linac. _____	2-6
Abb. 2.3: Aufstellungsplan des gesamten LINAC in der COSY-Halle. _____	2-10
Abb. 2.4: Draufsicht einer Einheitszelle des supraleitenden Abschnitts: R1-R4 Resonatoren, V1-V2 Ventile, Q1-Q2 Quadrupole zur Fokussierung, D Diagnosebox. _____	2-11
Abb. 3.1: Magnetisierungskurve von Typ I Supraleitern. _____	3-14
Abb. 3.2: Magnetisierungskurve von Typ II Supraleitern. _____	3-14
Abb. 3.3: QWR Struktur mit $f_0 = 160$ MHz. _____	3-20
Abb. 3.4: Transversale Feldverteilungen entlang der Strahlachse im QWR unter Berücksichtigung einer maximalen magnetischen Peakfeldstärke von $B_{\max} = 80$ mT. _____	3-21
Abb. 3.5: Optimierte Anordnung zur Kompensation der Winkeländerung im QWR. _____	3-22
Abb. 4.1: Änderung des Transit-Time-Faktors entlang des Linacs. _____	4-24
Abb. 4.2: Koaxialer Halbwellenresonator mit Strahlrohranschlüssen. Der Resonator ist an beiden Enden kurzgeschlossen. _____	4-27
Abb. 4.3: Durchlaufende Spannung bei verschiedenen Teilchengeschwindigkeiten unter Variation des Innenleiters und bezogen auf einen konstanten Außendurchmesser von $D = 180$ mm sowie konstanter magnetischer Peakfeldstärke von $B_{\max} = 80$ mT. _____	4-28
Abb. 4.4: Durchlaufende Spannung bei verschiedenen Teilchengeschwindigkeiten unter Variation des Außenleiters mit festgehaltenem Durchmesser Verhältnis und maximal magnetischer Feldstärke $B_{\max} = 80$ mT. _____	4-29
Abb. 4.5: Schnittbild HWR mit allen Öffnungen. _____	4-30
Abb. 4.6: Übersichtszeichnung eines Prototypen HWR mit $f_0 = 160$ MHz und $\beta = 0,11$. _____	4-31
Abb. 4.7: 160 MHz-Resonator inklusive Titan-Hülle zur Aufnahme des flüssigen Heliums. _____	4-32
Abb. 4.8: Elektrische Feldstärkenverteilung im HWR für 160 MHz. Die dargestellten Feldstärken sind Absolutwerte in der Ebene der jeweiligen Schnittdarstellung: a) Seitenansicht, b) In gleicher Ansicht Feldausschnitt im Strahlrohrbereich, c) E-Feldverteilung im Übergangsbereich und auf Strahlachse, d) Ansicht in Strahlrichtung. _____	4-35
Abb. 4.9: Magnetische Feldstärkeverteilung (Absolutwerte in Schnittdarstellung) in einem koaxialen Halbwellenresonator für 160 MHz. _____	4-36
Abb. 4.10: Runde Deckel- und Bodenplatte „Typ I“. _____	4-37
Abb. 4.11: Elliptische Deckel- und Bodenplatte „Typ II“. _____	4-37
Abb. 4.12: Verformung und Spannung unter Berücksichtigung des lHe Druckes, die gelblich-rot gekennzeichneten Bereiche stellen dabei in a) die höchsten Verformungen bzw. in b) die höchsten Zug- Druckbelastungen dar. _____	4-39
Abb. 4.13: Gemessene Resonanzfrequenzänderung durch Druckschwankungen im lHe-Kreis. _____	4-40
Abb. 4.14: Erste mechanische Eigenresonanzen unter Berücksichtigung von Fix-punkten im Bereich der Strahlöffnungen. Moden (49,7Hz und 115,7Hz): Schwingungen des Außenleiters quer zur Strahlrichtung und in Strahlrichtung, Mode (89,3 Hz): Schwingung des Innenleiters in Strahlrichtung. _____	4-43
Abb. 4.15: Schnittbild des Halbwellenresonators (160 MHz). a) Seitenschnittbild mit den beiden Bereichen, an denen das Spülwasser schlecht ablaufen kann, b) Strahlrohr-bereich und c) unten liegender Endkappenring. _____	4-45

Abb. 4.16: Einbaulagen bei Kopplung durch eins der unteren Öffnungen. _____	4-51
Abb. 4.17: Foto des kalten Keramikfensters mit Beschichtung (links) und ohne Beschichtung (rechts). _____	4-52
Abb. 4.18: Ankopplung des HF-Kopplers an den Resonator unter Berücksichtigung des kalten Fensters (Z: Eindringtiefe der Koppelschleife). _____	4-55
Abb. 4.19: Elektrisches Feld entlang der gedachten Koppelschleife bei maximaler Eintauchtiefe und einer angenommener Beschleunigungsstärke von $E_{acc} = 8 \text{ MV/m}$. _____	4-56
Abb. 4.20: Thermisches Ersatzschaltbild des Kopplers unter statischen Bedingungen (keine HF). _____	4-57
Abb. 4.21: Zeitbereichsmessung mit 801 Punkten im Frequenzbereich von 45 MHz-2 GHz zur Bestimmung der ortsspezifischen Reflexionsfaktoren. _____	4-59
Abb. 4.22: Fourier-Transformierte der Reflexionsmessung im Bereich des koaxialen Fensters. _____	4-59
Abb. 4.23: Foto der Koppelschleife: Markiert ist der kritische Bereich beim Übergang der koaxialen Struktur zur Koppelschleife. _____	4-60
Abb. 4.24: Übersichtszeichnung HF-Koppler inklusive kaltes Fenster, 1) 13-30 HF Anschluss, 2) koaxialer Übergang, 3) warmes Fenster, 4) Kontaktfedern, 5) Übergang zur Koppelschleife, 6) kaltes Fenster, 7) Druckluftanschluss, 8) Faltenbalg, 9) CF Anschluss zum Kryostaten, 10) Anschluss ans thermische Schild, 11) CF Anschluss des kalten Fensters zum Resonator. _____	4-61
Abb. 4.25: Tuningempfindlichkeit aus elektromagnetischen Simulationen. Mit z wird dabei der Abstand der Außenleiterflächen im Bereich der Strahlöffnungen bezeichnet. _____	4-62
Abb. 4.26: Tuner-Konfigurationen und Lage der Wegaufnehmer zur Vermessung der Wegumsetzungen. _____	4-63
Abb. 4.27: Prinzipbild der Tunereinheit. _____	4-64
Abb. 4.28: Messung zur Umsetzung der Schrittmotorbewegung. _____	4-65
Abb. 4.29: Hysterese-Verhalten des Tuners. _____	4-66
Abb. 5.1: Lineare Verteilung des HF-Signals. _____	5-67
Abb. 5.2: Sternförmige Verteilung des HF-Signals unter Verwendung gleich langer Zuführungsleitungen. _____	5-68
Abb. 5.3: Verstärkung und Phasengang des 4 kW-Pulsverstärker in Abhängigkeit der Eingangsleistung bei 160 MHz. _____	5-70
Abb. 5.4: Pulsschema zur Ansteuerung der HWR. _____	5-71
Abb. 5.5: I/Q-Modulator und I/Q-Zerlegung. _____	5-72
Abb. 5.6: Schematische Übersicht des HF-Systems eines Resonators. _____	5-73
Abb. 5.7: Fehlerquellen im betrachteten HF-System des supraleitenden LINACs. _____	5-75
Abb. 5.8: Signalunterdrückung des I/Q Modulators bei SIN/COS Ansteuerung. _____	5-76
Abb. 5.9: Amplituden- und Phasenverlauf beider HF-Zweige der HF Pulseinheit. _____	5-78
Abb. 5.10: Messung mit modifiziertem Phasendetektor AD8302. _____	5-79
Abb. 5.11: Resonanzfrequenz-Regelung durch Schrittmotor-Ansteuerung, hervorgerufen durch 10 Hz Sprung am HF-Generator. _____	5-80
Abb. 5.12: Resonanzanregung durch Richtungswechsel der Motorsteuerung nach Änderung der Generatorfrequenz. _____	5-81
Abb. 6.1: HWR Ersatzschaltbild. _____	6-83
Abb. 6.2: Gesamtsystem der HF-Baugruppen zur Simulation des Kavitätsverhaltens. _____	6-84
Abb. 6.3: Blockschaltbild des Matlab Simulationsmodel. _____	6-86
Abb. 6.4: Simulation der HF-Eigenschaften: a) Verlauf des Beschleunigungsfeldes, b) Vorwärts- und reflektierte Leistung, c) Phasenverlauf, d) Resonanzfrequenzänderung. _____	6-87
Abb. 6.5: Amplituden und Phasenänderung während des Strahlpulses (6-7 ms). _____	6-88
Abb. 7.1: Resonanzfrequenzmessungen (vor E-Beam Schweißung der Endkappen) zur Bestimmung der endgültigen Resonatorlänge. _____	7-91
Abb. 7.2: Messung der ersten 10 Resonanzen am Prototyp Typ II. _____	7-92
Abb. 7.3: Gemessene Resonanzen im Bereich von 800-835 MHz. _____	7-93
Abb. 7.4: Gemessener und berechneter Feldverlauf entlang der Strahlachse. _____	7-94

Abb. 7.5: Longitudinales E-Feld mit 6 mm Versatz.	7-94
Abb. 7.6: Messaufbau zur Bestimmung der HF-Eigenschaften von Halbwellen-Resonatoren.	7-97
Abb. 7.7: Transmittiertes HF-Signal (S21) kurz vor Einsetzen des Multipactings (grün) und während der Konditionierung mit 5 W HF-Leistung.	7-98
Abb. 7.8: Erste Q_0 von E_{acc} -Messung des HWR-Prototypen Typ II.	7-99
Abb. 7.9: Erste gepulste Messung bei gleichzeitig vorhandenem geringem CW-Level.	7-100
Abb. 7.10: FFT des Phasensignals zur Bestimmung der mechanischen Eigenresonanzen nach Anregung der Piezos durch Sprungfunktion.	7-101
Abb. 7.11: Anregung zweier benachbarter Eigenresonanzen (160 Hz, 168 Hz) mit Hilfe einer sinusförmigen Anregung: schwarz: Piezo-Anregung, rot: Phasensignal der Resonanzfrequenzregelung.	7-101
Abb. 7.12: Dominierende mechanische Eigenresonanz bei 230 Hz.	7-102
Abb. 7.13: Anregung der stärksten mechanischen Eigenresonanz durch Sub-Harmonische.	7-102
Abb. 7.14: Bestimmung der Lorentzkraft-Verstimmung (Typ II).	7-103
Abb. 7.15: Resonanzfrequenzänderung durch Piezo-Vorsteuerung bei unterschiedlichen Anstiegsgeschwindigkeiten.	7-103
Abb. 7.16: Gütemessungen am Prototypen Typ I (blau) im Vergleich zu Prototyp Typ II (rot).	7-105
Abb. 7.17: FFT des Phasensignals zur Bestimmung der mechanischen Eigenresonanzen nach Anregung der Piezos durch eine Sprungfunktion am Prototypen Typ I.	7-106
Abb. 7.18: Verhalten des Prototypen Typ I im gepulsten Betrieb.	7-107
Abb. 7.19: Bestimmung der Lorentzkraft-Verstimmung (Typ I).	7-108
Abb. 7.20: Kompensation der LKV durch schnelle Piezo-Translatoren.	7-108
Abb. 7.21: Gepulstes Verhalten des Prototyp-Resonators mit und ohne I/Q-Regelung.	7-110
Abb. 7.22: I/Q-Regelung der HF inklusive Resonanzfrequenzregelung durch langsame Tuning-Einheit.	7-110
Abb. 7.23: Ergebnisse der ersten I/Q-Messungen an den Grenzen des Regelbereichs.	7-111
Abb. 7.24: Amplituden und Phasenabweichung der I/Q-Regelung nach erster Optimierung: a) I-Anteil nach I/Q-Demodulation, b) entsprechender Q-Anteil, c) Phase bei +14 Hz Resonanzfrequenzabweichung, d) Phase bei -14 Hz Abweichung, e) Feldsondensignal bei +14 Hz Abweichung und f) Feldsondensignal bei -14 Hz.	7-112

Tabellenverzeichnis

<i>Tabelle 1: Eigenschaften der vorhandenen und geplanten Vorbeschleunigeranlage:</i>	<i>2-7</i>
<i>Tabelle 2: Parameter des supraleitenden Linacs:.....</i>	<i>2-8</i>
<i>Tabelle 3: Sprungtemperaturen und kritische Felder verschiedener Materialien.</i>	<i>3-16</i>
<i>Tabelle 4: Oberflächenwiderstände von Niob.....</i>	<i>3-18</i>
<i>Tabelle 5: Oberflächenwiderstände und Eindringtiefen von Kupfer bei Raumtemperatur.</i>	<i>3-19</i>
<i>Tabelle 6: Einfluss des Innenleiterdurchmessers auf die Hochfrequenzeigenschaften des Resonators bei konstantem Außenleiterdurchmesser ($D = 180$ mm) und festgehaltener gespeicherten Energie von 1J.</i>	<i>4-26</i>
<i>Tabelle 7: Parameter der Halbwellen-Resonatoren.</i>	<i>4-34</i>
<i>Tabelle 8: Berechnete, mechanische Eigenresonanzen unter Berücksichtigung von Fixpunkten an den Endkappen der Kavität.....</i>	<i>4-43</i>
<i>Tabelle 9: Gemessene Parameter der gepulsten Leistungsverstärker.</i>	<i>5-69</i>
<i>Tabelle 10: Resonanzfrequenzen in MHz, MWS: berechnete, Gem: gemessene Resonanzen.....</i>	<i>7-93</i>
<i>Tabelle 11: Resonanzfrequenzänderung im Vergleich zwischen gemessenem und simuliertem Verhalten des HWR-Prototypen Typ II.</i>	<i>7-95</i>

Kapitel 1

Einleitung

Das seit 1992 im Forschungszentrum Jülich betriebene Cooler Synchrotron COSY beschleunigt unpolarisierte und polarisierte Protonen und Deuteronen in einem Energiebereich von 45 MeV bis 2,7 GeV. Sowohl interne als auch externe Targetplätze stehen zur Verfügung und ermöglichen Einblicke im Bereich der Hadronenphysik mit „geköhlten“ Protonen- bzw. Deuteronen-Strahlen.

Aufgrund der durch das 35 Jahre alte Zyklotron, das als Vorbeschleuniger dient, limitierten Anzahl von polarisierten Protonen und Deuteronen wurde bereits vor einigen Jahren über einen neuen leistungsfähigen Vorbeschleuniger nachgedacht, um COSY bis zum Raumladungslimit zu füllen. Neben kompakten Synchrotrons wurden insbesondere lineare Beschleuniger (Linac) untersucht. Multi-gap Strukturen wie Alvarez-Kavitäten beispielsweise von AccSys und der LINAC II vom CERN oder das optimierte Konzept einer CH-Struktur wurden in Betracht gezogen. Die unterschiedlichen Auslegungen bevorzugen dabei jeweils eine Teilchensorte und weisen gegenüber der anderen Teilchensorte bezogen auf eine optimale Nutzung von COSY Nachteile auf. In Kapitel 2 wird die Beschleunigeranlage COSY vorgestellt und anschließend in Kapitel 3 eine kleine Einführung in die Grundlagen der Supraleitung gegeben.

Ziel der in Jülich betriebenen Studien war es, einen Linac zu konzipieren, der sowohl Protonen als auch Deuteronen (insbesondere polarisierte Teilchen) auf möglichst hohe Endenergien beschleunigt und effizient in Bezug auf Platzbedarf und HF-Leistungsbedarf ist. Als besonders vorteilhaft erwies sich eine supraleitende Lösung mit Halbwellen-Resonatoren, die aufgrund der geringen Verluste mit kostengünstigen Transistor-Verstärkern betrieben werden können. Die ionenoptischen Parameter verlangen dabei eine Auslegung der Halbwellen-Resonatoren inklusive Tuning-Einheit mit minimaler Ausdehnung in Strahlrichtung. Da zu Beginn der Studie weltweit nur einzelne Prototypen von Halbwellen-Resonatoren existierten, wurde eine nähere Betrachtung im Hinblick auf einen routinemäßigen Einsatz als Vorbeschleuniger notwendig.

Der gepulste Einsatz des supraleitenden Linacs erfordert die Integration einer schnellen Tuningeinheit zur Kompensation der Lorentz-Kraft-Verstimmung und zur Minimierung von

mikrophonischen Anregungen. Darüber hinaus sollte wegen der Anforderung auf hohe Verfügbarkeit eine leichte Zugänglichkeit aller aktiven Komponenten gewährleistet sein.

Kapitel 4 beschreibt den Entwurf der Halbwellen-Resonatoren mit den wichtigen Komponenten: Koppler und Tuner, die zum Einsatz in einen Protonen- und Deuteronen-Linac notwendig sind und im Zusammenspiel mit dem Resonator das Verhalten im gepulsten Einsatz maßgeblich beeinflussen. Während Kapitel 5 die einzelnen Komponenten des HF-Systems umfasst und einen Überblick über ein mögliches Regelkonzept gibt, werden in Kapitel 6 Modelle und Ergebnisse zu Simulationen der HF-Regelung präsentiert. Ergebnisse der HF-Messungen sowohl im normalleitenden als auch im supraleitenden Zustand sind in Kapitel 7 zusammengefasst.

Kapitel 2

Cooler Synchrotron COSY

Seit 1992 wird im Forschungszentrum Jülich eine Beschleunigeranlage (COSY) betrieben, die Protonen von etwa 300 MeV/c bis 3,65 GeV/c bzw. Deuteronen im Impulsbereich von 600 MeV/c bis 3,65 GeV/c beschleunigt und speichern kann [Maier97]. Neben internen Experimenten, die den umlaufenden Strahl direkt nutzen, werden über stochastische Extraktion externe Experimentierplätze über Minuten mit konstantem Strahl beliefert. Eine Kickerextraktion ist ebenfalls möglich und liefert extrem kurze Strahlpulse, die zu einem speziell ausgelegten European-Spallation-Source (ESS) Test Target (JESSICA) gelenkt werden können.

2.1 Quellen und Zyklotron JULIC

Neben zwei unpolarisierten Quellen, die bereits mittels der bestehenden Injektoranlage das COSY bis zum Raumladungslimit mit unpolarisierten Protonen und Deuteronen füllen können, wird eine dritte Quelle zur Erzeugung von polarisierten Protonen und Deuteronen benutzt. Diese als Colliding Beam Source aufgebaute Quelle [Gebel94] wurde von den Universitäten Bonn, Köln und Erlangen entwickelt und speziell für den Einsatz im Zusammenhang mit dem Vorbeschleuniger konzipiert. Routinemäßig beträgt der Strom polarisierter Ionen etwa 10 μA . Zur Erzeugung polarisierter Teilchen wird ein kernspinpolarisierter H^0 - bzw. D^0 -Strahl mit einem aus entgegengesetzter Richtung beschleunigten Cäsium-Strahl in der Wechselwirkungskammer überlagert (Colliding beams). Es entsteht ein negativ geladener Ionenstrahl, dessen Spinrichtung mittels eines Wienfilters zur Injektion in den Vorbeschleuniger präpariert werden kann.

Als Vorbeschleuniger für COSY dient das über 35 Jahre alte Isochron-Zyklotron JULIC [Bräutigam89], das in den 70er und 80er Jahren zu Untersuchungen im Niederenergie-Kernphysikbereich eingesetzt wurde. Das Zyklotron liefert zwar mit einer Impulsunschärfe von $\Delta p/p < \pm 0,7 \cdot 10^{-3}$ und einer geometrischen Emittanz von $\epsilon_x = \epsilon_y < 7\pi \text{ mm mrad}$ sowohl für Protonen als auch für Deuteronen einen Strahl hoher Qualität, allerdings sind die Teilchenverluste mit fast 90% erheblich.

Durch die sich baulich ergebende lange Strahlführung und wegen der geringen Einschussenergie ins Zyklotron von 4,5 keV/u sowie der hohen Teilchenverluste im

Zyklotron selber ist die zur Verfügung stehende Anzahl polarisierter Teilchen in COSY limitiert.

Da die polarisierten Teilchen als einfach negativ geladene Ionen im Vorbeschleuniger extrahiert werden, erfolgt der Einschuss in COSY durch eine Umladung. Durch schnelle Ablenkmagnete (Bumper) wird der gespeicherte Strahl über die Dauer des Injektionspulses (20 ms) von der Umladungsfolie gelenkt. Die lange Injektionszeit und die Bumper-Injektion selbst führen zur kompletten Auffüllung des transversalen Phasenraums in COSY ($\epsilon_x < 100\pi$ mm mrad, $\epsilon_y < 30\pi$ mm mrad). Das Zyklotron liefert dabei Strahlen mit geringer Impulsunschärfe, die etwa um einen Faktor zwei kleiner ist als die Impulsakzeptanz in COSY ($\Delta p/p < \pm 1,5 \cdot 10^{-3}$).

Die lange Injektionsstrahlführung (100m) vom Zyklotron bis COSY hat hierbei keinen Einfluss auf den Teilchenstrom und die Strahlqualität. Sowohl für Protonen als auch für Deuteronen werden nahezu 100% Transmission erreicht.

Die Limitierung der zur Verfügung stehenden polarisierten Teilchen wird somit durch das System Quelle-Zyklotron bestimmt. Eine hohe Teilchenzahl bei Experimenten mit polarisierten Teilchen wird allerdings mehr und mehr gefordert. Insbesondere bei den internen Experimenten mit Atomstrahltargets erhöht die zur Zeit limitierte Anzahl polarisierter Teilchen maßgeblich die erforderliche Strahlzeitdauer oder macht gar eine sinnvolle Auswertung der Experimentdaten unmöglich.

2.2 Besonderheiten von COSY

COSY zeichnet sich insbesondere durch eine exzellente Strahlqualität aus. Zur Phasenraumkühlung der Protonen bzw. Deuteronen werden zwei sich ergänzende Kühlmethoden eingesetzt: Zum einen die Elektronenkühlung, welche Teilchen bei Injektionsimpulsen bis 600 MeV/c sehr effizient kühlen kann, und zum anderen die stochastische Kühlung, die insbesondere im Speicherbetrieb ab 1.5 GeV/c eingesetzt wird. Bei internen Gas-Targets ermöglicht diese die Kompensation des Energieverlustes durch Strahl-Target Wechselwirkung und führt somit zu einer deutlichen Erhöhung des Duty-Faktors am Target.

Bei der Elektronenkühlung wird ein monoenergetischer Elektronenstrahl über eine Wechselwirkungslänge von etwa 2 m parallel zum Protonenstrahl geführt [Prasuhn00]. Die Geschwindigkeit und Richtung der Elektronen entspricht dabei dem Protonen-Sollteilchen. Im Haupteinsatzgebiet der Elektronenkühlung bei Injektion der Protonen von etwa 300 MeV/c entspricht dies einer Elektronenenergie von 22 keV. Der Elektronenkühler wurde bis zu einer Elektronenenergie von 100 keV ausgelegt und eignet sich somit zur Kühlung von Protonen bis zu einem Impuls von 600 MeV/c.

Besonders effektiv erwies sich die Elektronenkühlung während des Stacking-Prozesses zur Erhöhung der Teilchenzahl polarisierter Protonen: Beim Stacking werden über viele

Einschüsse die Protonen aufakkumuliert, bevor die schließlich um etwa einen Faktor 5 zahlreicheren Protonen beschleunigt werden. Dabei werden nach jedem Einschuss die kohärenten Betatronschwingungen durch die Elektronenkühlung drastisch verringert.

Bei der stochastischen Kühlung handelt es sich um Mikrowellenregelkreise, die in einem Frequenzbereich von 1 bis 3 GHz arbeiten [Stassen98]. Ein horizontales und ein vertikales System reduziert dabei jeweils die entsprechende Strahlausdehnung. Die hochfrequenten Informationen über die Strahlausdehnung und Impulsabweichung werden im Strahlaufnehmer durch Elektroden detektiert und diagonal durch das Innere des COSY-Ringes zu dem Strahlablenker geführt. Durch Verstärkung und Filterung dieser Signale werden im Strahlablenker elektromagnetische Felder erzeugt, die die Protonen zum einen auf die Sollbahn zwingen und damit die Strahlausdehnung reduzieren, und zum anderen durch Beschleunigung bzw. Abbremsung die relative Impulsabweichungen der Protonen bzw. Deuteronen minimiert. Je höher die zeitliche Auflösung ist, desto schneller und besser funktioniert dieser als stochastische Kühlung bezeichnete Regelkreis. Da die zeitliche Auflösung umgekehrt proportional zur Bandbreite des Hochfrequenzsystems ist, wurde dieses entsprechend breitbandig ausgelegt. Zur Verbesserung des Signal- zu Rausch-Verhältnis werden die Strahlaufnehmer-Strukturen auf etwa 20 K gekühlt.

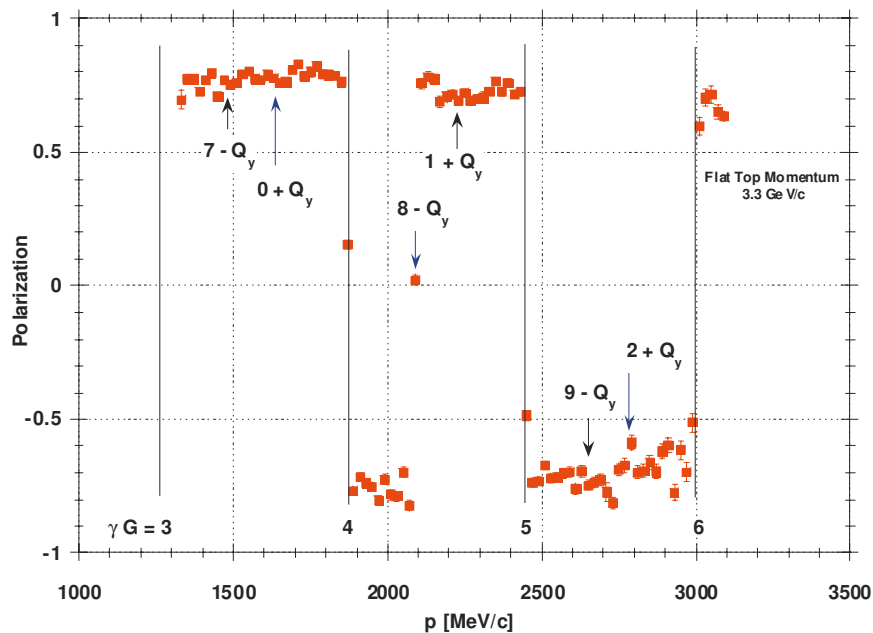


Abb. 2.1: Erhalt des Polarisationsgrades von Protonen über den gesamten Energiebereich von COSY, trotz Kreuzen der angegebenen Resonanzen.

Beim Beschleunigen polarisierter Teilchen treten neben den bekannten Resonanzen in Abhängigkeit des Arbeitspunktes eines Synchrotrons weitere depolarisierende Resonanzen

auf. Im Jahr 1998 gelang es, polarisierte Protonen bis auf Endenergie zu beschleunigen und alle depolarisierenden Resonanzen dabei ohne nennenswerten Polarisationsverlust zu kreuzen [Stockhorst00]. Abb. 2.1 zeigt das Kreuzen der arbeitspunktabhängigen intrinsischen Resonanzen ($7-Q_y$ bis $2+Q_y$) mit Hilfe des „Fast quadrupole“ (Abb. 2.2), als auch die Spinflips der ‘imperfection’-Resonanzen, hervorgerufen durch Verstärkung dieser mit Hilfe eines vertikalen Ablenkmagneten [Lehrach98].

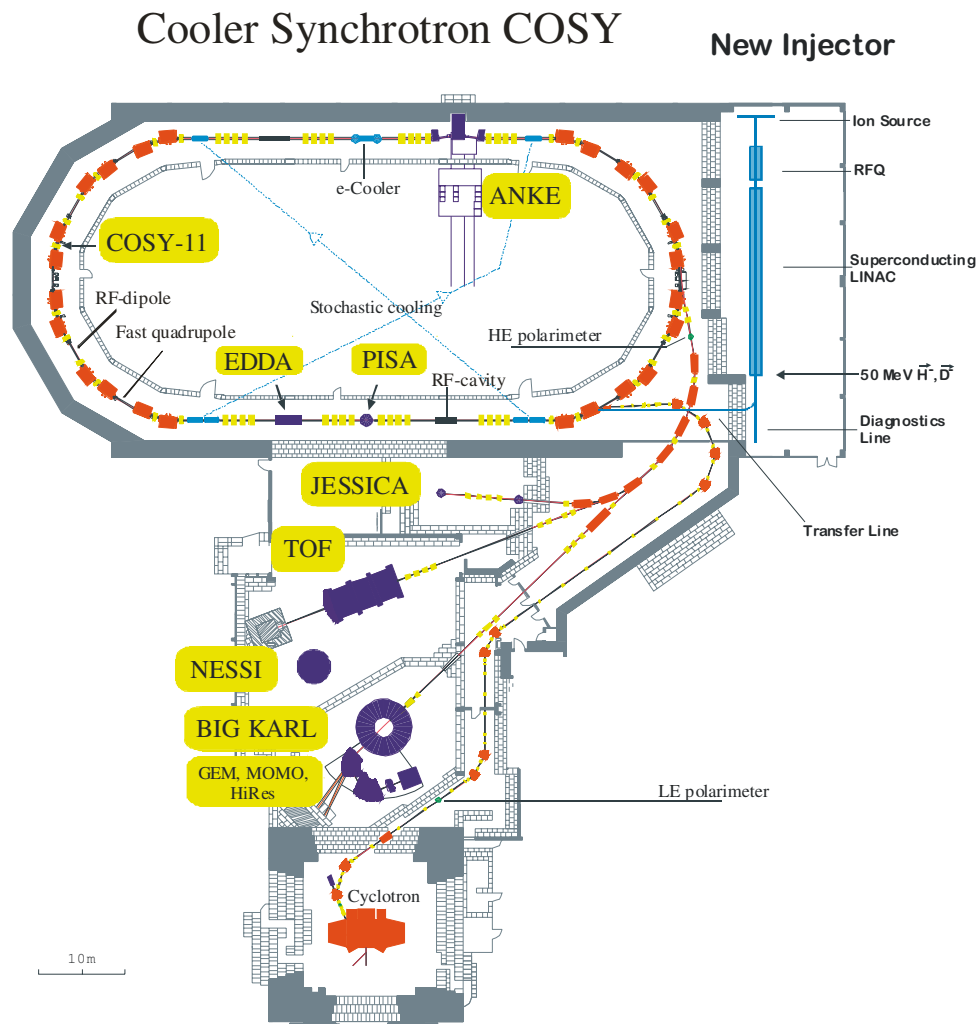


Abb. 2.2: Übersichtsplan der Beschleunigeranlage COSY mit internen und externen Messplätzen. Rechts angedeutet der neue supraleitende Injektor-Linac.

2.3 Neuer Injektor für COSY: Motivation

Gerade im von COSY abgedeckten Energiebereich hat in den vergangenen Jahren das Interesse an polarisierten Teilchenstrahlen zugenommen [PAC]. Um diesem Interesse und den damit verbundenen Wunsch nach hohen Teilchenzahlen gerecht zu werden, musste über eine Modifikation der bestehenden Anlage nachgedacht werden. Der Grund hierfür liegt im bisher verwendeten Injektor, dem Zyklotron [Bräutigam88], dessen geringe Transmission verbunden mit der verwendeten Teilchenquelle für polarisierte Strahlen die Anzahl der zur Verfügung stehenden polarisierten Protonen und Deuteronen auf etwa $1 \cdot 10^{10}$ limitiert. Das Raumladungslimit von COSY liegt dabei etwa einen Faktor 20 höher. Ein neuer Vorbeschleuniger inklusive angepasster Polarisationsquelle könnte die Luminosität sowohl der internen als auch der externen Experimente deutlich verbessern. Der neue Vorbeschleuniger soll COSY bis zum Raumladungslimit füllen und dabei sowohl für Protonen als auch für Deuteronen eine möglichst hohe Endenergie besitzen.

Bereits 1998 wurden verschiedene Möglichkeiten eines neuen Injektors für COSY untersucht. Neben einem LINAC standen dabei verschiedene Synchrotronkonzepte zur Auswahl [Bäutigam97]. Ein für COSY optimiertes Synchrotron erlaubt zwar eine Einschussenergie von 200 MeV und damit ein höheres Raumladungslimit in COSY, allerdings sind dabei mindestens 10 Einschusszyklen erforderlich, wobei der Vorteil einer hohen Einschussenergie aufgrund der langen Verweilzeit bei Einschuss und des geringeren Tastverhältnisses für COSY verloren geht. In diesem Zusammenhang wurde untersucht, ob sich MIMAS [Chamouard88], damals ein kurzfristig verfügbares Synchrotron als Vorbeschleuniger eignen könnte.

Als optimale Lösung erwies sich hingegen ein LINAC, der mit einem Puls COSY bis zum Raumladungslimit füllen kann. Mit Strahlströmen von bis zu 2mA ergeben sich deutlich verkürzte Injektionszeiten im Vergleich zum gegenwärtigen Zyklotron (JULIC). Dies reduziert die Anzahl der Durchgänge des Strahls durch die Umladungsfolie und führt so zu einer besseren Strahlqualität des gebunchten Strahls.

In der folgenden Tabelle sind die wichtigsten Parameter der bestehenden und vorgeschlagenen Anlage gegenübergestellt:

Tabelle 1: Eigenschaften der vorhandenen und geplanten Vorbeschleunigeranlage:

	Vorhandene Anlage	Geplante Anlage
Pol. Ionenquelle	10 μ A, 20 ms	2 mA, 500 μ s
Injektor-Typ (Strahlstrom)	Zyklotron (500 nA)	Linac (2 mA)
COSY Injektion	Umladung multiturn, ~10000	Umladung multiturn, ~100
COSY, flat top	$5 \cdot 10^9$ Teilchen	$2 \cdot 10^{11}$ Teilchen (Raumladungslimit)
Luminosität (polarisiertes Gas-Target, $p \cdot D = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$)	$5 \cdot 10^{28} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$2 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

2.3.1 Auswahl möglicher Linac-Konzepte

Neben der schließlich gewählten supraleitenden Lösung wurden auch normal leitende DTLs (Drift Tube Linac) vom Typ Alvarez und IH/CH Strukturen [Ratzinger98] untersucht. Eine für Protonen ausgelegte Alvarez-Struktur kann Deuteronen im $2\beta\lambda$ -Mode nur auf halbe Endgeschwindigkeit bringen, also weniger als die halbe Endenergie. Andererseits kann eine für Deuteronen ausgelegte CH-Struktur Protonen nur auf gleiche Endgeschwindigkeit bringen, damit wird nur die halbe HF-Spannung des CH-Beschleunigers bei Protonenbetrieb ausgeschöpft. Dieses Konzept kommt zwar dem zur Zeit eingesetzten isochronen Zyklotron am nächsten, kann aber als normalleitende Ausführung aufgrund der eingeschränkten Platzverhältnisse die Anforderungen für Protonen nicht erfüllen. Allgemein ist allen vielspaltigen Beschleunigungsstrukturen gemeinsam, dass die auf eine Teilchensorte optimierte Auslegung die jeweils andere im Vergleich zum Zyklotron unzureichend beschleunigt. Umgekehrt sind optimal einstellbare normalleitende ein- oder zweizellige Strukturen wegen der effektiven Beschleunigungsspannung im Vergleich zur Länge des LINACs und der erforderlichen hohen Anzahl leistungsfähiger HF-Verstärker nicht praktikabel.

Als optimal erwies sich eine zweispaltige, supraleitende Struktur mit individuell einstellbaren HF-Verstärkern, da sich hierdurch die Phasenlage jeder einzelnen Struktur gemäß dem Geschwindigkeitsprofil der Teilchen einstellen lässt und eine maximale Beschleunigung sowohl für Protonen als auch für Deuteronen möglich ist. Durch den Einsatz supraleitender Beschleunigungsstrukturen wird die erforderliche HF-Pulsleistung durch die vom Strahl aufgenommene Leistung dominiert und pro Kavität auf einige kW begrenzt. Dadurch lassen sich die HF-Endstufen mit preisgünstigen Transistorverstärkern realisieren.

Die folgende Tabelle fasst die wichtigsten Parameter für den geplanten COSY LINAC zusammen.

Tabelle 2: Parameter des supraleitenden Linacs:

Wiederholrate	2	Hz
Strahlpulsdauer	500	μ s
Strahlstrom	2	mA
E_{acc} (Beschleunigungslänge $l=\beta\lambda$)	8	MV/m
HF-Leistung (gepulste Transistor Verstärker)	4	kW
HF Pulslänge	10	ms
Energie nach RFQ H^+/D^-	2,5/5	MeV
Endenergie H^+/D^-	52/56	MeV

Ein möglicher Aufbau des Linacs mit allen Komponenten inklusive der polarisierten Protonen- und Deuteronen Quelle (CIPIOS) ist in Abb. 2.3 dargestellt. Für die Erzeugung unpolarisierter Ionen steht eine Quelle vom Typ IBA [IBA] zur Verfügung. An die Niederenergiestrahlführung schließt eine RFQ-Sektion an [Schempp00]. Da die Polarisationsquelle für beide Teilchensorten mit der gleichen Ausgangsenergie betrieben wird ($E_{quelle} = 25$

keV) und der supraleitende Teil für eine Anfangsenergie von 2,5 MeV/u ausgelegt wurde, werden zwei RFQs für jeweils eine Teilchensorte notwendig [Kühnel03].

Die Montage beider RFQs - über ein gemeinsames Gestell verbunden mit einem Schienensystem - erlaubt einen schnellen Wechsel der RFQ-Beschleunigersektion in Abhängigkeit der benutzten Teilchensorte. Die RFQs verwenden dabei den gleichen HF-Sender [Schnase02], wobei die Zeit zum Umbau der Anschlussleitungen in der Planung der Strahlzeitvergabe leicht berücksichtigt werden kann.

Nach einer kurzen Matching-Sektion zur Anpassung der Strahleigenschaften, sowohl im transversalen Phasenraum als auch durch einen Rebuncher im longitudinalen Phasenraum, folgt der supraleitende Linac-Abschnitt mit einer Injektionsenergie von 2,5 MeV/u.

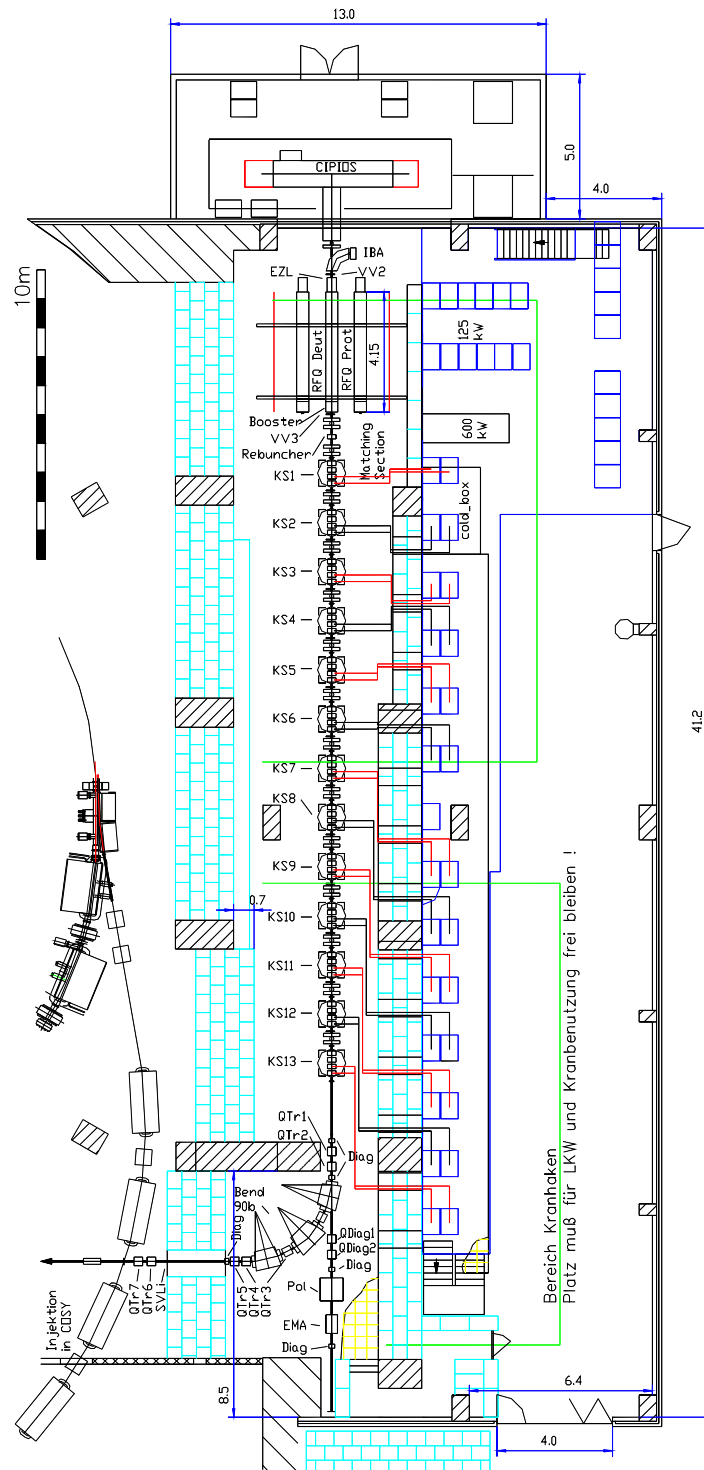


Abb. 2.3: Aufstellungsplan des gesamten LINAC in der COSY-Halle.

Eine Beschleunigungsgruppe des supraleitenden Teils (KS1-KS13) besteht dabei aus einem Kryostaten mit vier einzelnen Kavitäten sowie einem normalleitenden Abschnitt, der die zur Fokussierung benötigten Quadrupole Q1, Q2 und dazwischen eine Diagnosebox D mit wechselbaren Messsystemen (Abb. 2.4) beinhaltet. Die fokussierenden Elemente sind normal leitende Quadrupole, die sich zusammen mit der Diagnosesektion außerhalb der Kryostaten befinden. Kompakte Solenoide [Dunkel04, Laxdal03] können wegen der Forderung nach Polarisierungserhalt der zu beschleunigenden Protonen und Deuteronen nicht eingesetzt werden.

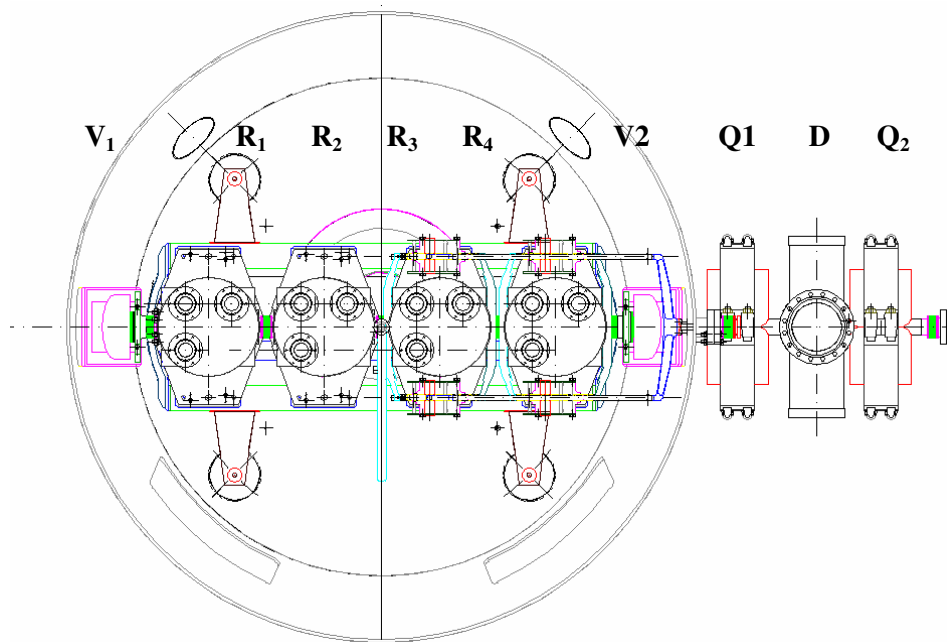


Abb. 2.4: Draufsicht einer Einheitszelle des supraleitenden Abschnitts: R1-R4 Resonatoren, V1-V2 Ventile, Q1-Q2 Quadrupole zur Fokussierung, D Diagnosebox.

Jede einzelne Kryostateinheit mit den supraleitenden Kavitäten lässt sich durch Vakuumventile (V1, V2) trennen und garantiert damit eine reinraumtechnische Trennung beim Austausch einer kompletten Kryostateinheit. Bei einem mittleren Beschleunigungsgradienten (E_{acc}) von 8 MV/m genügen 11 Kryostatmodule mit jeweils vier Resonatoren zur Erzielung der angestrebten Endenergie von mindestens 50 MeV (Protonen: 56 MeV und Deuteronen: 52 MeV). Platz für zwei weitere Module wurde vorgesehen. Dadurch ließe sich nicht nur durch Redundanz die Verfügbarkeit erhöhen, sondern auch bei Nichterreichen des Beschleunigungsgradienten von 8 MV/m in allen Kavitäten die Mindestanforderung bezüglich einer Endenergie von 50 MeV durch Hinzufügen weiterer Kavitäten erfüllen.

Kapitel 3

Einführung in die Theorie der Supraleitung

Dieses Kapitel dient zur Einführung in die Grundlagen der Supraleitung und kann aufgrund der Vielfältigkeit des Gebietes nur einen kleinen Einblick in die Theorie geben. Vornehmlich werden die Besonderheiten der Supraleitung bei der Betrachtung von Beschleunigungsstrukturen aufgeführt, die sich maßgeblich von herkömmlichen Einsatzgebieten wie Hochfeldmagneten oder hoch empfindlichen Feldsensoren unterscheidet.

Voraussetzung für die Entdeckung der Supraleitung war die Verflüssigung von Helium. Heike Kamerlingh-Onnes (1853-1926) gelang es 1908 erstmalig in seinem Tieftemperaturlabor in Leiden, Helium bei einer Temperatur von 4,2 K zu verflüssigen. Bereits 1911 war er in der Lage, flüssiges Helium in so großen Mengen herzustellen, dass auch Substanzen bei 1,7 K untersucht werden konnten. Bereits die ersten Widerstandsmessungen mit reinem Quecksilber zeigten eine abrupte Widerstandsänderung bei 4,2 K. Innerhalb der Messgenauigkeit sank der Widerstand um 15 Größenordnungen. Kamerlingh-Onnes nannte diesen Effekt selbst Supraleitung und erhielt 1913 den Nobelpreis für Physik, allerdings für die Verflüssigung von Helium.

Zwanzig Jahre nach den ersten Messungen der Supraleitung wurden erste theoretische Modelle für die Supraleitung vorgestellt.

Die umfangreichen Versuche von Fritz Walther Meissner (1882-1974) und Robert Ochsenfeld (1901-1993) im Jahre 1933 zeigten, dass Supraleiter neben der Eigenschaft $R = 0 \, \Omega$ noch eine weitere wichtige, magnetische Eigenschaft besitzen. Sie konnten zeigen, dass ein Supraleiter beim Eintritt der Supraleitung ein vorhandenes Magnetfeld aus dem Inneren verdrängt. Neben der annähernd unendlichen Leitfähigkeit weisen Supraleiter also die Eigenschaft auf, dass die magnetische Induktion B im Inneren verschwindet (Meissner-Ochsenfeld-Effekt). Sie sind somit ideale Diamagnete.

1935 gelang es den Brüdern Fritz (1900-1954) und Heinz London (1907-1970) durch die Kombination eines Leiters mit dem Widerstand $R = 0 \, \Omega$ und der ersten Maxwellschen Gleichung, diesen Effekt makroskopisch zu beschreiben. Eine weitere Erweiterung der Maxwellschen Gleichungen resultierte in die zweite London-Gleichung und beschreibt dabei den Meissner-Ochsenfeld-Effekt.

Die London-Gleichungen beschreiben das Eindringen eines äußeren Magnetfeldes B_0 in eine dünne Oberflächenschicht, wodurch es zu einem Stromfluss in dieser Schicht des Supraleiters kommt, der so groß ist, dass das äußere Magnetfeld gerade kompensiert wird.

Die Eindringtiefe λ_L , allgemein als Londonsche Eindringtiefe bezeichnet, gibt an, innerhalb welcher Länge das Feld auf $1/e$ abgefallen ist. Sie liegt dabei in der Größenordnung einiger Nanometer, bei Niob beträgt sie 32nm [Buckel03].

Betrachtet man die Magnetisierungskurve eines Supraleiters, so erkennt man das Verhalten eines idealen Diamagneten, bis das äußere Feld den kritischen Wert B_c erreicht hat.

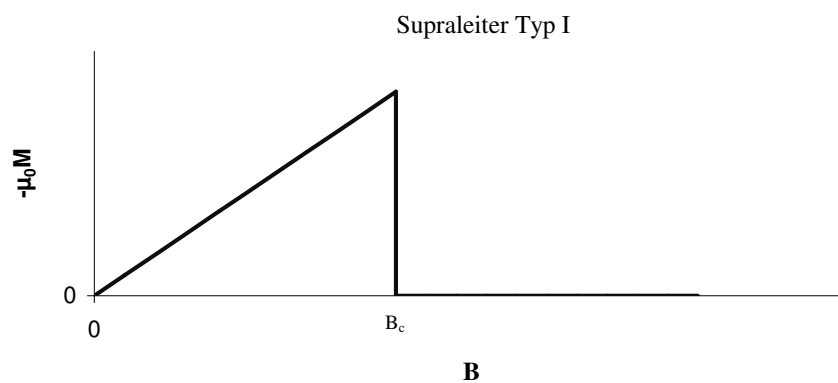


Abb. 3.1: Magnetisierungskurve von Typ I Supraleitern.

Typ I Supraleiter verlieren ihre Supraleitung gänzlich bei Erreichen einer kritischen Feldstärke B_c (Abb. 3.1). Unterhalb von B_c spricht man von der Meißner-Phase, in der das Magnetfeld bis auf eine dünne Oberflächenschicht aus dem Supraleiter verdrängt wird.

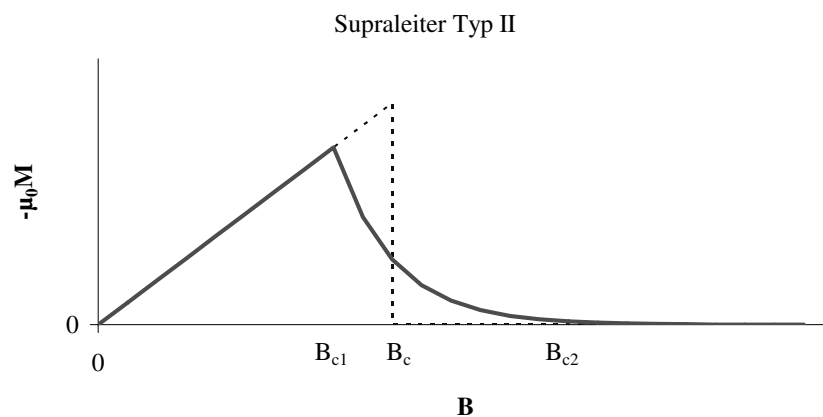


Abb. 3.2: Magnetisierungskurve von Typ II Supraleitern.

Im Gegensatz dazu besitzen Supraleiter Typ II (Abb. 3.2) eine größere Eindringtiefe und weisen supraleitende Eigenschaften bis zu einer Feldstärke B_{c2} auf. Im Bereich von B_{c1} bis B_{c2} gibt es einen Mischzustand, der insbesondere bei schnell wechselnden Feldern genutzt werden kann, ohne dass die Supraleitung verloren geht. Dieser Mischzustand wird auch Shubnikow-Phase genannt. Nur bis zur Feldstärke B_{c1} wird das mag. Feld vollständig aus dem Supraleiter verdrängt. Im Mischbereich gibt es ein Eindringen des Magnetfeldes in Form von normal leitenden magnetischen Flussschläuchen. Diese Flussschläuche sind quantisiert und besitzen alle den gleichen magnetischen Fluss eines Flußquanten Φ_0 .

Zur Vollständigkeit seien hier noch die Supraleiter Typ III erwähnt, die ein ähnliches Verhalten wie Supraleiter Typ II aufweisen und auch Hochfeld-Supraleiter genannt werden. Sie besitzen eine deutlich höhere kritische Feldstärke B_{c2} , die im Pulsbetrieb bis zu 50 Tesla erreichen kann, bieten aber bei Hochfrequenzanwendungen kaum noch Vorteile gegenüber Kupfer. Diese Supraleiter finden vornehmlich Anwendung zur Herstellung von Hochfeldmagneten, wie sie beispielsweise in der NMR Spektroskopie benötigt werden [Diehl78].

Die Londonsche Theorie erlaubt eine gute makroskopische Beschreibung der Typ II Supraleiter. Klassische Supraleiter Typ I mit eindeutig gegebenem kritischem Magnetfeld lassen sich nicht exakt beschreiben. Eine quantenmechanische Betrachtung der Vorgänge im Supraleiter führte schließlich zur bekannten BCS-Theorie, die insbesondere bei der Betrachtung des endlichen Oberflächenwiderstandes von supraleitenden Beschleunigungsstrukturen wichtige Erkenntnisse liefert.

3.1 BCS-Theorie

Erst 1957 gelang es John Bardeen (1908-1991), Leon Neil Cooper (1930) und John Robert Schrieffer (1905-1991), ein mikroskopisches Modell zur Beschreibung der Supraleitung zu finden. Unterhalb der kritischen Temperatur T_c kommt es zwischen den Elektronen aufgrund einer Elektron-Gitter-Elektron Wechselwirkung zu einer Anziehung, die stärker als die abstoßende Coulombkraft ist.

Elektronen mit entgegengesetztem Impuls und Spin bilden dabei sogenannte Cooper-Paare. Diese Cooper-Paare befinden sich in einem Grundzustand, der von angeregten Zuständen durch eine Energielücke Δ separiert ist. Da die Elektronen eines Cooper-Paares einen entgegengesetzten Spin besitzen, addiert sich dieser im Cooper-Paar zu null. Cooper-Paare gehören also zu den Bosonen und unterliegen damit nicht dem Pauli-Prinzip. Sie können somit alle in den quantenmechanisch günstigsten Energiezustand kondensieren, was für $T = 0$ auch geschieht. Legt man eine Spannung an, so bewegen sich die Cooper-Paare ohne Energieabgabe, sofern die Energielücke zwischen den Cooper-Paaren und den freien

Elektronen nicht erreicht wird. Es findet keine Wechselwirkung mit den Atomrümpfen im Gitter statt und somit auch kein Energieverlust. Der Gleichstromwiderstand verschwindet. Die Entfernung der Elektronen eines Cooper-Paares kann dabei die Gitterlänge deutlich übersteigen. Sie wird durch die Kohärenzlänge ξ_0 beschrieben:

$$\xi_0 = \frac{\hbar v_F}{\Delta} \quad (3.1)$$

mit v_F Geschwindigkeit der Elektronen nahe der Fermi-Energie und der Energielücke Δ . Erst wenn die zur Aufbrechung der Cooper-Paare notwendige Energie überschritten wird, tritt wieder die bekannte Wechselwirkung der nunmehr einzelnen Elektronen mit dem Gitter auf. Diese kritische Energie lässt sich gleichsetzen mit einer kritischen Stromdichte im Supraleiter. Der widerstandsfreie Stromtransport gilt jedoch nur für den Gleichstromfall. Unterhalb von T_c gibt es neben gepaarten Elektronen immer noch eine Anzahl freier Elektronen. Da die Masse der Cooper-Paare doppelt so groß ist wie die der freien Elektronen, führt ein bis zur Londonschen Eindringtiefe λ_L vorhandenes magnetisches Wechselfeld zu einem Stromtransport auch über ungepaarte Elektronen. Dieser Trägheitseffekt ist somit verantwortlich für die beobachteten ohmschen Verluste im Wechselstromfall. Sofern T viel kleiner als T_c ist ($T < T_c/2$), lässt sich dieser temperaturabhängige Widerstand angeben zu:

$$R_{BCS} \approx A \frac{f^2}{T} e^{\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right)} \quad (3.2)$$

mit einer materialspezifischen Proportionalitätskonstante A , der Energielücke des Supraleiters Δ , der Temperatur T , der Betriebsfrequenz f und der Boltzmannkonstante k_B . Die quadratische Abhängigkeit des Widerstandes R_{BCS} lässt sich dabei durch folgende Betrachtung erklären: Das durch das magnetische Feld B induzierte elektrische Feld E erzeugt einen proportionalen Stromfluss J bei den ungepaarten Elektronen. Das E -Feld selbst ergibt sich aus den Maxwell'schen Gleichungen. Bei einer sinusförmigen Anregung ist dieses E -Feld proportional zur Anregungsfrequenz und Stärke des B -Feldes. Die auftretenden Verluste $P = J \cdot E$ weisen somit eine quadratische Frequenz- und B -Feldabhängigkeit auf.

In Tabelle 3 sind die Sprungtemperaturen T_c einiger Supraleiter aufgeführt. Die Tabelle zeigt, dass insbesondere das Metall Niobium eine hohe Sprungtemperatur aufweist und sich auch wegen der mechanischen Eigenschaften für die Herstellung supraleitender Beschleunigerstrukturen gut eignet.

Tabelle 3: Sprungtemperaturen und kritische Felder verschiedener Materialien.

Element	Pb	Ta	Sn	Al	Nb	NbTi	Nb ₃ Sn	Hg (α)
T_c / K	7,2	4,48	3,72	1,18	9,2	9,6	18	4,15
B_C / mT	80	80	30	10	190		530	40
B_{C2} / mT	-	-	-	-	400		2000	-

3.2 Supraleitung bei Beschleunigern

Anwendung findet die Supraleitung neben der medizinischen Diagnose unter anderem in der Raumfahrt bei rauscharmen Empfängern, beim Bau von sehr starken Magneten für große Teilchenbeschleuniger und für Fusionsreaktorentwicklung. Daneben gibt es Hochtemperatur-Supraleiter, die in der Material- und Medizinforschung zunehmend an Bedeutung gewinnen. Hinzu kommt der Einsatz von SQUIDS (Superconducting Quantum Interference Devices), die aus zwei parallel geschalteten Josephson-Tunnelementen bestehen und in der Lage sind, extrem geringe Magnetfelder (10^{-14} Tesla) zu messen. Josephson Elemente bestehen aus zwei durch eine dünne Isolierschicht getrennte Supraleiter und zeichnen sich durch einen supraleitenden Gleichstrom aus, der ohne Spannungsabfall durch das Element fließt. Erreicht dieser Strom einen kritischen Wert, so tritt ein Spannungsabfall von einigen Millivolt auf. Der kritische Gleichstrom wird durch sehr geringe Magnetfelder stark beeinflusst.

Ein großes, relativ neues Anwendungsgebiet findet die Supraleitung bei Beschleunigern zur Ablenkung der Teilchen durch supraleitende Magnete sowie in der Herstellung supraleitender Hochfrequenzstrukturen, die bei gleichzeitig hohem Tastverhältnis hohe Beschleunigungsspannungen erzeugen können, um Elektronen, Protonen und schwere Ionen effektiv zu beschleunigen. Moderne Beschleuniger wie RHIC [RHIC] in Brookhaven oder LHC [LHC] am CERN würden ohne supraleitende Technologie kaum praktikabel sein.

3.2.1 Supraleitende Magnete

Hohe Magnetfelder sind Voraussetzung für kompakte und dennoch leistungsfähige Teilchenbeschleuniger. Seit mehr als 30 Jahren wird intensiv an supraleitenden Magneten geforscht. Diese Entwicklung ermöglicht heute den kostengünstigen Einsatz von supraleitenden Magneten in der Medizintechnik. So gewähren supraleitende Magnete einen strahlungsfreien Einblick ins Innere des Körpers, wie bei der Kernresonanzspektroskopie NMR oder der Magnet-Resonanz-Tomographie MRT [Hornak03].

Bis heute wurde Niob-Titan NbTi für die meisten supraleitenden Standardmagnete eingesetzt. Neben den guten mechanischen Eigenschaften erlaubt NbTi magnetische Felder bis 9 T bei flüssigem Helium (4,2 K) als Kühlmedium. Höhere Feldstärken lassen sich durch intermetallische Verbindungen wie Nb₃Sn erreichen (~20 T). Der Einsatz supraleitender Magnete für Teilchenbeschleuniger ist allerdings gegenwärtig auf Ringe mit großen Biegeradien begrenzt. So weisen supraleitende Magnete eine hohe Feldungenauigkeit auf und können wegen der auftretenden Wirbelströme nicht schnell verändert werden. Hinzu kommen Sicherheitseinrichtungen wie eine Quenchkontrolle und ein mechanischer Aufbau, der es erlaubt, die hohen Ströme in kurzfristig normal leitende Regionen durch Kupferleitungen abzuleiten.

3.2.2 Supraleitende Beschleunigerkavitäten

Aufgrund der geringen HF-Verluste der supraleitenden Kavitäten eignen sich diese insbesondere für CW-Beschleuniger, aber auch für Tastverhältnisse deutlich oberhalb von 1%. Die Verlustleistungen lassen sich im Vergleich mit normalleitenden Strukturen drastisch reduzieren. Obwohl der Aufwand der Kühlung zur Erzeugung der Supraleitung erheblich ist (1 W thermische Leistung bei flüssigem Helium erfordert etwa 1 kW elektrische Anschlussleistung), ist die gesamte Energiebilanz für den Beschleuniger deutlich günstiger als bei normal leitenden Kavitäten. Nicht nur die erforderliche HF-Leistung, sondern auch die erforderlichen Baulängen moderner Beschleunigeranlagen lassen sich deutlich reduzieren. Supraleitende Beschleunigerkavitäten zeichnen sich also durch eine extrem hohe Leerlaufgüte (siehe Kap. 3.2) aus, die im Bereich von 10^8 bis 10^{10} liegt.

Als besonders vorteilhaft erwies sich dabei Niob als Material zur Herstellung von Beschleunigerkavitäten. Niob gehört zu den Typ II Supraleitern, die sich im Gegensatz zu Typ I Supraleitern durch höhere, erreichbare Wechselfelder auszeichnen.

Neben dem geringen Oberflächenwiderstand eignet sich Niob auch wegen der guten Verarbeitungsmöglichkeit und der mechanischen Eigenschaften zur Herstellung von Beschleunigungsstrukturen (Kavitäten). Bekannte Umformverfahren wie Tiefziehen, Drücken oder Innenhochdruck-Umformen lassen sich ebenso anwenden wie einfaches Bohren oder Fräsen. Schweißtechnische Verbindungen zwischen einzelnen Halbzeugen sind allerdings nur durch Elektronenstrahl-Schweißen unter Vakuum möglich, da die Reinheit der Schweißnähte eine zwingende Voraussetzung für die Erhaltung der Supraleitung ist.

Aus der BCS-Theorie ergibt sich der Hochfrequenz Oberflächenwiderstand von Niob näherungsweise aus Gl. (3.2) zu [Padamsee98]:

$$R_s \approx 9 \cdot 10^{-5} f^2 \frac{1}{T} e^{-\frac{1,85T_c}{T}} \quad (3.3)$$

Mit der Betriebsfrequenz f in GHz und T in K. In der folgenden Tabelle sind einige Oberflächenwiderstände von Niob bei verschiedenen Betriebsfrequenzen aufgeführt:

Tabelle 4: Oberflächenwiderstände von Niob.

	100 MHz	500 MHz	1 GHz	3 GHz
4 K	3 nΩ	80 nΩ	310 nΩ	2,9 μΩ
2 K	65 pΩ	1,6 nΩ	6,5 nΩ	58 nΩ

Die quadratische Frequenzabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes erfordert die Reduzierung der Betriebstemperatur bei hohen Frequenzen. Bis etwa 700 MHz (abhängig von den Einsatzparametern) reicht eine Kühlung mit flüssigem Helium unter Normaldruck. Bei höheren Frequenzen wird durch Reduktion des Dampfdruckes die erforderliche Verringerung der Temperatur erreicht. Zum Vergleich mit normalleitenden Strukturen werden im Folgenden einige Werte von Kupfer bei Raumtemperatur betrachtet. Der

Oberflächenwiderstand wird hierbei durch die Eindringtiefe und Leitfähigkeit σ bestimmt und berechnet sich unter Berücksichtigung der Eindringtiefe $\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu_0 \sigma}}$ zu:

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

Hieraus ergeben sich die in Tabelle 5 zusammengefassten Oberflächenwiderstände und Eindringtiefen:

Tabelle 5: Oberflächenwiderstände und Eindringtiefen von Kupfer bei Raumtemperatur.

100 MHz	500 MHz	1 GHz	3 GHz
5,3 mΩ	11,9 mΩ	16,8 mΩ	29,1 mΩ
6,5 μm	3 μm	2 μm	1,2 μm

Je nach Anwendungsgebiet unterscheidet sich die Geometrie von supraleitenden Kavitäten erheblich. Im Bereich von Elektronenbeschleunigern [Jlab] oder Protonen nahe der Lichtgeschwindigkeit werden mehrzellige elliptische Strukturen eingesetzt, die inzwischen in Design und Fertigung ein sehr hohes Niveau erreicht haben und sich durch geringes Multipacting [Hatch66] auszeichnen.

Protonen-Hochstromanlagen wie die im Bau befindliche Spallationsneutronenquelle SNS [SNS] oder die vorgeschlagene europäische Spallation Source ESS [ESS] setzen auf elliptische Kavitäten ab etwa 60% der Lichtgeschwindigkeit. Dabei treten verstärkt mechanische Eigenschaften auf, die auch maßgeblich zur Auslegung eines Linacs für geringe Geschwindigkeiten zur Beschleunigung von leichten Ionen berücksichtigt werden müssen (siehe Kapitel 4.4.3-4.4.5).

Zur Beschleunigung schwerer Ionen mit niedrigen Geschwindigkeiten sind eine Vielzahl supraleitender HF-Strukturen seit mehr als 30 Jahren im Einsatz, wie beispielsweise die Split-Ring-Resonatoren bei ATLAS [ANL] oder die QWR (QuarterWaveResonatoren) des ALPI Beschleunigers in Legnaro [Porcellato99]. Diese Strukturen haben 2 bis 3 Beschleunigungsspalte pro Resonator. Als besonders vorteilhaft erwiesen sich im vorliegenden Fall koaxiale Resonatoren, die eine leichtere Trennung zwischen Resonanzfrequenz und Optimierung der Beschleunigung bei einer bestimmten Teilchengeschwindigkeit erlauben. Hinzu kommt, dass diese Strukturen bei relativ niedrigen Frequenzen hohe Beschleunigungsfelder ermöglichen und dadurch bereits bei $T = 4 \text{ K}$ (flüssigem Helium) betrieben werden können. Da der neue Injektor für COSY gepulst betrieben werden soll, wurde auf eine Struktur mit Frequenzen unterhalb 100 MHz gänzlich verzichtet und somit das Risiko niedriger mechanischer Eigenresonanzen und die Anfälligkeit gegenüber Mikrophonie verringert. Bei einer gewünschten Endenergie von etwa 50 MeV sollte auf jeden Fall auf eine Struktur mit doppelter Frequenz zur effizienten Beschleunigung

gewechselt werden. Der Oberflächenwiderstand steigt nach der BCS-Theorie quadratisch mit der Frequenz an, daher sollte für diese zweite Struktur die Resonanzfrequenz nicht über 400 MHz liegen. Basierend auf den Erfahrungen beim INFN in Legnaro und aufgrund der Tatsache, dass kommerziell erhältliche Transistorverstärker nur geringfügiger Veränderungen bedurften, wurden die Resonanzfrequenzen von 160 MHz bzw. 320 MHz gewählt.

3.2.3 Viertelwellen-Resonator

Zunächst wurden supraleitende Viertelwellen-Resonatoren (QWR) untersucht, die bereits weltweit zur Beschleunigung von schweren Ionen eingesetzt werden [Facco96, Shepard99, Takeuchi98]. In Abb. 3.3 ist die für den Einsatz im COSY-SC Linac untersuchte Struktur eines QWR dargestellt. Der Aufbau mit einer demontierbaren Bodenplatte erlaubt zum einen eine leichte Reinigung der Resonator-Oberflächen und schafft zum anderen eine leichte Möglichkeit, die Resonanzfrequenz des Resonators durch Drücken einer dünnen Bodenplatte abzustimmen.

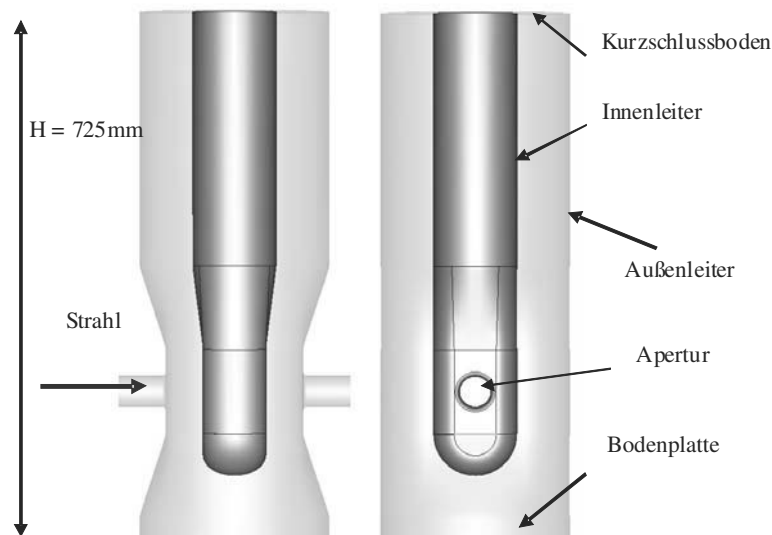


Abb. 3.3: QWR Struktur mit $f_0 = 160 \text{ MHz}$.

Allerdings ergeben sich durch diese unsymmetrische Struktur transversal Felder auf der Strahlachse, die im Falle von Protonen und Deuteronen zu einer nicht vernachlässigbaren Winkeländerung der Sollbahn und zu Emittanzwachstum führen. In Abb. 3.4 sind diese transversalen E- und H-Felder des betrachteten QWR unter Berücksichtigung des für den Betrieb vorgesehenen mittleren Beschleunigungsgradienten von $E_{\text{acc}} = 8 \text{ MV/m}$ dargestellt. Betrachtet man die zeitlichen Änderungen der Felder, während ein Teilchen durch den QWR fliegt, so erkennt man, dass sich der Einfluss durch die transversalen E-Felder an beiden

Beschleunigungsspalten durch den Phasenwechsel im Mittelleiter teilweise aufhebt. Im Falle der transversalen B-Felder addieren sich allerdings die störenden Feldeffekte und führen zur erwähnten Winkeländerung. Bei Protonen ergibt sich eine Winkeländerung von 1 mrad pro Kavität.

Eine Korrektur der unerwünschten Änderungen kann nur zwischen zwei benachbarten Kryostaten mit vier Resonatoren erfolgen. Dabei kann durch Ablenkmagneten lediglich eine Winkelkorrektur erreicht werden. Das Emittanzwachstum durch die transversalen Feldkomponenten kann nicht korrigiert werden. Die Größe der zu verwendenden Korrekturmagneten in Bezug auf den verfügbaren Platz lässt im betrachteten Fall letztendlich kein auf Ablenkmagneten basierendes Konzept zu.

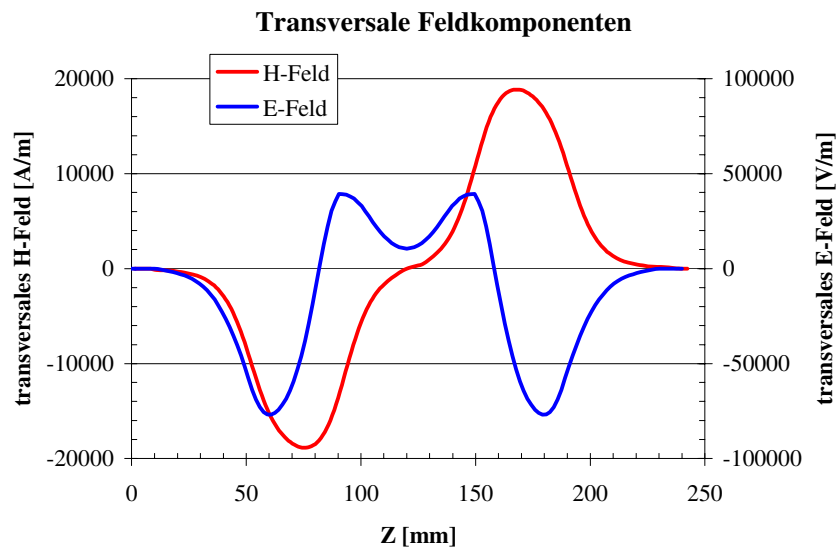


Abb. 3.4: Transversale Feldverteilungen entlang der Strahlachse im QWR unter Berücksichtigung einer maximalen magnetischen Peakfeldstärke von $B_{\max} = 80$ mT.

Eine teilweise Kompensation der Winkeländerung lässt sich auch durch einen um 180° gedrehten Einbau der QWRs nach Abb. 3.5 erzielen.

Bei dieser Anordnung werden in den Vierer-Gruppen die inneren zwei Kavitäten um 180° gedreht. Dadurch lässt sich die Strahlablage aufgrund der Winkeländerung relativ gut kompensieren. Die transversale Ablage des Strahles beträgt nur noch etwa 1 mm. Allerdings würde es bei einem Ausfall einer Kavität unweigerlich zu einer nicht akzeptablen Ablage kommen und damit zum Verlust des Strahles. Die hohe Verfügbarkeit (über 7000h pro Jahr) von COSY würde bei Ausfall einer Kavität und der damit verbundenen langen Ausfallzeit durch Wechsel einer kompletten Kryostateinheit extrem reduziert.

Hinzu kommt, dass ein Drehen der QWR um 180° zusätzliche technologische Probleme beinhaltet. Insbesondere die Abführung des Heliumgases aus dem Innenleiter würde eine komplizierte Konstruktion des Resonators zur Folge haben.

Das zusätzliche transversale E-Feld (Abb. 3.4) auf der Strahlachse erzeugt auch bei Benutzung eines Kompensationsschemas ein Emmitanzwachstum, das aufgrund der geringen Akzeptanz in COSY nicht vernachlässigbar ist.

Eine weitere Möglichkeit zur Kompensation des B-Feldes ist eine definierte Ablage der Resonatoren. Die zusätzliche Änderung des Winkels durch das entstehende transversale E-Feld ermöglicht eine Kompensation des B-Feldes [Facco03]. Im Falle von COSY ist allerdings die Beschleunigung von Protonen und Deuteronen zu berücksichtigen. Eine schnelle Lageänderung der Resonatoren würde Kryostate erfordern, die nicht nur kompliziert, sondern auch extrem teuer wären. Ähnlich verhält es sich mit dem Verfahren, die Struktur im Bereich der Strahlöffnungen zu verändern [Ostroumov01]. Auch hier ergäbe sich eine Teilchensortenabhängigkeit, die im Hinblick auf einen routinemäßigen Betrieb für Protonen und Deuteronen nicht akzeptabel ist.

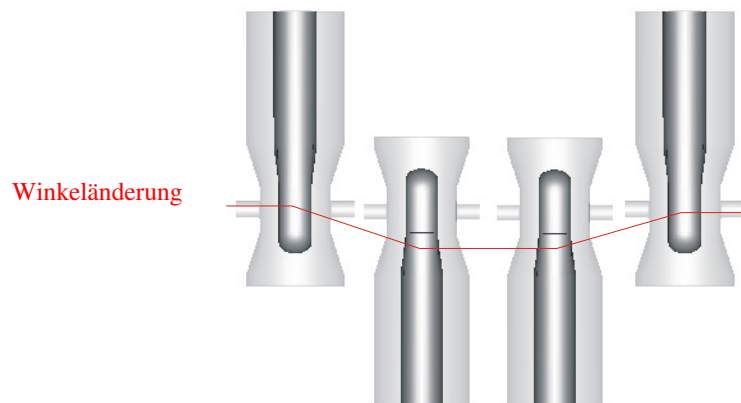


Abb. 3.5: Optimierte Anordnung zur Kompensation der Winkeländerung im QWR.

Die im vorherigen Abschnitt behandelte Problematik beim Einsatz einer Viertelwellen-Struktur führte schließlich dazu, das Linac-Konzept auf Halbwellen-Resonatoren (HWR) umzustellen. Im folgenden Kapitel wird der speziell für den Einsatz als Beschleunigerkavität im geplanten COSY-Linac optimierte HWR vorgestellt.

Kapitel 4

Entwurf des Halbwellen-Resonators

4.1 Prinzipielle Überlegungen

Die transversalen Komponenten der elektromagnetischen Felder entlang der Strahlachse treten bei der symmetrischen Struktur eines Halbwellen-Resonators nicht mehr auf. Bei Ausfall eines Resonators können durch Einstellen der Phasenlagen aller übrigen Resonatoren weiterhin Teilchen beschleunigt werden, wobei eventuell eine leicht geringere Endenergie erreicht wird.

Aufgrund der geringen Wiederholrate eines Injektors für den Speicherring COSY spielen die HF-Verluste dabei eine untergeordnete Rolle. Das Design der HWR wurde daher auf eine größere Impulsakzeptanz der zu beschleunigenden Teilchen optimiert. Es wurde insbesondere auf eine geringe longitudinale Ausdehnung geachtet, die dennoch einen mechanischen Tuner erlaubt und eine Trennung von Isolier- und Strahlvakuum ermöglicht.

Die Geschwindigkeit $\beta = v/c$ der beschleunigten Teilchen ändert sich im supraleitenden Teil des Linacs von $\beta = 0,073$ nach $\beta = 0,32$ für Protonen und von $\beta = 0,052$ nach $\beta = 0,24$ für Deuteronen. Über diesen großen Geschwindigkeitsbereich ist eine effektive Beschleunigung mit nur einer HWR-Geometrie nicht möglich. Zunächst wurde ein Linac betrachtet, der aus drei verschiedenen HWR-Familien mit den Geschwindigkeitsprofilen $\beta_{\text{str1}} = 0,08$, $\beta_{\text{str2}} = 0,12$ und $\beta_{\text{str3}} = 0,24$ besteht.

Durch Optimierung der Geometrie konnte die Anzahl unterschiedlicher Familien von ursprünglich drei auf zwei reduziert werden. Dadurch lassen sich konstruktiver Aufwand, Herstellung und somit auch Kosten des gesamten Linacs reduzieren. Zusammen mit den ionenoptischen Berechnungen [Senichev02] ergeben sich aus den simulierten elektromagnetischen Feldern Transit-Time-Faktoren [z.B. Wangler98] für Protonen und Deuteronen, die eine effiziente Beschleunigung für beide Teilchensorten bis etwa 50 MeV mit nur 44 Kavitäten ermöglichen. Voraussetzung für eine Endenergie von etwa 50 MeV ist dabei allerdings ein Beschleunigungsfeld von $E_{\text{acc}} = 8$ MV/m. Die hier verwendete Definition des Beschleunigungsgradienten E_{acc} ergibt sich aus der Integration der E-Feldkomponente E_z entlang der Strahlachse bezogen auf die gewählte Länge $l = \beta_{\text{str}}\lambda$:

$$E_{acc} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} E_z(z, t(z)) dz}{\beta_{str} \lambda}. \quad (4.1)$$

Abb. 4.1 zeigt die Veränderungen der Transit-Time-Faktoren für Protonen und Deuteronen entlang des Linacs bis zur Endenergie. Der Wechsel von der ersten zur zweiten Kavitäts-Familie findet zur Minimierung unterschiedlicher Kryostatausführungen zwischen zwei Kryostaten statt. Jeder Kryostat umfasst somit vier Resonatoren (siehe Anhang: Kryostat-Design) der gleichen Kavitätsfamilie. Bei der Betrachtung der Transit-Time-Faktoren für Protonen und Deuteronen ergab sich die effizienteste Beschleunigung mit 20 Resonatoren (160 MHz) der ersten Familie und 24 der zweiten Familie bei 320 MHz.

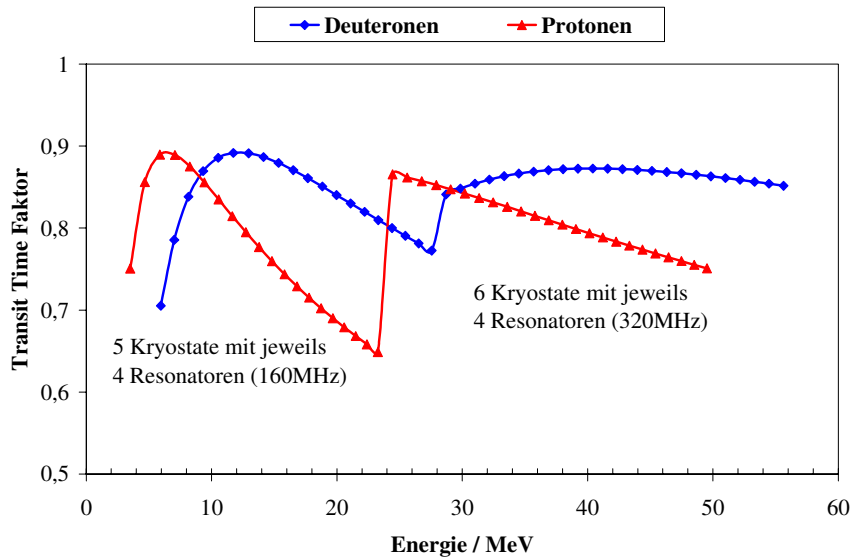


Abb. 4.1: Änderung des Transit-Time-Faktors entlang des Linacs.

Die hohen zu erwartenden Peak-Feldstärken erfordern eine extreme Oberflächenreinheit und folglich ein sehr sauberes Vakuum. Eine Trennung von Isolier- und Strahlvakuum ist dabei eine oft praktizierte und zu favorisierende Maßnahme. Dies erhöht zwar deutlich den konstruktiven Aufwand - insbesondere unter Berücksichtigung der geringen Platzverhältnisse in longitudinaler Richtung -, ist aber zur Erzielung der hohen Beschleunigungsfeldstärken unumgänglich.

Halbwellen-Resonatoren sind koaxiale Beschleunigungsstrukturen, die senkrecht zur Strahlachse betrieben werden. Diese koaxiale Struktur ermöglicht leicht eine separierte Betrachtung von Resonanzfrequenz und Geschwindigkeitsprofil. Während bei vielzelligen elliptischen TM-Kavitäten sich bei unterschiedlichen Struktur- β die gesamte mechanische Auslegung der Kavität ändert, beschränkt sich die Modifikation der HWR lediglich auf den mittleren strahlnahen Teil, da die Resonanzfrequenz hauptsächlich durch die elektrische

Länge des Resonators bestimmt wird. Der strahlnahe Teil des Resonators ist gemäß des geometrischen β modifiziert und zwar so, dass der zusätzliche Platz in Strahlrichtung für die Montage eines Tuners benutzt werden kann. Somit ergibt sich eine in Strahlrichtung minimierte Länge der Beschleunigungsstruktur, was sich nicht nur auf die gesamte Länge des Linacs auswirkt, sondern auch für die ionenoptische Auslegung sehr wichtig ist, da der Abstand zwischen den fokussierenden Elementen nicht zu groß werden darf. Trotz der geringen Apertur von 30 mm ergibt sich aus ionenoptischen Simulationen eine fast 100% Transmission im supraleitenden Teil des Linacs.

Neben der Optimierung auf minimale longitudinale Ausdehnung wurden insbesondere folgende Punkte bei der Auslegung der HWR berücksichtigt:

- Minimierung von $E_{\text{peak}}/E_{\text{acc}}$ und $B_{\text{peak}}/E_{\text{acc}}$
- Hohe Eigenfrequenzen der mechanischen Resonanzen
- Geringe Lorentzkraft-Verstimmung (siehe Kapitel 4.4.3)
- Akzeptable Tuning-Kräfte
- Hohe Tuning-Empfindlichkeit
- Leichte Zugangsmöglichkeit zu allen inneren Oberflächen für eine gute chemische Bearbeitung und zur Reinstwasser-Hochdruck-Spülung

Die sich teilweise widersprechenden Punkte erfordern eine umfangreiche Analyse der HWR zur Bestimmung einer optimierten Struktur. Hierbei galt es, den optimalen Kompromiss aller Aspekte zu einer technisch realisierbaren Lösung zu finden. Im Folgenden wird auf die Details dieser Lösung näher eingegangen.

4.2 Analytisches Modell

Ausgehend vom reinen koaxialen Resonator ohne Bearbeitungsöffnungen zur optimalen Reinigung und Modifikation der strahlnahen Sektion ergeben sich folgende analytische Betrachtungen: Die Grundwelle einer Koaxialleitung ist die TEM-Welle mit einer magnetischen Komponente H_ϕ und einer elektrischen Komponente E_r .

Der Leitungswellenwiderstand einer homogenen koaxialen Leitung ist gegeben durch:

$$Z_L = \frac{Z_0 \ln(D/d)}{2\pi\sqrt{\epsilon_r}} \quad (4.2)$$

mit der Vakuumimpedanz $Z_0 = 120\pi \Omega$, D: Durchmesser des Außenleiters, d: Durchmesser des Innenleiters, ϵ_r : Dielektrizitätszahl.

Gemäß [Meinke86] ergeben sich nun verschiedene Optima des Wellenwiderstandes bei konstantem Durchmesser des Außenleiters bei der Betrachtung einer koaxialen HF-Leitung.

Für $\epsilon_r = 1$ erhält man:

Minimale Dämpfung bei: $Z_L = 77 \Omega$

Größte Spannungsfestigkeit bei: $Z_L = 60 \Omega$

Maximale übertragbare Leistung bei: $Z_L = 30 \Omega$

Dieser Zusammenhang spiegelt sich auch in der Auslegung der koaxialen Resonatoren wieder. Das zur Simulation benutzte Model eines rein kreiszylindrischen Resonators wurde mit Strahlöffnungen versehen (Abb. 4.2), und mit Hilfe eines Simulationsprogramms (MicroWaveStudio [MWS]) elektromagnetisch charakterisiert.

Bei zunächst konstant gehaltenem Durchmesser des Außenleiters ($D = 180 \text{ mm}$) wurde der Radius des Innenleiters (d) variiert und folgende maximale Feldstärken sowie die Leerlaufgüten und die Verlustleistungen ermittelt (Tabelle 6). Dabei wird zur Bestimmung der Leerlaufgüten Q_0 und der Verluste P_V der BCS-Widerstand von Niob bei 4 K verwendet.

Tabelle 6: Einfluss des Innenleiterdurchmessers auf die Hochfrequenzeigenschaften des Resonators bei konstantem Außenleiterdurchmesser ($D = 180 \text{ mm}$) und festgehaltener gespeicherter Energie von 1J.

	d=50 mm	d=60 mm	d=80 mm	d=90 mm
$Z_L [\Omega]$	76,9	66	48,7	41,5
$f_0 [\text{MHz}]$	161,4	161,35	161,3	161,3
$E_{\max} [\text{MV/m}]$	14,1	13	10,6	9,4
$H_{\max} [\text{A/m}]$	28000	24650	20700	19600
$Q_0 / 1\text{E}9$	3,3	3,1	3	2,8
$P_V [\text{W}]$	0,3	0,32	0,34	0,36

$E_{\max}$ und $H_{\max}$ sind die maximalen Feldstärken auf der Resonatoroberfläche bei einer im Resonator gespeicherten Feldenergie von 1 J. Zur effektiven Beschleunigung ist jedoch die entlang der Strahlachse integrierte E-Feld-Verteilung unter Berücksichtigung der

Teilchengeschwindigkeit entscheidend. Nach Skalierung auf ein gewähltes maximales Magnetfeld von $B_{\text{peak}} = 80 \text{ mT}$ ergeben sich die in Abb. 4.3 dargestellten Spannungen. Das kritische Feld bei Kühlung mit flüssigem Helium liegt für Niob etwa bei $B_c = 200 \text{ mT}$. In der Praxis gelten Werte um 100 mT auch im Bereich der Schweißnähte als erreichbar. Begrenzend wirken hierbei Oberflächen-Rauigkeit, Unreinheiten und Fremdeinschlüsse. Die Beschränkung auf ein maximales Magnetfeld von 80 mT im gepulsten Betrieb beruht auf Ergebnissen ähnlicher Resonatoren, wobei Standardverfahren zur Herstellung sowie erfolgte chemische Präparation und Reinigung vorausgesetzt werden.

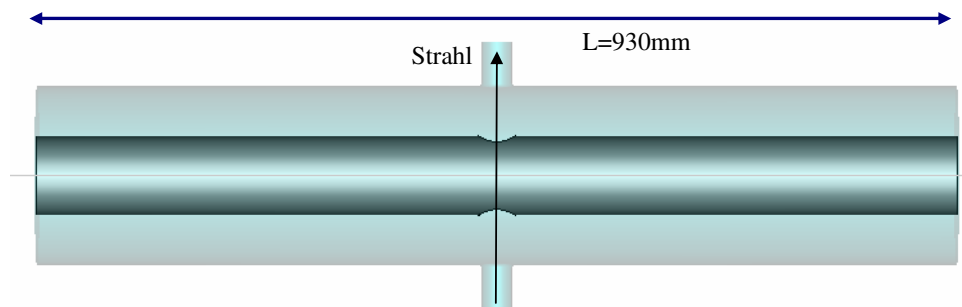


Abb. 4.2: Koaxialer Halbwellenresonator mit Strahlrohranschlüssen. Der Resonator ist an beiden Enden kurzgeschlossen.

Ein hohes Verhältnis von D/d ($d = 50 \text{ mm}$, $D = 60 \text{ mm}$) begünstigt den Einsatz in einem weiten Energiebereich, erkennbar an den flachen Kurvenverläufen in Abb. 4.3 (hohe Impulsakzeptanz). Allerdings reduziert sich deutlich der Energiegewinn pro Kavität wegen des ungünstigeren Verhältnisses von B_{peak} zu E_{acc} . Umgekehrt verringert sich die Impulsakzeptanz bei kleinen D/d ($d = 90 \text{ mm}$) ohne deutliche Vergrößerung des Energiegewinns pro Kavität. Dies hätte auf jeden Fall die Hinzunahme einer weiteren Kavitäts-Familie zur Folge.

Beim Durchgang eines Teilchens durch den HWR sieht das Teilchen das beschleunigende radiale elektrische Feld der ersten TEM-Mode. Im feldfreien Bereich des Innenleiters wechselt das Vorzeichen des Hochfrequenzfeldes, sodass im zweiten Spalt wiederum ein beschleunigendes E-Feld vorhanden ist.

Eine rein kreisrunde koaxiale Struktur ist wegen des erforderlichen Energiebereiches und zur Reduzierung der Anzahl verschiedener Strukturen bei der Beschleunigung von Protonen und Deuteronen ungünstig. Zur Anpassung an eine optimale Beschleunigung wurde der mittlere Teil durch Abflachung von Innen- und Außenleiter modifiziert, ohne maßgeblich die magnetische Peak-Feldstärke und HF-Verluste zu erhöhen. In Abb. 4.3 wird diese modifizierte Halbwellenstruktur durch die mit „modifiziert“ gekennzeichnete Kurve berücksichtigt.

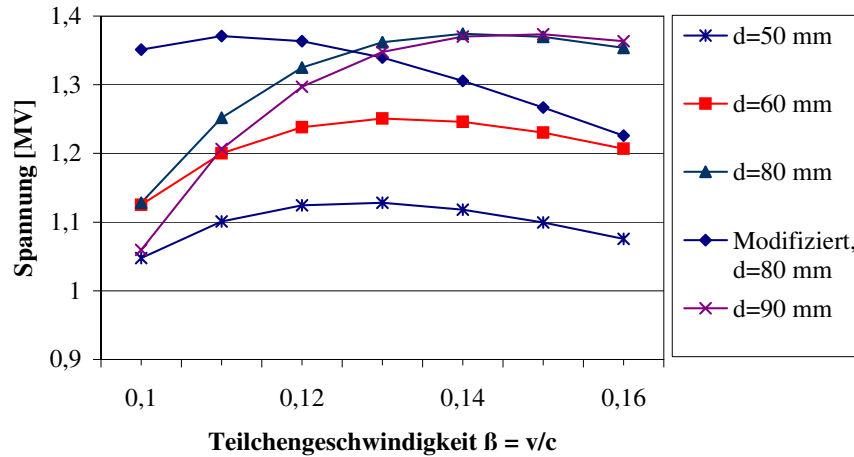


Abb. 4.3: Durchlaufende Spannung bei verschiedenen Teilchengeschwindigkeiten unter Variation des Innenleiters und bezogen auf einen konstanten Außendurchmesser von $D = 180$ mm sowie konstanter magnetischer Peakfeldstärke von $B_{\max} = 80$ mT.

Die Abflachung wird durch Tiefziehen von Blechen erreicht, die anschließend zusammengeschweißt werden. Die elektrische Peak-Feldstärke erhöht sich um fast 20% verglichen mit der reinen koaxialen Struktur. Es wäre auch denkbar, eine Abflachung durch Formen von Rohren unter Beibehaltung des Umfanges zu erreichen. Der Resonator wird damit in Querrichtung größer, was die Verhältnisse der elektrischen Peak-Feldstärken leicht verbessert, allerdings nun keine runde Heliumhülle erlaubt (siehe unten).

Die Abflachung zur Einstellung der erforderlichen Struktur- β hat den Vorteil, dass zusätzlich Platz für einen mechanischen Tuner geschaffen wird, ohne die Ausdehnung in longitudinaler Richtung zu vergrößern.

Vergrößert man nun D unter Beibehaltung des Verhältnisses $D/d = 2,25$ (Abb. 4.4) und der notwendigen Abflachung zur Einstellung des Struktur- β , so ergibt sich zwar aufgrund der günstigeren Peakfeldstärken eine um etwa 5% höhere Beschleunigungsspannung, allerdings benötigt man nun rund 11% mehr Platz in longitudinaler Richtung. Dadurch verschlechtert sich nicht nur die effektive Beschleunigung bezogen auf die Länge. Zudem erhöhen sich die Kosten durch den gestiegenen Niobium-Bedarf und durch den größeren Kryostaten.

Im vorliegenden Fall ist daher die Wahl eines Resonators mit einem Außendurchmesser von $D_{\text{out}} = 180$ mm und eines Innendurchmessers von $d_{\text{in}} = 80$ mm unter Berücksichtigung der Abflachung im Bereich der Strahlöffnungen zur Einstellung des Struktur β_{str} vorzuziehen.

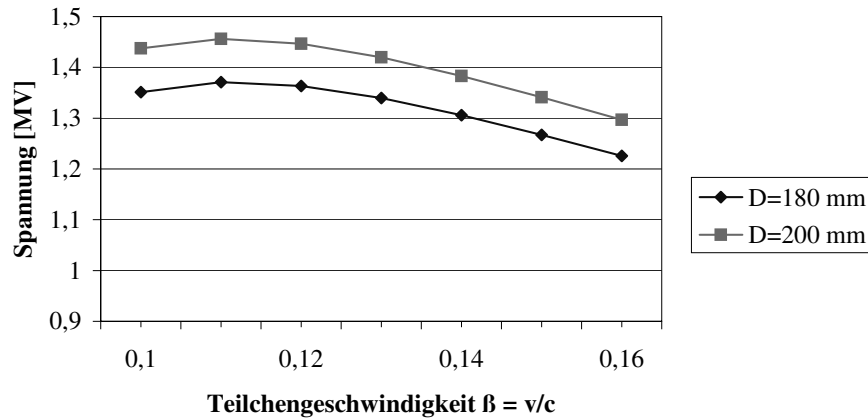


Abb. 4.4: Durchlaufende Spannung bei verschiedenen Teilchengeschwindigkeiten unter Variation des Außenleiters mit festgehaltenem Durchmesser Verhältnis und maximal magnetischer Feldstärke $B_{\max} = 80$ mT.

4.3 Mechanische Auslegung und HF-Parameter

Da es im Gegensatz zu QWRs bei den HWRs keine demontierbare Bodenplatte gibt, die die Möglichkeit einer Präparation begünstigt, wurde beim Design der HWR besondere Rücksicht auf die chemische Behandlung und Reinigung der Oberflächen genommen und die Boden- und Deckelplatten modifiziert. Die Abrundungen (Abb. 4.6) an Boden und Deckelplatte erlauben ein leichteres Abfließen der Säuren während der chemischen Behandlung und verringern die Gefahr der Salzablagerung während der Hochdruck-Spülung mit Reinstwasser (HPR). Mit Hilfe von 4 Bearbeitungsöffnungen (2 oben, 2 unten), die jeweils um $+45^\circ$ bzw. -45° versetzt zu den Strahlöffnungen angeordnet wurden, lässt sich bei der HPR jede Stelle auf der Oberfläche durch einen direkten Wasserstrahl erreichen. Eine gute HPR ist aufgrund der geforderten hohen Feldstärken zwingend erforderlich. Die Bearbeitungsöffnungen werden über angeschweißte Niob-Rohre mit Standard-Flanschanschlüssen vakuumdicht verschlossen. Diese Niob-Rohre haben eine Länge von 10 cm und sind somit lang genug, einen normal leitenden Flanschübergang zu ermöglichen (das Magnetfeld beträgt hier bei $E_{\text{acc}} = 8$ MV/m nur noch $B_{\text{flange}} = 0,4 \mu\text{T}$). Die Bearbeitungsöffnungen haben einen gewählten Durchmesser von 30 mm. Somit ist gewährleistet, dass ein guter Durchfluss der Säuren während der chemischen Behandlung möglich ist und darüber hinaus genügend Platz für die Montage des HF-Kopplers vorhanden ist. Diese relativ großen Öffnungen beeinflussen allerdings die elektromagnetischen Eigenschaften des Resonators und führen zu einer leichten Magnetfeldüberhöhung am Ort des Übergangs. Das resultierende Magnetfeld ist allerdings immer noch kleiner als am Ort des maximalen magnetischen Feldes, das sich am Übergang zwischen koaxialem Innenleiter und Boden- bzw. Deckelplatte befindet. Bei den Prototypen-

Tests wird insbesondere der innere Übergang der Bearbeitungsöffnungen wegen der dort entstehenden hohen Stromdichten durch eine Temperaturmessung überwacht.

Die beiden unteren Bearbeitungsöffnungen werden zum einen zur Aufnahme einer Feldsonde genutzt und zum anderen als Anschluss einer zusätzlichen Vakuumpumpe. Ohne diese Evakuierungsmöglichkeit könnten die Kavitäten nur über das Strahlrohr gepumpt werden, was insbesondere bei den inneren der vier Kavitäten aufgrund unzureichenden Vakuums vor dem Abkühlen zur Verschlechterung der Güte führen kann.

Eine Übersicht über die erste Beschleunigungsstruktur mit einer Resonanzfrequenz von $f_0 = 160$ MHz findet sich in Abb. 4.5 und Abb. 4.6.

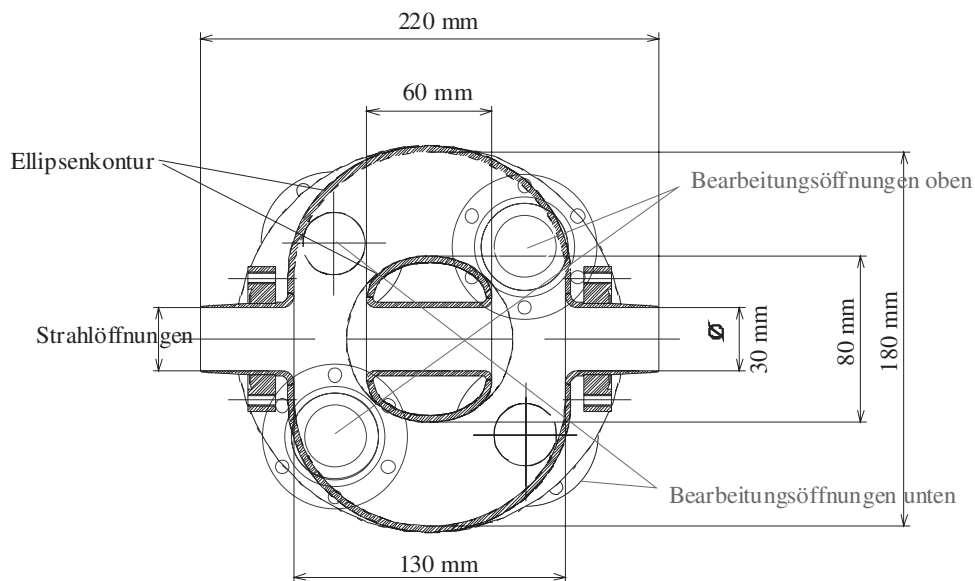


Abb. 4.5: Schnittbild HWR mit allen Öffnungen.

Zur optimalen Kühlung des Resonators sollte möglichst jeder Punkt der äußeren Oberfläche mit flüssigem Helium umgeben sein. Wie bei vielen Quarter-Wave-Ionenbeschleunigern (ALPI, ISACII), wird auch hier an jeder Kavität eine zusätzliche Hülle für das flüssige Helium montiert. Diese Hülle besteht wegen des ähnlichen Temperaturkoeffizienten wie Niob aus Titan und ist lediglich am Deckel und am Boden mit dem Resonator verschweißt. Über diese Helium-Hülle wird der Resonator am zentralen, justierbaren Balken montiert. Dadurch können zwar zusätzliche mechanische Resonanzen auftreten, die während der Messungen im Bad-Kryostaten ohne Helium-Hülle nicht erfasst, aber aufgrund der verwendeten Niob- und Titan Materialstärken als gering eingestuft werden.

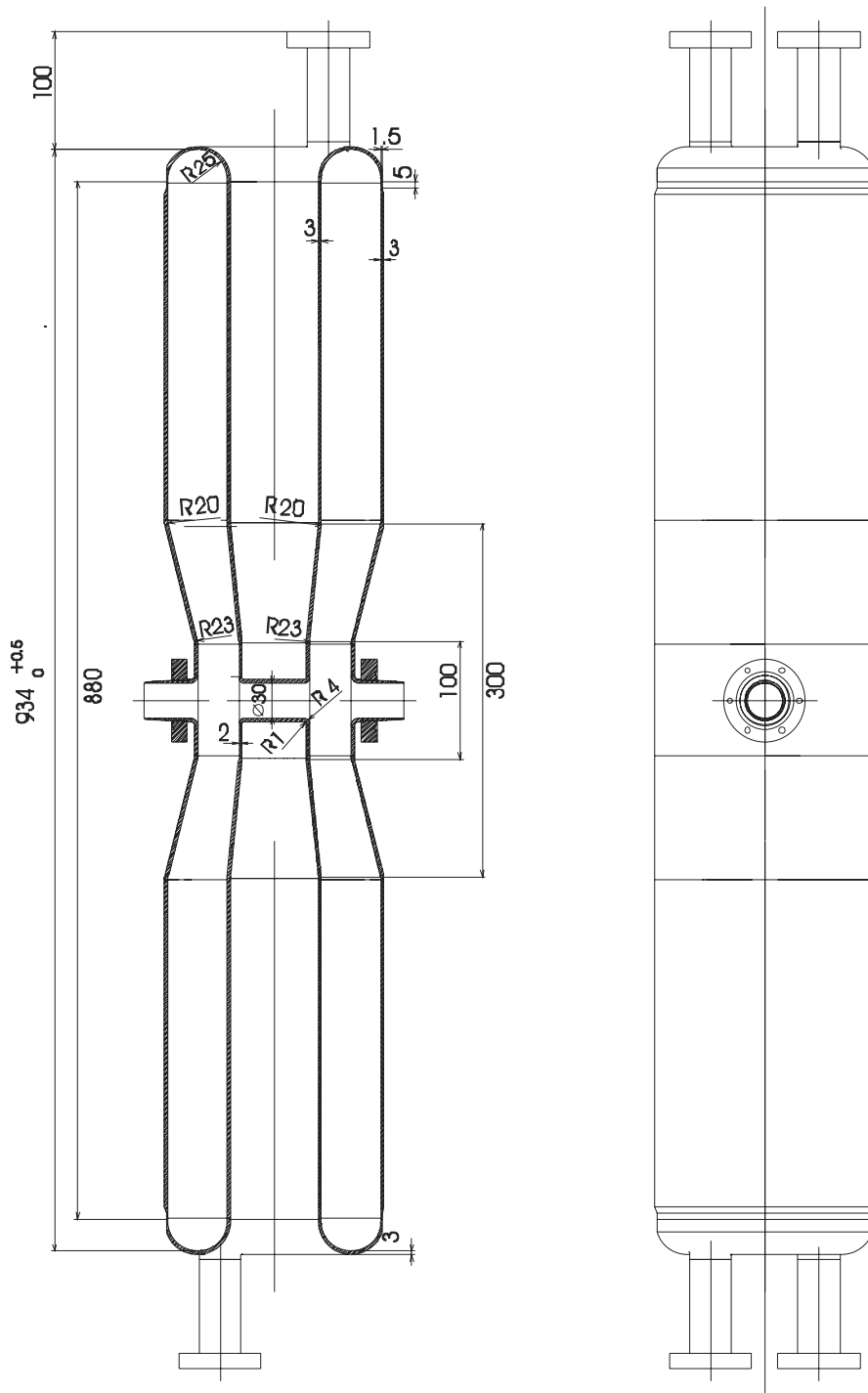


Abb. 4.6: Übersichtszeichnung eines Prototypen HWR mit $f_0 = 160$ MHz und $\beta = 0,11$.

Gegenüber einem großen Heliumbad bieten diese einzelnen Hüllen den Vorteil, dass die Resonatoren schneller gekühlt werden können und keine Vakuumverschraubung mit flüssigem Helium umgeben ist. Dichtigkeitsprobleme zum Strahlvakuum spielen, abgesehen von der Qualität des Isolervakuums, somit nur eine untergeordnete Rolle.

An den Strahlöffnungen wird die Kavität über NbTi-Bälge mit der Helium-Hülle verbunden, dadurch wird sichergestellt, dass der Resonanzfrequenz-Tuner (Kap. 4.8) nur die Kavität verformt und nicht noch zusätzlich Kräfte zur Verformung der Helium-Hülle aufbringen muss.

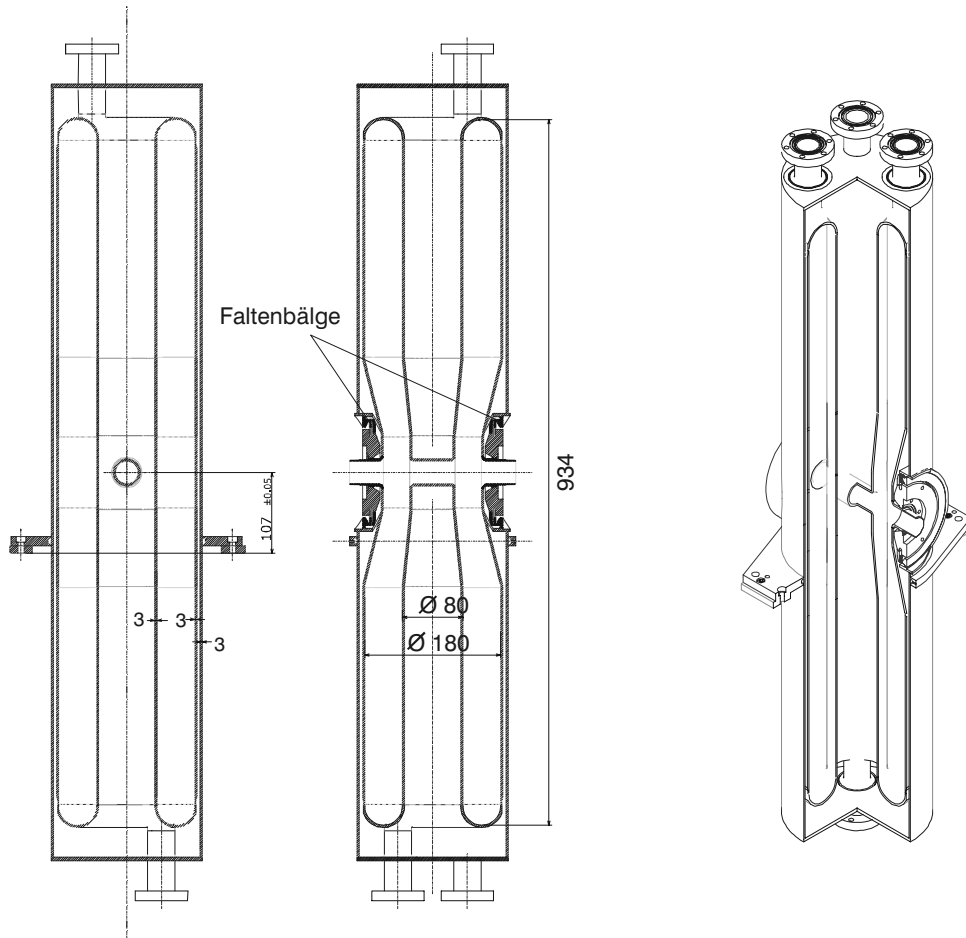


Abb. 4.7: 160 MHz-Resonator inklusive Titan-Hülle zur Aufnahme des flüssigen Heliums.

Im folgenden Abschnitt werden die für supraleitende Resonatoren wichtigen Größen beschrieben und für die betrachteten HWRs als Vorbeschleuniger bei COSY in Tabelle 7 zusammengefasst.

Supraleitende Strukturen zeichnen sich durch eine hohe Güte Q_0 aus, die gegeben ist durch:

$$Q_0 = \frac{\omega_0 W}{P_c} \quad (4.3)$$

mit W : gespeicherte Energie und P_c : Verlustleistung in der Kavität, $\omega_0 = 2\pi f_0$.

Unter Voraussetzung eines konstanten Oberflächenwiderstandes lässt sich die Güte Q_0 beschreiben durch

$$Q_0 = \frac{G}{R_s}, \text{ mit } G = \frac{\omega_0 \mu_0 \int_V |H|^2 dV}{\int_S |H|^2 ds} \quad (4.4)$$

und R_s : Oberflächenwiderstand.

G ist dabei der sogenannte Geometriefaktor, der sich mit Hilfe numerischer Feldberechnungen (beispielsweise MicroWaveStudio [MWS]) bestimmen lässt und unabhängig vom Material ist. Der Oberflächenwiderstand R_s setzt sich bei technisch realisierten Kavitäten aus verschiedenen Anteilen zusammen:

$$R_s = R_{BCS}(T) + R_M + R_{Rest}. \quad (4.5)$$

$R_{BCS}(T)$ erfasst den aus der BCS-Theorie (Gl. 3.3) ergebenden Widerstand der supraleitenden Niob-Struktur, der zugleich das untere Limit festlegt. Die Güte Q_0 kann somit nie höher sein, als durch diesen aus der quantenmechanischen Theorie hervorgehenden Oberflächenwiderstand. Im vorliegenden Fall ergibt sich ein Oberflächenwiderstand R_{BCS} (160 MHz, 4 K) = 8,4 nΩ. Neben einem temperaturunabhängigen Restwiderstand R_{Rest} , der Fremdeinschlüsse, Verunreinigungen und Unebenheiten in der Oberfläche durch unzureichende Bearbeitung berücksichtigt, werden mit R_M „magnetische“ Verluste berücksichtigt. Ein externes Magnetfeld B_{ext} wird nach Abkühlung des Resonators bis unterhalb der Sprungtemperatur in Flussschläuchen der Größe eines Flußquanten Φ_0 eingefroren. Das Innere dieser Flussschläuche ist normal leitend und verursacht somit ohmsche Verluste. Sieht man von künstlich erzeugten Magnetfeldern ab, so trägt immer noch das Erdmagnetfeld zum Oberflächenwiderstand bei. Der Oberflächenwiderstand von Niob bei 160 MHz beträgt bei Raumtemperatur ungefähr 9 mΩ. Unter Berücksichtigung des RRR-Wertes von 250 ergibt sich bei tiefen Temperaturen ein normal leitender Restwiderstand von

$$R_n = 0,5 \text{ m}\Omega. \text{ Nach [Padamsee98] beträgt der Beitrag } R_M = R_n * \frac{B_{ext}}{2 * B_{c2}} \quad (4.5a).$$

In der Praxis überwiegen meist die ungewünschten Anteile zum Oberflächenwiderstand R_s . Typische Werte für den Oberflächenwiderstand R_s einer gut präparierten Kavität liegen im Bereich von 20 nΩ [Padamsee98].

Eine weitere wichtige Größe zur Charakterisierung von Kavitäten ist die Shunt-Impedanz. Abweichend von der schaltungstechnischen Definition, die in Kapitel 6 eingesetzt wird, wird hier zunächst die in der Beschleunigerphysik übliche Definition der Shunt-Impedanz benutzt.

$$R_a = \frac{U_K^2}{P_c}, \quad (4.6)$$

U_K : Beschleunigungsspannung. Ziel ist es, insbesondere beim Design von Kupfer Kavitäten, R_a möglichst groß zu machen und damit die Verluste zu minimieren. Der Quotient:

$$\frac{R_a}{Q_0} = \frac{U_K^2}{\omega_b W}, \quad (\text{R upon Q}) \quad (4.7)$$

ist unabhängig vom Oberflächenwiderstand der Kavität und ist daher ein gutes Maß zur Beurteilung der Effizienz einer Resonatorgeometrie. In der folgenden Tabelle sind die wichtigsten Parameter der beiden Kavitätsfamilien zusammengefasst:

Tabelle 7: Parameter der Halbwellen-Resonatoren.

	HWR 1	HWR 2
Frequenz [MHz]	160	320
Struktur- β	0.11	0.2
Höhe [mm] ohne Bearbeitungsöffnungen	906	450
Durchmesser [mm]	180	180
R_a/Q_0 [Ω]	242	240
Geometriefaktor G [Ω]	26	47
$E_{\max}/E_{\text{acc}}$	4.8	4.1
$B_{\max}/E_{\text{acc}}$ [mT/MV/m]	10.4	10
BCS Güte Q_0 @ 4,2 K / 1E9	3	1.4
Verlustleistung (BCS @ 4,2 K) bei $E_{\text{acc}} = 8$ MV/m [W]	3.4	6.8

Die maximalen elektrischen Feldstärken treten in Bereichen der Übergänge zum Strahlrohr und insbesondere im Bereich des Innenleiters auf, wo der Übergang des Strahlrohres zur Vermeidung von Feldüberhöhungen einen Radius von 4 mm aufweist [Shepard02]. Darüber hinaus tritt eine Feldüberhöhung im Übergangsbereich zum konischen Teil auf. Da hier eine ins Feld reichende „Kante“ auftritt, die zwar infolge des Herstellungsprozesses (Tiefziehen) durch einen kontinuierlichen Übergang entschärft wird, kann es dennoch leicht zu Feldemission kommen und aufgrund des geringen Abstandes zum Innenleiter kann an dieser Stelle Multipacting (Kap. 3.5) auftreten.

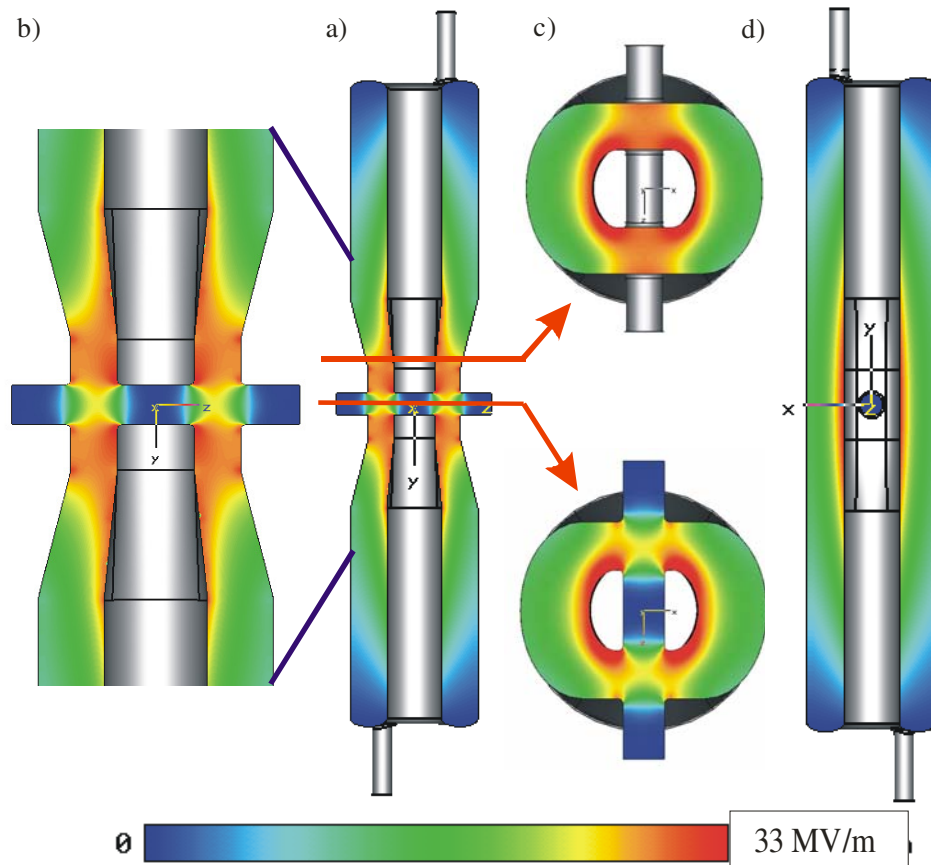


Abb. 4.8: Elektrische Feldstärkenverteilung im HWR für 160 MHz. Die dargestellten Feldstärken sind Absolutwerte in der Ebene der jeweiligen Schnittdarstellung: a) Seitenansicht, b) In gleicher Ansicht Feldausschnitt im Strahlrohrbereich, c) E-Feldverteilung im Übergangsbereich und auf Strahlachse, d) Ansicht in Strahlrichtung.

Die sich aus den Feldberechnungen ergebenden Feldverteilungen für den optimierten Halbwellenresonator bei 160 MHz sind in der Abb. 4.8 für die elektrische Feldverteilung und in Abb. 4.9 für die magnetische Feldverteilung dargestellt.

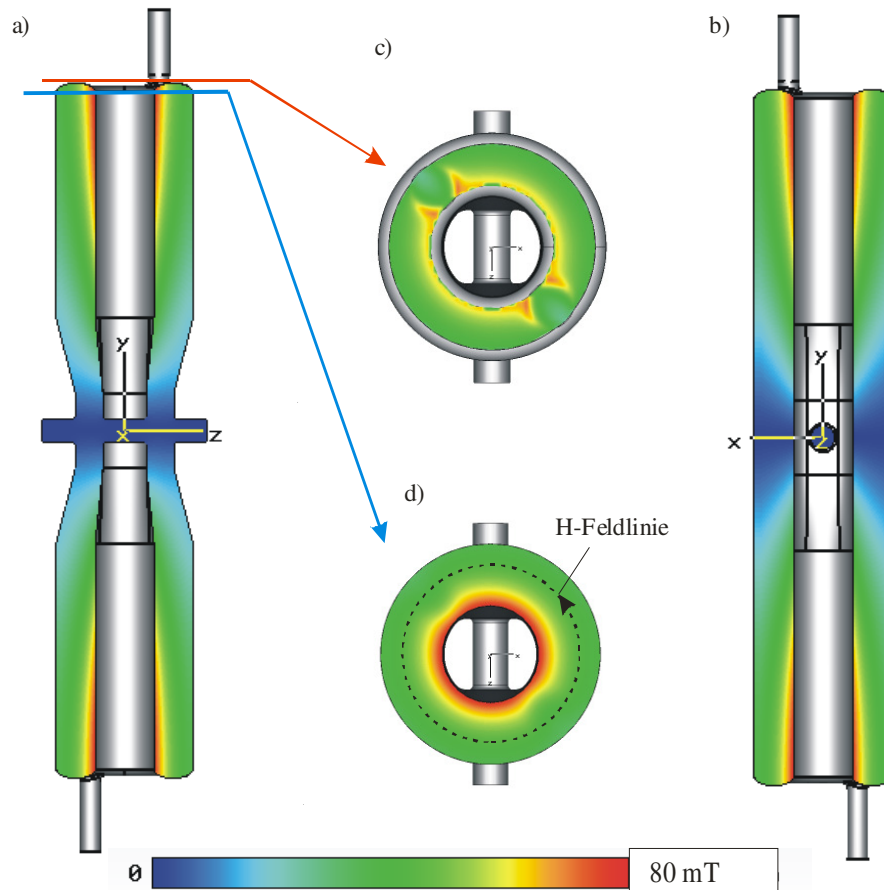


Abb. 4.9: Magnetische Feldstärkeverteilung (Absolutwerte in Schnittdarstellung) in einem coaxialen Halbwellenresonator für 160 MHz.

Im Rahmen des Projektes COSY-Linac wurden zwei HWR-Prototypen von verschiedenen Herstellern mit leicht modifizierten Endkappen untersucht. Während im ersten Fall die kritischen Endkappen durch Drehdrücken [Palmieri99] von Niob-Bleichen gewonnen werden und eine Kreisring-Struktur ermöglichen, sind im zweiten Fall diese Kappen durch Fräsen von dicken Bleichen hergestellt worden und haben eine elliptische Kontur. Im ersten Fall kann es durch verfahrensbedingte Toleranzen zu Problemen bei der Verschweißung mit Innen- und Außenleitern kommen. Zusätzlich können durch Materialausdünnung weitere mechanische Resonanzen auftreten. Im zweiten Fall kann es zu Einschränkungen im HF-Verhalten durch die mechanische Bearbeitung kommen. Allerdings erlaubt diese Struktur eine Versteifung der Endkappen, was zur Reduzierung eventueller mechanischer Resonanzen benutzt werden kann. Die Beeinflussungen während der chemischen Behandlung scheinen geringfügig. In Abschnitt 7.2 werden die verschiedenen Ergebnisse vorgestellt. Im Folgenden wird der Prototyp-Resonator mit runden Endkappen Typ I genannt und der mit elliptischen Typ II.

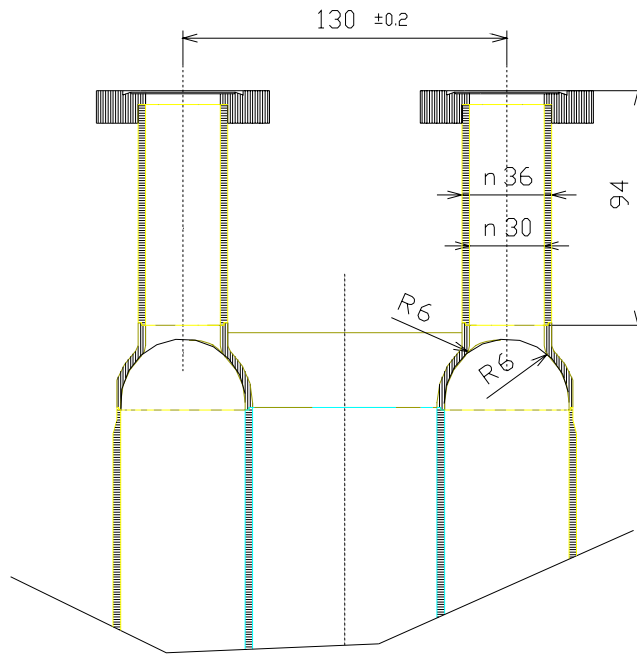


Abb. 4.10: Runde Deckel- und Bodenplatte „Typ I“.

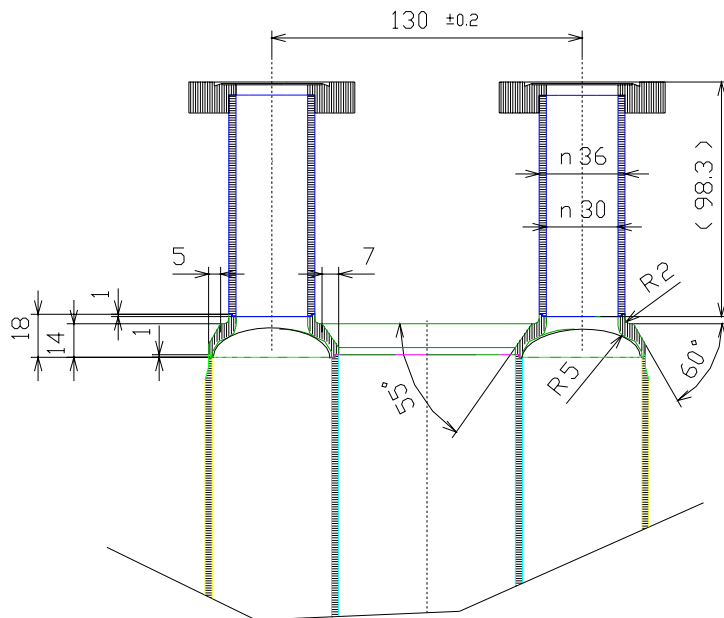


Abb. 4.11: Elliptische Deckel- und Bodenplatte „Typ II“.

Zusätzlich unterscheiden sich beide Typen durch die Herstellung der eigentlichen coaxialen Struktur. Während bei Typ I die gesamten Halbschalen sowohl für Innen- als auch für Außenleiter durch Tiefziehen hergestellt werden, setzt sich Typ II aus verschiedenen Teilen zusammen. Die runden Teile werden dabei aus Blechen mit einer Schweißnaht geformt und anschließend mit den durch Tiefziehen gewonnenen Halbschalen des Innenteils verschweißt. Bei Typ I gibt es somit nur zwei Längsschweißnähte, wodurch schweißtechnische Risiken wegen einer geringeren Anzahl von T-Nähten minimiert werden.

4.4 Mechanisches Verhalten der HWR

Neben den elektromagnetischen Eigenschaften der Beschleunigungsstruktur spielt aufgrund des gepulsten Betriebs das mechanische Verhalten der HWRs eine entscheidende Rolle. Bei Pulsung sind nicht nur die Formänderungen durch Kühlung auf 4,2 K (flüssiges Helium, lHe) bzw. Druckänderungen beim Evakuieren der Kavität wichtig, sondern es müssen auch die mechanischen Eigenresonanzen und die Verstimmung durch die Lorentzkraft (siehe 4.4.3) berücksichtigt werden. Die Wahl der Niob-Wandstärke von 3 mm wurde maßgeblich durch diese Aspekte festgelegt. Während sich die Eigenresonanzen bei 2 mm bzw. 3 mm Wandstärke kaum unterscheiden, liegen die Verformungskräfte durch die Druckunterschiede bei 2 mm bereits oberhalb der kritischen Grenze einer plastischen Verformung. Berücksichtigt man dann noch die zusätzliche Belastung durch die Tuning-Kräfte, ist eine Wandstärke von 3 mm notwendig. Die Lorentzkraft-Verstimmung wird dabei deutlich reduziert und ermöglicht damit eine Vereinfachung der HF-Regelung.

4.4.1 Abkühlung

Durch das Abkühlen der Kavität auf 4,2 K schrumpft diese. Die Längenänderung der Kavität beträgt etwa 1,7 mm; damit ergibt sich aus den Simulationen eine Frequenzänderung von etwa $\Delta f = 280$ kHz, die bereits bei der Fertigung der Resonatoren zu berücksichtigen ist. Da die Titan-Heliumhülle einen ähnlichen Temperaturkoeffizienten wie Niob aufweist, ergeben sich keine nennenswerten Spannungen im Gefüge Kavität - Heliumhülle, die zu asymmetrischen Verformungen führen könnten.

Durch den Druckunterschied zwischen 'Strahl'-Vakuum im Resonator und dem umgebendem flüssigen Helium treten bereits Spannungen im Niobmaterial auf, die bei Raumtemperatur in die Festigkeitsuntersuchungen einbezogen werden müssen (siehe Kap. 4.4.2). Die Resonatoren mit Titan-Hülle wurden unter Berücksichtigung der Druckgeräteverordnung [Druck02] ausgelegt und auf einen Überdruck von 0,4 bar gegen Atmosphärendruck limitiert.

4.4.2 Evakuieren

Nach Evakuierung der Kavität treten Verformungen im Bereich hoher elektrischer Felder auf. (Abb. 4.12). Berücksichtigt man dabei Fixpunkte am Ort der Strahlöffnungen, wie sie für den

Fall mit montiertem Tuner auftreten, so ergeben sich bereits bei 10^5 Pa Druckunterschied Spannungen von bis zu 45 MPa. Ohne Tuner sind diese sogar noch etwas höher und treten im Bereich des Überganges zwischen Strahlöffnungen und zylindrischer Kavität auf. Da es sich hierbei allerdings um Druckbelastungen handelt und somit höhere Spannungen möglich sind, ist sichergestellt, dass keine plastische Verformung während der Evakuierung auftritt, auch wenn die Tuning-Einrichtung entspannt ist.

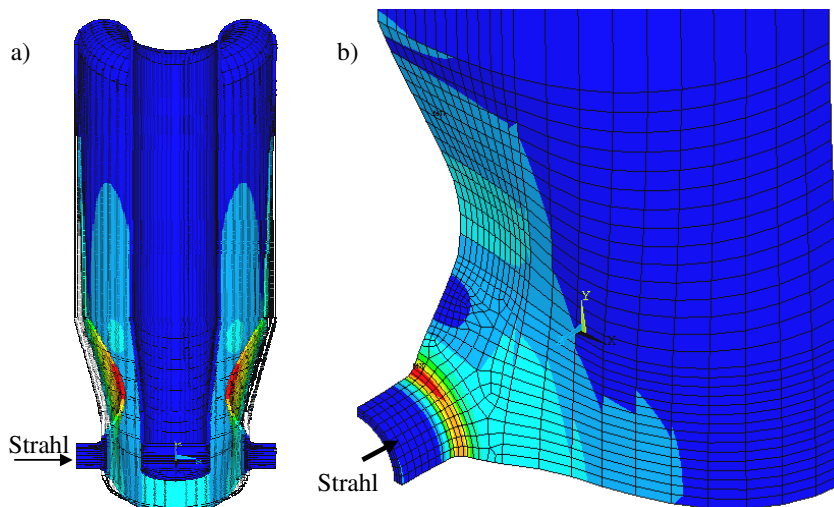


Abb. 4.12: Verformung und Spannung unter Berücksichtigung des lHe Druckes, die gelblich-rot gekennzeichneten Bereiche stellen dabei in a) die höchsten Verformungen bzw. in b) die höchsten Zug- Druckbelastungen dar.

In diesem Zusammenhang ist auch die Resonanzfrequenzverschiebung in Abhängigkeit des Heliumdruckes von großem Interesse. Die Auslegung der Helium-Verflüssigungsanlage wird maßgeblich von der Druckempfindlichkeit und der Geschwindigkeit der Druckänderungen bestimmt. Eine kombinierte Analyse von mechanischer Verformung und Resonanzfrequenzänderung mit Hilfe des Simulationsprogramms Ansys [ANSYS] erlaubt eine grobe Abschätzung der zu erwartenden Empfindlichkeit [Zaplatin03].

Die Resonanzfrequenzänderung gemäß der Simulation beträgt bei 1000 hPa Druckunterschied 32 kHz, somit ergibt sich eine Empfindlichkeit unter Berücksichtigung des linearen Verhaltens von etwa 30 Hz/hPa. Eine erste Messung am Typ II Prototyp ergab eine Resonanzfrequenzänderung durch Evakuieren von 50 Hz/hPa. Dies liegt im Bereich der Simulations- und Messgenauigkeit. Eine Messung der Resonanzfrequenzänderung des evakuierten Resonators, unter kontinuierlicher Beobachtung des Druckes im Kryostaten und einer Temperatur von 4,2 K, wies eine um Faktor 2 höhere Druckempfindlichkeit von 100 Hz/hPa auf (Abb. 4.13).

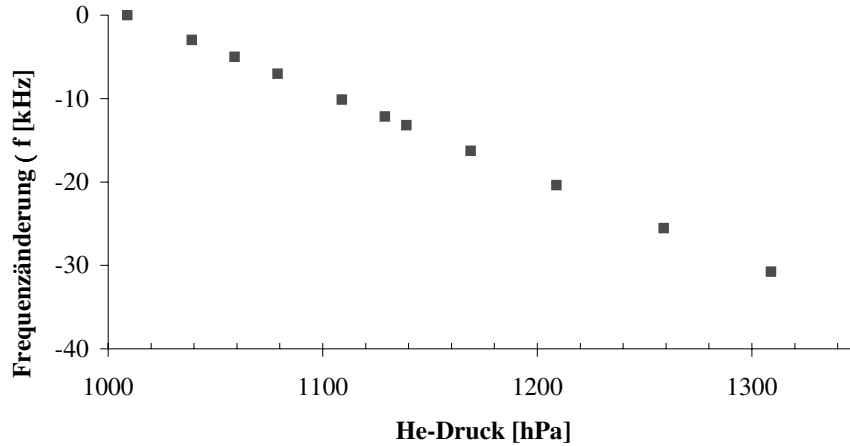


Abb. 4.13: Gemessene Resonanzfrequenzänderung durch Druckschwankungen im IHe-Kreis.

Gemäß den Auslegungsdaten der notwendigen Kälteanlage soll eine Heliumdruckstabilität von $\Delta p = 10$ hPa garantiert werden. Die zeitliche Änderung des Druckes darf dabei gemäß der Spezifikationen 5 hPa/s nicht überschreiten. Das bedeutet, dass sich die Resonanzfrequenz der Kavität durch die Druckschwankungen im Heliumkreislauf nach den Messungen um etwa 500 Hz innerhalb einer Sekunde ändern kann. Diese möglichen Schwankungen müssen vom Resonanzfrequenzregelkreis ausgeglichen werden. Bereits die ersten Messungen (siehe 5.3.4) an der noch unpräparierten Kavität Typ II zeigten, dass diese Bedingung leicht durch die Frequenzregelung erfüllt wird.

4.4.3 Lorentzkraft-Verstimmung

Die hohen elektromagnetischen Felder innerhalb einer Kavität erzeugen Kräfte auf die Resonatorwände. Diese Kräfte verformen die Kavität und erzeugen eine Resonanzfrequenzänderung. Die Spannung auf den Resonatorwänden ist sowohl vom parallelen Magnetfeld als auch vom senkrechten elektrischen Feld abhängig. Unabhängig von der gewählten Strukturform tritt dieser Effekt mehr oder weniger bei jeder supraleitenden Beschleunigerkavität auf und verursacht je nach betrachtetem Fall eine nicht zu vernachlässigbare Resonanzfrequenzverschiebung. Der Druck P_s auf die Resonatorwände ist nach [Jackson75] gegeben durch die elektrischen und magnetischen Felder (E und H):

$$P_s = \frac{1}{4} (\mu_0 |H|^2 - \epsilon_0 |E|^2). \quad (4.8)$$

Ähnlich wie bei der Störkörpermessmethode zur Bestimmung eines Feldverlaufs ergibt sich durch die Verformung eine Resonanzfrequenzänderung des Resonators [Müller39] zu:

$$\frac{\Delta f}{f} \approx -\frac{1}{2W} \int_{\Delta V} \left(\frac{\mu_0}{2} \left| \vec{H} \right|^2 - \frac{\epsilon_0}{2} \left| \vec{E} \right|^2 \right) dV. \quad (4.9)$$

Am Ort höchsten Magnetfeldes (Boden- und Deckelplatte) ist der Druck nach außen gerichtet Gl. (4.8). Die sich ergebende Volumenvergrößerung führt nach Gl. (4.9) zur Verringerung der Resonanzfrequenz. Im Bereich hoher elektrischer Feldstärke (Strahlrohröffnungen) bewirkt der Strahlungsdruck eine Volumenverkleinerung, was wiederum zur Verringerung der Resonanzfrequenz führt. Trotz des hohen Elastizitätsmoduls (siehe Anhang: Zugfestigkeit bei -269° C) bei tiefen Temperaturen ergeben sich nicht vernachlässigbare Volumenänderungen, die zu einer maßgeblichen Resonanzfrequenzverschiebung führen.

Da sich wegen der mechanischen Trägheit dieser Druck nicht sofort auswirkt, ist das zeitliche Verhalten der betrachteten Kavität im Hinblick auf den gepulsten Einsatz zu berücksichtigen. In erster Näherung lässt sich die Lorentzkraft-Verstimmung (LKV) durch eine differenzielle Gleichung erster Ordnung beschreiben mit der Konstante K, die die statische Verstimmung beschreibt und der Zeitkonstanten τ_m , die maßgeblich von der mechanischen Trägheit der Kavität bestimmt wird. Nach [Mosnier93] ergibt sich die Resonanzfrequenzänderung der Kavität zu:

$$\tau_m \dot{\Delta f}(t) + \Delta f(t) = -K E_{acc}^2 \Leftrightarrow \dot{\Delta f}(t) = -\frac{1}{\tau_m} \Delta f(t) - \frac{K}{\tau_m} E_{acc}^2. \quad (4.10)$$

Für den stationären Zustand (statische Verstimmung) ist $\dot{\Delta f}(t) = 0$ und somit:

$$\Delta f = -K E_{acc}^2 \quad (4.11)$$

mit E_{acc} : mittleres Beschleunigungsfeld.

Eine Messung der statischen Verstimmung Δf als Funktion des Beschleunigungsgradienten E_{acc} erlaubt somit die Bestimmung der Konstanten K der LKV (vgl. Kapitel 7.2.2).

Je nach Höhe des Feldes bzw. Konstante K können dabei sehr große Verstimmungen auftreten, die zur Folge haben, dass besondere Maßnahmen getroffen werden müssen, um die Lorentzkraft-Verstimmung zu verringern oder Verfahren zur Kompensation zu finden. Die Vorhersage des dynamischen Verhaltens, also der Zeitkonstante und etwaiger Resonanzfrequenzen, ist aufgrund des komplexen Verhaltens der mechanischen Eigenschaften in Verbindung mit den Feldstärken im Resonator nur bedingt möglich und erfordert auf jeden Fall eine genaue Analyse während der Prototyp-Messungen. Im vorliegenden Fall ergab sich durch Simulationen [ANSYS] eine LKV-Konstante von etwa $K = 1 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$. Diese relativ kleine Konstante verursacht allerdings bei einem angenommenen Beschleunigungsgradienten von $E_{acc} = 8 \text{ MV}/\text{m}$ immerhin noch eine Resonanzfrequenz-Verschiebung von 64 Hz und beträgt somit gerade die Resonanzbreite bei einer externen Güte von $Q_{ext} = 2 \cdot 10^6$.

Da sich die Lorentzkraft-Verstimmung für jede Kavität sehr genau bestimmen lässt und von Puls zu Puls immer gleich ist, kann dieses Verhalten sehr leicht in die HF-Regelung integriert

werden. Voraussetzung hierbei ist allerdings eine hohe HF-Leistungsreserve, die ebenfalls im HF-Koppler gegeben sein muss, sowie eine maximale Verstimmung, die innerhalb der Bandbreite liegt und eine genügende Leistungsreserve im Beschleunigungsfeld ermöglicht.

Eine Alternative wird im Folgenden vorgestellt. Da die Größe der Lorentzkraft-Verstimmung durch mechanische Eigenschaften gegeben ist, liegt es nahe, diese Verstimmung auch mechanisch zu kompensieren [Stassen01]. Voraussetzung hierbei ist eine schnelle Tuning-Einrichtung, die die Resonanzfrequenz der Kavität mit einer Änderungsgeschwindigkeit im Bereich von 50 kHz/s variieren kann, ohne Anregung mechanischer Resonanzen.

Die hohen verfügbaren Kräfte und Geschwindigkeiten moderner piezokeramischer Translatoren haben sich dabei als sehr effektiv erwiesen, um eine genügend schnelle Resonanzfrequenzänderung sicherzustellen.

Mehrzellige Resonatoren weisen ein komplexeres mechanisches Verhalten auf und werden zusammen mit den Eigenresonanzen des Tuning-Systems durch Modelle höherer Ordnung beschrieben. Die Hinzunahme der ersten mechanischen Resonanzen erlaubt eine bessere Signalform der Vorsteuerung für die schnelle Lorentzkraft Kompensation. Sowohl bei TESLA [Liepe01] als auch bei der SNS werden die ersten Kompensations-Systeme, basierend auf schnellen Piezo-Translatoren, getestet und zukünftig eingesetzt. Auch im vorliegenden Fall wird eine Kompensation des LKV mittels einer schnellen Tuning-Einheit angestrebt.

4.4.4 Mechanische Resonanzen

Neben der Lorentzkraft-Verstimmung spielen die mechanischen Eigenresonanzen im gepulsten Betrieb eine große Rolle, weil durch sie eine weitere Zeitabhängigkeit der Resonanzfrequenz entsteht.

Mechanische Eigenresonanzen mit Frequenzen nahe der Wiederholrate des Beschleunigers sind in jedem Falle zu vermeiden. Hinzu kommt allerdings noch, dass das mechanische Verhalten auch von der Lorentzkraft-Verstimmung, der belasteten Güte, der mechanischen Zeitkonstante und vom Beschleunigungsfeld zusammen bestimmt wird. Eine gute Simulation ist dabei bereits beim Design der Kavitäten sehr hilfreich. Allerdings gilt es zu bedenken, dass eine gute Näherung der Simulationen nur durch Berücksichtigen möglichst vieler mechanischer Besonderheiten der eingebauten Struktur möglich ist. Untersuchungen an einer 5-zelligen 500 MHz Struktur mit einem β von 0,75 haben gezeigt, dass eine Vorhersage der zu erwartenden mechanischen Resonanzen unter Einbeziehung aller maßgeblichen Massen möglich ist. Änderungen in der Pulslänge bzw. Pulsdauer und Wiederholrate können dennoch zur Anregung von mechanischen Schwingungen führen, die weit von der Pulsfrequenz abweichen [Stassen01]. Eine genaue Analyse des Verhaltens von mechanischen Resonanzen kann somit nur in Verbindung mit Prototyp-Messungen unter realen Bedingungen erfolgen.

Zur Berechnung der mechanischen Eigenresonanzen der betrachteten Struktur spielt die Festlegung der räumlichen Fixpunkte, die als unbeweglich angenommen werden, eine wichtige Rolle.

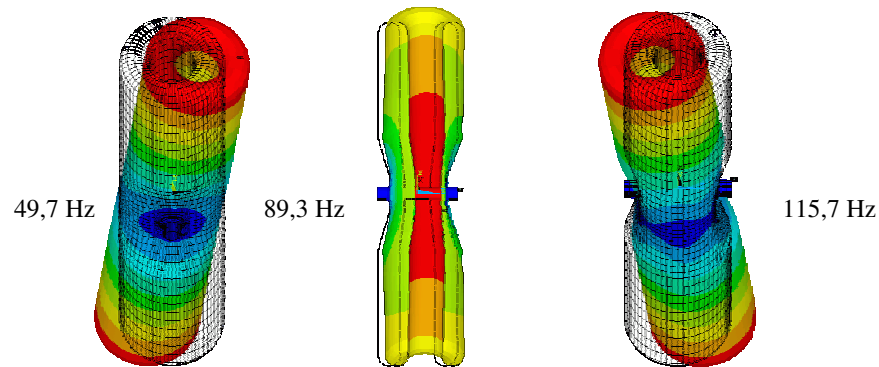


Abb. 4.14: Erste mechanische Eigenresonanzen unter Berücksichtigung von Fixpunkten im Bereich der Strahlöffnungen. Moden (49,7Hz und 115,7Hz): Schwingungen des Außenleiters quer zur Strahlrichtung und in Strahlrichtung, Mode (89,3 Hz): Schwingung des Innenleiters in Strahlrichtung.

Die Art der Resonanz, ob Biege- oder Torsionsschwingung in Abhängigkeit der Schwingungsrichtung wirkt sich dabei unterschiedlich stark auf das Hochfrequenzverhalten der Kavität aus. Abb. 4.14 zeigt die ersten mechanischen Resonanzen für den ungünstigsten Fall, wenn lediglich Fixpunkte der Kavität am Ort der Strahlöffnungen vorhanden sind. Dabei ergeben sich aus der Simulation [Zaplatin03] die ersten drei Resonanzfrequenzen zu: 49,7 Hz, 89,3 Hz und 115,7 Hz.

Tabelle 8: Berechnete, mechanische Eigenresonanzen unter Berücksichtigung von Fixpunkten an den Endkappen der Kavität.

	160 MHz	$\beta=0,11$	320 MHz	$\beta=0,2$
	Außenleiter	Innenleiter	Außenleiter	Innenleiter
Mode	Freq [Hz]	Freq [Hz]	Freq [Hz]	Freq [Hz]
1	460	166	890	456
2	629	201	1096	624
3	645	435	1096	677
4	648	647	1105	1014
5	654	666	1108	1121
6	656	667	1186	1137

Besonders kritisch sind Querresonanzen des Innen- bzw. Außenleiters, da diese direkt Einfluss auf die HF-Resonanzfrequenz der Struktur haben.

Betrachtet man nun den Fall, dass die Kavität an den Endkappen fixiert wird, so ergeben sich die in Tabelle 8 aufgeführten mechanischen Resonanzen getrennt nach Innen- und Außenleiter. Die Wahl zwischen einer 2 mm bzw. 3 mm dicken Wandstärke der verwendeten Niob-Bleche spielt dabei eine untergeordnete Rolle. Da die mechanischen Verschiebungen im

μm -Bereich liegen, ist eine Festlegung der Fixpunkt nur bedingt möglich. Die relativ großen Unterschiede bei der Berechnung von mechanischen Resonanzen unter Berücksichtigung verschiedener Fixpunkte unterstreichen die Notwendigkeit einer messtechnischen Untersuchung der auftretenden mechanischen Resonanzen.

4.4.5 Mikrophonie

Mit Mikrophonie bezeichnet man den Einfluss im Umfeld befindlicher Geräte oder Personen durch direkte oder indirekte Übertragung von Vibrationen auf die Beschleunigerstruktur. Mikrophonische Anregungen sind sehr vielfältig und lassen sich nur sehr schwer kompensieren, da es sich im Normalfall nicht um reproduzierbare oder erfassbare Phänomene handelt. Insbesondere die im Umfeld eingesetzten Vakuumpumpen erzeugen direkt oder indirekt über die Bodenplatte oder direkte Anschlüsse hohe Mikrophonie-Erscheinungen. Regelungstechnische Versuche mit schnellen Tuning-Einrichtungen [Brocke02] zeigen zwar erste, viel versprechende Ergebnisse, doch sind die Möglichkeiten aufgrund mechanischer Resonanzen des Gesamtsystems Tuner-Kavität begrenzt.

Entscheidend zur Bestimmung der Mikrophonie-Eigenschaften ist der Einsatz der Kavität im vorgesehenen Umfeld (Kryostat, Vakuum-Pumpen) des geplanten Linacs. Im Testfeld lässt sich allerdings nur eine grobe Abschätzung finden.

4.5 Chemische Bearbeitung und Reinigung

Eine Vielzahl von Methoden zur Bearbeitung der Oberflächen wurde weltweit entwickelt, um eine möglichst glatte und saubere Oberfläche im Inneren des Resonators zu erhalten.

Neben der chemischen Bearbeitung ist eine Hochdruck-Spülung mit reinem Wasser zwingend erforderlich zum Erreichen der erforderlichen Feldstärken. Zu diesem Zweck wurde eine spezielle Spüleinrichtung geplant und für den Einsatz für die HWR optimiert [Pupeter02].

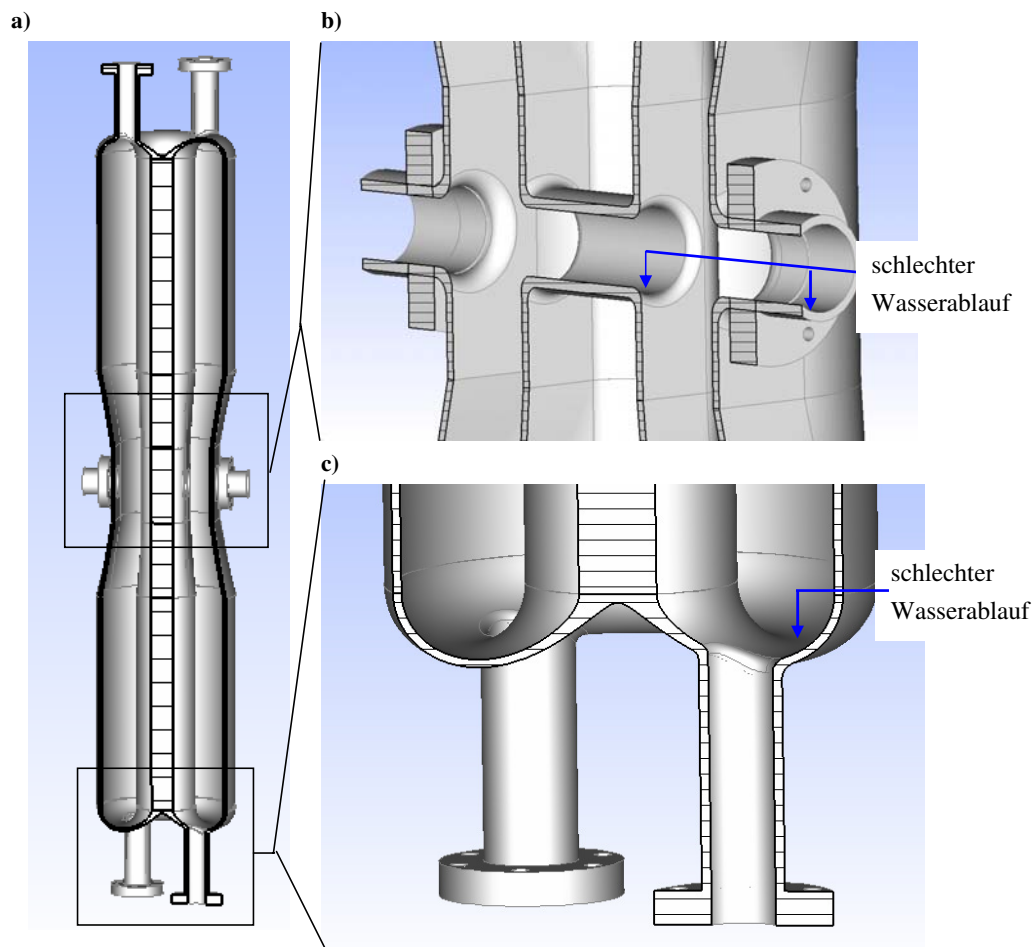


Abb. 4.15: Schnittbild des Halbwellenresonators (160 MHz). a) Seitenschnittbild mit den beiden Bereichen, an denen das Spülwasser schlecht ablaufen kann, b) Strahlrohrbereich und c) unten liegender Endkappenring.

Mit Hilfe von drei Lanzen kann dabei jeder kritische Punkt in der Kavität erreicht und optimal behandelt werden. Zwei Lanzen fahren dabei parallel durch die Bearbeitungsöffnungen

entlang der gesamten Struktur, während die dritte Lanze durch die Strahlöffnungen speziell den kritischen Bereich der mittleren Abflachung spült. Bei der Auslegung wurde bereits der Kleinseriendurchsatz von 44 Kavitäten berücksichtigt und eine Wasseraufbereitungsanlage entsprechend der Spüldauer dimensioniert. Aus den Felddarstellungen in Abb. 4.8 und Abb. 4.9 erkennt man sehr leicht die kritischen Flächen. Besonders weisen die Bereiche der Strahlöffnungen und der Übergangsbereich eine hohe elektrische Feldstärke auf und erfordern daher eine Beseitigung der aufliegenden Fremdpartikel zur Vermeidung der Feldemission. Im Bereich hoher magnetischer Felder wird eine gute Reinigung angestrebt, da dort zum einen durch Fremdpartikel zusätzliche Wärmeverluste im Bereich hoher Ströme entstehen und die Quenchgefahr erhöhen, und zum anderen diese Fremdpartikel als Feldemitter maßgeblich das Multipacting mit beeinflussen.

Die Auslegung der optimierten Hochdruck-Spülanlage berücksichtigt diese Gefahrenpunkte, allerdings ergeben sich aufgrund der komplexen Struktur Bereiche mit schlechtem Wasserablauf (Abb. 4.15). Diese Bereiche erfordern eine besondere Beobachtung, da sich dort sehr leicht Ablagerungen von entfernten Partikeln oder Salzen niederschlagen. Eine anschließende Reinstwasserfüllung mit nachfolgender, kontrollierter Trocknung im Reinraum kann dieses Problem allerdings minimieren.

Zur chemischen Bearbeitung der Prototypen wurde das bekannte BCP-Verfahren (Buffered Chemical Polishing) eingesetzt. BCP benutzt eine Mixtur aus Flusssäure (HF), Salpetersäure (HNO_3) und Phosphorsäure (H_3PO_4) im Verhältnis 1:1:2.

Bei der starken exothermischen Reaktion der Säuren mit der Resonatoroberfläche entstehen große Mengen von Gasen, darunter vornehmlich Wasserstoff, der durch die sich ergebenden hohen Temperaturen leicht ins Niob eindringen kann. In Abhängigkeit der Abkühlprozedur kann es durch diesen Wasserstoff zu einer drastischen Reduktion der Leerlaufgüte Q_0 des Resonators kommen. Dieser Effekt wurde erstmals in den 80er Jahren entdeckt und trägt den Namen Q-Disease [Bonin91]. Daher wird eine chemische Politur im Durchflussverfahren mit Regulierung der Säurentemperatur notwendig. Die Abrundungen an den Endkappen der HWR reduzieren dabei die Gefahr von Verwirbelungen und ermöglichen eine gleichmäßige Strömung der Säuren an jedem Oberflächenpunkt der Kavität.

Die während der mechanischen Bearbeitung auftretenden Beschädigungen der Niob Oberflächen sowie Fremdeinschlüsse durch die Umformverfahren erfordern einen Abtrag von min. 120 μm .

Für den Prototyp vom Typ II wurde insbesondere die Möglichkeit der Elektropolitur (EP) untersucht. Trotz der recht komplizierten Geometrie der HWR ist eine Elektropolitur möglich [Henkel03]. Während bei einer chemischen Politur vornehmlich die Korngrenzen angegriffen und gerundet werden, erlaubt die Elektropolitur eine Glättung der gesamten Oberfläche und führt somit zu einer merklichen Reduzierung des Oberflächenwiderstandes. Hierbei wird wie beim reinen BCP-Verfahren eine gesamte Abtragung von 120 μm angestrebt. Dazu werden zunächst 70 μm über BCP geätzt und anschließend eine 50 μm Schicht über EP entfernt.

Zur Untersuchung der Prototypen wurde allerdings auf Standardverfahren zur Präparation zurückgegriffen, da diese leichter zur Verfügung stehen und zur Bestimmung der kavitäts-spezifischen Eigenschaften zunächst ausreichen.

Im Folgenden sind alle durchgeführten Präparationsschritte zusammengefasst:

- Ultraschall-Entfettung
- Spülen mit Deionat bis zu einem Leitwert von $0,08\ \mu\text{S}$
- BCP $60\ \mu\text{m}$, im geschlossenen Kreislauf von unten nach oben
- Spülen mit Deionat bis zu einem Leitwert von $0,08\ \mu\text{S}$
- Drehen der Kavität um 180°
- BCP $60\ \mu\text{m}$, im geschlossenen Kreislauf von unten nach oben
- Leitwertspüle bis $0,06\ \mu\text{S}$
- Hochdruckspülung durch Bearbeitungsöffnung 1 für 30min
- Hochdruckspülung durch Bearbeitungsöffnung 2 für 30min
- Drehen der Kavität um 180°
- Hochdruckspülung durch Bearbeitungsöffnung 3 für 30min
- Hochdruckspülung durch Bearbeitungsöffnung 4 für 30min
- Trocknen durch Abpumpen
- Rückbelüften mit gefiltertem Stickstoff

Die derzeit umfangreichste Präparation supraleitender Kavitäten findet im DESY, Hamburg, statt zur Erzielung der geforderten hohen Beschleunigungsfeldstärken für den geplanten TESLA Beschleuniger [Reschke01].

4.6 Multipacting

Multipacting (**Multiple Impacting**, d.h. das lawinenartige, resonante Auslösen von Elektronen aus der Oberfläche) tritt nicht nur im betrachteten Resonator auf, sondern auch im entwickelten HF-Koppler und bedarf einer etwas näheren Betrachtung. Durch die hohen Oberflächenfeldstärken können Elektronen aus der Oberfläche austreten. Etwaige Unebenheiten oder Fremdkörper können diesen Effekt noch begünstigen. Diese Elektronen werden im elektromagnetischen Feld beschleunigt und treffen wieder am selben Ort (Einpunkt-Multipacting) oder gegenüberliegenden Ort auf. Sofern die gewonnene Energie groß genug ist, werden beim Aufprall Sekundärelektronen ausgelöst. Unter bestimmten Beziehungen von HF-Phase, vorhandenem Magnetfeld und der Energie zur Auslösung von Sekundärelektronen kann es zur lawinenartigen Vervielfältigung von Elektronen kommen (Multipacting). Dies führt nicht nur zu einer zusätzlichen lokalen Erwärmung und damit zur Gefahr eines Quenches, sondern erfordert auch hohe ungewollte HF-Leistung zur Beschleunigung der Elektronen. Bereits zu Beginn der 30er Jahre wurde dieses Phänomen

von P.T. Farnsworth untersucht und in den 60ern von A.J. Hatch [Hatch66] insbesondere für Hochfrequenz-Felder analysiert.

Die kompakte Bauweise des HF-Kopplers mit einem Außenleiter-Durchmesser von 28 mm (siehe Kapitel 4.7) ergibt durch die Spannungsüberhöhungen während des Füllvorganges der Kavität ein hohes Multipacting-Risiko in der Koppler-Zuleitung. Unter Berücksichtigung der zweidimensionalen Multipacting-Simulationen coaxialer Leitungen und der benötigten HF-Leistung liegt im betrachteten Einsatzbereich eine Multipactingschwelle [Somersalo95, Lilje98], die als ‚weiche Schwelle‘ leicht durch HF-Konditionierung überwunden werden sollte.

Betrachtet man die komplexe Geometrie des HWR, so wird ersichtlich, dass eine zweidimensionale Simulation der Multipacting Eigenschaften hier nicht ausreichend ist. Insbesondere die Regionen an Boden- und Deckelplatte mit den Bearbeitungsöffnungen weisen ein erhöhtes Risiko von Multipacting auf, das wegen der hohen Magnetfelder und der daraus resultierenden komplexen Elektronenbahnen nur durch gute 3-dimensionale Simulationsprogramme halbwegs genügend beschrieben werden kann. Diese Simulationsprogramme stehen derzeit erst am Anfang ihrer Entwicklung [Krawczyk01]. Eine genaue Analyse kann somit nur durch Messungen an den Prototypen erfolgen. Hier zeigt sich auch, wie kritisch diese Multipacting-Schwellen sind, da insbesondere die ersten Schwellen meistens leicht durch so genanntes Konditionieren überwunden werden können und erst nach Belüften wieder auftreten und erneut konditioniert werden müssen. Andererseits gibt es sogenannte harte Schwellen, die sich nicht konditionieren lassen und die maximal erreichbaren Feldstärken daher limitieren.

4.7 HF-Koppler

Hochfrequenzkoppler werden für verschiedene Aufgaben konzipiert, die sich in drei Gruppen einteilen lassen. Zum einen muss die notwendige HF-Leistung zur Erzeugung des elektromagnetischen Feldes in der Kavität zur Verfügung gestellt werden und die Änderung des Feldes aufgrund der vom Strahl aufgenommenen Energie kompensiert werden. Dies geschieht durch Leistungskoppler. Und zum anderen werden Probe-Koppler benötigt, die durch Auskopplung eines geringen, dem Feld proportionalen Signals, eine Kontrolle von Amplitude und Phase erlauben. Darüber hinaus gibt es Higher Order Modes (HOM) Koppler, die unerwünschte höhere Moden auskoppeln und durch Dämpfung unterdrücken.

Im Folgenden wird nur der Koppler zur Einspeisung der HF betrachtet. Höhere Moden spielen wegen des relativ geringen Strahlstromes und der betrachteten Struktur nur eine untergeordnete Rolle. Ihre Güten sind relativ klein, und eine Anregung durch den Strahl wird nicht erwartet. Sollte sich dennoch beim Betrieb des Resonators herausstellen, dass höhere Moden die Energiebilanz stören oder deren magnetische Feldkomponenten den Strahl beeinflussen, so lassen sich wegen der breitbandigen Auslegung des Leistungskopplers diese

höheren Moden durch geeignete Filter leicht dämpfen. Im Folgenden wird die Auslegung des Kopplers beschrieben.

Während durch die Leerlaufgüte Q_0 nur die reine Kavität beschrieben wird, berücksichtigt die belastete Güte Q_L auch die Verluste bei der Ein- bzw. Auskopplung.

$$Q_L = \frac{\omega_0 W}{P_{tot}} \quad (4.12)$$

mit $P_{tot} = P_c + P_e + P_t$ und W = gespeicherte Energie im Resonator. Dabei sind in der gesamten Verlustleistung P_{tot} die Verluste P_c der Kavität enthalten sowie mit P_e die emittierte Leistung von der Kavität zum Generator, also die externen Verluste durch die Ankopplung. P_t steht für transmittierte Leistung, z.B. die über die Feldprobe entnommene Leistung. Durch Kehrwertbildung und Aufteilung in die einzelnen Verluste ergibt sich:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_t} \text{ mit } Q_e = \frac{\omega_0 W}{P_e}, Q_t = \frac{\omega_0 W}{P_t} \quad (4.13)$$

mit Hilfe der Definition der Koppelfaktoren $\beta_e \equiv \frac{Q_0}{Q_e} = \frac{P_e}{P_c}$, $\beta_t \equiv \frac{Q_0}{Q_t} = \frac{P_t}{P_c}$ (4.13a) ergibt sich:

$$Q_L = \frac{Q_0}{1 + \beta_e + \beta_t}. \quad (4.14)$$

Die vom Strahl aufgenommene Leistung ergibt sich durch das mittlere Beschleunigungsfeld E_{acc} und der effektiven Beschleunigungslänge l zu:

$$P_B = E_{acc} I \cos(\phi_s) I_{beam} \quad (4.15)$$

mit ϕ_s = synchrone Phase zwischen Strahl und HF-Feld.

Mit den Parametern für den vorgeschlagenen COSY-Linac ($I_{beam} = 2$ mA, $E_{acc} = 8$ MV/m, $l = 0,2$ m und $\phi_s = -30^\circ$) ergibt sich, dass der Strahl maximal etwa 2,6 kW HF-Leistung benötigt, die der Koppler innerhalb des Strahlpulses von 500 μ s liefern muss. Die gesamten Verluste unter Vernachlässigung der von der Feldsonde ausgekoppelten Leistung, ergeben sich zu:

$$P_g = P_B + P_c. \quad (4.16)$$

Im Falle optimaler Strahlankopplung muss diese Leistung gerade der nach Abschaltung der HF über den Koppler an den 50 Ω Quelleninnenwiderstand abgegebenen Leistung P_c entsprechen.

$$\frac{P_e}{P_g} = 1, \text{ bzw. mit (Gl. 4.16) } \frac{P_e}{P_c} = 1 + \frac{P_B}{P_c}. \quad (4.17)$$

Daraus ergibt sich mit der Definition der Koppelfaktoren aus Kapitel 4.7 der optimale Koppelfaktor unter Berücksichtigung des Strahlstromes zu:

$$\beta_{opt} = 1 + \frac{P_B}{P_c} \approx \frac{P_B}{P_c} \quad (4.18)$$

und

$$Q_e \approx \frac{Q_0}{\frac{P_B}{P_c}} = \frac{U_K^2}{P_B \frac{R_a}{Q_0}}. \quad (4.19)$$

Der HF-Verstärker liefert 4 kW, die während des Füllens der Kavität (~3 ms) über den Koppler transportiert werden müssen. Aufgrund des geringen Tastverhältnisses ($2 \cdot 10^{-3}$) ist die Koppler-Verlustleistung bei der Kopplerauslegung nicht das Hauptkriterium, sondern vielmehr die Spannungsüberhöhung wegen des Pulsbetriebs und der Wärmeeintrag durch Wärmeleitung.

Da bereits große Öffnungen wegen der notwendigen chemischen Behandlung und anschließender Hochdruckreinigung in den Kavitäten vorhanden sind, lag es nahe, diese im Betrieb zur Einkopplung der HF-Leistung, zur Auskopplung als Feldsonde sowie auch als Vakuumpumpstutzen zu nutzen. Die Lage dieser Öffnungen lässt nur eine induktive Ankopplung zu. Zwar wäre eine zusätzliche Öffnung im Bereich der Strahlöffnungen denkbar, doch zeigen die folgenden Rechnungen, dass eine induktive Kopplung möglich ist und zusätzliche Kosten durch einen weiteren Flansch vermieden werden können.

Ziel war es, einen Koppler zu entwickeln, der nicht nur die notwendige HF-Leistung von 4 KW übertragen kann, sondern auch in der Kopplung einstellbar ist. Dies hat zum einen den Vorteil, die Kopplung an Strahlverhältnisse anpassen zu können. Zum anderen kann man während der Konditionierung im CW-Betrieb arbeiten, und dabei reicht die maximale HF-Leistung von 100 W des HF-Verstärkers aus. Hinzu kommt die Möglichkeit, die Leerlaufgüte der einzelnen Resonatoren durch die Änderung in Richtung kritischer Kopplung sehr exakt zu bestimmen.

Durch den vertikalen Einbau der Kavitäten in den Kryostaten ergeben sich zwei Möglichkeiten für den Kopplereinbau bei Benutzung einer der unteren Bearbeitungsöffnungen (Abb. 4.16). Eine Zuführung von unten hätte den großen Nachteil in der vorgesehenen Konstruktion des Kryostaten: Die Kavitäten werden von oben in den Kryostaten eingesetzt, deshalb müsste danach außerhalb des Reinraums von unten der Koppler montiert werden. Eine Kopplung an einem unteren Flanschanschluss und außerdem mit einer Verbindung zum Kryostat-Deckel würde andererseits die Möglichkeit der variablen Kopplung stark einschränken oder im engen Kostenrahmen unmöglich machen.

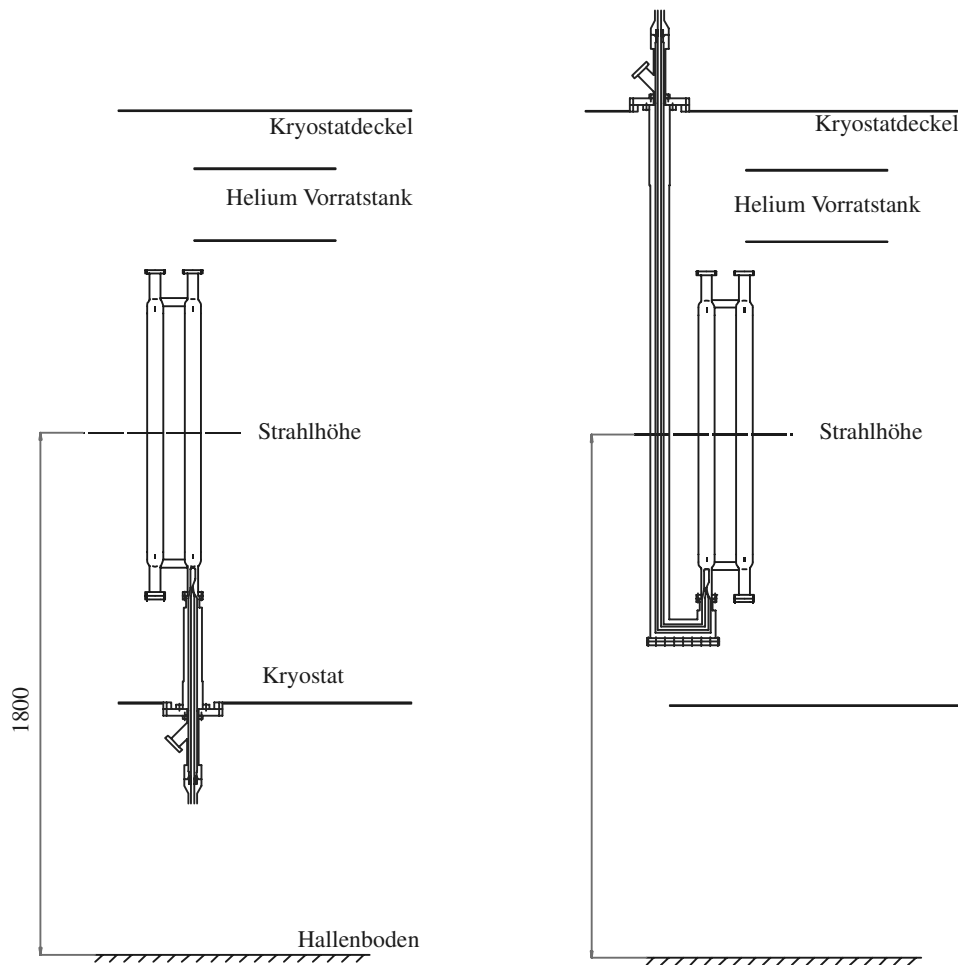


Abb. 4.16: Einbautagen bei Kopplung durch eins der unteren Öffnungen.

Bei einer Montage des Kopplers am Kryostat-Deckel und bei Benutzung einer der oberen Bearbeitungsöffnungen ohne kaltes Fenster gibt es den großen Nachteil, dass über die zur Führung notwendigen Schleifkontakte Schmutz in die Kavität gelangen und das erreichbare elektromagnetische Feld deutlich reduziert werden kann. Eine kapazitive Kopplung, die ohne zusätzliche Federn (siehe unten) auskommen könnte, hätte bei Benutzung der Bearbeitungsöffnungen eine hohe Eindringtiefe in den Resonator zur Folge, um die erforderliche optimale Ankopplung zu erhalten. Die dort hohen Magnetfelder hätten bei einer Ausführung des Kopplers in Kupfer extrem hohe Verluste zur Folge (einige 100 Watt), die ein großes technologisches Kühlungsproblem hervorrufen würden. Kapazitive Kopplungen in der Nähe der Strahlöffnungen erfordern zusätzliche Flanschanschlüsse und erhöhen damit den Kostenbedarf auch im Hinblick auf den Kryostaten durch die horizontale Einbaulage.

Abhilfe schafft im vorliegenden Fall die Wahl zweier Fenster. Ein koaxiales Fenster außerhalb des Kryostaten, das zur Trennung zwischen Isoliervakuum und Atmosphäre dient

und ein zweites, kaltes Fenster direkt an der Kavität. Der Koppler befindet sich dabei im Isoliervakuum und lässt sich über eine vertikale Führung am Kryostat-Deckel in seiner Lage variieren. Dadurch ändert sich die Eindringtiefe der Koppelschleife in den Resonator und somit die Kopplung.

4.7.1 Kaltes Fenster

Das kalte Fenster trennt lediglich das Vakuum der Kavität gegen das Isoliervakuum, somit treten im Normalfall nur geringe Druckunterschiede auf. Bereits nach der chemischen Behandlung und anschließender Hochdruckreinigung kann die Kavität noch im Reinraum mit dem kalten Fenster geschlossen werden. Dadurch ergibt sich eine Trennung zwischen der unter Reinraumbedingungen präparierten Kavität und der variablen Hochfrequenz-Einkopplung. Das kalte Fenster besteht aus einer 2,4 mm dicken, vasenförmigen Keramik. Die industrielle Herstellung der verwendeten Keramik (Aluminiumoxid) ist inzwischen so verfeinert, dass sich extrem reine und beliebig geformte Strukturen herstellen lassen, die gerade wegen dieser extremen Reinheit sehr geringe HF-Verluste aufweisen. Dabei spielen die HF-Verluste innerhalb der Keramik nicht nur bzgl. der kryogenischen Stabilität der Keramik eine Rolle, sondern auch hinsichtlich der Minimierung der gesamten Wärmeverluste im Bereich des flüssigen Heliums.



Abb. 4.17: Foto des kalten Keramikfensters mit Beschichtung (links) und ohne Beschichtung (rechts).

Die Wärmeleitung der Keramik ist bei 4 K sehr gering. Dadurch ergeben sich höhere Temperaturgradienten, die zu mechanischen Spannungen im Material führen können und wegen der geringen Bruchdehnung besonders berücksichtigt werden müssen. Die mittlere zulässige Verlustleistung in der Keramik beträgt etwa 20 mW.

Als Flanschmaterial wurde Titan gewählt, das einen ähnlichen Temperaturkoeffizienten wie die Keramik besitzt, sodass die hohen Temperaturunterschiede während des Herunterkühlens nicht zu Spannungen in der Metall-Keramik Verbindung führen. Außerdem ist Titan unmagnetisch, wodurch die Gefahr von „einfrierenden Magnetfeldern“ und damit die Verschlechterung der supraleitenden Eigenschaften verhindert wird.

Diese Art der Einkopplung wurde bereits in den 70er Jahren bei normal leitenden Beschleunigerstrukturen eingesetzt [Böhne79], und die dort gewonnene langjährige Erfahrung half maßgeblich bei der Umsetzung zur Nutzung unter tiefen Temperaturen. Der Einsatz der Aluminiumoxid-Keramik bei einer Temperatur von 4 K verlangt im betrachteten Fall allerdings eine deutliche Einschränkung der möglichen Verluste auf etwa 1/1000 im Vergleich zu den Auslegungswerten bei Raumtemperatur.

Zur Unterdrückung statischer Aufladungen ist eine schwach leitende Beschichtung unumgänglich. Obwohl das Fenster im Bereich maximalen Magnetfeldes eingesetzt wird, ergeben sich nicht zu vernachlässigende elektrische Felder, die eine besondere Wahl der Beschichtung erfordern. Zum einen muss eine bei tiefen Temperaturen genügende elektrische Leitfähigkeit gegen statische Aufladungen gegeben sein, und zum anderen dürfen die HF-Verluste nicht maßgeblich in Erscheinung treten.

Der spezifische Widerstand einer metallischen Beschichtung sinkt bei tiefen Temperaturen bis zu einem von Verunreinigungen abhängigen konstanten Wert. Die Einhaltung zulässiger HF-Verluste hätte auch bei starken Verunreinigungen extrem dünne Schichten zur Folge. Hinzu kommt, dass das Gefüge Keramik-Beschichtung wegen der hohen Temperaturunterschiede während der Abkühlphase nicht zu hohe Unterschiede im Temperaturgradienten aufweisen darf. Als optimal erwies sich eine amorphe Germanium-Schicht, die mittels einer Aufdampfereinrichtung [Krings03] nach einer Reinigung der Keramik aufgebracht wurde. Dieser Prozess ist zwar hinsichtlich Wiederholrate und HF-Verlusten noch nicht optimiert, wurde aber zur Untersuchung der Prototypen bereits eingesetzt und wies keine nachweislichen Probleme auf.

Die Schichtdicke liegt im Bereich von 50-80 nm. Schichtdicken größer als 80 nm würden einen zu großen Wechselfeld-Leitwert aufweisen und die Verluste im Bereich des flüssigen Heliums maßgeblich beeinflussen [Schug03].

Die Beschichtung begünstigt zudem noch die Reduzierung des hohen Sekundär-Elektronen-Emissions-Koeffizienten der Keramik (Aluminiumoxid) und verringert damit das Multipacting-Risiko im Bereich der Resonator-Endkappen. Im Vergleich zu Kupfer weist Aluminiumoxid einen mehr als dreifachen Sekundär-Elektronen-Emissions-Koeffizienten auf [Lilje98].

4.7.2 Berechnung der Koppelschleife

Die Berechnung der Koppelschleife kann auf verschiedene Weise durchgeführt werden. Die einfachste Methode ist hierbei die direkte Berechnung aus den Feldwerten. Anhand der numerischen Simulationen lässt sich das magnetische und elektrische Feld am Scheitelpunkt der Resonator-Endkappen bestimmen. Da sich der Kopplerstutzen wie ein Cut-Off-Rohr verhält, kann man einen exponentiellen Abfall des B-Feldes bzw. E-Feldes entlang dieses Rohres voraussetzen. Nimmt man nun quer zur Koppelschleife ein konstantes Feld an (1.Näherung), so lässt sich das Integral $\int \dot{B} dA$ über die Koppelschleife berechnen und in Abhängigkeit der Schleifen-Eintauchtiefe die induzierte Spannung bestimmen.

Für den Fall der optimalen Anpassung nach Gleichung (4.18) bei einem Strahlstrom von 2 mA und einen Energiegewinn von etwa 1,1 MeV pro Kavität, beträgt die erforderliche HF-Leistung etwa 2,6 kW (Phasenvorschub und Transittime Faktor sind enthalten), die nun fast reflexionsfrei durch den Koppler übertragen werden. Durch die koaxiale Ausführung des Kopplers mit einem Wellenwiderstand von 50Ω ergibt sich somit eine Spitzen-Spannung an der Koppelschleife von:

$$U_0 = \sqrt{2 P_{for} R} = \sqrt{2 \cdot 2,6 kW \cdot 50 \Omega} = 510 V. \quad (4.20)$$

Aus Sicht des Resonators ergibt sich mit:

$$\int \dot{B} dA = \oint E dl \quad (4.21)$$

eine induzierte Spannung U_{ind} , die für die auf den Strahlstrom angepasste Kopplung gerade dem U_0 aus Gl. (4.20) entsprechen muss. Zur induzierten Spannung trägt unter optimal eingesetzter Koppelschleife nur das radiale E-Feld am unteren Schleifenbereich bei, da das axiale E-Feld null ist und im Bereich der Zusammenführung der eigentlichen Koppelschleife aufgrund des exponentiellen Abfalls das radiale E-Feld vernachlässigbar ist.

Die effektive Länge der Koppelschleife unter Berücksichtigung des radialen E-Feldes beträgt dabei etwa 18 mm. Somit braucht man ein mittleres E-Feld von $E_{avg} = 4 \cdot 10^4$ V/m zur Erzielung der induzierten Spannung. Aus den Simulationen ergibt sich bei maximaler Eintauchtiefe der Koppelschleife, die durch das kalte Fenster begrenzt wird (Abb. 4.18), eine induzierte Spannung von 2700 V.

Die dazu simulierte E-Feldverteilung entlang der unteren Koppelschleife bei einem Beschleunigungsfeld von $E_{acc} = 8$ MV/m und der benutzte Integrationsweg X zur Berechnung der induzierten Spannung sind in Abb. 4.19 dargestellt. Auch unter Berücksichtigung der Feldänderung durch die Koppelschleife selbst kann leicht eine notwendige induzierte Spannung von etwa 510 V erreicht werden, wodurch sichergestellt ist, dass der zusätzliche Platzbedarf durch das kalte Fenster das Erreichen der Kopplerparameter nicht beeinträchtigt. Insbesondere für den 320 MHz-Resonator könnte das kalte Fenster zur Reduzierung der Verluste in der Keramik sogar noch weiter aus dem Resonator montiert werden.

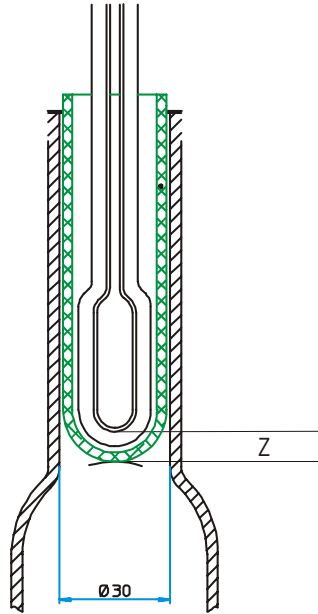


Abb. 4.18: Ankopplung des HF-Kopplers an den Resonator unter Berücksichtigung des kalten Fensters (Z: Eindringtiefe der Koppelschleife).

Zudem erlaubt die mechanische Anordnung durch weiteres Herausziehen der Koppelschleife (Vergrößern von Z aus Abb. 4.18) aus dem Resonator eine kritische Ankopplung. Dadurch kann bereits bei den Tests der Prototypen im Bad-Kryostaten eine optimale Einstellung zur Bestimmung der supraleitenden Eigenschaften sichergestellt, aber auch eine Kopplung gemäß den vorgesehenen Parametern des Linacs für COSY eingestellt werden.

Eine nähere Betrachtung des Cut-Off-Verhaltens für den zur Kopplung benutzten Bearbeitungsstutzen ermöglicht direkt eine Aussage über die mechanische Kopplerstellung in Bezug auf die erforderliche externe Güte.

Für den betrachteten Rundhohlleiter (Bearbeitungsstutzen) ergibt sich mit einem Durchmesser von $D = 30 \text{ mm}$ die Grenzfrequenz ausbreitungsfähiger TE-Wellen zu:

$$f_c = \frac{p'_{11}}{\pi D \sqrt{\mu \epsilon}} = 5,86 \text{ GHz} \quad p'_{11} = 1. \text{ Nullstelle der Ableitung der ersten Besselfunktion } J_1. \quad (4.22)$$

Bei einer Betriebsfrequenz von 160 MHz (bzw. 320 MHz) wird die Ausbreitungskonstante β rein imaginär, und die Welle wird gedämpft mit [Meinke66]

$$e^{-\alpha z} = e^{-j\beta z} = e^{-j\sqrt{\omega^2 \mu \epsilon - \left(\frac{2\pi p'_{11}}{D}\right)^2} z} = e^{-0,123 \cdot Z / [\text{mm}]} \quad (4.23)$$

Aus Gl. (4.23) ergibt sich eine Feldabnahme von etwa 1 dB/mm. Man benötigt somit einen Einstellbereich von 30 mm, um eine Änderung der belasteten Güte von 10^6 nach 10^9 zu erzielen.

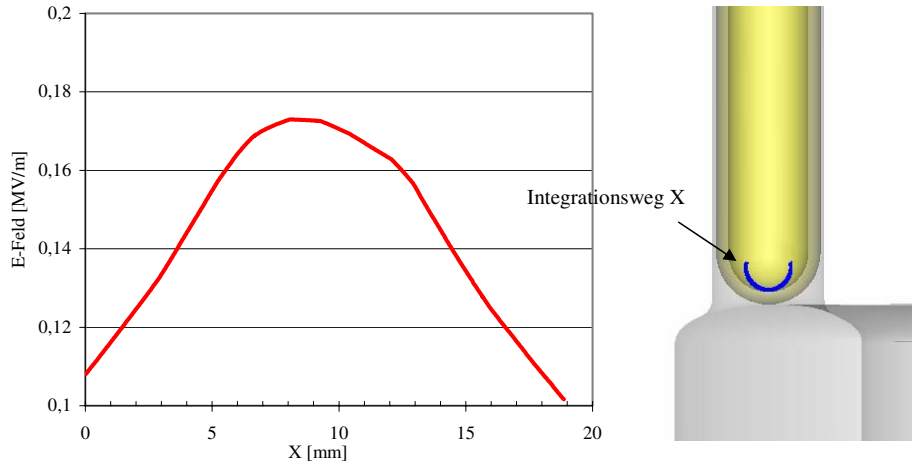


Abb. 4.19: Elektrisches Feld entlang der gedachten Koppelschleife bei maximaler Eintauchtiefe und einer angenommenen Beschleunigungsstärke von $E_{\text{acc}} = 8 \text{ MV/m}$.

4.7.3 Thermische Betrachtungen

Da der Koppler eine direkte Verbindung zwischen Raumtemperatur und dem 4 K-kalten Bereich herstellt, ist eine thermische Berechnung und die Berücksichtigung kryogener Aspekte bei der Kopplerauslegung unerlässlich.

Insbesondere der Wärmeeintrag bei 4 K durch den mechanischen Aufbau des Kopplers spielt zur Auslegung des Kryostaten und der Helium-Verflüssigungsanlage eine bedeutende Rolle. Die Anordnung des He-Reservoirs oberhalb der Resonatoren im Kryostaten erlaubt dabei eine vorteilhafte Verlängerung des Kopplers, ohne das HF-Verhalten zu beeinflussen.

Das thermische Ersatzschaltbild sowie die verschiedenen Temperaturniveaus sind in Abb. 4.20 dargestellt. Der Außenleiter besitzt eine direkte Anbindung an das Kühlschild, welches durch das abströmende Helium auf etwa 60 K gehalten wird. Es besteht keine direkte Verbindung zum Führungsrohr, welches auf 4 K-Niveau endet. Der Außenleiter ist lediglich über Federn mit dem Führungsrohr thermisch verbunden und weist somit einen geringen Wärmeeintrag auf. $R_{\text{th, Übergang}}$ setzt sich zusammen aus einem geringen thermischen Widerstand $R_{\text{Führungsrohr}}$, das die Wärmeleitung im Führungsrohr berücksichtigt, und dem hohen Widerstand R_{Feder} , hervorgerufen durch die Kontaktfeder, die der mechanischen Führung des Kopplers dienen und bis auf die Reduzierung von Mantelwellen keine hochfrequenztechnische Funktion besitzen. Der Innenleiter wird ohne zusätzliche Stütze nur am warmen Fenster geführt und geht über die Koppelschleife direkt in den Außenleiter über.

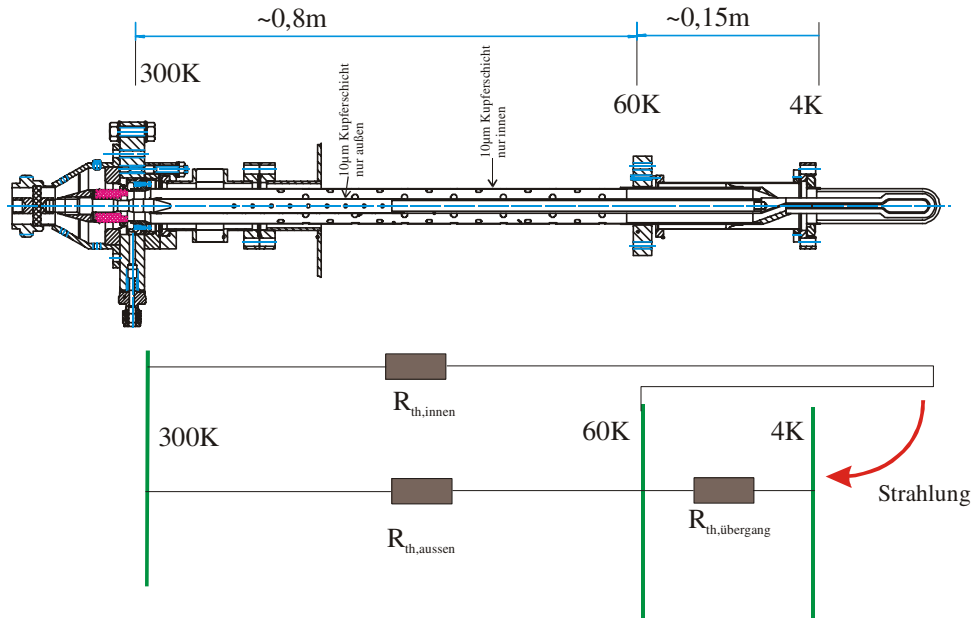


Abb. 4.20: Thermisches Ersatzschaltbild des Kopplers unter statischen Bedingungen (keine HF).

Die warmen Teile von Außen- und Innenleiter bestehen aus dünnwandigen Stahlrohren mit einer 10 µm dicken Kupferschicht zur Reduzierung der HF-Verluste. Diese Anordnung garantiert eine sehr geringe Wärmeleitung auf das 4 K-Niveau. Der statische Wärmeeintrag setzt sich zusammen aus den dünnwandigen Edelstahlrohren und den jeweiligen 10 µm dicken Kupferschichten. Aufgrund der geringen Eindringtiefe des HF-Feldes von etwa 6 µm ist eine dickere Kupferschicht zur Minimierung der HF-Verluste nicht notwendig. Die zur Wärmeleitung beitragenden Flächen des Innenleiters betragen somit: $F_{cu} \approx 2\pi r_i * 10\mu m = 0,4\text{ mm}^2$ bzw. $F_{Stahl} \approx 2\pi r_i * 0,1\text{ mm} = 3,8\text{ mm}^2$ und analog dazu die Flächen des Außenleiters $F_{cu} \approx 2\pi r_a * 10\mu m = 0,9\text{ mm}^2$ bzw. $F_{Stahl} \approx 2\pi r_a * 0,5\text{ mm} = 43\text{ mm}^2$, mit r_i : Radius des Innenleiters und r_a : Radius des Außenleiters.

Mit Hilfe der Wärmeleitintegrale für Kupfer und Stahl ergibt sich der statische Wärmeeintrag auf 60 K durch den Koppler als Summe von Innenleiter und Außenleiter:

$$\dot{Q}_{\text{Innenleiter}} = (\Lambda_{cu,300K} - \Lambda_{cu,60K}) * \frac{F_{Cu}}{l} + (\Lambda_{Stahl,300K} - \Lambda_{Stahl,60K}) * \frac{F_{Stahl}}{l} = 50\text{ mW} + 13\text{ mW} = 63\text{ mW}$$

$$\dot{Q}_{\text{Außenleiter}} = (\Lambda_{cu,300K} - \Lambda_{cu,60K}) * \frac{F_{Cu}}{l} + (\Lambda_{Stahl,300K} - \Lambda_{Stahl,60K}) * \frac{F_{Stahl}}{l} = 0,1\text{ W} + 0,15\text{ W} = 0,25\text{ W}$$

Neben der Wärmeleitung liefert die Koppelschleife einen Wärmeeintrag auf 4 K durch Strahlung. Auch unter Berücksichtigung einer Erwärmung der Koppelschleife durch die HF-

Verluste ist die Wärmestrahlung jedoch vernachlässigbar klein, wie im Folgenden gezeigt wird. Nimmt man den Koppler als „Schwarzen Strahler“ an, so ergibt sich über den gesamten Raumwinkel aus dem Stefan-Boltzmann-Gesetz die Strahlungsleistung L zu:

$$L = \sigma * F * T^4, \text{ mit } \sigma = \frac{\pi^2 k^4}{60 c^2 h^3} \approx 5,7 * 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4}. \quad (4.24)$$

Eine großzügige Approximation der Strahlungsfläche F des Kopplers findet man durch die Zylinderfläche $F = 2\pi * r * h = 5 * 10^{-3} m^2$, mit $r = 8 \text{ mm}$ und $h = 10 \text{ cm}$. Damit ergibt sich auch bei einer Temperatur der Koppelschleifen von 100 K eine Strahlungsleistung von unter 30 mW . Die tatsächliche Strahlungsleistung ist mit Sicherheit noch viel kleiner, da der Emissionsgrad bei Kupfer deutlich kleiner als der eines „Schwarzen Strahlers“ ist.

Zusätzlich zum statischen Wärmetransport sind die Verluste durch die übertragene Hochfrequenzleistung zu berücksichtigen. Im ungünstigsten Fall ergibt sich ein Betriebsmode mit 100 W CW und 4 kW gepulster HF-Leistung bei einem Tastverhältnis von 1% . Auch unter Berücksichtigung von 100% Reflexion ergibt sich eine Verlustleistung von unter $0,6 \text{ W}$. Nur ein Bruchteil dieser Leistung wird über die Federkontakte ans 4 K-Niveau abgegeben. Fasst man die Verluste durch Wärmeleitung von Innen- und Außenleiter sowie die HF-Verluste zusammen und nimmt man eine großzügige Abschätzung der durch die Federkontakte übertragenden Leistung von 10% an, so ergibt sich insgesamt inklusive der Strahlungsleistung eine Verlustleistung von $0,1 \text{ W}$ pro Koppler bei 4 K .

4.7.4 Prototyp-Messungen des HF-Kopplers

Bereits bei Raumtemperatur lassen sich Messungen im Zeitbereich zur Bestimmung der örtlichen Reflexionen insbesondere am warmen coaxialen Fenster durchführen.

Eine Zeitbereichsmessung bei 801 Messpunkten und einem Frequenzhub von $0,045 - 2 \text{ GHz}$ ist in Abb. 4.21 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die hohe Reflexion am Ende der Koppelschleife, die nicht durch einen reflexionsarmen Abschluss ersetzt wurde. Darüber hinaus erkennt man die Reflexionen am Ort des warmen Fensters. Mit etwa 15% ist diese Reflexion, bedingt durch die hohe Endfrequenz der Messung, relativ hoch.

Betrachtet man nur den Bereich des warmen Fensters durch die Fensterfunktion moderner Netzwerkanalysatoren (Gated) und transformiert diesen Bereich zurück in den Frequenzbereich, so sieht man, dass bei 160 MHz bzw. 320 MHz ein Reflexionsfaktor von unter -25 dB erreicht wird (Abb. 4.22). Da alle weiteren coaxialen Übergänge und die Vakuum-Leitung breitbandig als 50Ω -System ausgelegt wurden, lässt sich der Koppler somit für beide Betriebsfrequenzen ohne Modifikationen einsetzen. Eine weitere Reduzierung des Reflektionsfaktors wird allerdings durch Optimierung der Federkontakte angestrebt.

Zeitbereichsmessung S11

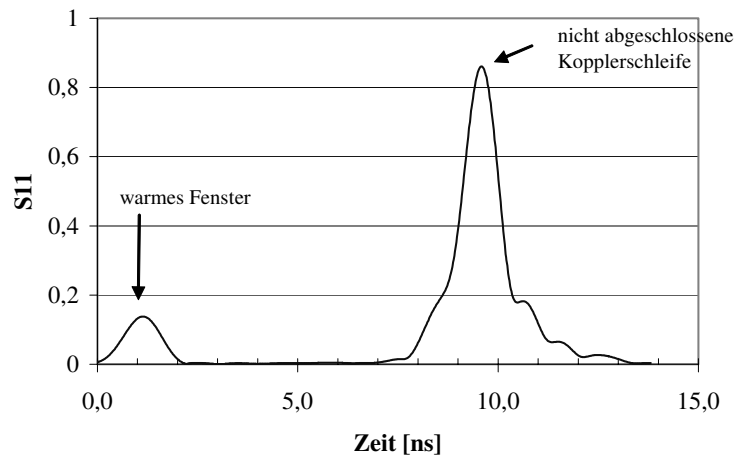


Abb. 4.21: Zeitbereichsmessung mit 801 Punkten im Frequenzbereich von 45 MHz-2 GHz zur Bestimmung der ortsspezifischen Reflexionsfaktoren.

Koaxiales Fenster (Gated)

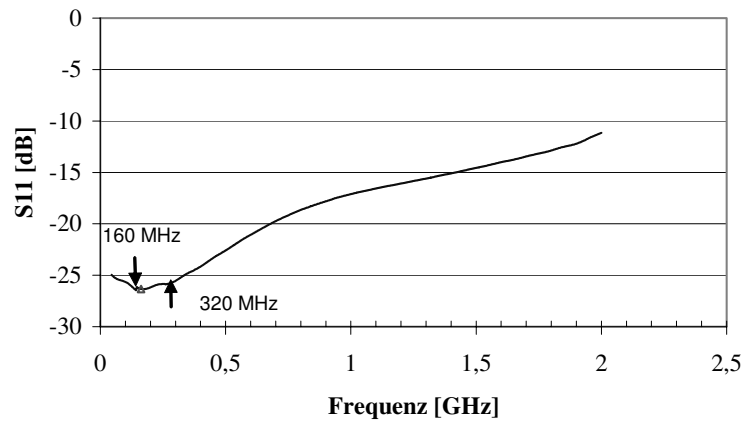


Abb. 4.22: Fourier-Transformierte der Reflexionsmessung im Bereich des koaxialen Fensters.

Zur Untersuchung des Kopplers auf Multipacting und Hochfrequenz-Überschläge wurde der Koppler ohne Kavität im Bad-Kryostaten eingebaut und mit HF beaufschlagt. Der Kryostat dient dabei lediglich als Vakuumgefäß und weist im betrachteten Frequenzbereich keinerlei Resonanzen auf, wodurch der Koppler über den gesamten Leistungsbereich bei totaler Reflexion betrieben wird. Bereits bei einer HF-Leistung von 20-30 W zeigte sich

erwartungsgemäß die erste Multipacting Schwelle, die auch durch Leuchterscheinungen sichtbar wurde, aber innerhalb weniger Minuten verschwand. Diese Schwelle konnte leicht durch höhere Leistungen überwunden werden. Da im betrachteten Leistungsbereich keine weiteren Schwellen im HF-Koppler vorhanden sind, lassen sich bei den Kalttests mit Resonator alle weiteren Multipacting-Schwellen eindeutig der Kavität zuordnen.

Als kritisch erwies sich bei den ersten Kopplertests der Übergang von der rein coaxialen Führung zur eigentlichen Schleife, da der Koppler hier den geringsten Abstand zwischen Innenleiter und Außenleiter aufweist (siehe Abb. 4.23, Markierung). Bei einem Vakuum von etwa 10^{-3} hPa traten dort schon mit HF-Leistungen unterhalb von 100 W starke Lichtbogenentladungen auf, die deutliche Spuren im Kupfer hinterlassen haben.

Eine Modifikation des Überganges ist zwingend erforderlich, kann allerdings ohne grundlegende Änderung des Konzeptes durchgeführt werden.



Abb. 4.23: Foto der Koppelschleife: Markiert ist der kritische Bereich beim Übergang der coaxialen Struktur zur Koppelschleife.

Neben der eigentlichen Koppelschleife erkennt man in Abb. 4.23 den Kupfer-Anschluss zum 60 K-Kühlschild sowie die zur Führung verwendeten Federn, die über das Führungsrohr an der Kavität den einzigen direkten thermischen Übergang zum 4 K-Bereich darstellen.

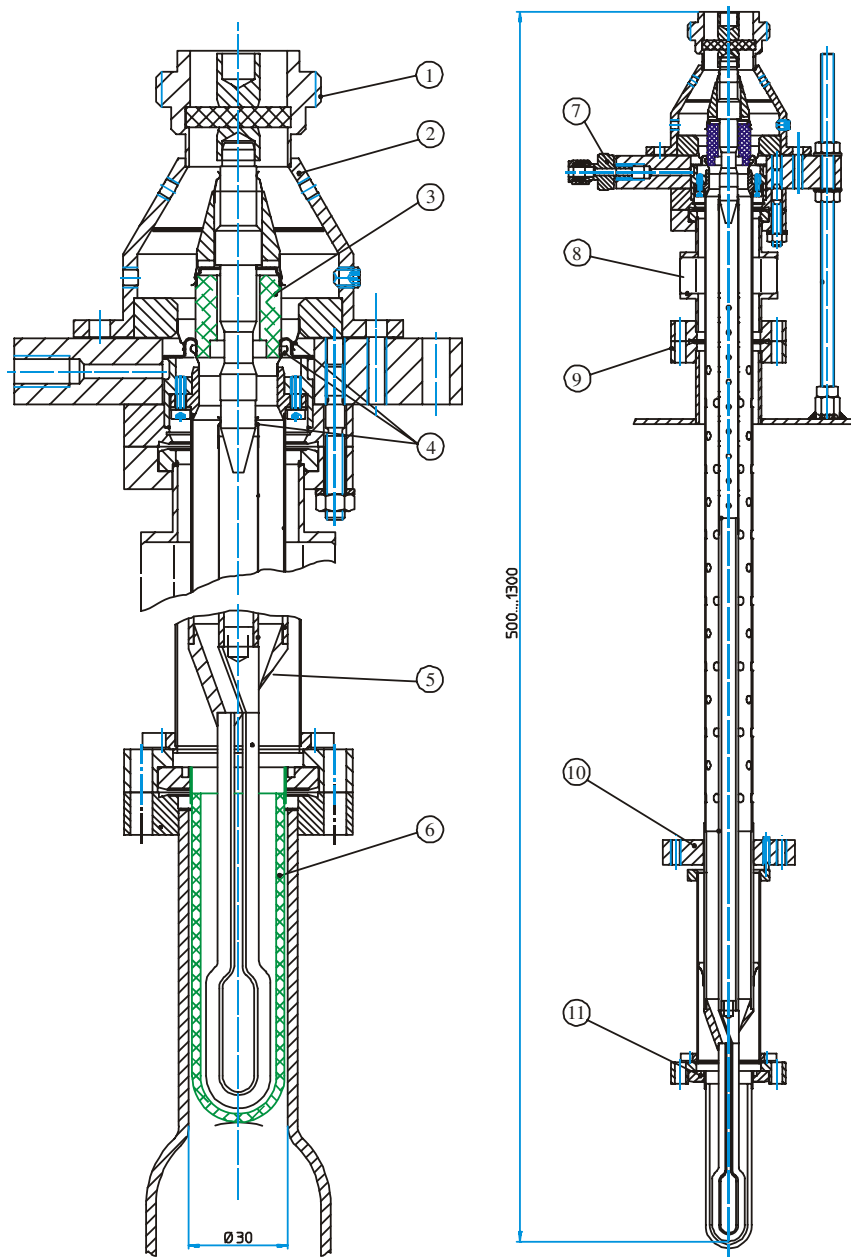


Abb. 4.24: Übersichtszeichnung HF-Koppler inklusive kaltes Fenster, 1) 13-30 HF Anschluss, 2) koaxialer Übergang, 3) warmes Fenster, 4) Kontaktfedern, 5) Übergang zur Koppelschleife, 6) kaltes Fenster, 7) Druckluftanschluss, 8) Faltenbalg, 9) CF Anschluss zum Kryostaten, 10) Anschluss ans thermische Schild, 11) CF Anschluss des kalten Fensters zum Resonator.

4.8 Tuner

Die Tunereinheit zur Einstellung der Resonanzfrequenz unterscheidet sich bei den HWR maßgeblich von den QWR-Strukturen. Das einfache, aber bewährte Konzept, durch Drücken der Bodenplatte [Laxdal03] die Resonanzfrequenz einzustellen, lässt sich bei den HWRs nicht übernehmen. Hinzu kommt die Schwierigkeit, zur Kompensation der Lorentzkraft-Verstimmung eine schnelle Tuningeinheit zu integrieren. Ein elektrischer Tuner wird aufgrund der hohen gespeicherten Energie im Resonator (160 MHz HWR: ~ 10 J) sehr komplex. Deshalb wurde eine rein mechanische Lösung vorgezogen. Dabei wird die sich durch die Abflachung im Bereich der Strahlöffnungen ergebende hohe Kapazität ausgenutzt. Die durch Auseinanderziehen bzw. Zusammendrücken der Strahlöffnungen erzielte Kapazitätsänderung ruft die gewünschte Frequenzänderung hervor. Abb. 4.25 zeigt die aus elektromagnetischen Simulation berechnete Frequenzänderungen unter Variation des Abstandes Innen- zu Außenleiter. Die Empfindlichkeit ist mit etwa 150 kHz/mm sehr hoch, berücksichtigt allerdings nicht exakt die tatsächliche mechanische Verformung durch den Tuner, die nach groben Abschätzungen einen etwa 20% geringerer Frequenzhub bewirken könnte. Auch bei einer Empfindlichkeit von 100 kHz/mm können leicht die zu erwartenden Frequenzänderungen kompensiert werden.

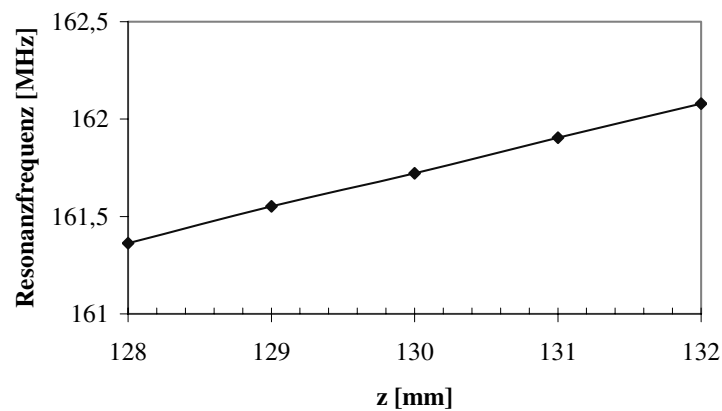


Abb. 4.25: Tuningempfindlichkeit aus elektromagnetischen Simulationen. Mit z wird dabei der Abstand der Außenleiterflächen im Bereich der Strahlöffnungen bezeichnet.

Die Resonanzfrequenz des Halbwellen-Resonators wird maßgeblich von dessen Länge bestimmt. Zwar lassen sich während der Fertigung die einzelnen Komponenten für eine erste Messung zusammenfügen, doch ergibt sich aufgrund der endgültigen Elektronenstrahl-schweißung (EB-Schweißung) von Innen- und Außenleiter mit den Endkappen wegen der schwankenden Schrumpfung der Schweißnaht eine maßgebliche Toleranz, die bei der Auslegung des Tuners berücksichtigt werden muss. Die Schrumpfung einer EB-Naht liegt im

Bereich von 0,7 mm +/-0,2 mm. Eine Änderung der Resonatorlänge von 1 mm hat dabei bereits eine Frequenzänderung von etwa 170 kHz zur Folge.

Neben diesen fertigungstechnischen Toleranzen spielen noch die sich aus der Abkühlung und der Druckunterschiede ergebenden Frequenzverstimmungen eine wichtige Rolle. Während die Resonanzfrequenzänderung durch Abkühlung auf 4 K hauptsächlich durch die Längenänderung des Resonators bestimmt ist und sich daher relativ genau bereits durch den Zusammenhang $\Delta l = \alpha * l * \Delta T$ (α : Ausdehnungskoeffizient von Niob) berücksichtigen lässt, erfordert die Resonanzfrequenzänderung durch Druckänderung eine genauere Betrachtung. Nach Kapitel 4.4.2 ergibt sich eine Druckempfindlichkeit der Kavität zu 100 Hz/hPa. Damit ergeben sich die größten Resonanzfrequenzänderungen durch die Druckstabilität im flüssigen Helium.

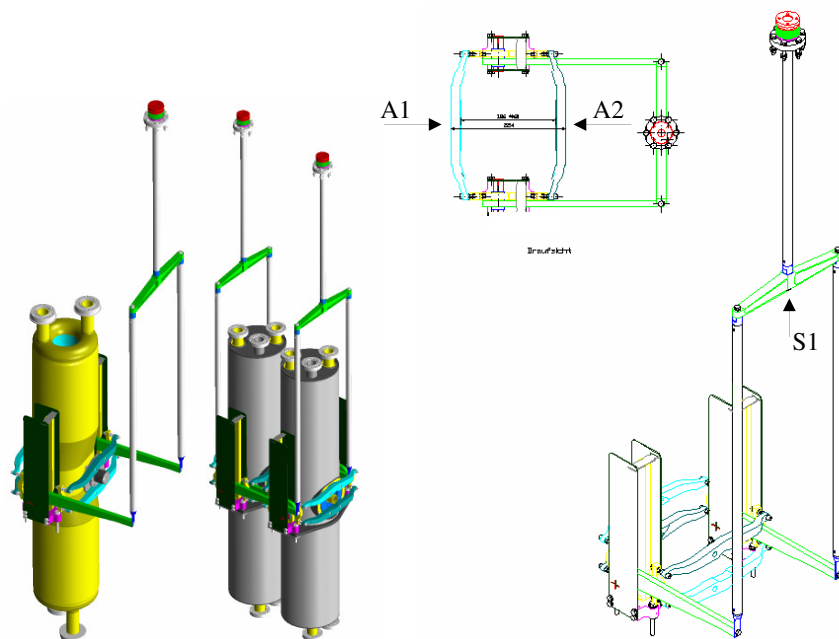


Abb. 4.26: Tuner-Konfigurationen und Lage der Wegaufnehmer zur Vermessung der Wegumsetzungen.

Da die Mechanik bei tiefen Temperaturen eingesetzt wird und schnelle Änderungen übertragen werden sollen, werden keine Gelenke, sondern nur Festkörperelemente eingesetzt. Dies garantiert ein fast schlupffreies Verhalten und minimiert die Problematik von komplexen mechanischen Systemen bei tiefen Temperaturen. Zentrale Bauteile sind dabei die Torsionswellen der beiden Hebelarmsysteme (Abb. 4.27).

An den beiden Hebelarmen werden die Verbindungselemente montiert, die oberhalb der Kavität zu einer zentralen Führungsstange zusammengefasst sind. Die nunmehr transversale Bewegung wird über einen Faltenbalg aus dem Kryostaten geführt. Das Risiko der

Übertragung von Vibrationen durch die lange Führungsstange wird durch die 1:7-Umsetzung im Hebelsystem reduziert.

Details zur Umsetzung der vertikalen Bewegung in die symmetrische horizontale Bewegung an den Strahlöffnungen der Kavität sind in Abb. 4.27 dargestellt.

Damit kein zusätzlicher Platzbedarf in Strahlrichtung entsteht, ist die Tunereinheit leicht versetzt montiert und erlaubt eine kompakte Anordnung von zwei gegeneinander ausgerichteter Resonatoren nebst Tuner (Abb. 4.26).

Die eigentliche aktive Einheit – bestehend aus Schrittmotor und Piezo-Translatoren – befindet sich außerhalb des Kryostaten, wodurch die Wartungsfreundlichkeit erheblich verbessert wird und keine vakuum- oder temperaturspezifischen Einschränkungen berücksichtigt werden müssen. Zwar ergibt sich durch die mechanische Umsetzung zwischen Kavität und der langen Führungsstange eine Reduktion des möglichen Verstellweges der schnellen Piezo-Translatoren, doch verglichen mit der Reduktion bei einer Montage im 50 K kalten Inneren des Kryostaten ist diese verhältnismäßig gering.

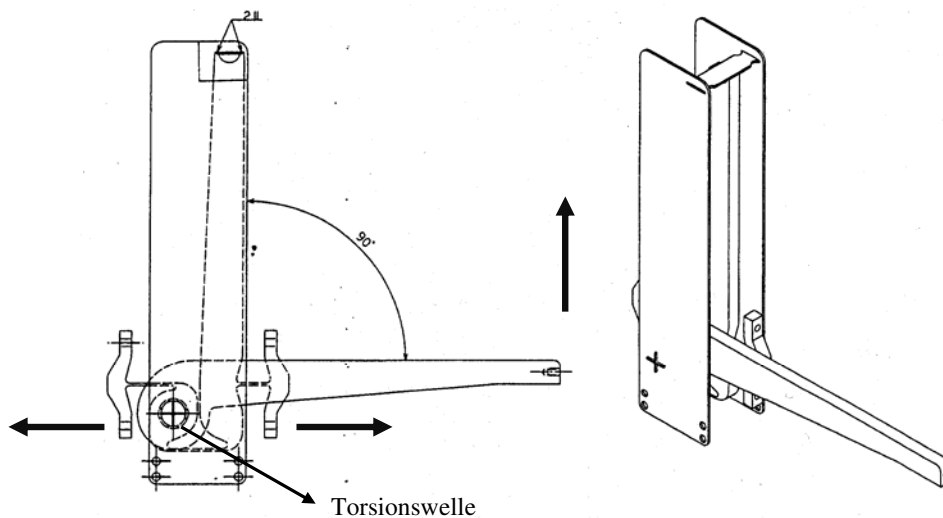


Abb. 4.27: Prinzipbild der Tunereinheit.

Sind bisher Piezo-Translatoren vornehmlich zur Positionierung im Nanometerbereich bzw. als Sensoren eingesetzt worden, so gewinnen sie zunehmend Bedeutung in dynamischen Systemen wie bei der Entwicklung von Einspritzdüsen moderner Dieselmotoren [Fairchild] oder der Reduzierung von Vibrationen bei empfindlichen Anlagen.

Die schnellen Piezo-Translatoren werden hier zur aktiven Kompensation der Lorentzkraft-Verstimmung eingesetzt. Da diese Kompensation am Ort des Tuners der Wirkung der LKV entgegenwirken soll, muss die Führungsstange nach oben bewegt werden. Die vorgesehenen Piezos sind dabei nicht vorgespannt, wodurch eine aktive Steuerung nur durch den piezokeramischen Effekt durch Verlängerung des Stacks aufgrund der angelegten Spannung

durchführbar ist. Dies hat zur Folge, dass bei der aktiven Tunereinheit (siehe Anhang) drei Piezos parallel betrieben werden, um die notwendige Richtungsumkehrung zu erhalten. Die dynamischen Fähigkeiten unter Berücksichtigung der aktiven Last (Kavität inklusive Tuner-Einheit) werden dabei positiv beeinflusst, da sich die Gesamtkraft auf alle drei Piezos verteilt.

Die erforderlichen Kräfte zur Verstimmung der Kavität spielen nicht nur bei der Auslegung der Tuner-Mechanik eine Rolle, sondern auch bei der Wahl der zur schnellen Frequenzänderung erforderlichen Piezos. Dabei hängen diese Kräfte maßgeblich von der Dicke des verwendeten Niob-Materials ab. Trotz der mehr als Verdreifachung der Kräfte bei 3 mm Wandstärke im Vergleich zu 2 mm können Standard Piezo Elemente eingesetzt werden. Die Zugbelastungen im Niob des Resonators sind extrem hoch, Zugversuche bei tiefen Temperaturen [Möller87] zeigen aber, dass auch bei reinem Niob diese hohen Zugbelastungen bei tiefen Temperaturen möglich sind. Es muss allerdings sichergestellt werden, dass vor einer Erwärmung auf Raumtemperatur der Tuner in die Ausgangssituation zurückgefahren wird. Eine erste Version des Tuners wurde gebaut [Eichhorn03] und konnte, leicht modifiziert, bereits an den Prototypen im Bad-Kryostaten durch Verlängerung des Führungsgestänges getestet werden.

Mit Hilfe einer Federkonstruktion zur Simulation der Kavitätssteifigkeit wurden die ersten Weg-Kraft-Messungen an der kompletten Tuningeinheit bei Raumtemperatur durchgeführt. Die Kraftverteilungen entsprachen dabei den berechneten Werten.

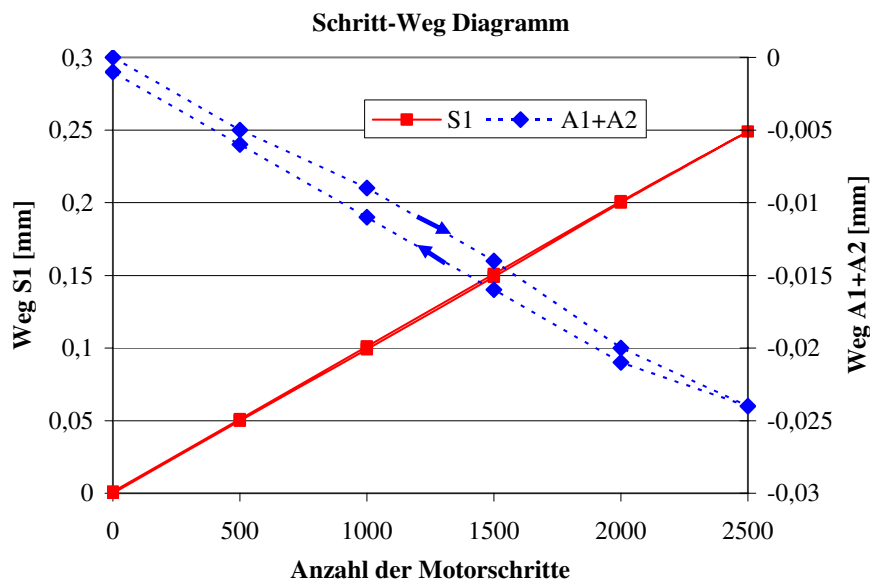


Abb. 4.28: Messung zur Umsetzung der Schrittmotorbewegung.

Betrachtet man die Wegkurven (Abb. 4.28) bei einer zyklischen Fahrkurve des Schrittmotors von 0 bis 2500 Schritte und wieder zurück nach 0 in 500 Schritten Abstand, so erkennt man

am Wegaufnehmer S1 (Position siehe Abb. 4.26), dass die Umsetzung der Schrittmotorbewegung durch das Planetengetriebe schlupffrei erfolgt. Entgegen den Berechnungen zeigte die Umsetzung der Bewegung am Ort des Resonators (A1+A2) ein höheres Übersetzungsverhältnis auf (1:10 statt 1:7). Zusätzlich trat ein Hystereseverhalten auf, vornehmlich gemessen am Wegaufnehmer A2, der den Weg nach der Symmetrisierung misst. Dieses Hystereseverhalten wurde insbesondere bei den ersten Kalttests untersucht (siehe Kap. 5.3.4).

Der Tuner wurde zunächst an der chemisch unpräparierten Kavität Typ II bei 4 K getestet und erfüllte die geforderten Spezifikationen bezüglich Tuningbereichs und Empfindlichkeit. Dabei stand zunächst die Untersuchung der Schrittmotor-Einheit zur Erprobung der Resonanzfrequenzregelung im Vordergrund.

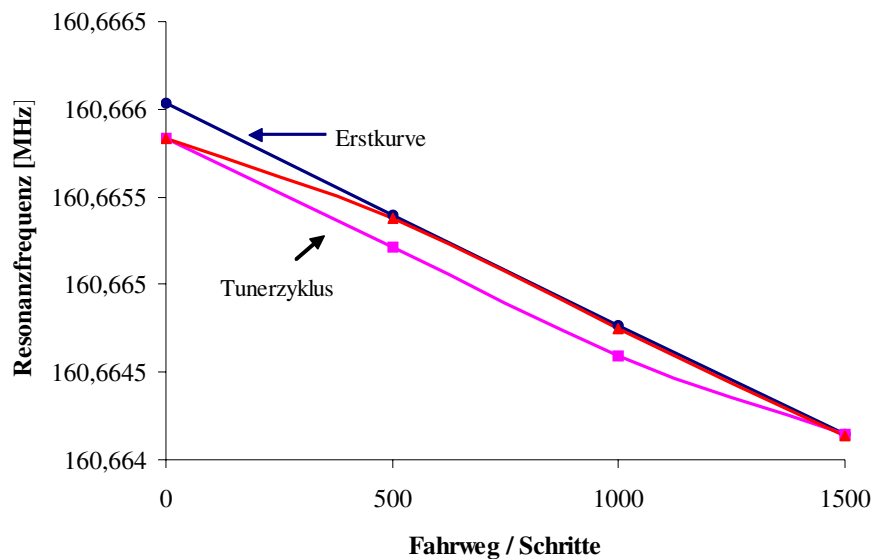


Abb. 4.29: Hystereseverhalten des Tuners.

Die direkte Resonanzfrequenzmessung ergibt eine Frequenzänderung von 1,2 Hz pro gefahrenem Schritt des Schrittmotors, wobei der Motor im Halbschrittverfahren eingesetzt wird. Die Geschwindigkeit der Frequenzänderung ist durch den Schrittmotor limitiert. Bei konstanter Schrittansteuerung kann der Motor max. mit 2 kHz im Halbschrittverfahren betrieben werden. Dies bedeutet eine Resonanzfrequenzänderung von 2,4 kHz pro Sekunde. Auch bei schneller Druckänderung im flüssigen Heliumtank, wie sie z.B. bei Befüllung des Kryostaten auftreten, ist die gewählte Motorsteuerung in der Lage, dies auszugleichen. Eine zyklische Fahrkurve über 1500 Schritte ist in Abb. 4.29 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist ein leichtes Hystereseverhalten des Tuners, hervorgerufen durch die weichen gelenkfreien Übergänge. Die direkten Folgen dieses Hystereseverhaltens wird in Kapitel 5.3.4 bei der Beschreibung des Regelkreises zur Resonanzfrequenz betrachtet.

Kapitel 5

HF-System

Im folgenden Kapitel wird das Hochfrequenz-System zur Ansteuerung der Kavitäten näher beschrieben. Dabei wird ein Gesamtsystem betrachtet, das im geplanten Linac die Beschleunigung von Protonen und Deuteronen erlaubt. Neben den eigentlichen Hochfrequenz-Baugruppen wird das analoge Regelsystem vorgestellt, das eine geforderte Feldgenauigkeit von $\pm 0,5\%$ bzw. $\pm 0,5^\circ$ sicherstellen soll.

5.1 HF-Quelle

Eine einzige hochpräzise HF-Quelle wird benutzt, um sowohl das Kleinsignal für RFQ, zusätzlich normal leitender Beschleunigungskavität für Protonen (ACAV) und Debuncher (Deb.) zu erzeugen, als auch das Eingangssignal für alle supraleitenden Strukturen (HWR) bereitzustellen. Ein Frequenzverdoppler mit anschließender Bandpassfilterung liefert daraus zusätzlich das Ansteuersignal für alle 320MHz-Kavitäten. Grundsätzlich lassen sich zwei verschiedene Verteilsysteme integrieren: Zum einen ein lineares Verteilsystem (Abb. 5.1), bestehend aus der HF-Quelle (M.O.: Master Oszillator) und eine HF-Leitung mit Teilern bei jeder Struktur entlang des LINACs, zum anderen ein zentrales Verteilsystem nach Abb. 5.2.

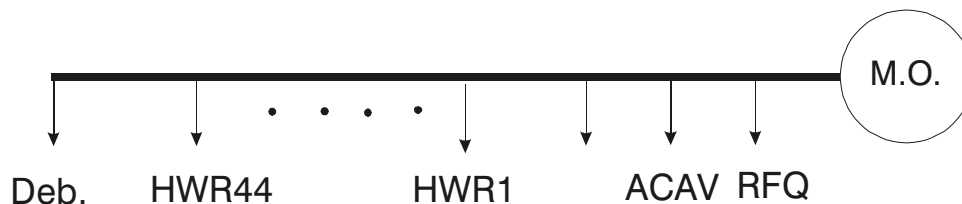


Abb. 5.1: Lineare Verteilung des HF-Signals.

Beim linearen Verteilsystem würde auch bei Verwendung einer Luft-Koax-Leitung eine Änderung der Umgebungstemperatur von 1 K eine Phasenänderung von $0,2^\circ$ bei 320 MHz und einer angenommenen Linac-Länge von 30 m bewirken. Die Temperaturstabilität in der COSY-Halle liegt bei ± 2 K, was zu einer Phasenänderung von $\pm 0,4^\circ$ führen kann. Diese Phasenänderung, die nicht von der HF-Regelung erfasst werden kann, ist als systematischer Fehler immer vorhanden und kann die Impulsstabilität des Linacs empfindlich stören. Aus diesem Grund wird eine sternförmige Verteilung bevorzugt (Abb. 5.2).

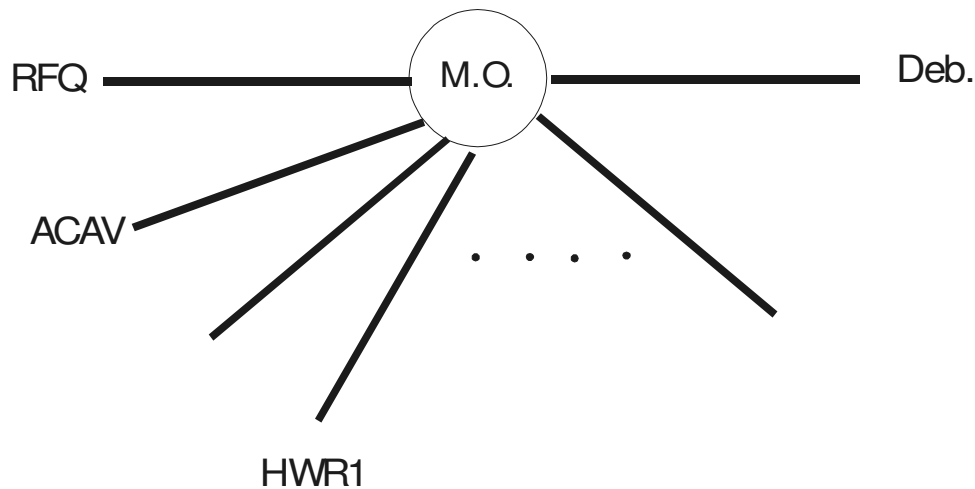


Abb. 5.2: Sternförmige Verteilung des HF-Signals unter Verwendung gleich langer Zuführungsleitungen.

Ausgehend von der HF-Quelle wird nun jede Struktur mit einer elektrisch gleich langen Leitung angesteuert. Durch Temperaturänderungen hervorgerufene Phasenänderungen in den Zuleitungen haben nun für alle Strukturen, auch für die Strahlpulse generierende RFQ-Struktur, den gleichen Wert. Der Einfluss auf das Strahlverhalten ist deutlich verringert. Lediglich der Leitungslängenunterschied von den Leistungsverstärkern zu den entsprechenden Beschleunigungsstrukturen bzw. die unterschiedlichen Längen zum HF-Regelkreis können sich bei Temperaturänderungen störend auswirken. Bei einer zentralen Ansteuerung wird eine Zuführungslänge von jeweils etwa 15-20 m benötigt.

Hinzu kommt, dass hierdurch jede Struktur über eine Schaltmatrix durch einen einzigen Netzwerkanalysator, etwa zur Suche der Resonanzfrequenz bei den supraleitenden Strukturen, angesteuert werden kann. Die Phasenschieber zur Einstellung der HF-Phase einer jeden Struktur, die insbesondere bei der Umstellung von Protonen auf Deuteronen benötigt werden, können bei dieser Anordnung zentral aufgebaut werden. Dabei reichen einfache Maßnahmen zur Reduzierung der Temperaturabhängigkeit aus.

Neben diesen beiden Möglichkeiten gibt es noch die Methode, lediglich eine relativ niedrige Frequenz (z.B. 10 MHz) eines Referenzsignals zu übertragen und damit den Phasenfehler aufgrund der Temperaturänderungen zu verkleinern; allerdings kann die Synchronisierung des HF-Signals vor Ort zu weiteren Fehlerquellen führen. Diese Methode ist bei sehr langen Beschleunigern dennoch von Vorteil. Die Möglichkeit einer Synchronisation per Funk ist bei Beschleunigern nicht üblich und wird nicht weiter untersucht.

5.2 HF-Verstärker

Die supraleitenden Strukturen weisen, wie in Tabelle 6 zu erkennen ist, extrem geringe HF-Verluste von einigen W bei Nennfeldstärke auf. Dadurch wird die erforderliche HF-Leistung maßgeblich vom Energiegewinn des beschleunigten Strahls, vom Strahlstrom und von der eingestellten Kopplung bestimmt. Unter Voraussetzung einer optimalen Kopplung bei Strahllast ($I_{\text{beam}} = 2 \text{ mA}$) und einem Energiegewinn von 1,1 MeV pro Kavität beträgt die erforderliche Leistung 2,6 kW. Neben den Zuführungsverlusten wird eine Regelungsreserve benötigt, wodurch eine Erhöhung der zur Verfügung stehenden Pulsleistung nötig ist. Das verwendete Regelkonzept (siehe Kap. 4.3) verlangt zusätzlich eine CW-Leistung im Bereich von etwa 30 W. Aufgrund der benötigten Leistung können transistorbasierende Verstärker eingesetzt werden, die sich durch geringe Anschaffungskosten und einen geringen Platzbedarf auszeichnen. Dadurch ist eine Anordnung aller benötigten Komponenten entlang des Linacs möglich, wobei die Länge der Zuleitungen zu den HWRs nur etwa 10 m beträgt. Ausgehend von einem kommerziell erhältlichen Verstärker wurde die Auslegung auf die Besonderheiten des COSY-Linacs modifiziert. Jeweils ein Prototyp-Verstärker konnte erfolgreich für 160 MHz bzw. 320 MHz getestet werden und stand für die Messungen der ersten Kavitäten zur Verfügung. Zusammenfassend sind die erreichten Parameter beider Leistungsverstärker in Tabelle 9 aufgelistet.

Tabelle 9: Gemessene Parameter der gepulsten Leistungsverstärker.

	160 MHz	320 MHz	
Max. Puls-Power	4,2	3	kW
@ Puls-Länge	10	10	ms
@ Wiederholrate	10	10	Hz
CW Leistung	>100	>100	W
Verstärkung	70	68	dB
2 nd Harmonische	>50	>50	dBc
3 rd Harmonische	>40	>50	dBc

Die Verstärker lassen sich problemlos bis zum 1dB-Kompressionspunkt einsetzen, zeigen allerdings neben dem typischen Abfall der Verstärkung im Bereich des Kompressionspunktes auch eine deutliche Phasenänderung (siehe Abb. 5.3), die zum optimalen Einsatz der Verstärker bei der Simulation der Regeleigenschaften berücksichtigt werden kann. Definitivonsgemäß zeichnet sich der 1 dB-Kompressionspunkt dadurch aus, dass bei einer bestimmten Eingangsleistung die Verstärkung um 1 dB im Vergleich zur Kleinsignalverstärkung reduziert ist. Eine weitere Erhöhung der Eingangsleistung würde zwar noch eine vergleichsweise geringere Anhebung der Ausgangsleistung hervorrufen, führt allerdings zur Betreibung der Transistoren im Sättigungsbereich.

Der HF-Verstärker ist über einen Zirkulator [Meinke86] mit der Kavität verbunden. Somit sieht die Kavität über den Koppler immer die Impedanz des Abschlusswiderstandes am Zirkulator $R_g = 50 \, \Omega$ unabhängig vom Innenwiderstand des Leistungsverstärkers. Zusätzlich schützt der Zirkulator die Endstufentransistoren im gepulsten Betrieb vor der hohen reflektierten Leistung.

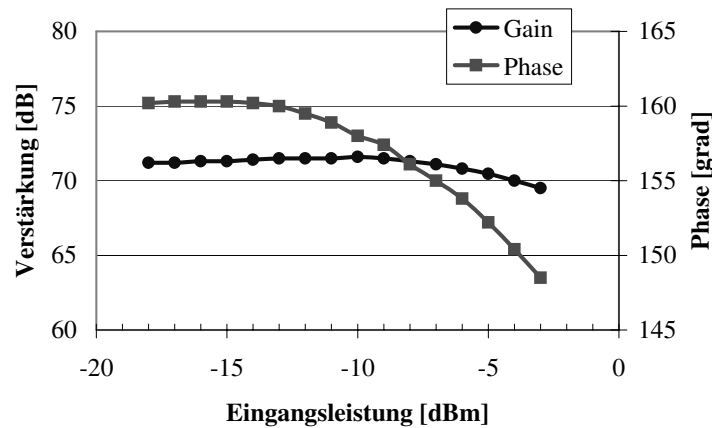


Abb. 5.3: Verstärkung und Phasengang des 4 kW-Pulsverstärker in Abhängigkeit der Eingangsleistung bei 160 MHz.

5.3 Regelkonzept

Zur Regelung von supraleitenden Strukturen gibt es weltweit verschiedene im Einsatz befindliche Konzepte. Neben dem Generator Driven Resonator-Prinzip (GDR) [Tesla01] wird auch das Konzept der Self Excited Loop (SEL) [Mosnier02, Hovater00, Simrock88] erfolgreich eingesetzt, wobei die selbsterregte Resonanzfrequenz durch ein externes Referenzsignal synchronisiert wird. SEL Konzepte haben den Vorteil, dass bereits das Rauschen der HF-Verstärker ausreicht, die Kavität anzuregen und somit ein Anschwingen des Resonators leicht möglich ist. Durch den meist relativ langsamen Prozess während des Einschwingens eignet sich die SEL besonders bei CW-Beschleunigern [Simrock01]. Gepulste Beschleuniger werden wegen der kürzeren Füllzeiten vornehmlich mit GDR betrieben. Dabei werden alle Resonatoren mit einer festen Anregungsfrequenz betrieben. Wegen der Vielzahl der im Projekt COSY LINAC eingesetzten Resonatoren und der Möglichkeit, eine Resonanzfrequenzregelung während der Strahlpausen (siehe unten) durchzuführen, wird hier die GDR bevorzugt.

Neben der Resonanzfrequenz, die durch einen separaten Regelkreis während der Strahlpausen kontrolliert wird, werden Amplitude und Phase der Hochfrequenz über eine I/Q basierende Regelschleife (siehe unten) kontrolliert. Voraussetzung hierfür schafft das gewählte Pulschema nach Abb. 5.4.

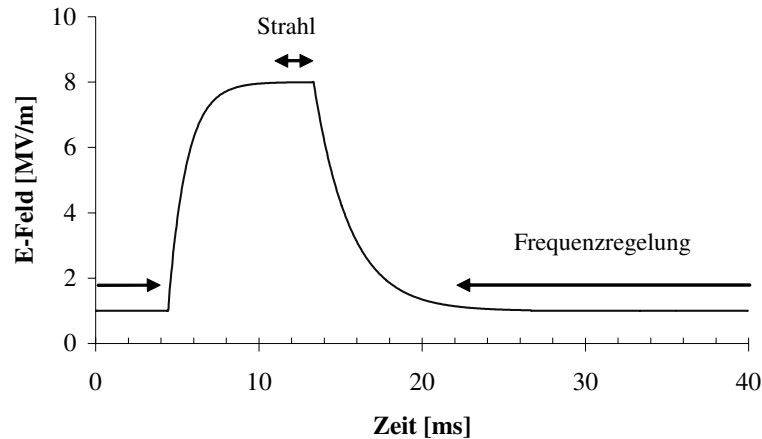


Abb. 5.4: Pulsschema zur Ansteuerung der HWR.

Die eingesetzten HF-Verstärker liefern nicht nur eine Pulsleistung von 4 kW, sondern erlauben zusätzlich auch eine CW-Leistung von mindestens 100 W, sodass ein geringes elektromagnetisches Feld immer in der Kavität vorhanden sein kann. Dieses Feld reicht aus, ein Steuersignal für den langsamen I-Frequenzregelkreis zur Verfügung zu stellen. Die Resonanzfrequenz-Einstellung selbst erfolgt über ein kombiniertes System bestehend aus einer groben Schrittmotoreinheit und einer schnellen Tuner-Einrichtung aus Piezo-Translatoren. Der Regelkreis steuert dabei zunächst nur die Motor-Kontrolle an. Eine zusätzliche Feineinstellung über die Piezo-Translatoren wäre möglich, wird aber wegen der hohen Einstellgenauigkeit der Schrittmotorsteuerung durch die hohe Übersetzung des Tuners nicht benutzt. Dadurch kann der gesamte Einstellbereich (120 μm) der Piezo-Translatoren zur Kompensation der Lorentzkraft-Verstimmung dienen, bzw. bei Feststellung eines unakzeptablen Mikrophonieverhaltens im betrachteten Umfeld zur Regelung dieses benutzt werden. Eine Trigger-Schaltung ermöglicht die Deaktivierung der Frequenzregelung während des eigentlichen HF-Pulses. Im Puls selber soll dann über eine schnelle I/Q-Regelung und Vorsteuerung das Feld auf $\pm 0,5\%$ und die Phase auf $\pm 0,5^\circ$ geregelt werden.

Die Regelung von Amplitude und Phase der Hochfrequenz lassen sich durch zwei Methoden bewerkstelligen: Eine Möglichkeit ist dabei die direkte Regelung durch ein Amplituden- bzw. Phasenstellglied [Pirk196]. Dieses Verfahren wird insbesondere bei analogen Regelungen von normalleitenden Beschleunigungsstrukturen eingesetzt und ist für supraleitende Kavitäten nicht von Vorteil. Eine andere Möglichkeit ist durch den Aufbau einer I/Q Regelung gegeben, also eine Einstellung von Amplitude und Phase der Hochfrequenz über zwei zueinander orthogonale Signale. Bei der Amplituden/Phasenregelung sollten beide Regelkreise möglichst gut entkoppelt sein, d.h. möglichst geringe Phasenänderung des Amplitudenstellgliedes und umgekehrt keine Änderung der Amplitude durch das Phasenstellglied, da sich sonst die ge-

trennten Regelkreise maßgeblich gegenseitig beeinflussen und bei Auslegung der einzelnen Regelkreise die Parameter des jeweils anderen Regelkreises besonders berücksichtigt werden müssen. Darüber hinaus hat eine Phasenänderung aufgrund der supraleitenden Kavität mit hohen Güten auch eine Amplitudenänderung zur Folge, was im Falle einer I/Q Regelung mehr oder weniger bereits kompensiert werden kann, wenn ein Arbeitspunkt von 0° bzw. 90° gewählt wird.

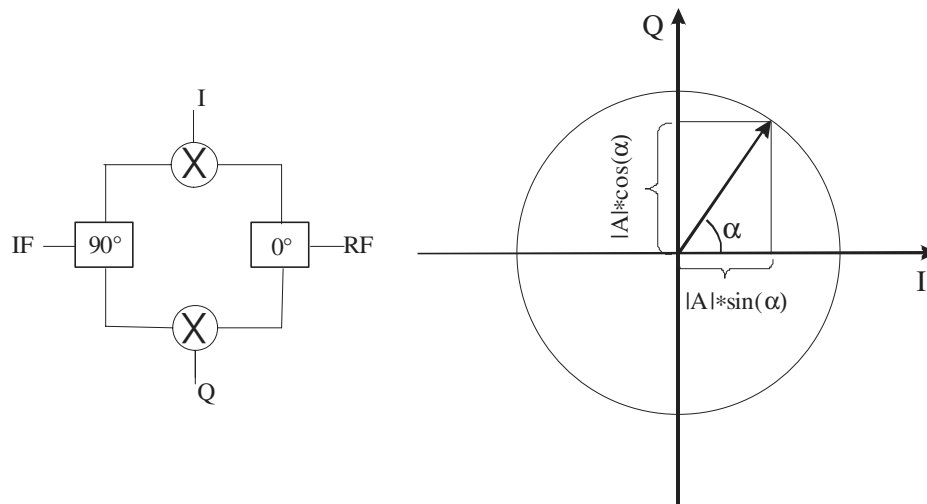


Abb. 5.5: I/Q-Modulator und I/Q-Zerlegung.

Die Zurückführung auf eine I/Q-basierende Regelung erlaubt den Einsatz zweier identischer Regelkreise, wodurch die gegenseitige Beeinflussung minimiert werden kann. Bei der I/Q-Regelung wird das HF-Signal im I/Q Modulator in seinen orthogonalen Sinus- und Cosinus-Komponenten aufgeteilt (Abb. 5.5). Über Mischer werden die I- und Q-Komponenten in der Amplitude variiert. Eine anschließende Addition der modulierten Signale führt zu dem gewünschten Ausgangssignal, das sich in Betrag und Phase einstellen lässt. Praktisch lässt sich die Phase dabei von 0° - 360° variieren.

Gegenüber einer getrennten Amplituden- und Phasenregelung weist eine I/Q Regelung ein über weite Bereiche stabileres Verhalten auf. Die höchste Empfindlichkeit für I und Q wird dabei bei einem Arbeitspunkt von 45° erreicht. Dies ist der angestrebte Arbeitspunkt der schnellen I/Q Regelung. Eine grobe Phasenänderung bei Umschaltung zwischen Protonen und Deuteronen wird durch das Phasenstellglied PHA1 (Abb. 5.6) durchgeführt. Dadurch kann der eigentliche I/Q Regelkreis jeder einzelnen Kavität immer beim gewünschten Arbeitspunkt von 45° betrieben werden und wird damit unabhängig von der gewählten Teilchensorte.

Der schematische Aufbau der gewählten Regelung ist in Abb. 5.6 dargestellt. Hierbei wird insbesondere die Möglichkeit der „quasi Pulsung“ genutzt, um Resonanzfrequenzregelung und schnelle I/Q Regelung zu trennen.

Das Phasenstellglied besteht ebenfalls aus einem I/Q Modulator, der durch die Ansteuerung lediglich eine Phasenänderung bewirkt.

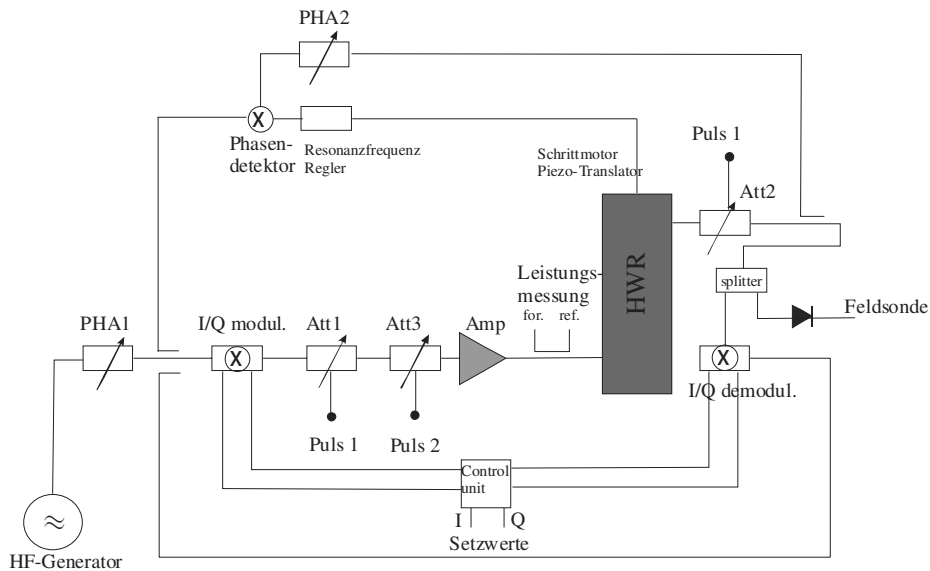


Abb. 5.6: Schematische Übersicht des HF-Systems eines Resonators.

Die eingesetzten I/Q Modulatoren weisen eine LO (lokal Oszillator) Unterdrückung von typisch 45dB auf (siehe Kapitel 5.3.1). Über den gesamten Phaseinstellbereich von 360° kann dies zu einer Phasengenauigkeit von etwa $0,4^\circ$ führen. Da es sich hierbei aber um einen systematischen Fehler handelt, reicht eine einfache Kalibrierung aus, diesen Fehler zu kompensieren und bei den DC-Einstellwerten zu berücksichtigen. Im Bereich des gewählten Arbeitspunktes der I/Q-Regelung ist dieser Fehler allerdings deutlich geringer. Zur weiteren Analyse wird ein messtechnisch bedingter Fehler von $\pm 0,1^\circ$ für jedes Phasenstellglied berücksichtigt. Zusätzlich erzeugt die Ansteuerung über einen DAC-Quantisierungsfehler. Bereits ein 12bit DAC reicht aus, den Quantisierungsfehler unter $0,25^\circ$ zu halten. Höhere Genauigkeiten sind zur Einhaltung eines vorgegebenen Arbeitspunktes wegen des I/Q Regelkreises nicht notwendig, ermöglichen allerdings dann auch keine feinere Abstimmung.

Langzeitmessung bei einer Temperaturänderung, wie sie auch im vorgesehenen Einsatzort auftreten können ($\pm 2^\circ$), ergaben einen Phasenfehler von weniger als $0,1^\circ/\text{K}$. Unter Berücksichtigung einer angestrebten HF-Phasengenauigkeit von $\pm 0,5^\circ$ ist dies gerade noch tolerierbar und erfordert keine weitere Temperaturstabilisierung. Positiv wirkt sich aus, dass alle I/Q Phasenstellglieder inklusive der RFQ-Ansteuerung lokal in einem Steuerschrank integriert sind und somit ähnliche temperaturbedingte Änderungen erfahren, die auf den Strahl dann nur sehr geringen Einfluss haben.

Ein weiteres Phasenstellglied (PHA2) wird im Resonanzfrequenzkreis benutzt. Zum einen dient es zur Nullpunktgleichung für die verwendete Phasen-Detektor Einheit, und zum

anderen kann die Kavität damit leicht verstimmt werden, um die Phasenänderung aufgrund des Strahles auszugleichen.

Nach [Haebel96] lässt sich auch im vorliegenden Fall eine Verstimmung der Kavitäts-Resonanzfrequenz zur Kompensation der Phasenänderung aufgrund des Strahlstromes I_B bestimmen zu:

$$\omega_g - \omega_c = -Q_L \left(\frac{R_a}{Q_0} \right) \frac{I_B}{U} \sin(\phi_s) * 0,5 * \Delta\omega_L \quad (5.1)$$

mit ω_g : Generatorfrequenz, ω_c : Resonanzfrequenz, Q_L die optimierte Güte bei einem Strahlstrom von I_B und einer Synchronphase von ϕ_s und daraus die Resonanzbreite $\Delta\omega_L$ sowie die Beschleunigungsspannung U .

Im vorliegenden Fall ergibt sich aus Gl. (5.1) eine Resonanzfrequenzverstimmung von $\Delta f = 10$ Hz zur optimalen Anpassung der Kavität unter Berücksichtigung der Strahllast.

Im Falle einer analogen Regelung wird ein weiteres Phasenglied zur Einstellung der Sollphase zwischen Detektion des Kavitätsfeldes durch die Feldsonde und I/Q Regelung benötigt. Dadurch wird die Synchronisation zwischen I/Q-Regelung und HF-System, bestehend aus Zuleitungen, Kavität und Feldprobe, erreicht. Bei einer digitalen Regelung kann dies durch eine Matrixoperation im DSP erfolgen, benötigt aber dennoch eine genaue Messung und lässt sich bei Systemänderungen nicht so schnell variieren wie dieses I/Q-Phasenglied.

Die Pulsung zur Einstellung des Beschleunigungsfeldes wird über zwei Dämpfungsglieder gesteuert. Dabei wird über ein Triggersignal einerseits das Dämpfungsglied ATT1 angesteuert und die Vorwärts-Leistung erhöht, andererseits wird das Kavitätssignal über ATT2 reduziert, sodass nach Erreichen des Beschleunigungsfeldes die gleichen Bedingungen für den Regelkreis erfüllt sind.

Ein zusätzlich über ein weiteres Triggersignal gesteuertes Dämpfungsglied erlaubt eine Vorsteuerung zur Kompensation des Beam-Loadings. Dieses Dämpfungsglied (ATT3 in Abb. 5.6) lässt sich in 0,5 dB Schritten einstellen und weist einen sehr geringen Phasenfehler auf. Alle Dämpfungsglieder inklusive Ansteuerlogik für zwei Kavitäten sind in einem VME-Einschub integriert (siehe Kapitel 5.3.3).

Die Geschwindigkeitsanforderung einer I/Q-Regelung wird maßgeblich von den Strahlanforderungen und der Eigenschaften der Kavität bestimmt. Die gespeicherte Energie im Falle des 160 MHz Resonators beträgt etwa $W_K = 10$ J. Bei einem angenommen Strahlstrom von $I_{\text{beam}} = 2$ mA und einer Pulsdauer von 500 μs ergeben sich $n = 500 \mu\text{s} * 160 \text{ MHz} = 80000$ Teilchenpakete mit einer Ladung von $Q_{\text{bunch}} = I_{\text{beam}} * t/n = 12$ pC pro Teilchenpaket. Der Energiegewinn pro Kavität beträgt etwa 1,1 MeV. Somit beträgt die pro Teilchenpaket aus der gespeicherten Feldenergie entnommene Energie ca. 13 μJ , die dem Feld über den Koppler wieder zugeführt werden muss. Ohne zusätzliche HF-Leistung würde es über 6500 Teilchenpakete oder 40 μs dauern, bis die gespeicherte Energie auf 1% abgefallen ist.

Somit ist eine Auslegung der I/Q-Regelung mit einer Grenzfrequenz von 1 MHz mehr als ausreichend, den gegebenen Anforderungen zu genügen.

Die zur Auslegung der Regelung notwendigen Systemparameter wurden durch die im nächsten Kapitel beschriebene Simulation bestimmt.

Zusammenfassend lassen sich die möglichen Fehlerquellen und nicht regelbaren Störquellen durch die Abb. 5.7 darstellen. Dabei wird die Resonanzfrequenzregelung zunächst nicht berücksichtigt, da diese maßgeblich den Fehler e_{kav} beeinflusst und somit genügend erfasst werden kann.

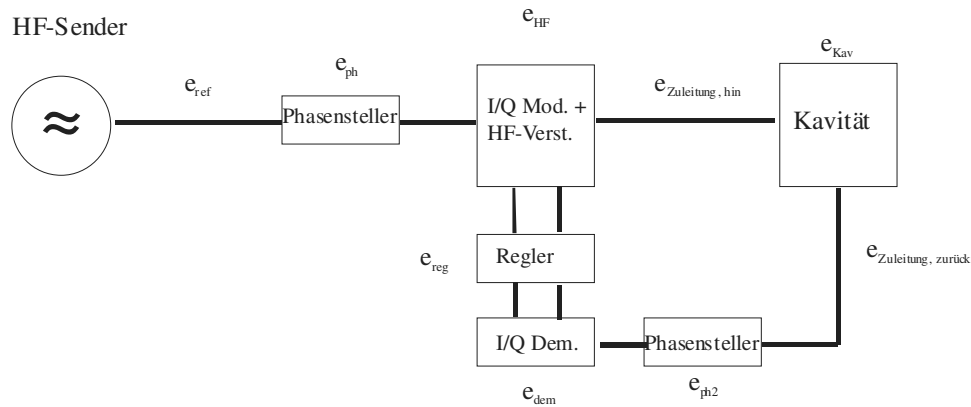


Abb. 5.7: Fehlerquellen im betrachteten HF-System des supraleitenden LINACs.

Es wird hier lediglich eine einzelne Kavitätsregelung betrachtet. Die Auswirkungen auf den Strahl heben sich dabei teilweise auf. So kann zum Beispiel durch geeignete Wahl der Zuführungsleitungen zu den Kavitäten ($e_{\text{Zuleitung, hin}}$) und der Zuleitung zur RFQ erreicht werden, dass die Hauptfehlerquelle (Phasenänderungen durch Temperaturschwankungen) sich bei geeigneter Wahl der Regelverstärkungen für alle Komponenten gleichermaßen auswirkt und dadurch keinen Einfluss auf den Strahl hat. Dies ist bereits durch die Wahl des HF-Verteilersystems (Kapitel 5.1) für die Fehlerquellen e_{ref} und e_{ph1} gegeben.

Regelungstechnisch betrachtet ergeben sich damit im Rückkoppelzweig die Fehlerquellen: $e_{\text{rück}} = e_{\text{Zuleitung, zurück}} + e_{\text{ph2}} + e_{\text{dem}}$. Im Regelzweig addieren sich zu den eigentlich zu regelnden Fehlern e_{kav} der betrachteten Kavität die Fehler e_{HF} , wo neben dem I/Q Modulator der HF-Verstärker und das bestimmende Temperaturverhalten der Zuleitung $e_{\text{Zuleitung, hin}}$ berücksichtigt wird. Diese Fehler reduzieren sich gemäß der Regelverstärkung und hängen vom gewählten Reglertyp und Regelalgorithmus ab. Eine genauere Analyse findet sich in einschlägigen Referenzen wie beispielsweise [Schink70] oder [Meyr79] und wird hier zur Bestimmung der erreichbaren Feldgenauigkeiten nicht weiter betrachtet.

Durch die Möglichkeit, mittels PHA1 die einzelnen Regelkreise unabhängig von der Teilchensorte immer am gleichen Arbeitspunkt zu betreiben, bleibt als Hauptfehlerquelle, ohne Berücksichtigung der Rückleitung für die Regelung der RFQ-Sektion, das Temperaturverhalten der HF-Leitung (eZuleitung, zurück) vom Resonator zum I/Q-Demodulator. Im Folgenden wird eine nähere Betrachtung aller wichtigen HF-Komponenten und die messtechnische Erfassung der möglichen Fehlerbeiträge vorgestellt.

5.3.1 I/Q Modulator- Auswahlkriterien

I/Q Modulatoren werden bevorzugt in digitalen Systemen eingesetzt und finden beispielsweise bei der QPSK (quadrature phase-shift keying) ein breites Anwendungsgebiet [Ohm02]. Während bei digitalen Systemen sehr leicht eine Zustandsänderung detektiert werden kann und dies keine hohen Anforderungen an Phasengenauigkeit benötigen, erfordern die I/Q Modulatoren zur Ansteuerung supraleitender Resonatoren nicht nur eine hohe Phasengenauigkeit, sondern auch eine hohe Amplitudengenauigkeit, sofern diese nicht in einer digitalen Regelung durch angepasste Wertetabellen kompensiert werden.

Die speziell für den COSY-LINAC entwickelten I/Q-Modulatoren [R&S] zeichnen sich durch eine extreme Linearität aus, was insbesondere bei einer Sin/Cos Ansteuerung durch die Signalunterdrückung bestätigt wird. Mit mehr als 40 dB Signalunterdrückung für Träger und unteres Seitenband (Abb. 5.8) sind diese I/Q Modulatoren den zurzeit kommerziell erhältlichen analogen I/Q Modulatoren deutlich überlegen und können im gesamten Phasenbereich von 0° - 360° eingesetzt werden.

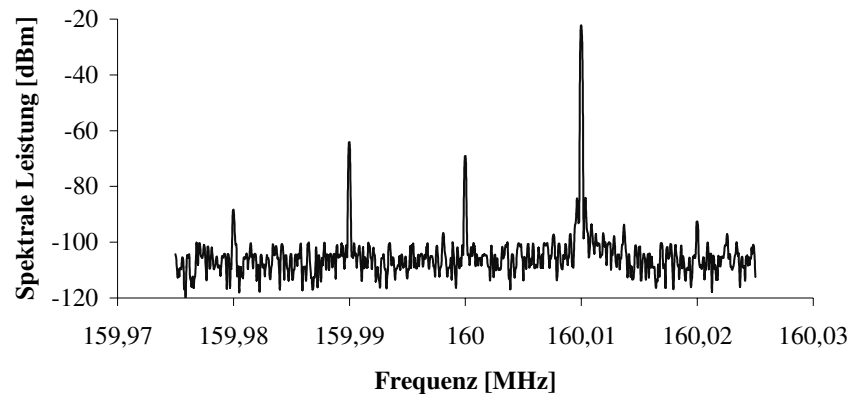


Abb. 5.8: Signalunterdrückung des I/Q Modulators bei SIN/COS Ansteuerung.

Aufgrund der hohen Temperaturstabilität werden diese I/Q Modulatoren auch als Phasenschieber eingesetzt. Langzeitmessungen mit Temperaturänderungen von $\pm 5^\circ\text{C}$ zeigten eine Phasenkonstanz innerhalb der Messgenauigkeit von $\pm 0,1^\circ$.

5.3.2 I/Q Demodulator

Eine digitale Lösung zur Regelung von Amplitude und Phase der Hochfrequenz erlaubt die Gewinnung der orthogonalen Signale I und Q bei geeigneter Wahl der Digitalisierung. Dies kann auf verschiedene Weise geschehen. Zum einen durch die direkte Digitalisierung mit der synchronisierten Taktfrequenz des DSP-Systems nach Heruntermischung der HF-Signale auf eine entsprechende Zwischenfrequenz [Schilcher98], oder durch die Möglichkeit [Rohlev02] einer direkten Unterabtastung mit einer Frequenz von $f_{\text{abt}} = 4/(4n+1) \cdot f_0$ (mit $n=1,2,3,4,\dots$). Hierbei ist allerdings zu berücksichtigen, dass diese Frequenz zur Synchronisation endlich sein muss und daher nur bestimmte Abtastfrequenzen bei fester Beschleunigungsfrequenz $f_0 = 160$ MHz möglich sind (z.B. $n = 6$, $f_{\text{abt}} = 25,6$ MHz). Man erhält dann die I- und Q-Werte in der wiederholenden Folge von: I,Q,-I,-Q.

Neben den Digitalisierungsfehlern, die aufgrund der fortschreitenden Entwicklung leistungsfähiger und schneller Komponenten fast vernachlässigbar sind, ergeben sich durch das Heruntermischen der HF-Signale ähnliche Fehlerquellen wie eine direkte I/Q Demodulation durch analoge Baugruppen. Da bereits die Prototypen mit Hilfe einer analogen Regelung getestet worden sind (siehe Kapitel 7.2), wurde ein analoger I/Q Demodulator eingesetzt, der sich durch eine hohe Phasen- und Amplitudengenauigkeit bei 160 MHz wie auch bei 320 MHz auszeichnet. Auch wenn durch den Einsatz eines digitalen Systems individuelle Fehler durch eine kalibrierte Regelung (in der Regel durch den Einsatz von Tabellen) kompensiert werden können, wird eine einfache analoge Regelung wegen der Vielzahl von Resonatoren und der Anforderung auf hohe Verfügbarkeit des Linacs bevorzugt.

5.3.3 Baugruppe zur Pulsung

Da die verwendeten gepulsten HF-Verstärker eine konstante HF-Leistung von etwa 100 W liefern können, wurde ein Regelkonzept mit einer „Quasi“-Pulsung gewählt, das eine Resonanzfrequenzregelung während der Strahlpausen ermöglicht. Hierzu wurde eine HF-Baugruppe zur Pulsung entwickelt, die zum einen die geringe Feldstärke während der Strahlpausen ermöglicht und zum anderen eine getriggerte Anhebung des HF-Signals auf Beschleunigungsfeldstärke sicherstellt. Darüber hinaus wurde im Vorwärtszweig ein einstellbares 7-bit-Dämpfungsglied integriert. Dieses Dämpfungsglied wird über die installierte, programmierbare Logik angesteuert und erlaubt, während der Kavitätsfüllung die gesamte zur Verfügung stehende HF-Leistung über einen einstellbaren Zeitraum anzulegen und über ein zusätzliches Triggersignal eine frei wählbare Anhebung der HF-Leistung als Vorsteuerung für die Strahldauer zu ermöglichen.

Der geringe Phasenfehler (Abb. 5.9) zwischen den Stufen eines Dämpfungsgliedes wie auch zwischen zwei Dämpfungsgliedern lässt sich als systematischer Fehler leicht für jede Einheit messen und in den Einstellwerten berücksichtigen.

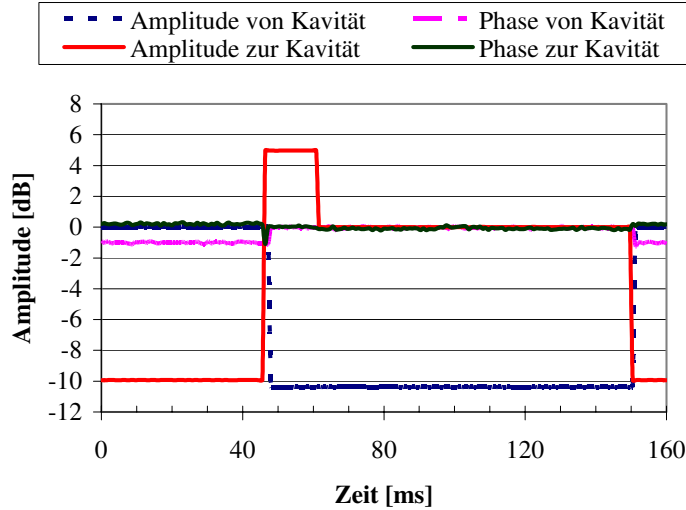


Abb. 5.9: Amplituden- und Phasenverlauf beider HF-Zweige der HF Pulseinheit.

Die Interruptmöglichkeit der Logik, zusammen mit einem Strahlpulsdetektor in der Nähe der Quelle, verhindert die Auslösung der Vorsteuerung, wenn kein Strahl von der Quelle geliefert wird und reduziert damit die Quenchgefahr durch zu hohe Eingangsleistung.

5.3.4 Regelkreis zur Einstellung der Resonanzfrequenz

Der Regelkreis zur Einstellung der Resonator-Resonanzfrequenz muss nur langsame Änderungen erfassen. Dabei werden insbesondere die durch Druckschwankungen im flüssigen Helium auftretenden Resonanzfrequenzänderungen detektiert und ausgeglichen. Zusätzliche Änderungen der Resonanzfrequenz, etwa durch Variation der HF-Kopplung oder langsame mechanische Resonanzen, sollen ebenfalls in eine für den schnellen I/Q-Regelkreis regelbaren Bereich gebracht werden.

Der erfolgreiche Einsatz von Phasen-Detektoren, basierend auf einer integrierten Schaltung von kaskadierten Log.-Verstärkern im Testfeld, führte zu einer Änderung des ursprünglichen Konzepts mit Double Balanced Mixers (DBM). Während das Ausgangssignal eines DBM gemäß der Formel:

$$IF = A_1 \cos[(\omega_{Lo} - \omega_{RF})t - \phi_D] + A_2 \cos[(\omega_{Lo} + \omega_{RF})t - \phi_D] + [\text{Terme höherer Ordnung}], \quad \text{mit}$$

ϕ_D = Phasendifferenz der beiden Eingangssignale, vom Eingangspegel abhängig ist, ist dies bei den eingesetzten Phasen-Detektoren nicht gegeben. Hinzu kommen die hohe Empfindlichkeit bei geringem Eigenrauschen und der hohe Dynamikbereich von etwa 60 dB.

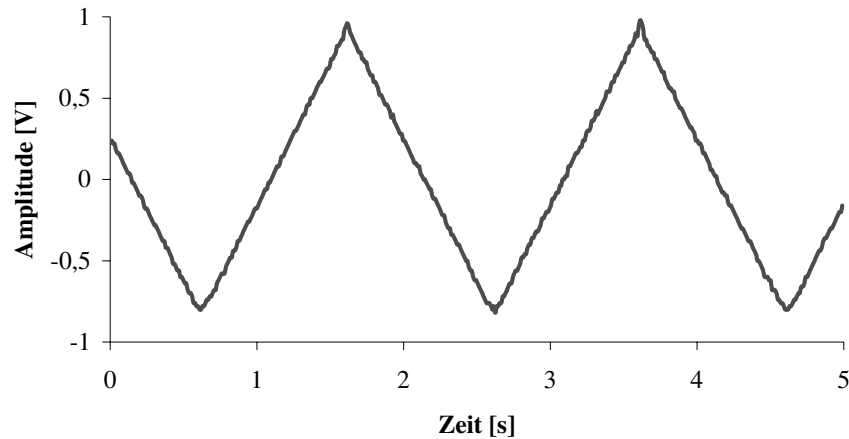


Abb. 5.10: Messung mit modifiziertem Phasendetektor AD8302.

Die in Abb. 5.10 gemessene Ausgangsspannung des Phasendetektors mit zwei um 0,5 Hz unterschiedlichen Eingangssignalen zeigt, dass der Phasendetektor nur in einem Bereich von 0° - 180° benutzt werden kann. Im Rahmen der zu erwartenden Frequenzänderungen und der Geschwindigkeit der Resonanzfrequenzregelung ist diese Einschränkung unerheblich. In der Messung wurde bereits eine Modifikation, bestehend aus einer einstellbaren Differenzschaltung, berücksichtigt, die eine Verschiebung des Ausgangssignals zur symmetrischen Verarbeitung erlaubt.

Zur Ansteuerung der Tuning-Einheit wurde eine einfache Schaltung entwickelt, die aus dem modifizierten Signal des Phasendetektors eine direkte Ansteuerung des Schrittmotors ermöglicht. Über einen Fensterkomparator wird bei Über- bzw. Unterschreitung einer einstellbaren Frequenzabweichung der Schrittmotor aktiviert. Innerhalb der eingestellten Fensterbreite von etwa 30 Hz (in Bezug auf eine externe Güte von etwa 10^6) bleibt die Schrittmotor-Ansteuerung inaktiv. In diesem Bereich übernimmt später die schnelle I/Q Regelung insbesondere während des Strahlpulses die Aufgabe, das elektromagnetische Feld in den geforderten Genauigkeiten von $\pm 0,5\%$ Amplituden- und $\pm 0,5^\circ$ Phasenabweichung zu halten.

Bedingt durch die Fensterbreite ± 15 Hz wird im ungünstigsten Fall bereits ohne zusätzliche Störquellen eine Feldreserve im Resonator durch die I/Q-Regelung von 3,5 % benötigt.

Die im Folgenden gezeigten Messungen sind im CW-Betrieb einer unpräparierten Kavität durchgeführt worden, wodurch Einflüsse hoher Feldenergien ausgeschlossen werden können. Vermutlich wird durch das Hystereseverhalten des Tuners (Abb. 4.29) die Anregung einer mechanischen Resonanz bei etwa 230 Hz während des geregelten Betriebs begünstigt.

Abb. 5.11 und Abb. 5.12 zeigen den Verlauf der Resonanzfrequenzregelung bei einem Generatorfrequenzsprung von 10 Hz. In Abhängigkeit der zuvor gefahrenen Richtung ergibt sich ein gänzlich verschiedenes Verhalten. Sofern keine Richtungsänderung vorliegt, folgt die

Motorregelung direkt dem Frequenzsprung und korrigiert durch wenige Schritte die Resonanzfrequenz (Abb. 5.11). Ist allerdings zuvor der Motor in die entgegengesetzte Richtung gefahren, ergibt sich durch den Hysterese-Effekt die Anregung einer mechanischen Resonanz. Diese wird zwar auch durch die Regelung ausgeglichen, erfordert allerdings nun deutlich mehr Zeit zur Ausregelung des Frequenzsprunges.

Eine Verbesserung des Verhaltens konnte zwar nach erneuter Justage zur genaueren Symmetrisierung der Tuningeinheit an der Kavität erreicht werden, ließ sich aber nicht gänzlich vermeiden.

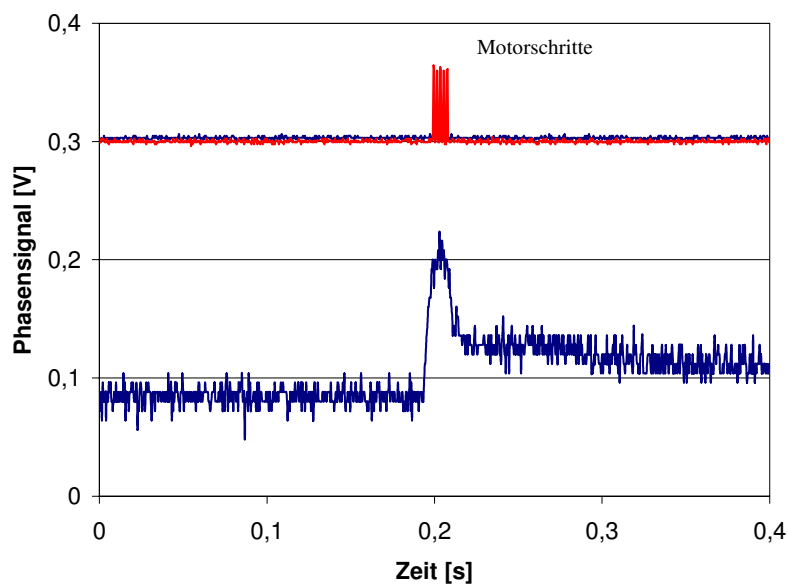


Abb. 5.11: Resonanzfrequenz-Regelung durch Schrittmotor-Ansteuerung, hervorgerufen durch 10 Hz Sprung am HF-Generator.

Als mögliche Ursache der Hystereseeffekte wird die Schweißnaht im Gegenlager zur Symmetrierung der Tuner-Bewegung vermutet und im nächsten Designschritt durch Verstärkung der Festgelenke reduziert.

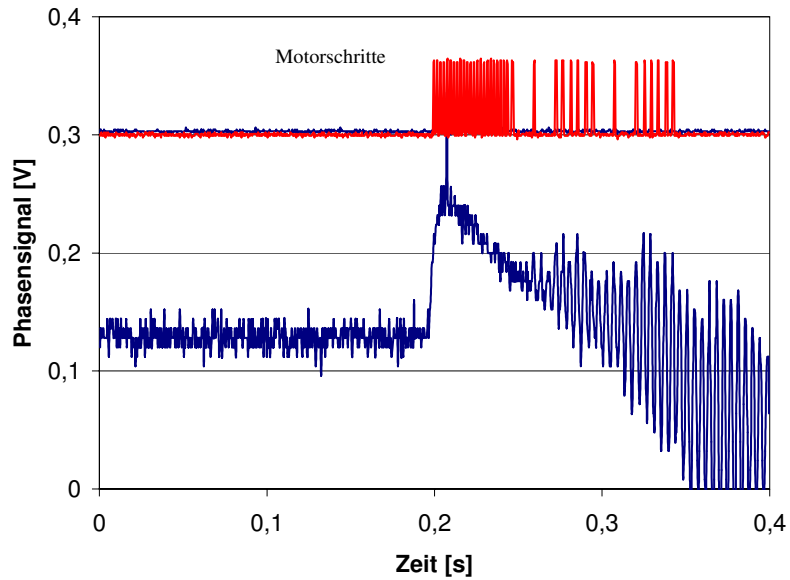


Abb. 5.12: Resonanzanregung durch Richtungswechsel der Motorsteuerung nach Änderung der Generatorfrequenz.

Auch größere Frequenzänderungen durch den anregenden Generator werden über die Schrittmotor-Regelung ausgeglichen. Das Verstärkerrauschen und insbesondere der hohe Dynamikbereich des Phasendetektors erlauben dabei einen Frequenzsprung, der auch deutlich höher als die Resonanzbandbreite sein kann. Versuche mit Frequenzsprüngen von einigen kHz zeigten ein ähnliches Verhalten.

Kapitel 6

Simulation der HF-Regelung

Das im vorherigen Kapitel vorgestellte Hochfrequenz-System lässt sich zusammen mit den Kavitäitseigenschaften simulieren. Dabei können bereits im Vorfeld viele Einflüsse wie z.B. Lorentzkraft-Verstimmung oder Resonanzfrequenzänderung durch Druckschwankungen im IHe-System etc. untersucht werden und eine optimierte Regelung entworfen werden. Die verschiedenen Modellblöcke sind den realen Baugruppen nachempfunden, sodass die gewonnenen Messergebnisse leicht in die Modellbeschreibungen eingebunden werden können und sehr schnell eine angepasste Regelung simuliert werden kann.

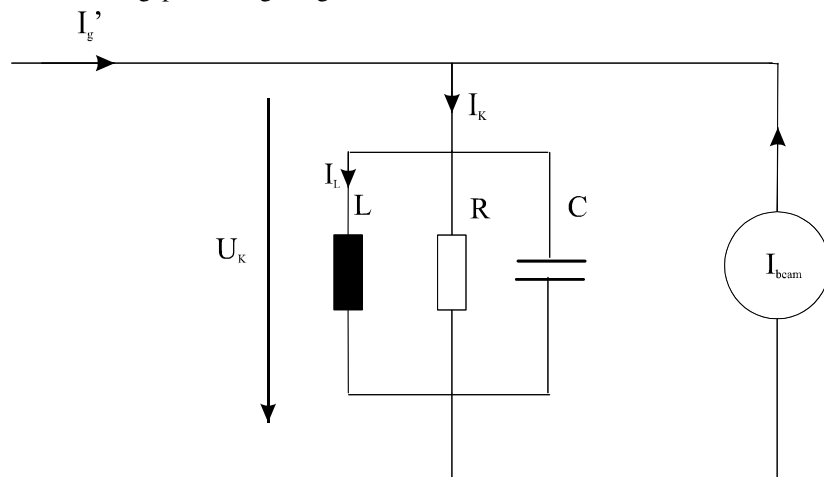


Abb. 6.1: HWR Ersatzschaltbild.

Ausgangspunkt der Simulationen ist zur Beschreibung der Kavität das bekannte Ersatzschaltbild eines einfachen Schwingkreises (Abb. 6.1), erweitert mit dem HF-Sender inklusive eines Zirkulators zum Schutz der HF-Endstufen, einem Übertrager zur Simulation des angepassten Kopplers an den HF-Sender sowie einem zweiten Übertrager zur Berücksichtigung der Verluste durch die Feldsonde (Abb. 6.2). Diese Verluste sind allerdings in den folgenden Berechnungen nicht integriert, weil der Einfluss durch die geringe Ankopplung der Feldsonde vernachlässigbar klein ist.

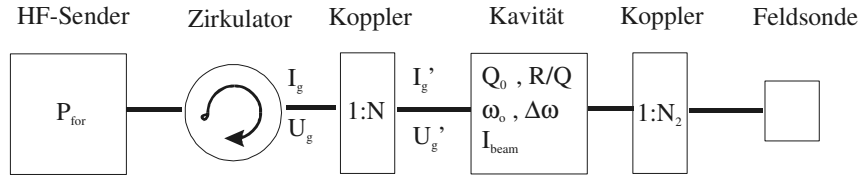


Abb. 6.2: Gesamtsystem der HF-Baugruppen zur Simulation des Kavitätsverhaltens.

Der HF-Sender wird dabei als Stromquelle mit Innenwiderstand $Z_0 = 50 \, \Omega$ betrachtet. Im Modell werden die maximale Ausgangsleistung sowie die Phasen- und Amplitudenänderungen in der Nähe des Kompressionspunktes berücksichtigt.

Der Einfluss des Strahles wird durch die zusätzliche Stromquelle I_{beam} berücksichtigt. Die Beschleunigungsspannung U_K am Spalt der Kavität lässt sich im Ersatzschaltbild beschreiben durch die Parallelschaltung der Reaktanzen C und L und den Widerstand R , der die Verluste innerhalb der Kavität berücksichtigt. Die gespeicherte Energie im Resonator bzw. repräsentiert durch die Größen des Ersatzschaltbilds für den Fall $\omega = \omega_0$ ergibt sich zu:

$$W = \int \frac{\epsilon}{2} |\vec{E}|^2 dV = \int \frac{\mu}{2} |\vec{H}|^2 dV = \frac{1}{2} C |U_k|^2 = \frac{1}{2} L |I_L|^2 \quad (6.1)$$

und die Verluste innerhalb des Resonators:

$$P_c = \frac{1}{2} R_s \oint |H|^2 dF = \frac{1}{2} \frac{|U_k|^2}{R}. \quad (6.2)$$

Somit ergibt sich für die unbelastete Güte:

$$Q_0 = \frac{\omega_0 W}{P_c} = \frac{R}{\omega_0 L} = \omega_0 RC. \quad (6.3)$$

Der HF-Generator ist über einen Zirkulator mit dem Koppler des Resonators verbunden. Somit sieht der Resonator den transformierten Abschlusswiderstand $Z_0' = N^2 \cdot 50 \, \Omega$ des Zirkulators. Das Übertragungsverhältnis des HF-Kopplers lässt sich durch den Koppelfaktor β (siehe Kapitel 4) ausdrücken mit

$$\beta = \frac{P_e}{P_c} = \frac{R}{N^2 Z_0}. \quad (6.4)$$

Zur Simulation der Kavität mit dem mathematischen Programm MATLAB/SIMULINK [Matlab] wird nun das Ersatzschaltbild aus Abb. 6.1 unter Berücksichtigung oben genannter Verknüpfungen weiter betrachtet.

Mit Hilfe der Kirchhoffschen Knotenregel $\sum I_x = 0$ ergibt sich für das Ersatzschaltbild folgendes zeitliches Verhalten:

$$I_k(t) = C\dot{U}_k + \frac{\int U_k dt}{L} + \frac{U_k}{R_L}. \quad (6.5)$$

Die „loaded shunt impedance“ R_L ergibt sich aus der Parallelschaltung von R und dem transformierten Abschlusswiderstand Z_0' des Zirkulators. Nach Differenzierung und Ersetzen der Ersatzschaltbildgrößen L und C durch die resonatorspezifischen Größen Q_L und ω_0 ergibt sich die klassische Differentialgleichung einer gedämpften Schwingung:

$$\ddot{U}_k(t) + \frac{\omega_0}{Q_L} \dot{U}_k(t) + \omega_0^2 U_k(t) = \frac{\omega_0 R_L}{Q_L} \dot{I}_k(t). \quad (6.6)$$

Nach [Schilcher98] lässt sich diese Gleichung in Real- und Imaginärteil aufteilen, und man erhält unter Elimination der HF-Schwingung und höherer Ableitungen das Verhalten der Einhüllenden, welches zur Simulation des Regelverhaltens ausreichend ist:

$$\dot{U}_{kr} + \omega_{1/2} U_{kr} + \Delta\omega U_{ki} = R_L \omega_{1/2} I_{kr}, \quad (6.7)$$

$$\dot{U}_{ki} + \omega_{1/2} U_{ki} - \Delta\omega U_{kr} = R_L \omega_{1/2} I_{ki} \quad (6.8)$$

mit $\omega_{1/2} = \frac{\omega_0}{2Q_L}$ und $\Delta\omega = \omega_0 - \omega$ die Verstimmung der Kavität. Die Indices r und i stehen

für Real- bzw. Imaginärteil von Kavitätsspannung und Strom. Hierbei kann nicht nur eine konstante Verstimmung berücksichtigt werden, sondern auch Verstimmungen durch Mikrophonie, Lorentzkraft und Resonanzfrequenzänderungen durch Druckvariationen.

Die zur Simulation benutzte Stromeinhüllende setzt sich aus dem transformierten Generatorstrom und dem zeitlich veränderbaren Strahlstrom unter Berücksichtigung der synchronen Phase zusammen. Betrachtet man das Hochfrequenzverhalten der Sender-Zirkulator-Anordnung, so folgt für den Strom I_g : $I_g = I_{for} - I_{ref}$ mit I_{for} = Vorwärtsstrom und I_{ref} = reflektierter Strom. Die Spannung U_g am Koppler ist bestimmt durch $U_g = Z_0^*(I_{for} + I_{ref})$. Durch die Transformation des Kopplers ergibt sich auf der Resonatorseite:

$$U'_g = N U_g = N Z_0 (I_{for} + I_{ref}) \quad (6.9)$$

und $I'_g = (I_{for} - I_{ref})/N$. U'_g entspricht dabei U_k , also der Spannung an der Kavität, die sich mit Hilfe der Impedanz $Z = R||C||L$ und dem Strom $I_k = I'_g - I_{beam}$ durch die Kavität ergibt zu

$$U_k = Z \left(\frac{I_{for} - I_{ref}}{N} - I_{beam} \right) \equiv U'_g. \quad (6.10)$$

Aus Gl. (6.9) und (6.10) folgt nach Elimination des Stromes I_{ref} und mit Berücksichtigung von Gl. (6.4):

$$U_k = \frac{N^2 Z_0 Z}{N^2 Z_0 + Z} \left(\frac{2I_{for}}{N} - I_{beam} \right) = Z_L \left(2I_{for} \sqrt{\frac{\beta Z_0}{R}} - I_{beam} \right) \quad (6.11)$$

mit $Z_L = Z / (N^2 Z_0)$.

Als Arbeitspunkt der I/Q Regelung wurde 45° gewählt, da hier die Empfindlichkeit sowohl für den I- als auch für den Q-Anteil maximal ist. Bei der Simulation ergeben sich die I- und Q Anteile direkt aus den Real- und Imaginäranteilen der Kavitätsspannung. Das Sättigungsverhalten der gepulsten HF-Verstärker wurde ebenso implementiert wie die Möglichkeit, nichtlineare Effekte der I/Q-Modulation zu berücksichtigen.

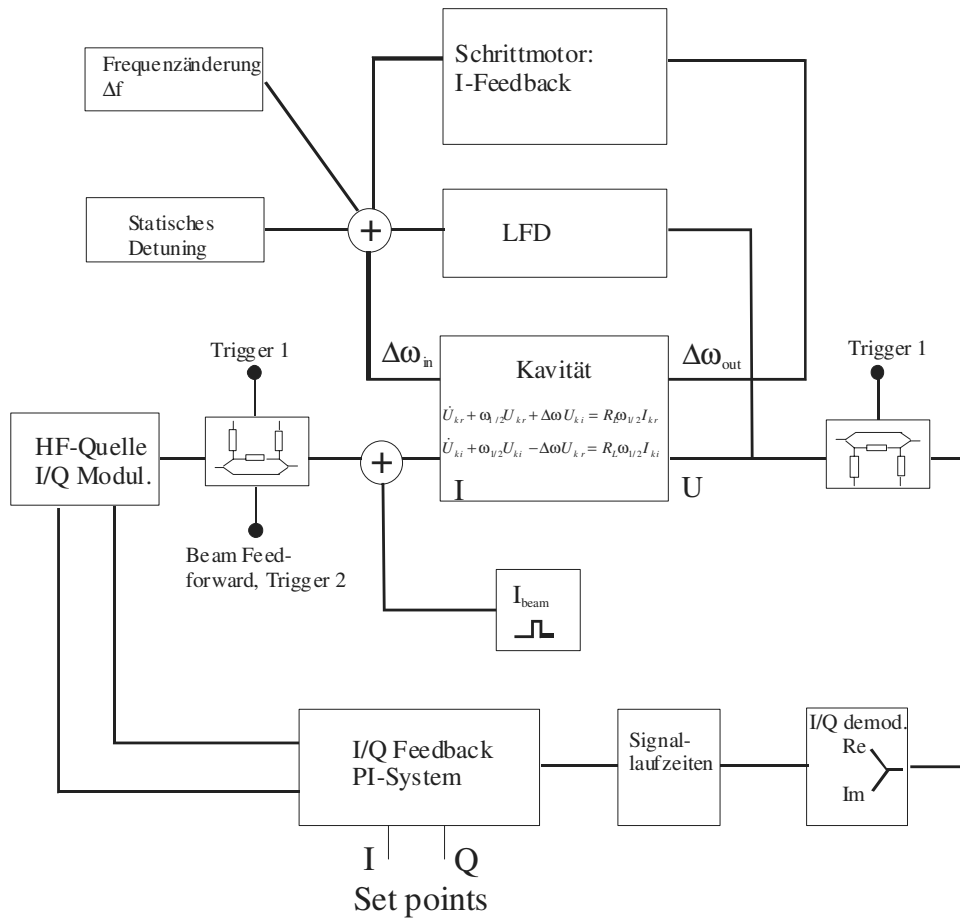


Abb. 6.3: Blockschaltbild des Matlab Simulationsmodel.

Mit Hilfe der kavitätsspezifischen Eigenschaften lässt sich nun das Verhalten der Kavität bei verschiedenen Reglereinstellungen inklusive einer Resonanzfrequenzregelung simulieren.

Die zur Simulation benötigten Parameter beschränken sich auf die während der HF-Messungen gewonnenen Daten. Im Einzelnen sind dies zur Charakterisierung der Kavität: die Leerlaufgüte Q_0 , die eingestellte belastete Güte Q_L und die kavitätsspezifische Größe R/Q sowie zur Klassifizierung der Lorentzkraft-Verstimmung die Konstante K und die mechanische Zeitkonstante τ_m .

Die zur Berücksichtigung notwendigen Strahlparameter wie Strahlstrom I_{beam} , Strahldauer und Zeitpunkt der Injektion lassen sich genauso variieren wie der eigentliche HF-Puls in Dauer und Wiederholrate. Darüber hinaus lassen sich Vorsteuerungen während der Kavitätsfüllung und Strahldauer modifizieren.

Die I/Q Regelparameter (PI-Regler) sind, wie die Regelparameter des zur Resonanzfrequenzregelung eingesetzten I-Reglers, frei wählbar. Zusammenfassend ergibt sich das in Abb. 6.3 dargestellte Blockschaltbild zur Simulation einer Beschleunigerstruktur.

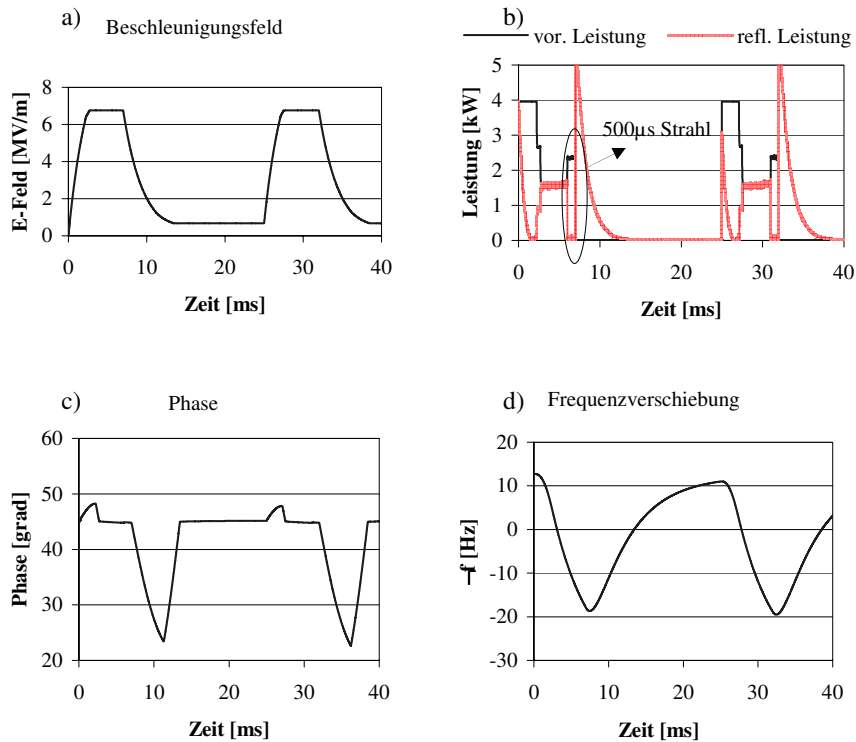
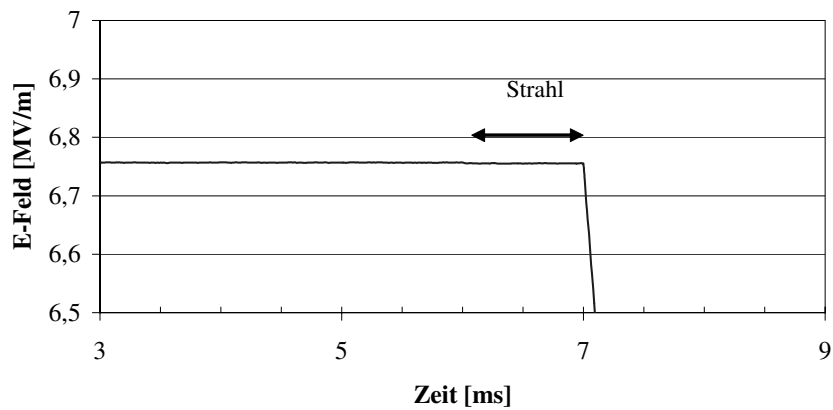


Abb. 6.4: Simulation der HF-Eigenschaften: a) Verlauf des Beschleunigungsfeldes, b) Vorwärts- und reflektierte Leistung, c) Phasenverlauf, d) Resonanzfrequenzänderung.

Abb. 6.4 zeigt ein Beispiel des simulierten Verhaltens eines HWR bei einer Wiederholrate von 40 Hz. Die gewählte hohe Wiederholrate dient lediglich zur Erfassung der Resonanzfrequenzänderungen innerhalb einer akzeptablen Simulationszeit.

Die optimale Anpassung der Kavität an den Strahlstrom lässt sich am deutlichsten in der Grafik (Abb. 6.4) bei der Betrachtung der Vorwärts- bzw. der reflektierten Leistung verdeutlichen. Im Bereich des Füllvorganges (2-3ms) wird durch eine Vorsteuerung und I/Q-Regelung die maximal mögliche Verstärkerleistung angelegt. Die reflektierte Leistung sinkt kontinuierlich bis zum Erreichen des Beschleunigungsfeldes und ist danach unter Vernachlässigung der Verluste in der Kavität gleich der Vorwärtsleistung von ~1,5kW abhängig von der eingestellten Kopplung. Mit Beginn des Strahlpulses reduziert sich die reflektierte Leistung bei optimaler Kopplung auf null, während durch die Aufschaltung mittels der Vorsteuerung die Vorwärtsleistung erhöht wird.

Beschleunigungsfeld



Phase

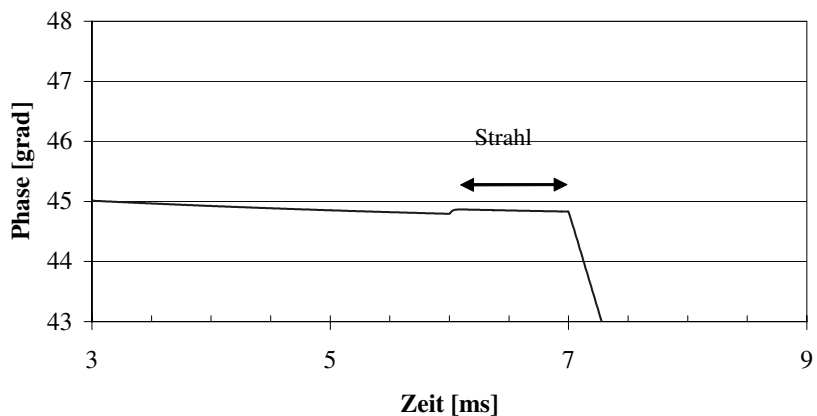


Abb. 6.5: Amplituden und Phasenänderung während des Strahlpulses (6-7 ms).

Eine genauere Betrachtung des Feldwertes und der Phase (Abb. 6.5) während des Strahlstromes zeigt bereits ohne Kompensation der Lorentzkraft-Verstimmung eine hinreichende Regulierung mit den eingestellten Parametern der Regelung. Voraussetzung dabei ist allerdings eine genügende Reserve der maximal möglichen Feldstärken, welche im betrachteten Fall nur bedingt gegeben ist und die Annahme einer Lorentzkraft-Verstimmung im Bereich von $1 \text{ Hz}/(\text{MV/m})^2$.

In den Simulationen wird die Frequenzregelung nur in den Niedrigfeldphasen aktiviert. Die relativ langen Pausen bei einer Wiederholrate von 2 Hz ermöglichen eine hinreichend genaue Regulierung der Resonanzfrequenz durch die langsame Tuner-Einheit bei der Annahme einer Druckstabilität und Druckänderungsgeschwindigkeit im Flüssig-Helium-System gemäß der Vorgaben für die technische Realisierung einer Verflüssigungsanlage für den COSY-Linac.

Kapitel 7

Prototypmessungen



Abb. 7.1: Resonanzfrequenzmessungen (vor E-Beam Schweißung der Endkappen) zur Bestimmung der endgültigen Resonatorlänge.

7.1 HF-Messungen im normal leitenden Zustand am Prototyp Typ II

Zur genauen Analyse der Resonanzfrequenzänderung wurden bereits während der Herstellung der Kavitäten verschiedene Resonanzfrequenz-Messungen (Abb. 7.1) durchgeführt. Dadurch lassen sich im Hinblick auf eine Serienfertigung viele Parameter gewinnen, die zur Minimierung des erforderlichen Tuningbereiches führen.

Beiden Prototypen ist gemeinsam, dass die Endkappenschweißung erst nach Fertigung der koaxialen Struktur erfolgt. Somit lassen sich HF-Messungen durchführen und ermöglichen eine Resonanzfrequenzabstimmung durch Kürzen von Innen- und Außenleiter vor der endgültigen Verschweißung der Endkappen.

Nach Fertigstellung der Kavitäten und Dichtigkeitsprüfung wurden die ersten HF-Messungen im normal leitenden Zustand durchgeführt. Das aufgenommene Spektrum in Abb. 7.2 zeigt die ersten 10 Resonanzen.

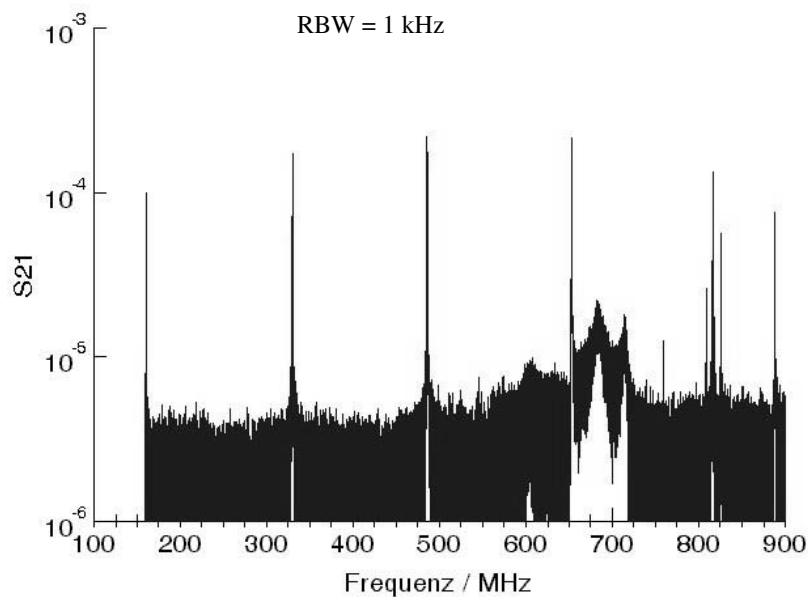


Abb. 7.2: Messung der ersten 10 Resonanzen am Prototyp Typ II.

Die im Bereich um 700 MHz auftretenden Änderungen bei der Durchgangsmessung mit Hilfe eines Netzwerkanalysators stellten sich bei der Analyse der Phase nicht als Resonanzen der Kavität dar und erfordern keine weitere Betrachtung. Mit Hilfe zweier magnetischer Ankopplungen am Ort der Bearbeitungsöffnungen ließen sich sogar im Bereich von 800 MHz die ersten auftretenden Resonanzen bestimmen, die nicht einer TEM-Welle entsprechen.

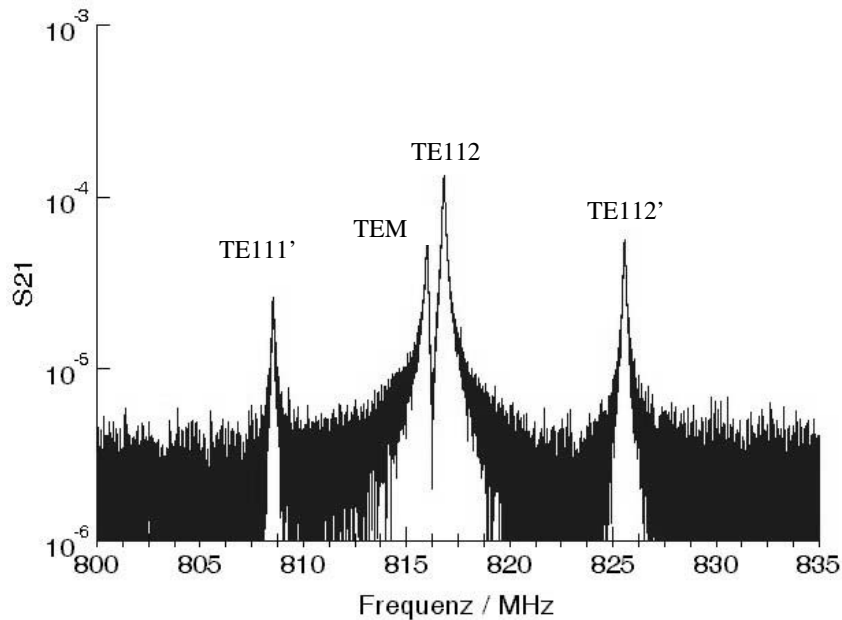


Abb. 7.3: Gemessene Resonanzen im Bereich von 800-835 MHz.

Zusammenfassend sind in Tabelle 10 die gemessenen und berechneten ersten 10 Resonanzen gegenübergestellt. Neben den TEM-Moden treten dabei erwartungsgemäß zunächst TE-Resonanzen auf, deren Entartung durch die Abflachungen im Bereich der Strahlöffnungen aufgehoben sind (TE111, TE111' bzw. TE112, TE112').

Tabelle 10: Resonanzfrequenzen in MHz, MWS: berechnete, Gem: gemessene Resonanzen.

	TEM	TEM	TEM	TEM	TE111	TE111'	TEM	TE112	TE112'	TE113
MWS	160,6	329,3	485,8	653	751,8	809,1	814,7	816,7	825,7	884,1
Gem	160,4	329,6	485,6	652,7	759,7	808,5	816	816,8	825,6	887,8

Dabei zeigt sich erwartungsgemäß, dass die TE111- und TE111' -Resonanzen aufgrund der hohen elektrischen Feldstärken im Bereich der Abflachung an den Strahlöffnungen frequenzmäßig weiter auseinander liegen als die TE112- und die TE112' -Resonanzen.

Eine Störkörpermessung liefert den Feldverlauf entlang der Strahlachse. Gemäß [Deutsch00] wurde ein metallischer Störkörper gewählt, der in seinen Ausmessungen klein, aber genügend groß ist, um eine Messung des Feldverlaufs bei akzeptablem Signal/Rauschverhältnis zu ermöglichen. Der Vergleich mit der Simulation zeigt eine innerhalb der Messgenauigkeit hervorragende Übereinstimmung (Abb. 7.4).

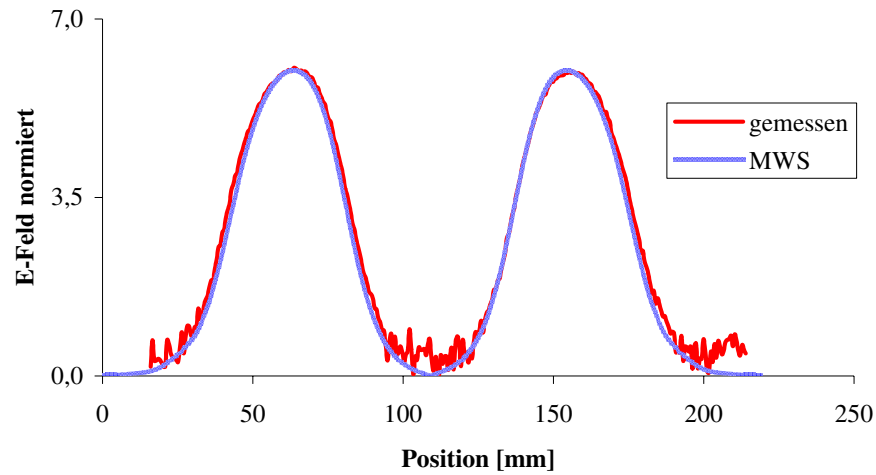


Abb. 7.4: Gemessener und berechneter Feldverlauf entlang der Strahlachse.

Neben der Störkörpermessung entlang der mittleren Strahlachse wurde eine horizontale Verschiebung der Messanordnung um 6 mm durchgeführt. Eventuelle transversale E-Felder würden einen anderen Verlauf der Frequenzverschiebung zur Folge haben. Die Messung in Abb. 7.5 zeigt aber, dass innerhalb der Messgenauigkeit ein homogenes longitudinales E-Feld vorhanden ist.

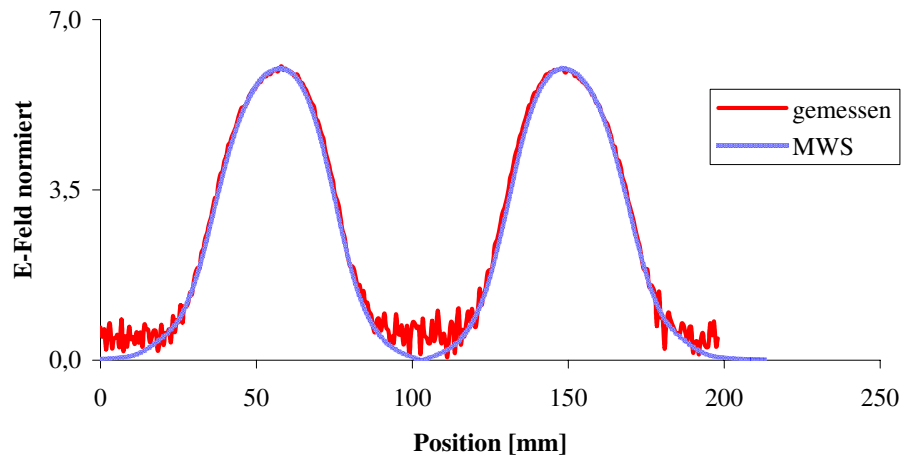


Abb. 7.5: Longitudinales E-Feld mit 6 mm Versatz.

Die gute Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Resonanzfrequenzen sowie der Feldverlauf entlang der Strahlachse bestätigt die Qualität moderner Simulations-

programme. Eine Übernahme der berechneten Shuntimpedanz R_a/Q_0 (Gl (4.7)) in die Auswertung zur Bestimmung der supraleitenden Eigenschaften ist somit gerechtfertigt. Die folgende Tabelle fasst die gemessenen und berechneten Ergebnisse der Resonanzfrequenzänderung zu Beginn der ersten supraleitenden Messungen zusammen und verdeutlicht die relativ genauen Möglichkeiten von mechanischen Simulationen.

Tabelle 11: Resonanzfrequenzänderung im Vergleich zwischen gemessenem und simuliertem Verhalten des HWR-Prototypen Typ II.

	Simulation	Messung
f_0 bei 300K	--	160,4 MHz
Δf nach Evakuierung	- 32 kHz	- 50 kHz
Δf nach Abkühlung auf 4 K	+ 270 kHz	+ 260 kHz
Tuning Empfindlichkeit	150 kHz / mm	120 kHz / mm

7.2 Bestimmung der supraleitenden Eigenschaften

Beide Prototypen wurden hinsichtlich HF-Eigenschaften, mechanischer Resonanzen und gepulstem Verhalten im supraleitenden Zustand getestet. Zur hochfrequenzmäßigen Charakterisierung der Resonatoren wird dabei ein Test-Aufbau gemäß Abb. 7.6 benutzt. Im Aufbau sind bereits alle hochfrequenztechnischen Baugruppen integriert, wie sie auch im COSY-Linac geplant sind. Dies erlaubt somit eine dedizierte Betrachtung der HF-Regelung. Die Bestimmung der supraleitenden Eigenschaften ist in einem vertikalen Badkryostaten durchgeführt worden (siehe Anhang). Das resultierende magnetische Restfeld am Ort des Test-Resonators im Badkryostat ist kleiner als $B_{\text{ext}} < 0,01 \text{ mT}$ [Eichhorn03.2], und das kritische Magnetfeld B_{c2} beträgt bei Niob und 4 K etwa:

$$B_{c2}(T) = \sqrt{2} \kappa B_c(T) = \sqrt{2} \kappa B_c(0) \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right) \approx 220 \text{ mT}, \quad (7.1)$$

mit dem Ginzburg-Landau-Parameter κ , der sich aus dem Verhältnis der Londonschen Eindringtiefe λ_L und der Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge ξ_{GL} [Kinder99] ergibt. Daraus folgt nach Gl. (4.5a) ein Oberflächenrestwiderstand aufgrund des Erdmagnetfeldes von $R_M = 12,5 \text{ n}\Omega$. R_M ist somit immer noch größer als der BCS-Widerstand R_{BCS} und erfordert zur optimalen Bestimmung der erreichbaren Feldstärken eine höhere Erdmagnetfeldabschirmung.

Die beschleunigerphysikalischen Eigenschaften einer Kavität werden durch deren $Q_0(E_{\text{acc}})$ -Kurve beschrieben, also die Änderung der Leerlaufgüte im Vergleich zur Beschleunigungsspannung. Sie gibt direkt Auskunft über die erreichbare Feldstärke und damit zusammen mit Transit-time-faktor, synchroner Phase und aktiver Beschleunigungslänge über den zu erwarteten Energiegewinn und die damit einhergehenden HF-Verluste. Die Feldabhängigkeit

der Güte ermöglicht indirekt zudem Aussagen über die Qualität der Herstellung und der Präparation.

Zur Bestimmung der Leerlaufgüte Q_0 und des Beschleunigungsfeldes E_{acc} wird der Resonator mit Hilfe eines Phasendetektors und einer steuerbaren HF-Quelle im frequenzgeregelten Betrieb betrachtet (Abb. 7.6). Die Regelung der HF-Quelle ermöglicht eine Kompensation sämtlicher Änderungen der Resonanzfrequenz, hervorgerufen beispielsweise durch LKV oder Druckänderungen im lHe-System, während einer Messung.

Die Güte Q_0 ist nur durch die gespeicherte Energie und durch die Verluste in der Kavität bestimmt, wohingegen jede Messung durch die Ankopplung mitbestimmt ist und durch die belastete Güte Q_L beschrieben wird (Gl. (4.12)). Nach Ausschalten des Generators wird die Kavität über Einkoppler und Feldprobe „entladen“. Die Abnahme der gespeicherten Energie unter Annahme keiner zusätzlichen Verlustmechanismen wie Feldemission ergibt sich dann zu:

$$\frac{dW}{dt} = -P_{tot} = -\frac{\omega W}{Q_L}, \text{ mit der Lösung } W(\tau) = W_0 e^{\left(\frac{-\omega\tau}{Q_L}\right)}.$$

W_0 ist dabei die gespeicherte Energie vor Abschaltung des Generators. Die Abklingzeit lässt sich leicht mit Hilfe eines Oszilloskops oder Netzwerkanalysators bestimmen und damit über $\tau = Q_L/\omega$ die belastete Güte Q_L .

Die Bestimmung der Leerlaufgüte Q_0 setzt die Kenntnis der Koppelfaktoren β voraus. Dabei ergibt sich die höchste Messgenauigkeit bei kritischer Ankopplung ($\beta = 1$). Durch den Einsatz des Leistungskopplers (Kap. 4.7) kann jeder beliebige Koppelfaktor zwischen 0,1 und 2300 eingestellt werden. Eine gewünschte kritische Ankopplung lässt sich sehr leicht durch quantitative Messungen im gepulsten Betrieb erzielen. Eine kritische Ankopplung liegt vor, wenn der maximale Wert der reflektierten Leistung zu Beginn des Pulses gerade dem maximalen Wert der emittierten Leistung nach Ausschalten der HF-Leistung entspricht, wobei die Verluste durch die Feldsonde mitberücksichtigt werden und durch Berechnung des Koppelfaktors β_t aus der transmittierten Leistung eindeutig bestimmt sind.

Mit Hilfe des Koppelfaktors $\beta = 1$ ergibt sich nun aus Gl. (4.14) direkt die Leerlaufgüte $Q_0 = (2 + \beta_t) \cdot Q_L$. Durch simultane Messung der vorlaufenden bzw. reflektierten Leistung P_{for} , P_{ref} und der transmittierten Leistung P_t lassen sich die Verluste P_c in der Kavität leicht bestimmen ($P_c = P_{for} - P_{ref} - P_t$). Die Beschleunigungsfeldstärke E_{acc} berechnet sich aus Gl. (4.7) und (4.3) zu:

$$E_{acc} = \frac{U_c}{l} = \frac{1}{l} \sqrt{\frac{R_a}{Q_0} P_c Q_0} . \quad (7.2)$$

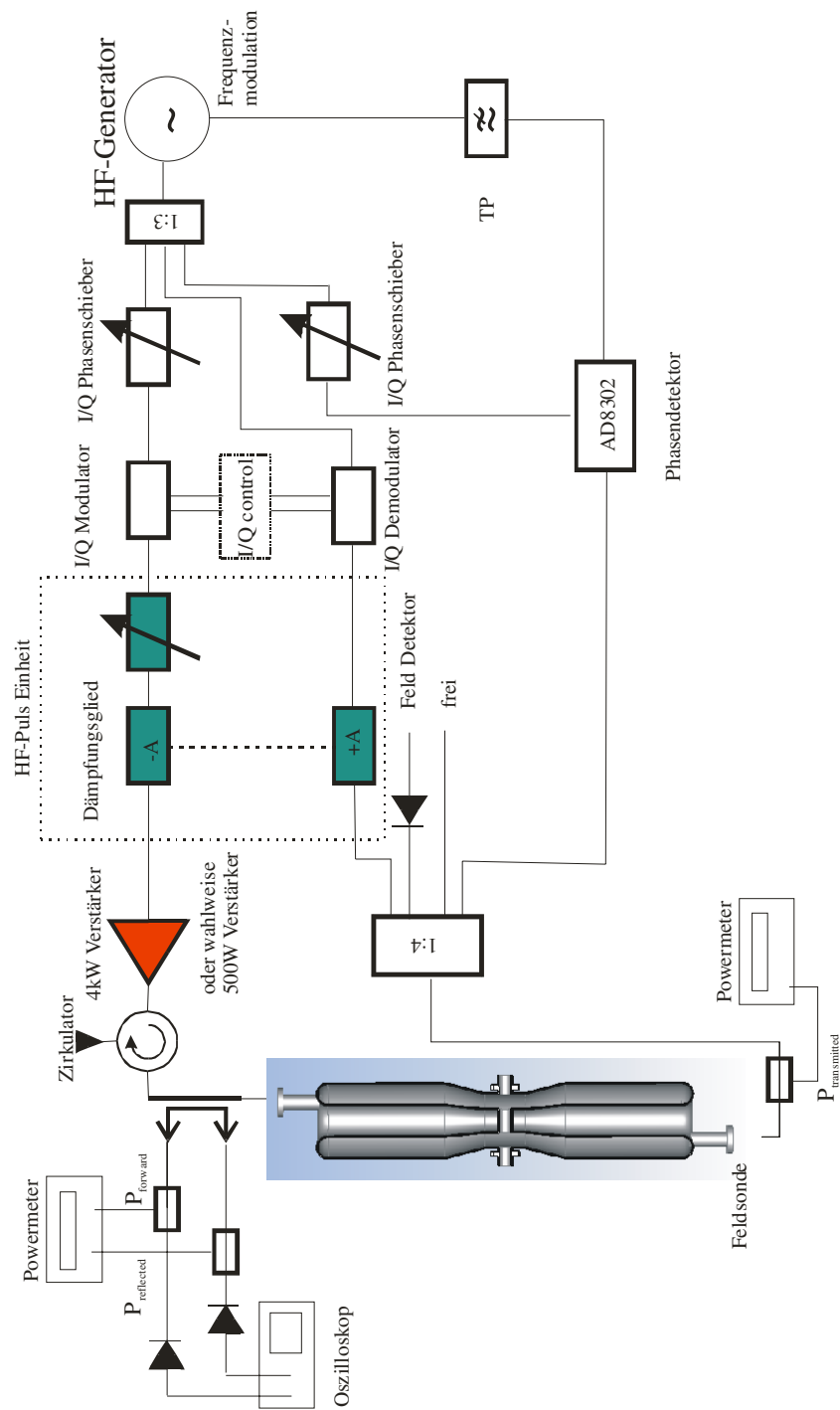


Abb. 7.6: Messaufbau zur Bestimmung der HF-Eigenschaften von Halbwellen-Resonatoren.

7.2.1 Prototyp Typ II

Nach Abkühlung des präparierten Prototypen Resonators Typ II auf 4 K-Niveau zeigte sich bereits bei einer HF-Leistung von wenigen mW eine starke Multipacting-Schwelle. Erst nach zweiwöchiger Konditionierung mit verschiedenen Einstellungen konnte diese Multipacting-Schwelle überwunden werden. Am effektivsten erwies sich zunächst die Methode, bei hoher Ankopplung und einer HF-Leistung von einigen Watt mit Hilfe eines Netzwerkanalysators kontinuierlich über die Resonanz zu fahren. Abb. 7.7 zeigt die Resonanzkurve kurz vor Einsetzen des Multipactings (grün) bzw. während der Konditionierung (blau) bei einer Vorlaufleistung von 5 W.

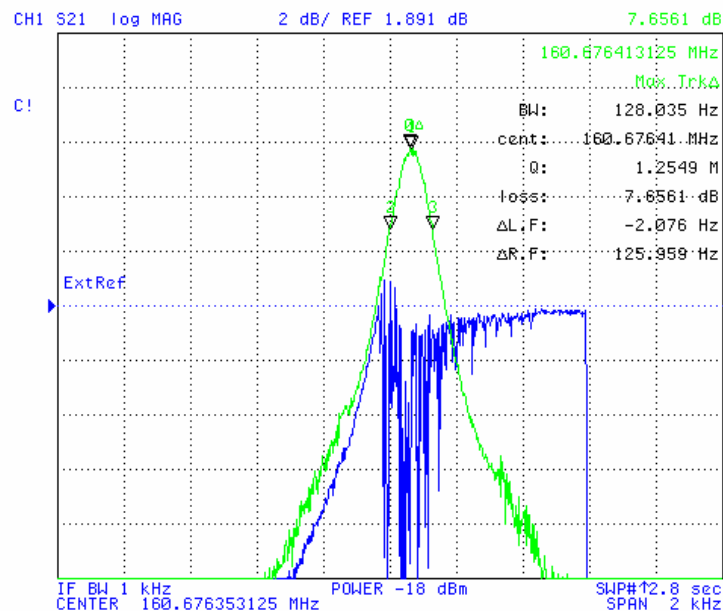


Abb. 7.7: Transmittiertes HF-Signal (S21) kurz vor Einsetzen des Multipactings (grün) und während der Konditionierung mit 5 W HF-Leistung.

Nach Konditionierung dieser Schwelle (im Bereich $E_{acc} \approx 10$ kV/m) traten keine weiteren Multipacting-Schwellen auf, sodass eine erste Güte-Messung unter kritischer Ankopplung durchgeführt werden konnte. Bereits bei dieser ersten CW-Messung (Abb. 7.8) wurde ein Beschleunigungsfeld von $E_{acc} = 6,3$ MV/m erreicht, bezogen auf die effektive Beschleunigungslänge von $l = \beta\lambda = 0,225$ m. Zum Vergleich mit ähnlichen HWR- oder QWR-Strukturen ist die Wahl dieser Beschleunigungslänge l besonders zu erwähnen, da weltweit verschiedene Längen zur Bestimmung des Beschleunigungsfeldes benutzt werden. So wird z.B. am INFN in Legnaro der Durchmesser der Kavität eingesetzt (wäre hier: $l = 0,18$ m und ergäbe $E_{acc} = 7,9$ MV/m) und am ANL die Länge vom Anfang des 1. Spaltes bis zum Ende des 2. Spaltes gewählt (hier: $l = 0,13$ m und damit $E_{acc} = 10,9$ MV/m).

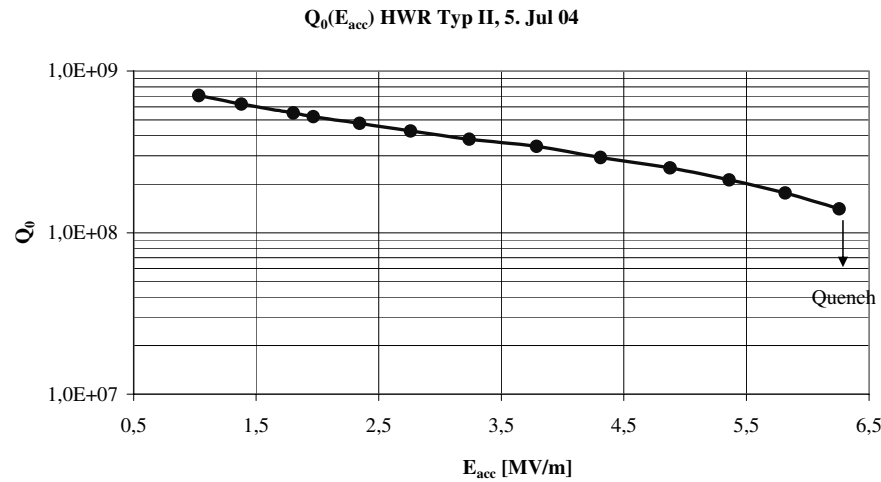


Abb. 7.8: Erste Q_0 von E_{acc} -Messung des HWR-Prototypen Typ II.

Die BCS-Güte beträgt bei den betrachteten HWR: $Q_{0\text{BCS}} = 3 \cdot 10^9$. Unter Berücksichtigung der magnetischen Abschirmung im Test-Kryostaten (siehe Anhang) ergibt sich eine theoretisch erreichbare Güte Q_0 von $1,2 \cdot 10^9$. Der erste Messpunkt wurde bereits bei einem Feld von $E_{\text{acc}} = 1 \text{ MV/m}$ ermittelt, wobei der kontinuierliche Abfall der Leerlaufgüte höhere Werte bei niedrigeren Feldern vermuten lässt. Auch bei sehr guten Oberflächenbehandlungen sind Restwiderstände von 10 nOhm realistisch und führen zu einer berechneten Leerlaufgüte von $Q_{0\text{real}} = 8,5 \cdot 10^8$. Die erreichte Leerlaufgüte liegt somit im Bereich der theoretisch erwarteten Möglichkeiten.

7.2.2 Verhalten der Kavität im gepulsten Betrieb

Neben den Untersuchungen zur Anregung von mechanischen Schwingungen durch die Pulsung wurde insbesondere die Lorentzkraft-Verstimmung und deren Kompensation durch die schnelle Tuningseinheit näher betrachtet.

Durch den Einsatz des für den COSY-Linac vorgesehenen HF-Kopplers lässt sich neben der zur genauen Bestimmung der $Q(E)$ -Kurve kritischen Kopplung jede Kopplung bis zu einer externen Güte von $Q_{\text{ext}} = 1,3 \cdot 10^6$ einstellen. Bei der maximalen Ankopplung von $Q_{\text{ext}} = 1,3 \cdot 10^6$ für den betrachteten Typ II-Resonator zeigte sich durch das System „kaltes Fenster - induktiver Koppler“ eine weitere Multipacting-Schwelle, die vermutlich aufgrund der Feldbeeinflussung durch die extreme Lage der Koppelschleife hervorgerufen wird. Die in Abb. 7.9 dargestellte gepulste Messung wurde bei einer externen Güte von $Q_{\text{ext}} = 4 \cdot 10^6$ durchgeführt. Bereits ohne zusätzliche Konditionierungsphase zur Reduzierung der Feldemission wurde mit einer Vorlaufleistung von etwa 1 kW ein Beschleunigungsfeld von $E_{\text{acc}} = 7,3 \text{ MV/m}$ erreicht. Bei dieser Feldstärke wurde ein hoher Röntgenuntergrund beobachtet ($1600 \mu\text{S/h}$), sodass der Quench bei $E_{\text{acc}} = 7,3 \text{ MV/m}$ durch starke Feldemission

verursacht ist. Innerhalb weniger Stunden zeigte sich eine Abnahme des Röntgenuntergrundes bei konstantem Feld. Die Messungen zur Bestimmung der LKV (siehe Abb. 7.14) konnten bereits bis zu einem Feldwert von $E_{acc} = 7,84 \text{ MV/m}$ durchgeführt werden.

gepulster Betrieb mit geringem CW Basis-Level

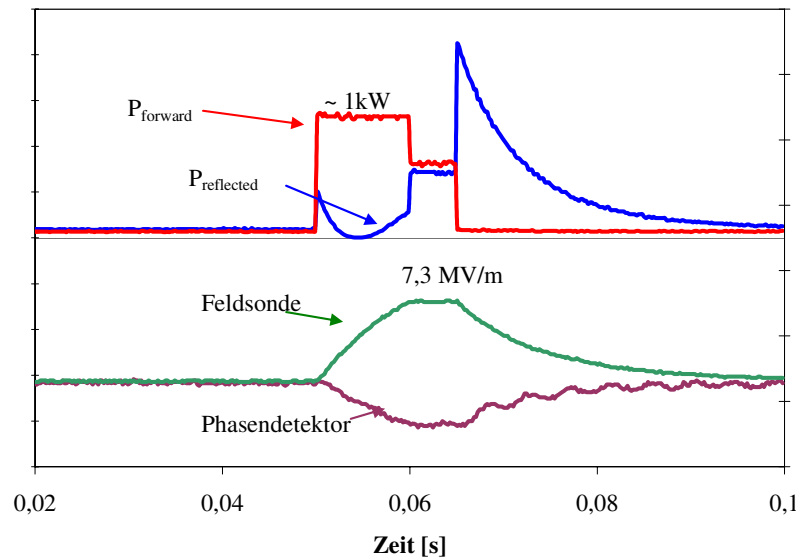


Abb. 7.9: Erste gepulste Messung bei gleichzeitig vorhandenem geringem CW-Level.

Bereits bei den ersten supraleitenden Messungen der noch unpräparierten Kavität zeigt sich eine starke mechanische Eigenresonanz bei 228 Hz des Resonator-Tuner-Systems, die das Verhalten des Resonanzfrequenz-Regelkreises negativ beeinflusst hat. Diese mechanische Schwingung wurde auch bei genauerer Analyse der präparierten Kavität festgestellt.

Zur Bestimmung der mechanischen Eigenschwingungen wurde die Kavität durch eine an die Piezo-Einheit angelegte Sprungfunktion angeregt. Über eine Fast-Fourier-Transformation (FFT) des zur Frequenzregelung genutzten Phasensignals lässt sich direkt eine Aussage über die relative Stärke und Frequenz der mechanischen Eigenschwingungen treffen (Abb. 7.10).

Deutlich zu erkennen sind die starken Resonanzen bei 228 Hz. Eine genauere Analyse der mechanischen Eigenresonanzen erhält man durch direkte Anregung über die Piezo-Einheit mit einer sinusförmigen Funktion. Hierbei lassen sich auch mechanische Eigenresonanzen geringer Güte bestimmen. Im Normalfall folgt die Resonanzfrequenz der Kavität dieser geringen Anregung, die allerdings so klein gewählt ist, dass dies im Phasensignal kaum erkennbar ist. Trifft man nun exakt eine mechanische Eigenresonanz, so zeigt sich dies in einer deutlichen Erhöhung des Phasensignals mit der gleichen Frequenz. Auch eng benachbarte Resonanzen sind hierdurch eindeutig separierbar (Abb. 7.11).

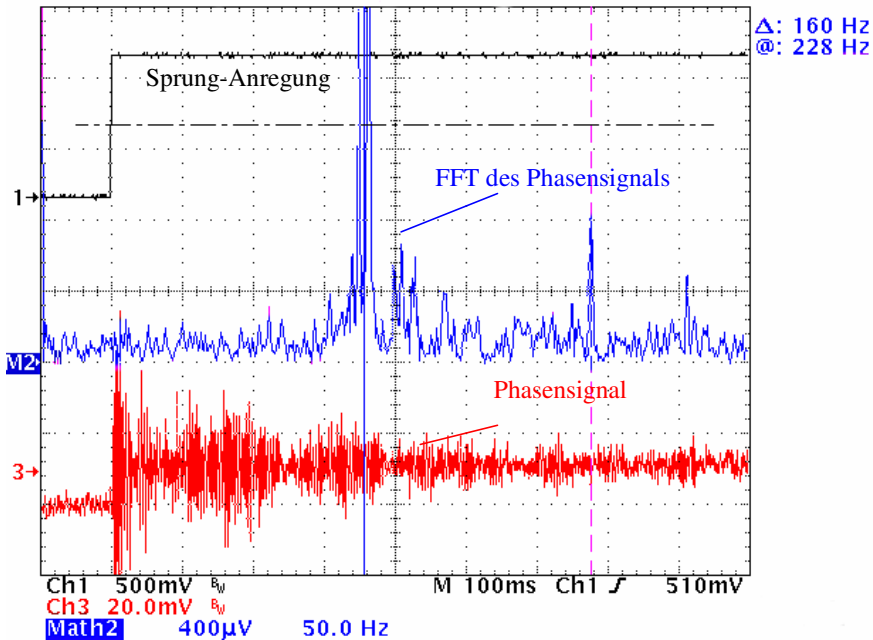


Abb. 7.10: FFT des Phasensignals zur Bestimmung der mechanischen Eigenresonanzen nach Anregung der Piezos durch Sprungfunktion.

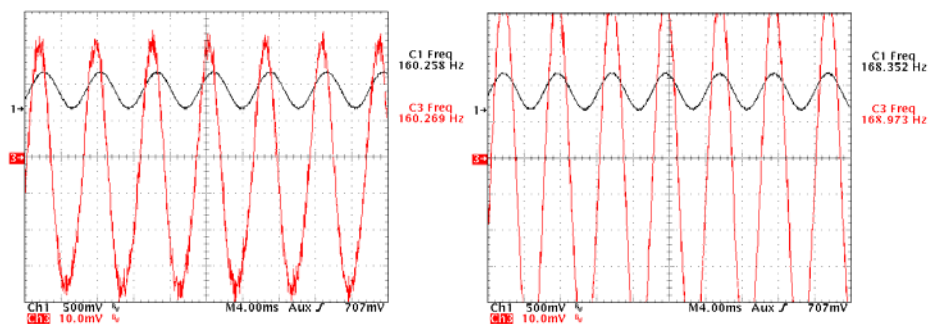


Abb. 7.11: Anregung zweier benachbarter Eigenresonanzen (160 Hz, 168 Hz) mit Hilfe einer sinusförmigen Anregung: schwarz: Piezo-Anregung, rot: Phasensignal der Resonanzfrequenzregelung.

Durch Änderung der Anregungsfrequenz lassen sich nun bis zur ersten Eigenresonanz der Piezo-Elemente sehr leicht die mechanischen Eigenschwingungen der Kavität bestimmen. Auch bei dieser etwas zeitaufwendigen Methode trat die stärkste Eigenschwingung bei 230 Hz auf (Abb. 7.12, man beachte die geänderte Skalierung).

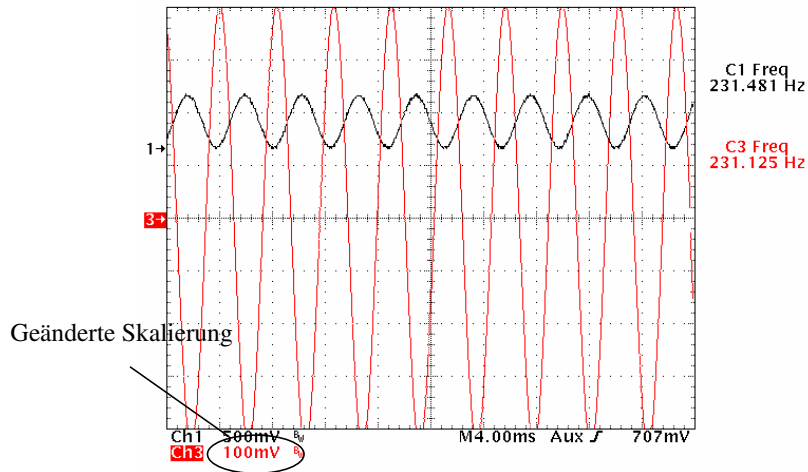


Abb. 7.12: Dominierende mechanische Eigenresonanz bei 230 Hz.

Zwar liegt diese Eigenresonanz deutlich höher als die Wiederholrate und ist weit genug entfernt von 50 Hz bzw. Vielfachen von 50 Hz (Netzbrumm), doch ist die Eigenresonanz so stark, dass sie durch Sub-Harmonische angeregt werden kann (Abb. 7.13) und bei der HF-Regelung, insbesondere bei der Auslegung zur Kompensation der Lorentzkraft-Verstimmung, besonders berücksichtigt werden muss. Ein Beispiel ist in Abb. 7.15 dargestellt.

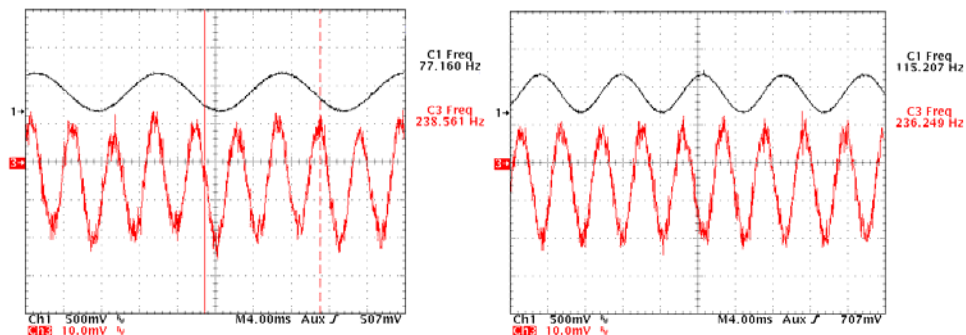


Abb. 7.13: Anregung der stärksten mechanischen Eigenresonanz durch Sub-Harmonische.

Die Auswertung des zur Frequenzregelung benutzten Signals des Phasendetektors erlaubt zusätzlich eine leichte Bestimmung der Lorentzkraft-Verstimmung (LKV). Entgegen der Annahme basierend auf den Simulationen aus Kapitel 4.4.3 ($K = 1 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$) ergab sich aus den Messungen dargestellt in Abb. 7.14 eine deutlich größere LKV. Eine lineare Anpassung der Gl. (4.11) an die Daten ergibt $K = 6 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$. Da bei der Auslegung des Tuners von einer weitaus geringeren LKV ausgegangen wurde, lässt sich die LKV durch die schnelle Piezo-Einheit nur bedingt kompensieren. Erste Versuche mit einfachen Signalformen

(lineare Rampe, positive Sinushalbwellen) zur Vorsteuerung der schnellen Piezo-Tuning-Einheit zeigten trotz der hohen LKV, dass zumindest eine Teilkompensation möglich ist.

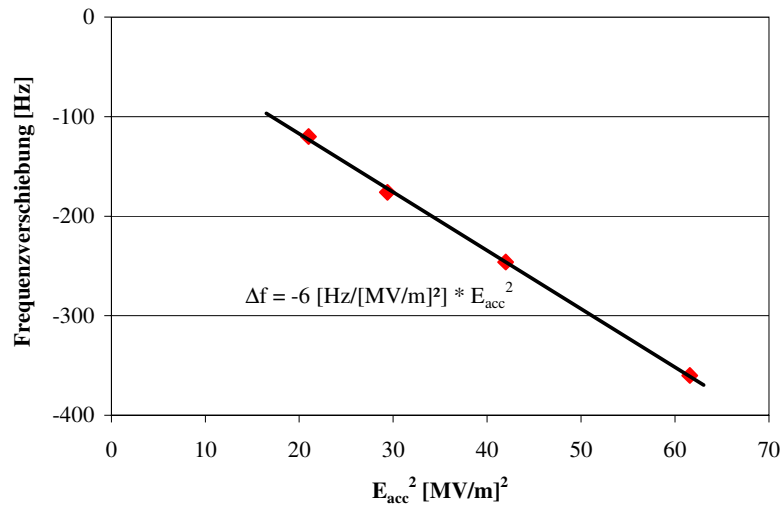


Abb. 7.14: Bestimmung der Lorentzkraft-Verstimmung (Typ II).

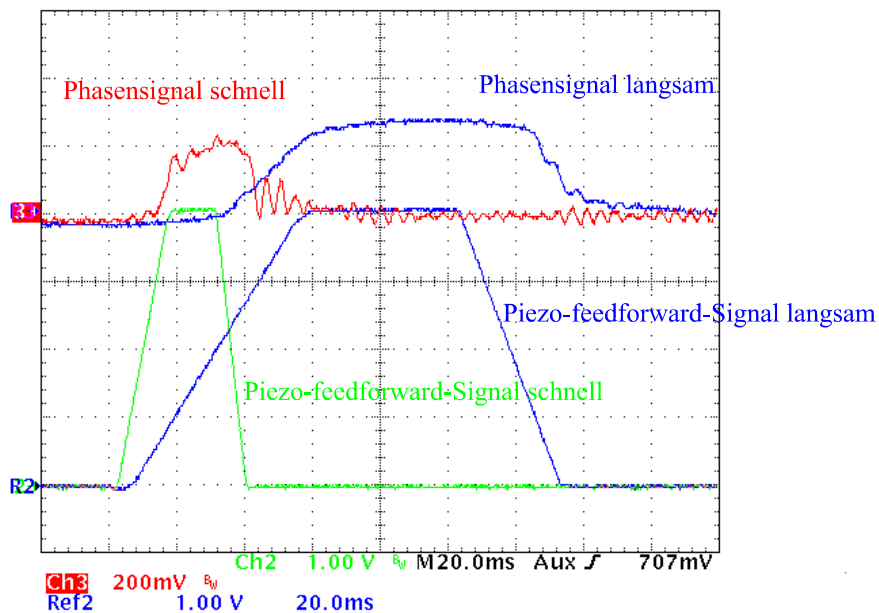


Abb. 7.15: Resonanzfrequenzänderung durch Piezo-Vorsteuerung bei unterschiedlichen Anstiegsgeschwindigkeiten.

Limitierend ist dabei die erforderliche hohe Anstiegsgeschwindigkeit an den Piezos, verbunden mit der Trägheit des Systems Kavität-Tuner. Betrachtet man die Resonanz-

frequenzänderungen durch die Piezo-Translatoren, so ergibt sich folgendes, dynamisches Verhalten (Abb. 7.15): Eine einfache Vorsteuerungskurve (Piezo-feedforward-Signal langsam), bestehend aus linearen Rampen mit runden Übergängen zu den konstanten Werten, führt bei langsamen Anstiegszeiten zur gewünschten Resonanzfrequenzänderung von etwa 300 Hz (Phasensignal langsam) ohne Anregung von Eigenschwingungen. Erkennbar ist hierbei auch die mechanische Verzögerungszeit des Gesamtsystems Tuner-Kavität.

Verkürzt man nun die Anstiegszeit der Vorsteuerung unter Beibehaltung der Signalform, so wird nicht nur der Endwert wegen der Zeitkonstanten des Gesamtsystems nicht erreicht, sondern auch die stärkste mechanische Eigenschwingung angeregt.

7.2.3 Prototyp Typ I

Die ersten HF-Messungen am Prototyp-Resonator Typ I zeigten eine starke Multipacting-Schwelle ähnlich der des Prototypen Typ II. Die Zeit zur Konditionierung dieser Schwelle konnte durch Vorkonditionierung bei Flüssig-Stickstoff-Temperatur und hoher CW-Leistung reduziert werden. Bedingt durch die runden Endkappen traten im Gegensatz zu Typ II weitere Multipacting-Schwellen ab einem Beschleunigungsfeld E_{acc} von etwa 1 MV/m auf. Im frequenzgeregelten Betrieb ließen sich diese Schwellen im CW-Betrieb innerhalb einer Stunde überwinden.

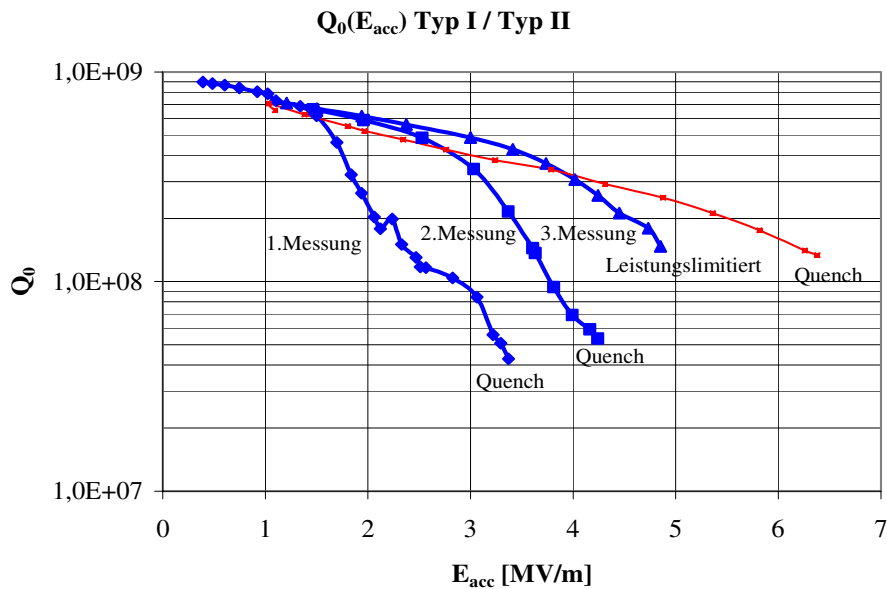


Abb. 7.16: Gütemessungen am Prototypen Typ I (blau) im Vergleich zu Prototyp Typ II (rot).

In Abb. 7.16 sind die Gütemessungen am Typ I Resonator zusammengefasst und als Vergleich die Messung aus Abb. 7.8 vom Prototypen Typ II mit abgebildet. Trat bei der ersten Messung des Prototypen Typ I noch Multipacting auf (zu erkennen an der pos. Steigung der Kurve bei 2,3 MV/m), so wurde die 2. Messung durch Feldemission dominiert. Bereits nach einigen Stunden der Konditionierung im gepulsten Betrieb zeigt sich eine deutliche Verbesserung (3. Messung). Die angegebene Leistungslimitierung liegt begründet in der Benutzung der Feldsonde als Einkopplung. Während der Konditionierung der Kavität verursachte eine gelöste Feder zusätzliche Verluste im Hauptkoppler. Dadurch konnte dieser durch Herausziehen lediglich als extrem unterkoppelte Feldsonde benutzt werden. Zur Vermeidung von Überschlügen an der eigentlichen Feldsonde wurde die vorläufige Leistung auf 95 W begrenzt. Die bisherigen Erfahrungen mit den HWR-Prototypen lassen allerdings

eine höhere Feldstärke vermuten, sodass ein ähnliches Verhalten beider Typen mit annähernd gleichen Werten bzgl. maximalem Beschleunigungsfeld und erreichbarer Güte zu erwarten ist.

Im Vergleich zu Prototyp II weist Typ I eine höhere Empfindlichkeit gegenüber mechanischen Resonanzen auf, hervorgerufen durch die tiefgezogenen, runden Endkappen. Auch hier lassen sich die mechanischen Resonanzen durch eine FFT des Phasensignals nach Anregung durch eine Sprungfunktion an den Piezo-Translatoren bestimmen (Abb. 7.17).

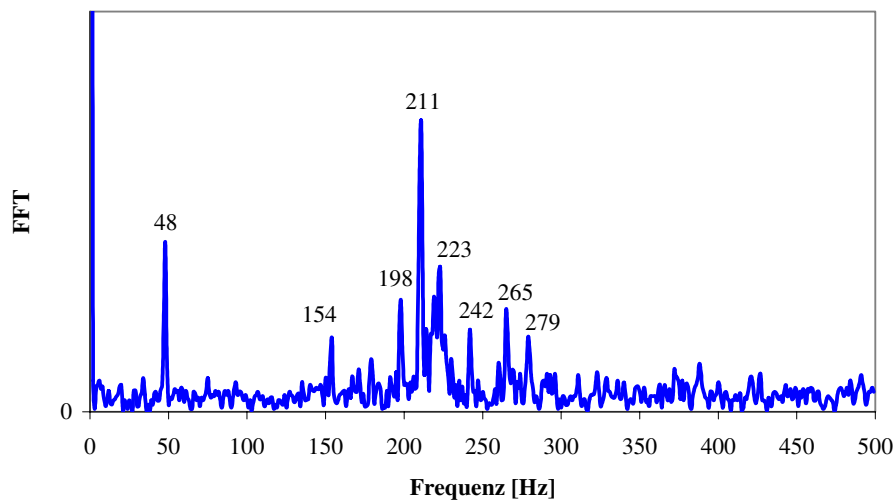


Abb. 7.17: FFT des Phasensignals zur Bestimmung der mechanischen Eigenresonanzen nach Anregung der Piezos durch eine Sprungfunktion am Prototypen Typ I.

Im Unterschied zu Prototyp Typ II zeigt sich bereits eine erste mechanische Eigenresonanz bei 48 Hz, die auch mit direkter sinusförmiger Anregung durch die schnellen Piezo-Translatoren messbar war. Die stärkste Eigenresonanz (211 Hz) liegt fast 10% unterhalb der des Prototypen Typ II und bestätigt die geringere, mechanische Steifigkeit.

Bereits bei den ersten Messungen im gepulsten Betrieb (Abb. 7.18) zur Konditionierung der Kavität zeigte sich der Einfluss der höheren Empfindlichkeit gegenüber mechanischer Resonanzen. Zu diesem Zweck wurde neben einem Low-Level-Puls (80ms) nach einer Verzögerung von 24 ms ein High-Level-Puls addiert (10ms), wodurch ein Beschleunigungsfeld in der Kavität von $E_{acc} = 4,5 \text{ MV/m}$ erreicht wurde. Der längere Low-Level-Puls erlaubt eine Messung des Kavitätsverhaltens, hervorgerufen durch den High-Level-Puls und zeigt deutlich die Anregung der stärksten mechanischen Eigenschwingung von 211 Hz. Auch bei einer Wiederholrate von lediglich 2 Hz wirkt sich dies unvorteilhaft auf die Resonanzfrequenzkontrolle aus und kann im ungünstigsten Fall eine Regelung unmöglich machen (siehe Kapitel 7.2.4).

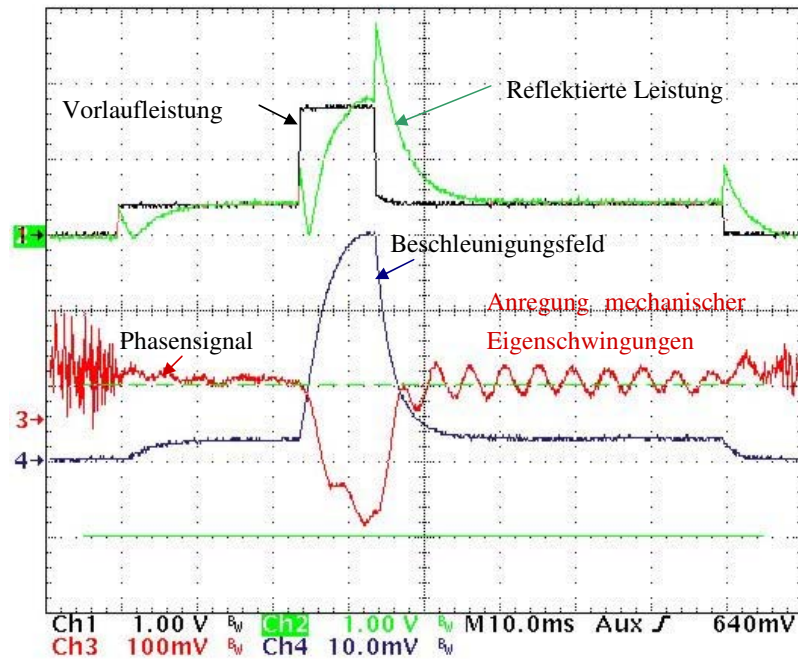


Abb. 7.18: Verhalten des Prototypen Typ I im gepulsten Betrieb.

Die höhere mechanische Steifigkeit des Typ II-Resonators liegt dabei nicht nur in den Endkappen begründet, sondern auch im Herstellungsprozess des Innen- und Außenleiters, der gemäß Kapitel 4.3 diese aus vier Komponenten (ohne Endkappen) bildet. Besonders in den Bereichen der Quer-Schweißnähte kommt es dabei zur Versteifung der gesamten Kavität und damit zur Verkleinerung der LKV. Im Gegensatz dazu bestehen Innen- und Außenleiter des Prototyp-Typ I jeweils aus zwei Halbschalen und weisen somit nur zwei Längs-Schweißnähte auf. Gemäß Gl. (4.8) trägt auch das hohe Magnetfeld an den Endkappen zur LKV bei. Der Anteil des Magnetfeldes zum Druck auf die Resonatorwand, verglichen mit dem Anteil des elektrischen Feldes im Bereich der Strahlrohröffnungen, beträgt im vorliegenden Fall:

$$\frac{\mu_0 |H_{\max}|^2}{\epsilon_0 |E_{\max}|^2} = 38\% \text{ und ist damit im Gegensatz zu elliptischen Kavitäten nicht vernachlässigbar.}$$

Berücksichtigt man zudem noch die Materialausdünnung durch das Tiefziehen der runden Endkappen, wird eine höhere LKV für den Typ I Resonator plausibel. Eine erste Analyse der LKV am Prototypen Typ I wie in Kapitel 7.2.2 ergab eine um etwa 60% höhere LKV-Konstante von $K = 9,9 \text{ [Hz/[MV/m]^2]}$ (Abb. 7.19).

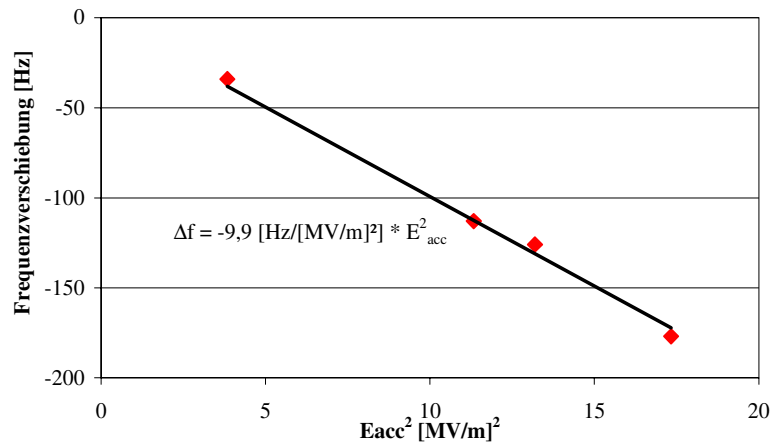


Abb. 7.19: Bestimmung der Lorentzkraft-Verstimmung (Typ I).

Zur Kompensation der LKV mittels der schnellen Piezo-Translatoren wurde die Kavität Typ I gepulst bei einer eingestellten, externen Güte von $Q_{ext} = 4 \cdot 10^6$ betrieben.

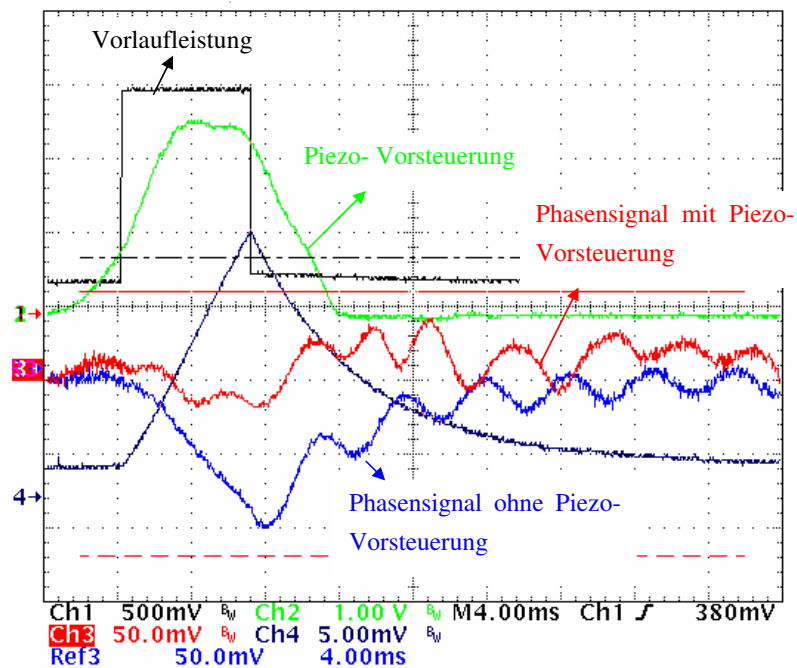


Abb. 7.20: Kompensation der LKV durch schnelle Piezo-Translatoren.

Durch entsprechende Wahl der Vorwärtsleistung im Puls wurde ein Beschleunigungsfeld von $E_{acc} = 3,1 \text{ MV/m}$ erreicht. Die sich daraus ergebende LKV (100Hz) liegt 50% höher als die aus den Simulationen (Kapitel 4.4.3) zu erwartende LKV bei einem Beschleunigungsfeld von

$E_{acc} = 8 \text{ MV/m}$ und erlaubt eine Untersuchung der LKV-Kompensation gemäß der theoretischen Auslegungen.

Auch bei diesem reduzierten Feld zeigte sich bereits ohne LKV-Kompensation die Anregung der stärksten mechanischen Eigenschwingung, hervorgerufen durch die Pulsung (Abb. 7.20: blaue Kurve). Durch eine Vorsteuerung (grüne Kurve) der schnellen Piezo-Translatoren konnte die LKV deutlich reduziert werden, ohne zusätzliche Anregung der mechanischen Resonanz (rote Kurve). Die sich ergebende Restabweichung der Phase liegt innerhalb des I/Q-Regelbereichs. Somit konnte gezeigt werden, dass die außerhalb des Kryostaten montierte schnelle Tuning-Einheit aus Piezo-Translatoren die gestellten Anforderungen erfüllt und eine Kompensation der LKV ermöglicht.

7.2.4 Messungen zur HF-Regelung

Trotz der hohen Empfindlichkeit des Typ I-Prototypen gegenüber mechanischen Eigenresonanzen und hoher LKV konnten erste Messungen zur I/Q-Regelung bei reduziertem Feld durchgeführt werden. Der variable Koppler wurde hierzu unter Berücksichtigung der Strahlanforderungen für COSY auf eine externe Güte von $Q_{ext} = 3,5 \cdot 10^6$ eingestellt. Im ersten Fall wurde die Vorlaufleistung im Sinne einer Störaufschaltung um 4 dB für die Dauer von 10 ms erhöht. Das sich einstellende Beschleunigungsfeld reduzierte die Phase durch die LKV um ca. 15° . Die Messungen an der Feldsonde mittels eines Netzwerkanalysators geben dabei nicht nur Auskunft über die Amplitude, sondern auch über die sich einstellende Phase in Bezug auf die ungestörte Ausgangsleistung des HF-Generators. Der Vergleich zwischen der unregelmäßigen und der noch nicht optimierten I/Q-geregelten Messung ergab eine resultierende Regelabweichung von +1 dB und -3° unter Berücksichtigung des Rauschanteils. Dies entspricht in etwa einer 10%-Feldgenauigkeit und erfordert eine Anpassung der Regelparameter zur Erzielung der notwendigen Regelabweichungen von $\pm 0,5\%$ in der Amplitude und $\pm 0,5^\circ$ in der Phase.

Eine weitere Untersuchung wurde unter Einbeziehung der Pulsungs-Einheit (Kapitel 5.3.3) durchgeführt. Die Vorlaufleistung wurde ausgehend von einem CW-Sockelwert um 10 dB im Puls angehoben, während gleichzeitig das Feldsensordesignal am I/Q-Demodulator um 10 dB reduziert wurde. Dadurch wurde der I/Q-Regelkreis im Idealfall immer am gleichen Arbeitspunkt betrieben. Ohne I/Q-Regelung (Abb. 7.21 a)) erkennt man den Anstieg des Feldes (Feldsonde) gemäß der Zeitkonstante, bestimmt durch die externe Güte Q_{ext} und konstante Vorwärtsleistung sowie die Änderung der Phase durch die LKV. In Abb. 7.21 b) ist das Kavitätsverhalten unter Einbeziehung der I/Q-Regelung dargestellt. Der Triggerpunkt TP1 markiert die Zeit, zu der die I/Q-Regelung eingeschaltet wird, während mit TP2 die Aktivierung der Pulsung gekennzeichnet ist. Zum Zeitpunkt TP3 wird sowohl die I/Q-Regelung als auch die Pulsung deaktiviert.

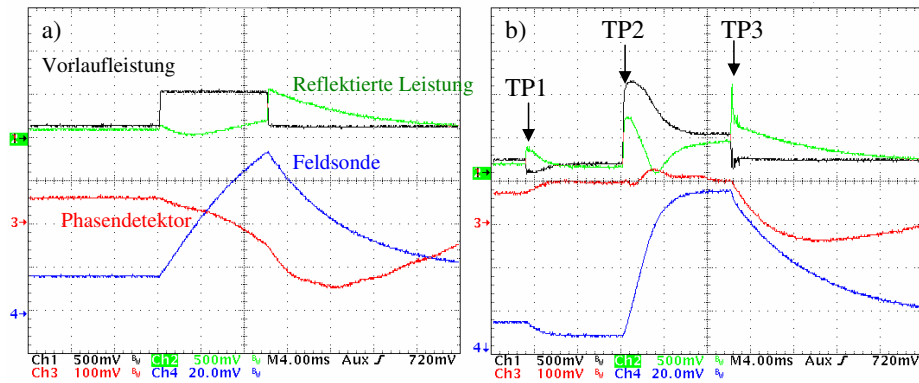


Abb. 7.21: Gepulstes Verhalten des Prototyp-Resonators mit und ohne I/Q-Regelung.

Die I/Q-Regelung sorgt für eine zusätzliche Erhöhung der Vorlaufleistung während der Füllphase. Der durch die Regelung bestimmte Endwert wird hierdurch schneller erreicht und die Abweichung der Phase vom Sollwert deutlich reduziert.

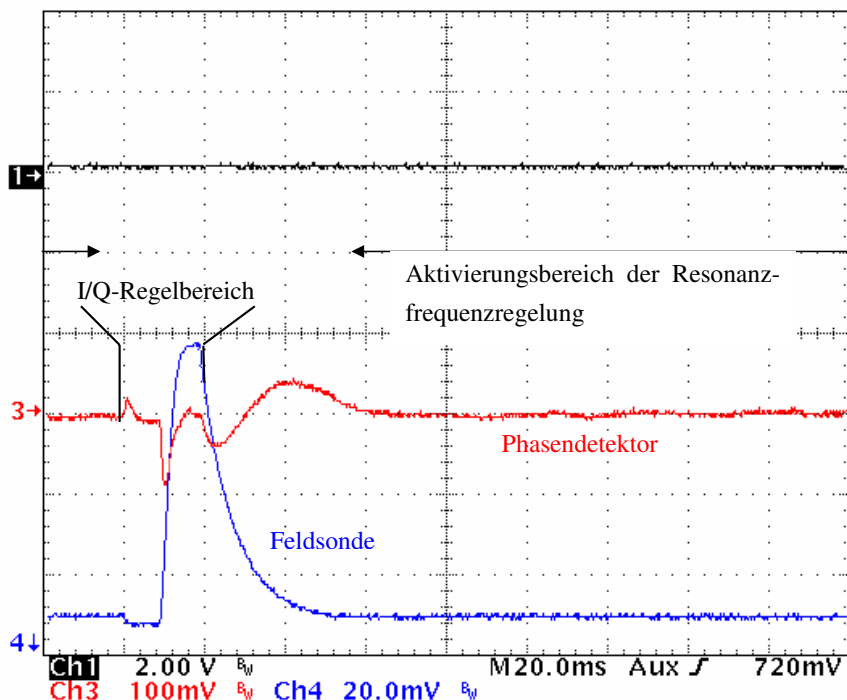


Abb. 7.22: I/Q-Regelung der HF inklusive Resonanzfrequenzregelung durch langsame Tuning-Einheit.

Parallel zur I/Q-Regelung wird die Resonanzfrequenzregelung betrieben (siehe Kapitel 5.3.4), die in den Pausen zwischen den Hochfeldpulsen aktiviert wird und bei einer Abweichung der Resonanzfrequenz von der Generatorfrequenz um ± 15 Hz die Schrittmotorsteuerung des

Tuners ansteuert. Abb. 7.22 stellt den Idealfall einer vernachlässigbaren Resonanzfrequenzabweichung von der Generatorfrequenz dar. Zudem sind die Aktivierungsbereiche der Resonanzfrequenz- bzw. I/Q-Regelung abgebildet. In Abb. 7.23 sind die beiden Extremwerte dargestellt, gekennzeichnet durch die Aktivierungen der Motorsteuerung zur Anpassung der Resonanzfrequenz. Innerhalb dieses Fensters muss die I/Q-Regelung das Feld der Kavität in den geforderten Grenzen halten. Amplituden und Phasengenauigkeit der I/Q-Regelung lassen sich somit bei Erreichen dieser Grenzen direkt bestimmen. Eine Reduktion der Fensterbreite zur Resonanzfrequenzregelung würde zwar die Anforderungen des I/Q-Regelkreises weiter herabsetzen, birgt allerdings die Gefahr einer Anregung zusätzlicher mechanischer Resonanzen durch den ständigen Richtungswechsel des Resonanzfrequenzregelkreises.

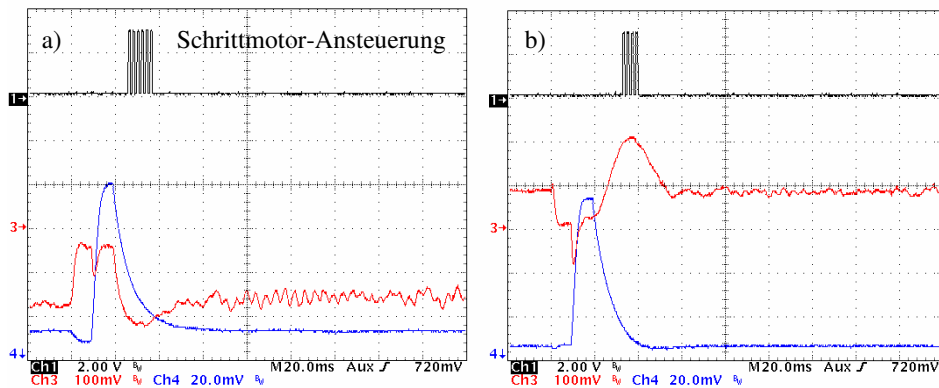


Abb. 7.23: Ergebnisse der ersten I/Q-Messungen an den Grenzen des Regelbereichs.

Ohne Anpassung der Regelparameter ergibt sich aus den gemessenen Daten bereits eine Feldgenauigkeit von $\pm 3\%$ Amplitudenabweichung und $\pm 2^\circ$ Phasenabweichung.

Eine erste Optimierung der Regelparameter und Phasenlagen wurde durchgeführt und zeigte zumindest bei den reduzierten Beschleunigungsgradienten vielversprechende Ergebnisse. Zusammengefasst sind in Abb. 7.24 die erreichten Feldgenauigkeiten im gepulsten Betrieb dargestellt. Die Triggerpunkte TP1 bis TP3 markieren dabei die gleichen Zeitpunkte wie in Abb. 7.21 b). Zur Bestimmung der Regelabweichungen wurden auch hier annähernd die beiden Extremwerte betrachtet (± 14 Hz). Es wurde über den gesamten Regelbereich eine Phasenabweichung von $\pm 1,4^\circ$ und eine Amplitudenabweichung von $\pm 0,6\%$ erreicht.

Eine Betrachtung der I- und Q-Anteile am Demodulator (Abb. 7.24 Kurve: a) und b)) zeigt noch eine leichte Abweichung der Phasenlage zum 45° -Arbeitspunkt. Eine weitere Verbesserung der Regelabweichungen scheint somit möglich.

Bei geringen Feldwerten (1-2 MV/m) konnte durch Messungen gezeigt werden, dass eine analoge I/Q-Regelung in Verbindung mit der Tuner-Einheit zur Resonanzfrequenzregelung die Anforderungen bzgl. eines gepulsten Linacs für COSY annähernd erfüllt. Aufgrund der zur Zeit noch hohen mechanischen Empfindlichkeit der HWR-Prototypen sind allerdings vergleichbare Messungen bei höheren Feldstärken nicht möglich.

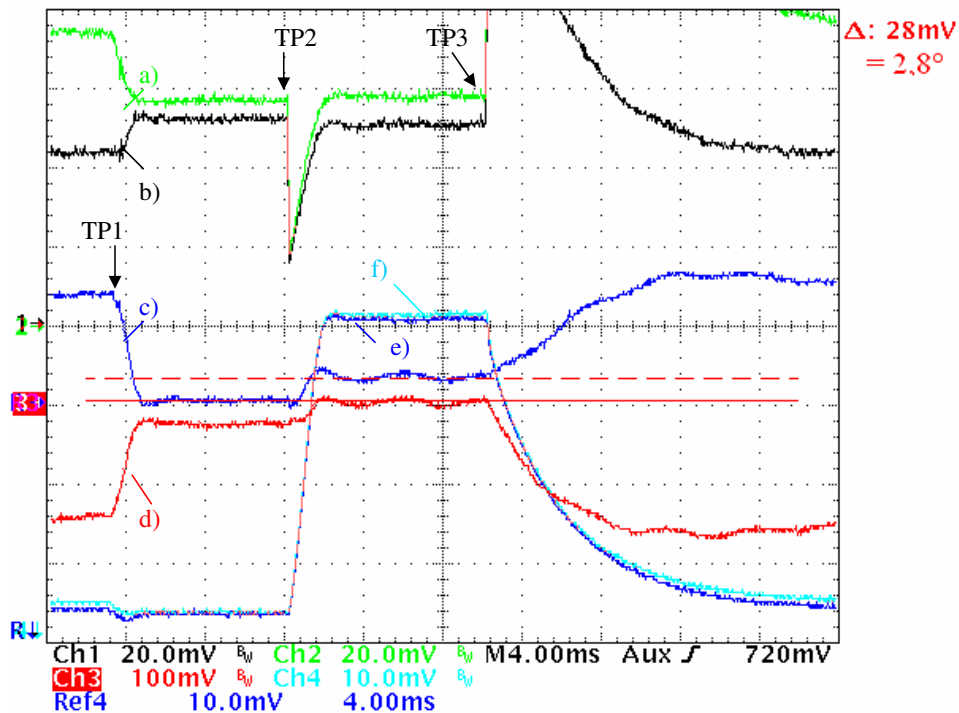


Abb. 7.24: Amplituden und Phasenabweichung der I/Q-Regelung nach erster Optimierung: a) I-Anteil nach I/Q-Demodulation, b) entsprechender Q-Anteil, c) Phase bei +14 Hz Resonanzfrequenzabweichung, d) Phase bei -14 Hz Abweichung, e) Feldsensordesignal bei +14 Hz Abweichung und f) Feldsensordesignal bei -14 Hz.

Beiden Prototypen ist der kontinuierliche Abfall der Leerlaufgüte gemeinsam. Auch in einem gepulsten Einsatz (beispielsweise als Vorbeschleuniger für COSY) ist die geringe Leerlaufgüte nicht vernachlässigbar und erfordert eine weitere Betrachtung.

Die Messungen zum mechanischen Verhalten zeigen gravierende Nachteile des Typ I-Prototypen gegenüber dem Typ II auf. Sowohl mechanische Eigenresonanzen als auch die LKV favorisieren die Geometrie des Typ II, obwohl die Materialkosten durch die Bearbeitung einer 2 cm dicken Niob-Platte für die Endkappen deutlich höher sind. Die elliptische Kontur der Endkappen weist dabei bezüglich der chemischen Bearbeitung keine nachweisbaren Nachteile auf. Bei der Auslegung der schnellen Tuning-Einheit wurden die mechanischen Simulationsergebnisse aus Kapitel 4.4.3 zur Festlegung der LKV benutzt, die sich nach den Messungen als unrealistisch erwiesen und eine Korrektur des Simulationsmodells erfordern. Eine Verringerung der LKV ließe sich durch zusätzliche Versteifungsringe bei der Montage der Helium-Hülle erzielen. Hierbei kann bereits ein Versteifungsring für den Typ II-Resonator ausreichend sein, die LKV auf die gewünschte Größe zu reduzieren und die mechanischen Eigenresonanzen zu bedämpfen.

Zusammenfassung

Das Synchrotron COSY am Forschungszentrum Jülich zeichnet sich durch eine exzellente Strahlqualität aus und bietet neben unpolarisierten Protonen- und Deuteronenstrahlen auch polarisierte Protonen- und Deuteronenstrahlen in einem Impulsbereich von 300 MeV/c bis 3.7 GeV/c zu Forschungszwecken im Bereich der Hadronenphysik an. Dabei können nicht nur interne Targetplätze benutzt werden, sondern auch über eine ultralangsame Extraktion externe Experimente über Minuten mit konstantem Strahlstrom durchgeführt bzw. mittels der Kickerextraktion kurze Strahlpulse mit hoher Teilchenzahl genutzt werden.

Die zur Verfügung stehende polarisierte Atomstrahlquelle zusammen mit dem über 35 Jahre alten Zyklotron Julic als Vorbeschleuniger begrenzen allerdings die Teilchenzahl polarisierter Protonen und Deuteronen in COSY. Ein neuer Vorbeschleuniger, angepasst an eine leistungsfähigere Quelle für polarisierte Teilchen, würde eine optimale Füllung von COSY bis zum Raumladungslimit ermöglichen. Favorisiert wurde hierbei das Konzept mit supraleitenden Halbwellenresonatoren, da durch den Einsatz der zweizelligen Resonatoren Protonen und Deuteronen mit einer ähnlichen Übergangsenergie für COSY zur Verfügung gestellt werden können.

In dieser Arbeit wurde insbesondere die Verwendung von supraleitenden Viertelwellen bzw. Halbwellenresonatoren im gepulsten Betrieb zur Beschleunigung von leichten Ionen (Protonen und Deuteronen) untersucht. Im Vordergrund stand dabei eine für COSY optimierte Auslegung eines Linacs mit genügend hoher Teilchenzahl und Wiederholrate. Die Auslegungsdaten ermöglichen zudem die Nutzung des Linacs für zusätzliche Strahlungsexperimente, während COSY als Speicherring betrieben wird.

Diese erstmalige Auslegung von Halbwellenresonatoren zur Beschleunigung von polarisierten Protonen und Deuteronen im gepulsten Betrieb erforderte eine ausführliche Analyse der Beschleunigungsstruktur sowie eine angepasste Auslegung des Kryostaten und ein zugeschnittenes Konzept zur Regelung der Hochfrequenz. Das Design der Halbwellenresonatoren wurde maßgeblich durch die hohen Anforderungen bezüglich Beschleunigungsfeld und Strahlqualität bestimmt und auf hohe Verfügbarkeit ausgelegt.

Die Fertigung der Resonatoren basiert auf Standard-Verfahren, wobei zwei Prototypen von verschiedenen Herstellern mit leicht geänderter Geometrie untersucht wurden. Der Prototyp Typ I - mit runden Endkappen - weist bei den Betrachtungen bzgl. der erreichbaren Feldstärke, ohne Optimierung der Präparation, keine Vorteile gegenüber Typ II auf. Allerdings ist das mechanische Verhalten des Typ II-Prototypen in Hinsicht auf einen gepulsten Einsatz deutlich besser. Sowohl die Lorentzkraft-Verstimmung als auch die mechanischen Eigenresonanzen favorisieren die Fertigungsmethoden des Typ II-Resonators, obwohl dieser

höhere Materialkosten aufweist. Ein gewünschtes Beschleunigungsfeld von $E_{\text{acc}} = 8 \text{ MV/m}$ wurde routinemäßig bei beiden Prototypen noch nicht erreicht. Unter Berücksichtigung des schlechten Vakuums in der Testeinrichtung und den Konditionierungsmöglichkeiten zur Reduzierung der Feldemission liegt zwar die Erreichbarkeit ($E_{\text{acc}} = 8 \text{ MV/m}$) nahe, stellt aber auch gleichsam ein Limit dieser Strukturen dar.

Eine hohe Flexibilität bezüglich Strahlstromanpassung, minimierten Konditionierungszeiten, hoher Messgenauigkeit zur direkten Bestimmung der Leerlaufgüte und individueller Anpassung an die Performance jeder einzelnen Kavität wurde durch die Entwicklung eines einstellbaren Kopplers erreicht. Die Nutzung der zur chemischen Behandlung notwendigen Bearbeitungsöffnungen erlaubten dabei nur eine induktive Kopplung. Zur Vermeidung von Kontaminationen der präparierten Oberfläche, hervorgerufen durch Abrieb während der Bewegungen der Koppelschleife, wurde ein kaltes Fenster entwickelt, das, im Reinraum montiert, die variable Kopplung von der Kavität trennt. Die Variabilität und die Einhaltung der spezifizierten HF-Anforderungen konnten bereits im Test-Feld nachgewiesen werden.

Ionenoptische Aspekte erzwangen eine in Strahlrichtung minimierte Auslegungslänge des Linacs. Trotz der Wahl eines mechanischen Tuners konnte eine Tuningeinheit integriert werden, die keinen zusätzlichen Platzbedarf in longitudinaler Richtung benötigt und alle Anforderungen bezüglich Tuningbereich und schnellem Tuning zur Kompensation der Lorentzkraft-Verstimmung erfüllt. Durch die Benutzung von Festkörperelementen entschärfte sich die Problematik einer komplexen Mechanik unter tiefen Temperaturen, ohne gravierenden Einfluss auf die Funktionalität bezüglich Tuningbereich und Tuninggeschwindigkeit zu nehmen. Im entwickelten Design der Tunereinheit befinden sich alle aktiven Tuningelemente außerhalb des Kryostaten. Dies erhöht signifikant die Wartungsfreundlichkeit einer kompletten Kryostat-Einheit, da im Fehlerfall ein Austausch einer defekten aktiven Tunereinheit möglich ist, ohne Aufwärmung des Kryostaten oder Brechen eines Vakuums. Langsame Resonanzfrequenzänderungen beispielsweise durch Druckschwankungen im Flüssig-Helium-System konnten ausreichend durch die Schrittmotorregelung korrigiert werden.

Die flexible Auslegung der Hochfrequenz-Regelung gestattet eine schnelle Anpassung an die durch Messungen gewonnenen kavitätsspezifischen Eigenschaften. Unterstützend wirkt hierbei das speziell für den HWR entwickelte Simulationsmodell. Bereits bei den ersten Tests der analogen I/Q-Regelung in Kombination mit der Resonanzfrequenzregelung wurde eine Amplitudenabweichung von $\pm 0,6\%$ respektive eine Phasenabweichung von $\pm 1,4^\circ$ erreicht.

Anhang

Benutzte Materialparameter von Niob

Elektrische Eigenschaften		
Spezifischer Widerstand bei 20 °C	14	μOhmcm
Sprungtemperatur T_c	9,25	K
Kritische Feldstärke B_c	195	mT
Obere kritische Feldstärke B_{c2}	240	mT
Londonsche Eindringtiefe λ_0	38	Nm
Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge ξ_{GL}	39	Nm
RRR	> 250	
Mechanische Eigenschaften		
Zugfestigkeit bei 20 °C	100	MPa
Zugfestigkeit bei -269 °C	800	MPa
Wärmeausdehnungskoeffizient α	$7 \cdot 10^{-6}$	1/K
Wärmeleitfähigkeit bei 4 K	10	W/m/K

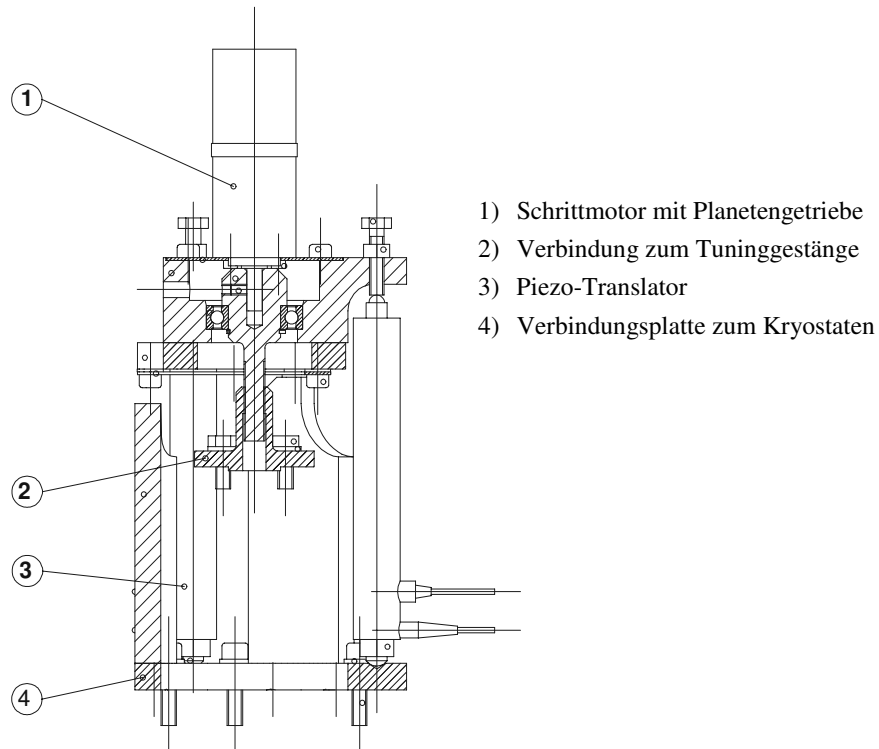
Daten zum kalten Fenster:

Keramik-Material	Al_2O_3	Aluminiumoxid
Reinheit	99,7	%
Diele. Loss tg	$1 \cdot 10^{-5}$	
Materialstärke	2,4	mm
Beschichtung	Material	Amorphes Germanium
Film-Dicke	80	Nm
DC Widerstand (1 MV/m @ 4 K)	$1 \cdot 10^{18}$	Ohm
DC Widerstand (20 MV/m @ 4 K)	$1 \cdot 10^9$	Ohm
HF Widerstand (4 K, 160 MHz)	$3 \cdot 10^8$	Ohm

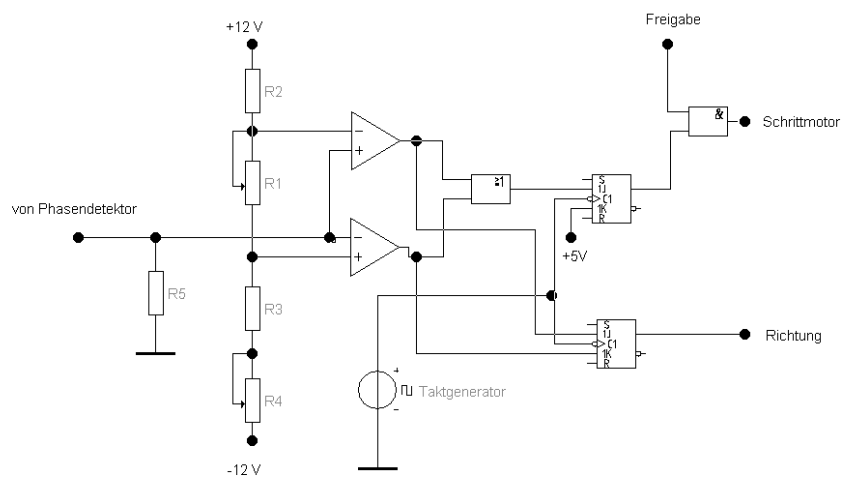
Übersichtszeichnung der aktiven Tunereinheit außerhalb des Kryostaten:

Die kompakte außerhalb des Kryostaten montierte aktive Tuningeinheit erlaubt nicht nur eine feine Resonanzfrequenzeinstellung durch den mit Planetengetriebe betriebenen Schrittmotor, sondern integriert auch drei Piezo-Translatoren zur Kompensation der LKV und etwaiger

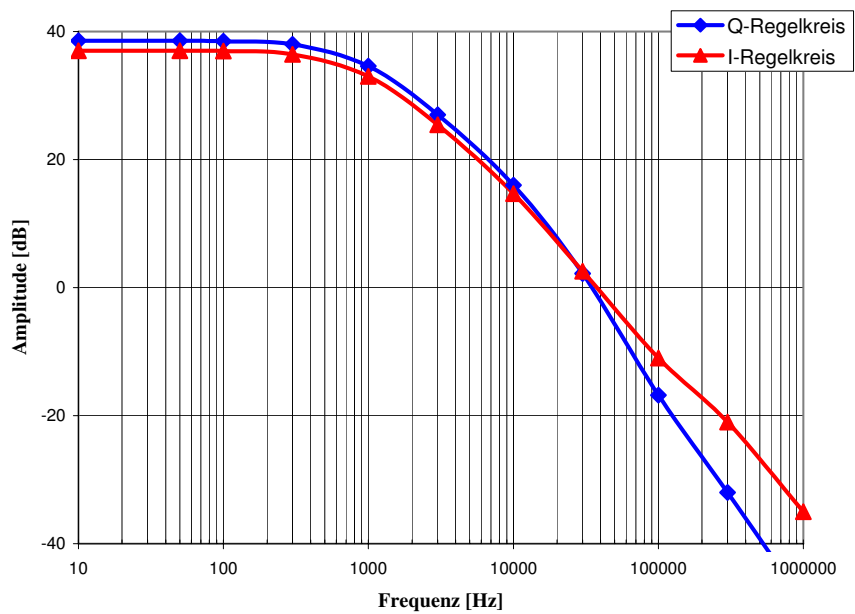
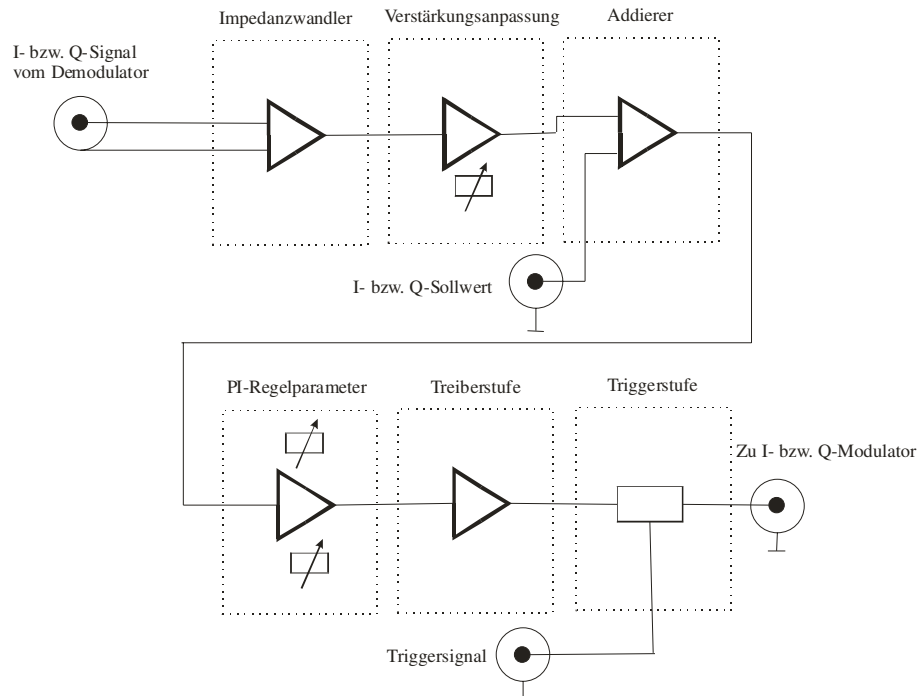
Mikrophonieerscheinungen. Die Konstruktion erlaubt im Wartungsfall einen leichten Austausch aller aktiven Komponenten.

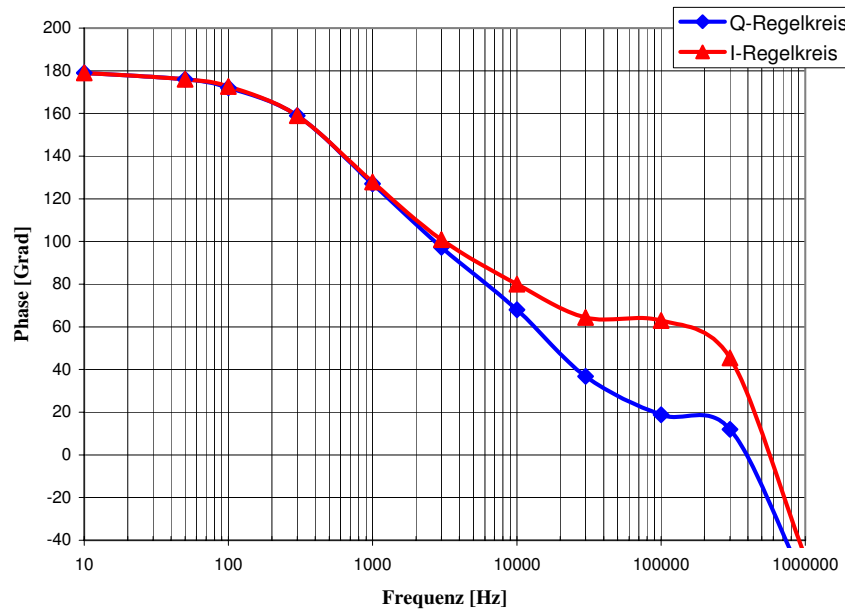


Grundsaltung der Motoransteuerung zur Resonanzfrequenzregelung:



Blockschaltbild der I/Q-Regelung:





Amplituden- und Phasengang der I- bzw. Q-Reglerstufe.

Vertikaler Badkryostat

Sämtliche supraleitenden Untersuchungen wurden in einem Bad-Kryostaten durchgeführt, der den Anforderungen entsprechend modifiziert wurde.

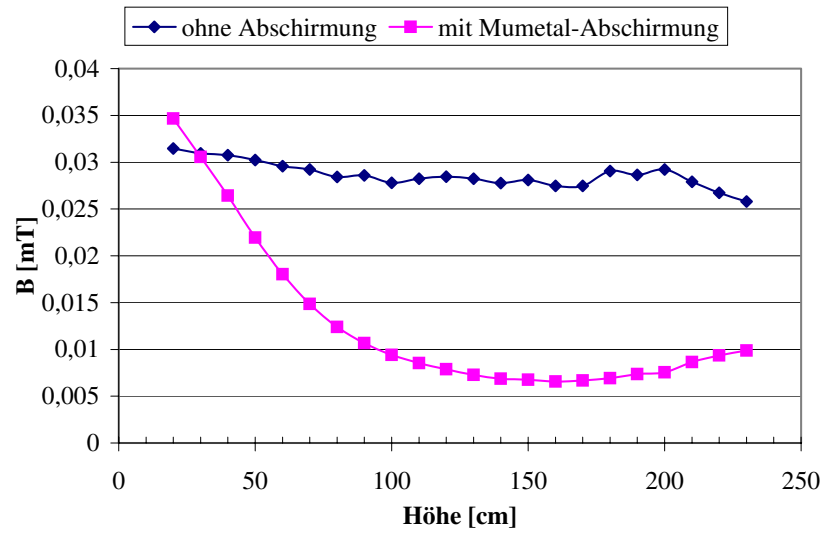


Vertikaler Badkryostat

Zur Reduzierung des Einflusses durch das Erdmagnetfeld wurde eine magnetische Abschirmung aus Mumetal installiert [Eichhorn03.2]. Magnetfeldmessungen vor und nach der Installation der Mumetal-Abschirmung zeigen eine Reduktion des Erdmagnetfeldes im Bereich der Kavität von min. Faktor 3.

Der Kryostatdeckel des Badkryostaten wurde in Hinsicht auf eine multifunktionale Nutzung zur Charakterisierung verschiedener Beschleunigerstrukturen mit einer Vielzahl unterschiedlicher Vakuumdurchführungen versehen. Dies ermöglichte die Erfassung der spezifischen

Eigenschaften der HWR-Prototypen inklusive Leistungskoppler und Tuner und stellt somit eine reales Linac-Verhalten ohne Strahl dar.



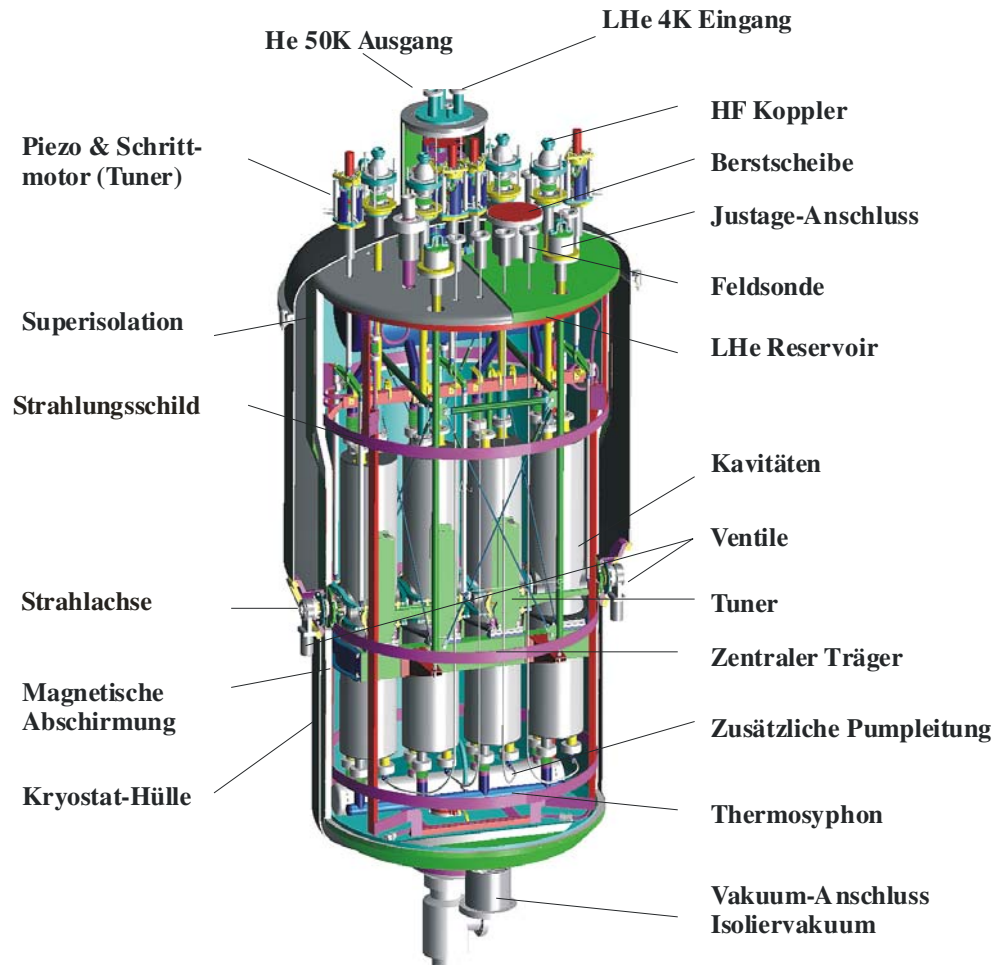
Abschirmwirkung der Mumetal-Ummantelung im Bad-Kryostaten.



HWR inklusive Tuner im Test-Gestell

Kryostat-Design

Das favorisierte Konzept mit Trennung von Isolier- und Strahlvakuum unter Berücksichtigung der Minimierung der Länge in Strahlrichtung zur Beschleunigung von Protonen und Deuteronen erforderte ein besonderes Kryostat-Design.



Kryostat-Design zur Aufnahme von vier Kavitäten

Im Rahmen des Linac-Projekts für COSY wurde ein maßgeschneiderter Kryostat entwickelt, der nicht nur die ionenoptische Bedingung bezüglich minimierter longitudinaler Ausdehnung erfüllt, sondern zudem auch nur mit flüssigem Helium betrieben werden kann. Eine aktive Zwischenschieldkühlung entfällt.

Unser Wissen ist ein Tropfen. Was wir nicht wissen, ist ein Ozean.
(Isaac Newton)

Literaturverzeichnis

- [ANL] Argonne National Lab, <http://www.phy.anl.gov/atlas/>, ATLAS Accelerator Facility
- [ANSYS] ANSYS is a trademark of SAS Inc., <http://www.ansys.com>
- [Böhne79] D. Böhne, M. Emmerling, A. Gasper, Recent improvements of accelerator components at the UNILAC, Proc. Linac Conf. 1979
- [Bonin91] B. Bonin, R.W. Röth, Q Degradation of Niobium Cavities due to Hydrogen Contamination, Proc. 5th Workshop on RF Superconductivity, DESY Hamburg 1991
- [Bräutigam88] W. Bräutigam, H. Beuscher, H.G. Böge, R. Brings, P. Wucherer, Upgrading JULIC as Injector for COSY-Jülich, Proc. EPAC88, Rom 1988, ISBN: 9971-50-642-4
- [Bräutigam89] W. Bräutigam, H. Beuscher, H.G. Böge, R. Brings, I. Jannakos, J. Reich, P. Wucherer, Cyclotron Operation, IKP Annual Report 1989, Jülich 1990, ISSN: 0170-8937
- [Bräutigam97] W. Bräutigam, R. Gebel, J. Dietrich, H. Jungwirth, R. Maier, S. Martin, P.F. Meads, G. Schug, Investigations of an Improved Injector for COSY, IKP Annual Report 1997, Jülich 1998, ISSN: 0944-2952
- [Brocke02] W.A. Brocke, H. Meier, A. Schnase, Active vibration control for the ESS prototype cavity, ESS-Report 02-129-L, 2002
- [Buckel03] W. Buckel, R. Kleiner, Supraleitung Grundlagen und Anwendungen, 6. Auflage, Wiley-VCH, Weinheim 2003, ISBN: 3527403485
- [Chamouard88] P. Chamouard, M. Olivier, G. Rommel, A. Tkatchenko, Description and Commissioning of MIMAS, Booster Storage Ring for heavy and polarized Ions, Proc. EPAC88, Rom 1988, ISBN: 9971-50-642-4
- [Deutsch00] Ch. Deutsch, Messungen und Berechnungen elektromagnetischer Eigenschaften einer Beschleunigerstruktur, Diplomarbeit, Jülich 2000
- [Diehl78] P. Diehl, E. Fluck, R. Kosfeld, NMR Basic Principles and Progress, Springer-Verlag, 1978
- [Druck02] Druckgeräteverordnung, 14. Verordnung zum Gerätesicherheitsgesetz, 2002

- [Dunkel04] K. Dunkel, M. Pekeler, Ch. Piel, H. Vogel, P. vom Stein, Custom Design of Medium Energy Linear Accelerator Systems, Proc. EPAC 2004, Luzern, Schweiz, ISBN: 92-9083-231-2
- [Eichhorn03] R. Eichhorn, F.M. Esser, B. Laatsch, G. Schug, H. Singer, R. Stassen, E. Zaplatin, Development of a pulsed light-ion accelerator module based on half-wave resonators, Proc. 10th Workshop on RF Superconductivity, Tsukuba 2001, Japan
- [Eichhorn03.2] R. Eichhorn, H. Singer, R. Stassen, Set-up and first cool-down of the vertical bath cryostat for cavity testing, IKP Annual Report 2003, Jülich 2003, ISSN: 0944-2952
- [ESS] The European Spallation Source Study, Volume III, ESS-96-53-M, 1996
- [Facco96] A. Facco, J.S. Sokolowski, V. Andreev, G. Bassato, E. Chiaveri, P. Favaron, V. Zvyagintsev, Experience with the low β resonators at LNL, Nucl. Instr. & Methods in Physics Research, Vol. 382, Elsevier 1996, ISSN: 0168-9002
- [Facco03] A. Facco, private Mitteilungen, 2003
- [Fairchild] Piezo Activated Direct Injection, Fairchild Semiconductors, www.fairchildsemi.com/markets/automotive/diesel_inj.html
- [Gebel94] R. Gebel, Die Entwicklung des Wasserstoffatomstrahlteils der Quelle polarisierter Protonen und Deuteronen und der Aufbau der Quelle für das Cooler Synchrotron COSY in Jülich, Dissertation, Universität Bonn 1994
- [Haebel96] E. Haebel, Couplers for Cavities, Superconductivity in Particle Accelerators, CERN Accelerator School, Schweiz 1996, ISBN: 92-9083-084-0
- [Hamm01] B. Hamm, Injector Linac for COSY, Proposal AccSys Technologies Inc., 2001
- [Hatch66] A.J. Hatch, Suppression of Multipacting in Particle Accelerators, Nucl. Instr. and Methods, p 261-271, 1966
- [Henkel03] B. Henkel, Angebot zur Elektropolitur eines Halbwellen-Resonators
- [Hornak03] J.P. Hornak, The basics of MRI, <http://www.cis.rit.edu/htbooks/mri/inside.html>, Center for Imaging Science, Rochester Institute of Technology, Rochester USA, 2003
- [Hovater00] C. Hovater et al., RF Control Requirements for the CEBAF Energy Upgrade Cavities, Proc. Linac 2000, Monterrey, USA
- [IBA] <http://www.iba-worldwide.com>
- [Jackson75] J.D. Jackson, Classical Elektrodynamik, Wiley, New York, 2nd Edition (1975)
- [Jlab] <http://www.jlab.org/>

- [Kinder99] H. Kinder, Supraleitung und Tieftemperaturphysik I und II, Vorlesungsskript, Physik-Department E10, Technische Universität München 1999
- [Kopitzki02] K. Kopitzki, P. Herzog, Einführung in die Festkörperphysik, B.G.Teubner Verlag, 2002, ISBN: 3-519-23083-6
- [Krings03] T. Krings, private Mitteilungen
- [Kühnel03] K.-U. Kühnel, A. Schempp, A. Schnase, R. Tölle, C.P. Welsch, The RFQ-Injector for COSY-SCL, Proc. Pac 2003, Portland USA 2003, ISBN: 0-7803-7739-7
- [Laxdal03] R. Laxdal, et al. The ISAC-II Upgrade at TRIUMF – Progress and Developments, Proc. Pac 2003, Portland USA 2003, ISBN: 0-7803-7739-7
- [Lehrach98] A. Lehrach, Erarbeitung und Umsetzung eines Konzepts zur Beschleunigung polarisierter Protonen im Kühlersynchrotron COSY, Dissertation, Forschungszentrum Jülich, Jülich 1998, ISSN: 0944-2952
- [LHC] <http://lhc-new-homepage.web.cern.ch/lhc-new-homepage/>
- [Liepe01] M. Liepe, Superconducting Multicell Cavities for Linear Colliders, Dissertation, Hamburg 2001
- [Lilje98] L. Lilje, Untersuchungen an den Leistungseinkopplern für die TESLA-Resonatoren, Diplomarbeit, Hamburg 1998
- [Maier97] R. Maier, Cooler Synchrotron COSY – performance and perspectives, Nucl. Instr. and Methods in Physics Research, A 390 (1997) 1-8, ISSN: 0168-9002
- [Matlab] Matlab/Simulink Simulationssoftware, <http://www.mathworks.de>
- [Meinke66] H. Meinke, Einführung in die Elektrotechnik höherer Frequenzen, zweiter Band: Elektromagnetische Felder und Wellen, Springer Verlag, 1966
- [Meinke86] H. Meinke, F. W. Grundlach, Taschenbuch der Hochfrequenztechnik, 4. Auflage, Springer-Verlag, 1986, ISBN: 3-540-15393-4
- [Meyr79] H. Meyr, Grundlagen der Regelungstechnik I+II, Vorlesungsskript, RWTH Aachen 1979
- [Möller87] W.-D. Möller, Untersuchung der mechanischen Eigenschaften von Niob 100 bei tiefen Temperaturen, DESY M-86-01, 1987
- [Mosnier93] A. Mosnier, Dynamic Measurements of the Lorentz Forces on a MACSE Cavity, DESY Print, TESLA 93-09, 1993
- [Mosnier02] A. Mosnier, Control of SCRF Cavities in high Power Proton Linac, Proc. EPAC 2002, Paris, France, ISSN: 1684-761X

- [Müller39] J. Müller, Untersuchung über elektromagnetische Hohlräume, Zeitschrift Hochfrequenztechnik und Elektroakustik, Band 54, 1939
- [MWS] CST Microwave Studio, Simulationsprogramm zur Bestimmung 3d-elektromagnetischer Felder, Darmstadt 2002, <http://www.cst.de>
- [Ohm02] J.R. Ohm, H.D. Lüke, Signalübertragung, 8.Auflage, Springer Verlag, 2002
- [Ostroumov01] P. Ostroumov, K. W. Shepard, Correction of Beam-steering Effects in Low-Velocity Superconducting Quarter-wave Cavities, Phys. Rev. special Topics, 2001
- [PAC] Program Advisory Committee des Synchrotrons COSY, <http://www.fz-juelich.de/ikp/cosy/de/pac.shtml>
- [Padamsee98] H. Padamsee, J. Knobloch, T. Hays, RF Superconductivity for Accelerators, John Wiley & Sons, New York 1998, ISBN: 0-471-15432-6
- [Palmieri99] V. Palmieri, Spinning of TESLA-type cavities, Proc. 9th Workshop on RF Superconductivity, Santa Fe, USA 1999
- [Pirkl96] W. Pirkl, RF Systems for Linacs, CAS Cyclotrons, Linacs and their Applications, CERN, Schweiz 1996
- [Pogatzki02] Pogatzki, W. Mevissen, Studie für Phasenschieber/LINAC, Jülich, Mai 2002
- [Porcellato99] A. M. Porcellato V. Andreev, G. Bassato, G. Bezzon, G. Bisoffi, F. Chiurlotto, M. Comunian, A. Facco, A. Lombardi, I. Kulik, M.F. Moisisio, A. Pisent, V. Palmieri, S.Y. Stark, W. Venturini, V. Zviagintsev, Research and Development in the Field of SCRF at INFN-LNL, 9th Workshop on RF Superconductivity, Santa Fe, USA 1999
- [Prasuhn00] D. Prasuhn, J. Dietrich, R. Maier, R. Stassen, H.J. Stein, H. Stockhorst, Electron and stochastic cooling at COSY, Nucl. Instr. and Methods in Physics Research, A 441 (2000) 167-174, ISSN: 0168-9002
- [Proch98] D. Proch, Superconducting Cavities for Accelerators, Reports on Progress in Physics, Volume 61, UK 1998
- [Pupeter02] N. Pupeter, Studie zum Aufbau einer Hochdruckreinstwasserspülanlage für Halbwellenresonatoren und deren Kostenevaluation, Studie von Cryoelectra GmbH für FZ-Jülich, 2002
- [Ratzinger98] U. Ratzinger, R. Tiede, Status of the HIIF RF linac study based on H-mode cavities, Nucl. Instr. and Methods in Physics Research, A 415 (1998) 229,235, ISSN: 0168-9002
- [R&S] <http://www.rohde-schwarz.de/>

- [Reschke01] D. Reschke, Final Cleaning and Assembly, Proc. 10th Workshop on RF Superconductivity, Tsukuba, Japan 2001
- [RHIC] <http://www.bnl.gov/RHIC/>
- [Rohlev02] T. Rohlev, private Mitteilungen
- [Schempp00] A. Schempp, Radio Frequency Quadrupole Accelerator, CAS Course on RF Engineering, Bensheim 2000
- [Schilcher98] T. Schilcher, Vector Sum Control of Pulsed Accelerating Fields in Lorentz Force Detuned Superconducting Cavities, Dissertation, DESY TESLA 98-10, Hamburg 1998
- [Schink70] H. Schink, Projektierung von Regelanlagen, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1970
- [Schnase02] A. Schnase, RF systems for the normal conducting part of the COSY Injector LINAC, IKP Annual Report 2002, Jülich 2003, ISSN: 0944-2952
- [Schug03] G. Schug, Progress of the Half Wave Resonators, IKP Annual Report 2003, Jülich 2004, ISSN: 0944-2952
- [Senichev02] Y. Senichev, A. Bogdanov, W. Bräutigam, A. Lehrach, R. Maier, R. Stassen, R. Tölle, E. Zaplatin, Some Features of Beam Dynamics in Superconducting Linac Based on Quarter- and Half-wave Cavities, Proc. EPAC 2002 , Paris, France, ISSN: 1684-761X
- [Shepard99] K. W. Shepard, Status of the Niobium Resonator Construction Project for the New Delhi Booster Linac, PAC99 NY, USA 1999, ISBN 0-7803-5576-8
- [Shepard02] K. W. Shepard, private Mitteilungen
- [Simrock88] S. Simrock, Entwicklung und Erprobung der Hochfrequenzregelung des Darmstädter supraleitenden Elektronenbeschleunigers, Dissertation, Darmstadt 1988
- [Simrock01] S. Simrock, Achieving Phase and Amplitude Stability in Pulsed Superconducting Cavities, 10th Workshop on RF Superconductivity, Tsukuba, Japan 2001
- [SNS] <http://www.sns.gov/>
- [Somersalo95] E. Somersalo et al., Analysis of Multipacting in coaxial Lines, Proc. PAC95, Dallas, USA
- [Stassen01] R. Stassen, Pulsed SC Cavity Control, 7th ESS General Meeting, Seggau 2001
- [Stassen98] R. Stassen, et al, Optical Notch Filter for the Stochastic Cooling System of COSY, EPAC98 Stockholm 1998, ISBN: 0-7503-0580-0

- [Stockhorst00] H. Stockhorst, U. Bechstedt, J. Dietrich, R. Gebel, K. Henn, B. Lorentz, R. Maier, D. Prasuhn, P. von Rossen, A. Schnase, H. Schneider, R. Stassen, R. Tölle, The Medium Energy Proton Synchrotron COSY, EPAC 2000 Wien, ISBN: 3-7001-2931-9
- [Takeuchi98] S. Takeuchi, M. Matsuda, Status of the Superconducting Heavy-Ion Tandem-Booster Linac at Jaeri, Proc. Linac98, Chicago, USA 1998
- [Tesla01] TESLA Technical Design Report, DESY Hamburg March 2001
- [Wangler98] Th. Wangler, RF Linear Accelerators, Wiley Series in Beam Physics and Accelerator Technology, New York 1998, ISBN: 0-471-16814-9
- [Zaplatin03] E. Zaplatin, R. Eichhorn, F.M. Esser, B. Laatsch, R. Stassen, COSY SC HWR Investigations, Proc. 11th Workshop on RF Superconductivity, Lübeck 2003

Danksagung

Meinen besonderen Dank möchte ich Professor Dr. U. Ratzinger und Professor Dr. R. Maier aussprechen, die es mir ermöglicht haben, diese Arbeit durchzuführen und immer mit Rat und Tat zur Seite standen.

An nächster Stelle gilt dieser aufrichtige Dank natürlich unserer kleiner Supraleitungsgruppe: Dipl-Ing. G. Schug für seine exzellenten Beiträge im Bereich der HF und freundschaftliche Unterstützung bei der Ausarbeitung, H. Singer für die tatkräftige Unterstützung beim Umgang mit tiefen Temperaturen und den vielen Lösungen, angefangen von der Auslegung bis zur Verwirklichung aller mechanischen Arbeiten im Bereich des Testfeldes, und insbesondere Dr. R. Eichhorn, der nicht nur durch sein fundiertes Wissen die Arbeiten vorangetrieben hat, sondern auch, durch die freundschaftliche Verbundenheit mich ständig motiviert hat.

Ohne die tatkräftige Unterstützung der zentralen Werkstatt des FZJ wäre die physikalische Verwirklichung dieser Arbeit nicht möglich gewesen. Mein besonderer Dank geht dabei an Dr-Ing. F.M. Esser, der als verantwortlicher Projektingenieur nicht nur die komplexen Aufgaben hervorragend koordiniert hat, sondern auch über den Tellerrand hinausschauend viele zukünftige Alternativen gefunden hat. Ganz besonders möchte ich mich auch bei der Konstruktionsabteilung bedanken, vornehmlich durch Dipl-Ing. B. Laatsch repräsentiert, der Unmögliches möglich gemacht hat und beispielsweise meine Vorstellungen eines idealen Tuners durch unermüdliche Berechnungen und Konstruktionen verwirklicht hat.

Voraussetzung der Auslegung der Strukturen als Beschleuniger-Einheit für leichte Ionen sind die ionenoptischen Überlegungen von Dr. Y. Senichev und Dr. A. Lehrach. Unterstützung bei den mechanischen Berechnungen bezüglich Evakuierung, Abkühlung und der zu erwartenden mechanischen Resonanzen und Lorentzkraft-Verstimmungen fand ich bei Dr. E. Zaplatin.

Zum Gelingen dieser Arbeit hat auch unser kurzfristig gegründetes Machine Advisory Committee beigetragen, und den daraus resultierenden internationalen Verbindungen gebührt nicht nur ein besonderer Dank für die Anregungen zur Gründung einer funktionierenden Projektstruktur, sondern auch für die Bereitschaft zur Lösung der speziellen Probleme beim Betrieb einer supraleitenden Beschleunigungsstruktur.

Der COSY-Betriebsmannschaft danke ich für hilfreiche Zuarbeiten und das Verständnis, dass ich nicht immer an der Maschine COSY präsent sein konnte.

Nicht zuletzt gilt mein Dank meinem Schwiegervater Günter von der Weiden, Sonderschullehrer i.R., für die aufopfernde Zeit beim Korrekturlesen und natürlich meiner Frau Ute, die nicht nur viele Abende auf mich verzichten musste, sondern mir auch immer eine unerschütterliche Stütze war.

1. **Physik der Nanostrukturen**
Vorlesungsmanuskripte des 29. IFF-Ferienkurses vom 9. bis 20.3.1998
(1998), ca. 1000 Seiten
ISBN: 3-89336-217-7
2. **Magnetische Schichtsysteme**
Vorlesungsmanuskripte des 30. IFF-Ferienkurses vom 1. bis 12.3.1999
(1999), ca. 1300 Seiten, zahlreiche z.T. farb. Abb.
ISBN: 3-89336-235-5
3. **Femtosekunden und Nano-eV: Dynamik in kondensierter Materie**
Vorlesungsmanuskripte des 31. IFF-Ferienkurses vom 13. bis 24.3.2000
(2000), ca. 1000 Seiten, zahlreiche z. T. farb. Abb.
ISBN: 3-89336-205-3 (Hardcover)
4. **Massenspektrometrische Verfahren der Elementspurenanalyse**
Kurzfassungen der Vorträge und Poster des 5. Symposiums und des
12. ICP-MS-Anwendertreffens vom 18. bis 21. September 2000 in Jülich
zusammengestellt von H.-J. Dietze, J. S. Becker (2000), XVI, 109 Seiten
ISBN: 3-89336-267-3
5. **Neutron Scattering**
Lectures of the Laboratory Course
held at the Forschungszentrum Jülich from 26 September to 6 October 2000
herausgegeben von Th. Brückel, G. Heger, D. Richter (2000), 382 pages
ISBN: 3-89336-269-X
6. **Baryon Excitations**
Lectures of the COSY Workshop
held at the Forschungszentrum Jülich from 2 to 3 May 2000
edited by T. Barnes and H.-P. Morsch (2000), 203 pages
ISBN: 3-89336-273-8
7. **Neue Materialien für die Informationstechnik**
Vorlesungsmanuskripte des 32. IFF-Ferienkurses vom 05. bis 16.03.2001
herausgegeben von R. Waser (2001), ca. 1200 Seiten, zahlreiche z. T. farb. Abb.
ISBN: 3-89336-279-7

8. **Deutsche Neutronenstreutagung 2001**
Kurzfassungen der Vorträge und Poster der
Deutschen Neutronenstreutagung 2001 vom 19. bis 21. Februar 2001 in Jülich
zusammengestellt von Th. Brückel (2001), XVI, 186 Seiten
ISBN: 3-89336-280-0

9. **Neutron Scattering**
Lectures of the 5th Laboratory Course
held at the Forschungszentrum Jülich from 18 September to 28 September 2001
edited by Th. Brückel, G. Heger, D. Richter, R. Zorn (2001), 418 pages
ISBN: 3-89336-288-6

10. **Soft Matter. Complex Materials on Mesoscopic Scales**
Lecture manuscripts of the 33rd IFF winter school on March 04 - 14 2002
edited by J. K. G. Dhont, G. Gompper, D. Richter (2002),
c. 1000 pages, many partly coloured illustrations
ISBN: 3-89336-297-5 (Hardcover)

11. **Proceedings of the symposium on threshold meson production in pp and
pd interaction**
Extended COSY-11 Collaboration Meeting Cracow, 20 - 24 June 2001
edited by P. Moskal, M. Wolke (2002), 274 pages
ISBN: 3-89336-307-6

12. **Polarized Neutron Scattering**
Lectures of the 1st Summer School held at the Forschungszentrum Jülich
from 10 to 14 September 2002
edited by Th. Brückel, W. Schweika (2002), 360 pages
ISBN: 3-89336-314-9

13. **Beam Cooling and Related Topics**
255th International WE-Heraeus-Seminar, Bad Honnef, May 13 - 18, 2001
Proceedings
edited by D. Prasuhn (2002), PDF-Datei auf CD
ISBN: 3-89336-316-5

14. **Fundamentals of Nanoelectronics**
34th Spring School of the Department of Solid State Research,
10 - 21 March 2003, Jülich, Germany
edited by S. Bluegel, M. Luysberg, K. Urban, R. Waser (2003), c. 1000 pages
ISBN: 3-89336-319-X (Hardcover)

15. **Neutron Scattering**
Lectures of the Laboratory course held at the Forschungszentrum Jülich
edited by Th. Brückel, G. Heger, D. Richter, R. Zorn (2003), 375 pages
New, revised edition of Materie und Material / Matter and Materials Volume 9
ISBN: 3-89336-324-X

16. **Proceedings of the 1st Summer School 2002 and Workshop on COSY Physics**
28. August - 4. September 2002
Organizing Committee: K. Brinkmann, M. Büscher, et al. (2003), CD-ROM
ISBN: 3-89336-331-9

17. **Resource-orientated Analysis of Metallic Raw Materials: Findings of CRC 525 for Aluminium**
edited by W. Kuckshinrichs, P. N. Martens (2003), CD-ROM
ISBN: 3-89336-342-4

18. **The Physics of Spallation Processes: Theory, Experiments and Applications**
by F. Goldenbaum (2004), V, 174 pages
ISBN: 3-89336-346-7

19. **Physics meets Biology: From Soft Matter to Cell Biology**
Lecture manuscripts of the 35th IFF Spring School from March 22 – April 2, 2004,
Jülich, Germany
edited by G. Gompper, U. B. Kaupp, J. K. G. Dhont, D. Richter, R. G. Winkler
(2004), c. 900 pages
ISBN: 3-89336-348-3

20. **Advanced Cold Moderators ACoM-6**
Proceedings of the 6th International Workshop on Advanced Cold Moderators
held at Forschungszentrum Jülich from 11 to 13 September 2002
edited by H. Conrad (2004), 223 pages
ISBN: 3-89336-363-7

21. **Proceedings of the second symposium on threshold meson production in pp and pd interaction**
Extended COSY-11 Collaboration Meeting, Cracow, 1-3 June 2004
Ed. by P. Moskal (2004), c. 300 pages
ISBN: 3-89336-366-1

22. **Ferroelectric Tunnel Junctions**
by J. Rodríguez Contreras (2004), VIII, 162 pages
ISBN: 3-89336-368-8

23. **Development of Ellipsometric Microscopy as a Quantitative High-Resolution Technique for the Investigation of Thin Films at Glass-Water and Silicon-Air Interfaces**
by F. Linke (2004), 135 pages
ISBN: 3-89336-373-4

24. **Caucasian-German School and Workshop on Hadron Physics**
Organizing Committee: M. Büscher, A. Kacharava, M. Nioradze, F. Rathmann, H. Ströher (2004), CD-ROM
ISBN: 3-89336-375-0

25. **6th ANKE Workshop on Strangeness Production on Nucleons and Nuclei**
Organizing Committee: M. Büscher, V. Kleber, Y. Valdau (2004), CD-ROM
ISBN: 3-89336-376-9

26. **Magnetism goes Nano**
Lecture manuscripts of the 36th IFF Spring School February 14 – 25, 1005, Jülich, Germany
edited by S. Blügel, T. Bruckel, C. M. Schneider (2005), c. 1000 pages
ISBN: 3-89336-381-5

27. **Hochfrequenzeigenschaften gepulster, supraleitender Halbwellenresonatoren zur Beschleunigung leichter Ionen**
von R. Stassen (2005), VI, 128 Seiten
ISBN: 3-89336-394-7



Forschungszentrum Jülich
in der Helmholtz-Gemeinschaft



Band/Volume 27
ISBN 3-89336-394-7

Materie und Material
Matter and Materials