

**Universität  
Rostock**



Traditio et Innovatio

**Simulation und Messung der  
Hochfrequenzeigenschaften einer supraleitenden  
Photo-Elektronenquelle**

Dissertation

zur

Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

der Fakultät für Informatik und Elektrotechnik  
der Universität Rostock

Rostock, 2012

**vorgelegt von:**

André Arnold

aus Dresden

geboren am 13.07.1980 in Großröhrsdorf

**Gutachter:**

Prof. Dr. Ursula van Rienen, Universität Rostock

Prof. Dr. Jens Knobloch, Helmholtz-Zentrum Berlin

Dr. Jochen Teichert, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf

**Tag der Einreichung:** 27.02.2012

**Tag der Verteidigung:** 12.07.2012

## Copyright / Rechtliche Bedingungen



This work is licensed under the Creative Commons Attribution-NonCommercial-NoDerivs 3.0 Unported License. To view a copy of this license, visit <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/>.

Diese Arbeit darf heruntergeladen und frei verwendet werden, wenn sie entsprechend zitiert wird. Eine Bearbeitung von Inhalten dieser Arbeit (Bilder, Tabellen) bedarf der Erlaubnis des Autors. Eine kommerzielle Nutzung der Dissertation und die Vervielfältigung aus kommerziellen Zwecken sind ausgeschlossen.

Sämtliche Rechte am Inhalt dieser Arbeit verbleiben beim Autor. Der Autor überträgt der Universität Rostock das einfache Nutzungsrecht um im Rahmen der gesetzlichen Aufgaben der Hochschulbibliotheken weitere Kopien dieser Dissertation herzustellen und zu verbreiten bzw. in Datennetzen zur Verfügung zu stellen.





# Kurzfassung

---

---

Der Erfolg zukünftiger Synchrotronstrahlungsquellen und Hochleistungs-Infrarot-FELs wird eng mit der Entwicklung einer geeigneten Elektronenquelle verbunden sein. Einen vielversprechenden Ansatz die dafür erforderliche Brillanz und den hohen mittleren Strom zu erzeugen, stellt der supraleitende Hochfrequenz-Photoinjektor (SRF-Gun) dar.

Die vorliegende Arbeit widmet sich der bislang einzigen Quelle dieser Art, die unter realen Bedingungen und mit allen Komponenten ausgestattet am Elektronen-Linearbeschleuniger ELBE des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rossendorf (HZDR) betrieben wird. Zentraler Bestandteil ist ein 3.5-zelliger elliptischer Resonator, dessen Hochfrequenzeigenschaften zunächst bei Raumtemperatur untersucht werden, um darauf aufbauend Fertigungstoleranzen zu korrigieren und weitere Komponenten individuell anzupassen. Mit der Präparation und dem Kalttest im vertikalen Kryostaten erfolgt eine erste Prüfung auf seine prinzipielle Eignung für hohe Felder.

Dem schließen sich während der Inbetriebnahme im Umfeld des Beschleunigers weitere Untersuchungen an. Dabei werden unter anderem Eigenschaften wie Multipacting, Druckempfindlichkeit, Lorentzkraftverstimmung und Mikrophonie analysiert. Darüber hinaus werden auch die Frequenzuner sowie ihr Einfluss auf die Feldverteilung genauer betrachtet. Von besonderer Bedeutung ist ferner die intrinsische Güte als Funktion des Gradienten und eine daraus erkennbare Kontamination des Resonators als mögliche Folge wechselnder Halbleiterkathoden.

Da im Hinblick auf den hohen mittleren Strom von 1 mA strahlinduzierte Moden höherer Ordnung (HOM) in den Fokus des Interesses rücken, sind auch diese Bestandteil ausführlicher theoretischer und praktischer Untersuchungen.

Die vorliegende Arbeit stellt somit eine umfassende Dokumentation wichtiger HF-Eigenschaften des supraleitenden Hochfrequenz-Photoinjektors dar.

# Abstract

---

---

The success of future synchrotron radiation sources and high power IR free-electron lasers (FELs) largely depends on the development of an appropriate electron source. At the moment, the superconducting radio frequency photoinjector (SRF gun) seems to be a promising approach to achieve the required brightness and the high average current at the same time.

The present thesis is concerned with the only source of this type, which is equipped with all components and operated under real conditions at the electron linear accelerator ELBE of the Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR). The main part is a 3.5-cell elliptical cavity, whose RF properties are firstly investigated at room temperature in order to correct production tolerances and to customize different components. During the following preparation and cold test in a vertical cryostat its suitability for high fields is investigated. Further studies to determine properties, such as multipacting, pressure sensitivity, Lorentz force detuning and microphonics are done during the commissioning of the gun. In addition, also the frequency tuners and their influence on the field distribution are examined.

Of particular interest is the intrinsic quality factor as a function of the gradient, since contamination of the cavity with particles of the semiconductor cathodes is indicated by a drop of its performance. And also beam-induced higher order modes (HOM) are part of detailed theoretical and practical investigations.

In summary, the present work is a detailed documentation of the important RF properties of the superconducting radio frequency photoinjector.

«Lerne, als könntest du es nie erreichen und als müsstest du fürchten, es wieder zu verlieren.» (fernöstliche Weisheit)



# Inhaltsverzeichnis

---

---

KURZFASSUNG .....	V
ABSTRACT .....	VI
INHALTSVERZEICHNIS .....	IX
ABBILDUNGSVERZEICHNIS .....	XIII
TABELLENVERZEICHNIS .....	XXIII
SYMBOL- UND ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS.....	XXVII
VORWORT .....	XXXV
<b>1 EINLEITUNG</b> .....	<b>1</b>
1.1 MOTIVATION.....	1
1.2 SUPRALEITENDE ELEKTRONENQUELLEN.....	5
1.3 ZIELSETZUNG UND GLIEDERUNG .....	8
<b>2 GRUNDLAGEN</b> .....	<b>11</b>
2.1 HF-RESONATOR ALS PARALLELSCHWINGKREIS .....	11
2.1.1 Differentialgleichung bei harmonischer Anregung .....	11
2.1.2 Zweifach gekoppelter Parallelschwingkreis .....	15
2.1.3 Transientes Verhalten des gekoppelten Resonators.....	22
2.2 ELEKTROMAGNETISCHE FELDER DES RESONATORS.....	24
2.2.1 Wellenausbreitung auf einem Rundhohlleiter .....	25
2.2.2 Übergang zu einem Zylinderresonator .....	31
2.2.3 Moden periodischer Strukturen .....	36
2.2.4 Störkörpermessmethode .....	37
<b>3 POSTPRODUKTION</b> .....	<b>41</b>
3.1 EXTERNE KOPPELGÜTE .....	41
3.1.1 Simulation der externen Güte .....	42
3.1.2 Praktische Bestimmung der externen Güte.....	48
3.1.3 Hauptkoppler .....	49
3.1.4 Grundmode-Pickup.....	56
3.2 VERTIKALER PERFORMANCE TEST.....	57
3.2.1 Vorbetrachtung .....	58
3.2.2 Die intrinsischen Güte als Funktion der Feldstärke.....	62
3.2.3 Identifizierung limitierender Zellen.....	65
3.3 FELDPFILMESSUNG UND TUNING .....	67
3.3.1 Zielkriterien .....	68
3.3.2 Feld- und Frequenztoning.....	70
3.3.3 Abstimmen des Choke-Filters .....	71
3.3.4 Abstimmen beider HOM-Koppler.....	74

3.4	IN SITU-FELDPROFILREKONSTRUKTION .....	77
3.4.1	Grundlagen gekoppelter mehrzelliger Resonatoren .....	78
3.4.2	Rekonstruktion anhand eines bekannten Zustands .....	79
3.4.3	Test anhand eines Beispiels .....	80
3.4.4	Berücksichtigung weiterer Frequenzverschiebungen .....	81
3.5	KOMPLETTIERUNG DES RESONATORS .....	82
3.5.1	Reinraummontage .....	83
3.5.2	Positionierung des Warmfensters .....	86
<b>4</b>	<b>QUALIFIZIERUNG</b> .....	<b>89</b>
4.1	INBETRIEBNAHME .....	90
4.1.1	Evakuierung .....	90
4.1.2	Cool-down .....	91
4.1.3	Feldverteilung bei Heliumtemperatur .....	94
4.1.4	Statische Heliumlast .....	96
4.1.5	Heliumdruckempfindlichkeit .....	97
4.2	TUNER DES RESONATORS .....	98
4.2.1	3-Stub-Tuner .....	98
4.2.2	Dual-Tuningsystem .....	100
4.2.3	Kathodentuner .....	104
4.3	MULTIPACTING .....	107
4.3.1	Vorbetrachtung .....	107
4.3.2	Software Toolbox MultiPact 2.1 .....	111
4.3.3	Multipacting-Simulation .....	112
4.3.4	Multipacting-Messung .....	116
4.3.5	Fazit zur Multipacting-Untersuchung .....	118
4.4	HORIZONTALER PERFORMANCE TEST .....	118
4.4.1	Messprinzip .....	118
4.4.2	Vergleich ausgewählter Messungen .....	120
4.5	IN SITU-HIGH PULSE POWER PROCESSING .....	122
4.5.1	Optimierung der Prozessparameter .....	123
4.5.2	Praktische Umsetzung und Ergebnis .....	127
4.5.3	Helium Processing .....	129
4.6	LORENTZKRAFTVERSTIMMUNG .....	129
4.6.1	Vorbetrachtung .....	129
4.6.2	Messung der Lorentzkraftverstimmung .....	130
4.6.3	Auswirkungen auf den CW- und Pulsbetrieb .....	132
4.7	MIKROPHONIE .....	135
4.7.1	Vorbetrachtung .....	136
4.7.2	Simulation mechanischer Eigenmoden des Resonators .....	137
4.7.3	Mikrophoniemessung .....	139
4.7.4	Körperschallmessung .....	144
4.7.5	Messung mechanischer Eigenmoden .....	145
4.7.6	Fazit zur Mikrophonieuntersuchung .....	148
<b>5</b>	<b>HIGHER ORDER MODES</b> .....	<b>151</b>
5.1	EINLEITUNG .....	151
5.2	GRUNDLAGEN DER EIGENMODE-ANREGUNG .....	155
5.2.1	Anregung durch eine Punktladung .....	155
5.2.2	Anregung durch einen Bunch .....	158
5.2.3	Transiente Anregung durch einen Bunchzug .....	161

---

5.2.4	Spektrale Anregung durch einen Bunchzug .....	166
5.3	SIMULATION UND BERECHNUNG .....	169
5.3.1	Simulation der Eigenmoden .....	169
5.3.2	Longitudinale Koppelimpedanz.....	174
5.3.3	TM-Monopolmoden .....	178
5.3.4	TM-Dipolmoden .....	189
5.3.5	TE-Moden.....	202
5.4	HOM-MESSUNG .....	203
5.4.1	Störkörperbasierte HOM-Analyse .....	203
5.4.2	Strahlbasierte HOM-Analyse.....	205
5.4.3	HOM-Analyse für einen axialen Strahlpfad .....	209
5.4.4	Fazit zur Messung der Eigenmoden .....	222
<b>6</b>	<b>ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK</b> .....	<b>225</b>
6.1	POSTPRODUKTION .....	225
6.2	QUALIFIZIERUNG .....	226
6.3	HIGHER ORDER MODES .....	227
6.4	AUSBLICK .....	227
	<b>ANHANG</b> .....	<b>229</b>
	<b>LITERATURVERZEICHNIS</b> .....	<b>247</b>
	<b>ERKLÄRUNG</b> .....	<b>257</b>





# Abbildungsverzeichnis

---

---

Abbildung 1.1:	Gegenüberstellung einer Auswahl existierender und geplanter Elektronenquellen unter Berücksichtigung der Peak-Brillanz (FWHM) als Funktion des mittleren Strahlstroms. Die drei Farben repräsentieren den jeweiligen Injektortyp. Quelle: [ARN2011].	5
Abbildung 1.2:	Prinzipiskizzen weltweit untersuchter SRF-Gun-Konzepte. Quelle: [ARN2011].	6
Abbildung 1.3:	ELBE-Layout mit der SRF-Gun als zweite Elektronenquelle. Quelle: [TEI2012].	7
Abbildung 1.4:	2D-Schnittzeichnung des SRF-Gun-Resonators.	8
Abbildung 2.1:	Parallelschwingkreis mit externer Anregung.	11
Abbildung 2.2:	Das transiente Verhalten eines Parallelschwingkreises während des Ein- und Ausschaltvorganges bei $t = 0$ s und $t = 9$ s, dargestellt für eine Kosinus- und eine Sinusanregung zum Schaltzeitpunkt.	14
Abbildung 2.3:	a) Ersatzschaltbild eines zweifach gekoppelten Hohlraumresonators sowie b) dessen Transformation auf die Generatorseite und c) auf die Resonatorseite. Alle Ströme und Spannungen sind Spitzenwerte.	15
Abbildung 2.4:	Äquivalenz zwischen der Beschreibung eines Zweitores anhand von Torspannungen und -strömen sowie der Beschreibung mit den Wellengrößen für eine Bezugimpedanz $Z_0$ .	17
Abbildung 2.5:	Berechnete komplexe Streuparameter für die typischen Werte eines supraleitenden Resonators von $Q_0 = 10^{10}$ , $Q_{in} = 10^7$ , $Q_{out} = 10^{11}$ und $f_0 = 1.3$ GHz. Bandbreite und Koppelfaktoren betragen damit $BW = 130$ Hz, $\beta_{in} = 1000$ und $\beta_{out} = 0.1$ .	19
Abbildung 2.6:	Ersatzschaltbild des Hohlraumresonators unter Vernachlässigung der Auskopplung a) transformiert auf die Generatorseite und b) auf die Resonatorseite. Alle Ströme und Spannungen sind Spitzenwerte.	20
Abbildung 2.7:	Normierte transiente Verläufe der Beschleunigungsspannung und der reflektierten Leistung bei konstanter hinlaufender Leistung sowie verschiedenen Koppelfaktoren.	24

Abbildung 2.8:	Darstellung a) der ersten drei Besselfunktionen sowie b) deren Ableitungen, wobei die Abszisse nur zur besseren Unterscheidung apostrophiert ist.....	28
Abbildung 2.9:	Modenchart eines Pillboxresonators.....	32
Abbildung 2.10:	Darstellung der analytischen Lösung des longitudinalen Feldes einiger wichtiger Moden in a) bis f) für $E_z(r,\varphi,0 \leq z \leq L)$ sowie in g) und h) für $H_z(r,\varphi,z = L/2)$ .....	35
Abbildung 2.11:	Ersatzschaltbild einer unendlichen, periodischen Struktur aus kapazitiv gekoppelten LC-Schwingkreisen. Quelle: [PUG1992].....	37
Abbildung 3.1:	Transformation des Wanderwellen- in ein Stehwellenproblem (Quelle: in Anlehnung an [BAL1998]).....	43
Abbildung 3.2:	Feldverteilung auf der Stirnfläche des Hauptkopplers der SRF-Gun, dargestellt für die Randbedingung $E_{tan} = 0$ und $H_{tan} = 0$ . Die berechnete externe Güte für einen Abstand von 49.5 mm zwischen Kopplerspitze und Resonatorachse beträgt $Q_{ext} = 4.59 \cdot 10^7$ . ....	45
Abbildung 3.3:	Simulierter Energieverlauf für den Hauptkoppler der SRF-Gun mit einem Abstand von 49.5 mm zwischen Kopplerspitze und Resonatorachse. Die resultierende Koppelgüte beträgt in diesem Fall $Q_{ext} = 5.31 \cdot 10^7$ .....	47
Abbildung 3.4:	Darstellung der optimalen Koppelgüte $Q_{in}$ in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung für $P_C = 30$ W und $P_b = 9$ kW. Innerhalb des schraffierten Bereichs kann der Generator mit Hilfe des 3-Stub-Tuners angepasst betrieben werden. ....	50
Abbildung 3.5:	Hin- und rücklaufende Leistung ( $P_i$ und $P_r$ ) für Fall 1 bis 3 in Abhängigkeit des Strahlstromes $I_b$ .....	51
Abbildung 3.6:	Strahlstrom in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung für verschiedene Bandbreiten und bei begrenzter Generatorleistung ( $P_{G,max} = 9$ kW).....	52
Abbildung 3.7:	Technische Zeichnung (links) und Fotografie (rechts) des in Kooperation mit der Stanford University entwickelten FZD-Hauptkopplers, hergestellt von der Firma PINK GmbH. ....	53
Abbildung 3.8:	Einfacher Messaufbau zur messtechnischen Bestimmung der externen Koppelgüte des Hauptkopplers am SRF-Gun-Resonator. ...	54
Abbildung 3.9:	Gegenüberstellung der simulierten und der für den JLabLG-Resonator gemessenen externen Koppelgüten.....	55
Abbildung 3.10:	Externe Koppelgüte in Abhängigkeit der Antennenlänge für beide Pickup-Antennen am Beispiel des JLabLG-Resonators.....	57
Abbildung 3.11:	Schematische Darstellung charakteristischer Güteverläufe in Anlehnung an [RES2007] für verschiedene leistungslimitierende Mechanismen eines supraleitenden Resonators.....	58
Abbildung 3.12:	Schematische Darstellung der Reinigung von Halb- und Chokezelle mit einem modifizierten Reinigungskopf der Hochdrucklanze.....	60

Abbildung 3.13: Oberflächenwiderstand $R_{surface}$ , aufgetragen für alle vier Messungen über der normierten Temperatur $T_c/T$ .....	62
Abbildung 3.14: Druckempfindlichkeit der Resonanzfrequenz während aller vier Messungen.....	63
Abbildung 3.15: Gegenüberstellung der $Q_0$ über $E_{peak}$ -Kurven für die $\pi$ -Mode, welche in vier unterschiedlichen Tests ermittelt wurden. ....	64
Abbildung 3.16: Feldverteilung und Proportionalitätskonstanten $\kappa_{peak}$ aller Grundmoden. Letztere werden anhand des axialen elektrischen Feldes in der Mitte jeder Zelle ermittelt. ....	65
Abbildung 3.17: Zeichnung der variablen DESY-Testantenne sowie die am SRF-Gun-Resonator gemessenen externen Koppelgüten aller vier Passband-Moden [KRE2007].....	66
Abbildung 3.18: Gegenüberstellung der Gütekennlinien aller vier Passband-Moden für die Mitte der jeweils betrachteten Zelle. ....	67
Abbildung 3.19: a) Feld- und b) Frequenzverstimmung, verursacht durch die Tunervorspannung.....	69
Abbildung 3.20: a) Optimierte Feldverteilung aller vier $TM_{010}$ -Grundmoden nach erfolgreichem Feld- und Frequenztuning sowie b) das Passband des ACC300-Resonators. ....	70
Abbildung 3.21: Kathodeneinsatz bestehend aus Kathodenkühler und Choke-Filter. ....	71
Abbildung 3.22: Koaxiale Messantenne zur Ermittlung der transmittierten Leistung im Kathodenbereich in Abhängigkeit der axialen Längenänderung des Choke-Filters.....	72
Abbildung 3.23: a) Gegenüberstellung der gemessenen und simulierten externen Güte für verschiedene Längen des Choke-Filters sowie b) Gegenüberstellung der externen Güte und der gemessenen Sperrfilterkurve nach [ARN2006]. ....	73
Abbildung 3.24: a) $TM_{010}$ -Passband, gemessen mit der koaxialen Messantenne für den abgestimmten Choke-Filter; b) $S_{11}$ -Parameter der Grundmode des Choke-Filters ohne Kathode. ....	73
Abbildung 3.25: 2D-Schnittzeichnung des HOM-Kopplers .....	74
Abbildung 3.26: PSPICE-Ersatzschaltung eines kapazitiv gekoppelten Resonators mit modelliertem Übersprechen und der Auskopplung über einen HOM-Koppler nach [ZHA2004]. ....	75
Abbildung 3.27: Simulationsergebnisse für die Transmission von R0 zu R9 des PSPICE-Modells a) ohne Crosstalk, b) mit Crosstalk über C6 und c) mit Crosstalk über C6 und C7. ....	75
Abbildung 3.28: Gegenüberstellung der a) Transmissions- und b) Crosstalk-Messung für beide HOM-Koppler vor (oben) und nach dem Abstimmen beider Sperrfilter (unten). ....	76
Abbildung 3.29: Externe Güte des HOM-Koppler 1, ermittelt über die Frequenz- und die Spaltänderung. ....	77

Abbildung 3.30: Ersatzschaltung eines $N$ -zelligen kapazitiv gekoppelten Resonators.....	79
Abbildung 3.31: Fotografie des Kathodenkühlers während seiner kritischen Reinraummontage an den SRF-Gun-Resonator. ....	83
Abbildung 3.32: Vergrößerter Ausschnitt des doppelten Tuningmechanismus am Resonator (grau).....	84
Abbildung 3.33: Fotografien des komplettierten Resonators, aufgenommen kurz vor der Hochzeit mit dem Kryomodul mit Blick auf den Kathodeneinsatz (links) sowie den Strahlrohrausgang (rechts).....	85
Abbildung 3.34: Fotografie während der Bestimmung der optimalen Warmfensterposition anhand der stehenden Welle im Hohlleiter des warmen Resonators.....	86
Abbildung 4.1: Fotografie der installierten SRF-Gun (links) mit der Diagnose-Beamline sowie der Strahlführung zum ELBE-Beschleuniger. ....	90
Abbildung 4.2: Beeinflussung der Resonanzfrequenz als Folge von Druckdifferenzen zwischen den jeweiligen Volumina der SRF-Gun sowie der Änderung der relativen Permittivität. ....	91
Abbildung 4.3: Resonanzfrequenz und belastete Güte während zweier Cool-downs für verschiedene Ausgangsfrequenzen. ....	92
Abbildung 4.4: Quadrat des relativen Oberflächenwiderstands, gemessen für den ACC300-Niobresonator in Abhängigkeit der Temperaturdifferenz.....	94
Abbildung 4.5: a) Frequenz-Passband und b) $\pi$ -Mode-Resonanz für alle vier Feldproben, gemessen nach dem zweiten Cool-down des Resonators.....	95
Abbildung 4.6: Gemessene und berechnete Verdampfungskurve zur Ermittlung der statischen Heliumlast. ....	96
Abbildung 4.7: Zeitlicher Verlauf von Heliumdruck und Resonanzfrequenz, aufgenommen über eine Dauer von einer Stunde. ....	97
Abbildung 4.8: Prinzipskizze und Ersatzschaltbild des 3-Stub-Tuners in Verbindung mit der Lastimpedanz des Generators, den Waveguides sowie dem Resonator. ....	99
Abbildung 4.9: Gemessene Bandbreite der $\pi$ -Mode für unterschiedliche Eintauchtiefen (in Prozent des Maximalwertes von 42 mm) der drei Stempel des 3-Stub-Tuners.....	100
Abbildung 4.10: a) Einfache Prinzipskizze des vollständigen Tuningsystems und b) CAD-Zeichnung der Hebel beider Tuner (Quelle: [STE2004a]).....	101
Abbildung 4.11: Frequenzauflösung und Hysterese beider Tuner, bestimmt vor und nach der Korrektur des Fügspiels der Antriebswelle.....	103
Abbildung 4.12: Simulierte Verformung des Resonators unter dem Einfluss beider Tuner (30-fach verstärkt gezeichnet). Die blauen Pfeile markieren ausgewählte Punkte der axialen Längenänderung. ....	104

Abbildung 4.13: a) Kathodentuningsystem zur axialen Positionsänderung der Kathode während des laufenden Betriebs der SRF-Gun und b) vergrößerte Darstellung des Hebelmechanismus. ....	105
Abbildung 4.14: a) axiale Positionsänderung gegenüber der Rotation der Antriebsspindel und b) gemessene und simulierte Frequenzänderung über die Positionsänderung der Kathode. ....	106
Abbildung 4.15: Idealierte Trajektorien erster Ordnung ( $n = 1$ ) für a) 1-Punkt-Multipacting und b) 2-Punkt-Multipacting, jeweils dargestellt für eine HF-Periode. ....	109
Abbildung 4.16: Sekundärelektronen-Emissions-Koeffizient für eine nass gereinigte Nioboberfläche (Quelle: [OIJ2001]). ....	110
Abbildung 4.17: Kontur der rotationssymmetrischen Geometrie, bestehend aus Halbzelle und Choke-Filter sowie a) einer glatten Kathode bzw. b) einer strukturierten Kathode (hier vergrößert dargestellt). ....	112
Abbildung 4.18: Zusammenfassung der Ergebnisse der MP-Simulation für eine glatte Kathode, wobei a) die Zählfunktion, die mittlere Energie sowie die erweiterte Zählfunktion zeigt, während unter b) der Ort sowie der räumliche und zeitliche Verlauf der MP-Trajektorie dargestellt sind. ....	113
Abbildung 4.19: Zusammenfassung der Ergebnisse der MP-Simulation für eine strukturierte Kathode, wobei a) die Zählfunktion, die mittlere Energie sowie die erweiterte Zählfunktion zeigt, während unter b) der Ort sowie der räumliche und zeitliche Verlauf der MP-Trajektorie dargestellt sind. ....	115
Abbildung 4.20: Schwellwert einsetzenden Multipactings, aufgetragen in Abhängigkeit des Gleichspannungspotentials einer glatten Kathode und dargestellt für drei verschiedene axiale Positionen $z_K$ . ....	116
Abbildung 4.21: a) Fotografie der strukturierten Kathode (links) im Vergleich zu einer glatten Kathode (rechts) sowie b) der erste und zweite Test mit der linken Kathode. ....	117
Abbildung 4.22: Schematischer Aufbau des vollständigen HF-Pfades mit Amplituden- und Phasenstabilisierung des Gradienten. ....	119
Abbildung 4.23: a) Kalibrierkurve des Leistungsdetektors LTC5535 und b) dissipierte Leistung in Abhängigkeit des Beschleunigungsgradienten zur Störgrößenaufschaltung. ....	121
Abbildung 4.24: Darstellung vier signifikanter $Q_0$ über $E_{peak}$ -Kurven sowie des Verlaufs der Dosisleistung der ersten beiden Kurven, gemessen bei 2 K. ....	121
Abbildung 4.25: Approximierter Verlauf der intrinsischen Güte $Q_0$ in Abhängigkeit der Beschleunigungsfeldstärke $E_{acc}$ . ....	124
Abbildung 4.26: Maximale Beschleunigungsfeldstärke bei gleichzeitig maximal erlaubter Pulslänge, dargestellt als Funktion der externen Güte des Hauptkopplers für eine mittlere dissipierte Leistung von 30 W. ....	125

Abbildung 4.27: Transiente Verläufe während eines HF-Pulses von $P_i = 2, 4$ und $8$ kW, dargestellt für die intrinsische Güte, den Koppelfaktor, den Gradienten, die gespeicherte Energie sowie die dissipierte und die reflektierte Leistung.....	126
Abbildung 4.28: Gegenüberstellung des berechneten und gemessenen transienten Verhaltens der Feldstärke und der reflektierten Leistung für die Dauer eines HF-Pulses mit einer Leistung von $2$ kW. Die Bandbreite des Resonators beträgt $BW = 200$ Hz.....	128
Abbildung 4.29: Druckverlauf entlang der Kontur des SRF-Gun-Resonators, verursacht durch die Lorentzkraft bei $E_{peak} = 50$ MV/m. Ein positiver Druck weist nach außen und ein negativer nach innen.....	130
Abbildung 4.30: a) Lorentzkraftverzerrte Resonanzkurve für unterschiedliche Gradienten und b) daraus ermittelte Proportionalitätskonstante $k_{peak}$ .....	131
Abbildung 4.31: Gegenüberstellung der gemessenen und berechneten Amplituden- und Phasenverläufe für unterschiedliche Beschleunigungsgradienten $E_{acc}$ unter Berücksichtigung der Lorentzkraftverstimmung.....	133
Abbildung 4.32: Zeitliche Evolution der für $BW = 200$ Hz und $P_i = 8$ kW berechneten Resonanzkurve. Ebenfalls dargestellt ist das daraus abgeleitete zeitliche Verhalten für ein Pre-Tuning von $+400$ Hz. ....	134
Abbildung 4.33: Lorentzkraftverzerrte Resonanzkurve und daraus resultierende maximal erreichbare Feldstärke a) für die jeweils optimierten Parameter aus Abschnitt 4.5 und b) für eine einheitliche Bandbreite von $BW = 200$ Hz.....	134
Abbildung 4.34: Quellen und Transfermedien mechanischer Vibrationen aus dem Umfeld des Beschleunigers als mögliche Ursachen für Mikrophonie an supraleitenden Resonatoren (Quelle: in Anlehnung an [SCH1998]).	135
Abbildung 4.35: Blockschaltbild des analogen Low-Level-HF-Controllers zur Regelung der Amplitude und der Phase des beschleunigenden Feldes (Quelle: [ABU2006]).	137
Abbildung 4.36: Grafische Darstellung der simulierten mechanischen Eigenmoden mit einem zylindrischen Loslager an beiden Strahlrohrflanschen des Resonators. ....	138
Abbildung 4.37: Blockschaltbild des vereinfachten Phasenregelkreises im Laplace-Bildbereich.....	139
Abbildung 4.38: a) Zeitlicher Verlauf der Regeldifferenz sowie des Stellsignals und b) die resultierende Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Stellsignals, gemessen am 6. April 2009. ....	140
Abbildung 4.39: Leistungsdichtespektrum des Phasenrauschens (grau) sowie dessen frequenzabhängige Varianz (schwarz), dargestellt für verschiedene Gradienten und gemessen während der ersten Inbetriebnahme der SRF-Gun am 13. Dezember 2007.....	141
Abbildung 4.40: Leistungsdichtespektrum des Phasenrauschens (grau) sowie dessen frequenzabhängige Varianz (schwarz), dargestellt für ver-	

	schiedene Gradienten und gemessen am 6. April 2009 nach Korrektur der Resonanzfrequenz und Modifikationen am Kryostaten...	142
Abbildung 4.41:	Standardabweichung der Resonanzfrequenz $\sigma_f$ , a) aufgetragen über der Frequenz und den Ergebnissen aus [STA2007] gegenübergestellt sowie b) als Funktion des Gradienten $E_{acc}$ .....	143
Abbildung 4.42:	Wavelet-Analyse der ersten fünf Sekunden des in Abbildung 4.38a dargestellten Zeitverlaufs.....	144
Abbildung 4.43:	Normierte frequenzabhängige Varianz des integrierten Körperschallspektrums, dargestellt a) für verschiedene Quellen und Übertragungswege und b) hervorgehoben für die signifikante Kombination aus Membranpumpe, Transferleitung und HF-Hohlleiter.....	145
Abbildung 4.44:	Mechanisches Eigenmodenspektrum als Folge der dynamischen Lorentzkraftverstimmung im gepulsten HF-Betrieb mit einer Pulsdauer von 100 ms und einer Pulsperiode von 1 s. ....	146
Abbildung 4.45:	Mechanisches Eigenmodenspektrum, ermittelt mit Hilfe eines Lock-In-Verstärkers und gleichzeitiger mechanischer Anregung des Kryostaten in Richtung seiner drei Raumachsen sowie über den HF-Hohlleiter.....	147
Abbildung 5.1:	Darstellung des FTBL anhand zweier identischer Punktladungen und eines verlustfreien Resonators.....	158
Abbildung 5.2:	Stromverlauf für eine normalverteilte Ladung mit $q = 1$ nC und $\sigma_t = 5$ ps.....	159
Abbildung 5.3:	Spektral wirksame Bunchladung für $q = 1$ nC und $\sigma_t = 5$ ps.....	160
Abbildung 5.4:	Real- und Imaginärteil des zeitlichen Verlaufs der induzierten Modenspannung für den oben dargestellten Bunch und einer Shuntimpedanz von $r_S = 1/6\pi \Omega$ . ....	161
Abbildung 5.5:	Spannungsverlauf für $r_S = 1/6\pi \Omega$ , $f_0 = 3$ GHz, $q = 1$ nC, $\sigma_t = 5$ ps, $\tau = 1$ ns. ....	162
Abbildung 5.6:	Fall 1: Transienter Verlauf der induzierten Spannung für $\tau \ll T_b$ sowie die Parameter $r_S = 1/6\pi \Omega$ , $f_0 = 3$ GHz, $q = 1$ nC, $\sigma_t = 5$ ps, $f_b = 1$ MHz und $\tau = 100$ ns. ....	163
Abbildung 5.7:	Fall 2: Transienter Verlauf der induzierten Spannung für $\tau \gg T_b$ und $\Delta f = 1/2T_b$ sowie die bereits bekannten Parameter und $\tau = 10$ $\mu$ s. ....	163
Abbildung 5.8:	Fall 3: Transienter Verlauf der induzierten Spannung für $\tau \gg T_b$ und $\Delta f = 0$ sowie die bereits bekannten Parameter und $\tau = 10$ $\mu$ s. ...	164
Abbildung 5.9:	a) Transienter Verlauf der induzierten Spannung und b) deren Darstellung in der komplexen Ebene; berechnet für $\tau \gg T_b$ und $\Delta f = 0.94/T_b$ sowie die bereits bekannten Parameter und $\tau = 10$ $\mu$ s. ....	164
Abbildung 5.10:	Vom Strahl abgegebene Leistung als Funktion der Güte und der Frequenzverstimmung am Beispiel der seit Abbildung 5.7 angeführten Parameter.....	166

Abbildung 5.11: Darstellung des Linienspektrums sowie der Resonanzkurve in Betrag, Real- und Imaginärteil für die bekannten Parameter und $\tau = 100 \text{ ns}$ .	168
Abbildung 5.12: Vergleich der induzierten Modenspannung für $\tau \gg T_b$ a) im Frequenzbereich und b) in der komplexen Ebene. Die Darstellung erfolgt anhand der bekannten Parameter und $\tau = 10 \mu\text{s}$ sowie einer Abtastfrequenz, die in den Grenzen von $\Delta f = \pm 1/2T_b$ über die Resonanzfrequenz geführt wird.	169
Abbildung 5.13: MWS-Resonatormodell mit der Kupferkathode sowie dem Strahlrohrübergang aus Edelstahl. Die entsprechenden Leitwerte sind in der Darstellung vermerkt.	170
Abbildung 5.14: Simuliertes MWS-Eigenmodenspektrum und intrinsische Güte des SRF-Gun-Resonators mit $H_{tan} = 0$ bzw. $E_{tan} = 0$ als Randbedingung (RB) der XZ-Symmetrieebene.	172
Abbildung 5.15: Frequenzverstimmung der Eigenmoden einer Standard-TESLA-Zelle als Funktion der Längenänderung, ermittelt mit MWS für eine Randbedingung der Symmetrieebene von $H_{tan} = 0$ .	174
Abbildung 5.16: Berechnete relative Geschwindigkeit $\beta$ sowie kinetische Energie $W_{kin}$ eines Referenzelektrons als Funktion des Ortes entlang der Rotationsachse, dargestellt für zwei unterschiedliche Gradienten.	176
Abbildung 5.17: Effektiv wirksames elektrisches Feld $E_z(z)$ der $\pi$ -Mode für eine maximale axiale Feldstärke von 13 MV/m bzw. 50 MV/m.	177
Abbildung 5.18: Simuliertes Monopolmodenspektrum für einen Strahlstrom von $I_0 = 1 \text{ mA}$ bei resonanter Anregung, dargestellt mit dem 13 MHz-Abtastspektrum.	181
Abbildung 5.19: Projizierter Verlauf der erforderlichen Frequenzdifferenz als Funktion der belasteten Güte, dargestellt am Beispiel der $1/4 \pi$ -Mode für $P_b = 1 \text{ W}$ .	182
Abbildung 5.20: Schematische Darstellung der Energiemodulation eines Bunches durch eine angeregte höhere Mode im stationären Zustand. Der Bunchkopf tritt im gezeigten Fall stärker mit dem induzierten Feld in Wechselwirkung.	183
Abbildung 5.21: Bunch- und Modenspannung als Funktion der belasteten Güte, exemplarisch dargestellt am Beispiel der $1/4 \pi$ -Mode für die Frequenzdifferenz $\Delta f_{max}$ .	183
Abbildung 5.22: Einschwingverhalten der Bunchspannung $V_B$ , der Modenspannung $V_C$ sowie der Phase $\varphi_b$ , dargestellt am Beispiel der $1/4 \pi$ -Mode für drei unterschiedliche Güten und eine konstante Frequenzdifferenz von $\Delta f_{max}$ .	185
Abbildung 5.23: a) Longitudinales Wakepotential sowie b) der daraus berechneten longitudinale Verlustfaktor und die Energiebreite für verschiedene Bunchlängen.	186
Abbildung 5.24: a) Verlauf des induzierten Wakepotentials für $\sigma_s = 5 \text{ mm}$ und $q = 1 \text{ nC}$ sowie b) die resultierende Scherung einer idealisierten longitudinalen Emittanzellipse mit $\sigma_E = 30 \text{ keV}$ .	187



Abbildung 5.25: Feldbild der $TM_{110}$ -Mode für einen Azimutwinkel von $\varphi = 0^\circ$ (oben) sowie das Feldprofil der drei Komponenten entlang beider Integrationspfade (unten).....	193
Abbildung 5.26: Simuliertes Dipolmodenspektrum für einen Strahlstrom von $I_b = 1$ mA bei resonanter Anregung, dargestellt zusammen mit dem 13 MHz-Abtastspektrum. ....	195
Abbildung 5.27: Induzierte Kickbreite als Funktion der Güte und der Frequenzverstimmung, dargestellt am Beispiel der $TM_{110}$ -Dipolmode mit dem MWS-Index Nr. 3 und einer Frequenz von $f_0 = 1.7442$ GHz...	197
Abbildung 5.28: Projizierter Verlauf der erforderlichen Frequenzdifferenz als Funktion der belasteten Güte für $\sigma_\perp = 100$ V/cm, dargestellt am Beispiel der $TM_{110}$ -Dipolmode mit dem MWS-Index Nr. 3 und einer Frequenz von $f_0 = 1.7442$ GHz.....	197
Abbildung 5.29: Einschwingverhalten der transversalen Spannung, dargestellt am Beispiel der $TM_{110}$ -Dipolmode mit dem MWS-Index Nr. 3 für drei verschiedene Güten und eine Frequenzdifferenz $\Delta f_{\max}$ . ....	199
Abbildung 5.30: a) Longitudinales Wakepotential und b) der daraus berechnete longitudinale Verlustfaktor sowie die Energiebreite für verschiedene Bunchlängen. ....	200
Abbildung 5.31: a) Transversales Wakepotential und b) der daraus berechnete Kickfaktor sowie die Kickbreite für verschiedene Bunchlängen. ....	201
Abbildung 5.32: SRF-Gun-Diagnosebeamline (Quelle: [KAM2008]). ....	206
Abbildung 5.33: Schematischer Aufbau zur Messung des elektronenstrahlinduzierten HOM-Spektrums und dessen Eigenschaften. ....	207
Abbildung 5.34: Traditionelle Leistungsmessung durch Integration eines über den Messkanal geführten Auflösefilters (Quelle: [WOL2001]). ....	208
Abbildung 5.35: Strahlinduziertes Eigenmodespektrum für $q = 115$ pC und $f_b = 2$ kHz bzw. $q = 1.8$ pC und $f_b = 125$ kHz sowie die für den ersten Fall ermittelte Kanalleistung $P_b$ signifikanter Moden aus Tabelle D.1. ....	210
Abbildung 5.36: Gegenüberstellung der durch $q = 115$ pC und $f_b = 2$ kHz bzw. $q = 1.8$ pC und $f_b = 125$ kHz angeregten $TM_{011}$ -Mode ( $f_0 = 2.491$ GHz) aus Tabelle D.1; die Kanalleistung wurde jeweils mit Hilfe der IBW-Methode bestimmt. ....	210
Abbildung 5.37: Strahlinduziertes Eigenmodespektrum sowie die daraus ermittelte Kanalleistung $P_b$ der signifikanten Moden aus Tabelle D.3, gemessen an beiden HOM-Kopplern für die Strahlparameter $q = 120$ pC und $f_b = 5$ kHz.....	211
Abbildung 5.38: Gegenüberstellung der berechneten Leistung am Beispiel der $TM_{011}$ -Mode ( $f_0 = 2.444$ GHz) aus Tabelle D.2, ermittelt a) mit der IBW-Methode für $BW_{CH} = 11$ MHz, $BW_R = 2$ kHz bei einer Messdauer von 2.8 s sowie b) mit der transienten Methode für $BW_R = 20$ MHz bei einer Messdauer von 7 $\mu$ s. Die Strahlparameter betragen $q = 100$ pC und $f_b = 5$ kHz.....	212

---

Abbildung 5.39: Simulierte elektrische Feldverteilung der $TM_{011}$ -Mode mit $f_0 = 2.492$ GHz (links) und der $TM_{020}$ -Mode mit $f_0 = 2.822$ GHz (rechts). .....	218
Abbildung 5.40: Darstellung verschiedener Strahlfleckpositionen auf dem ersten Leuchtschirm (vgl. Abbildung 5.32) sowie der jeweiligen Startpunkte auf der Kathode und der projizierten Flugbahnen zwischen beiden. ....	219
Abbildung 5.41: Transientes Verhalten sowie die daraus ermittelte bunchinduzierte Energie in Abhängigkeit der Strahlfleckposition auf der Kathode, dargestellt am Beispiel der $TM_{110}$ -Mode ( $f_0 = 1.7396$ GHz) für eine Bunchladung von $q = 120$ pC. ....	220
Abbildung 5.42: a) Spektrum beider Polarisierungen der gleichen $TM_{120}$ -Dipolmode und b) deren daraus abgeleitete horizontale und vertikale Orientierung (elektrisches Feld). ....	222
Abbildung A.1: Detaillierte CAD-Schnittzeichnung des SRF-Gun-Resonators. ....	229
Abbildung A.2: Analytische Geometrie des SRF-Gun-Resonators. ....	230
Abbildung B.1: Simuliertes axiales elektrisches Feld $E_z$ aller $TM_{0xy}$ -Monopolmoden bis zu einer Frequenz von $f_0 = 4.3$ GHz. Die gespeicherte Energie beträgt jeweils $U_C = 1$ J. ....	236
Abbildung C.1: Gemessene frequenzabhängige Transmissionsdämpfung aller dauerhaft verlegten Koaxialkabel mit einer Länge von $\sim 30$ m. ....	237
Abbildung D.1: Gemessene Spektren aller durch den Elektronenstrahl mit den Parametern $q = 120$ pC und $f_b = 5$ kHz angeregten Dipolmoden. ....	243

# Tabellenverzeichnis

---

---

Tabelle 1.1:	Zusammenstellung der wichtigsten Strahlparameter der SRF-Gun für den ELBE-Betrieb.....	8
Tabelle 2.1:	Zusammenstellung a) der $n$ -ten Nullstelle der $m$ -ten Besselfunktion $J_m$ und b) der $n$ -ten Nullstelle der Ableitung der $m$ -ten Besselfunktion $J'_m$ .....	29
Tabelle 3.1:	Messwerttabelle der externen Koppelgüte für verschiedene Abstände $A$ zwischen Antennenspitze und Strahlachse, hier am Beispiel des JLabLG-Resonators. ....	54
Tabelle 3.2:	Zielfrequenz während des letzten Feld- und Frequenz-tunings.....	69
Tabelle 3.3:	Zusammenfassung des abgestimmten Grundmode-Passbands. ....	70
Tabelle 3.4:	Vergleich der gemessenen und berechneten relativen Feldverteilung in Prozent des Maximalwertes der jeweiligen Mode. ....	81
Tabelle 4.1:	Gegenüberstellung des gemessenen Passbands, der Bandbreiten und der daraus berechneten Feldverteilungen für zwei unterschiedliche Ausgangssituationen mit und ohne 3-Stub-Tuner. ....	95
Tabelle 4.2:	Parameter beider Tuner entsprechend den Annahmen aus dem Design sowie die Ergebnisse aus dem Einzelteil- und dem vollständigen Funktionstest; alle Messwerte sind dabei mit * gekennzeichnet. ....	102
Tabelle 4.3:	Analytisch berechnete 2-Punkt-MP-Schwellen $V_n$ sowie die resultierenden Aufschlagsenergien $W_{kin}$ für verschiedene Bereiche des SRF-Gun-Resonators. ....	113
Tabelle 4.4:	Abschätzung der erforderlichen DC-Spannung zur Unterdrückung des Multipactings an der SRF-Gun für zwei unterschiedliche Kathodenöffnungen $2r_a$ und einem Kathodendurchmesser von $2r_i = 10$ mm.....	114
Tabelle 4.5:	Optimale Parameter für vier ausgewählte Trainingsfälle.....	126
Tabelle 4.6:	Gegenüberstellung der Lorentzkraftverstimmung für den SRF-Gun-Resonator ACC300 und einen typischen TESLA-9-Zeller.....	131
Tabelle 4.7:	Gegenüberstellung der simulierten mechanischen Eigenmoden bei unterschiedlicher Lagerung des Resonators. Die Zuordnungsbeschreibungen „links“ und „rechts“ entsprechen dabei der obigen Abbildung. ....	138

Tabelle 4.8:	Gegenüberstellung der durch verschiedene Verfahren ermittelten mechanischen Eigenmoden. Die Indizes <sup>H)</sup> , <sup>V)</sup> und <sup>L)</sup> kennzeichnen die bevorzugte Schwingungsebene (horizontal, vertikal oder longitudinal) während <sup>*</sup> ) und <sup>#)</sup> auf die mögliche Quelle sowie das Übertragungsmedium der gemessenen Mikrophonie verweisen. ....	149
Tabelle 5.1:	Übersicht der normierten Koppelimpedanzen sowie den entsprechenden longitudinalen Verlustfaktoren aller Monopolmoden bis 4.3 GHz, berechnet für verschiedene Beschleunigungsfeldstärken sowie den Standardfall $\beta = 1$ . .....	179
Tabelle 5.2:	Zusammenstellung aller Szenarien zur Reduzierung der vom Strahl an die TM-Monopolmoden abgegebenen Leistung auf $P_b \leq 1$ W. Die Berechnung berücksichtigt die Koppelimpedanzen für $E_{peak} = 13$ MV/m und einen Strahlstrom von $I_b = 1$ mA. ....	184
Tabelle 5.3:	Gegenüberstellung der longitudinalen und transversalen Impedanzen sowie der Impulsrelation für die TM <sub>110</sub> -Dipolmode mit $f_0 = 1.744$ GHz und $k = 36.555$ m <sup>-1</sup> . .....	193
Tabelle 5.4:	Zusammenfassung der longitudinalen und transversalen Koppelimpedanzen aller Dipolmoden bis 4.3 GHz sowie der Phase zwischen diesen; berechnet für verschiedene Bewegungsszenarien nach Gleichung (5.77) und Gleichung (5.90). .....	194
Tabelle 5.5:	Zusammenstellung aller Szenarien zur Reduzierung der durch verschiedene Dipolmoden induzierten Kickbreite auf 100 V/cm. Die Berechnung berücksichtigt die Koppelimpedanzen für $E_{peak} = 13$ MV/m sowie einen Strahlstrom von $I_b = 1$ mA im stationären Zustand. ....	198
Tabelle 5.6:	Gegenüberstellung der gemessenen und berechneten (in Klammern) normierten Shuntimpedanzen für das Grundmode-Passband. Die Integration berücksichtigt dabei die Bewegung für $E_{peak} = 13$ MV/m und 50 MV/m sowie für $\beta = 1$ . .....	204
Tabelle 5.7:	Gegenüberstellung der simulierten und nach Gleichung (5.94) gemessenen longitudinalen Koppelimpedanzen $r_s$ für alle TM-Monopolmoden bis 4.3 GHz. ....	213
Tabelle 5.8:	Zusammenstellung verschiedener Szenarien der HOM-Anregung für einen axial verlaufenden Strahlstrom mit den Parametern $q = 1$ nC und $f_b = 1$ MHz und einer kinetischen Energie der Elektronen von $W_{kin} = 2.2$ MeV. Die mit * markierten Shuntimpedanzen sind simulierte Größen für $E_{peak} = 13$ MV/m. ....	216
Tabelle 5.9:	Zusammenstellung verschiedener Szenarien der HOM-Anregung für einen axial verlaufenden Strahlstrom mit den Parametern $q = 77$ pC und $f_b = 13$ MHz und einer kinetischen Energie der Elektronen von $W_{kin} = 2.2$ MeV. Die mit * markierten Shuntimpedanzen sind simulierte Größen für $E_{peak} = 13$ MV/m. ....	217

---

Tabelle A.1:	Geometrieparameter des SRF-Gun-Resonators. ....	230
Tabelle A.2:	Zusammenstellung der elektrischen Parameter der $\pi$ -Mode des SRF-Gun-Resonators; ermittelt mit SUPERFISH [PSF2007] und CST MICROWAVE STUDIO <sup>®</sup> (MWS) der CST STUDIO SUITE <sup>™</sup> . ....	231
Tabelle B.1:	Eigenmoden für die elektrische RB der Symmetrieebene(n) von $H_{tan} = 0$ . ....	232
Tabelle B.2:	Eigenmoden für die magnetische RB der Symmetrieebene(n) von $E_{tan} = 0$ . ....	234
Tabelle C.1:	Transmissionsdämpfung für Aircom Plus <sup>®</sup> lt. Hersteller (vgl. [SSB2010]). ....	237
Tabelle C.2:	Zusätzliche Verluste der Kabel im SRF-Gun-Kryostat bei 1.3 GHz. ....	238
Tabelle D.1:	Zusammenstellung der Eigenschaften aller signifikanten Moden; gemessen mit einem RSA3408A (Tektronix) im Juli 2008 für die Strahlparameter $q = 115$ pC und $f_b = 2$ kHz. Die Leistung wurde mit der IBW-Methode bestimmt. ....	240
Tabelle D.2:	Zusammenstellung der Eigenschaften aller signifikanten Moden; gemessen mit einem FSQ26 (R&S) im Juli 2009 für die Strahlparameter $q = 100$ pC und $f_b = 5$ kHz. Die Leistung wurde mit der IBW- und der transienten Methode bestimmt. ....	241
Tabelle D.3:	Zusammenstellung der Eigenschaften aller signifikanten Moden; gemessen mit einem FSQ26 (R&S) im Juni 2010 für die Strahlparameter $q = 120$ pC und $f_b = 5$ kHz. Die Leistung wurde mit der IBW- und der transienten Methode bestimmt. ....	242



# Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

---

---

Hinweis: Das Kreuzprodukt ist mit  $\{ \times \}$  und das Skalarprodukt mit  $\{ \cdot \}$  gekennzeichnet.

## ABKÜRZUNGEN

ACC300	im Jahr 2005 gefertigter SRF-Gun-Resonator aus Niob der Reinheit RRR = 300
ACC40	im Jahr 2005 gefertigter SRF-Gun-Resonator aus Niob der Reinheit RRR = 40
BCP	engl. buffered chemical polishing
BCS	Bardeen-Cooper-Schrieffer-Theorie
BEM	Boundary-Element-Methode
Bunch	dt. Ladungspaket
CW	engl. continuous wave
DC-Gun	Gleichspannungs-Photo-Elektronenquelle
DESY	Deutsches Elektronen-Synchrotron
DGL	Differentialgleichung
ELBE	Elektronen-Linearbeschleuniger für Strahlen hoher Brillanz und niedriger Emittanz
EM	elektromagnetisch
EP	engl. electrochemical polishing
FDTD	Finite-Differenzen-Time-Domain-Methode
FEL	Freie-Elektronen-Laser
FEM	Finite-Elemente-Methode
Fermilab	Fermi National Accelerator Laboratory
FIT	Finite-Integrationstechnik
FTBL	engl. fundamental theorem of beam loading

HF	Hochfrequenz
HOM	engl. higher order modes
HPR	engl. high pressure rinsing
HZDR	Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf
IBW	Integration-Bandwidth-Methode
ICT	engl. integrating current transformer
IR	infrarot
JLab / TJNAF	Thomas Jefferson National Accelerator Facility
JLab300	im Jahr 2010 gefertigter Resonator aus polykristallinem Niob der Reinheit RRR = 300
JLabLG	im Jahr 2010 gefertigter Resonator aus großkristallinem Niob
KEK	High Energy Accelerator Research Organization
LCLS	Linac Coherent Light Source
LHe	engl. liquid helium
LINAC	engl. linear accelerator
LLRF	engl. low level radio frequency
LN	engl. liquid nitrogen
LDS	Leistungsdichtespektrum
MP	Multipacting oder Multipactoring
MWS	CST - MicroWaveStudio <sup>®</sup>
NC	engl. normal conducting
NCRF-Gun	normalleitende Hochfrequenz-Photo-Elektronenquelle
NWA	Netzwerkanalysator
PSPICE	engl. personal simulation program with integrated circuit emphasis
RI	Research Instruments GmbH
RMS	engl. root mean square
RRR	engl. residual resistance ratio
SC	engl. superconducting
SEY	engl. secondary electron yield
SNR	engl. signal to noise ratio
SRF-Gun	supraleitende Hochfrequenz-Photo-Elektronenquelle
TE	transversal-elektrisch
TEM	transversal-elektromagnetisch
TESLA	TeV-Energy Superconducting Linear Accelerator
TISA	Time-Integral-Squared-Amplitude-Methode
TM	transversal-magnetisch



TTF	engl. transit time factor
UV	ultraviolett
XFEL	Europäische Röntgenstrahlungsquelle nach dem FEL-Prinzip
ZF	Zwischenfrequenz

### KONSTANTEN IN SI-EINHEITEN

$\pi = 3.141\,592\,654$	Kreiszahl
$e = 2.718\,281\,828$	Eulersche Zahl
$c = 299\,792\,458\text{ m s}^{-1}$	Lichtgeschwindigkeit
$\varepsilon_0 = 8.854\,187\,817 \cdot 10^{-12}\text{ (A s)(V m)}^{-1}$	Permittivität des Vakuums
$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\text{ (V s)(A m)}^{-1}$	Permeabilität des Vakuums
$k_B = 1.380\,658 \cdot 10^{-23}\text{ J K}^{-1}$	Boltzmann-Konstante
$m_e = 9.109\,382\,91 \cdot 10^{-31}\text{ kg}$	Ruhemasse Elektron
$q_e = -1.602\,176\,565 \cdot 10^{-19}\text{ C}$	Elementarladung Elektron
$m_e c^2 = 0.510\,998\,928\text{ MeV}$	Ruheenergie Elektron
$h = 6.626\,069\,57 \cdot 10^{-34}\text{ J s}$	Plancksches Wirkungsquantum

### FORMELZEICHEN UND EINHEITEN

Formelzeichen	Beschreibung	SI-Einheit
$a_i, b_i$	hin- und rücklaufende Welle am Tor $i$	V
$a, \alpha_z$	allgemeine Dämpfung und die Dämpfung oberhalb einer Grenzwellenlänge	$\text{m}^{-1}$
A	charakteristische Matrix einer Eigenwertgleichung	
$A, B, C_1, C_2$	Integrationskonstanten der Schwingungs-DGL	
$\alpha_{20}$	linearer Ausdehnungskoeffizient bei 20 °C	$\text{K}^{-1}$
$\hat{B}$	Peak-Brillanz eines Elektronenbunches	$\text{A m}^{-2}\text{ rad}^{-2}$
$\vec{B}$	Feldvektor der magnetischen Flussdichte	T
$BW$	Bandbreite	Hz
$BW_{CH}, BW_R$	Kanal- und Auflösebandbreite eines Spektrumanalysators	Hz
$\beta$	relative Geschwindigkeit, $v_z/c$	

$\beta, \beta_{in}, \beta_{out}$	Koppelfaktoren für Ein- und Auskopplung	
$\vec{D}$	Feldvektor der elektrischen Flussdichte	C m <sup>-2</sup>
$D(s), E(s)$ $U(s), Y(s)$	Laplace-transformierte der Störgröße, der Regeldifferenz, der Stellgröße und der Regelgröße	
$\delta$	mittlere Strahlageschwankung (rms)	
$E_{acc}, E_{peak}$	Beschleunigungsgradient und Spitzenfeldstärke entlang der Beschleunigungsstrecke	V/m
$\vec{E}$ mit $E_z, E_{\parallel, \tan}$ $E_r, E_\varphi, E_{\perp, \text{nor}}$	elektrisches Feld und dessen Komponenten in Zylinderkoordinaten sowie in normaler und tangentialer Richtung bzgl. einer beliebigen Fläche	V/m
$E_S$	elektrisches Oberflächenfeld	V/m
E	Einheitsmatrix	
E	E-Modul	MPa
$\Delta E_{\max}, \sigma_{\Delta E}$	maximale und mittlere Änderung der Energie	eV
$\epsilon_r, \mu_r$	relative Permittivität und Permeabilität	
$\epsilon_x, \epsilon_{n,x}, \epsilon_y, \epsilon_{n,y}$	transversale Emittanz (rms), normiert	m rad
$f, \omega, f_0, \omega_0$	Frequenz und Kreisfrequenz	Hz
$\Delta f, \Delta \omega$	Änderung der Frequenz sowie der Kreisfrequenz	Hz
$f_z$	Zyklotronfrequenz	Hz
$F_{\parallel}, F_{\perp}$	longitudinale und transversale Lorentzkraft	N
$\varphi, \delta, \psi$	Phasenwinkel harmonischer Schwingungen	rad, °
$\varphi_b$	Phase zwischen $V_b$ und dem Bunch	rad, °
$\varphi_{\parallel}, \varphi_{\perp}$	Phase zwischen longitudinaler bzw. transversaler Modenspannung und dem Bunch	rad, °
$g_L$	Schleifenverstärkung eines Regelkreises	
G	Geometriefaktor eines Resonators	Ω
$G_S(s), G_M(s)$	Laplace-transformierte Übertragungsfunktion der Regelstrecke und der Rückkopplung	
$\gamma$	relativistischer Faktor bzw. Lorentzfaktor	
$\vec{H}$ mit $H_z, H_{\parallel, \tan}$ $H_r, H_\varphi, H_{\perp, \text{nor}}$	magnetisches Feld und dessen Komponenten in Zylinderkoordinaten sowie in tangentialer und normaler Richtung bzgl. einer beliebigen Fläche	A/m
$H_S$	magnetisches Oberflächenfeld	A/m
$i, m, n, p$	Zählindizes aus dem Bereich der natürlichen Zahlen	

$I, \hat{I}, I_L, I_R, I_C$	Effektiv- sowie Spitzenwerte des Stromes durch $L$ , $R$ und $C$	A
$I_b$	mittlerer Strahlstrom	A
$I_q, I_G$	Quellen- und Generatorstrom	A
$\mathbf{I}_{(i)}$	Eigenvektor der Maschenströme der $i$ -ten Mode	
$\vec{J}$	Stromdichte in den Maxwell-Gleichungen	A m <sup>-2</sup>
$J_m(x), J'_m(x)$	$m$ -te Besselfunktion und deren Ableitung	
$k_{acc}, k_{peak}$	Proportionalitätskonstante der Lorentzkraftverstärkung	Hz (V/m) <sup>-2</sup>
$k_c, \lambda_c, f_c$	Grenzwellenzahl, -wellenlänge und -frequenz eines Hohlleiters; (engl. cutoff)	m <sup>-1</sup> , m, Hz
$k_z, \lambda_z$	Wellenzahl und Wellenlänge in z-Richtung	m <sup>-1</sup> , m
$k_{\parallel}, k_{\perp}$	longitudinaler und transversaler Verlustfaktor	V/C
$K_p$	Verstärkung des P-Glieds	
$\kappa_{acc}, \kappa_{peak}$	Proportionalitätskonstante zwischen dem Feld $E_{acc}$ bzw. $E_{peak}$ und der gespeicherten Energie $U_C$	V m <sup>-1</sup> J <sup>-1/2</sup>
$\kappa_e, \kappa_m$	elektrische und magnetische Störkörperkonstante	F m <sup>2</sup> , H m <sup>2</sup>
$l, L, r, R$	Länge, Radius	m
$\Delta l/l$	relative Längenänderung	
$L, R, C$	Induktivität, Widerstand und Kapazität	H, $\Omega$ , F
$\lambda, \lambda_0$	Wellenlänge und Freiraumwellenlänge	m
$\lambda(s)$	Linienladungsdichte	C/m
$n_1, n_2$	Primär- und Sekundärwindungszahl eines Übertragers	
$\xi$	Frequenzskalierung bei Temperaturänderung	
$p$	Druck	Pa
$p_{DC}$	Proportionalitätskonstante zur Unterdrückung von Multipacting in coaxialen Strukturen	V/(Hz m $\Omega$ )
$\vec{p}, p_{\theta}, p_r, p_z$	Impulsvektor und seine Komponenten in Zylinderkoordinaten	N s
$\Delta p_{\parallel}, \Delta p_{\perp}$	longitudinale und transversale Impulsänderung	N s
$P_C, P_d$	mittlere dissipierte Leistung	W
$P_i, P_r, P_t, P_{ext}$	hin- und rücklaufende sowie transmittierte und externe Leistung	W

$P_b$	Strahlleistung bzw. HOM-Leistung	W
$q$	Ladung	C
$Q, Q_0, Q_L$	intrinsische und belastete Güte	
$Q_{ext}, Q_{in}, Q_{out}$	externe Güte der Ein- und Auskopplung	
$r_{\parallel}, r_{\perp}$	longitudinale und transversale Koppelimpedanz	$\Omega$
$r, \varphi, z$	Indizes zur Bezeichnung der Zylinderkoordinaten	
$R_G, R_L$	Quellen- und Lastimpedanz	$\Omega$
$R_S, r_S$	Shuntimpedanz und ihre normierte Größe	$\Omega$
$R_{surface}$	Oberflächenwiderstand	$\Omega$
$R_{res}$	HF-Restwiderstand supraleitender Materialien	$\Omega$
$\rho$	Dichte	$\text{kg m}^{-3}$
$\rho$	Raumladungsdichte in den Maxwell-Gleichungen	$\text{C m}^{-3}$
$\rho_{20}$	linearer Widerstandstemperaturkoeffizient bei 20 °C	$\text{K}^{-1}$
$\rho(T)$	temperaturabhängiger spezifisch elektrischer Widerstand	$\Omega \text{ m}$
$S_{11}, S_{12}, S_{21}, S_{22}$	S-Parameter eines Zweitores	
$\sigma$	spezifischer elektrischer Leitwert	S/m
$\sigma_A, \sigma_{\varphi}, \sigma_f$	Standardabweichung von Amplitude, Phase und Frequenz	V, °, Hz
$\sigma_s, \sigma_t$	Bunchlänge (rms) für Ort und Zeit	m, s
$\sigma_{\alpha}, \sigma_{n,\alpha}$	Winkeldivergenz (rms), normiert	rad, °
$t, \tau$	Zeit, Zeitkonstante (hier: meist elektrisch)	s
$T, T_C$	Temperatur und Sprungtemperatur des Supraleiters	K
$T_b, f_b$	Bunchperiode und Bunchwiederholfrequenz	s, Hz
$\tau_{mech}$	mechanische Zeitkonstante aufgrund der Massenträgheit	s
$U, U_C$	gespeicherte Energie	J
$\nu$	Poissonzahl	
$\nu, \nu_z$	Geschwindigkeit entlang der z-Achse	m/s
$\nu_{Ph}, \nu_{Gr}$	Phasen- und Gruppengeschwindigkeit	m/s
$V, \hat{V}, V_C$	Effektiv- sowie Spitzenwert der Resonatorspannung	V
$V, \Delta V$	Volumen und Volumenänderung	$\text{m}^3$

$\vec{V}$	Feldvektor stellvertretend für $\vec{E}$ und $\vec{H}$	
$V_b, V_B$	akkumulierte Spannung $V_q$ eines Bunchzugs sowie die Rückwirkung auf den Bunch selbst	V
$V_{DC}$	Gleichspannung zur Unterdrückung von Multipacting in koaxialen Strukturen	V
$V_q, V_G$	Quellen- und Generatorspannung	V
$V_q$	induzierte Spannung eines Bunches mit der Ladung $q$	V
$V_{RLC}$	Spannung eines RLC-Parallelschwingkreises	V
$V_{\parallel}, V_{\perp}$	longitudinale und transversale Spannung	V
$w_{\parallel}(s), w_{\perp}(s)$	longitudinales und transversales Wakepotential	V/C
$W_{kin}, \Delta W_q$	kinetische Energie und ihre Änderung	J
$x_{mn}, x'_{mn}$	$n$ -te Nullstelle der $m$ -ten Besselfunktion bzw. ihrer Ableitung	
$Z_0, Z_C, Z_w$	allgemeine Bezugsimpedanz sowie die Impedanz eines Schwingkreises und eines Wellenleiters	$\Omega$
$\Omega$	Vektor der Eigenwerte der $i$ -ten Mode	
$\Omega$	normierte Kreisfrequenz	Hz



# Vorwort

---

---

An dieser Stelle möchte ich mich bei all jenen Personen bedanken, die zum Gelingen der vorliegenden Arbeit beigetragen haben. Ein besonderer Dank gebührt dabei meinem Gruppenleiter und Betreuer Dr. Jochen Teichert, der mir mit seiner Diskussionsbereitschaft jederzeit hilfreich zur Seite stand und mir unzählige wichtige Impulse gab. Ohne seine motivierenden Worte wäre die Arbeit sicher nicht vollendet worden. Ebenso möchte ich mich bei meiner Doktormutter Prof. Dr. Ursula van Rienen erkenntlich zeigen, die mir entscheidende Hinweise bei der Gliederung der Arbeit gab und in deren Arbeitsgruppe ich besonders herzlich aufgenommen wurde. Bei Prof. Dr. Jens Knobloch und den Kollegen seines Instituts für SRF-Wissenschaft und Technologie bedanke ich mich schließlich für ungezählte interessante Gespräche auf den gemeinsamen Dienstreffen in aller Welt.

Nicht weniger wichtig aber ist mir auch der Dank an meine Kollegen Dr. Hartmut Büttig und Petr Murcek für das sehr gute Arbeitsklima sowie die vielen physikalischen und auch nicht physikalischen Diskussionen. Dies gilt selbstredend für alle Kollegen der Strahlungsquelle ELBE, wobei ich Dr. Peter Michel für seine Geduld und seinen Glauben an die Fertigstellung dieser Arbeit hervorheben möchte.

Nicht zuletzt stehe ich tief in der Schuld von Sven Riesel, der das umfangreiche Manuskript in seiner Freizeit lektorierte und zweifellos auch in der meiner Eltern. Augustinus von Hippo (354-430) schreibt dazu: «Das Leben der Eltern ist das Buch, in dem die Kinder lesen.» Vielen Dank Viola und Günter.





# 1 Einleitung

---

---

- 1.1 MOTIVATION
- 1.2 SUPRALEITENDE ELEKTRONENQUELLEN
- 1.3 ZIELSETZUNG UND GLIEDERUNG

*Die vorliegende Arbeit untersucht die Hochfrequenzeigenschaften der bislang einzigen supraleitenden Hochfrequenz-Elektronenquelle (SRF-Gun), die unter realen Bedingungen an einem Beschleuniger – dem Elektronen-Linearbeschleuniger für Strahlen hoher Brillanz und niedriger Emittanz (ELBE) – betrieben wird. Dieser neue Typ gilt als aussichtsreicher Kandidat die Anforderungen zukünftiger Synchrotronstrahlungsquellen erfüllen zu können.*

## 1.1 Motivation

Nachdem 1947 an einem Elektronen-Synchrotron der Firma General Electric erstmals die Synchrotronstrahlung entdeckt wurde, begann deren parasitäre Nutzung in den 1960er Jahren an Speicherringen für Elektronen-Positronen-Kollider [LOH2009]. Man erkannte jedoch schnell das Potential der an den Ablenkmagneten erzeugten Strahlung, sodass in den 1970er Jahren exklusiv für diesen Zweck entwickelte Anlagen – die Elektronen-Speicherringe der ersten Generation – gebaut und für wissenschaftliche Untersuchungen genutzt wurden. Mit den wachsenden Anforderungen der Wissenschaftsgemeinde aus Physik, Chemie, Biologie, Medizin sowie aus vielen Bereichen der Industrie erfolgte ab Mitte der 1980er Jahre die Inbetriebnahme der zweiten Generation. Deren mittlerer Photonenfluss konnte durch die Verwendung von periodischen Magnetstrukturen – den so genannten Wigglern und Undulatoren – um mehrere Größenordnungen verbessert werden. Insbesondere Undulatoren nutzen dabei die konstruktive Interferenz der emittierten Synchrotronstrahlung jeder einzelnen Periode und erzeugen damit, im Gegensatz zum Breitbandspektrum der einfachen Ablenkmagnete, schmale spektrale Bereiche hoher Photonenausbeute. Da Verstärkung und Bandbreite dabei jedoch durch

die Energiebreite und die transversale Emittanz begrenzt werden, ist die dritte und bislang letzte Generation insbesondere hinsichtlich dieser Eigenschaften und einer großen Zahl von Undulatoren optimiert [ELL2003]. Über die letzten Jahrzehnte konnte somit ein technischer Stand erreicht werden, der es Elektronen-Speicherringen erlaubt, nahe am theoretischen Limit zu arbeiten und gleichzeitig eine extrem hohe Verfügbar- und Reproduzierbarkeit zu garantieren. Eine Weiterentwicklung ist jedoch aufgrund der inhärenten Begrenzung der transversalen Emittanz, der Pulslänge und der Energiebreite in einem solchen Ring kaum noch möglich. So befinden sich die Ladungspakete (engl. bunch) nach einigen tausend Umläufen in einem Gleichgewichtszustand, dessen Eigenschaften vom Bahnradius  $R$ , der Hochfrequenz (HF) und der Magnetanordnung (inkl. Wiggler und Undulatoren) bestimmt werden, jedoch vom Injektor entkoppelt sind [ELL2003]. Dem Trend nach immer kürzeren Röntgenpulsen mit immer größerer Brillanz (Photonen/Bandbreite/Zeit/Emittanz), die es ermöglichen ultraschnelle Prozesse zu beobachten, sind auf diese Weise natürliche Grenzen gesetzt. Aus diesem Grund ist im *Report of the Workshops on Solving Science and Energy Grand Challenges with Next-Generation Photon Sources* [BES2009] zu lesen: «...the quest for ultimate performance leaves the LINAC-driven light sources as sources for the fourth generation, to replace and complement today's storage rings.»

Im Gegensatz zum Speicherring, dessen Emittanz mit  $W^2/R$  skaliert, durchläuft ein Elektronenbunch den Linearbeschleuniger (LINAC) nur ein einziges Mal, sodass dessen transversale Emittanz mit steigender Energie gemäß  $W^{-1}$  abnimmt. Außerdem lässt sich durch spezielle Kompressionstechniken entlang des LINACs eine Verkürzung der Bunches auf ein Tausendstel der Länge im Speichering erreichen. Da beide Parameter unmittelbar die erzeugte Röntgenstrahlung beeinflussen, übersteigt die erreichbare Brillanz (Spitzenwert) eines solchen Freie-Elektronen-Lasers (FEL) die eines Speicherrings bei ähnlicher Bunchladung um bis zu zehn Größenordnungen (vgl. LCLS und XFEL) [BES2009]. Wesentlicher Mechanismus ist dabei eine Dichtemodulation innerhalb des Bunches und in deren Folge eine kohärente Emission proportional zum Quadrat der beteiligten Elektronen, die nun als Lasermedium auftreten. Gemeinsam mit der flexiblen Pulsstruktur ist ein Röntgen-FEL damit das perfekte Instrument für hoch zeitaufgelöste Experimente mit der Forderung nach höchster Brillanz und Kohärenz des Photonenpulses.

Da jedoch die Strahlqualität aufgrund des FEL-Prozesses stark degeneriert, ist das Weiterverwenden der Bunches nur für deutlich größere Wellenlängen möglich und die Zahl

der gleichzeitigen Nutzer somit stark eingeschränkt. Außerdem ist aus technischen und ökonomischen Erwägungen eine Begrenzung der mittleren Leistung des Elektronenstrahls erforderlich (z. B. XFEL  $\sim 1$  MW). Da dies wiederum durch ein gepulstes Betriebsregime realisiert wird, können die typischen Experimente eines Speicherrings mit ihrer Forderung nach einer hohen mittleren Brillanz nicht mehr bedient werden.

Stattdessen soll ein weiteres bereits im Jahr 1965 von Maury Tigner (Cornell Univ.) vorgeschlagenes Maschinenkonzept verwendet werden, das die Vorteile aus beiden Welten kombiniert [TIG1965]. Anstatt den vollständigen Bunch im Speicherring zu recyceln, wird nur dessen Energie wiederverwendet. Dies wird erreicht, indem der Bunch nach der Beschleunigung auf einer kreisähnlichen Bahn mit einer Phasenverschiebung von  $180^\circ$  erneut dem LINAC zugeführt und damit abgebremst wird. Während der verbrauchte Bunch somit problemlos vernichtet werden kann, steht seine Energie, die zwischenzeitlich im Feld des Resonators gespeichert war, für die Beschleunigung eines neuen Bunches zur Verfügung. Dieses als Energy-Recovery LINAC (ERL) bezeichnete Konzept soll gemeinsam mit dem Röntgen-FEL die vierte Generation der Synchrotronstrahlungsquellen bilden.

Das enorme Potential eines ERLs erschließt sich aus den exzellenten Eigenschaften eines LINACs in Kombination mit dem mittleren Strom eines Speicherrings. So sind trotz reduzierter Bunchladung ( $q < 100$  pC) zur Vereinfachung der Rezirkulation mittlere Brillanzen erreichbar, die selbst die theoretischen Grenzen eines Speicherrings übertreffen [GRU2003]. Dies beruht im Wesentlichen auf dem partiellen Lasen der Bunche, welches im Vergleich zu den extremen Spitzenströmen eines Röntgen-FELs zwar keine Sättigung erreicht, dennoch aber die Photonausbeute im Puls signifikant erhöht.

Ein weiterer oft erwähnter Vorteil eines ERLs ist die „ultimative“ Flexibilität seiner Pulsstruktur, die lediglich durch die Resonanzfrequenz des Beschleunigers selbst begrenzt wird. Damit ist beispielsweise der gleichzeitige Betrieb mehrerer Elektronenquellen mit verschiedenen Ladungen und Wiederholfrequenzen denkbar, deren Bunche durch schnelle Strahlkicker den entsprechenden Undulatorstrecken zugeführt werden. Ein solcher Multiuser-Betrieb wäre selbst vom Speicherring unerreicht.

Im Gegensatz zum Speicherring bestimmen im ERL jedoch der LINAC und dessen Injektor die Strahleigenschaften, wobei Letzterem wegen des Theorems von Liouville besondere Bedeutung beigemessen werden muss. Dieses besagt, dass der sechsdimensionale Phasenraum, aufgespannt durch die drei räumlichen Dimensionen des Bunches und dessen jeweilige Impulsunschärfe, nach seiner Erzeugung im Injektor eine

Erhaltungsgröße ist. Eine nachträgliche Verbesserung ist demnach nicht mehr möglich, sodass sich die in [LEW2004] für den Undulator geforderten Strahlparameter ( $\hat{I} = 426\text{A}$  (FWHM) und  $\varepsilon_{n,x} = \varepsilon_{n,y} = 0.1\text{ mm mrad}$ ) direkt auf die Quelle übertragen lassen. Eine geeignete Vergleichsgröße ist hierfür die Peak-Brillanz, die mit

$$\hat{B} = \frac{2\hat{I}}{\pi^2 \varepsilon_{n,x} \varepsilon_{n,y}}$$

durch den Peak-Strom am Ausgang des Injektors normiert auf das Produkt der transversalen Emittanzen  $\varepsilon_{n,x}$  und  $\varepsilon_{n,y}$  definiert wird. Unter Berücksichtigung eines typischen Bunchkompressionsfaktors von  $\sim 100$  (XFEL) im LINAC muss durch die Quelle also noch eine Brillanz von  $\hat{B} = 86\text{ A/mm}^2\text{ mrad}^2$  (FWHM) bei einem mittleren Strahlstrom von  $I_b = 100\text{ mA}$  realisiert werden. Im *Report of the Workshops on Solving Science and Energy Grand Challenges with Next-Generation Photon Sources* [BES2009] ist diesbezüglich geschrieben: «...the development of an X-ray ERL...is also hindered by the lack of technical developments as far as gun performance is concerned. Today's guns cannot yet deliver the bunch charges, emittances, and repetition rates required for the full ERL or FEL designs outlined above.»

Diese Aussage wird auch durch die Gegenüberstellung verschiedener Elektronenquellen in Abbildung 1.1 bestätigt. Demnach erreichen derzeit weder existierende noch geplante Photoinjektoren auch nur annähernd die erforderliche Brillanz bei hohen mittleren Strömen. So ist für Gleichspannungs-Elektronenquellen (DC-Gun) der kontinuierliche Betrieb (engl. continuous wave, CW) zwar inhärent, die geringe Beschleunigungsspannung begrenzt jedoch Emittanz und Peak-Strom. Normalleitende Hochfrequenz-Photoinjektoren (NCRF-Gun) – die derzeit am weitesten entwickelten Quellen – erreichen hingegen bereits heute im gepulsten Betrieb hohe Brillanzen. Um jedoch das Tastverhältnis zu steigern, muss die Feldstärke auf Kosten der Strahlqualität gesenkt werden.

Die dritte Gruppe, die der supraleitenden Hochfrequenz-Photoinjektoren (SRF-Gun) ist demnach eine logische Weiterentwicklung der NCRF-Guns und bietet nach Meinung des Autors das größte Potential, alle Anforderungen eines ERLs zu erfüllen. So ist der CW-Betrieb inhärent, während das hohe Beschleunigungsfeld gleichzeitig die erforderliche Brillanz ermöglicht. Wegen des hohen Vakuums und des variierenden Feldes ist ferner eine Vergrößerung der Kathodenlebensdauer zu erwarten, da beides den unerwünschten Beschuss der Kathode mit ionisierten Gasmolekülen reduziert.

Zwar erreichen auch SRF-Guns nach heutigem Stand noch nicht die Vorgaben eines Röntgen-ERLs, da sich ihre Entwicklung jedoch erst am Beginn der Lernkurve befindet, ist durch weitere Verbesserungen im Bereich der Kathode, des Lasers und der HF-Koppler eine Steigerung des mittleren Stroms zu erwarten.

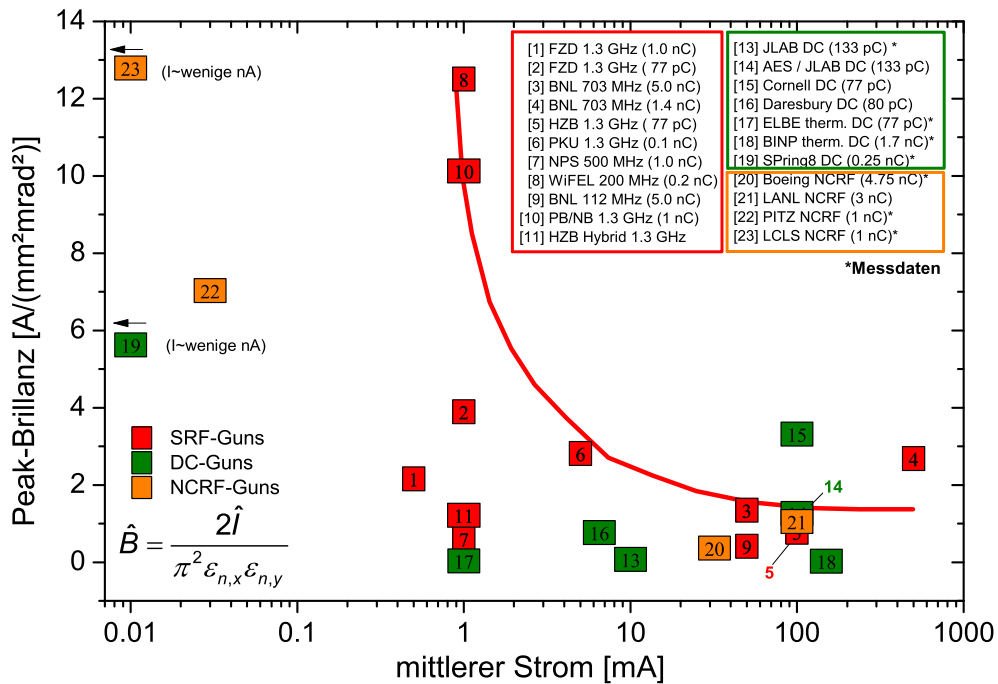


Abbildung 1.1: Gegenüberstellung einer Auswahl existierender und geplanter Elektronenquellen unter Berücksichtigung der Peak-Brillanz (FWHM) als Funktion des mittleren Strahlstroms. Die drei Farben repräsentieren den jeweiligen Injektortyp. Quelle: [ARN2011].

## 1.2 Supraleitende Elektronenquellen

Die Entwicklung der supraleitenden Elektronenquellen begann im Jahr 1989 [CHA1989]. Nach einigen konzeptionellen Arbeiten an der Bergischen Universität Wuppertal konnte schließlich am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR) im Jahr 2002 weltweit erstmalig eine supraleitende Elektronenquelle getestet werden [JAN2003]. Nicht zuletzt durch diesen Erfolg, der die prinzipielle Vereinbarkeit eines supraleitenden (SC) Resonators mit einer normalleitenden (NC) Kathode demonstrierte, entstand eine neue Community, die sich weltweit mit der Lösung verschiedener Probleme im Bereich der SRF-Guns beschäftigt. Die dabei untersuchten Konzepte sind schematisch in Abbildung 1.2 dargestellt und orientieren sich im Wesentlichen an der verfügbaren HF-Leistung im Resonator sowie dem geforderten mittleren Strahlstrom. So bedingt Letzterer beispielsweise eine austauschbare und isolierte normalleitende

Kathode hoher Effizienz, die entweder mit einem Sperrfilter/Choke-Filter (Abbildung 1.2a und c) oder mit einer Gleichspannungsquelle kombiniert werden muss (Abbildung 1.2b). Weiterhin wird der maximale Energiegewinn durch die Leistungsfähigkeit der Hauptkoppler und der HF-Verstärker bestimmt, sodass bisweilen zu Gunsten eines hohen Stroms die Zahl der Zellen und damit die Strahlqualität reduziert wird.

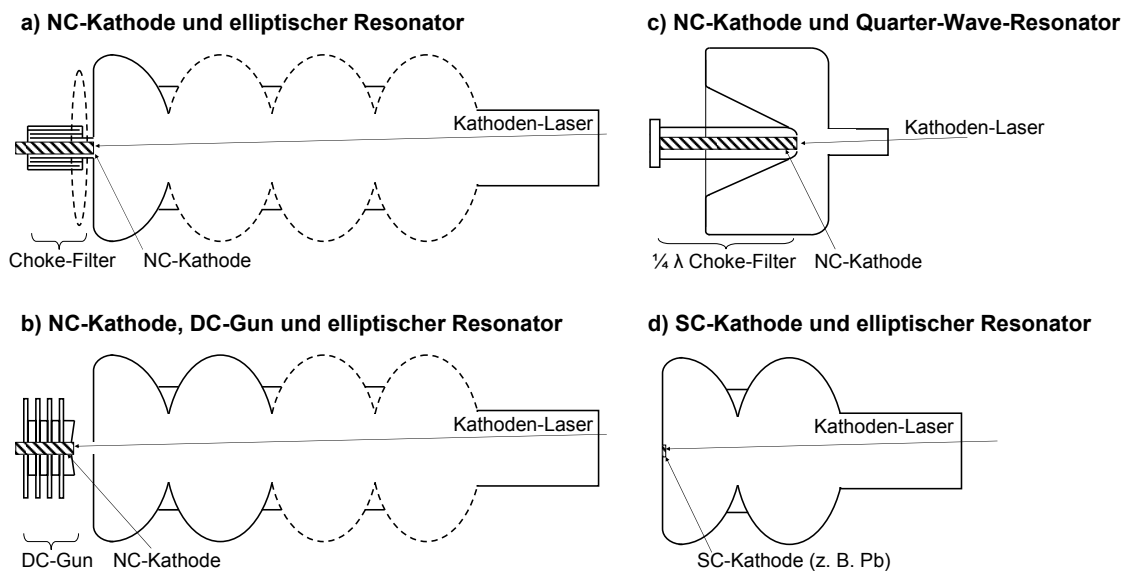


Abbildung 1.2: Prinzipskizzen weltweit untersuchter SRF-Gun-Konzepte. Quelle: [ARN2011].

Das Konzept der supraleitenden Kathode in Abbildung 1.2d ist von diesen Überlegungen losgelöst zu betrachten. Es ermöglicht zwar ein einfaches Resonator-Design, aufgrund der geringen Effizienz der Kathode ist es jedoch nur für moderate Ströme geeignet. An dieser Stelle sei außerdem angemerkt, dass jeder der vier Entwürfe weitere, hier nicht näher erläuterte Vor- und Nachteile in sich birgt, die in [ARN2011] detailliert aufgegriffen werden.

Im Zentrum dieser Arbeit steht der am HZDR verfolgte Entwurf einer normalleitenden Kathode und eines 3.5-zelligen elliptischen Resonators. Da dieser als zukünftige Elektronenquelle für den supraleitenden Elektronen-Linearbeschleuniger ELBE (vgl. Abbildung 1.3 und [MIC2008]) konzipiert ist, bestimmen dessen Forderungen nach:

- einem hohen mittleren Strom von 1 mA (77 pC @ 13 MHz) für den Betrieb eines CW-IR-FELs,
- einer hohen Bunchladung bis 1 nC bei mittleren Wiederholfräquenzen von 0.5 bis 1 MHz zur Erzeugung von Neutronen und Positronen

- sowie einer hohen Brillanz zur Erzeugung von kohärenter THz-Strahlung und Gammastrahlung (durch Compton-Streuung)

auch unmittelbar die in Tabelle 1.1 zusammengefassten Strahlparameter. Um diese zu realisieren, ist der in Abbildung 1.4 dargestellte Resonator aus drei leicht modifizierten TESLA-Zellen (TeV-Energy Superconducting Linear Accelerator) sowie einer verkürzten und an die beschleunigte Bewegung der Elektronen angepasste Halbzelle aufgebaut. Die Zahl der Zellen entspricht dabei einem Optimum, das eine möglichst hohe, aber technisch noch realisierbare axiale, elektrische Feldstärke von 50 MV/m erlaubt, jedoch den Energiegewinn auf 10 MeV begrenzt. Diese Forderung ist eine Folge des zu emittierenden Stroms von 1 mA und der durch den Hauptkoppler auf 10 kW limitierten HF-Leistung (vgl. [HBU2010]). Eine vollständige Übersicht aller relevanter elektrischer Parameter ist in der Tabelle A.2 im Anhang A zusammengetragen.

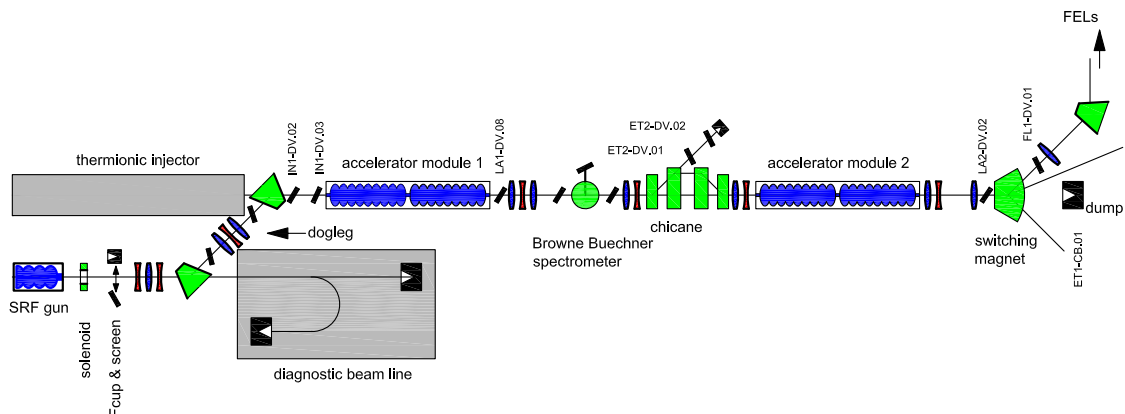


Abbildung 1.3: ELBE-Layout mit der SRF-Gun als zweite Elektronenquelle. Quelle: [TEI2012].

Der hohe mittlere Strom erfordert ferner eine normalleitende Kathode (in der Abbildung nicht dargestellt), die sowohl thermisch als auch elektrisch isoliert ist und mit der Halbzelle bündig abschließt. Zur Vermeidung der Kopplung zwischen dem Feld des Resonators und der Kathodeneinheit, wird ein koaxialer, supraleitender Choke-Filter verwendet. Darüber hinaus befinden sich strahlausgangsseitig zwei HOM-Koppler, deren Design und Orientierung dem TESLA-Design entlehnt wurden (vgl. [AUN2000]) und deren Notwendigkeit in einem eigenen Kapitel dieser Arbeit untersucht wird. Eine weiterführende Beschreibung des Designs insbesondere der Peripherie ist in [MOE2007] zu finden.

Insgesamt stehen für diese Arbeit vier Resonatoren zur Verfügung, von denen zwei im Jahr 2005 von der Research Instruments GmbH (RI, vormals ACCEL) und zwei weitere im Jahr 2010 in Kooperation mit dem Thomas Jefferson National Accelerator Facility

(JLab) hergestellt wurden. Die Fertigung erfolgte dabei nach dem Standardverfahren, bei dem die Halbschalen der einzelnen Zellen durch Zugdruckumformen (Tiefziehen) erzeugt und anschließend entlang des Äquators mit dem Elektronenstrahlschweißverfahren gefügt werden. Für drei der Resonatoren wurde hierfür hochreines, polychristallines (engl. fine grain) Niob verwendet, dessen jeweiliges Restwiderstandsverhältnis (engl. residual resistance ratio, vgl. Gleichung (4.5)) in Verbindung mit dem Hersteller namensgebend verwendet wird. Somit tragen die Resonatoren die Bezeichnung ACC40, ACC300 und JLab300. Eine Ausnahme bildet der vierte und bislang neueste Resonator mit der Kennung JLabLG, der erstmals aus großkristallinem Material (engl. large grain, LG) gefertigt wurde. Von besonderer Bedeutung für diese Arbeit ist jedoch der Resonator ACC300, da an ihm ein Großteil der Messungen durchgeführt werden.

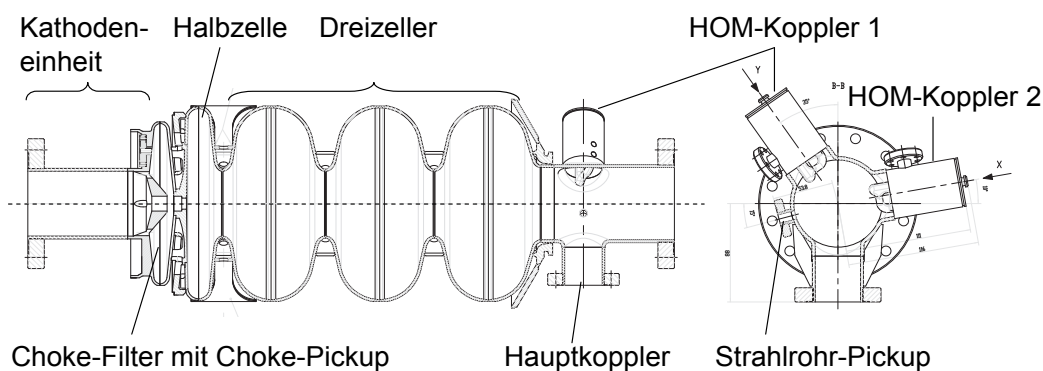


Abbildung 1.4: 2D-Schnittzeichnung des SRF-Gun-Resonators.

Tabelle 1.1: Zusammenstellung der wichtigsten Strahlparameter der SRF-Gun für den ELBE-Betrieb.

Parameter	Wert	
Energiegewinn, $W_{kin}$	9.4 MeV	
mittlerer Strahlstrom, $I_b$	0.5 mA	1 mA
Bunchwiederholfrequenz, $f_b$	0.5 MHz	13 MHz
Bunchladung, $q$	1 nC	0.077 nC
Bunchlänge (FWHM), $\sigma_t$	15 ps	4 ps
normierte transversale Emittanz, $\epsilon_{n,t}$	3 mm mrad	1 mm mrad

### 1.3 Zielsetzung und Gliederung

Aufgrund der jungen Geschichte der supraleitenden Elektronenquellen ist der praktische Erfahrungsschatz sehr gering. Viele drängende Fragen – als Folge von technischen Neuerungen aufgeworfen – konnten so bislang nur durch den Rückgriff auf bestehende Resonatoren (z. B. TESLA-Zellen) oder auf Basis von Modellrechnungen abgeschätzt



werden. Um jedoch deren praktische Eignung zu verifizieren, ist das Experiment unerlässlich.

Von besonderem Interesse ist hierbei der Resonator selbst, der sich, um eine normalleitende Kathode aufzunehmen und deren Elektronen von Null beginnend beschleunigen zu können, deutlich von allen üblichen Designs unterscheidet. Zuallererst stellt sich dabei die Frage nach dem maximalen Beschleunigungsfeld und der intrinsischen Güte. Da beide maßgeblich von der Präparation und der Reinigung bestimmt werden, die im Gegensatz zu Resonatoren mit zwei großen Strahlrohröffnungen jedoch keineswegs trivial sind, sind möglicherweise vom Standard abweichende Techniken erforderlich. Problematisch sind diesbezüglich ebenso der Choke-Filter sowie eine nachträgliche Kontamination des Resonators durch wechselnde Halbleiterkathoden. Darüber hinaus sind aber auch weitere Eigenschaften wie Multipacting, Druckempfindlichkeit, Lorentzkraftverstimmung und Mikrophonie von Interesse. Letztere wird dabei nicht nur durch den Resonator, sondern auch durch das Kryomodul und dessen Peripherie bestimmt. Dazu zählt auch der Frequenztuner, dessen Auflösung, Dynamikbereich sowie Einfluss auf die Feldverteilung am kalten Resonator ebenfalls zu bestimmen sind.

Neben der Klärung dieser Fragestellungen verfolgt die vorliegende Arbeit das Ziel, alle notwendigen Arbeitsschritte und Messungen im Anschluss an die Fertigung des Resonators zu dokumentieren und die wichtigsten HF-Eigenschaften zusammenzustellen. Von zentraler Bedeutung ist hierbei die zur Beschleunigung genutzte  $\pi$ -Mode, der sich, nach einer Einführung in die Grundlagen des Hochfrequenzresonators (Kapitel zwei), zwei ganze Kapitel widmen. Kapitel drei umfasst dabei alle erforderlichen Schritte der Postproduktion um Fertigungstoleranzen auszugleichen, Komponenten individuell anzupassen und den Resonator für den späteren Betrieb bei hohen Feldern zu konditionieren. Während Kapitel vier neben der Inbetriebnahme eine vollständige Qualifizierung aller Betriebsgrößen des kalten Resonators in seinem horizontalen Kryostaten beinhaltet. Da im Hinblick auf den hohen mittleren Strom eines ERLs auch strahlinduzierte Moden höherer Ordnung in den Fokus des Interesses rücken, widmet sich Kapitel fünf deren ausführlicher theoretischer und praktischer Untersuchung.

Zur Einordnung der Arbeit am HZDR sei erwähnt, dass zum Zeitpunkt der Drucklegung weltweit nur vier supraleitende Elektronenquellen betrieben werden, von denen wiederum nur die hier untersuchte über alle Komponenten (Koppler, Tuner, Kathode, etc.) verfügt, um die aufgeworfenen Fragen zu beantworten. Damit leistet die SRF-Gun, obwohl ihre Strahlparameter bislang nur für kleine und mittlere IR- und UV-ERLs von

Interesse sind, weiterhin Pionierarbeit auf dem Weg zu einer hoch brillanten CW-Elektronenquelle für Röntgen-ERLs.

# 2 Grundlagen

---

---

- 2.1 HF-RESONATOR ALS PARALLELSCHWINGKREIS
- 2.2 ELEKTROMAGNETISCHE FELDER DES RESONATORS

*Zu Beginn dieser Arbeit werden die wichtigsten Grundlagen zusammengefasst, auf welchen die in den nachfolgenden Kapiteln vorgestellten Arbeitsschritte, Messungen sowie Auswertungen basieren. Die Darstellung orientiert sich dabei wesentlich an den Ausführungen in [WAN1998] und [PAD2008], wobei einige Ergänzungen vorgenommen werden.*

## 2.1 HF-Resonator als Parallelschwingkreis

### 2.1.1 Differentialgleichung bei harmonischer Anregung

Es ist allgemein bekannt, dass ein Hohlraumresonator als Serien- oder Parallelschwingkreis modelliert werden kann (Abbildung 2.1).

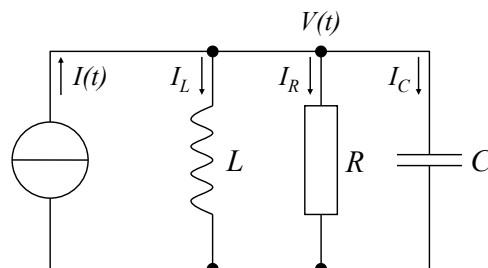


Abbildung 2.1: Parallelschwingkreis mit externer Anregung.

Die intrinsische Güte  $Q_0$  dieses Schwingkreises wird gemäß der Definition aus dem Verhältnis von gespeicherter Energie  $U = 1/2 C \hat{V}^2$  zur dissipierten Leistung  $P_C = \hat{V}^2 / (2R)$  bestimmt

$$Q_0 = \frac{\omega_0 U}{P_C} = \omega_0 RC. \quad (2.1)$$

$\hat{V}$  entspricht dabei dem Spitzenwert der Spannung. Gemeinsam mit der aus dem Imaginärteil der Impedanz ermittelten Eigenresonanzfrequenz  $\omega_0$

$$\operatorname{Im}(\underline{Z}_C(\omega)) = 0 \rightarrow \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (2.2)$$

führt dies zur bekannten frequenzabhängigen Impedanz  $Z_C(\omega)$  des RLC-Schwingkreises

$$\underline{Z}_C(\omega) = j\omega L \parallel R \parallel \frac{1}{j\omega C} = \frac{R}{1 + jR(\omega C - 1/\omega L)} = \frac{R}{1 + jQ_0 \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)} = \frac{R}{1 + j\Omega}. \quad (2.3)$$

Das Produkt aus Güte und Barkhausenverstimmung wird dabei als normierte Kreisfrequenz  $\Omega$  eingeführt. Für kleine Frequenzänderungen  $\Delta\omega = \omega - \omega_0$  gilt für diese die nützliche Näherung

$$\Omega = Q_0 \left( \frac{\omega_0 + \Delta\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_0 + \Delta\omega} \right) \approx Q_0 \left( \frac{2\Delta\omega}{\omega_0} \right) \quad (2.4)$$

und es folgt, unter Einführung der Bandbreite  $BW$ , welche als Frequenzdifferenz zwischen den Punkten des  $2^{-1/2}$ -Spannungsabfalls definiert ist, eine wichtige Messvorschrift zur Bestimmung der Güte  $Q_0$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} |\underline{Z}_C(\omega_0)| = |\underline{Z}_C(\omega)| \longrightarrow Q_0 = \frac{\omega_0}{2\Delta\omega} = \frac{\omega_0}{BW}. \quad (2.5)$$

Anhand der Knotenregel kann nun die Differentialgleichung (DGL) 2. Ordnung mit konstanten Koeffizienten aufgestellt und durch erneute Differentiation in eine bekannte Form überführt werden:

$$I(t) = \frac{1}{L} \int V dt + \frac{V}{R} + C \frac{dV}{dt} \longrightarrow \frac{1}{C} \dot{I}(t) = \omega_0^2 V + \frac{\omega_0}{Q_0} \dot{V} + \ddot{V}. \quad (2.6)$$

Die vollständige Lösung der Gleichung setzt sich aus einem homogenen  $V_H$  sowie einem partikulären Teil  $V_P$  zusammen. Ersterer folgt aus dem charakteristischen Polynom für den in dieser Arbeit stets angenommenen schwach gedämpften Oszillator ( $1/\tau < \omega_0$ )

$$V_H = e^{-\frac{t}{\tau}} (C_1 e^{j\omega_1 t} + C_2 e^{-j\omega_1 t}) \quad \text{mit} \quad \omega_1 = \omega_0 \sqrt{1 - 1/(2Q_0)^2} \quad \text{und} \quad \tau = 2RC = \frac{2Q_0}{\omega_0}, \quad (2.7)$$

während die partikuläre Lösung bei harmonischer Anregung mit  $I(t) = I_0 \exp(j\omega t + \delta)$  über den Lösungsansatz  $V_P(t) = A \exp(j\omega t + \delta)$  gewonnen werden kann.  $\delta$  berücksichtigt hierbei die Phasenverschiebung der Anregung. Durch Verwendung dieses Ansatzes sowie dessen Ableitungen in der Differentialgleichung (2.6) kann die Unbekannte  $A$

bestimmt werden und man erhält nach einiger Rechnung die partikuläre Lösung in ihrer bekannten Form

$$V_P(t) = \frac{I_0 R}{\left| 1 + jQ_0 \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \right|} e^{j(\omega t + \delta + \varphi)} \quad \text{mit} \quad \varphi = -\text{atan} \left( Q_0 \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \right). \quad (2.8)$$

Die vollständige Lösung lautet dann

$$V(t) = V_H(t) + V_P(t) = e^{-\frac{t}{\tau}} (C_1 e^{j\omega t} + C_2 e^{-j\omega t}) + \frac{I_0 R}{\sqrt{1 + Q_0^2 \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2}} e^{j(\omega t + \delta + \varphi)}, \quad (2.9)$$

wobei  $\varphi$  die Phasenverschiebung der Ausgangsspannung bezüglich der Anregung beschreibt. Die Integrationskonstanten  $C_1$  und  $C_2$  werden anschließend aus den Anfangsbedingungen ermittelt. Hierzu wird die Stetigkeitsbedingung der Kondensatorspannung sowie des Spulenstromes genutzt.

Für den Einschaltvorgang zur Zeit  $t = 0$  s gilt  $V(0 \text{ s}) = 0$  V und  $I_L(0 \text{ s}) = 0$  A. Ferner sollen zur Vereinfachung nur die resonante Anregung mit  $\omega = \omega_0$  sowie wegen  $Q_0 \gg 1$  der Fall  $\omega_1 = \omega_0$  betrachtet werden. Unter diesen Bedingungen bilden die Gleichungen (2.6) und (2.9) ein Gleichungssystem

$$\begin{aligned} \text{a) } I_L(0) + \frac{V(0)}{R} + C \dot{V}(0) &= I_0 R e^{j\delta} \\ \text{b) } V(0) &= C_1 + C_2 + I_0 R e^{j\delta} = 0, \end{aligned} \quad (2.10)$$

mit dessen Hilfe die Konstanten für den Einschaltvorgang zu

$$\text{a) } C_1 = -I_0 R e^{j\delta} \left( 1 + \frac{1}{4Q_0} j \right) \quad \text{und} \quad \text{b) } C_2 = \frac{I_0 R e^{j\delta}}{4Q_0} j \quad (2.11)$$

bestimmt werden. In ähnlicher Weise erhält man auch die Integrationskonstanten für den Abschaltvorgang, wobei in diesem Fall nur noch die homogene Lösung zu berücksichtigen ist. Die Anfangsbedingungen werden hierbei aus dem stationären Zustand zum Schaltzeitpunkt mit dem Phasenwinkel  $\delta$  gewonnen und aufgrund der Stetigkeitsbedingungen gilt

$$\begin{aligned} \text{a) } V(t) &= I_0 R e^{j(\omega t + \delta)} & V(0) &= I_0 R e^{j\delta} \\ \text{b) } I_L(t) &= \frac{1}{L} \int V(t) dt & \xrightarrow{t=0} & I_L(0) = -\frac{I_0 R}{\omega L} j e^{j\delta}. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Werden diese ebenfalls in den Gleichungen (2.6) und (2.9) berücksichtigt

$$\begin{aligned} \text{a) } I_L(0) + \frac{V_H(0)}{R} + C\dot{V}_H(0) &= 0 \\ \text{b) } V(0) = C_1 + C_2 &= I_0 R e^{j\delta}, \end{aligned} \quad (2.13)$$

erhält man nach einiger Rechnung die bereits aus Gleichung (2.11) bekannte Lösung, nun jedoch mit umgekehrten Vorzeichen:

$$\text{a) } C_1 = I_0 R e^{j\delta} \left( 1 + \frac{1}{4Q_0} j \right) \quad \text{und} \quad \text{b) } C_2 = -\frac{I_0 R e^{j\delta}}{4Q_0} j. \quad (2.14)$$

In beiden Fällen (Gleichung (2.11) und (2.14)) handelt es sich um die exakten Lösungen, welche in der Literatur eher selten zu finden sind. Durch Vernachlässigung des Imaginärteils (für  $Q_0 \gg 1$ ) erhält man jedoch die für eine Kosinusanregung (Realteil) bekannten Spannungsverläufe zu

$$V_{\text{ein}}(t) = \text{Re}(V(t)) = I_0 R \left( 1 - e^{-t/\tau} \right) \cos(\omega_0 t + \delta) \quad (2.15)$$

und

$$V_{\text{aus}}(t) = \text{Re}(V(t)) = I_0 R e^{-t/\tau} \cos(\omega_0 t + \delta). \quad (2.16)$$

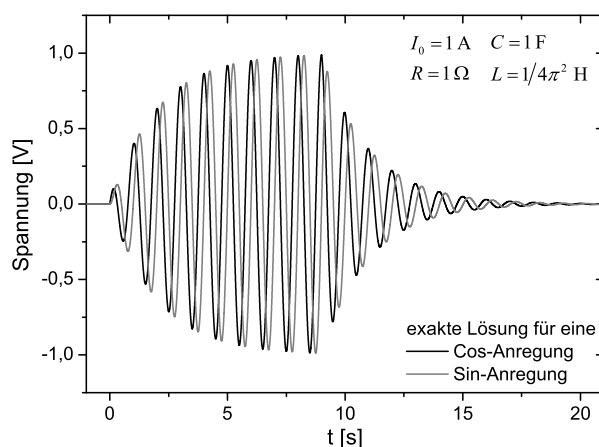


Abbildung 2.2: Das transiente Verhalten eines Parallelschwingkreises während des Ein- und Ausschaltvorganges bei  $t = 0$  s und  $t = 9$  s, dargestellt für eine Kosinus- und eine Sinusanregung zum Schaltzeitpunkt.

Die exakte Lösung sei aufgrund ihrer Komplexität nur für den Spezialfall  $\delta = 0$  erwähnt. Die Gleichungen (2.15) und (2.16) sind in diesem Fall um den Term

$$\pm \frac{I_0 R}{2Q_0} e^{-t/\tau} \sin(\omega_0 t)$$

zu ergänzen, wobei das positive Vorzeichen dem Einschalt- und das negative dem Ausschaltvorgang zuzuordnen ist. Für  $\delta = \pm \pi/2$  entfällt dieser Zusatz und die Näherung

entspricht gleichsam der exakten Lösung. Eine entsprechende Darstellung dieser Ergebnisse zeigt Abbildung 2.2 am Beispiel einfacher Parameter.

### 2.1.2 Zweifach gekoppelter Parallelschwingkreis

In der Praxis ist ein Hohlraumresonator über den Koppler und den Wellenleiter der Impedanz  $Z_0$  mit einer Quelle des gleichen Innenwiderstands  $R_G = Z_0$  verbunden. Da der Wellenleiter einen Zirkulator enthält, ist die Quelle dabei stets angepasst und gibt eine konstante mittlere Vorlaufleistung von  $P_i = I_G^2/2 R_G$  ab. Ferner existiert meist eine zweite schwächere Kopplung, mit deren Hilfe Amplitude und Phase des Feldes am Lastwiderstand  $R_L = Z_0$  bestimmt werden. Ein entsprechendes Ersatzschaltbild zeigt Abbildung 2.3a.

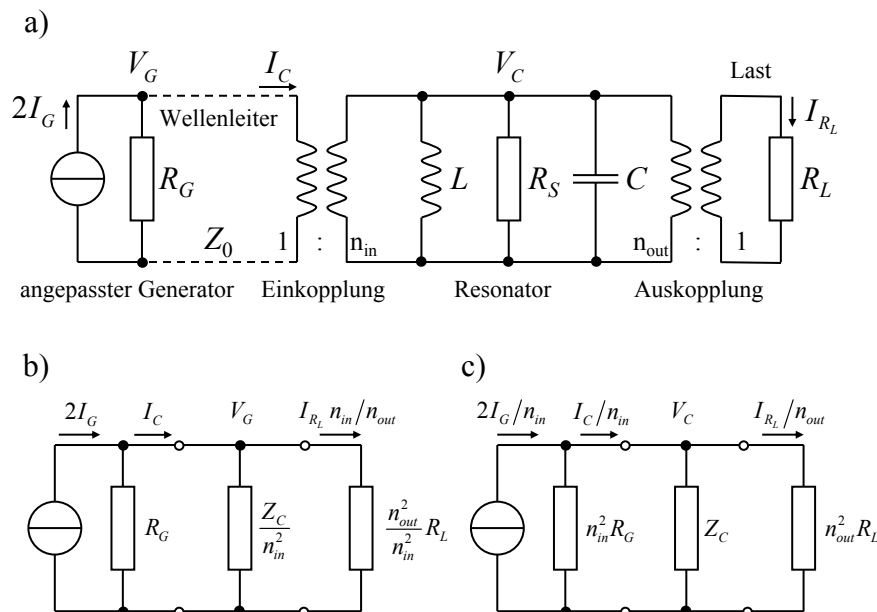
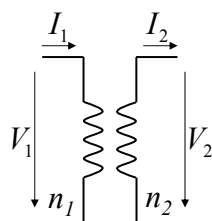


Abbildung 2.3: a) Ersatzschaltbild eines zweifach gekoppelten Hohlraumresonators sowie b) dessen Transformation auf die Generatorseite und c) auf die Resonatorseite. Alle Ströme und Spannungen sind Spitzenwerte.

Beide Kopplungen werden dabei als verlustfreie Übertrager mit der primär- und sekundärseitigen Windungszahl  $n$  und den Eigenschaften



$$\text{a) } V_2 = \frac{n_2}{n_1} V_1, \quad \text{b) } I_2 = \frac{n_1}{n_2} I_1$$

sowie

$$\text{c) } Z_1 = \frac{V_1}{I_1} = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \frac{V_2}{I_1} = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 Z_2 \quad (2.17)$$

beschrieben. Unter Verwendung der komplexen Resonatorimpedanz  $\underline{Z}_C$  aus Gleichung (2.3) lassen sich nun das Ersatzschaltbild zur weiteren Berechnung auf die Generatorseite bzw. Resonatorseite transformieren (vgl. Abbildung 2.3b und c) und mit dessen Hilfe alle wesentlichen Eigenschaften des gekoppelten Resonators ermitteln.

So folgt die belastete Güte  $Q_L$  der Gesamtschaltung für  $\omega = \omega_0$  gemäß der bekannten Gütedefinition aus dem Verhältnis von gespeicherter Energie zur Gesamtverlustleistung

$$Q_L = \frac{\omega_0 U}{P} = \omega_0 C (n_{in}^2 R_G \parallel R_S \parallel n_{out}^2 R_L). \quad (2.18)$$

Damit lässt sich diese, unter Einführung der äquivalent definierten externen Güte für die Ein- und Auskopplung  $Q_{ext} = \omega_0 U / P_{ext}$  sowie der Verwendung der intrinsischen Güte  $Q_0$  auch durch ihre Teilgüten ausdrücken:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{\omega_0 R_S C} + \frac{1}{\omega_0 n_{in}^2 R_G C} + \frac{1}{\omega_0 n_{out}^2 R_L C} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{in}} + \frac{1}{Q_{out}}. \quad (2.19)$$

Wird weiterhin ein Koppelfaktor definiert, der mit

$$\text{a) } \beta_{in} = \frac{P_{R_G}}{P_C} = \frac{R_S}{R_G n_{in}^2} = \frac{Q_0}{Q_{in}} \quad \text{und} \quad \text{b) } \beta_{out} = \frac{P_{R_L}}{P_C} = \frac{R_S}{R_L n_{out}^2} = \frac{Q_0}{Q_{out}} \quad (2.20)$$

das Verhältnis der jeweiligen externen Verluste zur dissipierten Leistung im Resonator beschreibt, so folgt für die intrinsischen Güte  $Q_0$  mit

$$Q_0 = Q_L (1 + \beta_{in} + \beta_{out}) \quad (2.21)$$

eine wichtige Messvorschrift. Die belastete Güte wird hierzu nach Gleichung (2.5) aus der Resonanzfrequenz und der Bandbreite bestimmt, während die Koppelfaktoren mit Hilfe der Streuparameter (S-Parameter) ermittelt werden.

Letztere beschreiben den Resonator nicht anhand der bislang verwendeten komplexen Größen der Torspannung  $\underline{V}_j$  und des Torstromes  $\underline{I}_j$ , sondern in gleichwertiger Weise mit einer in das Tor  $i$  einlaufenden und einer reflektierten Welle der komplexen Wellenamplituden  $\underline{a}_j$  und  $\underline{b}_j$ . Die Transformationsgleichungen hierfür lauten nach [SCH2003]

$$\text{a) } \underline{a}_i = \frac{1}{2\sqrt{Z_0}} (\underline{V}_i + \underline{I}_i Z_0) \quad \text{und} \quad \text{b) } \underline{b}_i = \frac{1}{2\sqrt{Z_0}} (\underline{V}_i - \underline{I}_i Z_0), \quad (2.22)$$

wobei  $Z_0$  die reelle, positive Bezugsimpedanz ist. Die Wellen des Zweitores sind über die komplexen Elemente der Streumatrix

$$\begin{bmatrix} \underline{b}_1 \\ \underline{b}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{S}_{11} & \underline{S}_{12} \\ \underline{S}_{21} & \underline{S}_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \underline{a}_1 \\ \underline{a}_2 \end{bmatrix} \quad (2.23)$$



miteinander verknüpft, die wie folgt definiert sind:

$$\begin{array}{ll}
 \text{Eingangsreflexionsfaktor:} & \underline{S}_{11} = \left. \frac{\underline{b}_1}{\underline{a}_1} \right|_{a_2=0} \\
 \text{Vorwärtsübertragung:} & \underline{S}_{21} = \left. \frac{\underline{b}_2}{\underline{a}_1} \right|_{a_2=0} \\
 \text{Rückwärtsübertragung:} & \underline{S}_{12} = \left. \frac{\underline{b}_1}{\underline{a}_2} \right|_{a_1=0} \\
 \text{Ausgangsreflexionsfaktor:} & \underline{S}_{22} = \left. \frac{\underline{b}_2}{\underline{a}_2} \right|_{a_1=0}
 \end{array}$$

Wird die Welle in exponentieller Form geschrieben, dann handelt es sich aufgrund der Normierung bei dessen Betrag gleichzeitig um die Wurzel der Leistung, während die Phase bezüglich einer Referenz (z. B. der Signalquelle) definiert wird

$$|\underline{a}_i| = \sqrt{P_{a_i}}; \quad \arg(\underline{a}_i) = \varphi_{a_i} \quad \text{und} \quad |\underline{b}_i| = \sqrt{P_{b_i}}; \quad \arg(\underline{b}_i) = \varphi_{b_i}. \quad (2.24)$$

Die S-Parameter können somit ihrem Betrag nach auch anhand der leicht zugänglichen Leistung der Welle bestimmt werden.

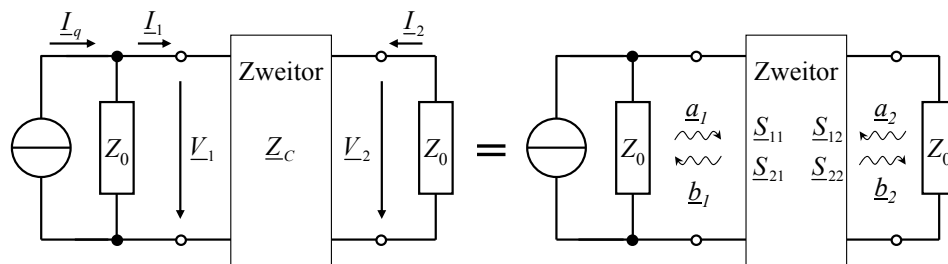


Abbildung 2.4: Äquivalenz zwischen der Beschreibung eines Zweitors anhand von Torspannungen und -strömen sowie der Beschreibung mit den Wellengrößen für eine Bezugimpedanz  $Z_0$ .

Zur Berechnung der S-Parameter für ein beliebiges Netzwerk mit konzentrierten Elementen müssen die gerade eingeführten Wellenamplituden aus Gleichung (2.22) in Abhängigkeit der Signalquelle und der Klemmgrößen ausgedrückt werden. Gemäß Abbildung 2.4 folgt für die Bezugimpedanz  $Z_0$  nach einiger Rechnung für die hin- und rücklaufende Welle  $\underline{a}_1$  und  $\underline{b}_1$  sowie für die transmittierte Welle  $\underline{b}_2$  schließlich

$$\begin{array}{l}
 \text{a) } \underline{a}_1 = \frac{1}{2\sqrt{Z_0}}(V_1 + I_1 Z_0) = \frac{1}{2\sqrt{Z_0}}(I_q Z_0) \\
 \text{b) } \underline{b}_1 = \frac{1}{2\sqrt{Z_0}}(V_1 - I_1 Z_0) = \frac{1}{2\sqrt{Z_0}}(I_q - 2I_1) Z_0 \\
 \text{c) } \underline{b}_2 = \frac{1}{2\sqrt{Z_0}}(V_2 - I_2 Z_0) = -\frac{1}{2\sqrt{Z_0}}(2I_2 Z_0)
 \end{array} \quad (2.25)$$

und somit für den Reflexions- und Transmissionsfaktor

$$\text{a) } \underline{S}_{11} = \frac{b_1}{a_1} = 1 - \frac{2\underline{I}_1}{\underline{I}_q} \quad \text{und} \quad \text{b) } \underline{S}_{21} = \frac{b_2}{a_1} = -\frac{2\underline{I}_2}{\underline{I}_q}. \quad (2.26)$$

Für die äquivalente Darstellung mit einer Spannungsquelle erhält man in ähnlicher Weise

$$\text{a) } \underline{S}_{11} = \frac{b_1}{a_1} = \frac{2V_1}{V_q} - 1 \quad \text{und} \quad \text{b) } \underline{S}_{21} = \frac{b_2}{a_1} = \frac{2V_2}{V_q}. \quad (2.27)$$

Durch Verschieben der Quelle an den Ausgang gelten für das Tor 2 die gleichen Ergebnisse lediglich mit geänderten Indizes.

Zur Berechnung der S-Parameter des Resonators müssen nun die Gleichungen (2.26) auf das Ersatzschaltbild in Abbildung 2.3b oder c angewandt werden, wobei die Zuordnung der Ströme mit  $\underline{I}_1 = I_C$ ,  $\underline{I}_2 = -I_{RL}$  und  $\underline{I}_q = 2I_G$  zu folgender Berechnungsvorschrift führt:

$$\text{a) } \underline{S}_{11} = 1 - \frac{I_C}{I_G} \quad \text{und} \quad \text{b) } \underline{S}_{21} = -\frac{2I_2}{\underline{I}_q} = \frac{I_{RL}}{I_G}. \quad (2.28)$$

Unter Anwendung des Stromteilers

$$\frac{I_{RL}/n_{out}}{2I_G/n_{in}} = \frac{n_{in}^2 R_G \parallel \underline{Z}_C \parallel n_{out}^2 R_L}{n_{out}^2 R_L} \quad \text{mit} \quad R_L = R_G$$

und der Zusammenfassung nach Gleichung (2.20) folgt für den Transmissionsfaktor und dessen Phasenbeziehung schließlich

$$\text{a) } \underline{S}_{21}(\omega) = \frac{2\sqrt{\beta_{in}\beta_{out}}}{1 + \beta_{in} + \beta_{out} + j\Omega} \quad \text{und} \quad \text{b) } \varphi = \text{atan}\left(-\frac{\Omega}{1 + \beta_{in} + \beta_{out}}\right). \quad (2.29)$$

Wegen der Reziprozitätsbedingung passiver Zweitore  $\underline{S}_{21} = \underline{S}_{12}$  gilt dies ebenso für die Rückwärtsübertragung. In gleicher Weise erhält man auch den Eingangsreflexionsfaktor  $S_{11}$ . Da dieser jedoch ebenso durch die Impedanzverhältnisse an der Koppelstelle bestimmt wird, kann die Berechnung auch über

$$\underline{S}_{11}(\omega) = \frac{a_1}{b_1} = \frac{\underline{Z}_L - \underline{Z}_0}{\underline{Z}_L + \underline{Z}_0} = \frac{\underline{Z}_C \parallel n_{out}^2 R_L - n_{in}^2 R_G}{\underline{Z}_C \parallel n_{out}^2 R_L + n_{in}^2 R_G} \quad (2.30)$$

erfolgen.  $Z_L$  ist dabei die wirkende Lastimpedanz am Tor 1 und  $Z_0$  die Bezugsimpedanz des Wellenleiters, welche aufgrund der eingangs vorausgesetzten Anpassung gleichzeitig der Generatorimpedanz entspricht. Zusammen mit der Definition des Koppelfaktors, erhält man schließlich den komplexen frequenzabhängigen Eingangsreflexionsfaktor und durch Tausch von Ein- und Ausgang auch den Ausgangsreflexionsfaktor zu

$$\text{a) } \underline{S}_{11}(\omega) = \frac{\beta_{in} - \beta_{out} - 1 - j\Omega}{1 + \beta_{in} + \beta_{out} + j\Omega} \quad \text{und} \quad \text{b) } \underline{S}_{22}(\omega) = \frac{\beta_{out} - \beta_{in} - 1 - j\Omega}{1 + \beta_{in} + \beta_{out} + j\Omega}. \quad (2.31)$$

Ist der Resonator nun nur mit einer Kopplung versehen, kann dessen Bandbreite auch über den Reflexionsfaktor ermittelt werden. Hierzu wird zunächst die normierte Kreisfrequenz  $\Omega$  des 3dB-Abfalls über den Transmissionsfaktor (vgl. Gleichung (2.29)) zu  $\Omega^{3dB} = \pm(\beta_{in} + \beta_{out} + 1)$  bestimmt und in eine der beiden vorangegangenen Gleichungen eingesetzt. Die gesuchte Bandbreite entspricht dann der Differenz der Frequenzen links und rechts der Resonanz, für die der Reflexionsfaktor einen Wert von

$$\text{a) } |S_{11}|^{3dB} = \sqrt{\frac{\beta_{in}^2 + (\beta_{out} + 1)^2}{(1 + \beta_{in} + \beta_{out})^2}} \quad \text{bzw.} \quad \text{b) } |S_{22}|^{3dB} = \sqrt{\frac{\beta_{out}^2 + (\beta_{in} + 1)^2}{(1 + \beta_{in} + \beta_{out})^2}} \quad (2.32)$$

annimmt. Zusammen mit den typischen Streuparametern eines supraleitenden Resonators zeigt dies Abbildung 2.5.

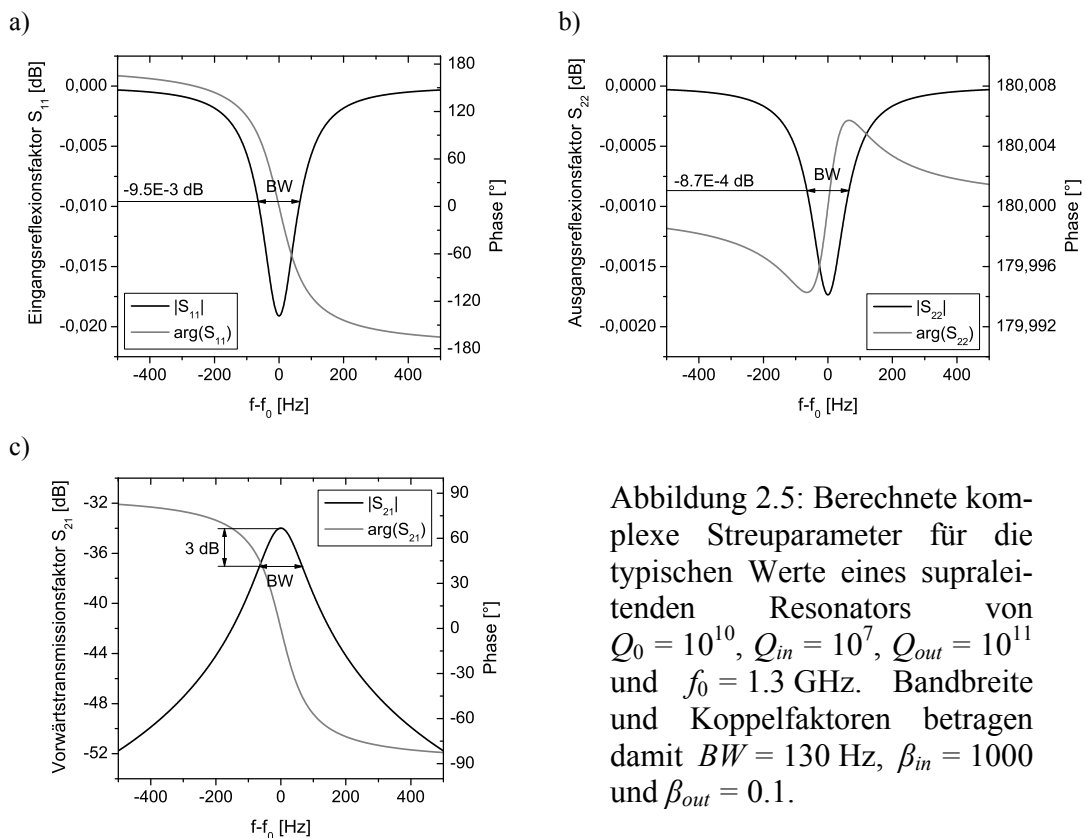


Abbildung 2.5: Berechnete komplexe Streuparameter für die typischen Werte eines supraleitenden Resonators von  $Q_0 = 10^{10}$ ,  $Q_{in} = 10^7$ ,  $Q_{out} = 10^{11}$  und  $f_0 = 1.3$  GHz. Bandbreite und Koppelfaktoren betragen damit  $BW = 130$  Hz,  $\beta_{in} = 1000$  und  $\beta_{out} = 0.1$ .

Die darin abgebildeten Verläufe können in gleicher Form auch mit einem entsprechend kalibrierten vektoriellen Netzwerkanalysator (NWA) gemessen werden. In der Praxis beschränkt man sich aus Gründen der Zugänglichkeit des Messobjekts dagegen oft auf die einfachere Messung der hin- und rücklaufenden sowie der transmittierten Leistung

$P_i$ ,  $P_r$  und  $P_t$ , bei der die Phaseninformation allerdings verloren geht (vgl. Gleichung (2.33)).

$$a) \quad |S_{11}| = \sqrt{\frac{P_r(\omega)}{P_i}} \quad \text{und} \quad b) \quad |S_{21}| = \sqrt{\frac{P_t(\omega)}{P_i}} \quad (2.33)$$

Zur Ermittlung der Koppelfaktoren ist die vollständige Kenntnis der Phase aber auch nicht zwingend erforderlich. Vielmehr genügt das Vorzeichen der S-Parameter, welche bei resonanter Anregung des Resonators ( $\omega = \omega_0$ ) rein reelle Größen sind und durch Auflösen der Gleichung (2.31) mit

$$a) \quad \beta_{in} = -\frac{1+S_{11}}{S_{11}+S_{22}} \quad \text{und} \quad b) \quad \beta_{out} = -\frac{1+S_{22}}{S_{11}+S_{22}} \quad (2.34)$$

zum gesuchten Koppelfaktor führen. Da die Auskopplung meist schwach und der Fehler der Reflexionsmessung damit groß ist ( $|S_{22}| \approx 1$ ), empfiehlt sich ferner mit

$$a) \quad \beta_{in} = \frac{(S_{11}+1)^2}{1-S_{11}^2-S_{21}^2} = (S_{11}+1)^2 \frac{P_i}{P_C} \quad \text{und} \quad b) \quad \beta_{out} = \frac{S_{21}^2}{1-S_{11}^2-S_{21}^2} = \frac{P_t}{P_C} \quad (2.35)$$

eine zweite, aus den Gleichungen (2.29) und (2.31) gewonnene Methode.

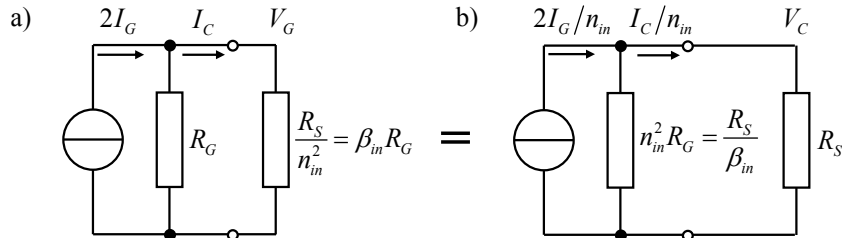


Abbildung 2.6: Ersatzschaltbild des Hohlraumresonators unter Vernachlässigung der Auskopplung a) transformiert auf die Generatorseite und b) auf die Resonatorseite. Alle Ströme und Spannungen sind Spitzenwerte.

Im Zuge der Leistungsmessung wird die dissipierte Leistung über die Differenz  $P_C = P_i - P_r - P_t$  oder die kryogenen Verluste bestimmt und das Vorzeichen des Reflexionsfaktors anhand der Art der Kopplung rekonstruiert. Hierbei werden drei Fälle unterschieden, deren Eigenschaften unter Vernachlässigung der Auskopplung ( $\beta_{out} = 0$ ) anhand der Abbildung 2.6 zusammengefasst sind:

### $\beta_{in} < 1$ unterkritische (lose) Kopplung

- Resonator-Sicht ( $R_S/\beta_{in} > R_S$ ), d. h. Generatorwiderstand  $>$  Shuntimpedanz und die Verluste an der äußeren Last  $<$  Resonatorverluste
- Generator-Sicht ( $R_S\beta_{in} < R_S$ ), d. h. Lastwiderstand  $<$  Generatorwiderstand, somit handelt sich wegen  $S_{11} < 0$  um eine Art Kurzschluss mit  $180^\circ$ -Phasensprung

**$\beta_{in} = 1$  kritische Kopplung**

- Resonator-Sicht ( $R_S / \beta_{in} = R_S$ ), d. h. Generatorwiderstand = Shuntimpedanz und die Verluste an der äußeren Last = Resonatorverluste
- Generator-Sicht ( $R_S \beta_{in} = R_S$ ), d. h. Lastwiderstand = Generatorwiderstand, keine Reflexion

 **$\beta_{in} > 1$  überkritische (feste) Kopplung**

- Resonator-Sicht ( $R_S / \beta_{in} < R_S$ ), d. h. Generatorwiderstand < Shuntimpedanz und die Verluste an der äußeren Last > Resonatorverluste
- Generator-Sicht ( $R_S \beta_{in} > R_S$ ), d. h. Lastwiderstand > Generatorwiderstand, somit handelt es sich wegen  $S_{11} > 0$  um eine Art Leerlauf ohne Phasensprung

Ist eine grobe Einordnung des Koppelfaktors nicht bekannt, so kann diese entweder anhand des Verhältnisses der Güten nach Gleichung (2.21) oder anhand des nachfolgend erläuterten transienten Verlaufs der reflektierten Leistung bestimmt werden (vgl. Abschnitt 2.1.3).

Zunächst sollen jedoch die Parameter des Resonators anhand der zugänglichen Leistungen dargestellt werden. Eine zentrale Rolle spielt dabei die longitudinale Shuntimpedanz  $R_S$  der zur Beschleunigung genutzten Mode. Sie ist mit

$$R_S = \frac{V_C^2}{2P_C} \quad \text{sowie} \quad r_S = \frac{R_S}{Q_0} = \frac{V_C^2}{2Q_0 P_C} = \frac{V_C^2}{2\omega_0 U} \quad (2.36)$$

definiert als das Quadrat der Beschleunigungsspannung  $V_C$  (Spitzenwert) bezogen auf die doppelte mittlere Verlustleistung  $P_C$  und entspricht damit dem in der Ersatzschaltung bereits verwendeten ohmschen Widerstand. Durch die Normierung auf die intrinsische Güte in Gleichung (2.1) entfällt der Einfluss der Verluste und es verbleibt eine rein geometrieabhängige Größe  $r_S$ . Diese ist lediglich von der Feldverteilung der Mode abhängig und kann mit Hilfe geeigneter Feldsimulationen berechnet werden (vgl. Gleichung (2.107)). Die Beschleunigungsspannung  $V_C$  und folglich auch der Beschleunigungsgradient  $E_{acc}$  werden dabei für den Sonderfall einer Bewegung der Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit  $c$  aus dem Betrag des Wegintegrals über das longitudinale elektrische Feld  $E_z$  entlang der Beschleunigungsstrecke  $L$  berechnet:

$$V_C = \left| \int_L E_z(z) \exp\left(j \frac{\omega_0}{c} z\right) dz \right| = \int_L E_z(z) dz \cdot \text{TTF} \quad \text{und} \quad E_{acc} = \frac{V_C}{L}, \quad (2.37)$$

wobei das Verhältnis von effektiver zu maximaler Spannung als Transit-Time-Factor (TTF) bekannt ist. Der allgemeine Fall beliebiger Teilchengeschwindigkeiten  $v_z$  wird später in Abschnitt 5.3.2 berücksichtigt.

Mit Hilfe der normierten Shuntimpedanz können nun nach Bedarf alle vier Größen des Resonators ineinander umgerechnet werden

$$\begin{aligned}
 \text{a) } Q_0 &= \frac{\omega_0 U}{P_C} = \frac{V_C^2}{2r_S P_C} & \text{b) } U &= \frac{P_C Q_0}{\omega_0} = \frac{V_C^2}{2\omega_0 r_S} & \text{c) } P_C &= \frac{V_C^2}{2R_S} = \frac{V_C^2}{2Q_0 r_S} \\
 \text{d) } V_C &= E_{acc} L = \sqrt{2r_S \omega_0 U} = \sqrt{2r_S Q_0 P_C} \xrightarrow{Q_{ext} = \omega_0 U / P_{ext}} V_C = \sqrt{2r_S Q_{out} P_t}
 \end{aligned} \quad (2.38)$$

### 2.1.3 Transientes Verhalten des gekoppelten Resonators

Zur Ermittlung des transienten Verhaltens eines resonant ( $\omega = \omega_0$ ) angeregten gekoppelten Resonators kann die schwache Auskopplung vernachlässigt werden. Damit vereinfachen sich die Gleichungen (2.21) sowie (2.31) und der Koppelfaktor  $\beta_{in}$  kann anhand des Reflexionsfaktors oder der belasteten Güte bestimmt werden:

$$\beta_{in} = \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}} = \frac{1 \pm |S_{11}|}{1 \mp |S_{11}|} = \frac{1 \pm \sqrt{P_r/P_i}}{1 \mp \sqrt{P_r/P_i}} \quad \text{oder} \quad \beta_{in} = \frac{Q_0}{Q_L} - 1. \quad (2.39)$$

Das obere Vorzeichen gilt dabei für die überkritische und das untere für die unterkritische Kopplung. Ist der Koppelfaktor schließlich bekannt, kann mit

$$P_C = P_i - P_r = P_i (1 - S_{11}^2) = P_i \frac{4\beta_{in}}{(\beta_{in} + 1)^2} \quad \text{und} \quad S_{11} = \frac{\beta_{in} - 1}{\beta_{in} + 1} \quad (2.40)$$

die dissipierte Leistung und in Verbindung mit Gleichung (2.38) auch die Beschleunigungsspannung anhand der hinlaufenden Leistung bestimmt werden:

$$V_C = \sqrt{2r_S Q_0 P_C} = \sqrt{2R_S P_i \frac{4\beta_{in}}{(\beta_{in} + 1)^2}}. \quad (2.41)$$

Der zeitliche Verlauf dieser Spannung ist für den Ein- und Ausschaltvorgang mit

$$\text{a) } V_C^{(ein)}(t) = V_C \left(1 - e^{-t/\tau}\right) \quad \text{und} \quad \text{b) } V_C^{(aus)}(t) = V_C \left(e^{-t/\tau}\right) \quad (2.42)$$

bereits aus Abschnitt 2.1.1 bekannt. Hierbei ist die Zeitkonstante  $\tau$  nun durch die belastete Güte  $Q_L$  bestimmt

$$\tau = \frac{2Q_L}{\omega_0} \quad (2.43)$$

und führt zusammen mit Gleichung (2.38) auch zum Verlauf der gespeicherten Energie des Resonators:

$$\text{a) } U^{(ein)}(t) = \frac{V_C^{(ein)}(t)^2}{2\omega_0 r_S} = P_i \frac{4\beta_{in}}{(\beta_{in} + 1)^2} \frac{Q_0}{\omega_0} \left(1 - e^{-t/\tau}\right)^2 \quad \text{und}$$

$$\text{b) } U^{(aus)}(t) = \frac{V_C^{(aus)}(t)^2}{2\omega_0 r_s} = P_i \frac{4\beta_{in}}{(\beta_{in} + 1)^2} \frac{Q_0}{\omega_0} \left( e^{-t/\tau} \right)^2. \quad (2.44)$$

Von besonderer Bedeutung ist jedoch der Verlauf der reflektierten Leistung, da dieser Auskunft über die Art der Kopplung liefert und weitere Eigenschaften des Resonators während der transienten Phase offenbart. Für den Einschaltvorgang kann der Reflexionsfaktor nach Gleichung (2.27) herangezogen werden, wobei die Stromquelle aus Abbildung 2.6a gegen eine äquivalente Spannungsquelle ersetzt wird. Die Klemmspannung  $V_1$  entspricht dann der transformierten Resonatorspannung  $V_1 = V_G = V_C(t)/n_{in}$  die über Gleichung (2.41) von der mittleren hinlaufenden Leistung  $P_i$  bestimmt wird. Diese ist aufgrund der vorausgesetzten Anpassung wiederum mit

$$P_i = \frac{V_q^2}{2} \frac{1}{4R_G} \quad (2.45)$$

über die Quellspannung  $V_q$  sowie den Generatorinnenwiderstand  $R_G$  definiert und führt zusammen mit der vorgenannten Bedingung zum gesuchten Reflexionsfaktor

$$S_{11} = \frac{2V_C^{(ein)}(t)}{n_{in}V_q} - 1 = \frac{2\beta_{in}}{\beta_{in} + 1} \left( 1 - e^{-t/\tau} \right) - 1. \quad (2.46)$$

Die reflektierte Leistung kann somit anhand der hinlaufenden Leistung ermittelt werden, wobei sich durch Umsortieren ein interessanter Zusammenhang ergibt:

$$P_r^{(ein)} = S_{11}^2 P_i = \left( \frac{2\sqrt{\beta_{in}}\sqrt{P_i}}{\beta_{in} + 1} \sqrt{\beta_{in}} \left( 1 - e^{-t/\tau} \right) - \sqrt{P_i} \right)^2 = \left( \sqrt{\frac{\omega_0 U}{Q_{in}}} \left( 1 - e^{-t/\tau} \right) - \sqrt{P_i} \right)^2. \quad (2.47)$$

Die reflektierte Leistung setzt sich demnach aus der hinlaufenden und der emittierten Leistung zusammen, was wiederum unmittelbar den zeitlichen Verlauf für den Ausschaltvorgang ( $P_i = 0$ ) liefert:

$$P_r^{(aus)} = \frac{\omega_0 U_0}{Q_{in}} \left( e^{-t/\tau} \right)^2 = P_i \frac{4\beta_{in}^2}{(\beta_{in} + 1)^2} \left( e^{-t/\tau} \right)^2. \quad (2.48)$$

Abbildung 2.7 zeigt hierzu beispielhaft die Verläufe für eine kritische, zwei schwach überkritische bzw. schwach unterkritische Koppelfaktoren sowie für einen warmen ( $\beta_{in} = 0.001$ ) und einen kalten Niobresonator ( $\beta_{in} = 1000$ ).

Nach Gleichung (2.46) ändert sich der Leitungsabschluss während eines HF-Pulses dynamisch, wobei das stationäre Verhalten gemäß der Betrachtungen zu Abbildung 2.6

vom Koppelfaktor sowie  $\beta_{in} = Q_0/Q_{in}$  und  $Q_{in} = \text{konst.}$  von der Temperatur abhängt. Zu Beginn eines Pulses stellt zunächst jeder Resonator unabhängig von der Kopplung stets einen Kurzschluss dar. Ist der Koppelfaktor nun  $\beta_{in} < 1$  (normalleitender Nb-Resonator), steigt der Reflexionsfaktor entsprechend der Zeitkonstante  $\tau$  bis zum Erreichen des stationären Zustandes. Dabei bleibt er aber negativ. Ist der Koppelfaktor hingegen  $\beta_{in} > 1$  (supraleitender Nb-Resonator), dann wechselt der Reflexionsfaktor sein Vorzeichen und die Art des Leitungsabschlusses ändert sich zu einem Leerlauf. Der einhergehende Phasenwechsel von  $90^\circ$  führt somit zu einer Verschiebung der Stehwelle um  $\lambda/4$  entlang der Zuleitung zum Resonator.

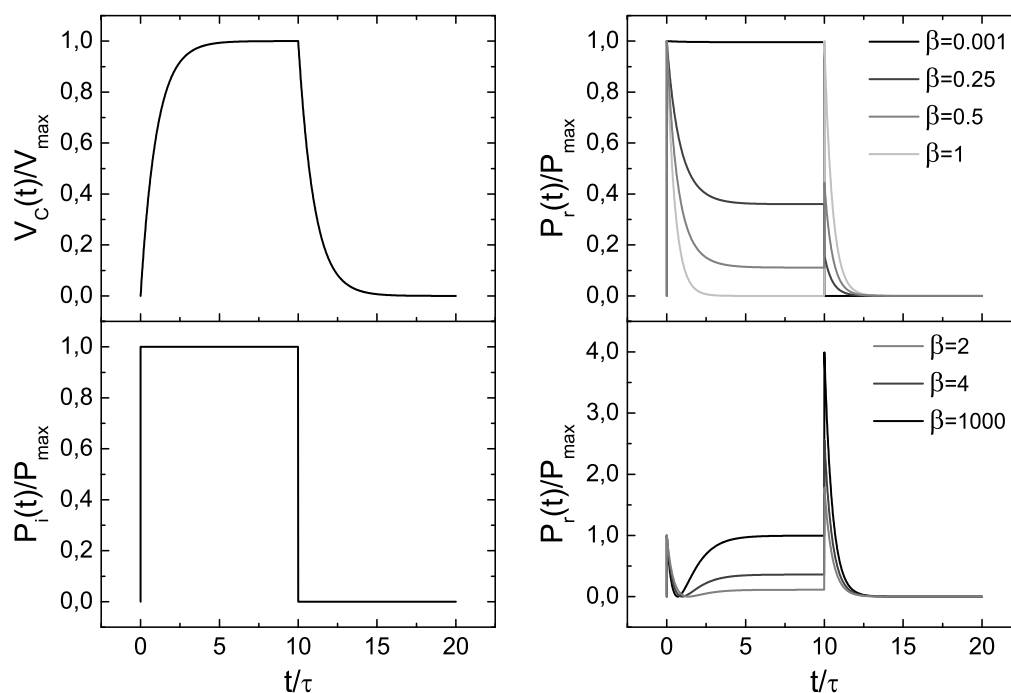


Abbildung 2.7: Normierte transiente Verläufe der Beschleunigungsspannung und der reflektierten Leistung bei konstanter hinlaufender Leistung sowie verschiedenen Koppelfaktoren.

## 2.2 Elektromagnetische Felder des Resonators

Anhand der vorangegangenen Betrachtungen wird das Verhalten eines gekoppelten Hohlraumresonators gut abgebildet. Zur Berechnung der in dem Modell verwendeten Größen wie Shuntimpedanz  $R_S$ , gespeicherte Energie  $U$ , intrinsische Güte  $Q_0$  und Verlustleistung  $P_C$  ist jedoch die Kenntnis der elektromagnetischen Felder der jeweiligen Mode unerlässlich. Diese können allgemein anhand der Maxwell-Gleichungen (2.49) bis (2.52) bestimmt werden. Wobei für einen evakuierten Resonator folgende Einschränk-



kungen gelten: Der Feldraum sei homogen und isotrop sowie ferner frei von Ladungen  $\rho = 0$  und Strömen  $J = 0$ . Die Gleichungen werden dadurch symmetrisch und lassen sich in bekannter differenzieller Form aufschreiben:

$$\text{Induktionsgesetz: } \operatorname{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \xrightarrow{\text{Vakuum}} \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.49)$$

$$\text{Gaußsches Gesetz: } \operatorname{div} \vec{D} = \rho \xrightarrow{\text{Vakuum}} \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.50)$$

$$\text{Ampèresches Gesetz: } \operatorname{rot} \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \xrightarrow{\text{Vakuum}} \vec{\nabla} \times \vec{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.51)$$

$$\text{Gaußsches Gesetz für Magnetfelder: } \operatorname{div} \vec{B} = 0 \xrightarrow{\text{Vakuum}} \vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (2.52)$$

Hierbei sind  $\vec{E}$  und  $\vec{H}$  die Vektoren des elektrischen bzw. magnetischen Feldes und  $\vec{D}$  und  $\vec{B}$  die zugehörigen Flussdichten. Ferner werden dem leeren Raum die Permittivität  $\varepsilon_0$  und die Permeabilität  $\mu_0$  zugeordnet.

Zur Lösung dieser Gleichungen für reale Resonatoren wurden in der Vergangenheit verschiedene numerische Verfahren entwickelt. Zu den gebräuchlichsten zählen die Randelemente- (BEM), die Finite-Elemente- (FEM) und die Finite-Differenzen-Time-Domain-Methode (FDTD). Eine moderne und speziell auf die Maxwell-Gleichungen zugeschnittene Methode ist ferner die der Finite-Integrationstechnik (FIT).

Kommerziell erhältliche 3D-Software wie beispielsweise die CST STUDIO SUITE™ [CST2010] oder ANSYS HFSS™ [HFSS2011] sowie frei erhältliche 2D-Software wie SUPERFISH [PSF2007], URMEL [URM1987] oder SuperLans [SLS1991, SLS2011] nutzen eine oder mehrere dieser und weitere Methoden zur Lösung verschiedener elektromagnetischer Probleme. In dieser Arbeit wird insbesondere auf CST MICROWAVE STUDIO® (MWS) der CST STUDIO SUITE™ und SUPERFISH zurückgegriffen.

Da die Beschreibung der numerischen Verfahren nicht Inhalt dieser Arbeit ist, wird auf deren ausführliche Darstellung in [RIE2000] verwiesen. Zum generellen Verständnis der elektromagnetischen (EM) Felder und aufgrund ihrer späteren Relevanz in dieser Arbeit, werden jedoch nachfolgend die analytischen Lösungen der Maxwell-Gleichungen für den Rundhohlleiter und den Zylinderresonator dargestellt.

### 2.2.1 Wellenausbreitung auf einem Rundhohlleiter

Durch Rotation der ersten (bzw. dritten) Maxwell-Gleichung und Ersetzen der rechten Seite durch die zeitliche Ableitung der dritten (bzw. ersten) Gleichung erhält man unter

Ausnutzung der Operatoridentität  $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{V}) = \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) - \Delta \vec{V}$  und der Divergenzbeziehung mit

$$\Delta \vec{V}(\vec{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{V}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad \text{und} \quad c^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0} \quad (2.53)$$

die allgemeine Vektordifferentialgleichung für die Wellenausbreitung im Vakuum mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$ . Das Vektorfeld  $\vec{V}$  steht stellvertretend für  $\vec{E}$  und  $\vec{H}$ . Wird nun ein Rundhohlleiter betrachtet, auf dem sich in komplexer Schreibweise und unter Verwendung von Zylinderkoordinaten mit

$$\underline{\vec{V}}(r, \varphi, z, t) = \underline{\vec{V}}(r, \varphi) e^{j(\omega t + k_z z)} \quad \text{und} \quad k_z = 2\pi/\lambda_z = \omega/v_{ph} \quad (2.54)$$

eine harmonische Welle in Richtung der negativen z-Achse verlustarm ( $\alpha \approx 0$ ) und mit einer Wellenzahl  $k_z$  fortpflanzt, vereinfacht sich Gleichung (2.53) durch Aufspaltung des Laplace-Operators in longitudinale und transversale Komponenten zu

$$\Delta_{\perp} \underline{\vec{V}}(r, \varphi) + \left( \frac{\omega^2}{c^2} - k_z^2 \right) \underline{\vec{V}}(r, \varphi) = 0 \quad \text{mit} \quad \Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}. \quad (2.55)$$

Durch Verwendung des Ansatzes aus Gleichung (2.54) in den Gleichungen (2.49) und (2.51) lässt sich nun zeigen, dass die transversalen Komponenten mit

$$\underline{E}_r \left( \frac{\omega^2}{c^2} - k_z^2 \right) = jk_z \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial r} - j\omega\mu_0 \frac{1}{r} \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial \varphi}, \quad (2.56)$$

$$\underline{E}_{\varphi} \left( \frac{\omega^2}{c^2} - k_z^2 \right) = jk_z \frac{1}{r} \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial \varphi} + j\omega\mu_0 \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial r}, \quad (2.57)$$

$$\underline{H}_r \left( \frac{\omega^2}{c^2} - k_z^2 \right) = jk_z \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial r} + j\omega\epsilon_0 \frac{1}{r} \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial \varphi}, \quad (2.58)$$

und

$$\underline{H}_{\varphi} \left( \frac{\omega^2}{c^2} - k_z^2 \right) = jk_z \frac{1}{r} \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial \varphi} - j\omega\epsilon_0 \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial r} \quad (2.59)$$

aus den longitudinalen Komponenten ermittelt werden können. Demnach genügt es, für  $(\omega^2/c^2 - k_z^2) \neq 0$  die Wellendifferentialgleichung der z-Komponente zu lösen. Umgekehrt gilt für  $\underline{E}_z = 0$  und  $\underline{H}_z = 0$ , dass  $\omega/c = k_z$  ist und somit die Phasengeschwindigkeit  $v_{ph}$  der resultierenden TEM-Welle (transversal-elektromagnetisch) der Lichtgeschwindigkeit  $c$  im Vakuum entspricht.

Die im ersten Fall zu lösende Wellendifferentialgleichung der z-Komponente lautet

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} V_z + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} V_z + \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} V_z + k_c^2 V_z = 0 \quad \text{mit} \quad k_c^2 = \left( \frac{\omega^2}{c^2} - k_z^2 \right), \quad (2.60)$$

wobei an der Rohrwand ( $r = D/2 = R$ ) mit

$$\underline{E}_{\tan} = 0; \quad \frac{\partial \underline{E}_{\text{nor}}}{\partial n} = 0; \quad \underline{H}_{\text{nor}} = 0; \quad \text{und} \quad \frac{\partial \underline{H}_{\tan}}{\partial n} = 0 \quad (2.61)$$

die Randbedingungen einer ideal leitenden Fläche zu erfüllen sind. Die beiden Indizes beschreiben hierbei die tangentielle bzw. normale Komponente des Feldes und  $n$  die Koordinate in Richtung der Wandnormalen. Durch Separation der  $r$ - und  $\varphi$ - Abhängigkeit über den Ansatz  $V_z(r, \varphi) = R(r)\theta(\varphi)$

$$\frac{r^2}{\underline{R}} \left( \frac{d^2 \underline{R}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\underline{R}}{dr} + k_c^2 \underline{R} \right) = - \frac{1}{\underline{\theta}} \frac{d^2 \underline{\theta}}{d\varphi^2} = \text{konst.} \quad (2.62)$$

kann nun die partielle DGL in zwei gewöhnliche DGLs überführt und einzeln gelöst werden. Die Integrationskonstante wird dabei willkürlich zu  $m^2$  gesetzt und es gilt:

$$\text{a) } \frac{d^2 \underline{\theta}}{d\varphi^2} + m^2 \underline{\theta} = 0 \quad \text{und} \quad \text{b) } \frac{d^2 \underline{R}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\underline{R}}{dr} + \left( k_c^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) \underline{R} = 0. \quad (2.63)$$

Die Lösung der ersten Gleichung ist je nach Wahl der Anfangsbedingung eine der beiden trigonometrischen Funktionen Sinus oder Kosinus, wobei für  $m$  aufgrund der Periodizität von  $\varphi$  nur ganze Zahlen zugelassen sind. Für  $\theta(0) = 1$  erhält man

$$\underline{\theta}(\varphi) = \cos(m\varphi). \quad (2.64)$$

Die allgemeine Lösung der zweiten DGL ist mit

$$\underline{R}(r) = \underline{A} \cdot J_m(k_c r) + \underline{B} \cdot N_m(k_c r) \quad (2.65)$$

die Bessel- und die Neumannfunktion, wobei letztere aufgrund ihrer Divergenz bei  $r \rightarrow 0$  nicht zur Lösung des Rundhohlleiters beitragen. Der Verlauf der Besselfunktionen sowie deren Ableitung ist in Abbildung 2.8 dargestellt.

Für spätere Betrachtungen im Abschnitt 5 ist ferner das Taylorpolynom der  $m$ -ten Besselfunktion von Interesse. Es lautet

$$J_m(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n! \Gamma(n+m+1)} \left( \frac{x}{2} \right)^{2n+m}. \quad (2.66)$$

Dabei ist  $\Gamma(z)$  die Gammafunktion, die für nicht negative Argumente  $z \in \mathbb{N}$  auch als  $\Gamma(z) = (z-1)!$  geschrieben werden kann. Der Abbruch der Taylorentwicklung nach dem ersten Glied liefert für kleine Argumente  $x < 1$  mit

$$J_m(x) = \frac{1}{2^m m!} x^m \quad \text{und dessen Ableitung von} \quad J'_m(x) = \frac{m}{2^m m!} x^{m-1} \quad (2.67)$$

wichtige Näherungen für spätere Betrachtungen.

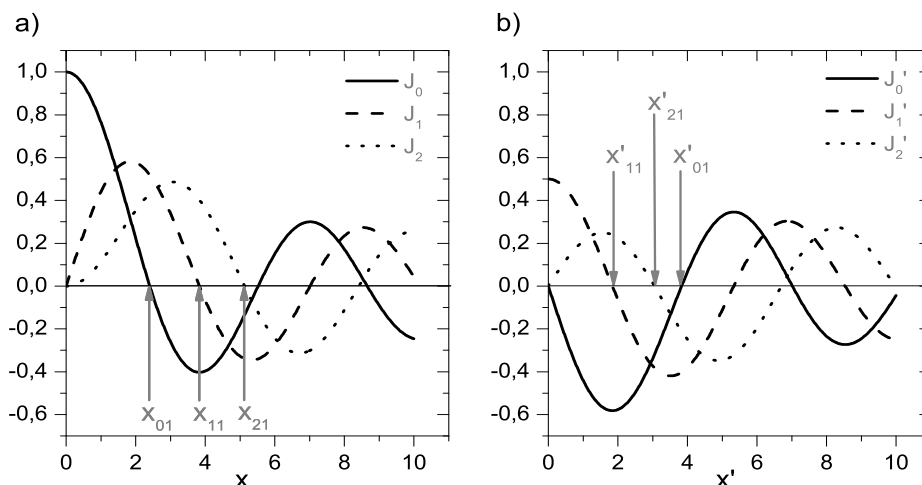


Abbildung 2.8: Darstellung a) der ersten drei Besselfunktionen sowie b) deren Ableitungen, wobei die Abszisse nur zur besseren Unterscheidung apostrophiert ist.

Im Fall des Hohlleiters unterscheidet man nun zwischen E-Wellen (auch transversal-magnetische Moden, TM) deren longitudinales magnetisches Feld verschwindet und H-Wellen (transversal-elektrische Moden, TE) deren longitudinales elektrisches Feld verschwindet. Im ersten Fall folgt die  $E_z$ -Komponente mit einer beliebigen Phase  $\psi$  aus der Kombination der Gleichungen (2.64) und (2.65) zu

$$\underline{E}_z = \underline{E}_0 J_m(k_c r) \cos(m\varphi) e^{j(\omega t + k_z z)}, \quad (2.68)$$

wobei die Integrationskonstanten zu  $\underline{A} = \underline{E}_0 = E_0 e^{j\psi}$  und  $\underline{B} = 0$  gewählt werden. Die Lösung muss der Randbedingung  $E_z = 0$  für  $r = R$  genügen, was von der  $n$ -ten Nullstelle der  $m$ -ten Besselfunktion mit

$$J_m(x_{mn}) = 0 \quad \text{und} \quad x_{mn} = k_c R \quad (2.69)$$

erfüllt wird. Hierbei gilt  $m, n \in \mathbb{N}$  und  $n > 0$ . Das longitudinale magnetische Feld der TE-Mode wird in gleicher Weise ermittelt:

$$\underline{H}_z = \underline{H}_0 J'_m(k_c r) \cos(m\varphi) e^{j(\omega t + k_z z)}, \quad (2.70)$$

wobei nun die Randbedingung  $dH_z/dr = 0$  für  $r = R$  durch die Nullstellen der Ableitung der Besselfunktion erfüllt wird:

$$J'_m(x'_{mn}) = 0 \quad \text{und} \quad x'_{mn} = k_c R. \quad (2.71)$$

Die wichtigsten Nullstellen sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Tabelle 2.1: Zusammenstellung a) der  $n$ -ten Nullstelle der  $m$ -ten Besselfunktion  $J_m$  und b) der  $n$ -ten Nullstelle der Ableitung der  $m$ -ten Besselfunktion  $J'_m$ .

a)	$x_{mn}$	n = 1	n = 2	n = 3	n = 4	b)	$x'_{mn}$	n = 1	n = 2	n = 3	n = 4
	m = 0	2.405	5.520	8.654	11.792		m = 0	3.832	7.016	10.173	13.324
	m = 1	3.832	7.106	10.17	13.324		m = 1	1.841	5.331	8.536	11.706
	m = 2	5.136	8.417	11.62	14.796		m = 2	3.054	6.706	9.969	13.170
	m = 3	6.380	9.761	14.79	16.223		m = 3	4.201	8.015	11.346	14.586
	m = 4	7.588	11.065	14.373	17.616		m = 4	5.318	9.282	12.682	15.964

Anhand der durch Gleichung (2.69) und (2.71) erfüllten Randbedingung kann nun die Ausbreitungskonstante  $k_z$  der Mode mit den Indizes  $m$  und  $n$  zu

$$k_z^{(TM)} = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(\frac{x_{mn}}{R}\right)^2} \quad \text{und} \quad k_z^{(TE)} = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(\frac{x'_{mn}}{R}\right)^2} \quad (2.72)$$

bestimmt werden. Demnach ist eine Wellenausbreitung nur für positive Radikanden möglich und man erhält für einen vorgegebenen Radius eine modenspezifische Grenzwellenlänge  $\lambda_c$  (engl. cut off) von

$$\text{a) } \lambda_c^{(TM)} = \frac{2\pi R}{x_{mn}} \quad \text{bzw.} \quad \text{b) } \lambda_c^{(TE)} = \frac{2\pi R}{x'_{mn}}. \quad (2.73)$$

Die Hohlleiterwellenlänge sowie die Phasen- und Gruppengeschwindigkeit lauten dann

$$\text{a) } \lambda_z = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}} \quad \text{b) } v_{Ph} = \frac{\omega}{k_z} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}} \quad \text{c) } v_{Gr} = \frac{\partial \omega}{\partial k_z} = c \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}. \quad (2.74)$$

Für einen negativen Radikanden ist  $k_z$  hingegen imaginär und es liegt der Fall der aperioidischen Dämpfung vor. Wird die Ausbreitungskonstante dementsprechend durch  $jk_z = \alpha_z$  ersetzt, so erhält man mit

$$\alpha_z = \sqrt{\frac{x_{mn}^2}{R^2} - \frac{\omega^2}{c^2}} = \frac{2\pi}{\lambda_c} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_c}{\lambda}\right)^2} \longrightarrow e^{jk_z z} = e^{\alpha_z z} \quad (2.75)$$

das Dämpfungsmaß, welches den exponentiellen Abfall der Amplitude für eine nun ortsunabhängige Phase beschreibt. Dieses Verhalten ist insbesondere am Strahlrohrübergang des Resonators von Interesse.

Im Weiteren soll jedoch der Ausbreitungsfall betrachtet werden, dessen transversale Feldverteilung für TM-Moden ( $\underline{H}_z = 0$ ) durch die Anwendung der Gleichungen (2.56) bis (2.59) auf Gleichung (2.68) zu

$$\underline{E}_r = j \frac{k_z}{k_c} \underline{E}_0 J'_m(k_c r) \cos(m\varphi) e^{j(\omega t + k_z z)}, \quad (2.76)$$

$$\underline{E}_\varphi = -j \frac{m k_z}{k_c^2 r} \underline{E}_0 J_m(k_c r) \sin(m\varphi) e^{j(\omega t + k_z z)}, \quad (2.77)$$

$$\underline{H}_r = -j \frac{\omega \varepsilon_0 m}{k_c^2 r} \underline{E}_0 J_m(k_c r) \sin(m\varphi) e^{j(\omega t + k_z z)}, \quad (2.78)$$

und

$$\underline{H}_\varphi = -j \frac{\omega \varepsilon_0}{k_c} \underline{E}_0 J'_m(k_c r) \cos(m\varphi) e^{j(\omega t + k_z z)} \quad (2.79)$$

bestimmt werden. Der Feldwellenwiderstand beträgt dabei zusammen mit dem Freiraumwellenwiderstand  $Z_0$

$$Z_{mn}^{(TM)} = \frac{\underline{E}_\varphi}{\underline{H}_r} = -\frac{\underline{E}_r}{\underline{H}_\varphi} = \frac{k_z}{\omega \varepsilon_0} = Z_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2} \quad \text{mit} \quad Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}. \quad (2.80)$$

Wird in gleicher Weise mit Gleichung (2.70) verfahren, erhält man ebenso die Feldkomponenten der TE-Moden ( $\underline{E}_z = 0$ ) sowie dessen Feldwellenwiderstand zu

$$\underline{E}_r = j \frac{\omega \mu_0 m}{k_c^2 r} \underline{H}_0 J_m(k_c r) \sin(m\varphi) e^{j(\omega t + k_z z)}, \quad (2.81)$$

$$\underline{E}_\varphi = j \frac{\omega \mu_0}{k_c} \underline{H}_0 J'_m(k_c r) \cos(m\varphi) e^{j(\omega t + k_z z)}, \quad (2.82)$$

$$\underline{H}_r = j \frac{k_z}{k_c} \underline{H}_0 J'_m(k_c r) \cos(m\varphi) e^{j(\omega t + k_z z)}, \quad (2.83)$$

$$\underline{H}_\varphi = -j \frac{k_z m}{k_c^2 r} \underline{H}_0 J_m(k_c r) \sin(m\varphi) e^{j(\omega t + k_z z)}, \quad (2.84)$$

und

$$Z_{mn}^{(TE)} = \frac{\underline{E}_\varphi}{\underline{H}_r} = -\frac{\underline{E}_r}{\underline{H}_\varphi} = \frac{\omega \mu_0}{k_z} = Z_0 \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}}. \quad (2.85)$$

Anhand dieser Felder lässt sich nun für jede Mode die transportierte Leistung  $P$  entlang des Wellenleiters berechnen. Der komplexe Poynting-Vektor  $\vec{\underline{S}}$  gibt hierzu die Leistungsdichte und die Richtung des Energietransportes an und wird aus dem Kreuzprodukt des elektrischen und magnetischen Feldes berechnet

$$\vec{\underline{S}} = \vec{\underline{E}} \times \vec{\underline{H}}. \quad (2.86)$$

Die gesuchte longitudinale Größe wird demnach nur von den transversalen Feldern bestimmt und es gilt unter Verwendung des obigen Feldwellenwiderstands für TE- oder TM-Moden in gleicher Weise

$$\vec{S}_z = \vec{E}_\perp \times \vec{H}_\perp = |\vec{E}_\perp| |\vec{H}_\perp| \vec{e}_z = \frac{1}{Z_{mn}} |\vec{E}_\perp|^2 \vec{e}_z = Z_{mn} |\vec{H}_\perp|^2 \vec{e}_z. \quad (2.87)$$

Die transportierte Leistung folgt somit aus dem Integral über den durchflossenen Querschnitt des Wellenleiters mit der Fläche  $A$

$$P = \iint_A |\vec{S}_z| dA = \int_0^{2\pi} \int_0^R r |\vec{S}_z| dr d\varphi. \quad (2.88)$$

## 2.2.2 Übergang zu einem Zylinderresonator

Anhand der bisherigen Betrachtungen erfolgt der Übergang zu einem Zylinderresonator durch Einfügung zweier ideal leitender Flächen entlang der  $z$ -Achse mit dem Abstand  $L$  zueinander. Entsprechend den Randbedingungen aus Gleichung (2.61) erhält man auf diese Weise sowohl für die tangential-elektrische als auch die normal-magnetische Feldkomponente eine Reflexion mit Phasensprung (Kurzschluss), während die normal-elektrische und die tangential-magnetische Komponente ohne Phasensprung (Leerlauf) zurückgeworfen werden.

$$\text{Leerlauf: } \underline{V} = \underline{V}_h + \underline{V}_r = \underline{V}_0 e^{jk_z z} + \underline{V}_0 e^{-jk_z z} = 2\underline{V}_0 \cos(k_z z) \quad (2.89)$$

$$\text{Kurzschluss: } \underline{V} = \underline{V}_h - \underline{V}_r = \underline{V}_0 e^{jk_z z} - \underline{V}_0 e^{-jk_z z} = j2\underline{V}_0 \sin(k_z z) \quad (2.90)$$

Da die Randbedingungen an beiden Grenzflächen erfüllt werden müssen, gilt für die Ausbreitungskonstante nun

$$k_z = \frac{\pi p}{L} \quad \text{mit } p \in \mathbb{N}, \quad (2.91)$$

wobei für TE-Moden  $p > 0$  zu wählen ist. Wird dies in Gleichung (2.72) berücksichtigt, erhält man mit

$$\omega = c \cdot k_{mnp} \quad \text{und} \quad k_{mnp}^{(TM)} = \sqrt{\left(\frac{\pi p}{L}\right)^2 + \left(\frac{x_{mn}}{R}\right)^2} \quad \text{bzw.} \quad k_{mnp}^{(TE)} = \sqrt{\left(\frac{\pi p}{L}\right)^2 + \left(\frac{x'_{mn}}{R}\right)^2} \quad (2.92)$$

die Resonanzfrequenz einer beliebigen Mode, welche wiederum durch Umformung zu

$$\frac{\lambda_{mnp}^{(TM)}}{D} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{2} \left(\frac{L}{D}\right)^{-1} p\right)^2 + \left(\frac{x_{mn}}{\pi}\right)^2}} \quad \text{und} \quad \frac{\lambda_{mnp}^{(TE)}}{D} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{2} \left(\frac{L}{D}\right)^{-1} p\right)^2 + \left(\frac{x'_{mn}}{\pi}\right)^2}} \quad (2.93)$$

in Abhängigkeit des Durchmessers  $D$  und der Länge  $L$  grafisch dargestellt werden kann. Abbildung 2.9 zeigt einen entsprechenden Modenchart für die ersten vier Moden beider Modenarten.

Aus diesem geht hervor, dass Moden mit einem konstanten Verhältnis von  $\lambda/D$  von der Länge des Resonators unabhängig sind und die Änderung des Durchmessers eine proportionale Frequenzänderung bewirkt. Alle anderen Moden weisen für  $L/D < 1$  eine starke Längenabhängigkeit auf, deren Einfluss mit steigender Länge verschwindet. Ferner besitzt die  $TE_{111}$ -Mode für  $L/D > 1$  die niedrigste Resonanz.

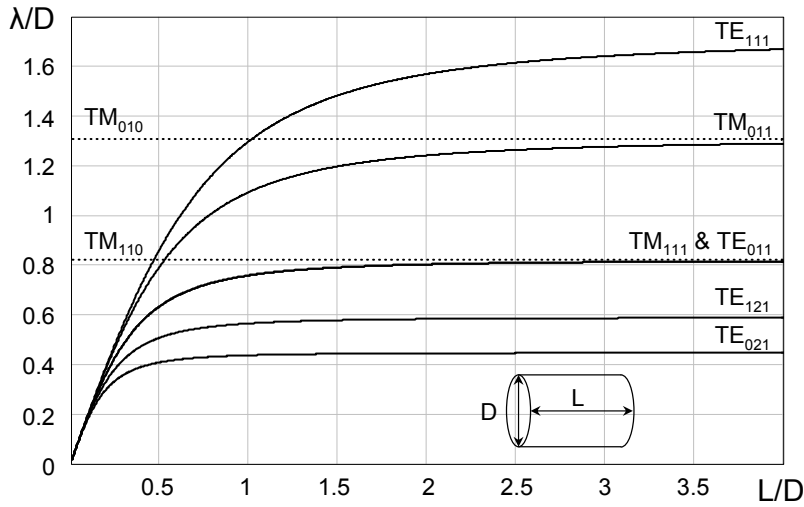


Abbildung 2.9: Modenchart eines Pillboxresonators.

Werden nun die Gleichungen (2.89) bis (2.91) auf (2.68) sowie (2.76) bis (2.79) angewandt, erhält man abschließend die vollständigen Felder der  $TM_{mnp}$ -Moden und unter Vernachlässigung der Zeitkomponente  $\exp(j\omega t)$  gilt:

$$E_z(r, \varphi, z) = 2E_0 J_m \left( \frac{x_{mn}}{R} r \right) \cos(m\varphi) \cos\left(\frac{\pi p}{L} z\right), \quad (2.94)$$

$$E_r(r, \varphi, z) = -2E_0 \frac{\pi p}{L} \frac{R}{x_{mn}} J'_m \left( \frac{x_{mn}}{R} r \right) \cos(m\varphi) \sin\left(\frac{\pi p}{L} z\right), \quad (2.95)$$

$$E_\varphi(r, \varphi, z) = 2E_0 \frac{m}{r} \frac{\pi p}{L} \frac{R^2}{x_{mn}^2} J'_m \left( \frac{x_{mn}}{R} r \right) \sin(m\varphi) \sin\left(\frac{\pi p}{L} z\right), \quad (2.96)$$

$$H_r(r, \varphi, z) = -j2E_0 \frac{m}{r} \frac{R^2}{x_{mn}^2} \frac{1}{Z_0} k_{mnp}^{(TM)} J'_m \left( \frac{x_{mn}}{R} r \right) \sin(m\varphi) \cos\left(\frac{\pi p}{L} z\right), \quad (2.97)$$

$$H_\varphi(r, \varphi, z) = -j2E_0 \frac{R}{x_{mn}} \frac{1}{Z_0} k_{mnp}^{(TM)} J'_m \left( \frac{x_{mn}}{R} r \right) \cos(m\varphi) \cos\left(\frac{\pi p}{L} z\right) \quad (2.98)$$

und



$$H_z(r, \varphi, z) = 0. \quad (2.99)$$

In gleicher Weise werden auch die Felder der TE-Moden gewonnen. Hierbei gilt nun

$$E_z(r, \varphi, z) = 0, \quad (2.100)$$

$$E_r(r, \varphi, z) = j2H_0 \frac{m}{r} \left( \frac{R}{x'_{mn}} \right)^2 Z_0 k_{mnp}^{(TE)} J_m \left( \frac{x'_{mn}}{R} r \right) \sin(m\varphi) \sin\left(\frac{\pi p}{L} z\right), \quad (2.101)$$

$$E_\varphi(r, \varphi, z) = j2H_0 \frac{R}{x'_{mn}} Z_0 k_{mnp}^{(TE)} J'_m \left( \frac{x'_{mn}}{R} r \right) \cos(m\varphi) \sin\left(\frac{\pi p}{L} z\right), \quad (2.102)$$

$$H_r(r, \varphi, z) = 2H_0 \frac{\pi p}{L} \frac{R}{x'_{mn}} J'_m \left( \frac{x'_{mn}}{R} r \right) \cos(m\varphi) \cos\left(\frac{\pi p}{L} z\right), \quad (2.103)$$

$$H_\varphi(r, \varphi, z) = -2H_0 \frac{m}{r} \frac{\pi p}{L} \left( \frac{R}{x'_{mn}} \right)^2 J_m \left( \frac{x'_{mn}}{R} r \right) \sin(m\varphi) \cos\left(\frac{\pi p}{L} z\right) \quad (2.104)$$

und

$$H_z(r, \varphi, z) = 2H_0 J_m \left( \frac{x'_{mn}}{R} r \right) \cos(m\varphi) \sin\left(\frac{\pi p}{L} z\right). \quad (2.105)$$

Aus allen Gleichungen geht hervor, dass die elektrischen und magnetischen Komponenten zueinander um  $90^\circ$  phasenverschoben sind. Es findet demnach eine periodische Umwandlung der im Feld des Resonators gespeicherten Energie statt, welche anhand des Volumenintegrals

$$U = \frac{1}{2} \mu_0 \int_V |\vec{H}|^2 dV = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \int_V |\vec{E}|^2 dV \quad (2.106)$$

über die Scheitelwerte einer der beiden Feldkomponenten ermittelt werden kann und mit

$$r_s = \frac{V_C^2}{2\omega_0 U} = \frac{\left| \int_L E_z(z) \exp\left(j \frac{\omega_0}{c} z\right) dz \right|^2}{\omega_0 \varepsilon_0 \int_V |\vec{E}|^2 dV} \quad (2.107)$$

zur normierten Shuntimpedanz führt. Weiterhin bewirken die tangential-magnetischen Komponenten auf der Oberfläche des Resonators einen proportionalen und zu dessen Feldlinien senkrecht verlaufenden Strom. Dieser verursacht seinerseits eine Verlustleistung  $P_C$ , welche anhand des Oberflächenintegrals

$$P_C = \frac{1}{2} R_{surface} \int_S |\vec{H}|^2 dS \quad (2.108)$$

und des Oberflächenwiderstands  $R_{surface}$  berechnet wird. Für normalleitende Materialien ist Letzterer durch die Leitfähigkeit  $\sigma$ , die Skintiefe  $\delta$  (Skin-Effekt) und Permeabilität  $\mu$  definiert :

$$R_{surface} = \frac{1}{\sigma\delta} \quad \text{mit} \quad \delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\sigma\mu}}. \quad (2.109)$$

Die intrinsische Güte kann nun gemäß Gleichung (2.1) ebenfalls bestimmt werden und man erhält mit

$$Q_0 = \frac{\omega_0 U}{P_c} = \frac{\omega_0 \mu_0 \int_V |\vec{H}|^2 dV}{R_{surface} \int_S |\vec{H}|^2 dS} \quad (2.110)$$

und dem Geometriefaktor

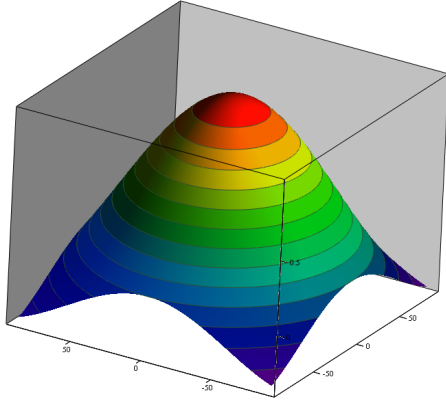
$$G = Q_0 R_{surface} = \frac{\omega_0 \mu_0 \int_V |\vec{H}|^2 dV}{\int_S |\vec{H}|^2 dS} \quad (2.111)$$

zwei weitere wichtige Größen in Abhängigkeit der Felder des Resonators.

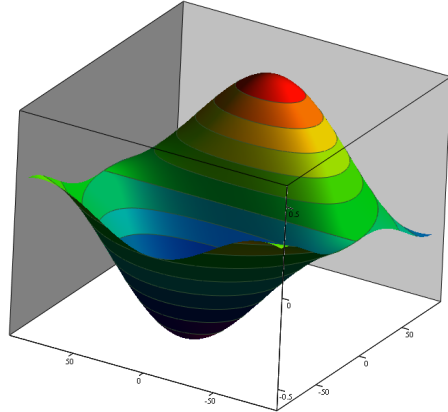
Die Gleichungen (2.94) bis (2.105) ermöglichen außerdem eine eindeutige grafische Illustration, die beispielhaft für einige wichtige Moden in Abbildung 2.10 anhand des longitudinalen Feldes dargestellt ist. Radius und Länge sind dabei so gewählt, dass die Eigenresonanzen näherungsweise mit denen einer TESLA-Zelle übereinstimmen ( $R = 88.17 \text{ mm}$ ,  $L = 70 \text{ mm}$ ).

Für reale Resonatoren – hier insbesondere der SRF-Gun-Resonator – ist eine eindeutige Zuordnung der Moden jedoch meist schwierig. Die Gründe hierfür sind die elliptische Form der Zellen sowie deren Verkopplung untereinander, welche zu Hybridmoden mit unterschiedlicher Feldverteilung in den einzelnen Zellen führen. Die Bezeichnungen der Moden, insbesondere die in Abschnitt 5 verwendete, orientiert sich deshalb an der Zelle mit der größten Feldamplitude, wobei die übliche Nomenklatur des Zylinderresonators weiterhin verwendet wird. Die Indizes entsprechen somit der Anzahl der Feldknoten in azimuthaler ( $m$ ), radialer ( $n$ ) sowie longitudinaler ( $p$ ) Orientierung.

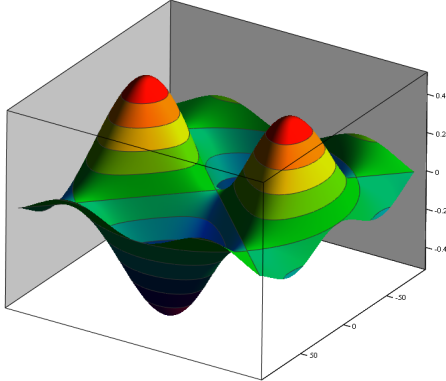
a)  $TM_{010}$  @ 1.275 GHz (Monopolmode)



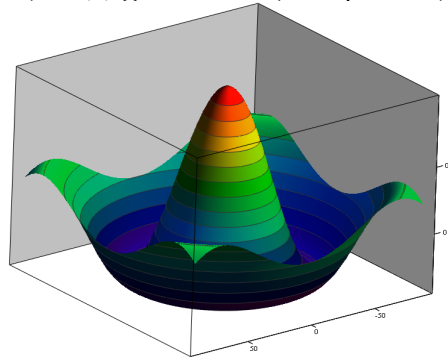
b)  $TM_{110}$  @ 2.032 GHz (Dipolmode)



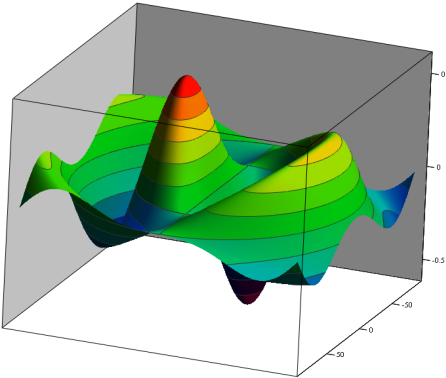
c)  $TM_{210}$  @ 2.723 GHz (Quadrupolmode)



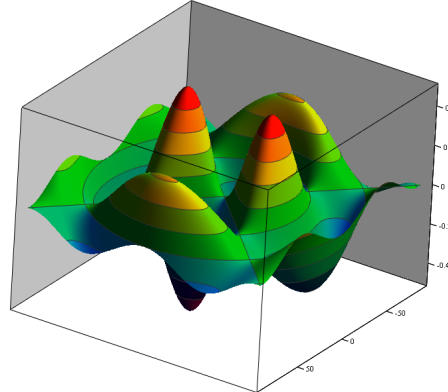
d)  $TM_{020}$  @ 2.926 GHz (Monopolmode)



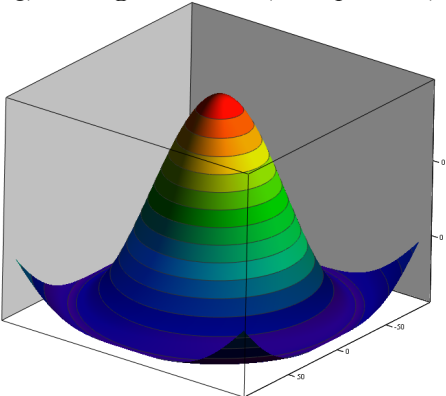
e)  $TM_{120}$  @ 3.767 GHz (Dipolmode)



f)  $TM_{220}$  @ 4.462 GHz (Quadrupolmode)



g)  $TE_{011}$  @ 2.952 GHz (Monopolmode)



h)  $TE_{021}$  @ 4.292 GHz (Monopolmode)

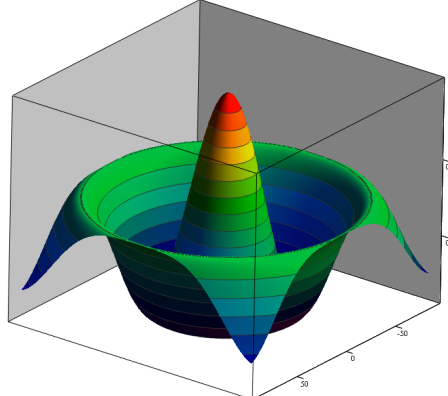


Abbildung 2.10: Darstellung der analytischen Lösung des longitudinalen Feldes einiger wichtiger Moden in a) bis f) für  $E_z(r, \varphi, 0 \leq z \leq L)$  sowie in g) und h) für  $H_z(r, \varphi, z = L/2)$ .

### 2.2.3 Moden periodischer Strukturen

Resonatoren in der Beschleunigerphysik sind meist aus mehreren aperturgekoppelten und zueinander ähnlichen Zellen aufgebaut. Um für ein solches gekoppeltes System die Eigenfrequenzen und die zugehörigen Feldverteilungen zu bestimmen, kann gemäß [RIE2000] vom Floquet-Theorem ausgegangen werden. Demnach unterscheiden sich die Felder in zwei aufeinanderfolgenden Zellen der gleichen Mode (z. B.  $TM_{010}$ ) lediglich in einer konstanten Phasenverschiebung  $e^{-j\varphi}$  nicht aber in ihrer Feldgeometrie. Ausgehend von einer unendlichen periodischen Struktur, die in [PUG1992] anhand kapazitiv (über  $C_k$ ) gekoppelter LC-Schwingkreise modelliert wird, kann dieser Phasenverschiebung zunächst beliebige Werte annehmen. Für die  $n$ -te Zelle der in Abbildung 2.11 dargestellten Ersatzschaltung gilt somit die Maschengleichung

$$-\frac{I_{n-1}}{j\omega C_k} + \left( \frac{2}{j\omega C_k} + \frac{1}{j\omega C} + j\omega L \right) I_n - \frac{I_{n+1}}{j\omega C_k} = 0, \quad (2.112)$$

welche mit

$$I_{n-1} = I_n e^{-j\varphi}, \quad I_{n+1} = I_n e^{+j\varphi} \quad \text{und} \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (2.113)$$

zum so genannten Frequenz-Passband führt

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 + 2 \frac{C}{C_k} (1 - \cos \varphi)}. \quad (2.114)$$

Jeder beliebigen Phasenverschiebung zwischen zwei Zellen ist demnach eine eigene Frequenz zugeordnet. Steigt das Verhältnis  $C/C_k$ , welches auch als Kopplung zwischen den Zellen interpretiert werden kann, so steigt auch die obere Grenzfrequenz und damit die Breite des Passbands. Umgekehrt werden für  $C_k \rightarrow \infty$  die Zellen untereinander kurzgeschlossen und es verbleibt nur noch die Resonanzfrequenz  $\omega_0$  der Einzelzelle.

Für einen Resonator mit  $N$  Einzelzellen, ist die Phase  $\varphi$  nicht mehr beliebig wählbar, sondern sie muss auch die Randbedingungen an den Grenzflächen beider Resonatoren den entsprechend den Gleichungen (2.89) bis (2.91) erfüllen. Dies wird mit

$$\varphi_n = n \frac{\pi}{N} \quad \text{und} \quad n = 0 \dots N \quad (2.115)$$

durch einen diskreten und äquidistanten Phasenverschiebung von Zelle zu Zelle erreicht, sodass sich das Passband einer Mode ebenfalls aus  $N+1$  diskreten Resonanzen zusammensetzt. Für deren Bezeichnung wird der jeweils charakteristische Phasenverschiebung

verwendet. In Abhängigkeit der Randbedingungen entfällt schließlich noch die 0-Mode (für  $H_{\tan} = 0$ ) bzw. die  $\pi$ -Mode (für  $E_{\tan} = 0$ ), sodass die Anzahl der Passband-Resonanzen mit der der Zellen übereinstimmt.

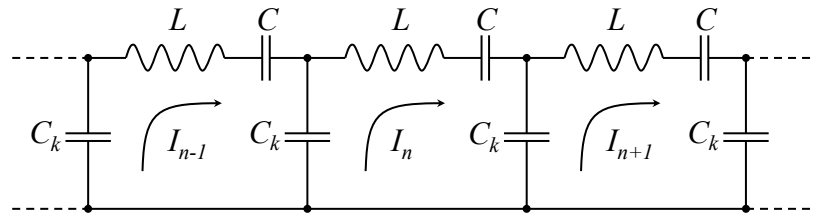


Abbildung 2.11: Ersatzschaltbild einer unendlichen, periodischen Struktur aus kapazitiv gekoppelten LC-Schwingkreisen. Quelle: [PUG1992].

## 2.2.4 Störkörpermessmethode

Die praktische Ermittlung der Feldverteilung realer Resonatoren erfolgt mit Hilfe der bekannten Störkörpermessmethode. Diese beruht auf dem Störungstheorem von J. C. Slater, welches für einen evakuierten Resonator im Falle einer Störung des elektrischen oder magnetischen Feldes eine der Feldstärke proportionale Frequenzverschiebung voraussagt (vgl. [SLA1952]). Es existieren verschiedene Schreibweisen des Theorems, wobei eine sehr allgemeine Variante in [PES1995] hergeleitet wird:

$$\omega_0^2 - \omega^2 = \frac{\omega^2 \iiint_{\Delta V} (\vec{E}_0^* \cdot \vec{P}) dV - \omega \omega_0 \iiint_{\Delta V} (\vec{H}_0^* \cdot \vec{M}) dV}{\varepsilon_0 \iiint_V (\vec{E} \cdot \vec{E}_0^*) dV}. \quad (2.116)$$

Hierbei gelten die mit Null indizierten Formelzeichen für den ungestörten und alle weiteren für den gestörten Resonator des Volumens  $V$ . Da für kleine Störungen die Frequenzänderung mit  $\omega \approx \omega_0$  ebenfalls sehr klein ist und der Nenner wegen  $E \approx E_0$  näherungsweise der doppelten gespeicherten Energie  $U$  entspricht, folgt daraus

$$\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega_0 \omega} = \frac{\iiint_{\Delta V} (\vec{E}_0^* \cdot \vec{P}) dV - \iiint_{\Delta V} (\vec{H}_0^* \cdot \vec{M}) dV}{2U}. \quad (2.117)$$

Die Polarisation  $\vec{P}$  und die Magnetisierung  $\vec{M}$  beschränken sich dabei auf den Störkörper mit dem Volumen  $\Delta V$ . Ist dieser homogen, linear und isotrop, können beide anhand der relativen Permittivität  $\varepsilon_r$  bzw. Permeabilität  $\mu_r$  bezüglich der Feldstärke am Ort der Störung beschrieben werden:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 (\varepsilon_r - 1) \vec{E} \quad \text{und} \quad \vec{M} = \mu_0 (\mu_r - 1) \vec{H}. \quad (2.118)$$

Die Verknüpfung mit der gesuchten ungestörten elektrischen und magnetischen Feldkomponente erfolgt nun anhand eines von der Geometrie des Störkörpers und dessen Orientierung im Feld abhängigen Tensors

$$\vec{E} = \vec{A}\vec{E}_0 \quad \text{und} \quad \vec{H} = \vec{B}\vec{H}_0. \quad (2.119)$$

Die analytische Berechnung seiner Elemente ist für ein am kartesischen Koordinatensystem ausgerichteten dreiachsigen Ellipsoid u. a. in [COL1991] dargestellt. Unter Ausnutzung des daraus hervorgehenden Einflusses verschiedener Störkörpergeometrien auf die einzelnen Feldkomponenten kann gemäß [ARN2006] prinzipiell das EM-Feld jedes Resonators an jedem beliebigen Ort und für jede beliebige Eigenmode ermittelt werden.

Da in der vorliegenden Arbeit nur das Feld von elektrischen und magnetischen Monopolmoden entlang der Rotationsachse bestimmt werden soll (vgl. Abschnitt 3.3), welche gemäß der Gleichungen (2.94) bis (2.105) lediglich eine longitudinale Komponente aufweisen, ist mit

$$\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega_0 \omega} = \frac{2\pi r^3}{U} \left( \varepsilon_0 \frac{(\varepsilon_r - 1)}{\varepsilon_r + 2} |\vec{E}_0|^2 + \mu_0 \frac{(\mu_r - 1)}{\mu_r + 2} |\vec{H}_0|^2 \right) \quad (2.120)$$

eine Beschränkung auf einen kugelförmigen Störkörper ausreichend. Besteht dieser aus einem reinen Dielektrikum ( $\mu_r = 1$ ) bewirkt die verbleibende Änderung des elektrischen Feldes mit

$$\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega_0 \omega} = \frac{2\pi r^3}{U} \varepsilon_0 \frac{(\varepsilon_r - 1)}{\varepsilon_r + 2} |\vec{E}_0|^2 \quad (2.121)$$

eine negative Frequenzverschiebung. Ein ideal leitender Störkörper ( $\varepsilon_r \rightarrow \infty$ ,  $\mu_r \rightarrow 0$ ) hingegen beeinflusst mit

$$\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega_0 \omega} = \frac{2\pi r^3}{U} \left( \varepsilon_0 |\vec{E}_0|^2 - \frac{1}{2} \mu_0 |\vec{H}_0|^2 \right) \quad (2.122)$$

beide Felder, wobei sich die resultierende Frequenzverschiebung in jeweils unterschiedlichen Vorzeichen äußert. Zusammen mit der Näherung aus Gleichung (2.4) erhält man somit die in [WAN1998] veröffentlichten Ergebnisse.

In der Praxis entsprechen die verwendeten Störkörper meist weder einer idealen Kugel noch ist deren  $\varepsilon_r$  oder  $\mu_r$  genau bekannt. Aus diesem Grund werden alle vom Störkörper abhängigen Größen in einer elektrischen  $\kappa_e$  oder magnetischen  $\kappa_m$  Störkörperkonstanten zusammengefasst:

$$\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega_0 \omega} = \kappa_e \frac{|\vec{E}_0|^2}{U} + \kappa_m \frac{|\vec{H}_0|^2}{U} \approx \frac{2\Delta\omega}{\omega_0}. \quad (2.123)$$

Diese können durch Bestimmen der Frequenzverschiebung im möglichst homogenen Feld einer nach Gleichung (2.94) bis (2.105) bekannten Moden des Pillbox-Resonators kalibriert werden [ARN2006].

Wird ferner die Frequenzänderung durch die nach Gleichung (2.29) bekannte Phasenänderung aus Sicht des ungestörten Resonators (Vorzeichenwechsel) ersetzt, erhält man mit

$$\left( \kappa_e |\vec{E}_0|^2 + \kappa_m |\vec{H}_0|^2 \right) \frac{1}{P_C} = -\tan(\Delta\varphi) (1 + \beta_{in} + \beta_{out}) \frac{1}{\omega_0} \quad (2.124)$$

die in der Literatur als nicht resonante Störkörpermessung benannte Messvorschrift [PES1995]. Diese liefert anhand einer einfachen kontinuierlichen Phasenmessung das auf die Verlustleistung normierte elektrische und magnetische Feld und ist somit von besonderer praktischer Relevanz.





# 3 Postproduktion

---

---

- 3.1 EXTERNE KOPPELGÜTE
- 3.2 VERTIKALER PERFORMANCE TEST
- 3.3 FELDPROFILMESSUNG UND TUNING
- 3.4 IN SITU-FELDPROFILREKONSTRUKTION
- 3.5 KOMPLETTIERUNG DES RESONATORS

*Im Anschluss an die Herstellung eines Resonators ist, aufgrund fertigungsbedingter Toleranzen (vgl. [MAR2010]) eine erste Korrektur der Resonanzfrequenz und der Feldverteilung der Beschleunigungsmode erforderlich. Hierzu werden die Frequenzen und Felder aller Moden des Grundmode-Passbands bestimmt und anhand einer Tuningprozedur durch Änderung der Länge der Einzelzellen korrigiert. Eine ausführliche Darstellung dieses Verfahrens ist in [ARN2006] zu finden.*

*Der so vorbereitete Resonator bildet nun den Ausgangspunkt für die im folgenden Kapitel beschriebenen Arbeitsschritte. Diese umfassen u. a. die Anpassung der externen Güte aller Koppler, eine aufwändige chemische Präparation mit vertikalem Test zur Maximierung der Beschleunigungsfeldstärke sowie die Kontrolle und Korrektur der Feldverteilung und ihrer Resonanzfrequenz. Dabei werden die für TESLA-Resonatoren entwickelten Techniken und Verfahren an den Resonator der SRF-Gun angepasst und insbesondere für dessen Tuning erweitert. Ferner wird eine neuartige Methode der Feldprofilrekonstruktion auf der Grundlage einer einfachen Passband-Messung vorgestellt. Eine Kurzfassung der Ergebnisse ist in [AAR2006] veröffentlicht.*

## 3.1 Externe Koppelgüte

Gemäß der Betrachtungen in Abschnitt 2.1.2 wird die externe Güte  $Q_{ext}$  eines Kopplers durch die von ihm verursachten externen Verluste  $P_{ext}$  bestimmt. Auf der Grundlage dieses Sachverhalts lassen sich die Koppelfaktoren der Antennen des Resonators für unterschiedliche Moden sowohl anhand von Feldsimulationen als auch durch S-

Parametermessungen ermitteln. Da das Ergebnis in beiden Fällen von der Feldstärke am Ort der Antenne abhängt, ist dabei auf eine korrekte Feldverteilung zu achten.

### 3.1.1 Simulation der externen Güte

#### 3.1.1.1 Methode nach Balleyguier

Eine geeignete Methode zur Simulation der externen Koppelgüte ist in [BAL1998] beschrieben. Sie liefert gute Ergebnisse für schwach gekoppelte Resonatoren, dessen Resonanzfrequenz durch unterschiedliche Randbedingungen unverändert bleibt. Ein wichtiger Vorteil dieses Verfahrens ist die hohe Genauigkeit auch für große Koppelgüten  $Q_{ext} > 10^{10}$ . Ein entsprechender Vergleich in [SHE2002] zwischen Simulation (u. a. mit MWS) und Messung am Beispiel der Cornell B-Cell Resonatoren zeigt nur geringe Abweichungen von 2-10 %.

Die Methode basiert auf der in Abschnitt 2 eingeführten externen Güte, welche mit

$$Q_{ext} = \frac{\omega_0 U}{P_{ext}} \quad (3.1)$$

durch das Verhältnis der gespeicherten Energie  $U$  und der außerhalb des Resonators umgesetzten Leistung  $P_{ext}$  bestimmt wird. Letztere kann dabei mit

$$P_{ext} = \iint_A |\vec{S}| dA = \frac{1}{2Z_{mn}} \iint_A |\vec{E}|^2 dA = \frac{Z_{mn}}{2} \iint_A |\vec{H}|^2 dA \quad (3.2)$$

in bekannter Weise aus dem Flächenintegral des Poynting-Vektors an einem beliebigen Ort entlang der Zuleitung berechnet werden, wobei der Faktor  $\frac{1}{2}$  dem Effektivwert der Leistung geschuldet ist. Gemäß Gleichung (2.87) ist ferner eine Beschränkung auf das elektrische oder magnetische Feld sinnvoll, sodass schließlich zusammen mit Gleichung (2.106) und dem korrekten Feldwellenwiderstand der Hohlleitermode  $Z_{mn}$  die externe Güte auf die Felder des Resonators zurückgeführt werden kann

$$Q_{ext} = \frac{\omega_0 \varepsilon_0 Z_{mn} \iiint |\vec{E}|^2 dV}{\iint |\vec{E}|^2 dA} = \frac{\omega_0 \mu_0 \iiint |\vec{H}|^2 dV}{Z_{mn} \iint |\vec{H}|^2 dA} \quad (3.3)$$

Die Idee des Verfahrens ist nun, diese Berechnung auf die Simulation von Eigenmoden zurückzuführen. Hierzu wird die Wanderwelle zunächst durch Superposition mit einer zweiten entgegenlaufenden Welle gleicher Amplitude aber beliebiger Phase  $\varphi$  in eine Stehwelle überführt. Die Addition beider Wellen führt im Resonator zu einer  $|1+e^{i\varphi}|$ -fachen Feldamplitude und entlang der Zuleitung im Abstand der halben Wellenlänge

zur Verdopplung der Feldstärke (vgl. Abbildung 3.1). Erfolgt die Lösung des Oberflächenintegrals nun am Ort des maximalen elektrischen Feldes, so gilt mit Gleichung (3.3) eine Stehwellengüte  $Q_1$  von

$$Q_1 = \frac{\omega_0 \varepsilon_0 Z_{mn} \iiint |\vec{E}_1|^2 dV}{\iint |\vec{E}_1|^2 dA} = \frac{|1 + e^{i\varphi}|^2}{4} \frac{\omega_0 \varepsilon_0 Z_{mn} \iiint |\vec{E}|^2 dV}{\iint |\vec{E}|^2 dA} = \frac{|1 + e^{i\varphi}|^2}{4} Q_{ext}. \quad (3.4)$$

Zu einem ähnlichen Ergebnis führt auch die Subtraktion beider Wellen, wobei entsprechend der vorangegangenen Betrachtung mit

$$Q_2 = \frac{\omega_0 \mu_0 \iiint |\vec{H}_2|^2 dV}{Z_{mn} \iint |\vec{H}_2|^2 dA} = \frac{|1 - e^{i\varphi}|^2}{4} \frac{\omega_0 \mu_0 \iiint |\vec{H}|^2 dV}{Z_{mn} \iint |\vec{H}|^2 dA} = \frac{|1 - e^{i\varphi}|^2}{4} Q_{ext} \quad (3.5)$$

nun die  $|1 - e^{i\varphi}|$ -fache Amplitude im Resonator und am Ort der selben Referenzfläche die doppelte magnetische Feldstärke zu berücksichtigen ist.

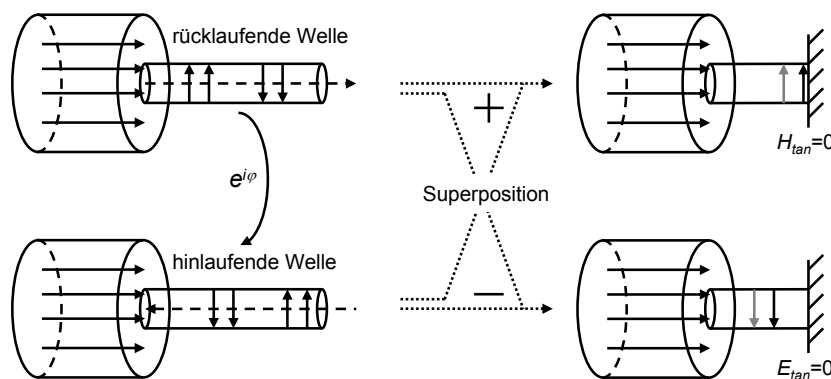


Abbildung 3.1: Transformation des Wanderwellen- in ein Stehwellenproblem (Quelle: in Anlehnung an [BAL1998]).

Durch Addition beider Einzelgüten erhält man die externe Güte  $Q_{ext}$  der Wanderwelle

$$Q_1 + Q_2 = \frac{|1 + e^{i\varphi}|^2}{4} Q_{ext} + \frac{|1 - e^{i\varphi}|^2}{4} Q_{ext} = Q_{ext}, \quad (3.6)$$

welche folglich auf der Grundlage zweier Eigenmode-Simulationen mit unterschiedlichen Randbedingungen der Referenzfläche ( $H_{tan} = 0$  und  $E_{tan} = 0$ ) bestimmt werden kann.

Diese Problemstellung lässt sich zweckmäßig mit CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup> aus der CST STUDIO SUITE<sup>™</sup> bearbeiten. Dessen Eigenmode-Solver (z. B. JDM) liefert sowohl die Feldverteilung, welche auf eine Gesamtenergie von  $U = 1$  J normiert ist, als auch die Resonanzfrequenz  $\omega_0$  der zu untersuchenden Mode. Zusammen mit dem Flächenintegral, das mit

$$\iint |\vec{F}|^2 dA = \frac{L_m}{M} \sum_{m=1}^M \frac{L_n}{N} \sum_{n=1}^N (|F_{m,n}|^2) \quad (3.7)$$

aus der Doppelsumme aller diskreten Feldpunkte  $F_{m,n}$  auf der rechteckigen Referenzfläche mit den Kanten  $L_M$  und  $L_n$  berechnet werden kann, folgen die Einzelgüten zu

$$Q_1 = \frac{2\omega_0 U}{\frac{1}{Z_{mn}} \frac{L_m}{M} \sum_{m=1}^M \frac{L_n}{N} \sum_{n=1}^N (|E_n|^2)} \quad \text{und} \quad Q_2 = \frac{2\omega_0 U}{Z_{mn} \frac{L_m}{M} \sum_{m=1}^M \frac{L_n}{N} \sum_{n=1}^N (|H_n|^2)}. \quad (3.8)$$

$M$  und  $N$  entsprechen der jeweiligen Gesamtzahl der diskreten Werte entlang jeder Kante. Die Berechnung der Summe wurde vom Autor als Post-Processing-Skript direkt im Programm implementiert, sodass unmittelbar nach Beendigung der Eigenmode-Simulation ein Ergebnis vorliegt.

Eine Vereinfachung ergibt sich für die TEM-Welle koaxialer Wellenleiter mit der Impedanz des Freiraums  $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0}$ . Aufgrund ihrer rotationssymmetrischen Feldverteilung reduziert sich das Flächenintegral unter Verwendung der Zylinderkoordinaten mit  $dA = r dr d\varphi$  und  $\int d\varphi = 2\pi$  zu einem Linienintegral

$$P = \frac{\pi}{Z_0} \int r |E_r|^2 dr = Z_0 \pi \int r |H_\varphi|^2 dr. \quad (3.9)$$

Dieses lässt sich als Summe über  $N$  diskrete Simulationswerte  $F_n$  für die Wegpunkte  $r_n$  entlang des Integrationspfades  $R$  zwischen Innen- und Außenleiter berechnen

$$\int r |\vec{F}|^2 dr = \frac{R}{N} \sum_{n=1}^N (|F_n|^2 r_n), \quad (3.10)$$

wodurch sich die jeweilige Stehwellengüte zu

$$Q_1 = \frac{2f_0 U}{\frac{1}{Z_0} \frac{R}{N} \sum_{n=1}^N (|E_n|^2 r_n)} \quad \text{und} \quad Q_2 = \frac{2f_0 U}{Z_0 \frac{R}{N} \sum_{n=1}^N (|H_n|^2 r_n)} \quad (3.11)$$

vereinfacht. Abbildung 3.2 zeigt hierzu beispielhaft die Feldverteilung auf der Stirnfläche des SRF-Gun-Hauptkopplers sowie die Feldkomponente entlang des Integrationspfades. In beiden Fällen beträgt die ermittelte externe Güte nach Gleichung (3.8) und (3.11) jeweils  $Q_{ext} = 4.59 \cdot 10^7$ .

Voraussetzung zur Anwendung der vorgestellten Methode ist eine ungestörte Feldverteilung auf der Integrationsfläche. Um dies zu gewährleisten, ist eine ausreichende Länge des Wellenleiters ( $> \lambda_z$ ) sicherzustellen.

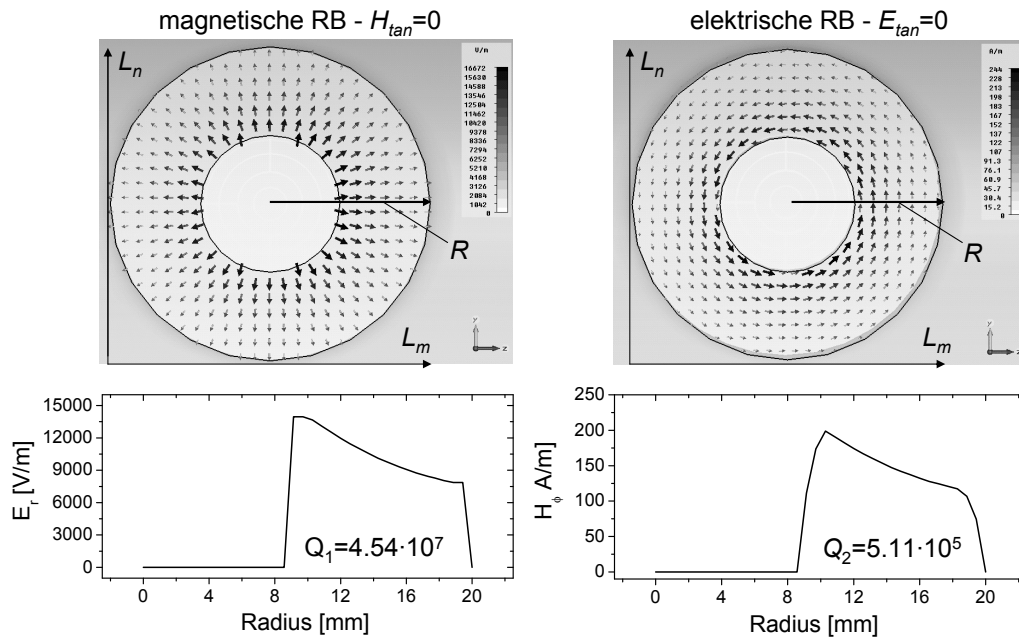


Abbildung 3.2: Feldverteilung auf der Stirnfläche des Hauptkopplers der SRF-Gun, dargestellt für die Randbedingung  $E_{tan} = 0$  und  $H_{tan} = 0$ . Die berechnete externe Güte für einen Abstand von 49.5 mm zwischen Kopplerspitze und Resonatorachse beträgt  $Q_{ext} = 4.59 \cdot 10^7$ .

### 3.1.1.2 Internes MWS Verfahren

Mit der Einführung der CST STUDIO SUITE™-Version 2006 enthält MICROWAVE STUDIO® eine interne Routine, die es ermöglicht, durch Definition eines Ports dessen externe Güte als Post Processing-Schritt im Anschluss an eine einzige Eigenmode-Simulation zu berechnen. Die hierfür verwendete Methode ist nicht näher dokumentiert, beruht aber nach [BAL2006] auf einer Erweiterung der Curl-Curl-Eigenwertgleichung durch einen zusätzlichen Term. Dieser berücksichtigt die Verluste im Port. Von dieser neuen Gleichung ausgehend werden nun die Pole (Eigenwerte) neu berechnet und die externe Güte mit

$$Q_{ext,MWS} = \frac{\text{Re}(EW)}{\text{Im}(EW)} \quad (3.12)$$

aus dem Verhältnis der neuen Eigenwerte  $EW$  bestimmt. Die Genauigkeit dieses Verfahrens liegt nach [BAL2006] im Bereich der Methode von P. Balleyguier. Genauere Informationen unterliegen der Verschwiegenheitspflicht der CST AG.

### 3.1.1.3 Methode nach Li und Rimmer

Eine dritte Methode zur Bestimmung der externen Güte ist in [RIM1998] beschrieben. Hierbei erfolgt die Lösung des elektromagnetischen Feldproblems für die relevante

Mode mit Hilfe der FDTD-Methode im Zeitbereich. Der Koppler wird hierzu reflektionsfrei abgeschlossen und der Resonator durch eine zusätzliche Quelle oder dem Kopplerport selbst angeregt. Die auf diese Weise im Resonator gespeicherte Energie  $U_0$  wird anschließend über eine endliche Zeit durch Wandverluste  $P_C$  und der externen Belastung  $P_{ext}$  durch den Koppler aufgebraucht. Die dies beschreibende Differenzialgleichung lautet

$$\frac{dU}{dt} = -(P_C + P_{ext}) = -\frac{\omega_0 U}{Q_L} \quad (3.13)$$

und führt mit

$$\text{a) } U(t) = U_0 \left( e^{-t/\tau} \right)^2 \quad \text{und} \quad \text{b) } \tau = \frac{2Q_L}{\omega_0} \quad (3.14)$$

zu einer bereits aus Gleichung (2.44) bekannten Lösung. Somit kann durch Ermitteln der Zeitkonstanten  $\tau$  und der Resonanzfrequenz  $\omega_0$  die belastete Güte und bei bekannter intrinsischer Güte mit Gleichung (2.19) auch die externe Güte des Kopplers aus dem simulierten Zeitverhalten bestimmt werden. Wichtig ist hierbei die isolierte Betrachtung nur einer Mode, indem der simulierte Frequenzbereich scharf auf deren Resonanz beschränkt bleibt. Damit ist gewährleistet, dass die gespeicherte Energie nur durch diese Mode über  $P_C$  und  $P_{ext}$  aufgebraucht wird. Wird wie in dieser Arbeit MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup> verwendet, ist ferner darauf zu achten, dass der zeitliche Verlauf aus Gleichung (3.14) mit

$$10 \log \left( \frac{U(t)}{U_0} \right) = m \cdot t \quad \text{und} \quad m = -10 \log(e^1) \frac{2}{\tau} \quad (3.15)$$

auf den maximalen Wert normiert und logarithmiert zur Verfügung steht. Die belastete Güte kann in diesem Fall direkt aus dem Anstieg  $m$  einer Geraden ermittelt werden:

$$Q_L = -10 \log(e^1) \frac{\omega_0}{m} \quad \text{mit} \quad [m] = \frac{\text{dB}}{\text{s}}. \quad (3.16)$$

Werden in der Simulation alle verlustbehafteten Materialien durch ideale Leiter (engl. perfect electric conductor, PEC) ersetzt, erhält man sofort die externe Güte des Kopplers. Abbildung 3.3 zeigt hierzu den simulierten Energieverlauf für das bereits in Abbildung 3.2 erwähnte Beispiel. Beide Koppelgüten stimmen sehr gut überein.

Der Vorteil der Methode nach Li und Rimmer besteht in der Möglichkeit, eine Eigenmode des Resonators gezielt anzuregen. Besonders bei höheren Moden hoher Frequenzen entfällt somit die zeitaufwändige Eigenmode-Simulation aller anderen Moden nied-

riger Frequenz und kann somit ein Zeitgewinn bedeuten. Die Methode funktioniert gleichermaßen für starke wie auch schwache Kopplungen, bei der laut [SHI2006] eine Genauigkeit gegenüber Messungen von 10 % erreicht werden kann. Da keinerlei Annahmen über die Natur der Koppelstrecke getroffen werden, lassen sich ebenso dielektrische Fenster und andere Verluste auf der Zuleitung berücksichtigen.

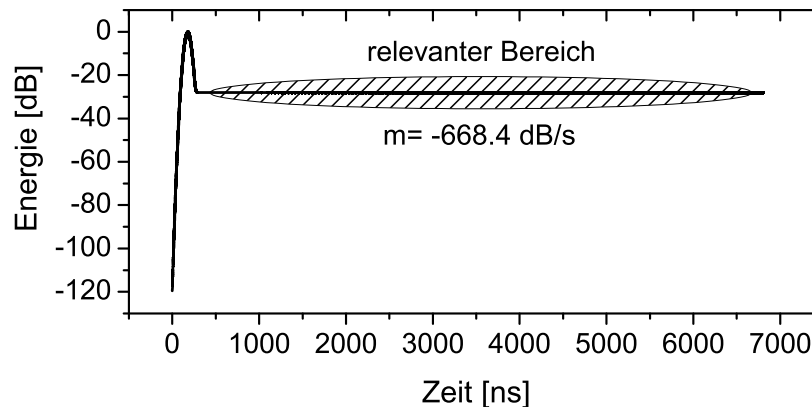


Abbildung 3.3: Simulierter Energieverlauf für den Hauptkoppler der SRF-Gun mit einem Abstand von 49.5 mm zwischen Kopplerspitze und Resonatorachse. Die resultierende Koppelgüte beträgt in diesem Fall  $Q_{ext} = 5.31 \cdot 10^7$ .

#### 3.1.1.4 Methode nach Kroll und Yu

Die vierte Methode nach [KRO1990] sei an dieser Stelle nur der Vollständigkeit halber erwähnt. Dieses Verfahren verwendet – wie auch das von P. Balleyguier – die Eigenlösungen des abgeschlossenen Resonator-Wellenleiter-Systems. Dabei wird die Frequenzvariation für verschiedene Längen des kurzgeschlossenen Wellenleiters bestimmt. Aus der damit einhergehenden Phasenverschiebung im Hohlleiter sowie der Frequenzverschiebung erhält man dann, anhand eines theoretischen Modells, den Koppelfaktor.

Die Methode liefert für starke Kopplungen zwischen Resonator und Wellenleiter exakte Werte. Bei schwachen Kopplungen, wie sie oft an supraleitenden Resonatoren auftreten, ist die Frequenzvariation hingegen zu gering um mit einem vertretbaren Zeitaufwand durch einen 3D-EM-Code aufgelöst zu werden. Dies wiegt umso schwerer, da zur Anpassung der Simulation an das Modell mindestens vier Simulationen erforderlich sind.

Ein Vergleich in [DHA2007] offenbart ferner für Güten größer als  $10^7$  starke Abweichungen gegenüber den bislang vorgestellten Methoden. In Verbindung mit supraleitenden Resonatoren ist deshalb eine der drei erstgenannten Verfahren zu bevorzugen. Hierbei sind die ersten beiden wiederum für das Grundmode-Passband und die Methode nach Li und Rimmer für die Bestimmung der Kopplung höherer Moden gut geeignet.

### 3.1.2 Praktische Bestimmung der externen Güte

Gemäß des in Kapitel 2.1.2 betrachteten zweifach gekoppelten Schwingkreises lassen sich die Koppelfaktoren mit Hilfe der messtechnisch zugänglichen S-Parameter  $S_{11}$ ,  $S_{22}$  und  $S_{21}$  bestimmen. Der hierbei für eine schwache Auskopplung mit  $|S_{22}| \approx 1$  zu empfehlende Zusammenhang lautet

$$\text{a) } \beta_{in} = \frac{(S_{11} + 1)^2}{1 - S_{11}^2 - S_{21}^2} = \left( \pm \sqrt{\frac{P_r}{P_i}} + 1 \right)^2 \frac{P_i}{P_C} \quad \text{und} \quad \text{b) } \beta_{out} = \frac{S_{21}^2}{1 - S_{11}^2 - S_{21}^2} = \frac{P_t}{P_C}, \quad (3.17)$$

wobei  $\beta_{in}$  den Koppelfaktor der Ein- und  $\beta_{out}$  den der Auskoppelantenne meint. Soll anstelle der S-Parameter die praktisch meist einfacher zugängliche Leistung verwendet werden, so ist der dissipierte Anteil mit  $P_C = P_i - P_r - P_t$  aus der Differenz von hin- und rücklaufender sowie transmittierter Leistung oder, falls möglich, anhand der kryogenen Verluste zu bestimmen. Ferner ist die positive Wurzel für den Fall einer überkritischen und die negative Wurzel für den Fall einer unterkritischen Einkopplung  $\beta_{in}$  zu verwenden. Unabhängig von der Art der Messung ist eine exakte Kalibrierung aller Kabeldämpfungen unerlässlich.

Zur Ermittlung der externen Güte ist nach Gleichung (2.20) nun noch die intrinsische Güte  $Q_0$  erforderlich, welche anhand der bekannten Koppelfaktoren und der belasteten Güte  $Q_L$  berechnet wird. Letztere kann dabei sowohl aus der 3dB-Bandbreite  $BW_{3dB}$  als auch anhand der Zeitkonstanten  $\tau$  – hier für die Feldstärkeabfall – ermittelt werden:

$$Q_0 = (1 + \beta_{in} + \beta_{out}) Q_L \quad \text{mit} \quad Q_L = \frac{f_0}{BW_{3dB}} = \frac{1}{2} \tau \cdot \omega_0. \quad (3.18)$$

Führt man nun in Gleichung (2.20) die normierte Shuntimpedanz  $r_S$  aus Gleichung (2.36) ein, so fällt auf, dass die externe Güte lediglich von der Windungszahl  $n_i$  bzw.  $n_o$  des Kopplers und damit von dessen Geometrie abhängt. Die externe Güte ist damit temperaturunabhängig und kann mit

$$Q_{in} = \frac{Q_0^{(RT)}}{\beta_{in}^{(RT)}} = \frac{Q_0^{(2K)}}{\beta_{in}^{(2K)}} \quad \text{und} \quad Q_{out} = \frac{Q_0^{(RT)}}{\beta_{out}^{(RT)}} = \frac{Q_0^{(2K)}}{\beta_{out}^{(2K)}} \quad (3.19)$$

sowohl bei Raumtemperatur (RT) als auch bei 2 K bestimmt werden.



### 3.1.3 Hauptkoppler

#### 3.1.3.1 Optimierung der Koppelgüte

In den bisherigen Überlegungen wurde der Resonator ohne den Strahlstrom  $I_b$  betrachtet. Um jedoch die erforderliche Koppelgüte  $Q_{in}$  bestimmen zu können, muss auch dessen Rückwirkung auf den Resonator beachtet werden. So induziert der Strahl, wie in Kapitel 5 ausführlich dargestellt, eine Spannung, die der Beschleunigungsspannung  $V_C$  (für den on crest-Fall) entgegenwirkt. Um dies zu modellieren kann Abbildung 2.6b um eine zweite Stromquelle  $I_b$  ergänzt werden. Wird dieses Netzwerk nun erneut gelöst, so erfolgt nach [PAD2008] eine Anpassung des Generators an den mit der Strahlleistung  $P_b$  zusätzlich belasteten und resonant angeregten Resonator unter der Bedingung:

$$Q_{in} = \frac{Q_0}{\beta_{in}} \quad \text{und} \quad \beta_{in} = 1 + \frac{P_b}{P_C}. \quad (3.20)$$

Wird der Resonator zudem maßgeblich durch den Strahl belastet ( $P_b \gg P_C$ ), gilt die Näherung

$$Q_{in} \approx Q_0 \frac{P_C}{P_b} = \frac{V_C^2}{2r_s P_b} = \frac{V_C}{2I_b r_s}. \quad (3.21)$$

Für die idealen Parameter, wie sie in den Spezifikationen (vgl. Anhang A) definiert sind, ergibt sich damit zunächst eine erforderliche externe Güte des Hauptkopplers von

$$Q_{in} = \frac{10^{10}}{1 + 9.4 \text{ kW} / 25.7 \text{ W}} \approx \frac{9.4 \text{ MV}}{2 \cdot 1 \text{ mA} \cdot 166.6 \Omega} = 2.82 \cdot 10^7. \quad (3.22)$$

Da jedoch in diesem frühen Stadium des Resonators nichts über dessen zukünftige Beschleunigungsspannung antizipiert werden kann, wird die externe Güte so gewählt, dass unter Verwendung des 3-Stub-Tuners (vgl. Abschnitt 4.2.1) ein möglichst breiter Bereich für eine maximale Strahlleistung von  $P_b = 9 \text{ kW}$  angepasst werden kann. Für kleine Gradienten wird der Strahlstrom demnach bis zur maximalen Leistung aufgefüllt. Die Leistungsgrenze resultiert aus den zur Verfügung stehenden Mikrowellenverstärkern (Klystron VKL7811St der Firma CPI bzw. Halbleiterverstärker BLA10kW CW 1300 MHz der Firma Bruker Biospin) und dem für eine maximale Leistung von 10 kW spezifizierten Hauptkoppler.

Die optimale Koppelgüte lässt sich nun durch Ersetzen der intrinsischen Güte nach Gleichung (2.38) auch in quadratischer Abhängigkeit zur Beschleunigungsspannung beschreiben:

$$Q_{in} = \frac{1}{(1 + P_b/P_C)} \frac{V_C^2}{2P_C r_s}. \quad (3.23)$$

Gleichzeitig schaffen die Gleichungen (2.5) und (2.19) unter Vernachlässigung der Auskopplung mit

$$Q_{in} = \frac{Q_0 Q_L}{Q_0 - Q_L} \quad \text{und} \quad Q_L = \frac{f_0}{BW} \quad (3.24)$$

eine Verknüpfung zur leicht messbaren Bandbreite  $BW$ .

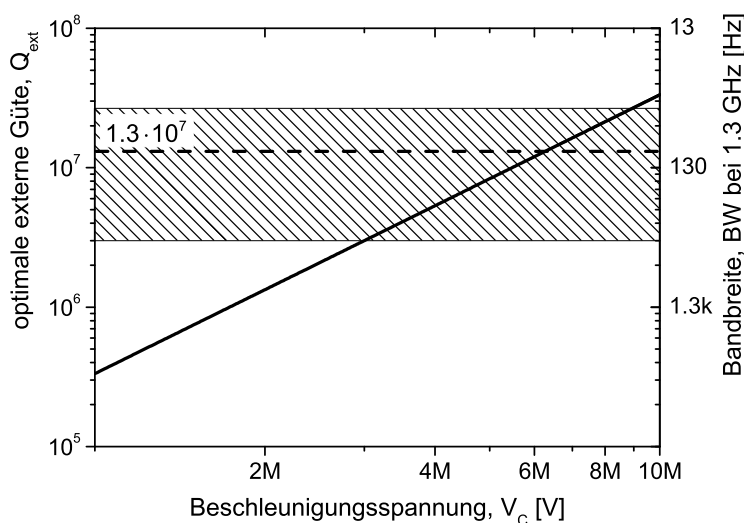


Abbildung 3.4: Darstellung der optimalen Koppelgüte  $Q_{in}$  in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung für  $P_C = 30$  W und  $P_b = 9$  kW. Innerhalb des schraffierten Bereichs kann der Generator mit Hilfe des 3-Stub-Tuners angepasst betrieben werden.

Wird nun die dissipierte Leistung unabhängig vom Gradienten als konstant betrachtet (hier:  $P_C = 30$  W), erhält man mit Abbildung 3.4 zunächst die optimale externe Güte und zusammen mit den hier vorgegriffenen Ergebnissen aus Abschnitt 4.2.1, welche dessen Manipulation um einen Faktor 0.2 bis 2 erlauben, schließlich eine ideale Koppelgüte von  $Q_{in} = 1.3 \cdot 10^7$ . Damit ist ein angepasster Betrieb trotz unterschiedlicher Beschleunigungsspannungen zwischen 3 MV und 9 MV bei gleichzeitig maximaler Strahlleistung von  $P_b = 9$  kW möglich.

Die oben getroffene Annahme konstanter intrinsischer Verluste ist dadurch gerechtfertigt, dass der Gradient des supraleitenden Resonators in der Regel durch die maximal mögliche Kühlleistung des Kryosystems begrenzt und der Resonator dementsprechend nahe dieser Grenze betrieben wird.

Beispielhaft seien nun drei Fälle veranschaulicht, welche einige Betriebsbedingungen widerspiegeln. Fall 1 entspricht dabei mit  $V_C = 3$  MV und  $I_b = 3$  mA dem Worst-Case-

Szenario, während Fall 3 mit  $V_C = 9$  MV und  $I_b = 1$  mA den Spezifikationen laut Anhang A sehr nahe kommt. Fall 2 liegt hingegen mit  $V_C = 4.5$  MV und  $I_b = 2$  mA konservativ zwischen beiden Fällen. Die optimale Koppelgüte sowie die entsprechende Bandbreite beträgt für jeden dieser Fälle nach Gleichung (3.23) und (3.24):

$$\begin{array}{ccc}
 \text{Fall 1} & \text{Fall 2} & \text{Fall 3} \\
 Q_{in} = 2.99 \cdot 10^6 & Q_{in} = 6.73 \cdot 10^6 & Q_{in} = 2.69 \cdot 10^7 \\
 BW = 434.7 \text{ Hz} & BW = 193.3 \text{ Hz} & BW = 48.4 \text{ Hz}.
 \end{array} \quad (3.25)$$

Diese Werte liegen im Bereich der ELBE-TESLA-Resonatoren und sind im Hinblick auf die zu erwartenden Frequenzvariationen als Folge von Druckschwankungen im Heliumsystem und Mikrophonie für den Betrieb geeignet.

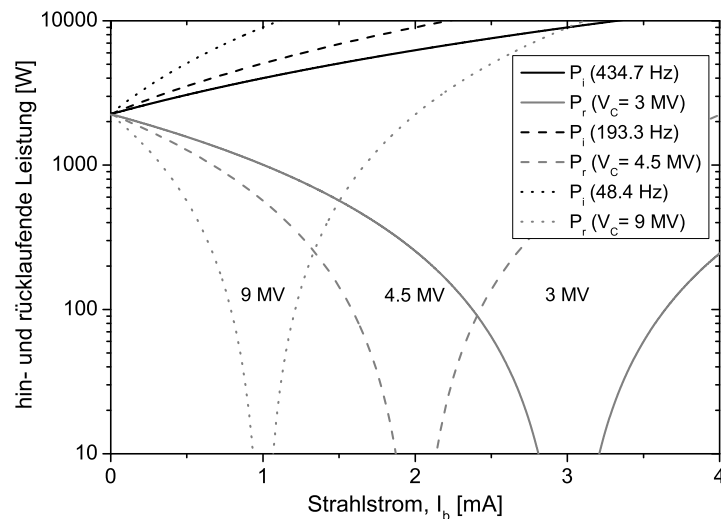


Abbildung 3.5: Hin- und rücklaufende Leistung ( $P_i$  und  $P_r$ ) für Fall 1 bis 3 in Abhängigkeit des Strahlstromes  $I_b$ .

Von Interesse sind nun einige Charakteristika bei begrenzter Generatorleistung  $P_{G,max}$  und jeweils konstanter Kopplung. Zu diesem Zweck werden die hin- und rücklaufende Leistung aus Gleichung (2.40) um die Strahlleistung  $P_b$  erweitert. Gemäß [PAD2008] gilt dann

$$\text{a) } P_i = P_C \frac{(1 + \beta_{in} + P_b/P_C)^2}{4\beta_{in}} \quad \text{sowie} \quad \text{b) } P_r = P_i - P_b - P_C \quad (3.26)$$

und man erhält mit

$$P_C = \frac{V_C^2}{2Q_0 r_s} \quad \text{und} \quad P_b = V_C I_b \quad (3.27)$$

zunächst die gesuchte Abhängigkeit der Leistung bezüglich des Strahlstromes (vgl. Abbildung 3.5). Diese Darstellung entspricht gleichsam dem realen Betriebsfall, bei

dem Beschleunigungsspannung und Kopplung optimiert und konstant sind, während der Strahlstrom beliebig variiert werden kann. Die vollständige vom Generator zur Verfügung gestellte Leistung wird dabei nur für den maximalen Strom (hier 1, 2 bzw. 3 mA) vom Strahl aufgenommen. Weicht die Beschleunigungsspannung hingegen von ihrem optimierten Wert ab, ist keine Anpassung möglich. Den entsprechenden linearen Zusammenhang zwischen dem dadurch reduzierten maximalen Strahlstrom  $I_b$  und der Beschleunigungsspannung  $V_C$  bei konstanter Bandbreite zeigt Abbildung 3.6.

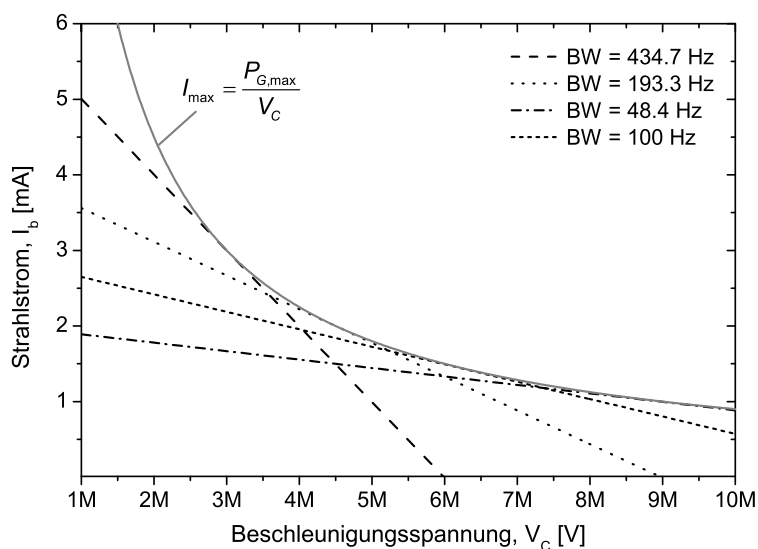


Abbildung 3.6: Strahlstrom in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung für verschiedene Bandbreiten und bei begrenzter Generatorleistung ( $P_{G,\max} = 9$  kW).

Aus Gründen der Betriebsicherheit gegenüber Druckschwankungen und Mikrophonie kann dieses Verhalten jedoch erwünscht sein. Im Falle der SRF-Gun ist man beispielsweise bestrebt, die Bandbreite trotz der einhergehenden Fehlanpassung möglichst groß zu wählen. Wie der Fall 2 zeigt, ist so beispielsweise trotz einer Bandbreite von  $BW \approx 200$  Hz noch die Erzeugung eines Elektronenstrahls mit einem mittleren Strom von 1 mA und einer Energie von 6.5 MeV möglich. Der angepasste Fall ermöglicht zum Vergleich 1.4 mA bei gleichzeitiger Halbierung der Bandbreite.

### 3.1.3.2 Messung der Koppelgüte

Die Anpassung der Antennenspitze an die zuvor berechnete optimale externe Güte der  $\pi$ -Mode erfolgt nun entsprechend den Betrachtungen aus Abschnitt 3.1.2 mit einem Netzwerkanalysator (hier: PNA E8363B) bei Raumtemperatur. Da die Genauigkeit der Messungen stark von der Kalibrierung der Kabelverluste abhängt, ist hierbei besondere Sorgfalt zu gewährleisten.

Weiterhin ist zu beachten, dass neben dem Kopplerflansch des Resonators insbesondere das Keramikfenster des in Kooperation mit der Stanford University entwickelten Hauptkopplers (vgl. Abbildung 3.7) großen Fertigungstoleranzen unterliegt. Da dieser im Gegensatz zu [MOE1999] keine Möglichkeit zur nachträglichen Korrektur der Antennenlänge besitzt, muss jeder Koppler exakt an den für ihn vorgesehenen Resonator angepasst werden. Wichtig ist hierbei eine Feldverteilung zu gewährleisten, wie sie im späteren Betrieb zu erwarten ist (vgl. Abbildung 3.20).

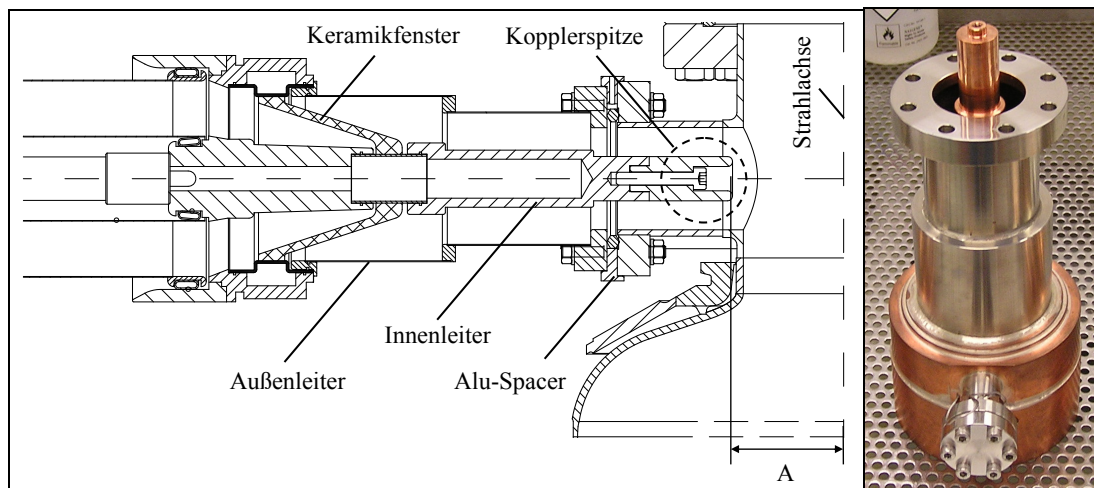


Abbildung 3.7: Technische Zeichnung (links) und Fotografie (rechts) des in Kooperation mit der Stanford University entwickelten FZD-Hauptkopplers, hergestellt von der Firma PINK GmbH.

Allgemein sollte, zur Vermeidung einer Verfälschung der Messung aufgrund von Übersprechen zwischen der Ein- und Auskoppelantenne (Crosstalk), durch den Resonator hindurch gemessen werden. Da die SRF-Gun jedoch über keine Möglichkeit zur Einkopplung von der Kathodenseite verfügt, ist eine zusätzliche Messantenne erforderlich. Ein entsprechender Messaufbau ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Zur Verbesserung des Signal-Rauschverhältnisses und zur Erhöhung der Messgenauigkeit ist eine möglichst kritische Kopplung ( $\beta \sim 1$ ) dieser Antenne zu wählen, wodurch die Resonanzfrequenz und die belastete Güte sinken. Gleichzeitig darf die Feldverteilung durch die Antenne jedoch nur wenig gestört werden.

In Tabelle 3.1 sind nun die nach Gleichung (3.17) und (3.18) ermittelten externen Koppelgüten für verschiedene Antennenlängen am Beispiel des aus großkristallinem Niob gefertigten Resonators (JLabLG) zusammengefasst. Demnach ist eine Distanz von 43.5 mm zwischen Antennenspitze und Rotationsachse erforderlich, um die geforderte Koppelgüte von  $Q_{in} = 1.3 \cdot 10^7$  zu erreichen. Ähnliche Distanzen können auch für die verbliebenen drei Resonatoren gefunden werden.

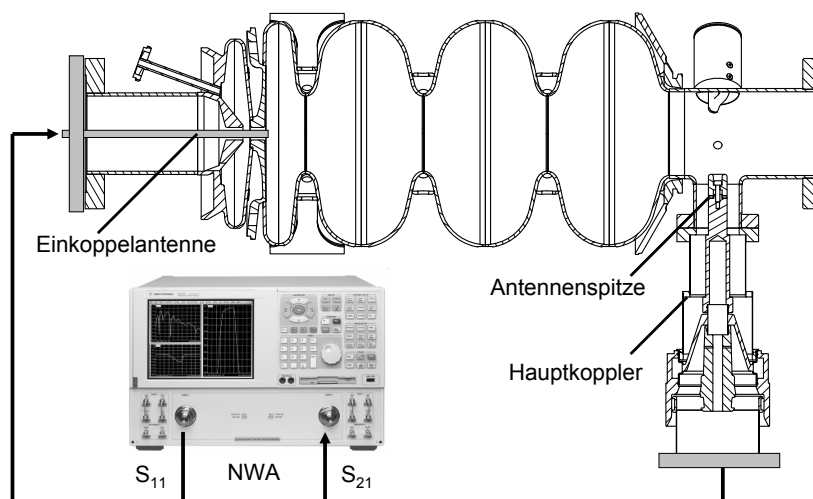


Abbildung 3.8: Einfacher Messaufbau zur messtechnischen Bestimmung der externen Koppelgüte des Hauptkopplers am SRF-Gun-Resonator.

Tabelle 3.1: Messwerttabelle der externen Koppelgüte für verschiedene Abstände  $A$  zwischen Antennenspitze und Strahlachse, hier am Beispiel des JLabLG-Resonators.

Abstand $A$ zur Achse [mm]	$S_{11}$	$S_{21}$	$\beta_{in}$	$\beta_{out}$	$Q_0$	$Q_{in}$
47.20	0.622	0.013592	0.233	$3.014 \cdot 10^{-4}$	8592	$2.851 \cdot 10^7$
45.20	0.622	0.016825	0.233	$4.619 \cdot 10^{-4}$	8593	$1.86 \cdot 10^7$
43.20	0.622	0.020606	0.233	$6.93 \cdot 10^{-4}$	8595	$1.24 \cdot 10^7$
41.20	0.622	0.025044	0.233	$1.024 \cdot 10^{-3}$	8598	$8.396 \cdot 10^6$
39.95	0.622	0.028462	0.233	$1.323 \cdot 10^{-3}$	8601	$6.501 \cdot 10^6$

Abbildung 3.9 zeigt abschließend einen Vergleich mit den zuvor ermittelten simulierten Werten aller drei Berechnungsverfahren. Diese stimmen sowohl untereinander als auch mit den gemessenen Werten sehr gut überein. Abweichungen bezüglich der Messergebnisse wären insbesondere auf einen Fehler bei der Bestimmung des realen Abstands zwischen Antennenspitze und Resonatorachse zurückzuführen.

### 3.1.3.3 Konditionierung

Im Anschluss an die Optimierung der externen Güte wird der Koppler nach Reinraummaßstäben gereinigt und zur abschließenden Beseitigung von Partikeln und Feldemittern zusammen mit dem Warmfenster aus Rexolite<sup>®</sup> einer Konditionierung unterzogen. Der Koppler wird hierzu gemeinsam mit einem zweiten auf einem speziell angepassten Hohlleiter befestigt und mit einem HF-Verstärker (hier: BLA10kW CW Amplifier 1300 MHz der Firma Bruker Biospin) verbunden. Der zweite Koppler ist mit einem Kurzschlusschieber verbunden, durch den die Phase der resultierenden stehenden Welle entlang des Kopplers so variiert werden kann, dass kritische Komponenten wie die

Kopplerspitze sowie das Warm- und Kaltfenster mit einem Spannungsmaximum beaufschlagt werden können. Bei maximaler Ausgangsleistung lassen sich diese somit bis zu einem Leistungsäquivalent von 40 kW konditionieren. Die gleichzeitige Überwachung des Kopplervakuums (Balzers TPG 251A mit PKR 250 Compact FullRange Gauge), der Temperaturen beider Fenster (Raytek Thermalert GP Monitor mit GPM Sensor) und des Innenleiters (PT100) sowie die Detektion von Lichtereignissen durch Photomultiplier (Hamamatsu H5783) ermöglichen eine vollständige Überwachung des Prozesses. Ausführlichere Informationen sind in [ABU2002] zu finden.

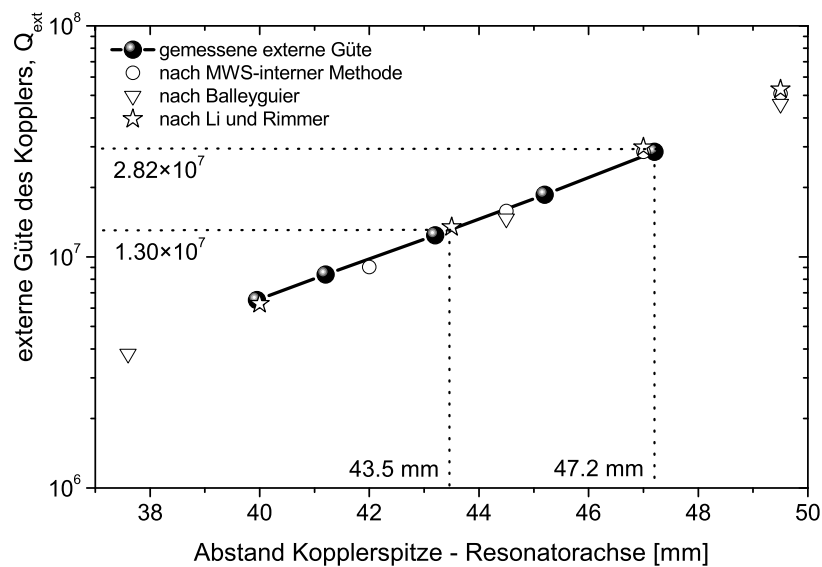


Abbildung 3.9: Gegenüberstellung der simulierten und der für den JLabLG-Resonator gemessenen externen Koppelgüten.

Für den am ACC300-Resonator verwendeten Koppler erfolgten zwei Trainingsläufe wobei die Abschaltsschwellen (Interlocks) für die Fenstertemperatur 70 °C, den Druck  $2 \cdot 10^{-6}$  mbar und die Lichtüberwachung 0.2 Lux betrug. Im ersten Trainingslauf (sog. Field Processing) wurde mit einer Pulsdauer von 10 ms und einer Periode von 300 ms trainiert. Nach 300 HF-Pulsen ohne Interlock wurde die vorgegebene HF-Leistung um 100 W bis zum Maximum von 10 kW erhöht. Hierbei traten 350 Licht-, 87 Vakuum- und 1 Temperatur-Interlock auf. Die maximale Temperatur des Kopplers betrug 73 °C. Im zweiten Trainingslauf wurde neben der HF-Leistung ebenfalls die Pulsdauer erhöht (in 10 %-Schritten von 1 ms auf 1 s). Bis zum Erreichen der Temperatur-Abschaltsschwelle bei 4.4 kW trat lediglich ein Vakuum-Interlock auf. Damit ist ein deutlicher Trainingseffekt zu erkennen, wonach der Koppler der SRF-Gun hinreichend für seinen späteren Einsatz vorbereitet ist. Alle Details diesbezüglich wurden [ABU2007] entnommen.

Eine Verbesserung zur beschriebenen Kopplerkonditionierung stellt die Verwendung eines resonanten Ringes aus Hohlleiter-elementen (WR650) dar. Aufgrund dessen Verstärkung von  $\sim 10$  dB ist ein Training bis zu einer Leistung von 100 kW unter Wanderwellenverhältnissen möglich. Die Methode wurde hinreichend getestet und ist in [HBU2010] beschrieben.

Die für JLab300 und JLabLG vorgesehenen Koppler konnten zum Zeitpunkt der Erstellung der Arbeit noch nicht konditioniert werden.

### 3.1.4 Grundmode-Pickup

Während des Betriebs eines Resonators im Umfeld eines Beschleunigers kommt es aufgrund verschiedener Störeinflüsse zur ungewollten Modulation der Resonanzfrequenz und in dessen Folge zu einem Amplituden- und Phasenfehler (vgl. Abschnitt 4.7). Zur Korrektur beider Fehler wird eine Regelung (engl. low level radio frequency, LLRF) verwendet, die ihre Regelgröße von einer kleinen schwach unterkritisch angekoppelten Messantenne, dem Grundmode-Pickup (engl. fundamental mode pickup), erhält. Am SRF-Gun-Resonator sind hierfür zwei Antennen vorgesehen. Eine befindet sich am Strahlrohr in der Ebene des Hauptkopplers und eine weitere im Choke-Filter, welcher über die Kathode mit dem Feld des Resonators gekoppelt ist (vgl. Abbildung 1.4). Letztere liefert, die besonders bei Raumtemperatur wichtige Möglichkeit, durch den Resonator hindurch messen zu können. Als Durchführungen kommen handelsübliche Keramikdurchführungen mit einem Dichtflansch für Sechskant-Aluminiumdichtung zum Einsatz.

Die externe Güte beider Pickups wird nun so gewählt, dass die an der Regelung zur Verfügung stehende Leistung bei maximalem Gradienten mindestens  $P_t \geq +16$  dBm beträgt. Wird nun der für TESLA-9-Zeller typische Wert von  $Q_{out} \approx 1 \cdot 10^{11}$  [KRE1996] auch für den SRF-Gun-Resonator verwendet, bleibt nach Gleichung (2.20) mit

$$P_t = \frac{Q_0}{Q_{out}} P_C = \frac{\omega_0 U}{Q_{out}} \approx 34 \text{ dBm} \quad \text{und} \quad U \approx 33 \text{ J} \quad (3.28)$$

stets ausreichend Reserve, um Kabelverluste auszugleichen.

Die Bestimmung der externen Güte des Strahlrohr-Pickups erfolgt nun in gleicher Weise wie die des Hauptkopplers über eine zusätzliche Messantenne von der Kathodenseite (vgl. Abbildung 3.8). Für das Choke-Pickup wechselt diese auf die Strahlrohrseite und ermöglicht so ebenfalls eine saubere Transmissionsmessung durch den Resonator hin-



durch. Die dabei erforderliche Kopplung zwischen Choke-Filter und Resonator erfolgt über eine Kathodenatmosphäre aus Kupfer, welche mit der Öffnung in der Halbzelle einen koaxialen Wellenleiter formt.

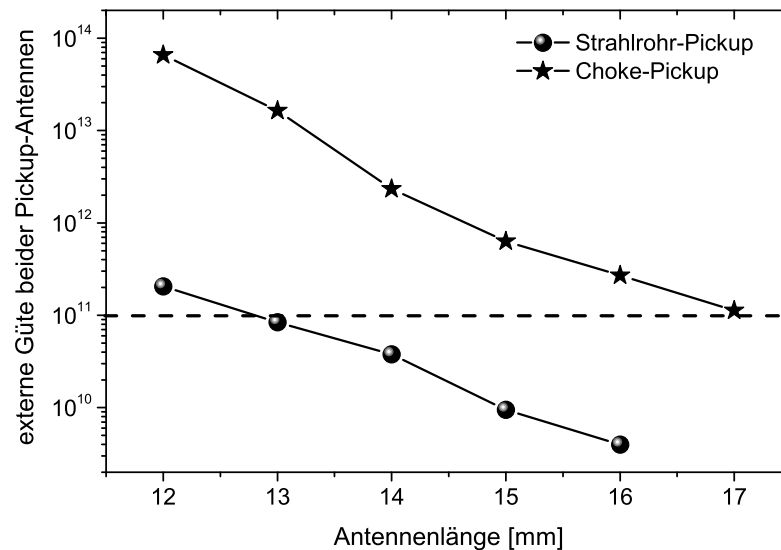


Abbildung 3.10: Externe Koppelgüten in Abhängigkeit der Antennenlänge für beide Pickup-Antennen am Beispiel des JLabLG-Resonators.

Die gemessenen Koppelgüten sind in Abbildung 3.10 für beide Antennen am Beispiel des JLabLG-Resonators dargestellt. Für einen Wert von  $Q_{out} \approx 1 \cdot 10^{11}$  ist demnach eine Antennenlänge von 13 mm für das Strahlrohr-Pickup bzw. 17 mm für das Choke-Pickup erforderlich. Diese Werte sind aufgrund verschiedener Toleranzen nicht allgemein gültig. Im Detail muss deshalb jeder Resonator – wie bereits während der Anpassung des Hauptkopplers erwähnt – separat betrachtet werden.

## 3.2 Vertikaler Performance Test

Einer der wichtigsten Schritte im Anschluss an die Herstellung eines supraleitenden Resonators ist die Bestimmung seiner intrinsischen Güte als Funktion des Gradienten ( $Q_0$  über  $E_{acc}$ ) im vertikalen Teststand. Dieser Test liefert neben der Performance des Resonators entscheidende Informationen über mögliche Ursachen, die zu deren Begrenzung führen. Die wesentlichen Symptome wie

- lokale thermische Instabilität (Quench),
- Medium-Field-Q-Slope und High-Field-Q-Drop (ohne Feldemission),
- Feldemission,

- resonante Sekundärelektronenvervielfachung (Multipacting),
- Einlagerung von Hydridverbindungen in der Oberfläche (Q-Disease) und
- erhöhter Oberflächenrestwiderstand (Residual Resistance)

lassen sich dabei anhand ihrer charakteristischen Gütekennlinie identifizieren (vgl. Abbildung 3.11). Eine ausführliche Übersicht über die möglichen Ursachen und deren Bekämpfung ist beispielsweise in [RES2007] dargestellt.

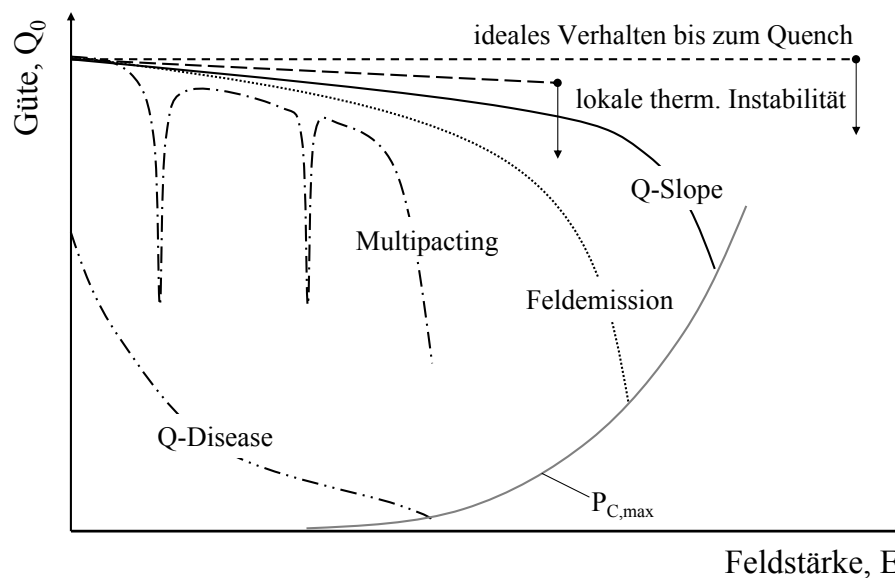


Abbildung 3.11: Schematische Darstellung charakteristischer Güteverläufe in Anlehnung an [RES2007] für verschiedene leistungslimitierende Mechanismen eines supraleitenden Resonators.

### 3.2.1 Vorbetrachtung

Wesentlich in diesem Zusammenhang ist die Präparation des Resonators im Vorfeld dieser Messung. Ausführliche Studien hierzu wurden in den letzten vier Jahrzehnten an verschiedenen Instituten weltweit (z. B. Cornell University, Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab), Thomas Jefferson National Accelerator Facility (TJNAF oder JLab), Deutsches Elektronen-Synchrotron (DESY)) vorangetrieben. Dabei konnte die erreichbare elektrische Beschleunigungsfeldstärke  $E_{acc}$  von wenigen MV/m auf über 40 MV/m verbessert werden. Im Falle der SRF-Gun-Resonatoren wird die am DESY etablierte Standardpräparation nach [MTH2007] verwendet. Diese besteht im Anschluss an die Fertigung aus folgenden Prozessschritten:

- Entfetten und Spülen des Resonators,

- grobes chemisches Ätzen unter Anwendung des elektrochemischen Polierverfahrens (engl. electrochemical polishing, EP) oder des chemischen Standardbeizverfahrens (engl. buffered chemical polishing, BCP) zum Abtrag der durch Fertigung und Handling beschädigten Oberfläche (100-150  $\mu\text{m}$ ),
- Beseitigung der Oberflächen von chemischen Resten mittels Ultraschallreinigung in deionisiertem Wasser und Spülen mit Alkohol,
- Wärmebehandlung im Vakuumofen bei 800 °C zur Reduzierung des Wasserstoffanteils im Niobmaterial,
- Frequenz- und Feldprofiluning nach [ARN2006] sowie mechanische Prüfung des Resonators (letztmalige Korrektur möglich),
- erneutes Entfetten und Spülen des Resonators im Ultraschallbad,
- leichtes chemisches Ätzen mit EP oder BCP zur Beseitigung von Beschädigungen durch Handling und möglicher Kontamination im Vakuumofen,
- erneute Beseitigung von chemischen Resten auf der Oberfläche mittels Ultraschallreinigung in deionisiertem Wasser und Spülung mit Alkohol,
- zweimaliges Hochdruckspülen des Resonators mit ultrareinem Wasser bei 100 bar (engl. high pressure rinsing, HPR) zur Reduktion von Feldemissionsquellen wie Oberflächenanhaftungen,
- Trocknung in Klasse 10-Reinraumumgebung (nach ASTM-Norm),
- Anbau der erforderlichen Teilkomponenten wie Antennen und Flansche,
- letzte Oberflächenreinigung durch Spülen mit Alkohol und sechsmaliges Hochdruckspülen (kritischster Reinigungsschritt im Hinblick auf Feldemission),
- Trocknung in Klasse 10-Reinraumumgebung (nach ASTM-Norm),
- Anbau der Testantenne (kritischster Montageschritt),
- Ausheizen bei 120 °C für zwei Tage,
- Einbau in den vertikalen Kryostaten und Messung der Gütekennlinie.

Eine detailliertere Übersicht über Prozesszeiten, Prozessparameter und weitere Zwischenschritte ist in [VDH2007] veröffentlicht. Da die Präparation wesentlich über die Qualität der Resonatoren entscheidet, unterliegen die einzelnen Schritte ständigen Verbesserungen. Das gesamte Potential dieser Entwicklung lässt sich für den SRF-Gun-

Resonator jedoch nur zum Teil nutzen. Insbesondere kann das besser geeignete elektrochemische Polierverfahren aufgrund der komplizierten Zellgeometrie nicht angewendet werden. Stattdessen wird auf das chemische Standardbeizverfahren zurückgegriffen. Zusätzlich erfordert die Geometrie von Choke-Filter und Halbzelle auch eine Modifikation der Hochdrucklanze des HPR-Systems (vgl. Abbildung 3.12) und erschwert damit die Reinigung zusätzlich.

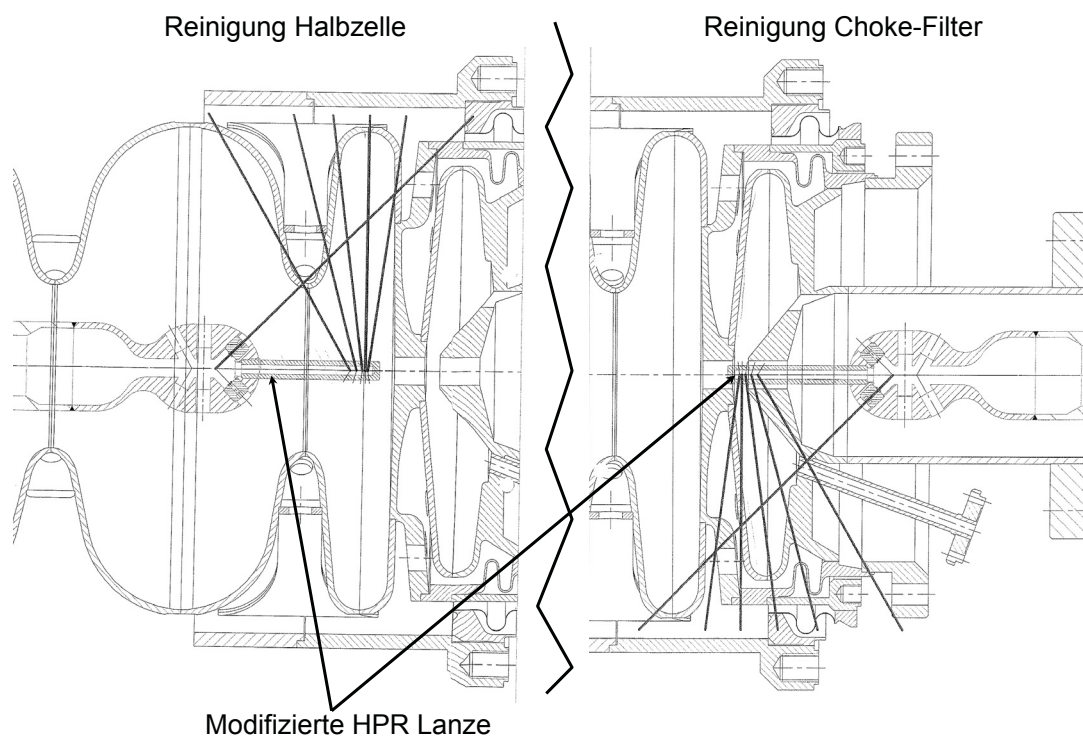


Abbildung 3.12: Schematische Darstellung der Reinigung von Halb- und Chokezelle mit einem modifizierten Reinigungskopf der Hochdrucklanze.

Die Messung der Gütekennlinie erfolgt ohne Heliumtank, indem der Resonator mit allen Anbauteilen in vertikaler Lage vollständig in ein Heliumgefäß verbracht und zunächst auf eine Temperatur von 4 K heruntergekühlt wird. Ausführliche Details zum gesamten Testsetup sind u. a. in [POW2005] publiziert. In der Regel besitzt der Resonator neben der Testantenne zur Einkopplung der erforderlichen Leistung eine weitere, schwächer gekoppelte, Antenne als Feldprobe. Ihr Einfluss wird in der Regel aufgrund der meist schwachen Koppelung ( $\beta_{out} \ll 1$ ) vernachlässigt (vgl. [KNO1991]). Ist dies hingegen nicht möglich, folgt die intrinsische Güte gemäß Abschnitt 3.1.2 mit

$$Q_0 = (1 + \beta_{in} + \beta_{out}) \frac{\omega_0 \tau}{2}$$

aus der Zeitkonstante  $\tau$  sowie den beiden Koppelfaktoren

$$\beta_{in} = \left( \pm \sqrt{\frac{P_r}{P_i}} + 1 \right)^2 \frac{P_i}{P_C} \quad \text{und} \quad \beta_{out} = \frac{P_t}{P_C} \quad \text{mit} \quad P_C = P_i - P_r - P_t.$$

Die korrekte Wahl des Vorzeichen orientiert dabei an der Art der Kopplung (pos. = überkritisch, neg. = unterkritisch), welche wiederum anhand des transienten Verlaufs der reflektierten Leistung abgelesen werden kann (vgl. Abbildung 2.7).

Zusammen mit der normierten Shuntimpedanz  $r_S$  und dem Beschleunigungsweg  $L$  lässt sich nun nach Gleichung (2.38) auch der effektive Beschleunigungsgradient  $E_{acc}$  berechnen:

$$E_{acc} = \frac{1}{L} \sqrt{2r_S Q_0 P_C} = \frac{V_C}{L} = \kappa_{acc} \sqrt{U} \quad \text{mit} \quad \kappa_{acc} = \frac{1}{L} \sqrt{2r_S \omega_0}. \quad (3.29)$$

Da der Gradient einer Mode lediglich von ihrem Energiegehalt  $U$  abhängt, kann der übrige Teil der Gleichung in einer Proportionalitätskonstante  $\kappa_{acc}$  zusammengefasst werden.

Sind die intrinsische Güte und die Koppelfaktoren einmal bestimmt, ist auch die externe Koppelgüte der Auskopplung  $Q_{out}$  bekannt und die Messung vereinfacht sich zu

$$\text{a) } Q_0 = \frac{P_t}{P_C} Q_{out} \quad \text{und} \quad \text{b) } E_{acc} = \frac{1}{L} \sqrt{2r_S Q_{out} P_t}. \quad (3.30)$$

Durch den Wegfall der Betrachtung des transienten Verlaufs kann die Messung wesentlich beschleunigt im Dauerstrichbetrieb (engl. continuous wave, CW) durchgeführt werden.

Da sowohl die intrinsische Güte als auch die Feldstärke auf eine reine HF-Leistungsmessung reduziert wird, ist eine exakte Kalibrierung aller Messkabel von entscheidender Bedeutung. Eine Fehlerabschätzung in [POW2005] zeigt, dass der Koppelkoeffizient der Einkopplung zur Minimierung des Messfehlers zwischen  $0.5 \leq \beta_{in} \leq 2$  gewählt werden sollte.

Im Hinblick auf die Vergleichbarkeit der verschiedenen Resonatoren untereinander, empfiehlt sich ferner eine Betrachtung der maximalen elektrischen Feldstärke  $E_{peak}$  auf der Oberfläche der Zellen sowie entlang der Rotationsachse:

$$E_{peak} = \kappa_{peak} \sqrt{U} \quad \text{mit} \quad U = \frac{Q_0 P_C}{\omega_0} = \frac{Q_{out} P_t}{\omega_0}. \quad (3.31)$$

Die erforderliche Proportionalitätskonstante  $\kappa_{peak}$  kann dabei mit Hilfe einer Feldsimulation (z. B. MWS) numerisch bestimmt werden.

### 3.2.2 Die intrinsischen Güte als Funktion der Feldstärke

Von den vier gefertigten Resonatoren wurden drei (ACC300, JLab300 und JLabLG) mehrfach chemisch präpariert und anschließend im vertikalen Testkryostaten vermessen. Aufgrund der Vergleichbarkeit mit späteren Messungen im SRF-Gun-Kryostaten (vgl. Abschnitt 4.4) wird im Folgenden nur der ACC300-Resonator betrachtet. Die übrigen Ergebnisse sind in [AAR2011] veröffentlicht. Die Präparation des Resonators erfolgte dabei – in Anlehnung an den oben erwähnten Standard – jeweils zweimal durch das DESY und die Research Instruments GmbH. Alle vier sich anschließenden vertikalen Tests wurden dann unter Nutzung der Test-Infrastruktur des DESY durchgeführt.

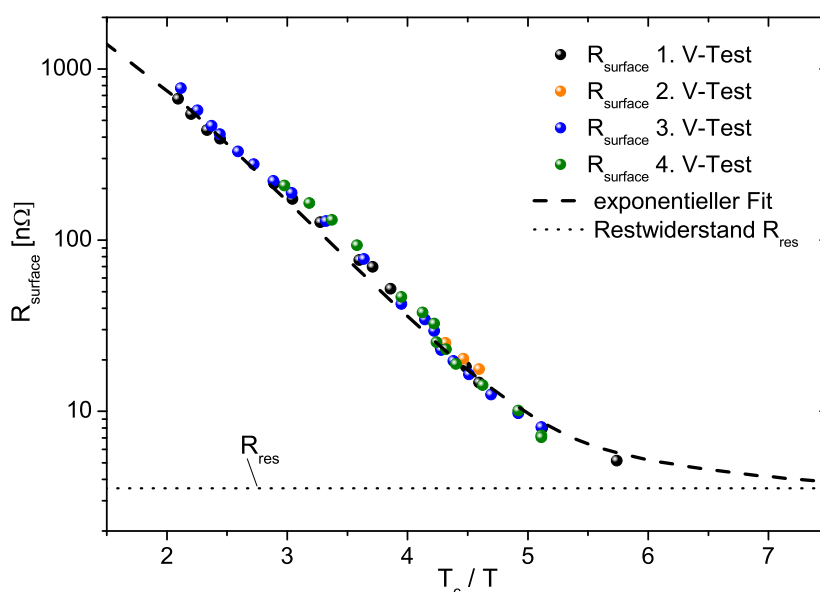


Abbildung 3.13: Oberflächenwiderstand  $R_{\text{surface}}$ , aufgetragen für alle vier Messungen über der normierten Temperatur  $T_c/T$ .

Während des Abkühlens (engl. Cool-down) von 4.4 K auf 1.6 K werden zunächst die intrinsischen Güten für verschiedene Temperaturen bestimmt. Hierbei wird die Kopplung der variablen Einkoppelantenne der steigenden Güte angepasst, um den Messfehler zu minimieren. Unter Verwendung der Geometriekonstante (vgl. Gleichung (2.111)), welche mit  $G = 242 \Omega$  anhand einer numerischen Simulation (Anhang A) bestimmt wird, lässt sich ferner der Oberflächenwiderstand in Abhängigkeit der Temperatur bestimmen. Eine entsprechende Darstellung für alle vier Messungen zeigt Abbildung 3.13. Hierbei ist der Oberflächenwiderstand über der, auf die Sprungtemperatur  $T_c$  normierten Heliumtemperatur aufgetragen.

Nach [PRO1996] lässt sich dieser Widerstand für Temperaturen  $T$  kleiner als die halbe Sprungtemperatur  $T_c$  ebenfalls theoretisch beschreiben:

$$R_{surface} = A_s \omega_0^2 \frac{1}{T} e^{-\frac{\Delta}{k_B T}} + R_{res} \quad \text{für } T < T_c/2. \quad (3.32)$$

Hierbei ist  $k_B$  die Boltzmann-Konstante,  $\Delta$  ein für Supraleiter charakteristischer Bandabstand um das Fermi-Niveau und  $A_s$  ein Materialparameter, der von der Fermi-Geschwindigkeit, der Londonschen Eindringtiefe, der Kohärenzlänge sowie der mittleren freien Weglänge der Elektronen abhängt. Der erste Term folgt dabei der BCS-Theorie, während der zweite Term den verbleibenden Oberflächenrestwiderstand  $R_{res}$  berücksichtigt und somit ein Maß für die Qualität der Nioboberfläche sowie des Präparationsprozesses ist. Eine exponentielle Regression der Messpunkte liefert folgende Parameter

$$A_s = 2.46 \cdot 10^{-15} \frac{\Omega \cdot K}{\text{Hz}^2}; \quad \frac{\Delta}{k_B} = 17.71 \text{ K}; \quad R_{res} = 3.56 \text{ n}\Omega, \quad (3.33)$$

wobei sowohl der Restwiderstand von  $R_{res}=3.56 \text{ n}\Omega$  als auch die erreichte Leerlaufgüte von  $Q_0 = 3 \cdot 10^{10}$  bei 1.8 K auf eine hohe Oberflächenreinheit deuten.

Die ebenfalls während des Cool-downs bestimmte temperaturunabhängige externe Güte des Strahlrohr-Pickups liegt mit einem Mittelwert von  $\bar{Q}_{pickup} = 6.6 \cdot 10^{11}$  etwas oberhalb des bei Raumtemperatur eingestellten Wertes, liefert aber dennoch ausreichend Pegel zur Regelung von Amplitude und Phase.

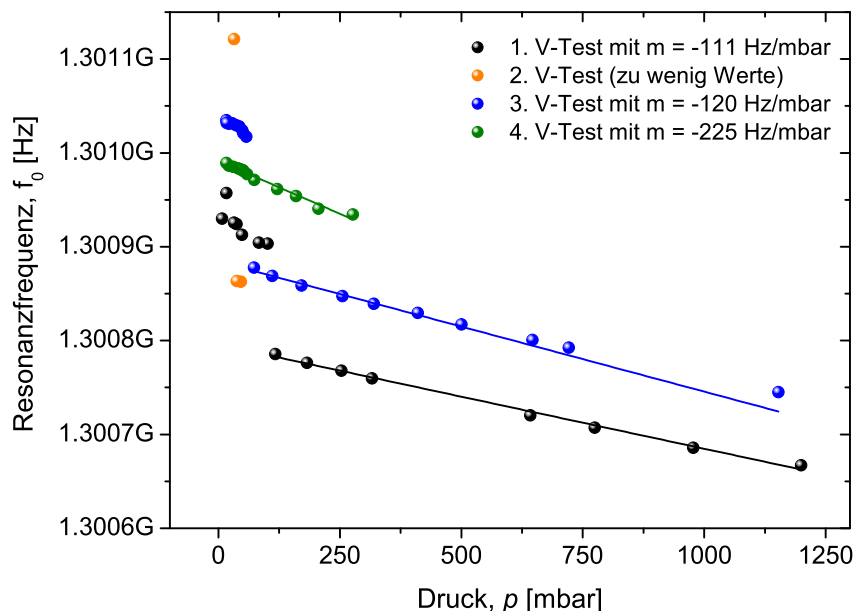


Abbildung 3.14: Druckempfindlichkeit der Resonanzfrequenz während aller vier Messungen.

Eine weitere wichtige Eigenschaft ist die Druckempfindlichkeit des Resonators. Diese wird anhand der Resonanzfrequenzänderung während des Absenkens des Heliumdru-

ckes zur Reduzierung der Temperatur und anschließender linearer Regression bestimmt (vgl. Abbildung 3.14). Die dabei gefunden Werte überschreiten mit 110-225 Hz/mbar die für TESLA-Resonatoren üblichen Werte von 10 Hz/mbar [AUN2000] um ein Vielfaches und könnten während des späteren Betriebs zu Schwierigkeiten führen. Durch die Montage des Heliumtanks und der beiden Tuner ist jedoch mit einer Erhöhung der Steifigkeit und einer Verringerung der Druckempfindlichkeit zu rechnen.

Die eigentliche Bestimmung der Gütekennlinie erfolgt im Anschluss an den Cool-down. Für jeden der vier vertikalen Tests wird dabei eine Temperatur von 1.8 K gewählt. Da die Kopplung der Feldprobe bereits bekannt ist, kann die Messung nach Gleichung (3.30) beschleunigt werden. Das zugehörige maximale axiale elektrische Feld ergibt sich unabhängig davon aus Gleichung (3.31). Die erforderliche Proportionalitätskonstante in der Mitte einer der drei TESLA-Zellen beträgt  $\kappa_{peak} = 8.8 \text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{J}^{-1/2}$ . Das Verhältnis zwischen diesem Spitzenfeld  $E_{peak}$  und dem effektiven Beschleunigungsfeld  $E_{acc}$  ist mit einem Wert von 2.66 etwas größer als das für TESLA-9-Zeller.

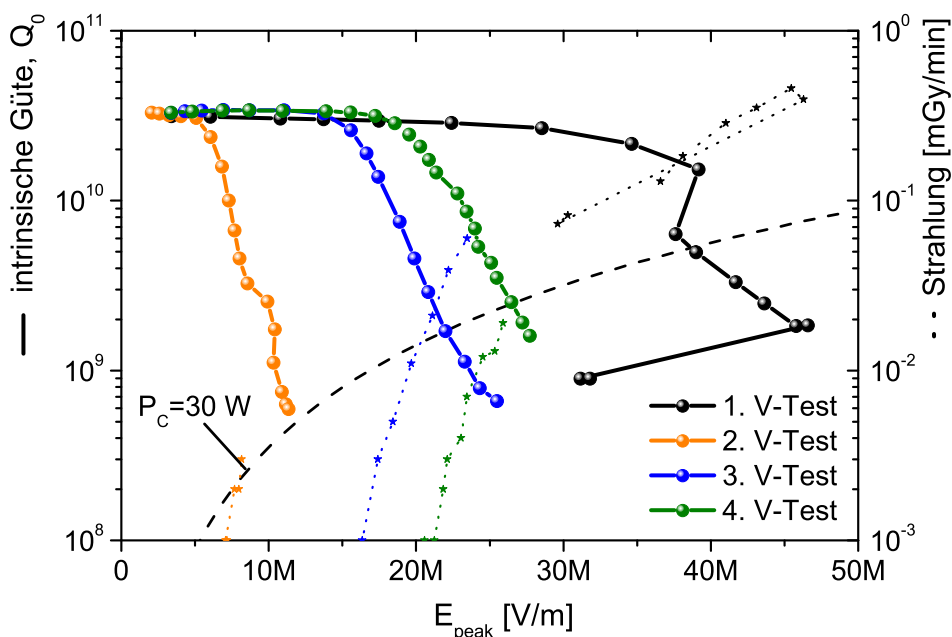


Abbildung 3.15: Gegenüberstellung der  $Q_0$  über  $E_{peak}$ -Kurven für die  $\pi$ -Mode, welche in vier unterschiedlichen Tests ermittelt wurden.

In Abbildung 3.15 ist nun das Ergebnis aller vier Tests für die  $\pi$ -Mode gegenübergestellt. Die Abbildung enthält dabei neben der ermittelten Güte auch die gemessene Strahlungsleistung sowie den berechneten Verlauf der Güte bei konstanter Verlustleistung ( $P_C=30 \text{ W}$ ). Während des ersten Tests wurde demnach mit  $E_{peak}=39 \text{ MV/m}$  die höchste Feldstärke bis zur erlaubten Verlustgrenze erreicht. Zwei auftretende Sprünge



der Güte (engl. Q-switch) sind, wegen der plötzlich einsetzenden Strahlung auf die Aktivierung eines Feldemitters und dessen darauffolgender Zerstörung zurückzuführen.

Eine anschließende Hochdruckspülung (HPR) zur Verringerung der Feldemitter führte unglücklicherweise zur Kollision zwischen der Spülanze und der Halbzelle des Resonators und in dessen Folge zu einem massiven Performanceverlust (vgl. Abbildung 3.15, 2. V-Test). Trotz aufwändiger Reparatur- und Präparationsversuche konnte die ursprüngliche Gütekennlinie auch in den folgenden zwei Vertikaltests nicht wieder hergestellt werden.

In allen vier Tests stieg die Strahlungsleistung mit fallender Güte stark an. Die Werte sind aufgrund unterschiedlicher Testplätze nicht absolut vergleichbar. Dennoch wird deutlich, dass die Performance des Resonators durch die einsetzende Feldemission begrenzt wird. In keinem der Tests konnte ein Quench festgestellt werden.

### 3.2.3 Identifizierung limitierender Zellen

Zur Identifizierung der limitierenden Zelle existiert neben der Methode des Temperature Mapping [PAD2008] und der Second Sound-Ortung [CON2009] eine weitere einfache Variante. Hierbei wird das maximale Achsenfeld in jeder Zelle und für jede der vier Passband-Moden anhand der gespeicherten Energie nach Gleichung (3.31) ausgewertet. Alle dafür erforderlichen Proportionalitätskonstanten  $\kappa_{peak}$  sind in Abbildung 3.16 auf der Grundlage der Simulationsergebnisse (vgl. Anhang B) für das komplette Grundmode-Passband zusammengefasst.

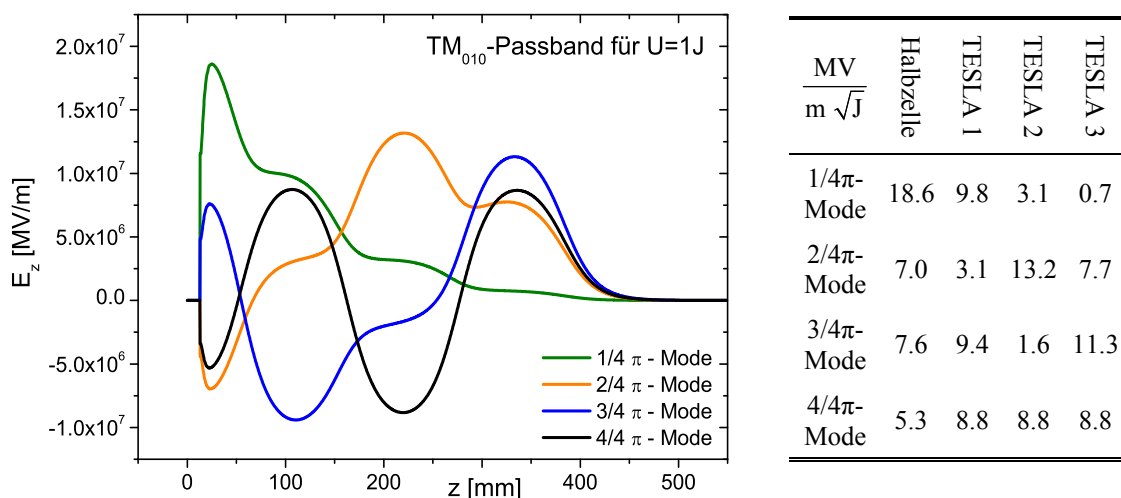


Abbildung 3.16: Feldverteilung und Proportionalitätskonstanten  $\kappa_{peak}$  aller Grundmoden. Letztere werden anhand des axialen elektrischen Feldes in der Mitte jeder Zelle ermittelt.

Aufgrund der unterschiedlichen intrinsischen Güte ( $10^9 \leq Q_0 \leq 10^{10}$ ) und Feldverteilung der vier Moden, ist eine Anpassung der Kopplung während des vertikalen Tests erforderlich. Die hierzu am DESY verwendete Standardantenne überdeckt mit einem Hub von 30 mm einen weiten Bereich der einstellbaren externen Güte (vgl. Abbildung 3.17). Demnach ist für die oberen drei Moden des Passbands ein nach [POW2005] geforderter Koppelfaktor von  $0.5 \leq \beta_{in} \leq 2$  zur Minimierung des Messfehlers sichergestellt. Für die  $1/4\pi$ -Mode vergrößert sich hingegen die Messunsicherheit aufgrund des geringeren Koppelfaktors ( $0.02 \leq \beta_{in} \leq 0.4$ ) bis auf 25 %.

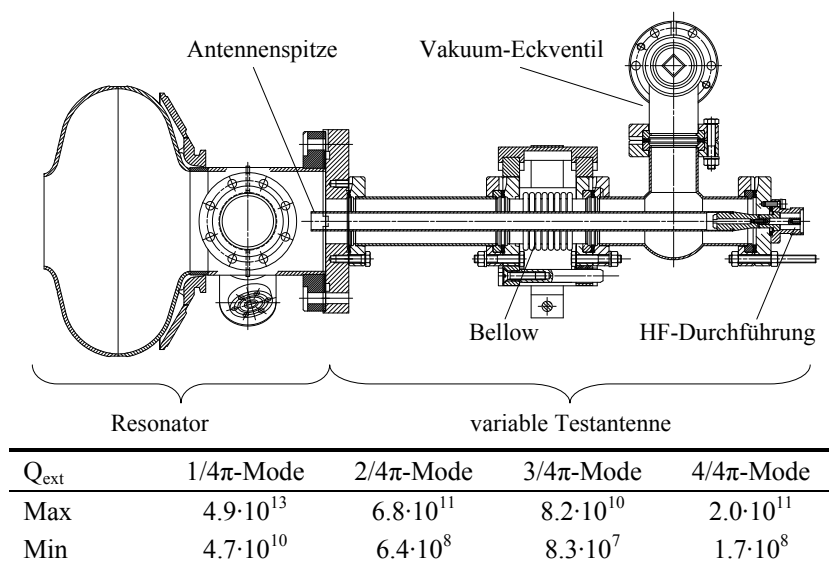


Abbildung 3.17: Zeichnung der variablen DESY-Testantenne sowie die am SRF-Gun-Resonator gemessenen externen Koppelgüten aller vier Passband-Moden [KRE2007].

Eine Gegenüberstellung der Gütekennlinien aller vier Moden je Zelle liefert nun die gewünschte Information über den limitierenden Ort während des Tests. Anhand der konkreten Messung während des letzten vertikalen Tests des ACC300-Resonators (vgl. Abbildung 3.18) zeigt sich, dass die Güte unabhängig von der gemessenen Mode und deren Feldverteilung in den restlichen Zellen, für die Halbzelle stets den gleichen Verlauf nimmt. Damit ist diese Zelle mit hoher Sicherheit für die Begrenzung in Folge starker Feldemission verantwortlich. Dies ist aus zwei Gründen plausibel. Zum einen ereignete sich in dieser Zelle die Kollision, deren Schäden möglicherweise nicht vollständig entfernt werden konnten und zum anderen wurde, um weitere Beschädigungen zu vermeiden, auf die Verwendung der modifizierten Lanze (Abbildung 3.12) verzichtet. Da der Reinigungsprozess der Halb- und der Chokezelle mit der Standardlanze weniger effektiv ist, könnten so Feldemitter im Resonator verblieben sein.

In jedem Fall muss deshalb der Hochdruckreinigung höchste Aufmerksamkeit geschenkt werden, um Beschädigungen zu vermeiden und eine mit den Standardzellen vergleichbare Reinigung zu gewährleisten.

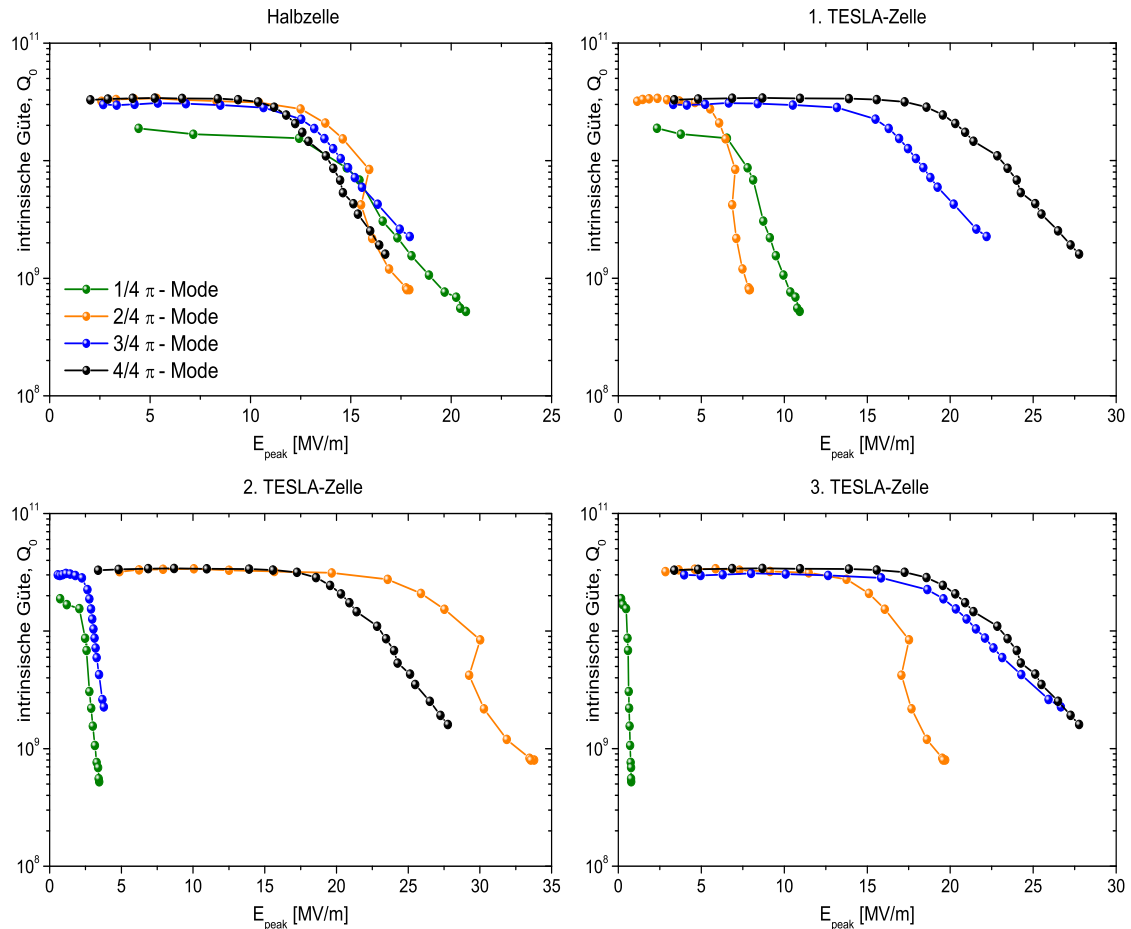


Abbildung 3.18: Gegenüberstellung der Gütekennlinien aller vier Passband-Moden für die Mitte der jeweils betrachteten Zelle.

Trotz dieser Erkenntnis musste zur Wahrung des Zeitplans auf eine weitere Präparation mit anschließendem Test verzichtet werden. Stattdessen soll nach Anschweißen des Heliumtanks durch die abschließende Reinigung eine Verbesserung erzielt werden.

### 3.3 Feldprofilmessung und Tuning

Nachdem die Performance eines Resonators ermittelt wurde, besteht letztmalig die Möglichkeit, sowohl die Resonanzfrequenz als auch das Feldprofil zu korrigieren. Hierbei müssen alle Einflüsse der verbleibenden Prozessschritte wie die Tunervorspannung, der verbleibender Ätzabtrag sowie die Änderung der relativen Permittivität  $\epsilon_r$  und der Temperatur berücksichtigt werden.

### 3.3.1 Zielkriterien

Die beiden letztgenannten Faktoren lassen sich dabei sehr gut vorhersagen. So ist die Resonanzfrequenz aller Eigenmoden proportional zur Ausbreitungsgeschwindigkeit im Medium (vgl. Gleichung (2.92)) und damit von der Permittivität abhängig. Für den Wechsel von Luft ( $\epsilon_{r,1} = 1.00059$ ) zu Vakuum ( $\epsilon_{r,2} = 1$ ) gilt folglich bei einer Frequenz von  $f_0 = 1.3$  GHz

$$f \sim \sqrt{\frac{1}{\epsilon_r}} \rightarrow \frac{\Delta f}{f_0} = \sqrt{\frac{\epsilon_{r,1}}{\epsilon_{r,2}}} - 1 \rightarrow \Delta f = +383 \text{ kHz}. \quad (3.34)$$

Die Frequenzänderung als Folge der Volumenverkleinerung während des Cool-downs ist aus Erfahrungen am ELBE-Beschleuniger für TESLA-Resonatoren ebenfalls sehr gut bekannt. Sie beträgt bei einer Temperaturänderung von  $\Delta T \approx -293$  K im Mittel  $\Delta f \approx +2.0$  MHz. Daraus lässt sich nun unter Verwendung der homogenen Vektordifferentialgleichung für harmonische Schwingungen (vgl. Gleichung (2.53)) die stoffspezifische relative Längenänderung  $\Delta l/l$  für Niob bestimmen. Allgemein gilt dabei zunächst

$$\left( \Delta + \left( \frac{\omega_0}{c} \right)^2 \right) \vec{V}(x, y, z) = 0, \quad (3.35)$$

wobei mit  $\vec{V}(x, y, z)$  das Feld einer beliebigen elektromagnetischen Schwingung in den Koordinatenachsen  $x$ ,  $y$  und  $z$  gemeint ist. Die Längenänderung wird nun durch Skalierung dieser Achsen mit dem Faktor  $\xi = 1 + \Delta l/l$  berücksichtigt und führt gleichzeitig zur neuen Resonanzfrequenz  $\omega_0'$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial(\xi x)^2} + \frac{\partial^2}{\partial(\xi y)^2} + \frac{\partial^2}{\partial(\xi z)^2} \right) \vec{V} + \left( \frac{\omega_0'}{c} \right)^2 \vec{V} = 0 \rightarrow \left( \frac{1}{\xi^2} \Delta + \left( \frac{\omega_0'}{c} \right)^2 \right) \vec{V} = 0. \quad (3.36)$$

Diese lässt sich nun aus dem Vergleich beider Gleichungen ermitteln und liefert mit

$$\omega_0' = \frac{\omega_0}{\xi} \quad \text{und} \quad \Delta f/f_0 = \frac{1}{1 + \Delta l/l} - 1. \quad (3.37)$$

den gesuchten Zusammenhang. Die relative Längenänderung beim Cool-down eines TESLA-Resonators beträgt somit  $\Delta l/l = -0.00154$ .

Der ebenfalls zu berücksichtigende letzte Präparationschritt beinhaltet eine leichte BCP, bei der typischerweise 20  $\mu\text{m}$  Niob abgetragen werden. Die dabei verursachte Frequenzänderung wird – unter der Annahme einer homogenen Ätzwirkung – mit Hilfe numerischer Feldsimulationen auf -11 kHz/ $\mu\text{m}$  bestimmt und die antizipierte Frequenzverschiebung beträgt somit -220 kHz.

Abschließend ist noch die Vorspannung beider Tuner zu beachten, welche sicherstellt, dass diese über den gesamten Arbeitsbereich stets belastet bleiben und keine Hysterese aufweisen. Aufgrund der unterschiedlichen Steifigkeit und aus Gründen der Flexibilität, lässt sich die Halbzelle unabhängig vom Rest des Resonators separat über einen eigenen Tuningmechanismus verstimmen. Der dabei erwartete Tuningbereich liegt bei  $\pm 100$  kHz, während der Dreizeller mit  $\pm 220$  kHz den doppelten Frequenzhub ermöglicht (vgl. hierzu Abschnitt 4.2.2.1).

Tabelle 3.2: Zielfrequenz während des letzten Feld- und Frequenztunings.

	Fall 1	Fall 2
Cool-down	+2.00 MHz	+2.00 MHz
Vakuum	+0.38 MHz	+0.38 MHz
Finale BCP	-0.22 MHz	-0.22 MHz
Tuner Halbzelle	-0.10 MHz	+0.10 MHz
Tuner Dreizeller	-0.22 MHz	+0.22 MHz
Zielfrequenz	1298.16 MHz	1297.52 MHz

Unter Berücksichtigung aller vorgenannten Faktoren können nun zwei Zielfrequenzen definiert werden (vgl. Tabelle 3.2). Im ersten Fall sind die Tuner dabei so vorgespannt, dass der Resonator axial verkürzt wird. Allgemein kann es jedoch günstiger sein, die Vorspannung umzukehren, um so die negative Frequenzverschiebung bei erhöhtem Präparationsbedarf ( $>20\mu\text{m}$ ) durch einfache Vergrößerung der Vorspannung wieder auszugleichen.

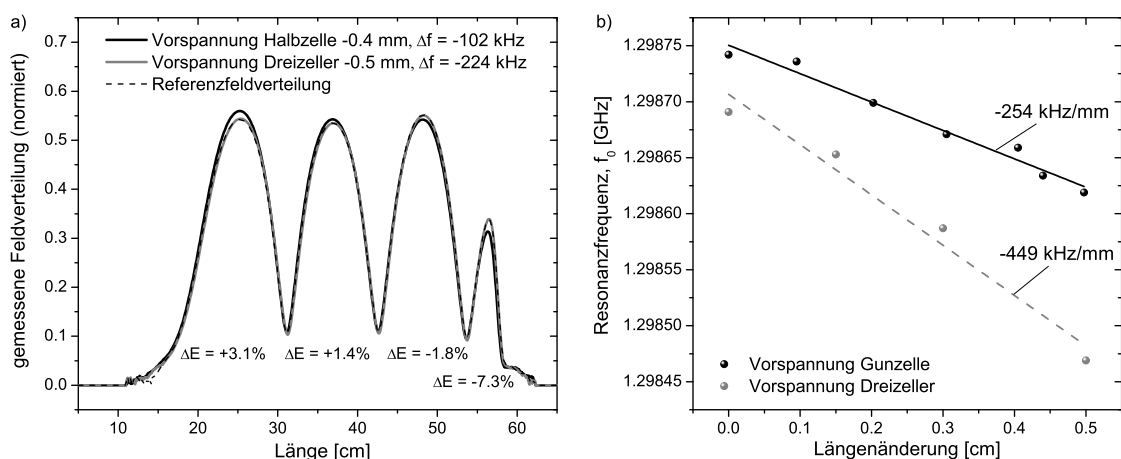


Abbildung 3.19: a) Feld- und b) Frequenzverstimmung, verursacht durch die Tunervorspannung.

Neben der Frequenzverschiebung verursacht die Vorspannung der Tuner auch eine Änderung des Feldprofils. Zur Quantifizierung wird diese mit Hilfe manueller Tuningvor-

richtung (vgl. [ARN2006]) nachgebildet und das Feldprofil ermittelt (Abbildung 3.19). Im Ergebnis ist der Einfluss des Dreizellers vernachlässigbar. Die Feldverschiebung infolge des Halbzelltuners ist jedoch im Vorgabewert des Tuningalgorithmus zu berücksichtigen. Die dabei ebenfalls ermittelten Frequenzkonstanten betragen 449 kHz/mm für den Dreizeller und 254 kHz/mm für die Halbzelle. Eine Beeinflussung der Feldverteilung durch die abschließende BCP kann vernachlässigt werden.

### 3.3.2 Feld- und Frequenztuning

Die Vorgaben des vorangegangenen Abschnitts werden nun für den Resonator ACC300 unter Verwendung des Tuningalgorithmus aus [ARN2006] umgesetzt. Die Zielfrequenz wird dabei nach Fall 1 in Tabelle 3.2 festgelegt, wobei die Permittivitätsänderung zu einem späteren Zeitpunkt berücksichtigt wird und die Resonanzfrequenz in dessen Folge um +380 kHz über der ursprünglichen Zielfrequenz liegt.

Tabelle 3.3: Zusammenfassung des abgestimmten Grundmode-Passbands.

Mode	$1/4\pi$	$2/4\pi$	$3/4\pi$	$4/4\pi$
Frequenz [MHz]	1265.71	1281.03	1293.06	1298.54
$Q_0$	5000	8370	7750	8500
Halbzelle	14182	-7241	7682	-5864
TESLA 1	8300	2500	-8818	9186
TESLA 2	3500	13757	-1800	-8933
TESLA 3	0	7993	11342	8812

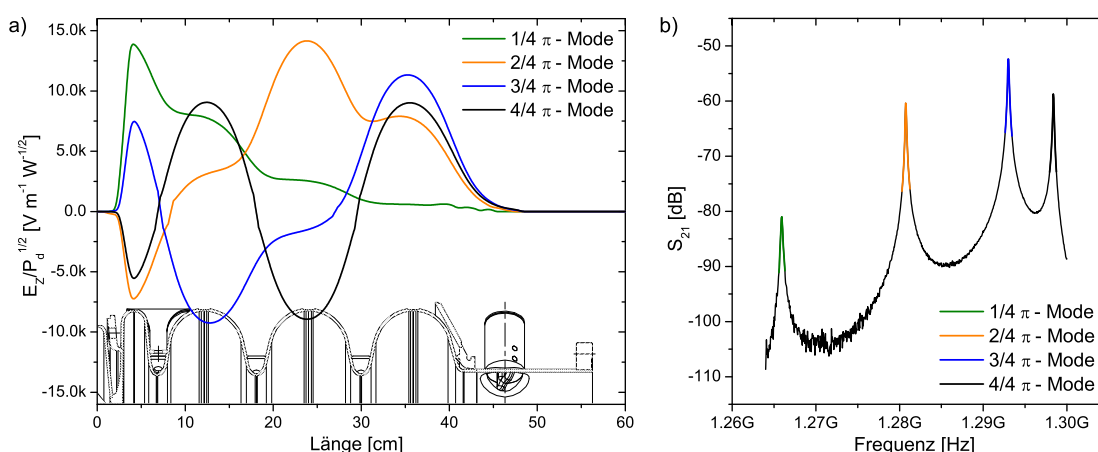


Abbildung 3.20: a) Optimierte Feldverteilung aller vier  $TM_{010}$ -Grundmoden nach erfolgreichem Feld- und Frequenztuning sowie b) das Passband des ACC300-Resonators.

Der abgestimmte Resonators wird abschließend anhand einer vollständigen Störkörpermessung des gesamten Grundmode-Passbands charakterisiert (vgl. Tabelle 3.3 und

Abbildung 3.20). Er liefert damit die Grundlage für spätere Messungen im Reinraum sowie am kalten Resonator.

Fertigungsbegleitend und zur Sicherstellung der festgelegten Anforderungen wird das Feldprofil letztmalig nach dem Anschweißen des Heliumtanks überprüft. Eine vollständige Korrektur ist zu diesem Zeitpunkt jedoch nicht mehr möglich.

### 3.3.3 Abstimmen des Choke-Filters

Der Choke-Filter als Teil des gesamten Kathodeneinsatzes befindet sich im Anschluss an die Halbzelle und umschließt dort in Form eines koaxialen Resonators die Kathode (vgl. Abbildung 3.21). Korrekt abgestimmt verhindert er damit einen Leistungsfluss aus dem Resonator über die durch Kathode und Kathodenöffnung geformte Koaxialleitung. Weiterführende Informationen über das Design und die Funktionsweise des Choke-Filters sowie des koaxialen Filters am Kathodenkühler sind in [VOL2006] veröffentlicht.

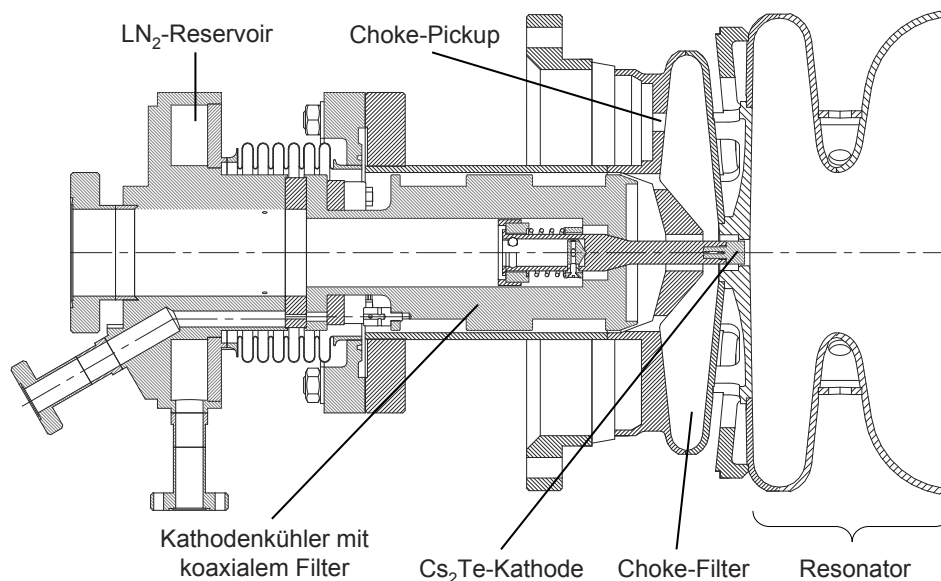


Abbildung 3.21: Kathodeneinsatz bestehend aus Kathodenkühler und Choke-Filter.

Zur Korrektur der Choke-Filter-Sperrfrequenz wird neben der in [ARN2006] beschriebenen Methode eine weitere Möglichkeit vorgestellt. Hierbei bilden ein Kupferrohr mit dem Durchmesser der Kathode (Kathodendummy, Ø10 mm), das Strahlrohr des Resonators sowie ein gefalteter Außenleiter eine koaxiale Messantenne (vgl. Abbildung 3.22). Eine Gleitführung ermöglicht die Positionierung des Innenleiters entsprechend der späteren Kathode und ein Faltenbalg garantiert Partikelfreiheit und somit auch den Einsatz unter Reinraumbedingungen. Die Messantenne ist mit einer N-Buchse versehen

und hat eine Wellenimpedanz von  $Z_w \sim 100 \Omega$  im Bereich des Strahlrohrs und  $Z_w \sim 50 \Omega$  außerhalb des Resonators.

Wird der Resonator nun über den Hauptkoppler gespeist, lässt sich mit Hilfe der dargestellten Messanordnung das transmittierte Signal ermitteln und durch Änderung der axialen Länge des Filters minimieren. Die externe Güte kann dabei entsprechend der Darstellung in Abschnitt 3.1.2 ebenfalls berechnet werden. Aufgrund des erwähnten Impedanzsprungs führt der systematische Fehler der transmittierten Leistung jedoch zu einer um 10 % überbewerteten Güte.

Eine entsprechende Tuningkurve ist in Abbildung 3.23a am Beispiel des ACC300-Resonators dargestellt. Dieser folgend ist eine Längentoleranz von  $\pm 0.25 \text{ mm}$  zur Realisierung einer externen Güte von  $Q_{ext} > 10^{11}$  noch akzeptabel. Die transmittierte Leistung reduziert sich in diesem Fall auf weniger als 10 % der dissipierten Leistung ( $Q_0 = 10^{10}$ ). Die zusätzlich nach [BAL1998] ermittelten Simulationsergebnisse liefern vergleichbare Ergebnisse, während alle anderen Simulationsergebnisse aufgrund der großen Werte versagen.

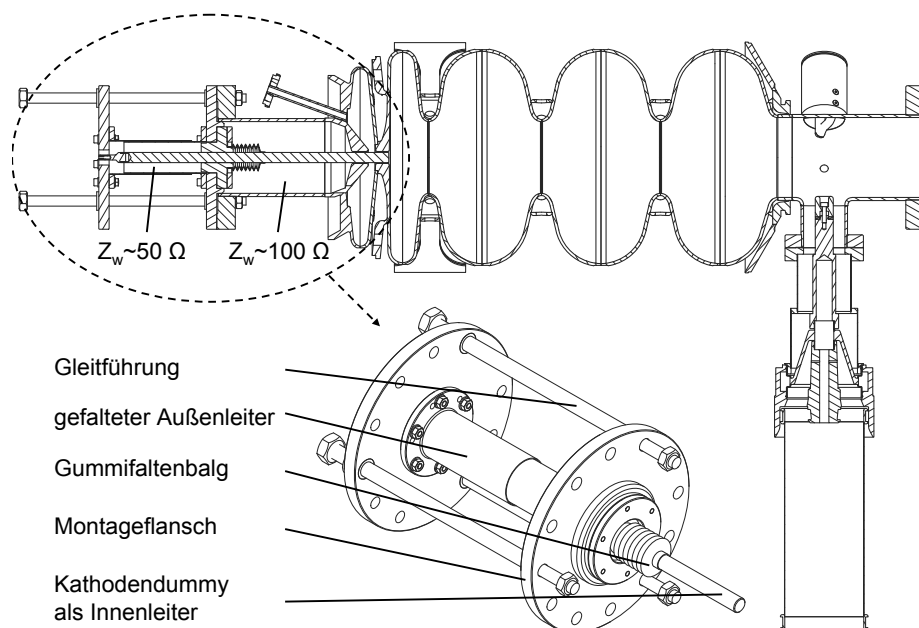


Abbildung 3.22: Koaxiale Messantenne zur Ermittlung der transmittierten Leistung im Kathodenbereich in Abhängigkeit der axialen Längenänderung des Choke-Filters.

Wird die externe Güte ferner über die Änderung der Filterfrequenz aufgetragen, lässt sich auch die erforderliche Frequenzgenauigkeit abschätzen. Die Resonanzfrequenzänderung des Choke-Filters (ohne Kathode) wird dabei über dessen Reflexionsfaktor bestimmt. Nach Abbildung 3.23b ergibt sich somit eine erforderliche Frequenzgenauigkeit



beim Abstimmen des Filters von  $\Delta f_{Choke} < 5$  MHz. Die Verringerung der Sperrdämpfung beträgt dabei  $\Delta a = -25$  dB. Eine Gegenüberstellung mit der nach [ARN2006] gemessenen Sperrfilterkurve zeigt das gleiche Verhalten bei umgekehrtem Vorzeichen.

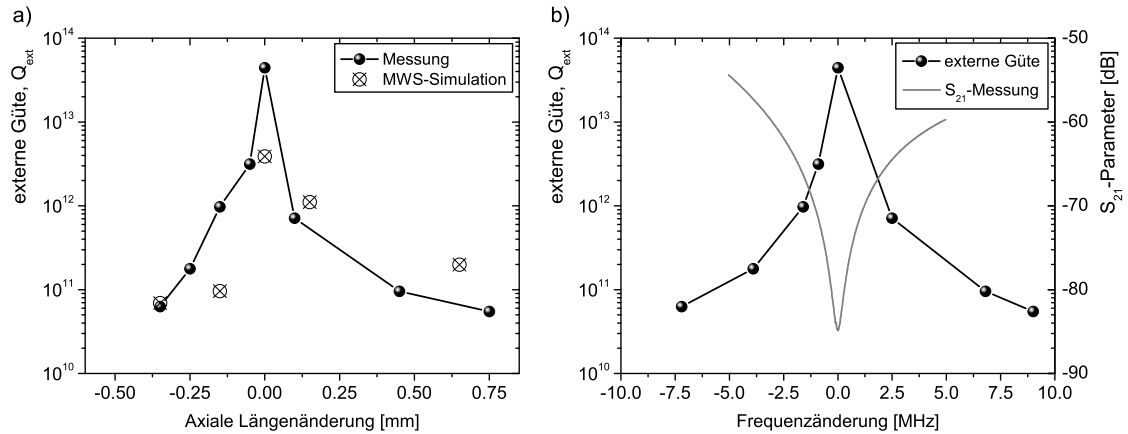


Abbildung 3.23: a) Gegenüberstellung der gemessenen und simulierten externen Güte für verschiedene Längen des Choke-Filters sowie b) Gegenüberstellung der externen Güte und der gemessenen Sperrfilterkurve nach [ARN2006].

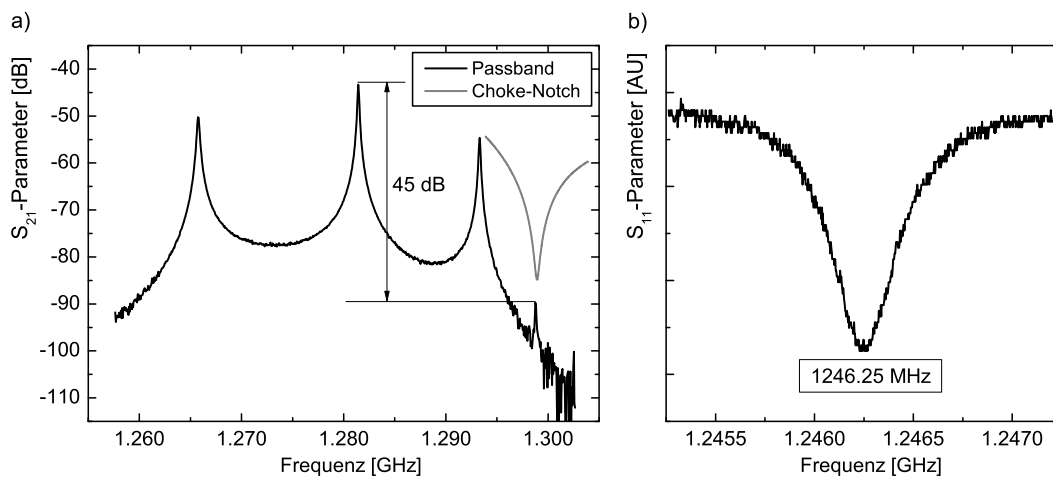


Abbildung 3.24: a)  $TM_{010}$ -Passband, gemessen mit der koaxialen Messantenne für den abgestimmten Choke-Filter; b)  $S_{11}$ -Parameter der Grundmode des Choke-Filters ohne Kathode.

In der Praxis ist man versucht, den Choke-Filter bei Raumtemperatur auf bestmögliche Unterdrückung der transmittierten  $\pi$ -Mode abzustimmen. Das Passband eines entsprechend optimierten Filters zeigt Abbildung 3.24a. Die erreichte Sperrdämpfung kann mit Hilfe der  $2/4\pi$ -Mode auf ca.  $a = 45$  dB abgeschätzt werden. Wird nun für diesen abgestimmten Fall die Eigenfrequenz der Choke-Filter-Grundmode ohne Kathode bestimmt (vgl. Abbildung 3.24b), so kann diese während der späteren Reinraummontage auch ohne Verwendung der zusätzlichen Messantenne wiederhergestellt werden. Damit entfällt ein Arbeitsschritt am offenen und gereinigten Resonator und das Risiko einer Kon-



zögerungsleitung T2 eine Serienresonanzfrequenz von 1.3 GHz ergibt und somit über der parallelen Last R9 keine Spannung abfällt. Eine Verkleinerung des Spaltes vergrößert die Kapazität und senkt die Sperrfrequenz.

Zur Nachbildung eines möglichst realen Abstimmverhaltens dieses Filters wird das PSPICE-Modell um den über die Kapazitäten C1 und C2 gekoppelten Resonator erweitert und ein direktes Übersprechen (engl. crosstalk) zwischen der Ein- und Auskopplung durch C6 und C7 modelliert.

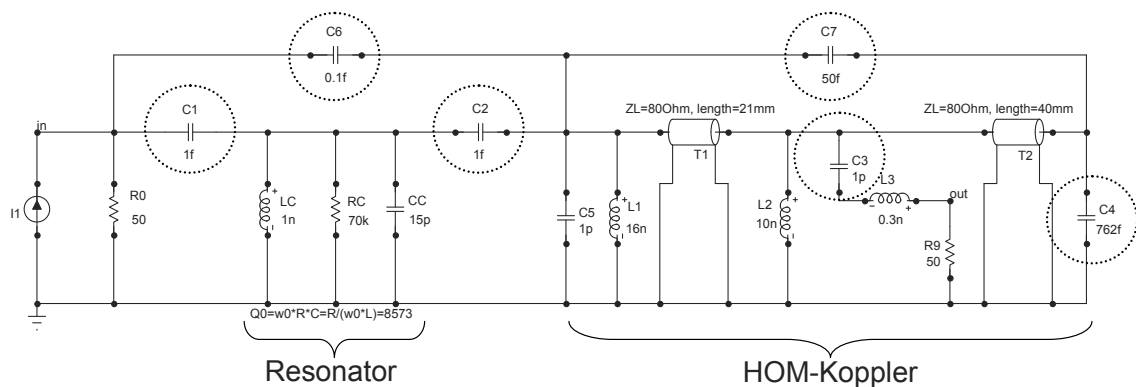


Abbildung 3.26: PSPICE-Ersatzschaltung eines kapazitiv gekoppelten Resonators mit modelliertem Übersprechen und der Auskopplung über einen HOM-Koppler nach [ZHA2004].

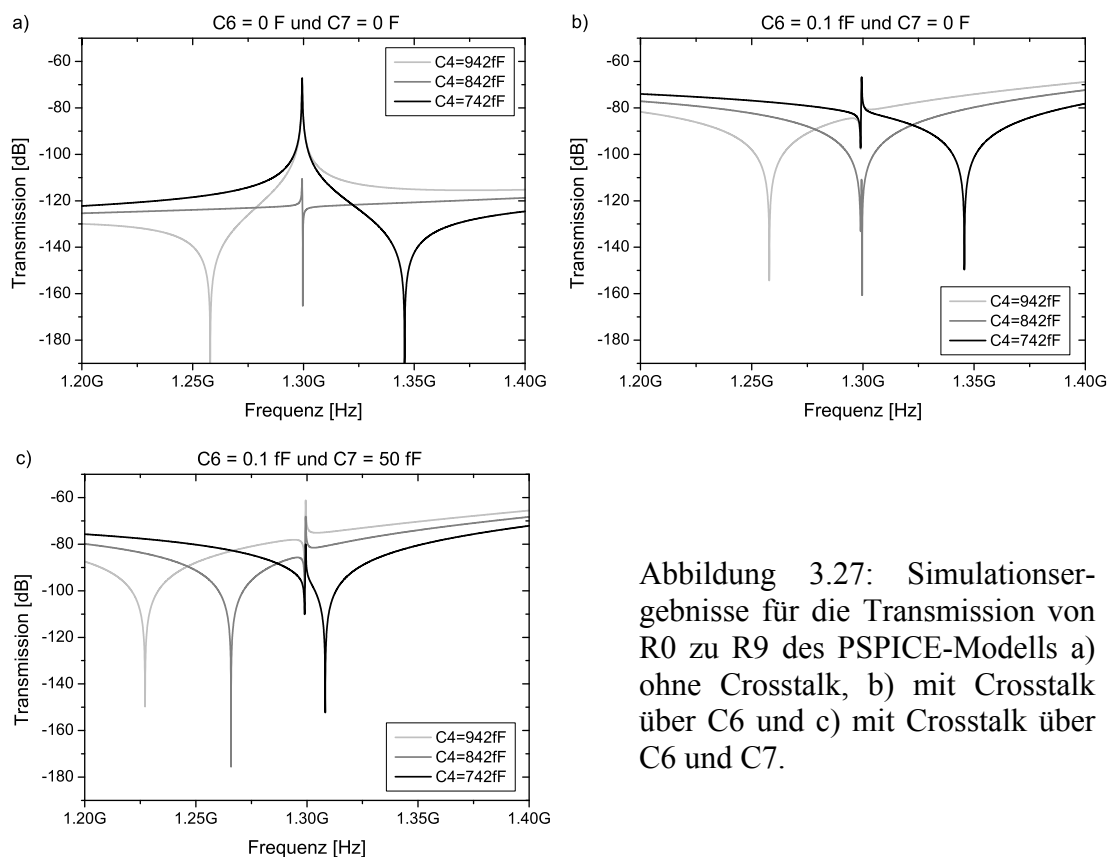


Abbildung 3.27: Simulationsergebnisse für die Transmission von R0 zu R9 des PSPICE-Modells a) ohne Crosstalk, b) mit Crosstalk über  $C_6$  und c) mit Crosstalk über  $C_6$  und  $C_7$ .

Das Abstimmen des Sperrfilters kann nun auf zwei Arten erfolgen. Zum einen über die im vorangegangenen Abschnitt vorgestellte Messantenne, indem kathodenseitig in den Resonator einkoppelt und der transmittierte Anteil am HOM-Koppler minimiert wird, oder zum anderen mit Hilfe einer direkt über den Hauptkoppler realisierten Einkopplung. Das für den ersten Fall simulierte Verhalten ist in Abbildung 3.27a dargestellt. Demzufolge kann eine saubere Resonanz gemessen werden, die von einer geeigneten Kapazität nahezu vollständig unterdrückt wird. Im zweiten Fall dominiert hingegen bei Raumtemperatur das direkte Übersprechen zwischen der Ein- und Auskopplung (vgl. Abbildung 3.27b). Dieses erschwert eine saubere Messung der Resonanz, bietet aber prinzipiell die Möglichkeit, die Sperrfrequenz direkt zu bestimmen. In der Praxis verursacht jedoch eine zusätzliche Verkopplung mit dem Sperrfilter (modelliert über C7) einen unbekannt systematischen Messfehler (vgl. Abbildung 3.27d), der in der Folge nur eine relative Messung der Frequenzverschiebung erlaubt.

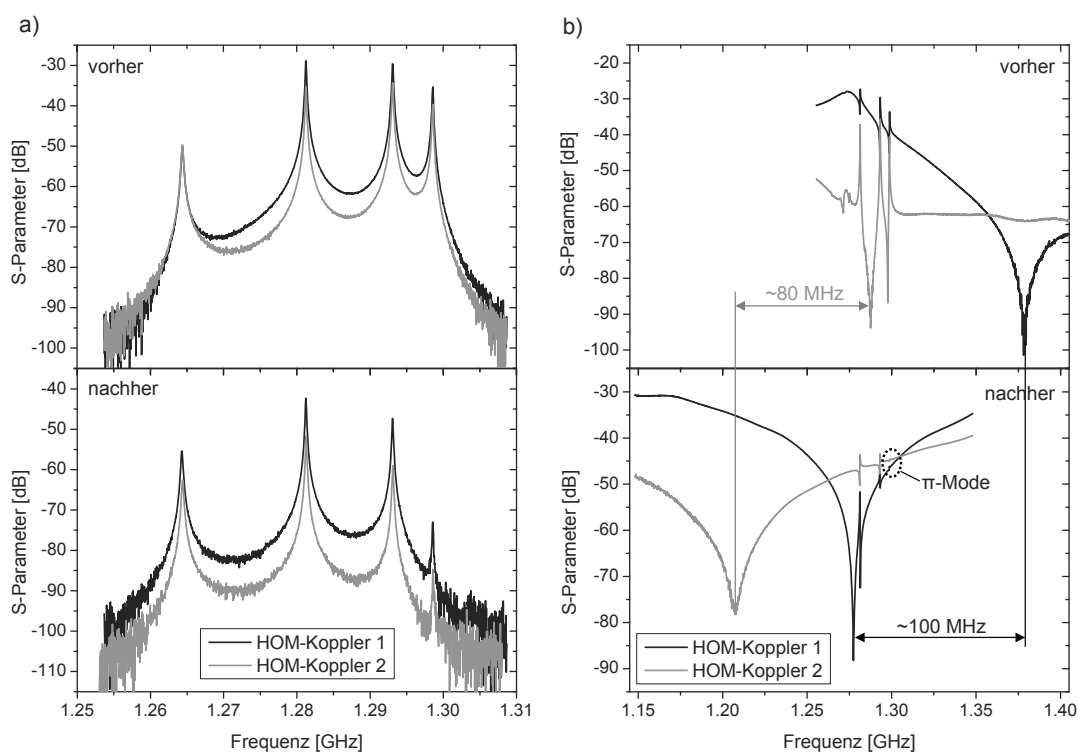


Abbildung 3.28: Gegenüberstellung der a) Transmissions- und b) Crosstalk-Messung für beide HOM-Koppler vor (oben) und nach dem Abstimmen beider Sperrfilter (unten).

Zu einem ähnlichen Ergebnis gelangt man nun auch während der praktischen Messung. Abbildung 3.28 zeigt hierzu eine Gegenüberstellung des gemessenen Passbands vor und nach dem Abstimmen des Sperrfilters sowie die jeweils entsprechende Crosstalkmessung für beide HOM-Koppler des ACC300-Resonators. Letztere ist während der Rein-

raummontage zu bevorzugen, da sie kein zusätzliches Risiko einer Kontamination birgt. Als Tuningkriterium gilt in diesem Fall die Minimierung der  $\pi$ -Mode im transmittierten Signal, unabhängig von der zusätzlich gemessenen Sperrfrequenz (vgl. Abbildung 3.28b).

Abschließend werden zur Abschätzung der Empfindlichkeit des Sperrfilters beide Methoden miteinander kombiniert. Hierzu wird exemplarisch für den HOM-Koppler 1 die externe Güte mit Hilfe des bekannten Verfahrens bestimmt, während die Änderung der Sperrfilterfrequenz über die Crosstalkmessung ermittelt wird. Eine Kombination beider Ergebnisse zeigt nun Abbildung 3.29. Insbesondere im Zusammenhang mit der näherungsweise ermittelten Frequenzkonstante von 200 MHz/mm Spaltänderung wird deutlich, dass eine externe Güte von  $Q_{ext} > 10^{11}$  aufgrund der erforderlichen mechanischen Genauigkeit möglicherweise nicht dauerhaft garantiert werden kann.

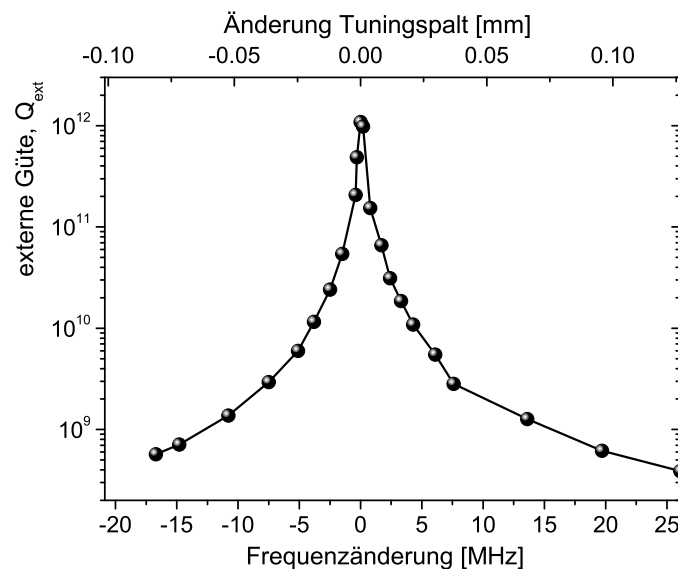


Abbildung 3.29: Externe Güte des HOM-Koppler 1, ermittelt über die Frequenz- und die Spaltänderung.

### 3.4 In situ-Feldprofilrekonstruktion

Nachdem bei allen bisher vorgestellten Arbeiten, die Feldverteilung mit Hilfe der Störkörpermessung (Abschnitt 2.2.3) leicht bestimmt werden konnte, wird für alle weiteren Schritte eine Methode benötigt, die Ähnliches auch am verschlossenen und gereinigten Resonator zu leisten im Stande ist. Dies ist insbesondere von Interesse, da die ideale Feldverteilung nach Abschnitt 3.3.2 nicht flach ist und mit Hilfe zweier unabhängiger Tuner auch noch im eingebauten Zustand nachträglich manipuliert werden kann.

Mit der im Folgenden vorgestellten Methode ist genau dies möglich. Mit ihr kann sowohl die Bestimmung der Feldverteilung während der Reinraummontage als auch später am kalten Resonator lediglich auf Grundlage einer einfachen Frequenzmessung des Grundmode-Passbands erfolgen.

### 3.4.1 Grundlagen gekoppelter mehrzelliger Resonatoren

Mehrzellige Resonatoren lassen sich nach [PAD2008] für die Betrachtung einer Mode (hier:  $TM_{010}$ ) als kapazitiv gekoppelte Schwingkreise beschreiben, deren Maschenströme  $I_n$  direkt proportional zum Feld in den Zellen sind. Ausgehend von einem beliebigen  $N$ -zelligen Resonator, dessen Zellgeometrien voneinander verschieden sein können und dessen Endzellen jeweils kapazitiv mit dem Strahlrohr gekoppelt sind (vgl. Abbildung 3.30), folgt nach dem Kirchhoffschen Maschensatz folgendes Gleichungssystem:

$$\begin{aligned} \left( \frac{1}{j\omega C_{t1}} + j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1} \right) I_1 + \left( \frac{1}{j\omega C_{1/2}} \right) (I_1 - I_2) &= 0, \\ \left( \frac{1}{j\omega C_{n-1,n}} \right) (I_n - I_{n-1}) + \left( j\omega L_n + \frac{1}{j\omega C_n} \right) I_n + \left( \frac{1}{j\omega C_{n,n+1}} \right) (I_n - I_{n+1}) &= 0, \\ 1 < n < N, \quad n \in \mathbb{N} \\ \left( \frac{1}{j\omega C_{N-1,N}} \right) (I_N - I_{N-1}) + \left( j\omega L_N + \frac{1}{j\omega C_N} + \frac{1}{j\omega C_{t2}} \right) I_N &= 0. \end{aligned} \quad (3.38)$$

Werden nun lediglich axiale Längenänderungen sich sonst geometrisch ähnelnder Zellen zugelassen, so ist die Induktivität mit  $L_n \approx L$  aufgrund der konstanten Zelloberfläche für alle Zellen nahezu gleich, während sich Zell- und Koppelkapazitäten ändern. Durch die Multiplikation des Gleichungssystems mit  $j\omega C$  und der Einführung der Definitionen

$$\frac{C}{C_n} = 1 + \delta_n, \quad \frac{C}{C_{n,n+1}} = k_{n,n+1}, \quad \frac{C}{C_{t_m}} = \gamma_m \quad \text{für } n = 1, 2, \dots, N \quad \text{und } m = 1, 2 \quad (3.39)$$

lässt sich schließlich folgende Eigenwertgleichung aufstellen:

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{I}_{(i)} = \Omega_i \mathbf{I}_{(i)}. \quad (3.40)$$

Hierbei bezeichnet die charakteristische Matrix  $\mathbf{A}$  mit

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 1 + \delta_1 + k_{1,2} + \gamma_1 & -k_{1,2} & 0 & \dots & 0 \\ -k_{2,1} & 1 + \delta_2 + k_{2,1} + k_{2,3} & -k_{2,3} & \dots & 0 \\ 0 & -k_{3,2} & 1 + \delta_3 + k_{3,2} + k_{3,4} & \dots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & -k_{N-1,N} \\ 0 & 0 & \dots & -k_{N,N-1} & 1 + \delta_N + k_{N-1,N} + \gamma_2 \end{bmatrix} \quad (3.41)$$

den Zustand des Resonators, während die normierten Eigenfrequenzen durch die Eigenwerte  $\Omega_i$  und die jeweils zugehörige Feldverteilung durch die Eigenvektoren  $I_{(i)}$  der  $i$ -ten Passband-Mode beschrieben werden;

$$\text{a) } I_{(i)} = \left( I_1^{(i)} \quad \dots \quad I_n^{(i)} \quad \dots \quad I_N^{(i)} \right)^T \quad \text{und} \quad \text{b) } \Omega_i = \left( \frac{\omega_i^2}{\omega_0^2} \right) \quad \text{für } i = 1, 2, \dots, N. \quad (3.42)$$

Die Normierung auf  $\omega_0 = \sqrt{1/LC} = 2\pi \cdot 1275.95 \text{ MHz}$  ist dabei willkürlich gewählt, während die Elemente der charakteristischen Matrix mit

$$A = J \cdot D \cdot J^{-1} \quad (3.43)$$

auf der Grundlage einer vollständigen Feld- und Frequenzmessung der Passband-Moden bestimmt werden (vgl. [ARN2006]).  $J$  und  $D$  sind dabei zwei quadratische Matrizen, die aus den Spaltenvektoren der Feldverteilungen bzw. dem Produkt aus der Einheitsmatrix  $E$  und den normierten Eigenfrequenzen gebildet werden:

$$\text{a) } J = \begin{bmatrix} I_1^{(1)} & \dots & I_1^{(N)} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ I_N^{(1)} & \dots & I_N^{(N)} \end{bmatrix} \quad \text{und} \quad \text{b) } D = E \cdot \begin{pmatrix} \Omega_1 \\ \vdots \\ \Omega_N \end{pmatrix}. \quad (3.44)$$

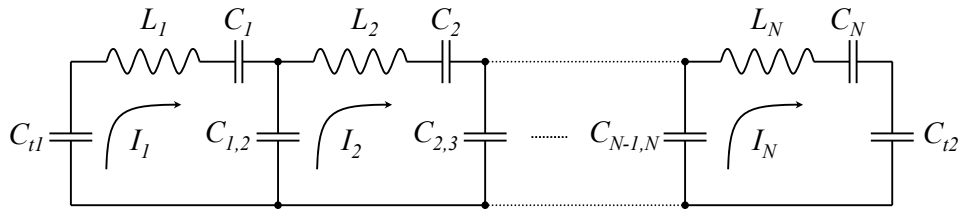


Abbildung 3.30: Ersatzschaltung eines  $N$ -zelligen kapazitiv gekoppelten Resonators.

### 3.4.2 Rekonstruktion anhand eines bekannten Zustands

Die Idee der Rekonstruktion der Feldverteilung besteht darin, einen bekannten Ausgangszustand des Resonators zur Zeit  $T_1$  auf den gesuchten Zustand zur Zeit  $T_2$  mit Hilfe des gemessenen Frequenz-Passbands abzubilden. Die Veränderungen zwischen beiden Zuständen lassen sich als Addition einer Manipulationsmatrix  $M$  mit der bekannten Ausgangsmatrix  $A$  beschreiben. Damit ändert sich neben dem messbaren Passband auch die gesuchte Feldverteilung wie folgt:

$$\left( \underbrace{A^{(T_1)}}_{\text{Ausgangs-zustand}} + M \right) \cdot I_{(i)}^{(T_2)} = \underbrace{\Omega_i^{(T_2)}}_{\text{gemessenes Passband}} \cdot \underbrace{I_{(i)}^{(T_2)}}_{\text{gesuchte Feldverteilung}} \quad \text{mit} \quad M = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & 0 & 0 \\ m_{21} & m_{22} & \ddots & 0 \\ 0 & \ddots & \ddots & m_{N-1,N} \\ 0 & 0 & m_{N,N-1} & m_{N,N} \end{bmatrix}. \quad (3.45)$$

Die gesuchten Elemente der Matrix  $M$  können nun mit Hilfe der neuen Eigenwerte  $\Omega^{(T_2)}$  zur Zeit  $T_2$  (gemessene Passband-Frequenzen) durch Auflösen des folgenden Gleichungssystems berechnet werden:

$$\det \left( \underbrace{A^{(T_1)} + M}_{A^{(T_2)}} - \Omega_i^{(T_2)} E \right) = 0 \quad \text{für } i = 1, 2, \dots, N. \quad (3.46)$$

Da das Passband jedoch nur  $N$  Eigenwerte bereitstellt, die Manipulationsmatrix aufgrund ihrer Nebendiagonalen jedoch ein Vielfaches an Unbekannten aufweist, ist eine Näherung erforderlich. Hierbei wird angenommen, dass sich zwischen dem Ausgangszustand und dem Messzeitpunkt nur die Zelllängen und damit die Kapazitäten  $C_n$  des Resonators ändern, während die Kopplung der Zellen untereinander unbeeinflusst bleibt. Damit kann eine Änderung der Nebendiagonalen vernachlässigt werden und die Zahl der Unbekannten reduziert sich auf die Zahl der Eigenwerte  $N$ . Das nun eindeutig lösbare Gleichungssystem liefert die Elemente  $m_{11}$  bis  $m_{NN}$  der Manipulationsmatrix und mit  $A+M$  auch den rekonstruierten Zustand des Resonators zur Zeit  $T_2$ . Die gesuchte Feldverteilung  $I_{(i)}$  der  $i$ -ten Mode folgt dann in gewohnter Weise mit

$$\left( A^{(T_2)} - \Omega_i^{(T_2)} E \right) \cdot I_{(i)}^{(T_2)} = 0 \quad \text{für } i = 1, 2, \dots, N \quad (3.47)$$

durch Berechnung der Eigenvektoren.

Aufgrund der getroffenen Näherung ist ein gewisser Fehler bei chemisch behandelten Resonatoren zu erwarten, da der Abtrag am Irisdurchmesser zu einer nicht berücksichtigten Änderung der Zellkopplung führt.

### 3.4.3 Test anhand eines Beispiels

Die soeben vorgestellte Berechnungsvorschrift soll anhand zweier vollständig bekannter Resonatorzustände geprüft werden. Hierzu wird der optimierte Resonator aus Tabelle 3.3 mit einer auf Grundlage des ungetunten Ausgangszustandes berechneten Vorhersage verglichen. Das zu lösende Gleichungssystem umfasst dabei für den SRF-Gun-Resonator aufgrund seiner vier Zellen mit

$$\begin{aligned} \text{a) } & \det \left( A^{(T_1)} + M - \Omega_1^{(T_2)} E \right) = 0 \\ \text{b) } & \det \left( A^{(T_1)} + M - \Omega_2^{(T_2)} E \right) = 0 \\ \text{c) } & \det \left( A^{(T_1)} + M - \Omega_3^{(T_2)} E \right) = 0 \\ \text{d) } & \det \left( A^{(T_1)} + M - \Omega_4^{(T_2)} E \right) = 0 \end{aligned} \quad \text{und} \quad M = \begin{bmatrix} m_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & m_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_{33} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & m_{44} \end{bmatrix} \quad (3.48)$$



die gleiche Anzahl an Gleichungen, wobei jede die vier Unbekannten  $m_{11}$  bis  $m_{44}$  enthält. Die Lösung dieses Systems erfolgt numerisch mit Hilfe einer MathCad<sup>®</sup>-Berechnungsroutine [MAT2007]. Ausgangspunkt ist dabei die charakteristische Matrix  $A^{(T_1)}$ , welche nach Gleichung (3.43) aus den gemessenen Passband-Frequenzen und deren jeweiliger Feldverteilung berechnet wird:

$$A^{(T_1)} = \begin{bmatrix} 0.998906 & -0.02393 & -0.000423 & -0.000035 \\ -0.016309 & 1.015445 & -0.01016 & 0.000114 \\ -0.00085 & -0.010929 & 1.014697 & -0.0098 \\ 0.00157 & 0.001341 & -0.009692 & 1.025205 \end{bmatrix}. \quad (3.49)$$

Gemeinsam mit dem gemessenen Passband  $\Omega^{(T_2)}$  des optimierten Resonators

$$\Omega^{(T_2)} = \frac{1}{1275.95} \begin{pmatrix} 1265.760 \\ 1281.030 \\ 1293.057 \\ 1298.535 \end{pmatrix} \longrightarrow M = \begin{bmatrix} -0.00042617 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -0.00003926 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0.0006648 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.0003253 \end{bmatrix} \quad (3.50)$$

erhält man schließlich die Elemente der Manipulationsmatrix M und somit auch die berechnete Feldverteilung jeder Mode.

Tabelle 3.4: Vergleich der gemessenen und berechneten relativen Feldverteilung in Prozent des Maximalwertes der jeweiligen Mode.

Mode	Feldverteilung gemessen in				Feldverteilung berechnet in			
	Halbzelle	TESLA1	TESLA2	TESLA3	Halbzelle	TESLA1	TESLA2	TESLA3
$1/4\pi$	100	58.5	24.7	0	100	59.7	23.5	-0.2
$2/4\pi$	-52.6	18.2	100	58.1	-53.1	19.2	100	58.5
$3/4\pi$	67.7	-77.7	-15.9	100	66.0	-78.5	-15.3	100
$4/4\pi$	63.8	-100	97.2	-95.9	-63.3	100	-97.3	96.0

Die Abweichungen zwischen den vorhergesagten und den tatsächlich gemessenen Werten sind dabei kleiner als 2 % (vgl. Tabelle 3.4). Die Berechnung ist demnach gut für eine in situ-Bestimmung der Feldverteilung an verschlossenen Resonatoren geeignet.

### 3.4.4 Berücksichtigung weiterer Frequenzverschiebungen

Neben der bisher stillschweigend vorausgesetzten Betrachtung eines verschlossenen, mit Reinstgas (z. B.  $N_2$ ) gefüllten Resonators bei Raumtemperatur ist insbesondere auch die Feldverteilung im supraleitenden Zustand von Interesse. Hierbei müssen drei Effekte während der Auswertung berücksichtigt werden, die eine Frequenzverschiebung des Grundmode-Passbands verursachen. Physikalisch eindeutig sind hierbei der Einfluss der

Volumenänderung durch die Temperaturänderung nach Gleichung (3.37) sowie die Änderung der relativen Permittivität aufgrund der Evakuierung des Resonators nach Gleichung (3.34). Der dritte Effekt, der Einfluss der letzten chemischen Präparation (BCP), kann hingegen nur mit Hilfe einer numerischen Simulation und unter der Annahme einer homogenen Ätzwirkung bestimmt werden. Aufgrund des geringen Ätzabtrags ( $<20 \mu\text{m}$ ) werden dabei Veränderungen der Zellkopplung und damit auch der Nebendiagonalen der charakteristischen Matrix  $A$  vernachlässigt.

Die Berücksichtigung dieser drei Einflüsse kann nun auf zweierlei Arten erfolgen, entweder durch Anpassung des Ausgangs-Passbands  $\Omega^{(T_1)}$  und einer daraus neu berechneten Ausgangsmatrix  $A^{(T_1)}$  oder durch Korrektur des Ziel-Passbands  $\Omega^{(T_2)}$ . Entsprechend den Betrachtungen aus Abschnitt 3.3.1 lauten die Gleichungen für die korrigierten Passbänder dafür

$$f_{\text{corr}}^{(T_1)} = \left( \frac{1}{1 + \Delta l/l} + \left( \sqrt{\frac{\epsilon_{r,1}}{\epsilon_{r,2}}} - 1 \right) \right) \left( f^{(T_1)} + \Delta f_{\text{BCP}} \right) \quad (3.51)$$

und

$$f_{\text{corr}}^{(T_2)} = \left( \frac{1}{1 + \Delta l/l} + \left( \sqrt{\frac{\epsilon_{r,1}}{\epsilon_{r,2}}} - 1 \right) \right)^{-1} \left( f^{(T_2)} - \Delta f_{\text{BCP}} \right), \quad (3.52)$$

wobei die BCP mit  $\Delta f_{\text{BCP}} = (-0.261 \quad -0.264 \quad -0.232 \quad -0.217)^T$  MHz Berücksichtigung findet. Das erste Element des Vektors bezeichnet dabei die  $1/4\pi$ -Mode und so weiter. Beide Möglichkeiten stehen gleichberechtigt nebeneinander und gestatten somit auch die Rekonstruktion der Feldverteilung für einen evakuierten und abgekühlten Resonator. Ein Zahlenbeispiel ist in [AAR2007] veröffentlicht.

Die vorgestellte Methode ist somit ein außerordentlich nützliches Werkzeug für Resonatoren, die nur noch über Antennen von außen zugänglich sind. Einzige Voraussetzung ist hierbei eine kleine Änderung der Zelllängen sowie ein geringer und näherungsweise homogener Ätzabtrag.

## 3.5 Komplettierung des Resonators

Nachdem der SRF-Gun-Resonator alle bisherigen Arbeitsschritte der Postproduktion erfolgreich durchlaufen hat, folgt mit dem Einschweißen in den ihn umgebenden Heliumtank und einer optionalen chemischen Präparation die Vollendung seiner Herstellung. Die Montage aller HF-Durchführungen (2x HOM, 2x Pickup) sowie die sich an-

schließende letzte Hochdruckreinigung (nach Abschnitt 3.2.1) komplettieren diesen Schritt.

Der fertige Resonator wird schließlich blindgeflanscht und strahlausgangsseitig sowohl für den Lecktest als auch den Transport mit einem Eckventil versehen. Letzterer kann wahlweise evakuiert oder mit einer Reinstgasfüllung erfolgen, wobei Reinstgas wegen des einfacheren Handlings zu bevorzugen ist. Zusätzliche Transportsicherungen reduzieren die unerwünschte Änderung der Feldverteilung und der Resonanzfrequenz.

Da während der Erstellung der vorliegenden Arbeit nur der Resonator ACC300 alle bisher dokumentierten Schritte absolviert hat, beschränkt sich die Darstellung der weiteren Arbeiten ausschließlich auf dieses Beispiel.

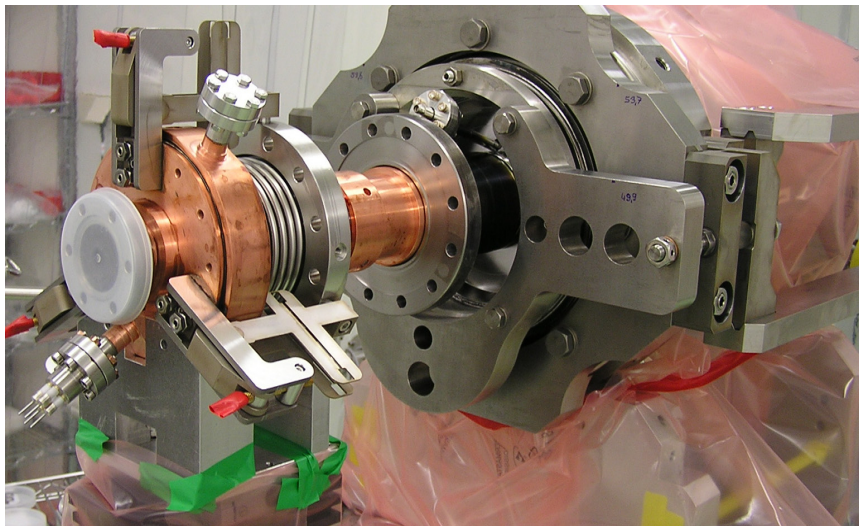


Abbildung 3.31: Fotografie des Kathodenkühlers während seiner kritischen Reinraummontage an den SRF-Gun-Resonator.

### 3.5.1 Reinraummontage

Nach der Ankunft des Resonators am Einsatzort (HZDR) folgt mit der Reinraummontage der noch fehlenden Anbauteile wie Hauptkoppler, Kathodenkühler und Strahlrohrübergänge ein besonders kritischer Arbeitsschritt unter Klasse 10-100 Reinraumbedingungen (ASTM-Norm). Wesentlicher Bestandteil ist hierbei das Vorspannen beider Tuner sowie das abschließende Feintuning des Choke-Filters und beider HOM-Koppler. Zur Minimierung der Kontaminationswahrscheinlichkeit des Resonators wird die nachstehende (gekürzte) Reihenfolge zur Abarbeitung aller notwendigen Schritte befolgt. Ausgangspunkt ist ein mit  $N_2$  gefüllter Resonator unter Umgebungsdruck:

- vertikale Lagerung des Resonators zur Entfernung der Transportsicherung,

- Montage des kompletten Tuningmechanismus,
- äußere Reinigung und Einschleusen des Resonators in den Reinraum,
- Belüften über strahlausgangsseitig angeschlossenen Pumpstand,
- Abstimmen des Choke-Filters über die Reflexionsmessung nach Abschnitt 3.3.3,
- Montage des Kathodenkühlers mit Kupferkathode unter leichtem N<sub>2</sub>-Gasstrom zur HF-Kopplung zwischen Resonator und Choke-Filter (Abbildung 3.31),
- Montage des Hauptkopplers unter leichtem N<sub>2</sub>-Gasstrom zur HF-Einkopplung,
- Passband-Messung und Einstellen der Vorspannung beider Tuner anhand der Resonanzfrequenz und der nach Abschnitt 3.4 berechneten Feldverteilung,
- Abstimmen beider HOM-Koppler über Crosstalk-Messung nach Abschnitt 3.3.4,
- Anbau der Strahlrohrübergänge auf beiden Seiten des Resonators und Lecktest,
- Belüften und Ausschleusen zum Einbau in das Modul.

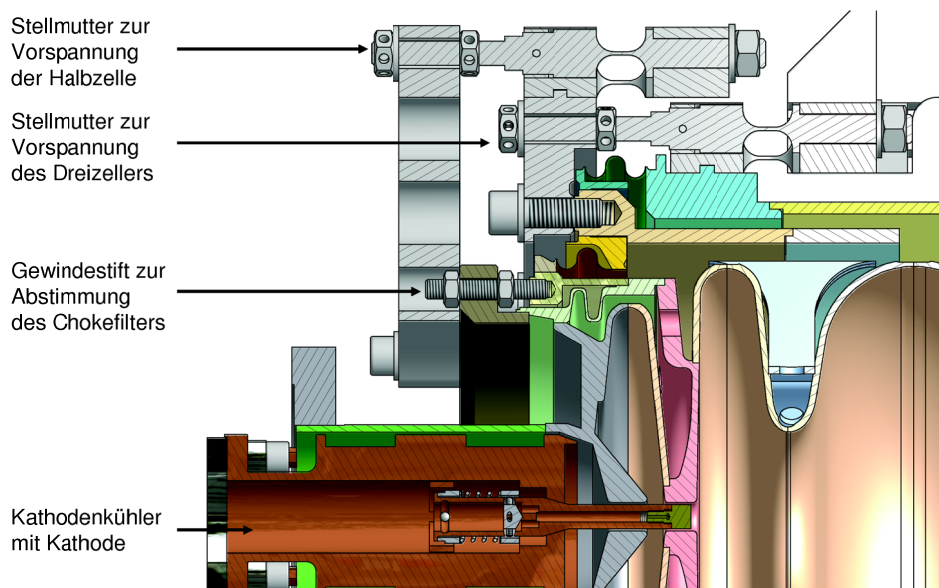


Abbildung 3.32: Vergrößerter Ausschnitt des doppelten Tuningmechanismus am Resonator (grau).

Mit der Montage des Tuningmechanismus ist erstmals ein dauerhaftes und endgültiges Abgleichen aller fünf Zellen des SRF-Gun-Resonators möglich. Ein Ausschnitt des betreffenden Bereichs ist in Abbildung 3.32 dargestellt. Begonnen wird mit dem Choke-Filter, da dessen Verformung auch die Halbzelle beeinflussen kann. Hierbei wird die Eigenfrequenz über vier Gewindestifte entsprechend der Vorgabe aus Abbildung 3.24b abgestimmt. Die erreichbare Frequenzgenauigkeit liegt bei  $\leq 1$  MHz.

Der Abgleich der beiden Tuner erfolgt anschließend über jeweils zwei direkt auf den Hebelmechanismus wirkende Stellmutter. Ziel ist dabei, neben einer ausreichenden Vorspannung zur Vermeidung von Hysterese auch eine näherungsweise glatte Feldverteilung der  $\pi$ -Mode zu realisieren. Letztere wird dabei anhand des gemessenen Passbands nach Abschnitt 3.4 kontrolliert und gegebenenfalls durch Änderung der Tunervorspannung korrigiert. Grundlage dieses Vorgehens bildet die letzte vollständige Charakterisierung des Resonators nach Abschnitt 3.3.2.

Der auf diese Weise optimierte Resonator weist bei Raumtemperatur und Normaldruck eine Feldverteilung der  $\pi$ -Mode von  $F = (-62.3 \ 100 \ -98 \ 99.4)^T$  % und eine Resonanzfrequenz von 1298.0 MHz auf. Die dafür notwendige Vorspannung von +0.3 mm (Verlängerung) für den Tuner der Halbzelle und -0.2 mm (Verkürzung) für den Tuner des Dreizellers liegt noch im hysteresefreien Bereich. Sie ermöglicht somit für einen maximalen Hebelhub von  $\pm 15$  mm den vollen Tuningbereich von  $\pm 225$  kHz für den Dreizeller und  $\pm 78$  kHz für die Halbzelle.

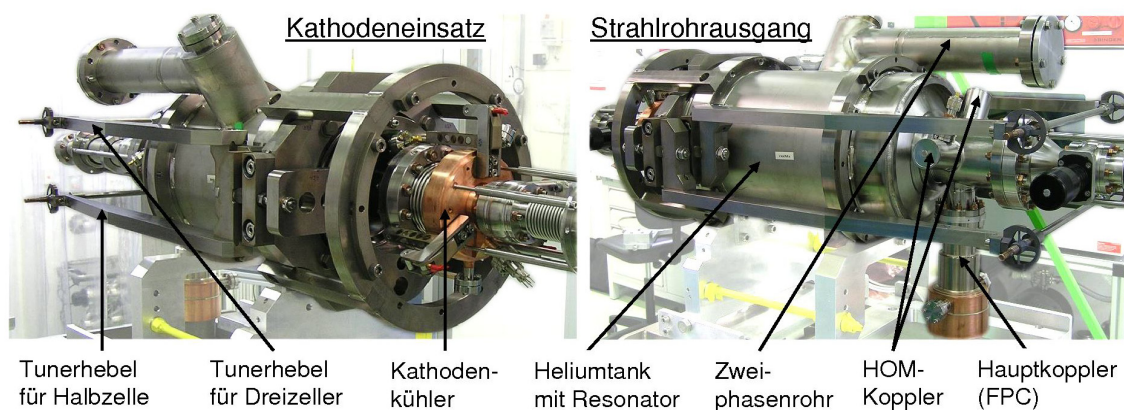


Abbildung 3.33: Fotografien des komplettierten Resonators, aufgenommen kurz vor der Hochzeit mit dem Kryomodul mit Blick auf den Kathodeneinsatz (links) sowie den Strahlrohrausgang (rechts).

Während der späteren Korrektur der in Abschnitt 3.3.2 erwähnten Frequenzdifferenz wird das Passband ein zweites Mal am verschlossenen Resonator abgestimmt. Durch eine Erhöhung der Vorspannung des Dreizellers um -0.6 mm auf insgesamt -0.8 mm kann die erforderliche  $\pi$ -Mode Resonanz von 1297.660 MHz mit einer berechneten Feldverteilung von  $F = (-61.6 \ 99 \ -97.5 \ 100)^T$  % erreicht werden.

Der komplettierte Resonator mit all seinen Anbauteilen ist abschließend in Abbildung 3.33 kurz vor seiner „Hochzeit mit dem Kryomodul“ dargestellt. Details zum Aufbau des Moduls selber sind in [TEI2006] und [MOE2007] veröffentlicht.



### 3.5.2 Positionierung des Warmfensters

Mit der „Hochzeit“ folgt schließlich auch der letzte den Resonator betreffende Arbeitsschritt: die Positionierung des Warmfensters. Dies ist erforderlich, da das Kryomodul zwei Vakua umfasst, die jeweils durch eine dielektrische Vakuumbarrriere voneinander getrennt sind. Die erste, das so genannte Kaltfenster des Hauptkopplers, befindet sich zwischen Beamline- und Isoliervakuum und ist bereits konstruktionsseitig optimiert. Die zweite hingegen, das Warmfenster des Hohlleiters, ist frei positionierbar und grenzt das Isoliervakuum vom Umgebungsdruck ab (vgl. [ABU2002]).

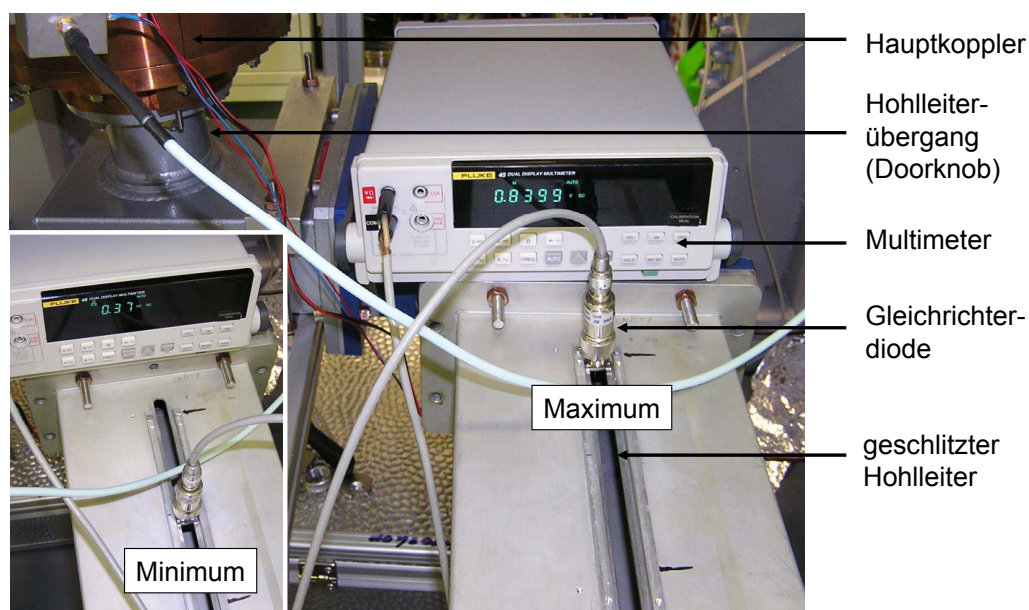


Abbildung 3.34: Fotografie während der Bestimmung der optimalen Warmfensterposition anhand der stehenden Welle im Hohlleiter des warmen Resonators.

Beide sind nun für den Fall einer vollständigen Reflektion der HF-Welle zu optimieren, sodass sie, zur Minimierung der dielektrischen Verluste und zur Vermeidung von HF-Überschlägen, im Spannungsminimum der resultierenden stehenden Welle angeordnet sind. Dieser Betriebsfall tritt beispielsweise bei kleinen Strahlströmen und während der Austastung im gepulsten Strahlbetrieb (Makropuls) auf.

Da das Kaltfenster diesbezüglich bereits optimiert ist, muss nur noch die Position des Warmfenster bestimmt werden. Hierbei dient ein geschlitzter Hohlleiter sowie eine Detektordiode (hier: EME RF Detector Mod. 305101) zur Ermittlung der Stehwellenstruktur, in dessen Maximum schließlich das Fenster für den warmen Resonator platziert wird (Abbildung 3.34). Da der Koppelfaktor nach Gleichung (3.19) während des Cool-downs auf

$$\beta_{in}^{(RT)} = \frac{Q_o^{(RT)}}{Q_{in}} \ll 1 \rightarrow \beta_{in}^{(2K)} = \frac{Q_o^{(2K)}}{Q_{in}} \gg 1$$

steigt, wechselt der Reflexionsfaktor das Vorzeichen und das Fenster befindet sich im bevorzugten Spannungsminimum.





# 4 Qualifizierung

---

---

- 4.1 INBETRIEBNAHME
- 4.2 TUNER DES RESONATORS
- 4.3 MULTIPACTING
- 4.4 HORIZONTALER PERFORMANCE TEST
- 4.5 IN SITU-HIGH PULSE POWER PROCESSING
- 4.6 LORENTZKRAFTVERSTIMMUNG
- 4.7 MIKROPHONIE

*Nach Abschluss aller Montagearbeiten wird das fertige Kryomodul parallel zum existierenden thermionischen Injektor des ELBE-Beschleunigers installiert und mit dem Transfersystem für flüssigen Stickstoff (LN) und flüssiges Helium (LHe) sowie einer Diagnosebeamline zur Strahldiagnostik verbunden. Letztere besteht u. a. aus einem Solenoid zur Emittanzkompensation, einem Faraday-Cup und mehreren ICTs (engl. integrating current transformer) zur Strahlstrommessung sowie einer Schlitzmaske zur Ermittlung der Emittanz. Ergänzt wird die Anordnung durch einen 180°-Dipolmagnet um sowohl die Energie als auch die Energiebreite der erzeugten Elektronenbunche bestimmen zu können (vgl. [KAM2008]). Die Einkopplung in den ELBE-Beschleuniger ist über eine achromatische Strahlführung realisiert, die aus zwei Dipolmagneten und einem zusätzlichen Quadrupol-Triplet besteht. Ein Teil der aufgezählten Elemente ist in Abbildung 4.1 gekennzeichnet.*

*Der Anschluss des Resonators an den Hochfrequenzverstärker (wahlweise Klystron VKL7811St der Firma CPI oder Halbleiterverstärker BLA10kW der Firma Bruker) erfolgt über einen Standard-Rechteckhohlleiter WR-650 in Verbindung mit einem koaxialen Wellenleiterübergang (engl. doorknob) und dem Hauptkoppler. Das Feedbacksignal vom Strahlrohr-Pickup wird der HF-Reglung über ein phasenstabiles Andrew® Heliax HJ4-50-Kabel zugeführt, während die Signale der beiden HOM-Koppler und des Choke-Pickups über dämpfungsarme AircomPlus-Kabel für Messzwecke zur Verfügung stehen.*

*Damit sind alle Voraussetzungen geschaffen, um den Resonator in Betrieb zu nehmen. Ziel dieses Kapitels ist es nun, ein möglichst umfassendes Bild über dessen Hochfrequenzeigenschaften zu erhalten. Dabei werden zu Beginn alle Messungen bei geringer Leistung vorgenommen, während spätere Tests bis an die Leistungsgrenze des Resonators und seiner Komponenten erfolgen. Alle vorgestellten Ergebnisse beziehen sich dabei ausschließlich auf den Resonator mit der Bezeichnung ACC300. Eine Kurzfassung ist in [ARN2009] veröffentlicht.*

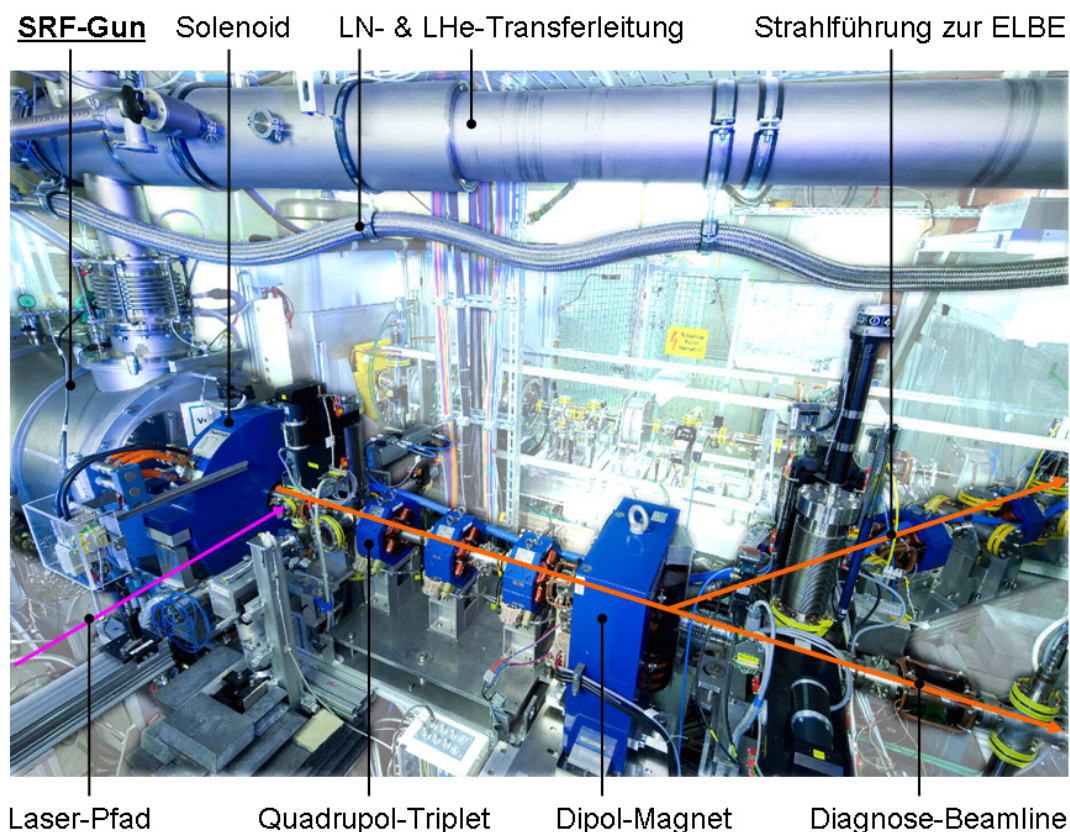


Abbildung 4.1: Fotografie der installierten SRF-Gun (links) mit der Diagnose-Beamline sowie der Strahlführung zum ELBE-Beschleuniger.

## 4.1 Inbetriebnahme

### 4.1.1 Evakuierung

In Vorbereitung des Cool-downs werden schrittweise alle Volumina der SRF-Gun evakuiert. Hierbei kommen Membran- und Turbomolekularpumpen sowie für das Strahlrohrvakuum zusätzlich Getterpumpen zum Einsatz. Die Druckdifferenzen zwischen den

jeweiligen Volumina sowie die relative Permittivität beeinflussen dabei die Resonanzfrequenz entsprechend der Darstellung in Abbildung 4.2.

Der Verlauf zeigt die aus betriebstechnischer Sicht jederzeit möglichen Vakuumzustände der SRF-Gun. So führt der Ausfall der Kältemaschine beispielsweise zu einem Druckerhöhung im Heliumsystem, während bei Wartungsarbeiten am Kryostaten lediglich das Strahlrohrvakuum erhalten bleibt. Aufgrund der unterschiedlichen Steifigkeit der Zellen ändert sich dabei auch die Feldverteilung.

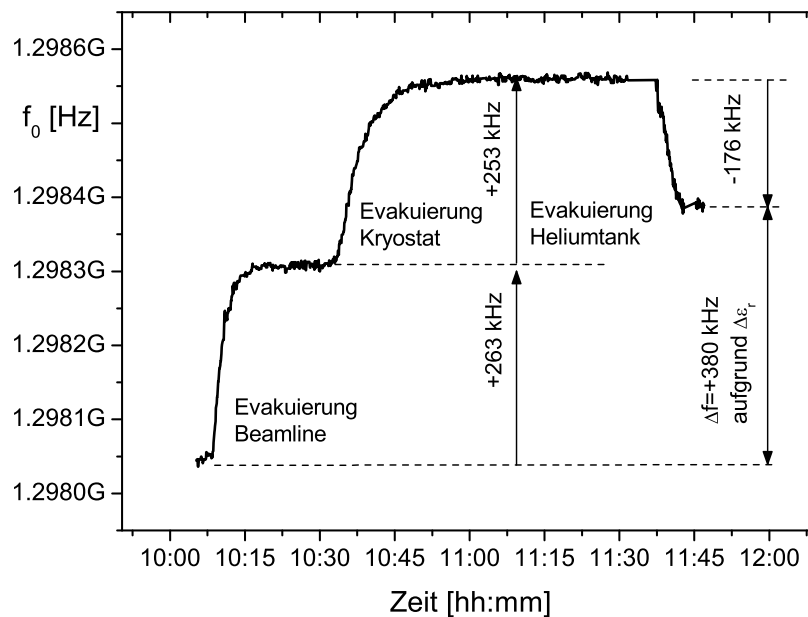


Abbildung 4.2: Beeinflussung der Resonanzfrequenz als Folge von Druckdifferenzen zwischen den jeweiligen Volumina der SRF-Gun sowie der Änderung der relativen Permittivität.

### 4.1.2 Cool-down

Der Cool-down erfolgt schrittweise, indem der Resonator zunächst mit Heliumkaltgas und flüssigem Helium auf 4.2 K abgekühlt wird. Ab einer kritischen Temperatur von  $T_C = 9.3$  K geht dieser dabei in den supraleitenden Zustand über. Durch das anschließende Absenken des Heliumdrucks auf 31 mbar kann dann ein weiterer quantenmechanischer Effekt – die Superfluidität des Heliums – genutzt und die Betriebstemperatur von 2 K erreicht werden.

Während der gesamten Phase sind alle Magnete in der näheren Umgebung abgeschaltet, um so das Einfrieren von magnetischen Fluss und eine damit einhergehende Vergrößerung des Restwiderstands  $R_{res}$  auszuschließen. Weiterhin wird zur Vermeidung von Niobhydridverbindungen als Ursache für Q-disease der Temperaturbereich von 150 bis

60 K in weniger als einer Stunde durchlaufen. Da der Resonator nach seiner Herstellung jedoch im Vakuumofen thermisch behandelt wurde um den dafür erforderlichen Wasserstoff aus der Nioboberfläche zu entfernen, ist dies nur als Vorsichtsmaßnahme zu bewerten.

Zur Kontrolle und Auswertung des gesamten Cool-downs werden sowohl die Resonanzfrequenz als auch die belastete Güte mit einem Netzwerkanalysator automatisiert bestimmt. Das Ergebnis ist für zwei Abkühlkurven unterschiedlicher Ausgangsfrequenz in Abbildung 4.3 dargestellt. Die gesamte Frequenzänderung entspricht demnach mit  $\sim 2$  MHz in beiden Fällen dem von TESLA-9-Zellern bekannten Wert. Die daraus nach Gleichung (3.37) berechnete relative Längenänderung beträgt  $\Delta l/l = -0.155\%$  ( $\Delta T = -296$  K). Ferner lässt sich aus dem Frequenzanstieg von  $\Delta f/\Delta T = -8.8$  kHz/K für eine Temperatur von 20 °C ein linearer Ausdehnungskoeffizient von  $\alpha_{20} = +6.8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  ermitteln, der sehr nahe an den aus der Literatur bekannten Wert von  $\alpha_{20} = +7.2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  heranreicht (vgl. [GOO2010]).

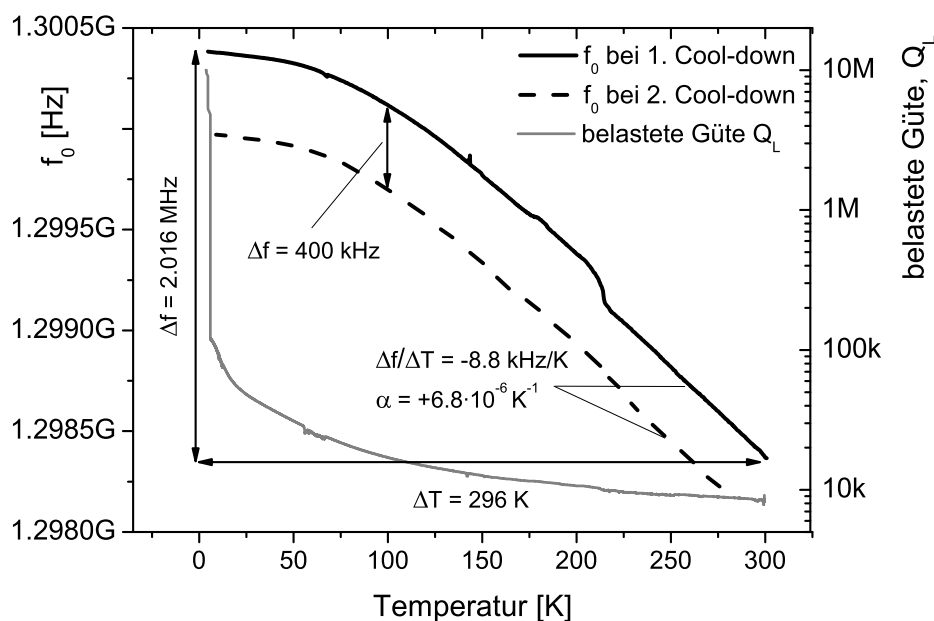


Abbildung 4.3: Resonanzfrequenz und belastete Güte während zweier Cool-downs für verschiedene Ausgangsfrequenzen.

Aus dem Verlauf der Güte kann wiederum der lineare Widerstandstemperaturkoeffizient bestimmt werden. Dieser ist definiert als Steigung im linearen Bereich der Widerstandstemperaturkurve. Aus Abschnitt 2.2.2 ist hierzu bekannt, dass die Güte durch den Oberflächenwiderstand  $R_{surface}$  und den Geometriefaktor  $G$  (vgl. Gleichung (2.111)) bestimmt wird. Letzterer wiederum ist wegen Gleichung (3.37) und der relativen Längenänderung  $\Delta l/l = \alpha_{20} \Delta T$  mit

$$G = \frac{\omega_0}{1 + \alpha_{20}\Delta T} \frac{\mu_0 \int_V |\vec{H}|^2 dV \cdot (1 + \alpha_{20}\Delta T)^3}{\int_S |\vec{H}|^2 dS \cdot (1 + \alpha_{20}\Delta T)^2} = \text{konst.} \quad (4.1)$$

für isotrope Festkörper temperaturunabhängig. Der Oberflächenwiderstand nach Gleichung (2.109) hingegen weist mit

$$R_{\text{surface}}(T) = \sqrt{\frac{\pi\mu_0 f(T)}{\sigma(T)}} = \underbrace{\sqrt{\frac{\pi\mu_0 f_0}{\sigma_0}}}_{R_{\text{surface}}(T=20^\circ\text{C})} \sqrt{\frac{1 + \rho_{20} \cdot \Delta T}{1 + \alpha_{20} \cdot \Delta T}} \quad (4.2)$$

und

$$R_{\text{surface}}(T = 20^\circ\text{C}) \approx 28.66 \text{ m}\Omega \quad \text{für} \quad \sigma_0 = 6.25 \cdot 10^6 \text{ S/m} \quad (4.3)$$

ein doppeltes Temperaturverhalten auf. Zum einen skaliert die Frequenz in bekannter Weise mit dem linearen Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha_{20}$ , zum anderen weist aber auch die spezifische elektrische Leitfähigkeit um die Referenztemperatur von  $20^\circ\text{C}$  ein lineares Temperaturverhalten  $\rho_{20}$  auf. Um dieses zu bestimmen, kann mit

$$\left[ \frac{R_{\text{surface}}(\Delta T)}{R_{\text{surface}}(20^\circ\text{C})} \right]^2 = \left[ \frac{Q_0(20^\circ\text{C})}{Q_0(\Delta T)} \right]^2 = \frac{1 + \rho_{20} \cdot \Delta T}{1 + \alpha_{20} \cdot \Delta T} \quad (4.4)$$

der Kehrwert der normierten Güte ausgewertet werden, sodass der Anstieg dieser Kurve mit  $\rho_{20} = 0.0033 \text{ K}^{-1}$  schließlich den gesuchten Widerstandstemperaturkoeffizienten liefert (vgl. Abbildung 4.4). Dieser Wert liegt nun nur geringfügig über dem in [GOO2010] veröffentlichten Wert von  $\rho_{20} = 0.0026 \text{ K}^{-1}$  und er belegt, dass die Temperaturabhängigkeit der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit den Oberflächenwiderstand bestimmt und der Einfluss der Längenänderung vernachlässigbar ist.

Zur Vervollständigung der Betrachtung wird schließlich noch das Restwiderstandsverhältnis ( $RRR$ ) als Maß der Materialreinheit bestimmt. Dieses ist für den normalleitenden Zustand mit

$$RRR = \frac{\rho(300 \text{ K})}{\rho(4.2 \text{ K})} \quad (4.5)$$

als Quotienten des spezifisch elektrischen Widerstands  $\rho(T)$  bei Raum- und Heliumtemperatur (flüssig) definiert. Um dabei jedoch supraleitende Materialien wie Niob zu berücksichtigen, sind laut [SIN2010] mehrere Messmethoden bekannt. Die einfachste und hier angewandte nutzt dabei mit  $\rho(9.3 \text{ K})$  einfach den Widerstandswert kurz oberhalb der Sprungtemperatur. Das Ergebnis ist in diesem Fall jedoch etwa 8-10 % zu

klein. Um nun den  $RRR$ -Wert des Resonators aus den obigen Messdaten zu gewinnen, genügt es wegen der indirekten Proportionalität von  $Q_0 \sim \rho(T)^{-1/2}$  mit

$$RRR = \left( \frac{Q_0(9.3 \text{ K})}{Q_0(300 \text{ K})} \right)^2 = \left( \frac{1.2 \cdot 10^5}{8.5 \cdot 10^3} \right)^2 \approx 200 \quad (4.6)$$

das Verhältnis der Güten für beide Temperaturen zu bestimmen. Das Ergebnis ist demnach auch unter Berücksichtigung des erwähnten systematischen Messfehlers mit  $RRR \approx 220$  etwas kleiner als der erwartete Wert von  $RRR = 300$ . Da es sich hierbei jedoch nur um eine Abschätzung handelt, wird auf eine Analyse möglicher Ursachen (inkl. Messfehler) verzichtet.

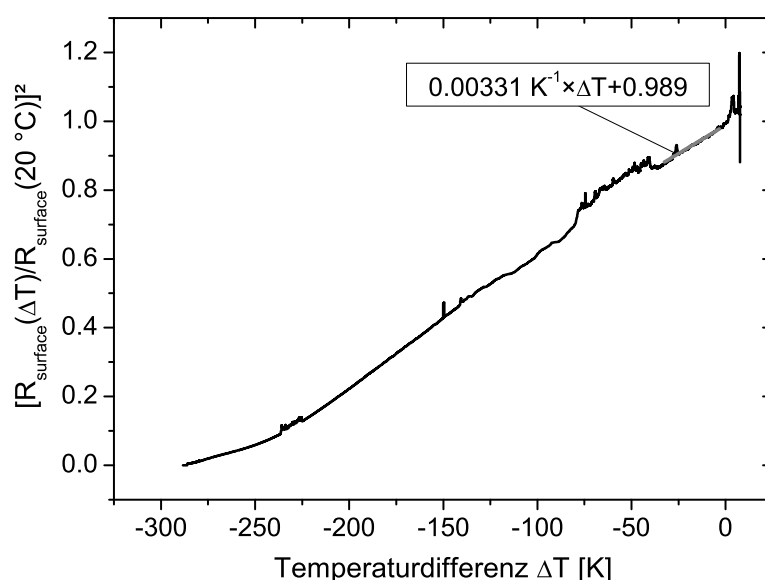


Abbildung 4.4: Quadrat des relativen Oberflächenwiderstands, gemessen für den ACC300-Niobresonator in Abhängigkeit der Temperaturdifferenz.

### 4.1.3 Feldverteilung bei Heliumtemperatur

Nach Erreichen eines stabilen Betriebsdrucks von 31 mbar folgt die Rekonstruktion der Feldverteilung nach Abschnitt 3.4. Dazu wird das gemessene Frequenz-Passband aus Abbildung 4.5a gemäß Gleichung (3.52) korrigiert und zusätzlich die Bandbreite zur Berechnung der externen Güte jeder Mode bestimmt.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.1 für beide in Abschnitt 3.5.1 erwähnten Ausgangssituationen zusammengefasst. Im ersten Fall wird dabei auf den Einsatz des 3-Stub-Tuners verzichtet, wonach die gemessene Bandbreite von  $BW_\pi = 80 \text{ Hz}$  direkt zu einer externen Güte von  $Q_{in} = 1.625 \cdot 10^7$  führt. Diese erfüllt in guter Näherung die Vorgabe aus Abschnitt 3.1.3, während die Resonanzfrequenz um den Einfluss der Permittivität

von der geforderten Zielfrequenz abweicht. Der zweite Fall entspricht hingegen dem Betriebsfall, bei dem die Resonanzfrequenz nachträglich auf  $f_{\pi} = 1.3$  GHz korrigiert und die Bandbreite mit Hilfe des 3-Stub-Tuners zusätzlich auf  $BW_{\pi} = 160$  Hz verdoppelt wurde.

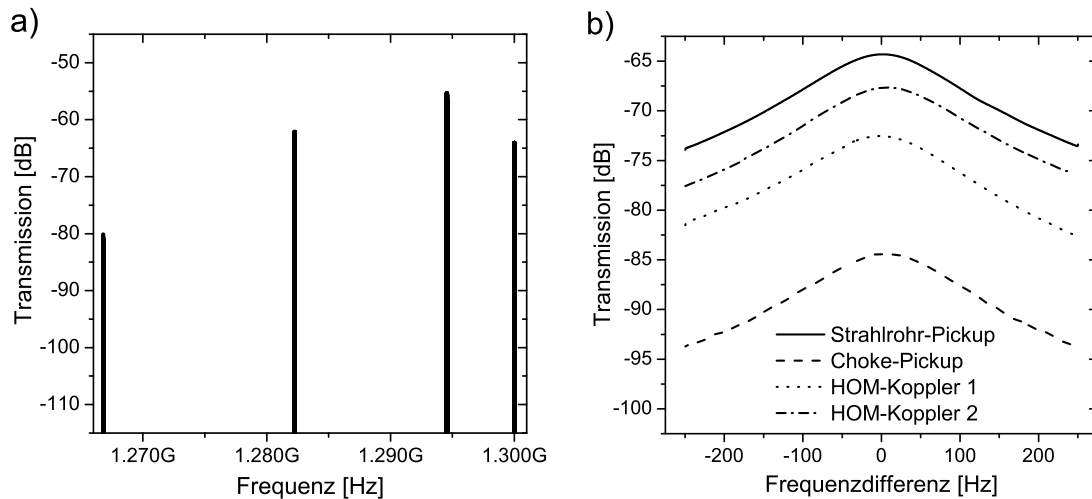


Abbildung 4.5: a) Frequenz-Passband und b)  $\pi$ -Mode-Resonanz für alle vier Feldproben, gemessen nach dem zweiten Cool-down des Resonators.

Tabelle 4.1: Gegenüberstellung des gemessenen Passbands, der Bandbreiten und der daraus berechneten Feldverteilungen für zwei unterschiedliche Ausgangssituationen mit und ohne 3-Stub-Tuner.

Mode	1. Cool-down ohne 3-Stub-Tuner				2. Cool-down mit 3-Stub-Tuner			
	1/4 $\pi$	2/4 $\pi$	3/4 $\pi$	4/4 $\pi$	1/4 $\pi$	2/4 $\pi$	3/4 $\pi$	4/4 $\pi$
f [MHz]	1267.347	1282.669	1294.920	<b>1300.381</b>	1266.790	1282.255	1294.549	<b>1300</b>
BW [Hz]	<5 <sup>1)</sup>	45	80	<b>80</b>	<5 <sup>1)</sup>	72	44	<b>160</b>
Halbzelle	100 %	-52.1 %	67 %	<b>-63.1 %</b>	100 %	-51.8 %	67.5 %	<b>-62.1 %</b>
TESLA 1	57.7 %	18.5 %	-78.3 %	<b>100 %</b>	57.2 %	19.1 %	-80 %	<b>99.4 %</b>
TESLA 2	24.4 %	100 %	-14.9 %	<b>-96.6 %</b>	24 %	100 %	-13.2 %	<b>-97.5 %</b>
TESLA 3	0 %	56.9 %	100 %	<b>97.2 %</b>	0 %	56 %	100 %	<b>100 %</b>

<sup>1)</sup>schlecht messbar

In beiden Fällen sind die Veränderungen des Feldprofils gegenüber den zuvor im Reinraum bestimmten Werten (Abschnitt 3.5.1) erwartungsgemäß gering, sodass alle Vorgaben auch vom kalten Resonator erfüllt werden. Zusätzlich zeigt ein Vergleich der über alle vier Feldproben gemessenen  $\pi$ -Mode, dass der Pegel des Strahlrohr-Pickups alle anderen übersteigt (Abbildung 4.5b). Da dieses nun laut Abschnitt 4.4.2 eine externe Güte von  $Q_{Pickup} \approx 6.6 \cdot 10^{11}$  aufweist, sind folglich die Sperrfilter beider HOM-Koppler sehr genau abgestimmt, während die Kopplung des Choke-Pickups zu schwach ist.

#### 4.1.4 Statische Heliumlast

Aufgrund der hohen Anschaffungskosten je Watt Kühlleistung, aber auch wegen des geringen Wirkungsgrades (typisch  $\sim 0.5\%$ ) und den damit verbundenen Betriebskosten, ist neben einer hohen Güte zur Minimierung der dynamischen Verluste der Resonatoren auch eine Minimierung der statischen Verluste von besonderer Bedeutung. Neben konstruktionstechnischen Maßnahmen (Verringerung der Querschnittsfläche und Vergrößerung der Längen) zur Erhöhung des thermischen Wärmewiderstands aller Wärmebrücken dienen ein Isoliervakuum zur Unterbindung von Konvektionströmungen und 20 bis 30 Lagen einer aluminiumbedampften Polyesterfolie (sog. Superisolation) zur Minimierung der Wärmestrahlung.

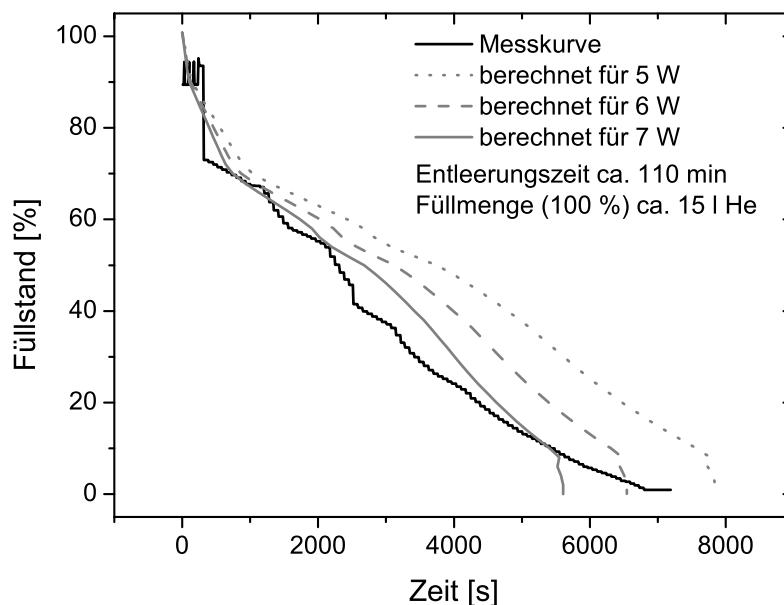


Abbildung 4.6: Gemessene und berechnete Verdampfungskurve zur Ermittlung der statischen Heliumlast.

Zur Bestimmung der verbleibenden statischen Heliumlast des SRF-Gun-Kryomoduls wird der gemessene zeitliche Verlauf des Heliumfüllstandes nach dessen Abkoppeln von der Heliumanlage mit einer Modellrechnung verglichen. Für diese wird zunächst das Heliumvolumen über den Füllstand im Tank anhand eines CAD-Modells bestimmt und anschließend der zeitliche Verlauf bei konstantem Wärmeeintrag (für 5, 6 und 7 W) und einer Verdampfungswärme von 2.6 kJ/l für flüssiges Helium berechnet (vgl. [MES2011]). Die größte Übereinstimmung ist für eine Verdampfungskurve mit einer statischen Heliumlast von  $P_{stat} \sim 7\text{ W}$  zu finden (vgl. Abbildung 4.6), womit der Vorgabewert von  $< 15\text{ W}$  erfüllt wird.



### 4.1.5 Heliumdruckempfindlichkeit

Wie bereits während des Vertikaltests (vgl. Abschnitt 3.2) wird die Druckempfindlichkeit nochmals für das komplette SRF-Gun-Modul geprüft. Hierzu werden die Resonanzfrequenz und der Druck im Heliumtank für eine Dauer von mehreren Stunden aufgezeichnet und anschließend statistisch ausgewertet. Abbildung 4.7 zeigt einen Ausschnitt dieser Daten. Die daraus ermittelte Standardabweichung der Frequenz und des Druckes betragen für diesen Zeitraum  $\sigma_f = 4$  Hz bzw.  $\sigma_p = 0.027$  mbar.

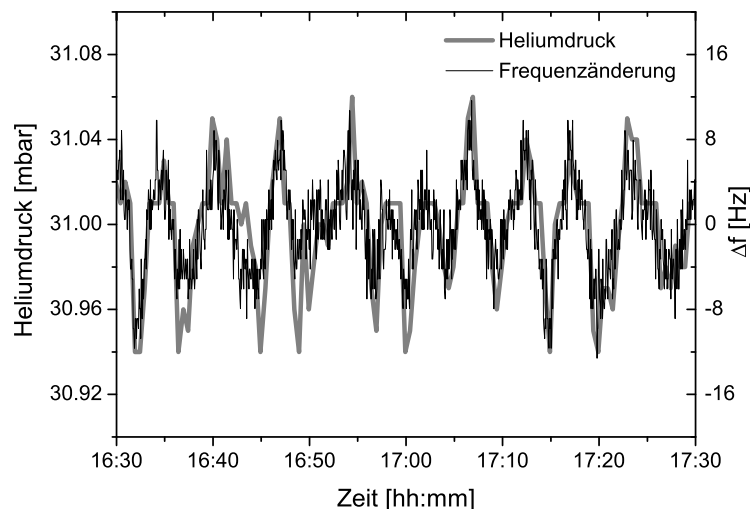


Abbildung 4.7: Zeitlicher Verlauf von Heliumdruck und Resonanzfrequenz, aufgenommen über eine Dauer von einer Stunde.

Daraus ergibt sich mit  $\sim 150$  Hz/mbar eine Druckempfindlichkeit, die zwar den Ergebnissen der Vertikaltests entspricht, jedoch deutlich sowohl über dem in [AUN2000] veröffentlichten DESY-Wert von  $\sim 10$  Hz/mbar als auch über dem aus [WIN2000] bekannten ELBE-Wert von  $\sim 32$  Hz/mbar liegt. Dieser Sachverhalt erfordert bei größeren Druckschwankungen ein aktives Nachführen der Frequenz mit Hilfe eines der beiden Resonatortuner. Ein entsprechender Automatismus ist softwareseitig implementiert. Unter stationären Bedingungen ohne Änderung der Heliumlast liegt der Druck jedoch in einem Bereich von  $< \pm 0.1$  mbar um den Nominalwert von 31 mbar, sodass keine Korrektur notwendig ist.

Neben der beschriebenen Heliumkühlung zeigt auch die Stickstoffschildkühlung eine frequenzbeeinflussende Wirkung. So führt während eines Füllzyklus' ein Druckanstieg im gesamten Stickstoffsystem zur Expansion der flexiblen Zuleitungen und in dessen Folge zu einer axialen Kraft auf den mit Stickstoff gekühlten Kathodenkühler. Durch bauliche Veränderungen der Leitungsführung konnte dieser Frequenzanstieg von 300 Hz auf etwa ein Fünftel reduziert werden.

## 4.2 Tuner des Resonators

Die SRF-Gun besitzt insgesamt drei motorbetriebene Komponenten, die in ihrer Funktion auch als Tuner verstanden werden können. Zusätzlich zu dem bereits genannten zweiteiligen Dual-Tuningsystem zur Anpassung der Resonanzfrequenz werden ein 3-Stempeltuner (engl. 3-Stub-Tuner) zur Anpassung der Bandbreite und ein Mechanismus zur axialen Verschiebung der Kathode verwendet. Im Folgenden werden deren Auswirkungen auf die HF-Eigenschaften des Resonators untersucht.

### 4.2.1 3-Stub-Tuner

Trotz der nach Abschnitt 3.1.3 individuell angepassten Kopplerspitze besteht die Forderung, die externe Güte des Hauptkopplers zur Korrektur von Messfehlern aber auch zur Anpassung an eine veränderte Strahlleistung nachträglich abstimmen zu können. Hierfür kommen zwei Arten in Frage. Zum einen kann dies durch mechanisches Verfahren der Antennenspitze erfolgen, zum anderen besteht die Möglichkeit der Impedanztransformation im Hohlleiter. Der erste Fall bedarf einer aufwändigen Konstruktion und ist aus diesem Grund nicht für hohe mittlere Leistungen geeignet. Die hohe Flexibilität ermöglicht jedoch eine Anpassung der externen Güte über einen weiten Bereich hinweg ohne zusätzliche Reflexionen am Koppler. Im zweiten Fall kehren sich die eben aufgezählten Vor- und Nachteile um. Konstruktion und Handling des 3-Stub-Tuners sind sehr einfach, jedoch ist der Tuningbereich durch das zugrunde liegende Transformationsprinzip unter Ausnutzung einer Stehwelle begrenzt.

Aufgrund der hohen mittleren Leistung bis 10 kW wird an der SRF-Gun ein motorbetriebener 3-Stub-Tuner der Firma Beijing Vacuum Electronics Research Institute verwendet. Dieser besteht aus einem Hohlleiter (WR650) und drei im Abstand von  $\lambda_{H_{10}}/4$  (Hohlleiterwellenlänge) zueinander angeordneten Tuningstempeln (vgl. Abbildung 4.8). Nach [DWE1990] lassen sich diese in einer Ersatzschaltung als entkoppelte Kapazitäten betrachten, welche die Lastimpedanz  $Z_0$  des Zirkulators von Tor 1 zum Tor 2 transformieren. Auf dem anschließenden Hohlleiter der Länge  $L$  folgt die weitere Umformung von  $\underline{Z}_2$ , bis schließlich die resultierende komplexe Impedanz  $\underline{Z}_3$  am Tor 3 durch den Hauptkoppler parallel zu  $\underline{Z}_C$  in den Resonator transformiert wird (vgl. Abbildung 2.3c). Der 3-Stub-Tuner verursacht folglich eine komplexe Lastimpedanz  $n_{in}^2 \underline{Z}_3$ , die wegen  $Q_{in} = \omega_0 \operatorname{Re}(n_{in}^2 \underline{Z}_3) C$  und  $\operatorname{Im}(Z_C \parallel n_{in}^2 \underline{Z}_3) = 0$  zu einer Änderung der externen Güte und zur Verschiebung der Resonanzfrequenz führen kann (vgl. Abschnitt 2.1.2). Eine exakte mathematische Beschreibung mit Hilfe der Streumatrix ist in [KAT2004] veröffentlicht.

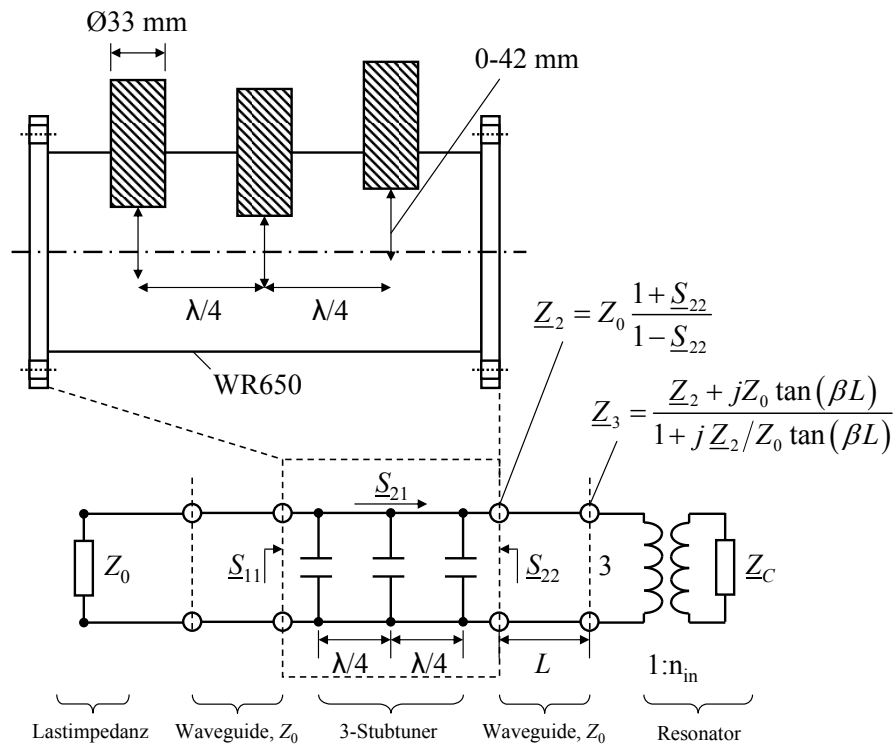


Abbildung 4.8: Prinzipskizze und Ersatzschaltbild des 3-Stub-Tuners in Verbindung mit der Lastimpedanz des Generators, den Waveguides sowie dem Resonator.

Laut [CHO2011] ist nun die Wirksamkeit des 3-Stub-Tuners aufgrund der transformierenden Eigenschaft des Wellenleiters zwischen Tor 2 und Tor 3 von seiner Position abhängig. Da diese jedoch wegen der baulichen Vorgaben nicht optimiert werden kann, ist sie im Falle der SRF-Gun als willkürlich zu betrachten. Um nun die einstellbaren Bandbreiten für diesen Fall zu ermitteln, wird ein Netzwerkanalysator anstelle der Amplituden- und Phasenregelung in den HF-Signalfad eingeschleift. Mit diesem kann die Bandbreite der  $\pi$ -Mode für alle Stempelkombinationen leicht gemessen werden. Zur Vermeidung von Fehlern ist dabei jedoch zu beachten, dass der in Abbildung 4.8 dargestellte Signalfad zwischen Lastimpedanz und Resonator durch den Messaufbau nicht verändert wird.

Abbildung 4.9 zeigt nun das Ergebnis dieser Untersuchung. Demnach überstreicht die einstellbare Bandbreite und damit auch die externe Güte trotz der erwähnten willkürlichen Einbauposition mit

$$0.5 \leq \frac{BW}{BW_0} \leq 5 \quad \text{bzw.} \quad 0.2 \leq \frac{Q_{ext}}{Q_{ext,0}} \leq 2 \quad (4.7)$$

einen großen Teil des laut [KAT2004] theoretisch vorhergesagten Bereichs von  $0.2 \leq Q_{ext}/Q_{ext,0} \leq 5$ . Unter diesen Bedingungen lässt sich die externe Güte nach Abbildung 3.4 bei maximaler Strahlleistung von  $P_b = 9 \text{ kW}$  für Beschleunigungsspan-

nungen  $V_C > 4$  MV ( $BW < 240$  Hz) optimieren. Zur Erhöhung der Betriebssicherheit, insbesondere aufgrund der hohen Druckempfindlichkeit des Resonators, wird, sofern dies nach Abbildung 3.6 für die gewünschte Kombination aus Beschleunigungsspannung und Strahlstrom möglich ist, jedoch generell ein Wert von  $BW = 240$  Hz (Stempelstellung:  $S1 = 90$ ,  $S2 = 10$ ,  $S3 = 90$ ) empfohlen.

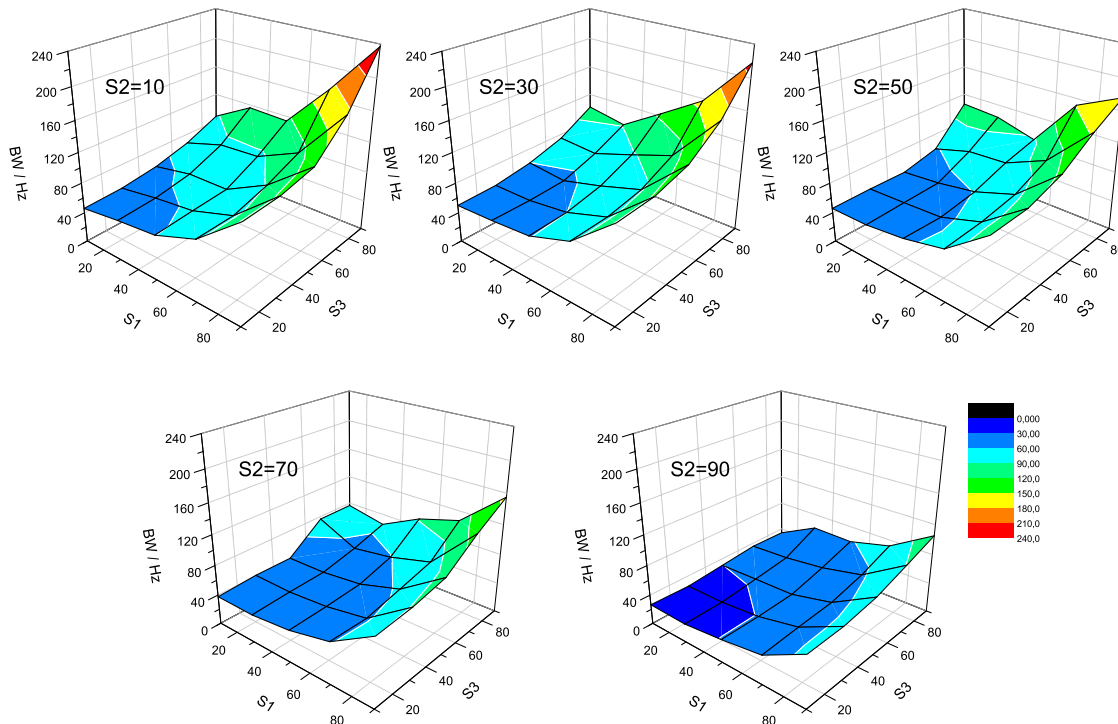


Abbildung 4.9: Gemessene Bandbreite der  $\pi$ -Mode für unterschiedliche Eintauchtiefen (in Prozent des Maximalwertes von 42 mm) der drei Stempel des 3-Stub-Tuners.

Abschließend sei vermerkt, dass bei der Verwendung des 3-Stub-Tuners die prinzipbedingte Feldstärkeüberhöhung und die dabei zwischen Koppler und Tuner auftretenden zusätzlichen Verluste bei weiteren Messungen, insbesondere die des Reflexionsfaktors zu berücksichtigen sind. Außerdem führen spätere Umbauten am Hohlleitersystem, wie sie beispielsweise durch die Installation des in [ARN2010] beschriebenen Diplexers zur Einkopplung einer TE-Mode erforderlich sind, aufgrund der erwähnten Positionsabhängigkeit zu einer Änderung des einstellbaren Bereichs der externen Güte.

## 4.2.2 Dual-Tuningsystem

### 4.2.2.1 Funktion und Design

Designvorbild für das SRF-Gun-Tuningsystem ist das TS-2000, welches 1996 für den supraleitenden ELBE-Beschleuniger konzipiert wurde. Das System erfüllt durch die

mechanische Längenänderung des Resonators zwei Anforderungen. Zum einen dient es dem Ausgleich von Fertigungstoleranzen und ermöglicht so den Vorabgleich der Resonanzfrequenz (siehe Abschnitt 3.5.1), zum anderen wird der Tuner auch zur Korrektur kleinerer Frequenzabweichungen (maximal einige hundert Hertz) genutzt, die durch thermische Drift, Lorentzkraftverstimmung und Heliumdruckschwankungen hervorgerufen werden. Im ersten Fall ist ein großer Tuningbereich wünschenswert, um möglichst große Abweichungen kompensieren zu können. Im zweiten Fall hingegen ist ein hohes Auflösungsvermögen ( $\sim 1$  nm) von Interesse. Beim Entwurf des Systems gilt besonderes Augenmerk der Verwindungssteifigkeit der einzelnen Elemente, deren Wärmeleitfähigkeit und ihrer Funktionalität sowie in angemessenem Maße dem Platzbedarf und der Kosten. Weiterhin ist eine ausreichende Passgenauigkeit gefordert, um eine hysteresefreie Funktion zu garantieren. Aufgrund der unterschiedlichen mechanischen Steifigkeit der Halbzelle gegenüber dem Dreizeller werden zwei ähnliche Tuner benötigt, um so beide separat abstimmen zu können (vgl. [STE2004a]).

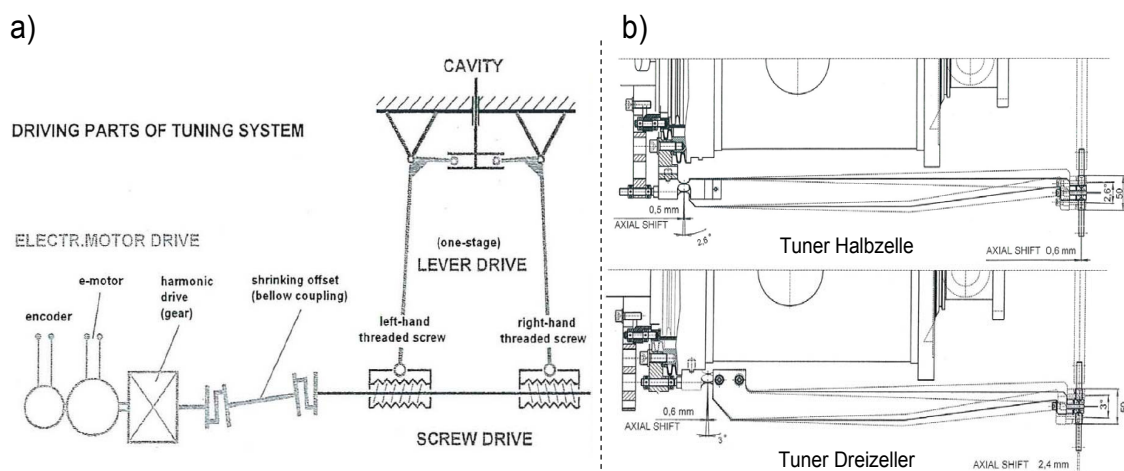


Abbildung 4.10: a) Einfache Prinzipskizze des vollständigen Tuningsystems und b) CAD-Zeichnung der Hebel beider Tuner (Quelle: [STE2004a]).

Die prinzipiellen Bestandteile des Tuningsystems sind in Abbildung 4.10a anhand eines vereinfachten Funktionsschemas dargestellt. Ein Schrittmotor mit Encoder treibt über ein spielarmes Getriebe thermisch entkoppelt eine Gewindespindel an, die über zwei gegenläufige Muttern mit beiden Tunerhebeln verbunden ist. Die durch Rotation der Spindel erzeugte Winkel- und damit auch Wegänderung wird über das Hebelverhältnis auf den Resonator übersetzt und bewirkt so eine Frequenzänderung. Durch die zweistufige Übersetzung von Getriebe und Hebel kann die geforderte mechanische Auflösung erreicht werden. Die im Vorfeld in [STE2004a] abgeschätzten Tuningparameter sind in den Spalten drei und vier der Tabelle 4.2 zusammengefasst.

Tabelle 4.2: Parameter beider Tuner entsprechend den Annahmen aus dem Design sowie die Ergebnisse aus dem Einzelteil- und dem vollständigen Funktionstest; alle Messwerte sind dabei mit \* gekennzeichnet.

Tunerbestandteil	Einheit	Designwerte		Einzelteiltest		Funktionstest	
		½-Zelle	3-Zeller	½-Zelle	3-Zeller	½-Zelle	3-Zeller
Kraftarm	mm	630.6	570.2	630.6	570.2	630.6	570.2
Hebelverhältnis	-	57.2	50.7	50.3 – 100.9*	44.2 – 89.0*	48.4	30
Schwenkbereich	°	±1.25	±1.5	±1.25	±1.5	±1.25	±1.5
Kraftweg	mm	±15					
Lastweg	mm	±0.26	±0.30	±0.30 – ±0.15	±0.34 – ±0.17	±0.31	±0.5
Federkonstante	N/mm	9000	9000	2995 <sup>*,3)</sup>	945 <sup>*,3)</sup>	2995 <sup>*,3)</sup>	945 <sup>*,3)</sup>
Frequenzkonstante	kHz/mm	548	953	254*	449*	254*	449*
Tuningbereich, Δf	kHz	±142	±286	±76 – ±38	±153 – ±76	±78*	±225*
Schrittmotor <sup>1)</sup>	steps/turn	200					
Getriebe <sup>2)</sup>	-	1:80					
Spindelsteigung	mm	1					
Spindelauflösung	nm/step	62.5					
mech. Auflösung	nm/step	1.1	1.2	1.2 – 0.6	1.4 – 0.7	1.2	1.6
Frequenzauflösung	Hz/step	0.6	1.1	0.3 – 0.15	0.6 – 0.3	<b>0.3*</b>	<b>0.7*</b>

<sup>1)</sup>STÖGRA 2-Phasen 1.8° SM 56.1.18 J1 mit SERS 02.24 V02 PB-DP S;

<sup>2)</sup>Harmonic Drive HDUC-5-80-1U-CC; <sup>3)</sup>Quelle: [HEM2005]

#### 4.2.2.2 Praktische Funktionsprüfung

Das Design basiert auf zwei Annahmen, die nur durch ein Experiment mit Gewissheit bestimmt werden können. Zum einen ist dies das tatsächliche Hebelverhältnis unter Last und zum anderen die Frequenzkonstanten beider Teile des Resonators. Letztere wurden bereits in Abschnitt 3.3.1 ermittelt und ist mit 254 kHz/mm bzw. 449 kHz/m für Halb- und Dreizeller nur etwa halb so groß wie angenommen. Die Hebelverhältnisse beider Tuner wurden in [HEM2005] bei einer Temperatur von 77 K ermittelt. Dabei wurde sowohl der lastfreie als auch der belastete Fall (Vorspannung  $F_v = 5$  kN und Federkonstante  $D = 9$  kN/mm) bei maximaler Auslenkung untersucht. Im Ergebnis verdoppelt sich demnach unter Last – verursacht durch eine elastischen Verformung – das Hebelverhältnis des Halbzellers von 50.3 auf 100.9 und das des Dreizellers von 44.2 auf 89.0. Als Folge verbessert sich die Auflösung, während der maximale Frequenzhub sinkt. Unter Berücksichtigung dieser Messgrößen ergeben sich die in den Spalte fünf und sechs der Tabelle 4.2 aktualisierten Tunerparameter.

Zur praktischen Quantifizierung des Dualtuners wird während der Reinraummontage die Resonanzfrequenz über den gesamten Kraftweg gemessen und die Frequenzauflösung sowie die Hysterese beider Tuner im Anschluss an den Cool-down bestimmt (vgl. Abbildung 4.11). Alle Parameter und die daraus bestimmten Größen sind den Design-

werten in Tabelle 4.2 gegenübergestellt. Die durch Fügenspiel der Antriebswelle während der ersten Messung festgestellte Hysterese konnte für die Halbzelle komplett und den Dreizeller zumindest teilweise behoben werden.

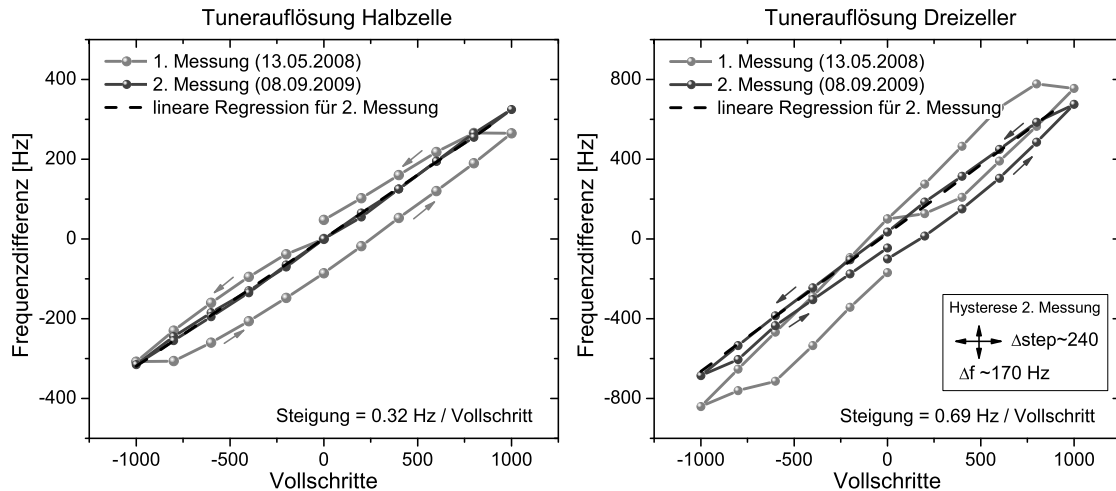


Abbildung 4.11: Frequenzauflösung und Hysterese beider Tuner, bestimmt vor und nach der Korrektur des Fügspiels der Antriebswelle.

Der erreichte Dynamikbereich (Frequenzhub zu Auflösung) von etwa sechs Größenordnungen ermöglicht sowohl eine Korrektur der üblichen Frequenzabweichung nach dem Cool-down des Resonators (einige kHz), als auch ein sehr exaktes Nachführen der Resonanzfrequenz während des laufenden Betriebs. Im Vergleich zum Tuningsystem TS-2000 des ELBE-Beschleunigermoduls, welches laut [WIN2000] eine Frequenzauflösung von  $0.24 \text{ Hz/step}$  und einen Frequenzhub von  $\pm 116 \text{ kHz}$  aufweist, erreicht der Dualtuner vergleichbar gute Eigenschaften. Für den praktischen Betrieb bei einer Bandbreite  $BW > 100 \text{ Hz}$  ist jedoch insbesondere die hohe Auflösung nicht erforderlich.

Allgemein ist bei der Verwendung dieses Tunertyps eine Mindestvorspannung von  $0.5 \text{ mm}$  für den Drei- und  $0.3 \text{ mm}$  für den Halbzeller zur Vermeidung einer Lastumkehr zu garantieren.

Eine parallel zur Inbetriebnahme durchgeführte dreidimensionale FEM-Simulation mit dem Programmpaket ANSYS Workbench [ANS2007] zeigt die Verformung des Resonators unter dem Einfluss beider Tuner. Die Berechnung erfolgt dabei für die maximale Belastungsgrenze der Tuner von je  $3 \text{ kN}$  und den in [KMW2003] veröffentlichten Materialkennzahlen (E-Modul  $E = 1.23 \cdot 10^5 \text{ MPa}$  und Poissonzahl  $\nu = 0.38$ ) für Niob bei kryogenen Temperaturen. Entsprechend der Darstellung in Abbildung 4.12 beschränkt sich die zu erwartende axiale Verformung der Halbzelle ( $\Delta L \approx 0.16 \text{ mm}$ ) zum Großteil auf deren Rückwand, während sich die Längenänderung des Dreizellers ( $\Delta L \approx 0.2 \text{ mm}$ )

gleichmäßig auf alle drei Zellen verteilt. Die resultierende Federkonstante liegt mit jeweils etwa 15 kN/mm, ebenso wie der Designwert nach [STE2004a] deutlich über dem Messwert. Von der Realität abweichende Materialkennzahlen können die Differenz jedoch nur bedingt erklären. So ändert sich laut [MYN2003] das Elastizitätsmodul für polykristallines Niob trotz thermischer Behandlung bei verschiedenen Temperaturen bis 800 °C nur in engen Grenzen ( $\approx 10\%$ ), während die Poissonzahl sogar konstant bleibt. Lediglich die für die Simulation nicht relevante Streckgrenze sinkt deutlich.

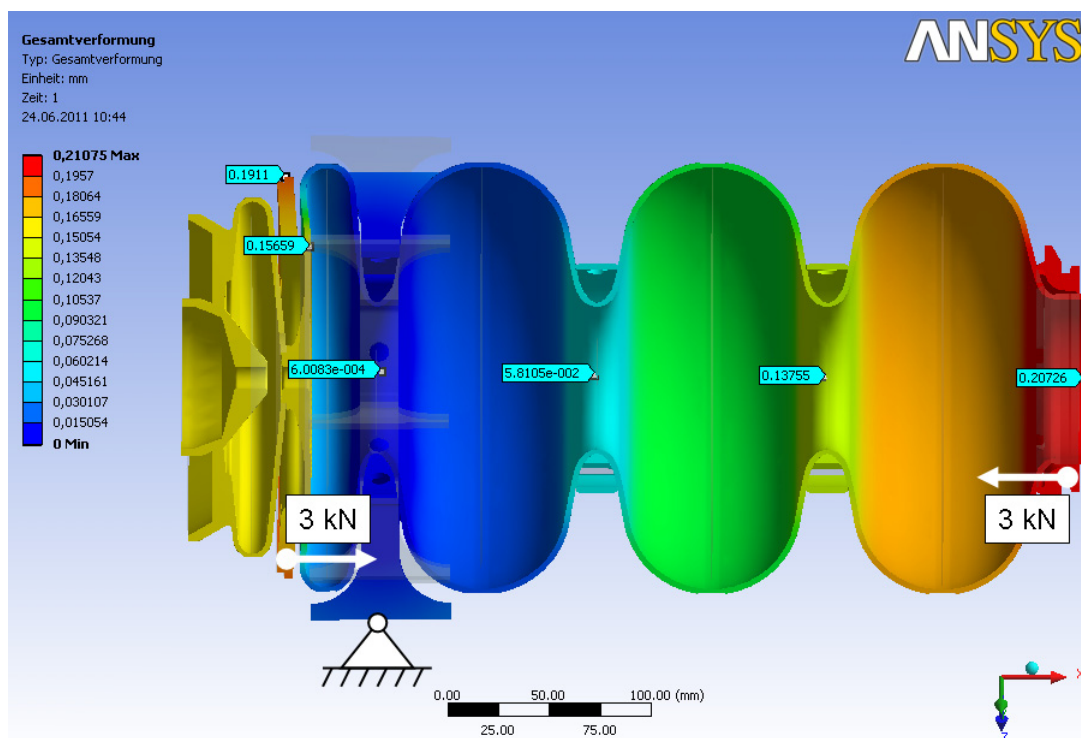


Abbildung 4.12: Simulierte Verformung des Resonators unter dem Einfluss beider Tuner (30-fach verstärkt gezeichnet). Die blauen Pfeile markieren ausgewählte Punkte der axialen Längenänderung.

### 4.2.3 Kathodentuner

Der Kathodentuner dient der axialen Positionsänderung der Kathode, um die Fokussierung des Bunches durch die radiale elektrische Feldkomponente nach [JAN2000] optimieren zu können. Der dafür realisierte Tuningmechanismus nach [STE2004b] ist in Abbildung 4.13a dargestellt. Er besteht aus drei im Winkel von  $120^\circ$  zueinander angeordneten Koppelstegen, die jeweils über einen einseitigen Hebel und eine Antriebswelle mit dem Getriebe ( $i = 1:10$ ) und dem Schrittmotor (200 steps/turn) außerhalb des Kryostaten verbunden sind. Neben der weitgehenden thermischen Entkopplung vom Heli-



umsystem, sind ein Kraftweg von  $\Delta s_{\text{out}} = 2 \text{ mm}$  bei hoher Auflösung und Hysteresefreiheit die maßgebenden Designforderungen.

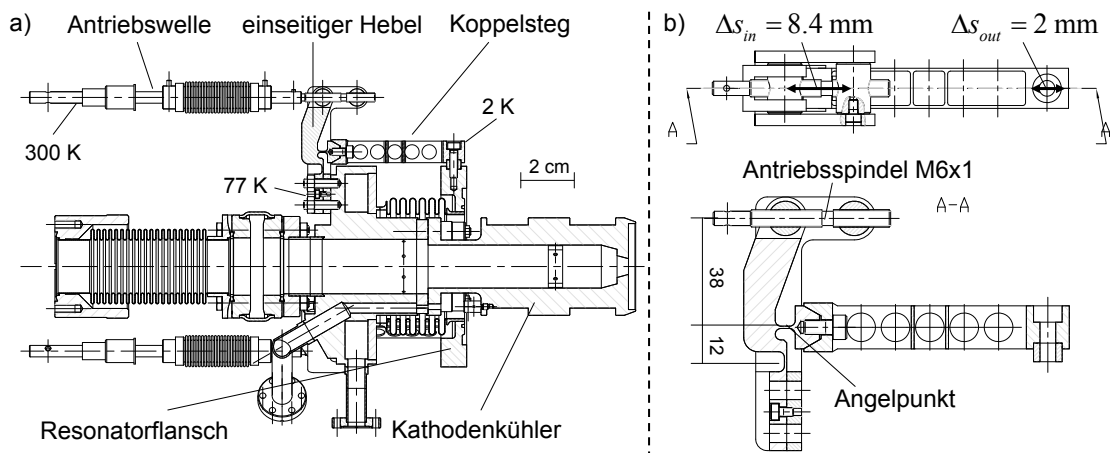


Abbildung 4.13: a) Kathodentuningsystem zur axialen Positionsänderung der Kathode während des laufenden Betriebs der SRF-Gun und b) vergrößerte Darstellung des Hebelmechanismus.

Aus dem Hebelverhältnis von 12:50 (vgl. Abbildung 4.13b) und der zweifachen Steigung der Antriebsspindel von 1 mm ergibt sich somit eine mechanische Auflösung von  $1.32 \mu\text{m}/^\circ$ , welche in Kombination mit Getriebe und Schrittmotor auf  $0.24 \mu\text{m}/\text{step}$  untersetzt wird. Ein mechanischer Test am warmen Resonator im Vorfeld der Reinraummontage bestätigt sowohl diese hohe Auflösung als auch die geforderte Hysteresefreiheit (vgl. Abbildung 4.14a).

Um die Funktion des Tuners auch am kalten Resonator zu prüfen, kann die Resonanzfrequenzänderung in Abhängigkeit der Kathodenposition bestimmt werden. Hierbei macht man sich den Umstand zunutze, dass die Grenzfrequenzen aller Rundhohlleitermoden nach Gleichung (2.73) für eine Kathodenöffnung mit einem Durchmesser von 12 mm deutlich über der Betriebsfrequenz liegen. Damit wird das elektromagnetische Feld nach Gleichung (2.75) exponentiell gedämpft. Dies wiederum führt nach Gleichung (2.123) beim Verschieben der Kathode zu einer Änderung der Resonanzfrequenz, welche durch Kombination beider Gleichungen ebenso exponentiell, jedoch mit der doppelten Konstante verläuft:

$$\frac{2\Delta\omega}{\omega_0} = \left( \kappa_e \frac{|\vec{E}_0|^2}{U} + \kappa_m \frac{|\vec{H}_0|^2}{U} \right) e^{2\alpha_z z} \quad \text{mit} \quad \alpha_z = \frac{2\pi}{\lambda_c} \sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_c}{\lambda} \right)^2}. \quad (4.8)$$

Dieses Verhalten wird sowohl durch die gemessenen als auch simulierten Werte für verschiedene Positionen der Kathode bestätigt (vgl. Abbildung 4.14b). Dabei fällt auf,

dass die Messwerte für Positionen kleiner als  $-300 \mu\text{m}$  vom erwarteten Verlauf abweichen und zudem hysteresebehaftet sind. Da jedoch keine Indizien gefunden werden konnten, die auf eine Fehlfunktion des Tuners hindeuten, wird vermutlich ein überlagerter Effekt dem Frequenzverhalten entgegenwirken.

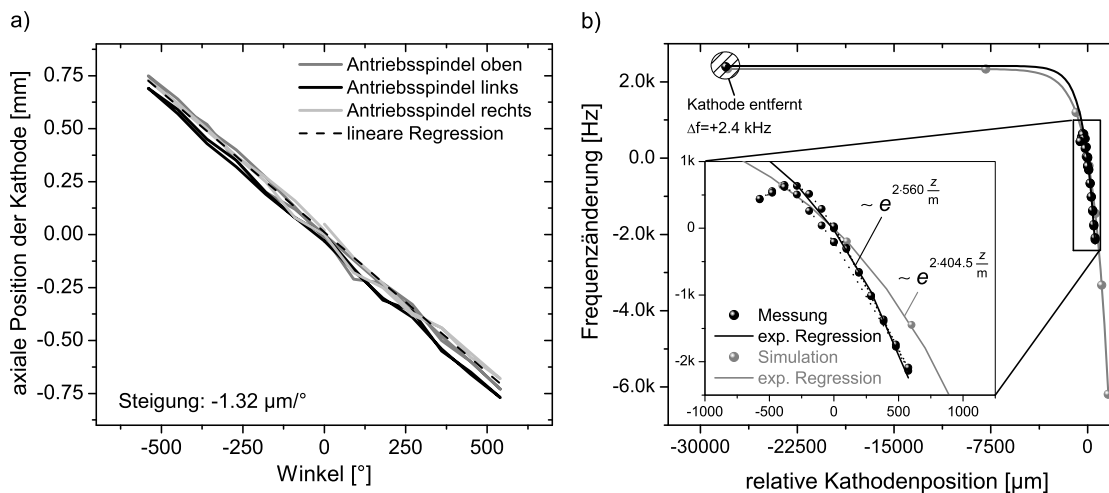


Abbildung 4.14: a) axiale Positionsänderung gegenüber der Rotation der Antriebsspindel und b) gemessene und simulierte Frequenzänderung über die Positionsänderung der Kathode.

Zur Bestimmung des Dämpfungsmaßes dient nun die exponentielle Regression der gemessenen und simulierten Werte. Im ersten Fall liefert diese mit  $\alpha_z = 560 \text{ m}^{-1}$  einen Wert, der etwas über dem theoretisch für eine  $\text{TM}_{01}$ -Mode mit einer Grenzwellenlänge von  $\lambda_c = 15.67 \text{ mm}$  zu erwartenden Dämpfungsmaß von  $\alpha_z = 399.9 \text{ m}^{-1}$  liegt. Das Ergebnis der SUPERFISH-Simulation befindet sich diesbezüglich hingegen mit  $\alpha_z = 404.5 \text{ m}^{-1}$  in guter Übereinstimmung. Eine Erklärung für diese Abweichung ist die möglicherweise real dominierende Hohlleitermode in der Kathodenöffnung. Handelt es sich bei dieser nicht um die rotationssymmetrische  $\text{TM}_{01}$ -Mode, wie sie auch in der Simulation erzwungen wurde, sondern beispielsweise um die nächsthöhere  $\text{TE}_{21}$ -Mode mit  $\alpha_z = 508.3 \text{ m}^{-1}$ , so stimmen Messung und Erwartung deutlich besser überein.

Im letzten Schritt wird der Abstand der Kathodenstirnfläche gegenüber der Rückwand der Halbzelle abgeschätzt. Hierzu wird aus den Simulationsergebnissen die Position der Kathode bestimmt, welche wie die Mittelposition der gemessenen Werte eine Frequenzdifferenz von  $\Delta f = +2.4 \text{ kHz}$  gegenüber der entfernten Kathode aufweist. Dies ist für eine um  $\Delta z = -2.1 \text{ mm}$  zurückgezogene Kathode erfüllt und entspricht damit in guter Näherung dem in [JAN2000] ermittelten Optimum von  $\Delta z = -2.5 \text{ mm}$ .

## 4.3 Multipacting

Unter Multipacting bzw. Multipactoring (MP) versteht man eine – meist ungewollte – resonante Elektronenvervielfachung in HF-Strukturen, die zu Schwierigkeiten beim Betrieb bis hin zur Zerstörung einzelner HF-Komponenten führen kann. Ursache hierfür ist ein Lawineneffekt, bei dem ein z. B. durch Feldemission zufällig aus dem Metallverbund gelöster Ladungsträger im HF-Feld beschleunigt wird. Trifft dieser an gleicher oder anderer Stelle wieder auf die Metalloberfläche, werden in Abhängigkeit von Auftrittsenergie und -winkel sowie der Materialart und ihrer Oberflächenbeschaffenheit (Rauhigkeit, Adsorbate, etc.) weitere Ladungsträger freigesetzt. Ist ihre Zahl dabei größer als die Zahl der ursprünglichen Ladungsträger, so kommt es bei geeigneter HF-Phase zu einer erneuten Beschleunigung und bei Wiederholung dieses Vorgangs schließlich zu einer selbsterhaltenden exponentiellen Vervielfachung der Ladungsträger.

### 4.3.1 Vorbetrachtung

Voraussetzungen für das Auftreten von Multipacting sind demnach:

1. Ein im EM-Feld beschleunigtes Elektron, welches entweder innerhalb einer ganzzahligen Anzahl von HF-Perioden an seinen Ausgangspunkt zurückkehrt (1-Punkt-Multipacting) oder aber nach einer ungeraden Anzahl von Halbperioden zunächst einen gegenüberliegenden Punkt erreicht, um dann anschließend nach einer weiteren ungeraden Anzahl von Halbperioden an den Ausgangspunkt zurück zu gelangen (2-Punkt-Multipacting). In beiden Fällen spielen die Feldverteilung und die Geometrie eine entscheidende Rolle.
2. Eine Aufschlagsenergie der beschleunigten Elektronen, die es erlaubt mehr als ein weiteres Elektron aus dem Metallverbund zu lösen und so eine exponentielle Vervielfachung zu ermöglichen.

#### 4.3.1.1 1-Punkt-Multipacting

Diese Form tritt häufig in pillbox-ähnlichen Resonatoren auf, da diese Bereiche hoher, quasi homogener, magnetischer Felder  $\vec{H}$  aufweisen, die eine stabile Trajektorie ermöglichen. Die Elektronen werden dabei von der senkrecht auf der Oberfläche stehenden Feldkomponente  $E_{\perp}$  beschleunigt und gleichzeitig durch das ebenfalls wirkende parallele Magnetfeld  $H_{\parallel}$  abgelenkt. Sie beschreiben damit näherungsweise eine Zyklotronbahn mit einer Länge von wenigen Zentimetern und kehren anschließend wieder an

ihren Ursprung zurück. Zur Erfüllung der Resonanzbedingung muss dies laut [PAD2008] innerhalb eines ganzzahligen Vielfachen  $n$  der HF-Periode  $1/f_0$  geschehen. Unter Verwendung der Zyklotronfrequenz  $f_z$  für den nichtrelativistischen Fall sowie der Ruhemasse  $m_e$  und der Elementarladung  $q_e$  eines Elektrons gilt somit

$$f_0 = nf_z = n \frac{q_e \mu_0 H_{\parallel}}{2\pi m_e}. \quad (4.9)$$

Ist gleichzeitig auch die zweite Voraussetzung erfüllt, so kann 1-Punkt-Multipacting in diskreten Bereichen bis zu einer maximalen Feldstärke  $H_1$  bei  $n = 1$  auftreten:

$$H_n = \frac{\omega_0 m_e}{n q_e \mu_0} \xrightarrow{n=1} H_1 = \frac{\omega_0 m_e}{q_e \mu_0}. \quad (4.10)$$

Die einzelnen MP-Bande werden dabei ausschließlich von der Ordnungszahl  $n$  bestimmt und sind aufgrund der idealisierten Annahme nur als Näherung zu verstehen.

Zur Abschätzung der Aufschlagsenergie wird angenommen, dass sich die Elektronen auf einer Kreisbahn zum Punkt  $P_2$  bewegen (vgl. Abbildung 4.15a). Damit ändert sich das wirksame Feld mit der Zeit und dem Ort und es gilt für die Startphase  $\varphi = 0$  näherungsweise

$$E(\tau) = E_{\perp} \sin(\omega_0 \tau) \underbrace{\cos\left(\frac{1}{2} \omega_0 \tau\right)}_{\text{Ortsabhängigkeit}}. \quad (4.11)$$

Die Beschleunigung für diesen eindimensionalen Fall folgt aus der Masse und der Lorentzkraft und führt mit der Integration beginnend bei  $t_1 = 0$  zur Geschwindigkeit

$$v(t) = -\int_0^t \underbrace{\frac{q_e E(\tau)}{m_e}}_{a(\tau)} d\tau = \frac{q_e E_{\perp}}{3\omega_0 m_e} \left[ 3 \cos\left(\frac{1}{2} \omega_0 t\right) + \cos\left(\frac{3}{2} \omega_0 t\right) - 4 \right] \quad (4.12)$$

und folglich auch zur kinetischen Energie der Elektronen, die zum Zeitpunkt  $t_2 = \pi(2n-1)/\omega_0$  einen Wert von

$$W_{kin}(t_2) = \frac{1}{2} m_e v(t_2)^2 = \frac{1}{2} m_e \left( \frac{4}{3} \frac{q_e E_{\perp}}{\omega_0 m_e} \right)^2 = \frac{8}{9} \frac{q_e^2 E_{\perp}^2}{\omega_0^2 m_e} \quad (4.13)$$

erreicht. Diese steigt nun auf dem Rückweg zum Ausgangspunkt  $P_1$  weiter an, bis sie sich schließlich beim Auftreffen der Elektronen auf der Oberfläche verdoppelt hat.

Durch die Verwendung von elliptischen Geometrien und den daraus resultierenden inhomogenen oberflächennahen Feldern stellt 1-Punkt-Multipacting in heutigen Resonatoren – anders als in koaxialen Strukturen – in der Regel kein Problem mehr dar.

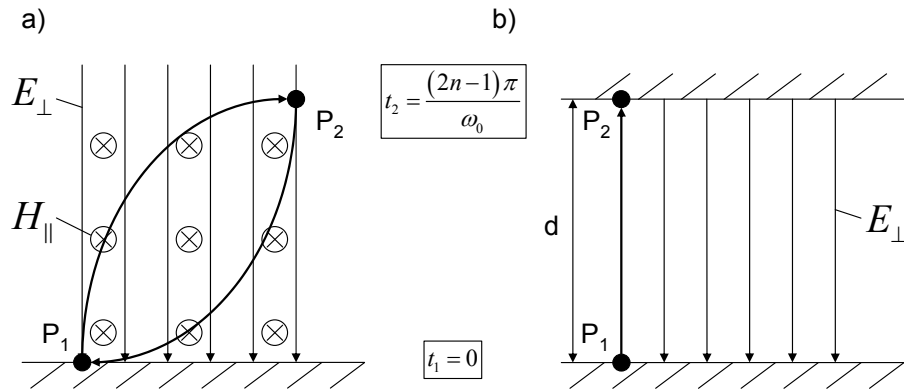


Abbildung 4.15: Idealisierte Trajektorien erster Ordnung ( $n = 1$ ) für a) 1-Punkt-Multipacting und b) 2-Punkt-Multipacting, jeweils dargestellt für eine HF-Periode.

### 4.3.1.2 2-Punkt-Multipacting

Eine zweite Form des Multipactings tritt in Erscheinung, sobald im elektrischen Feld beschleunigte Elektronen, zwei sich gegenüberliegende Punkte in einer ungeraden Anzahl von Halbperioden  $\pi(2n-1)/\omega_0$  erreichen können. Diese Resonanzbedingung ist für elliptische Resonatoren in Verbindung mit einer begünstigenden Aufschlagsenergie praktisch nicht erfüllt, verursacht in koaxialen Anordnungen jedoch häufig Schwierigkeiten. Mit Hilfe eines einfachen Modells zweier planparalleler Platten (Abstand  $d$ ) kann die kritische Spannung  $V_n$  für einsetzendes 2-Punkt-Multipacting näherungsweise berechnet werden. Ähnlich der vorangegangenen Betrachtungen erfolgt hierbei zunächst die Integration der Beschleunigung für  $\varphi = 0$ , wobei nun die in Gleichung (4.11) berücksichtigte Ortsabhängigkeit entfällt

$$v(t) = \frac{q_e E_{\perp}}{\omega_0 m_e} [\cos(\omega_0 t) - 1]. \quad (4.14)$$

Die Energie der Elektronen zum Zeitpunkt ihres Auftreffens auf der gegenüberliegenden Platte beträgt mit  $t_2 = \pi(2n-1)/\omega_0$

$$W_{kin} = \frac{2q_e^2 E_{\perp}^2}{\omega_0^2 m_e}. \quad (4.15)$$

Eine weitere Integration liefert ferner den Ort

$$x(t) = \frac{q_e E_{\perp}}{\omega_0^2 m_e} [\sin(\omega_0 t) - \omega_0 t] \quad (4.16)$$

und unter Einhaltung der Resonanzbedingung schließlich auch die gesuchte Spannung

$$E_{\perp} d = V_n = \frac{d^2 \omega_0^2 m_e}{q_e (2n-1) \pi}. \quad (4.17)$$

Kritische Feldstärkebereiche werden demnach neben der bekannten Ordnungszahl  $n$  auch vom Abstand  $d$  bestimmt.

### 4.3.1.3 Secondary Electron Yield

Im Zusammenhang mit der zweiten oben erwähnten MP-Bedingung fällt dem Sekundärelektronen-Emissions-Koeffizienten (engl. secondary electron yield, SEY) der Materialoberfläche eine besondere Bedeutung zu. Er beschreibt die Sekundärelektronenausbeute eines Materials in Abhängigkeit der Energie des auftreffenden Elektrons. Dabei ist die Kurvenform für viele Materialien ähnlich und resultiert aus der Wechselwirkung des auftreffenden Elektrons mit dem Metallverbund. Diese steigt mit der Auftrittsenergie, bis die ebenfalls wachsende Eindringtiefe der Primärelektronen ein Entkommen der Sekundärelektronen behindert und die Elektronenausbeute zu sinken beginnt (vgl. Abbildung 4.16). Eine Vervielfachung der Elektronen ist am Beispiel einer nass gereinigten Nioboberfläche, demnach nur innerhalb eines Energiebereichs von 50 eV bis 1500 eV zu erwarten.

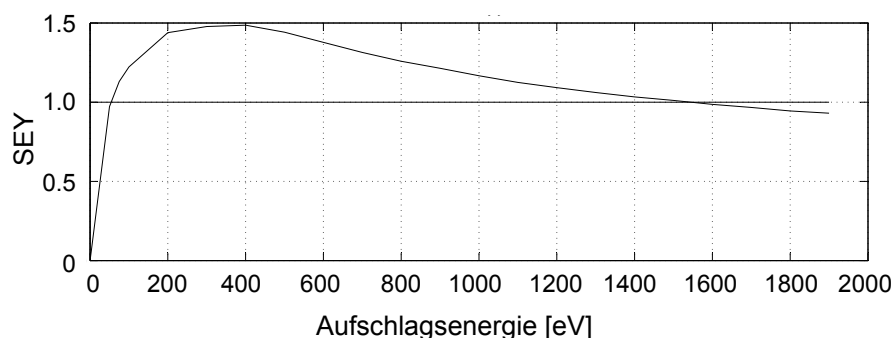


Abbildung 4.16: Sekundärelektronen-Emissions-Koeffizient für eine nass gereinigte Nioboberfläche (Quelle: [OIJ2001]).

Aufgrund dieser Interaktion, die im Wesentlichen auf der Oberfläche stattfindet, kann der Sekundärelektronen-Emissions-Koeffizient trotz gleichen Materials durch verschiedene Adsorbate (wenige Atomlagen) deutlich variieren. Da diese an den Reinigungsprozess und an die anschließende Reinraumbehandlung geknüpft sind, entscheiden beide Schritte wesentlich über das Auftreten von Multipacting. In vielen Fällen können Adsorbate jedoch durch fortwährenden Elektronenbeschuss an der Schwelle des einsetzenden Multipactings (CW-Processing) reduziert werden. In diesem Fall spricht man auch von weichem Multipacting (Soft-MP). Für koaxiale Strukturen wie dem Hauptkoppler oder der Photokathode der SRF-Gun kann auch eine Beschichtung mit Titannitrid (TiN) zur Reduktion der sekundären Elektronenausbeute führen [HIL2000].

### 4.3.2 Software Toolbox MultiPact 2.1

Grundsätzlich ist man immer bestrebt, Multipacting durch gezielte Optimierung der Resonatorgeometrie zu vermeiden. Wie bereits erwähnt erweisen sich hierbei elliptische Konturen als besonders geeignet. Da der SRF-Gun-Resonator jedoch prinzipbedingt im Bereich der Kathode (Halbzelle und Choke-Filter) von dieser optimierten Form abweicht, sind weitere Untersuchungen mit Hilfe der Toolbox MultiPact 2.1 [OIJ2001] notwendig. Für den wissenschaftlichen Gebrauch kann diese Software über das Deutsche Elektronen-Synchrotron kostenlos bezogen werden. Installation und Anpassung der hier verwendeten Version für Windows<sup>®</sup> ist in [YML2008] beschrieben.

Das Programm folgt laut [OIJ2001] folgendem Berechnungsschema: Zu Beginn wird für die axialsymmetrische Eingabestruktur mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode die Feldverteilung der Monopolmode berechnet. Das Meshing erfolgt hierbei automatisch über eine zuvor festgelegte Maschenkonstante. Anschließend werden die Trajektorien der Elektronen für verschiedene Startpunkte entlang der begrenzenden Geometrie bestimmt. Hierzu wird die Bewegungsgleichung mit Hilfe der Runge-Kutta-Fehlberg-Methode für variierende Startphasen bei konstanter Feldstärke gelöst. Diese Berechnung erfolgt bis zur Kollision eines Elektrons mit der Oberfläche, wobei Ort, Energie und Phase des Feldes ermittelt werden. Anhand der SEY-Funktion wird nun die Zahl der als Folge der Kollision emittierten Sekundärelektronen bestimmt sowie deren Bewegung im Feld mit Hilfe der neuen Anfangsbedingung wiederholt berechnet. Alle Elektronen, die den Metallverbund nicht verlassen können, werden im weiteren Verlauf der Simulation vernachlässigt. Die Berechnung wird bis zu einer definierten Zahl an Einschlägen (hier  $N = 50$ ) fortgesetzt und für verschiedene Feldstärken auf gleiche Weise wiederholt.

Die Anzahl  $c_N$  aller nach  $N$  Einschlägen freien Elektronen wird auf die Zahl der Anfangselektronen normiert  $c_N/c_0$  und als Zählfunktion (hier: counterfunction) in Abhängigkeit der maximalen Oberflächenfeldstärke  $E_{peak}$  dargestellt. Wird die Resonanzbedingung durch wiederkehrende Trajektorien erfüllt, so kann das anhand dieser Funktion abgelesen werden. Um weiterhin nur Elektronen mit einer geeigneten mittleren Energie  $Ef_N$  (für  $SEY > 1$ ) zu berücksichtigen, liefert die erweiterte Zählfunktion (hier: enhanced counterfunction) die normierte Summe aller Sekundärelektronen  $e_N/c_0$ . Überschreitet diese den Wert Eins, ist das Auftreten von Multipacting wahrscheinlich. In diesem Fall zeigt eine weitere Darstellung den räumlichen und zeitlichen Verlauf der resultierenden Trajektorie und ermöglicht somit deren Charakterisierung.

Weitere Informationen sowie Rechenbeispiele können der ausführlichen Begleitdokumentation des Programms entnommen werden [MPC2001].

### 4.3.3 Multipacting-Simulation

Mit Hilfe der vorgestellten Toolbox werden nun zwei geringfügig modifizierte Geometrien des SRF-Gun-Resonators auf Bereiche auftretenden Multipactings untersucht und Möglichkeiten zu dessen Vermeidung vorgestellt. Die Zahl der in beiden Fällen berücksichtigten Iterationen beträgt  $N = 50$ . Die Maschenkonstante ist jeweils 2.5 und die berücksichtigte maximale Oberflächenfeldstärke reicht bis  $E_{peak} = 40$  MV/m.

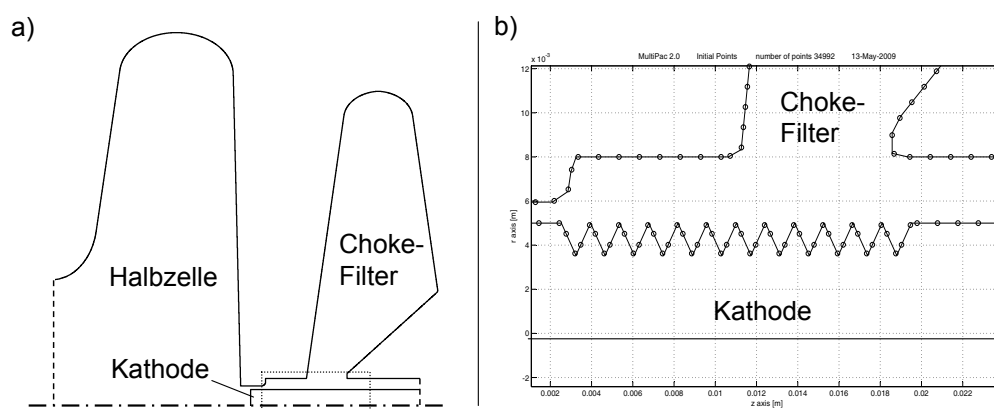


Abbildung 4.17: Kontur der rotationssymmetrischen Geometrie, bestehend aus Halbzelle und Choke-Filter sowie a) einer glatten Kathode bzw. b) einer strukturierten Kathode (hier vergrößert dargestellt).

Im ersten Fall wird die in Abbildung 4.17a dargestellte rotationssymmetrische Geometrie bestehend aus Halbzelle und Choke-Filter sowie einer glatten Kathode betrachtet. Der Spalt der durch die Kathode geformten coaxialen Anordnung beträgt dabei  $d = 3$  mm. Anhand der erweiterten Zählfunktion in Abbildung 4.18a können nun drei kritische Feldstärkebereiche identifiziert werden, wobei insbesondere für  $E_{peak} = 40$  MV/m beide Voraussetzungen des Multipactings erfüllt sind. Nach Abbildung 4.18b handelt es sich demnach um eine Mischung aus 2-Punkt-Multipacting erster und zweiter Ordnung, welches im Spalt der coaxialen Anordnung auftritt. Die mittlere Einschlagsenergie liegt mit  $W_{kin} \approx 235$  eV zwischen den nach Gleichung (4.15) erwarteten Werten (vgl. Tabelle 4.3 für  $d = 3$  mm) und damit auch im kritischen Abschnitt der SEY-Kurve. Über die absolute Feldstärke  $E_{peak}$  im Resonator, welche im Spalt zur kritischen Spannung  $V_n$  und damit zu Multipacting führt, kann das Programm jedoch keine verlässliche Aussage treffen. Eine hierfür erforderliche realitätsnahe Simulation verlangt insbesondere im Bereich der Kathode eine hohe Maschendichte, die zu



einer unvertretbar großen Simulationszeit führt. Dennoch liefert das Ergebnis einen wichtigen Hinweis über gefährdete Bereiche im Resonator.

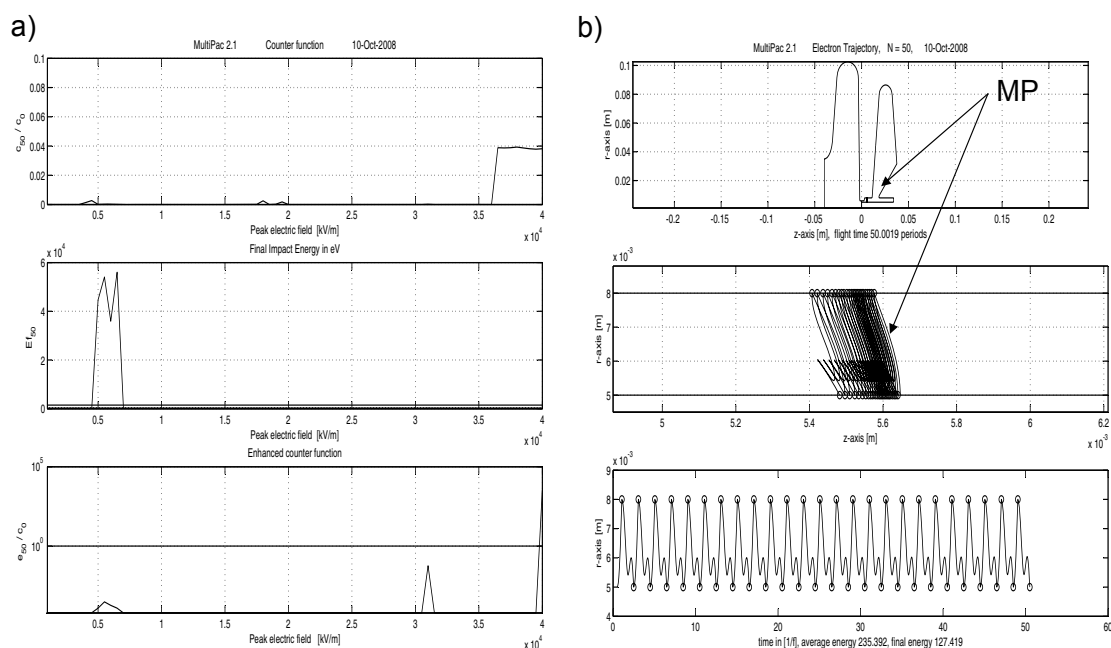


Abbildung 4.18: Zusammenfassung der Ergebnisse der MP-Simulation für eine glatte Kathode, wobei a) die Zählfunktion, die mittlere Energie sowie die erweiterte Zählfunktion zeigt, während unter b) der Ort sowie der räumliche und zeitliche Verlauf der MP-Trajektorie dargestellt sind.

Tabelle 4.3: Analytisch berechnete 2-Punkt-MP-Schwellen  $V_n$  sowie die resultierenden Aufschlagsenergien  $W_{kin}$  für verschiedene Bereiche des SRF-Gun-Resonators.

Bereich	$V_n$ [V]		$W_{kin}$ [eV]	
	$n = 1$	$n = 2$	$n = 1$	$n = 2$
Kathode mit $d = 1$ mm	121	40	77	8
Kathode mit $d = 3$ mm	1087	362	692	77
Halbzelle mit $d = 27$ mm	88000	29333	56000	6223

Eine zweite Simulation mit einer verringerten Spaltbreite von  $d = 1$  mm liefert ebenfalls einen Hinweis auf 2-Punkt-Multipacting ( $n = 1$ ) im Bereich der Kathode, wobei die Einschlagsenergie in diesem Fall jedoch mit  $W_{kin} \approx 40$  eV an der unteren Grenze des kritischen Energiebereichs liegt.

Zur Unterdrückung von Multipacting in coaxialen Anordnungen wird in [OIJ1997] der Einsatz einer variablen Gleichspannung  $V_{DC}$  diskutiert. Prinzipiell gilt dabei, dass, unter Vernachlässigung der Hochspannungsdurchschlagsfestigkeit, jede Form von MP in coaxialen Strukturen durch eine geeignete Spannung unterdrückt werden kann. Für das kompensierende DC-Feld gilt dabei

$$\vec{E}_{DC} = \frac{V_{DC}}{\ln(r_a/r_i)} \frac{1}{r} \vec{e}_r, \quad (4.18)$$

wobei für  $V_{DC} > 0$  die Feldlinien vom Innen- zum Außenleiter (von  $r_i$  zu  $r_a$ ) zeigen. Aus den Betrachtungen der o. g. Publikation geht weiterhin hervor, dass

1. sowohl positive als auch negative Spannungen zur Unterdrückung von MP geeignet sind,
2. die erforderliche DC-Spannung  $V_{DC}$  vom Charakter der elektromagnetischen Welle (Wander- oder Stehwelle) unabhängig ist (es skaliert lediglich die Einsatzschwelle des MP) und
3. die DC-Spannung in guter Näherung linear mit der Frequenz  $f_0$ , dem Außendurchmesser  $2r_a$  und der Impedanz  $Z_w$  des Wellenleiters skaliert

$$V_{DC} \sim f_0 2r_a Z_w. \quad (4.19)$$

Für die in [OIJ1997] betrachteten Beispiele liegt die erforderliche Spannung zur Unterdrückung von Multipacting je nach Frequenz und Geometrie bei wenigen  $\pm$ kV. Die daraus berechnete Proportionalitätskonstante beträgt somit näherungsweise

$$p_{DC} = \frac{V_{DC}}{f_0 2r_a Z_w} \approx \pm 1.2 \frac{\text{V}}{\text{GHz mm } \Omega}. \quad (4.20)$$

Da die dabei berücksichtigten Feldstärken in etwa auch den zu erwartenden Werten im Bereich der Kathode der SRF-Gun entsprechen, ermöglicht Gleichung (4.20) eine Abschätzung der erforderlichen Spannung. In Tabelle 4.4 sind diese für zwei unterschiedliche Außendurchmesser und den daraus resultierenden Spaltbreiten von  $d = 1$  mm und  $d = 3$  mm zusammengefasst. Demnach lässt sich bereits mit einer Spannung von  $V_{DC} \approx \pm 0.7$  kV auftretendes Multipacting in beiden Fällen sicher unterdrücken.

Tabelle 4.4: Abschätzung der erforderlichen DC-Spannung zur Unterdrückung des Multipactings an der SRF-Gun für zwei unterschiedliche Kathodenöffnungen  $2r_a$  und einem Kathodendurchmesser von  $2r_i = 10$  mm.

Spaltbreite	$f_0$ [GHz]	$2r_a$ [mm]	$Z_w$ [ $\Omega$ ]	$V_{DC}$ [V]
$d = 1$ mm	1.3	12	11	$\pm 200$
$d = 3$ mm	1.3	16	28	$\pm 700$

Hinweis: Die Abschätzung der Feldstärke für die in [OIJ1997] untersuchten TEM-Wanderwellen erfolgt anhand der mittleren Leistungsdichte  $\bar{P}/A$ , die wiederum über

den Betrag des Poynting-Vektors  $\vec{S}$  und damit auch über die Feldstärke und die Impedanz des Wellenleiters  $Z_w$  definiert ist

$$\frac{\bar{P}}{A} = |\vec{S}| = \frac{1}{Z_w} |\vec{E}_{eff}|^2 \rightarrow E_{peak} = \sqrt{2} E_{eff}. \quad (4.21)$$

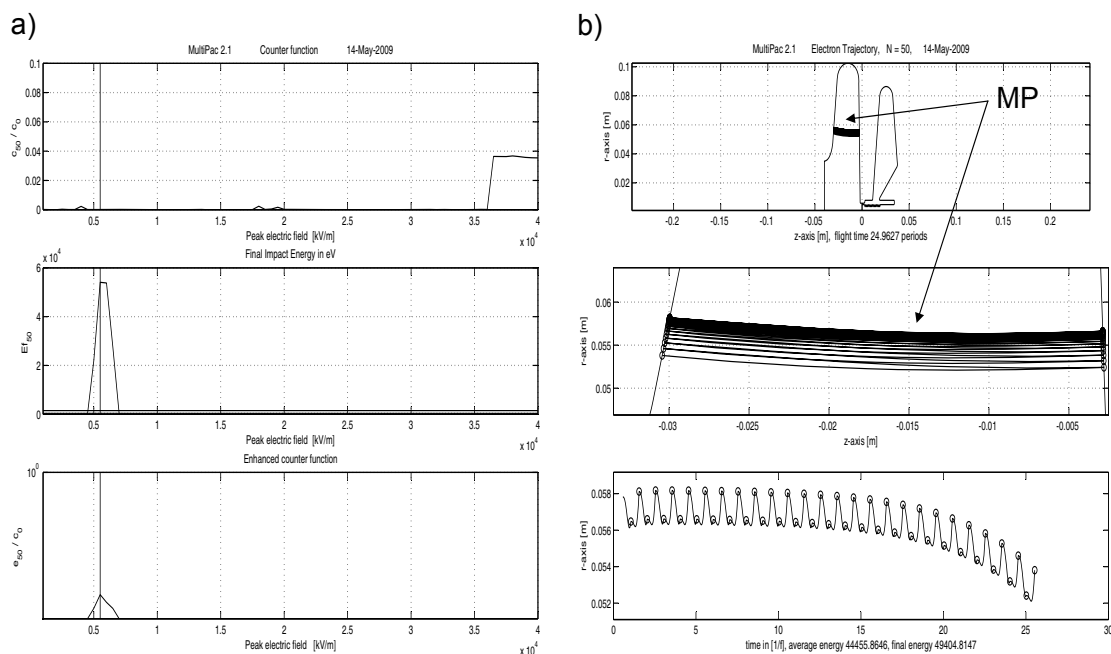


Abbildung 4.19: Zusammenfassung der Ergebnisse der MP-Simulation für eine strukturierte Kathode, wobei a) die Zählfunktion, die mittlere Energie sowie die erweiterte Zählfunktion zeigt, während unter b) der Ort sowie der räumliche und zeitliche Verlauf der MP-Trajektorie dargestellt sind.

Eine weitere Möglichkeit zur Unterdrückung von Multipacting ist nach [STU2004] die Strukturierung der Kathodenoberfläche, sodass die Resonanzbedingung durch den variierenden Abstand unterbrochen wird und die Sekundärelektronen die Oberfläche nicht verlassen können. In Abbildung 4.17b ist deshalb die bekannte Geometrie ( $d = 3$  mm) um eine Kathode mit dreieckigen Riefen (Kantenlänge 1 mm, gleichseitig) abgewandelt. Das Ergebnis solch einer Modifikation zeigt die Simulation in Abbildung 4.19. Sowohl die MP-Bande bei  $E_{peak} = 40$  MV/m als auch die nicht näher untersuchte Bande bei  $E_{peak} = 32$  MV werden vollständig unterdrückt. Vom verbleibenden 2-Punkt-Multipacting erster Ordnung in der Halbzelle geht aufgrund der hohen Aufschlagsenergie von  $W_{kin} \approx 45$  keV (vgl. auch Tabelle 4.3) keine Gefahr aus. Als Folge von Adsorbaten kann dieses Schwelle jedoch als weiches Multipacting in Erscheinung treten.

### 4.3.4 Multipacting-Messung

Die Kathode der SRF-Gun ist sowohl thermisch als auch elektrisch über einen Spalt von  $d = 1 \text{ mm}$  (für ACC300) isoliert mit dem Resonator verbunden. Mit Hilfe eines Hochspannungsnetzteils besteht die Möglichkeit, das Gleichspannungspotential der Kathode zwischen  $-7 \text{ kV} \leq V_{DC} \leq 0 \text{ kV}$  zu variieren und gleichzeitig auch den Elektronenstrom zu messen. Auftretendes 2-Punkt-Multipacting kann somit durch den abrupten Anstieg des gemessenen Stroms bis zum maximalen Wert des verwendeten Netzteils identifiziert werden, während der Gradient trotz steigender Generatorleistung gleichzeitig limitiert ist. Dieser Grenzwert (hier: das maximale axiale elektrische Feld in einer der TESLA-Zellen) ist in Abbildung 4.20 als Funktion der Gleichspannung  $V_{DC}$  für drei verschiedene Positionen einer mit  $\text{Cs}_2\text{Te}$ -beschichteten glatten Kathode dargestellt.

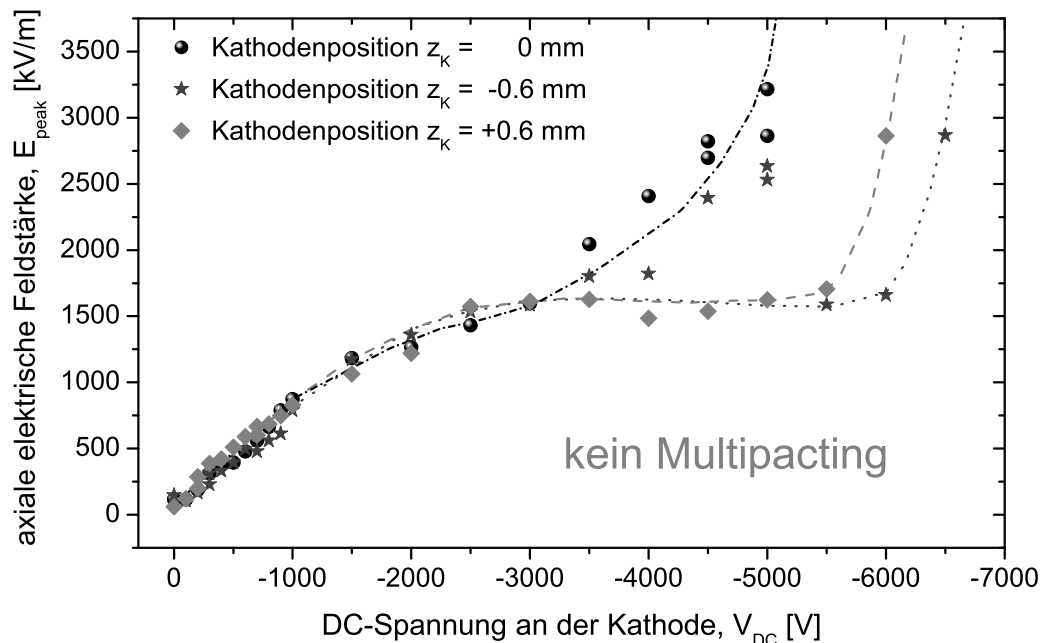


Abbildung 4.20: Schwellwert einsetzenden Multipactings, aufgetragen in Abhängigkeit des Gleichspannungspotentials einer glatten Kathode und dargestellt für drei verschiedene axiale Positionen  $z_K$ .

Der Schwellwert einsetzenden Multipactings steigt demnach mit der Gleichspannung. Der Verlauf unterscheidet sich jedoch ab einer Spannung von  $V_{DC} > 3 \text{ kV}$  für die untersuchten Positionen, sodass für  $z_K = -0.6 \text{ mm}$  (zurückgezogen) trotz maximaler Spannung ein Überwinden des Multipactings nicht mehr möglich ist.

Dieses experimentell ermittelte Verhalten unterscheidet sich deutlich von den Betrachtungen und Vorhersagen des vorangegangenen Abschnitts. Aus Erfahrungen mit verschiedenen Kathoden geht jedoch hervor, dass die erforderliche Spannung stark variiert.

ren kann. So sind für einige Exemplare – nach längerem Betrieb in der SRF-Gun – auch wenige hundert Volt zur Unterdrückung des Multipactings ausreichend. Ursache für diese Unterschiede sind vermutlich lokale Feldstärkeüberhöhungen durch Feldemitter und die Variation des SEY-Wertes durch Adsorbate auf dem Kathodenkörper.

Zur Überprüfung der zweiten Maßnahme zur Unterdrückung des Multipactings steht eine strukturierte Kathode ohne  $\text{Cs}_2\text{Te}$ -Beschichtung zur Verfügung, deren Riefen einem gleichschenkligen Dreieck mit einer Kantenlänge von  $2^{1/2}$  mm und einem eingeschlossenen rechten Winkel entsprechen. Nach Einbringen dieser Kathode in den Resonator zeigt sich während der ersten schrittweisen Erhöhung des Gradienten  $E_{\text{acc}}$  zwischen 0.6 MV/m und 1.5 MV/m ein deutliches und anhand der Stromspitzen gut zu erkennendes CW-Processing (Abbildung 4.21b, Test #1). Da dieses im folgenden Test vollständig verschwunden ist und der Gradient ohne Gleichspannung zuvor kritische Feldstärken problemlos überwindet, kann prinzipiell von der Zweckmäßigkeit der strukturierten Kathode ausgegangen werden.

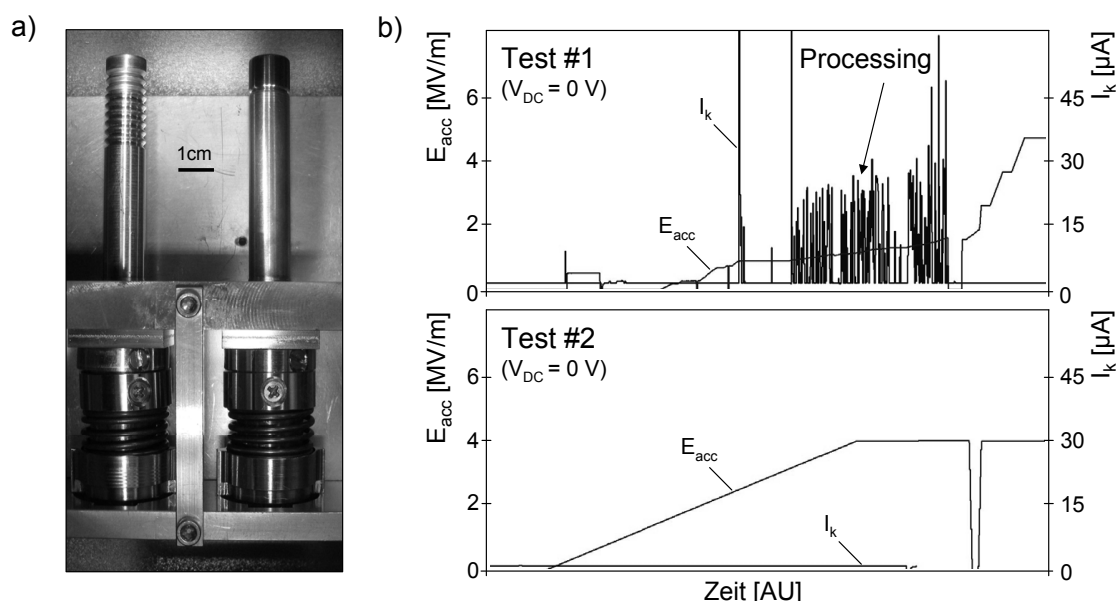


Abbildung 4.21: a) Fotografie der strukturierten Kathode (links) im Vergleich zu einer glatten Kathode (rechts) sowie b) der erste und zweite Test mit der linken Kathode.

Für Kathoden mit  $\text{Cs}_2\text{Te}$ -Beschichtung (vgl. [XIA2010]) zeigt sich jedoch, dass diese dennoch starkes Multipacting aufweisen. Dieses ist vermutlich auf Adsorbate zurückzuführen, die während des Präparationsprozesses auf die Kathode gelangen. Um für diesen Fall die Wirksamkeit der Riefen weiter zu erhöhen, ist für künftige Kathoden eine Verkleinerung des umschlossenen Winkels auf  $40^\circ$  sowie die in [WAN2006] vorgeschlagene Sägezahnstruktur vorgesehen.

### 4.3.5 Fazit zur Multipacting-Untersuchung

Das durch die theoretischen Vorbetrachtungen und die anschließende Simulation vorhergesagte Multipacting im Bereich der Kathode konnte praktisch für jede der verwendeten glatten Cs<sub>2</sub>Te-Kathoden bestätigt werden. Dabei erweisen sich sowohl ein Spannungspotential als auch eine Strukturierung der Kathodenoberfläche als effektive Möglichkeiten für dessen Unterdrückung. Die erforderliche Spannung hängt stark von der Kathode sowie ihrer Position im Resonator ab. Da die maximale Spannung von der Durchbruchfeldstärke begrenzt wird und diese für technische Oberflächen im Hochvakuum laut [KUE2005] bei etwa 10 kV/mm liegt, werden beide Gegenmaßnahmen redundant verwendet. Als dritte Möglichkeit ist künftig auch die Beschichtung der Kathode mit einem Material geringerer Sekundärelektronenausbeute (z. B. wenige 10 nm TiN) geplant (vgl. [KAA2010]).

Generell ist festzustellen, dass beim ersten Einsetzen einer Kathode in den Resonator ein Processing der MP-Schwelle (CW und z. T. gepulst) erforderlich ist, welches unter Umständen auch für eine bereits verwendete und erneut eingesetzte Kathode wiederholt werden muss. Das durch die Simulation in der Halbzelle ebenfalls vorausgesagte 2-Punkt-Multipacting erster Ordnung (vgl. Abbildung 4.19) trat hingegen nur während der Messungen im vertikalen Testkryostaten als weiche Barriere in Erscheinung und konnte durch CW-Processing überwunden werden.

## 4.4 Horizontaler Performance Test

Der Performance Test dient insbesondere zur Evaluierung der Leistungsfähigkeit des kompletten Kryomoduls. Hierfür wird ähnlich der Messung im vertikalen Teststand (vgl. Abschnitt 3.2) die intrinsische Güte in Abhängigkeit des Gradienten bestimmt. Anhand des charakteristischen Verlaufs lassen sich dann mögliche limitierende Ursachen ablesen. Der dafür verwendete Messaufbau entspricht dem vollständigen für den Betrieb erforderlichen HF-Pfad inklusive der Amplituden- und Phasenstabilisierung des Beschleunigungsgradienten (vgl. Abbildung 4.22). Die Messung erfolgt dabei ausschließlich im CW-Betrieb.

### 4.4.1 Messprinzip

Prinzipiell lassen sich die intrinsische Güte und der Gradient anhand der beiden aus Abschnitt 3.2.1 bekannten Methoden bestimmen.

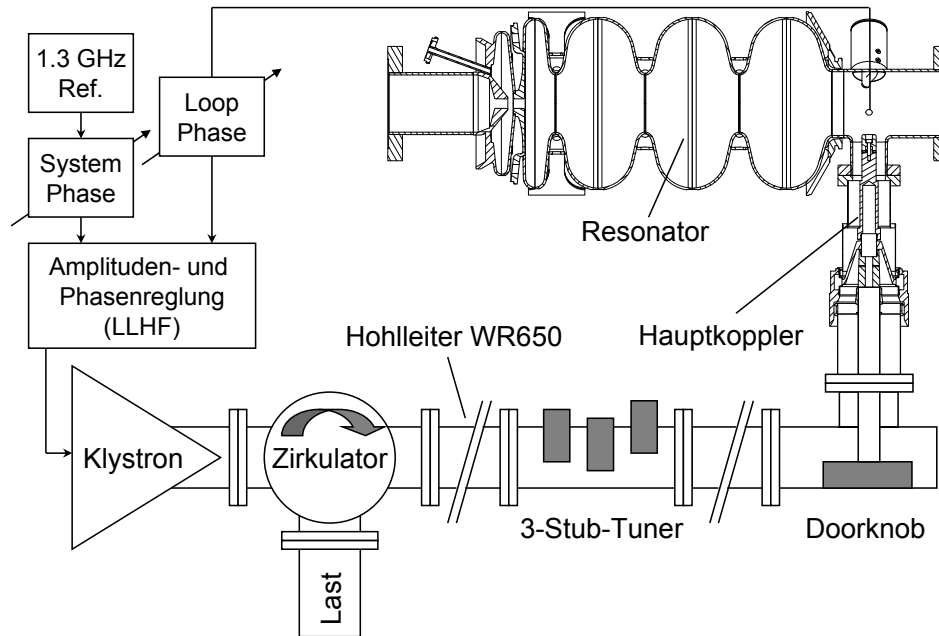


Abbildung 4.22: Schematischer Aufbau des vollständigen HF-Pfades mit Amplituden- und Phasenstabilisierung des Gradienten.

Im ersten Fall nach Gleichung (3.29) ist die Messunsicherheit jedoch aufgrund der stark überkritischen Einkopplung unvermeidbar groß. Eine bessere Variante stellt die Verwendung der aus den vertikalen Tests bekannten externen Güte des Strahlrohr-Pickups in Verbindung mit Gleichung (3.30) dar. Da dessen Integrität aufgrund weiterer Prozessschritte (z. B. Demontage und Montage) jedoch nicht sichergestellt ist, wird eine dritte Variante bevorzugt. Diese beschränkt sich – unter Vernachlässigung der ausgekoppelten Leistung – auf die stark überkritische Einkopplung. Damit lässt sich der Gradient mit Hilfe der intrinsischen Güte  $Q_0$  nach Gleichung (2.21) und der dissipierten Leistung  $P_C$  nach Gleichung (2.40) für  $\beta_{in} \gg 1$  auf die messtechnisch einfach zugänglichen Größen der Leistung  $P_i$  und der Bandbreite  $BW$  zurückführen:

$$E_{acc} = \frac{1}{L} \sqrt{2r_s Q_L \frac{4\beta_{in}}{(\beta_{in} + 1)} P_i} \stackrel{\beta_{in} \gg 1}{\approx} \frac{1}{L} \sqrt{4P_i 2r_s \frac{f_0}{BW}}. \quad (4.22)$$

Gleiches gilt mit

$$E_{peak} = \kappa_{peak} \sqrt{U} \quad \text{und} \quad U = \frac{Q_0 P_C}{\omega_0} = \frac{4P_i}{2\pi BW} \quad (4.23)$$

auch für die aus Gleichung (3.31) bekannte maximale elektrische Feldstärke  $E_{peak}$ , während die intrinsische Güte zusätzlich noch die Kenntnis der Heliumverluste  $P_C$  erfordert:

$$Q_0 = \frac{(E_{acc} L)^2}{2r_s P_C} = \frac{4P_i}{P_C} \frac{f_0}{BW}. \quad (4.24)$$

Um diese Verluste zu bestimmen, kann entweder eine Gasuhr in der Rückgasleitung der Heliumversorgung oder – wie im vorliegenden Fall – ein elektrischer Heizer verwendet werden. Der Heizer dient dabei der Stabilisierung des Heliumfüllstandes bei gleichzeitig konstantem Massenzustrom. Ändert sich nun die dissipierte Leistung im Resonator, so ist dies direkt anhand der Änderung der elektrischen Leistung des Heizers ablesbar. Eine exakte Messung erfordert jedoch die genaue Kenntnis des elektrischen Widerstands bei Heliumtemperatur. Im vorliegenden Fall liegt dieser bei  $R_{\text{Heizer}} = 6.4 \Omega$ . Weiterhin ist während der Messung auf den Einsatz des 3-Stub-Tuners zu verzichten, da dieser durch die zwischen ihm und dem Koppler auftretenden Stehwelle zusätzliche Verluste verursacht, die nicht quantifiziert werden können und so zu Messfehlern führen.

#### 4.4.2 Vergleich ausgewählter Messungen

Die Gütekurve ist ein wichtiges Indiz über den Zustand des Resonators zum Zeitpunkt der Messung. Sie wird daher regelmäßig und nach besonderen Ereignissen (z. B. Reparaturen am Kryostat) überprüft. Somit kann, bezugnehmend auf eine Referenzmessung, stets eine Aussage über die möglicherweise fortschreitende Kontamination des Resonators durch die verwendeten Halbleiterkathoden oder anderer Einflüsse getroffen werden.

Während der Messung werden Gradient und Phase durch den in Kapitel 4.7 näher beschriebenen analogen Low-Level-HF-Controller (LLHF) auf den gewünschten Vorgabewert stabilisiert. Die erreichte Genauigkeit liegt laut [BUE2007] bei etwa  $2 \cdot 10^{-4}$  bzw.  $0.02^\circ$ . Als Regelgröße dient die über das Strahlrohr-Pickup ausgekoppelte Leistung, welche am Leistungsdetektor LTC5535 als Spannung zur Verfügung steht. Für die schnelle Messung des Gradienten im laufenden Betrieb wird diese Spannung in Abhängigkeit des nach Gleichung (4.22) bestimmten Wertes kalibriert. Ändert sich der Signalpfad, so muss die Kalibrierung wiederholt werden. Abbildung 4.23a zeigt zwei entsprechende Kalibrierkurven. Die dabei parasitär nach Gleichung (3.30) bestimmte externe Güte des Strahlrohr-Pickups beträgt mit  $Q_{\text{Pickup}} = 6.6 \cdot 10^{11}$  exakt dem Wert der Vertikaltests.

Aus betriebstechnischer Sicht ist weiterhin die dissipierte Leistung als Funktion des Gradienten von Bedeutung (vgl. Abbildung 4.23b). Diese wird zur Verbesserung des Regelverhaltens bei schnellem Lastwechsel vor der eigentlichen Änderung der Regelgröße – dem Heliumfüllstand – als so genannte Störgröße berücksichtigt. Durch die damit verbundene Reduzierung der Regeldifferenz werden Druckschwankungen des Heliumsystems verringert und die Betriebssicherheit erhöht.



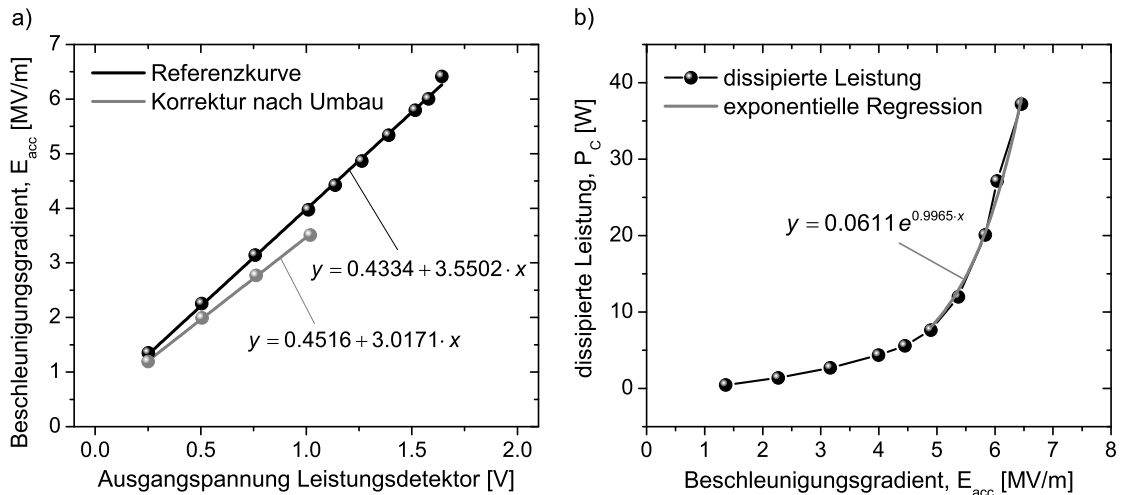


Abbildung 4.23: a) Kalibrierkurve des Leistungsdetektors LTC5535 und b) dissipierte Leistung in Abhängigkeit des Beschleunigungsgradienten zur Störgrößenaufschaltung.

Abbildung 4.24 zeigt vier ausgewählte Gütekurven, wobei die Referenzkurve unmittelbar nach dem ersten Cool-down mit einer Kupferkathode aufgenommen wurde. Die übrigen drei Messungen erfolgten ohne Kathode, im Anschluss an ein Resonatortraining (HPP, vgl. Abschnitt 4.5) sowie nach dreijährigem Betrieb der SRF-Gun und einer Vielzahl von Kathodenwechseln.

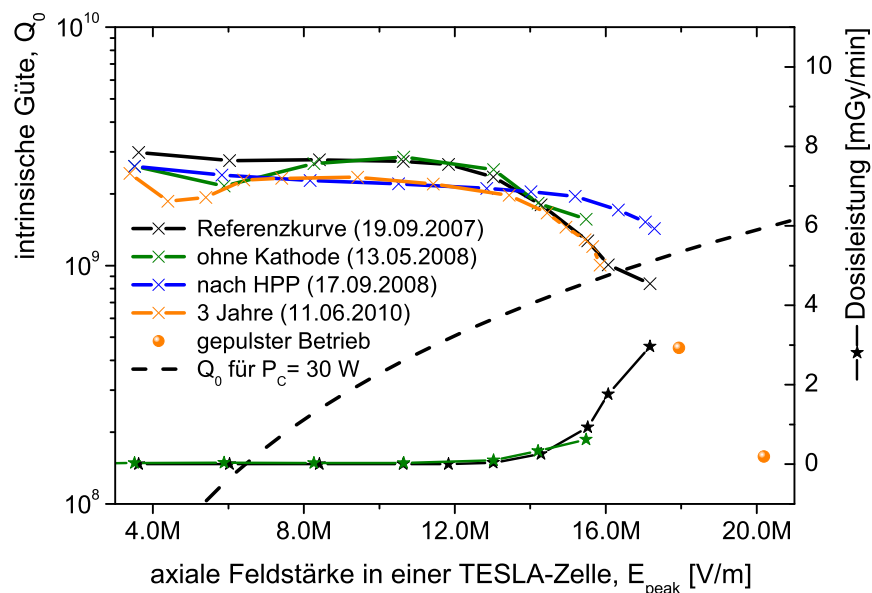


Abbildung 4.24: Darstellung vier signifikanter  $Q_0$  über  $E_{peak}$ -Kurven sowie des Verlaufs der Dosisleistung der ersten beiden Kurven, gemessen bei 2 K.

In allen vier Tests wird die elektrische Feldstärke durch die zur Verfügung stehende Kühlleistung des Heliumsystems ( $\sim 30$  W) begrenzt. Im CW-Betrieb können so etwa  $E_{peak} = 16$  MV/m erreicht werden, während sich der Gradient im gepulsten Regime

(Tastverhältnis = 1/10) auf etwa  $E_{peak} = 20$  MV/m erhöhen lässt. In beiden Fällen liegt der erreichte Wert damit deutlich unter den Erwartungen des letzten Vertikaltests und konnte auch durch ein Resonatortraining nur geringfügig verbessert werden.

Im Vergleich zu den Ergebnissen aus Abschnitt 3.2 ist auch die erreichte intrinsische Güte eine Größenordnung kleiner. Ursache dafür ist ein hoher Oberflächenrestwiderstand  $R_{res}$ , der seinerseits wiederum auf eine mögliche Partikelkontamination des Resonators während der Reinraummontage oder aber auf ein eingefrorenes Restmagnetfeld (engl. frozen-in magnetic flux) zurückzuführen ist. Um Letzteres auszuschließen, werden alle Magnete während des Cool-downs abgeschaltet. Zusätzlich wird das Erdmagnetfeld um dem Resonator mit einem MuMetall-Schild aus einer weichmagnetischen Nickel-Eisen-Legierung auf einen Wert  $<1$   $\mu$ T reduziert (vgl. [TEI2006]). Der daraus resultierende Restwiderstand nach [AUN2000] von  $3.5$   $n\Omega/\mu$ T kann als Ursache folglich ausgeschlossen werden. Auch ein Austausch von leicht magnetisierten Schraubenverbindungen und die aktive Entmagnetisierung aller Vakuumdurchführungen sowie der Kabel führten zu keiner Verbesserung.

Da aufgrund der Verläufe aller Gütekurven und der thermischen Behandlung des Resonators auch eine Einlagerung von Hydridverbindungen in der Oberfläche (Q-disease) ausgeschlossen werden kann, gilt eine Kontamination des Resonators als wahrscheinlichste Ursache. Diese Vermutung wird auch durch die auftretende Gammastrahlung gestützt, welche auf früh einsetzende Feldemission hindeutet, die den Gradienten des Resonators schließlich begrenzt. Der Anteil, der dabei auf die Kathode zurückzuführen ist, wird auf der Grundlage der zweiten Messung als gering eingeschätzt. Um weitere Quellen der Feldemission zu lokalisieren, könnte beispielsweise das Energiespektrum der Gammastrahlung und dessen räumliche Verteilung um den Kryostaten gemessen und mit einer geeigneten Partikel-Tracking-Simulation verglichen werden.

Trotz der Limitierung des Resonators zeigen alle vier über einen Zeitraum von drei Jahren angefertigten Messungen, dass die Verwendung normalleitender Halbleiterkathoden mit den damit verbundenen Kathodenwechseln zu keiner Verschlechterung der Performance eines supraleitenden Resonators führt.

## 4.5 In Situ-High Pulse Power Processing

Aufgrund der Erfahrungen an verschiedenen Instituten weltweit (z. B. TJNAF, DESY, KEK) ist eine Verschlechterung der Resonatorperformance von 20-30 % zwischen dem

vertikalen Akzeptanztest und dem späteren Betrieb im Kryomodul durchaus bekannt. Als Hauptursache wird auch in [PAD2008] die Kontamination des Resonators durch Partikel verschiedener Größe während der Koppler- und Beamlinemontage unter Reinraumbedingungen erwähnt. Um diese potentiellen Feldemitter zu verringern, wurde bereits Mitte der Neunziger Jahre das so genannte High Pulse Power Processing (HPP) als in situ-Verfahren entwickelt. Hierbei wird das Oberflächenfeld am Ort des Emitters in möglichst kurzer Zeit durch Pulsung der Vorlaufleistung erhöht, sodass der Emissionsstrom bis auf ein Level ansteigt, bei dem der Feldemitter durch Schmelzen, Verdampfen, Gas- und Plasmabildung sowie HF-Entladungen zerstört wird. Laut [PAD2008] muss dabei für den feldemissionsfreien CW-Betrieb etwa die doppelte Feldstärke im Puls realisiert werden. Aufgrund der im Puls mit wachsendem Gradienten schnell fallenden intrinsischen Güte wird die maximal erreichbare Feldstärke jedoch stark begrenzt. Als Parameter zur Optimierung der Effizienz dieses Prozesses dienen die Vorlaufleistung  $P_i$ , die maximale Pulslänge  $t_{\max}$  und die externe Koppelgüte des Hauptkopplers  $Q_{in}$ . Dabei wird im Gegensatz zur üblichen Vorgehensweise die intrinsische Güte als Funktion der Feldstärke berücksichtigt.

### 4.5.1 Optimierung der Prozessparameter

Zur Optimierung der Prozessparameter ist insbesondere der transiente Verlauf der Feldstärke zu Beginn des HF-Pulses von Interesse. Der Einfluss der Lorentzkraftverstimmung wird hierbei nicht berücksichtigt, sodass der Resonator während des gesamten Pulses resonant angeregt wird. Entsprechend den bekannten Gleichungen (2.41) bis (2.43) folgt demnach

$$E_{acc} = \frac{1}{L} \sqrt{2r_s Q_0 \frac{4\beta_{in}}{(\beta_{in} + 1)^2} P_i} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \quad \text{mit} \quad \beta_{in} = \frac{Q_0}{Q_{in}} \quad \text{und} \quad \tau = \frac{2}{\omega_0} \frac{Q_0 Q_{in}}{Q_0 + Q_{in}}. \quad (4.25)$$

Die erwähnte Feldstärkeabhängigkeit der intrinsischen Güte  $Q_0(E_{acc})$  ist wiederum aus dem vorangegangenen Abschnitt (Abbildung 4.24, Referenzkurve) bekannt. Durch Interpolation der Messpunkte und einer exponentiellen Regression für Gradienten, welche die Messwerte übersteigen, kann die Güte entsprechend der Darstellung in Abbildung 4.25 approximiert und in Gleichung (4.25) verwendet werden. Durch numerisches Lösen der daraus resultierenden Zeit-Funktion folgt schließlich die gesuchte Feldstärke  $E_{acc}$  in Abhängigkeit der drei, während des HPP manipulierbaren Größen  $P_i$ ,  $Q_{in}$  und  $t_{\max}$ . Gleiches gilt folglich auch für die Güte.

Zentrale Forderung beim HPP ist das Erreichen einer möglichst hohen Feldstärke. Diese steigt im Allgemeinen mit Erhöhung der Vorlaufleistung, während die externe Güte der gleichzeitig fallenden intrinsischen Güte angepasst werden muss. Die Pulslänge sollte nun mindestens im Bereich der durch Vorlaufleistung und Kopplung bestimmten Einschwingzeit des Resonators liegen. Gleichzeitig darf dies jedoch nicht zur Überschreitung der tolerierbaren dissipierten Leistung führen. Um diese zu berechnen wird nach Gleichung (2.38) der Mittelwert des transienten Verlaufs in Abhängigkeit der Vorlaufleistung und der Kopplung bestimmt:

$$\bar{P}_C = \frac{1}{T} \int_0^{t_{\max}} \frac{(E_{\text{acc}}(t, P_i, Q_{\text{in}})L)^2}{2r_s Q_0(t, P_i, Q_{\text{in}})} dt \leq \bar{P}_{\max}. \quad (4.26)$$

Die Pulslänge als obere Integrationsgrenze  $t_{\max}$  wird dabei so festgelegt, dass ein vorgegebener Grenzwert nicht überschritten wird.

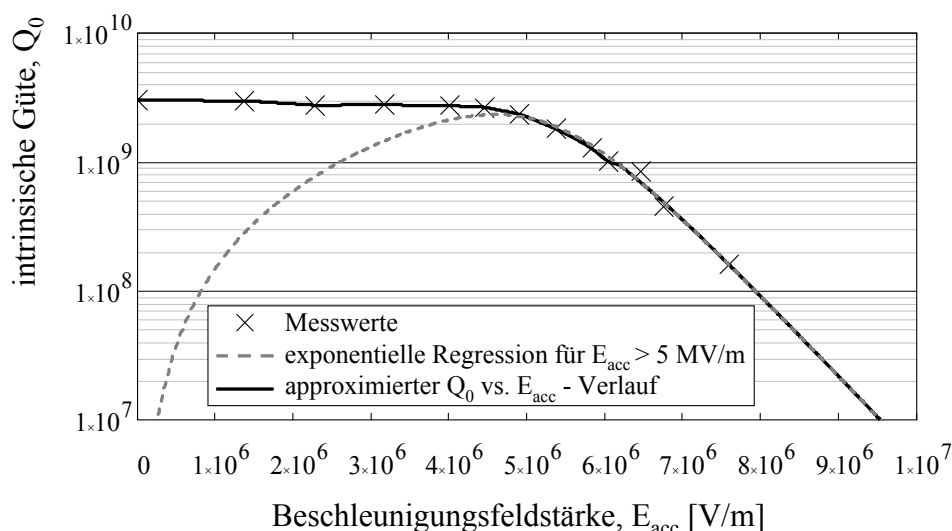


Abbildung 4.25: Approximierter Verlauf der intrinsischen Güte  $Q_0$  in Abhängigkeit der Beschleunigungsfeldstärke  $E_{\text{acc}}$ .

Mit Hilfe dieser beiden Gleichungen lassen sich nun die optimierten Parameter für das HPP am SRF-Gun-Resonator jeweils für eine Vorlaufleistung von 2, 4 und 8 kW bestimmen. Die maximale dissipierte Leistung wird dabei auf 30 W bei einer Pulsperiode von  $T \leq 1$  s begrenzt. Zum Vergleich ist außerdem auch der am DESY realisierbare Fall mit einer deutlich höheren Pulsleistung von 1 MW und einer durch das Puls-klystron begrenzten Pulslänge von 1.5 ms ergänzt.

Abbildung 4.26 zeigt nun für alle vier Fälle den innerhalb eines HF-Pulses realisierbaren Gradienten  $E_{\text{acc}}$  als Funktion der externen Güte des Hauptkopplers  $Q_{\text{in}}$ . Dabei wer-

den zusätzlich zwei Fälle unterschieden. Unabhängig von der dissipierten Leistung ist dabei im ersten Fall die Pulslänge stets ausreichend lang, um die maximale Feldstärke zu erreichen (Punktlinie). Im zweiten Fall hingegen wird die nach Gleichung (4.26) berechnete Pulsdauer  $t_{\max}$  verwendet (Kompaktlinie), welche ebenfalls im Diagramm als Strichpunktlinie dargestellt. Aus dem Vergleich beider Fälle geht hervor, dass unabhängig von der externen Güte mit der zur Verfügung stehenden Kühlleistung von 30 W stets eine Pulsdauer realisiert werden kann, die das Erreichen des maximalen Feldes ermöglicht.

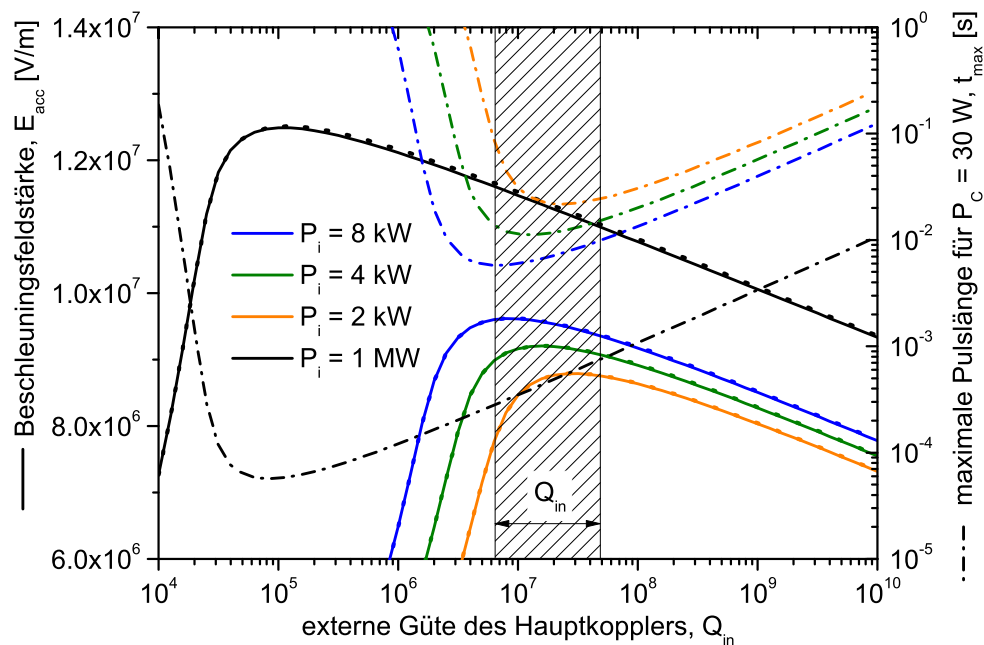


Abbildung 4.26: Maximale Beschleunigungsfeldstärke bei gleichzeitig maximal erlaubter Pulslänge, dargestellt als Funktion der externen Güte des Hauptkopplers für eine mittlere dissipierte Leistung von 30 W.

Abbildung 4.26 zeigt weiterhin, dass aufgrund der stark fallenden intrinsischen Güte der Zugewinn der Feldstärke gegenüber dem Verhalten bei konstanter Güte ( $E_{acc} \sim P_i^{1/2}$ ) – trotz Verdopplung bzw. Vervierfachung der Vorlaufleistung – stark begrenzt wird. Da die Güte jedoch bis in den Tuningbereich des 3-Stub-Tuners fällt (vgl. Abschnitt 4.2.1), kann zumindest für die ersten drei Fälle eine Anpassung der Kopplung ( $\beta_{in} = 1$ ) erreicht und der Gradient maximiert werden. Bei einer Vorlaufleistung von 8 kW ergeben sich somit  $E_{acc} = 9.6$  MV/m bzw.  $E_{peak} = 25.9$  MV/m ( $E_{peak}/E_{acc} = 2.7$ ). Im Hinblick auf die eingangs erwähnte Verdopplung der Feldstärke ist, verglichen mit der vor dem Training bereits erreichten feldemissionsfreien Feldstärke von  $E_{peak} = 12$  MV/m, keine wesentliche Verbesserung zu erwarten. Auch ein Training bis 1 MW wird innerhalb der einstellbaren Koppelgüte nur zu einer geringfügigen Verbesserung des Resonators führen.

Eine Zusammenfassung der optimierten Trainingsparameter liefert Tabelle 4.5. Dabei ist jedoch zu beachten, dass diese bei Änderung der zugrunde liegenden Gütekurve neu berechnet werden müssen.

Tabelle 4.5: Optimale Parameter für vier ausgewählte Trainingsfälle.

Vorlaufleistung, $P_i$ [kW]	max. Feldstärke, $E_{acc}$ [MV/m]	max. Feldstärke, $E_{peak}$ [MV/m]	externe Güte, $Q_{HK}$	Bandbreite $BW$ [Hz]	max. Pulsdauer, $t_{max}$ [ms]
2	8.8	23.7	$2.944 \cdot 10^7$	44.6	22
4	9.2	24.8	$1.614 \cdot 10^7$	81.0	11
8	9.6	25.9	$8.843 \cdot 10^6$	147.4	5.9
1000	12.5	33.7	$1.228 \cdot 10^5$	$1.05 \cdot 10^4$	0.059

Zur Vervollständigung der Betrachtung werden abschließend noch die transienten Verläufe für verschiedene Betriebsgrößen des Resonators ermittelt. Hierzu werden die bekannten Gleichungen aus Abschnitt 2.1.3 um die zeitabhängige intrinsische Güte  $Q_0(E_{acc}(t))$  erweitert und für die optimierten Trainingsparameter in Abbildung 4.27 dargestellt. Im Gegensatz zum typischen Verhalten bei konstanter Güte ( $Q_0 \gg Q_{in}$ ) wird nun innerhalb des HF-Pulses eine kritische Kopplung erreicht und die gesamte Generatorleistung in der Oberfläche dissipiert.

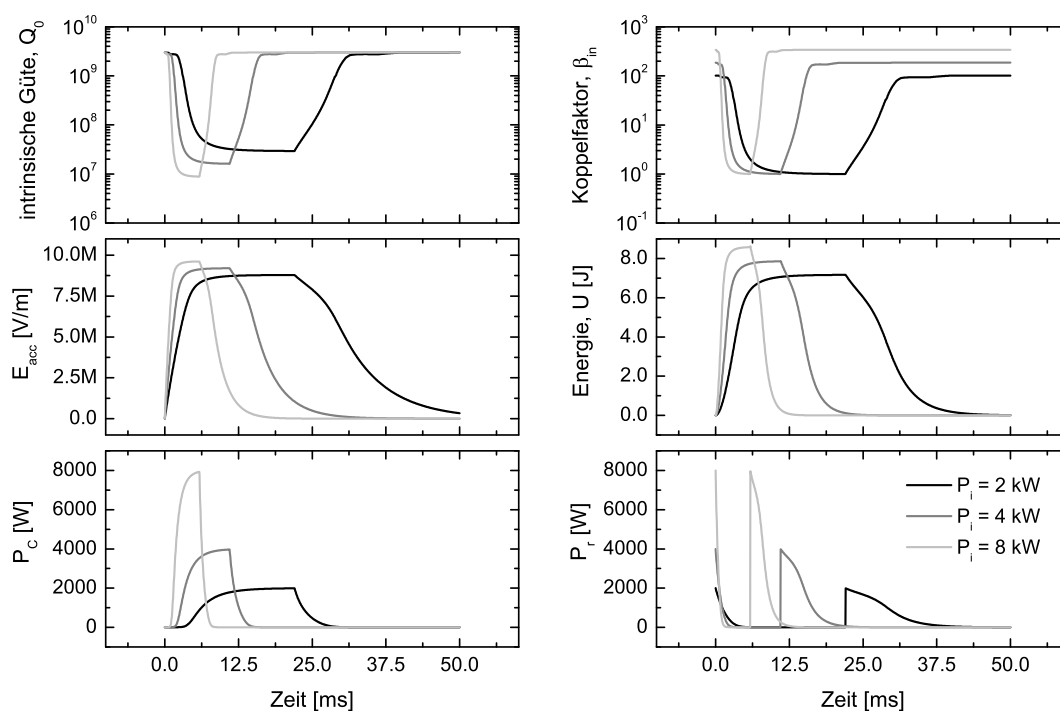


Abbildung 4.27: Transiente Verläufe während eines HF-Pulses von  $P_i = 2, 4$  und  $8$  kW, dargestellt für die intrinsische Güte, den Koppelfaktor, den Gradienten, die gespeicherte Energie sowie die dissipierte und die reflektierte Leistung.

## 4.5.2 Praktische Umsetzung und Ergebnis

Bei der praktischen Umsetzung des HPP gilt zunächst der allgemeine Grundsatz, den Gradienten bei möglichst geringer Leistung durch Anpassung der Kopplung zu maximieren und erst im Anschluss die Leistung zu erhöhen. Auf diese Weise wird die dissipierte Leistung und damit auch der Bereich um den Feldemitter bei dessen Zerstörung begrenzt. Ein entsprechendes Vorgehen ist beispielsweise in [PAD2008] veröffentlicht. Da die Kopplung im vorliegenden Fall jedoch nur innerhalb enger Grenzen eingestellt werden kann, wird die beschriebene Methode wie folgt geändert:

- Optimieren der externen Güte sowie der Pulsdauer für  $P_i = 2 \text{ kW}$  und  $T = 1 \text{ s}$ ,
- Start des HPP ab einer Generatorleistung die  $E_{peak} \geq E_{CW}$  erlaubt,
- Processing Events sind durch zufällige Einbrüche der Feldstärke ( $\tau \sim 5 \text{ }\mu\text{s}$ ) und dem darauf folgenden Anstieg des Gradienten bei unveränderten Parametern erkennbar,
- schrittweise Erhöhung der Generatorleistung bis 2 kW,
- Optimieren der Parameter für die nächsthöhere Leistung und Wiederholung der vorangegangenen Schritte bis zur maximalen Generatorleistung oder einem reproduzierbaren thermischen Zusammenbruch der Supraleitung.

Ein Training für längere Zeit bei gleicher Feldstärke oder mit längeren Pulsen führt dabei zu keiner Reduzierung der Feldemission. Zur Kontrolle des Prozesses werden die vor- und rücklaufende Leistung sowie die Feldstärke im Resonator überwacht. Insbesondere Letztere dient dabei der Identifikation von Processing Events und thermischen Instabilitäten. Einige charakteristische Verläufe sind in [GRA1991] abgebildet. Eine besondere Rolle spielt dabei der GTI-Effekt (Global Thermal Instability). Bei diesem wird mit Erreichen einer Grenzfeldstärke ein großflächiger Bereich, meist am Äquator, normalleitend. Kennzeichnend dafür sind Feldeinbrüche mit Zeitkonstanten  $\tau < 10 \text{ }\mu\text{s}$ . Thermische Instabilitäten dieser Art bilden die Grenze der erreichbaren Feldstärke.

Das Training des SRF-Gun-Resonators erfolgt in der oben beschriebenen Weise. Zur Reduzierung der Empfindlichkeit gegenüber der dynamischen Lorentzkraftverstimmung (vgl. Abschnitt 4.6) und der durch sie angeregten mechanischen Eigenmoden (vgl. Abschnitt 4.7) wird die Bandbreite bereits mit Beginn des Trainings auf einen Wert von  $BW \approx 200 \text{ Hz}$  vergrößert. Das für diesen Fall beobachtbare transiente Verhalten von Gradient und reflektierter Leistung ist in Abbildung 4.28 exemplarisch für eine Pulsleistung von 2 kW dargestellt. Messung und Berechnung zeigen dabei ein nahezu identi-

sches Verhalten, wobei die Abweichungen zu Beginn des Pulses leicht erklärt werden können. So ist aufgrund der dynamischen Lorentzkraftverstimmung ein Pre-Tuning (ca. +200 Hz) erforderlich, wodurch der Resonator – anders als in der Berechnung angenommen – zu Beginn des Pulses nicht resonant angeregt wird. Nähere Erläuterungen können in Abschnitt 4.6 nachgelesen werden.

Das HPP wird bis zu einer maximalen Leistung von 3 kW durchgeführt und schließlich aufgrund thermischer Instabilitäten bei einem Gradienten von  $E_{acc} = 9$  MV/m bzw.  $E_{peak} = 24$  MV/m abgebrochen. Diese äußern sich dabei insbesondere durch einen deutlich gesteigerten Heliumverbrauch ( $> 30$  W) trotz des bereits stark verkürzten HF-Pulses (duty cycle  $< 1$  %).

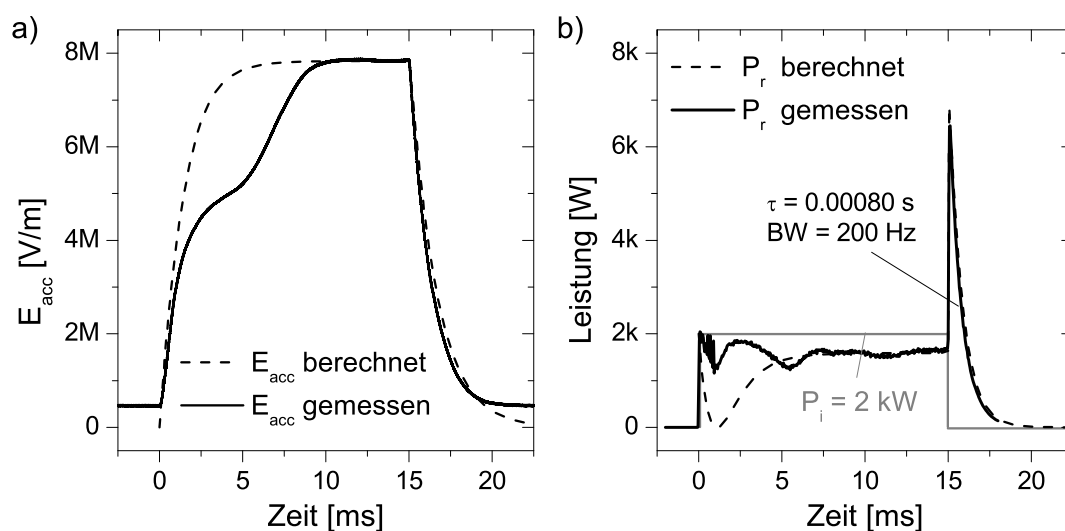


Abbildung 4.28: Gegenüberstellung des berechneten und gemessenen transienten Verhaltens der Feldstärke und der reflektierten Leistung für die Dauer eines HF-Pulses mit einer Leistung von 2 kW. Die Bandbreite des Resonators beträgt  $BW = 200$  Hz.

Eine anschließende Kontrolle der Gütekurve zeigt erwartungsgemäß eine geringe Verbesserung (vgl. Abbildung 4.24, blaue Kurve). Dennoch kann bei gleicher Heliumlast eine Steigerung der Feldstärke um 10 % auf  $E_{peak} \approx 18$  MV/m erreicht bzw. die Betriebssicherheit aufgrund der reduzierten Heliumlast bei  $E_{peak} \approx 16$  MV/m erhöht werden. Die geringe Verschlechterung der Gesamtgüte ist laut [PAD2008] typisch für den Prozess und lässt sich auf zerstörte Feldemitter zurückführen.

Der bislang außer Acht gelassene Einfluss der Lorentzkraft im gepulsten HF-Betrieb wird in Abschnitt 4.6 näher betrachtet.



### 4.5.3 Helium Processing

Eine weitere Möglichkeit zur Reduzierung der Feldemission ist das Helium Processing. Hierbei wird der Resonator gezielt bis zu einem Druck von  $10^{-6}$  bis  $10^{-5}$  mbar mit ultra-reinem Helium geflutet. Durch Stoßionisation der freien Elektronen (Feldemission) mit den Heliumatomen werden dann Ionen erzeugt, die im EM-Feld des Resonators beschleunigt werden und schließlich mit der Oberfläche kollidieren. Auf Grundlage der dabei ablaufenden Prozesse wie Mikroentladungen, Sputtern oder Ionenimplantation wird die Zahl der Feldemitter deutlich reduziert und die Performance des Resonators verbessert. Der Prozess wird gezielt über den Heliumdruck gesteuert und ist bei geringem Ausgangsgradienten ( $E_{peak} < 20$  MV/m) besonders effektiv. Aus dem Grund ist er auch eine wichtige Option für den SRF-Gun-Resonator.

## 4.6 Lorentzkraftverstimmung

### 4.6.1 Vorbetrachtung

Die Lorentzkraftverstimmung (engl. Lorentz detuning) ist ein in HF-Resonatoren auftretender Effekt, der insbesondere bei supraleitenden Resonatoren aufgrund ihrer geringen Bandbreite und mechanischen Steifigkeit berücksichtigt werden muss. Er beruht auf der namensgebenden Lorentzkraft  $\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$ , die als Folge der elektromagnetischen Oberflächenfelder ( $H_s$  und  $E_s$ ) auf die freien Ladungsträger  $q$  wirkt die sich mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  auf der Innenseite des Resonatorwand bewegen. Der daraus resultierende Strahlungsdruck nach [AUN2000]

$$p = \frac{1}{4} \left( \mu_0 |\vec{H}_s|^2 - \varepsilon_0 |\vec{E}_s|^2 \right) \quad (4.27)$$

bewirkt eine Volumenabnahme im Bereich der Zelliris (negative Druckdifferenz) und eine Volumenzunahme im Bereich des Äquators (positive Druckdifferenz). Beides wiederum führt nach Gleichung (2.117) unter Vernachlässigung der Energieänderung, zu einer negativen Verschiebung der Resonanzfrequenz (vgl. auch [SLA1952]), die schließlich durch Einführung einer Proportionalitätskonstante  $k$  beschrieben werden kann:

$$\Delta f = -k_{acc} \cdot E_{acc}^2 = -k_{peak} \cdot E_{peak}^2 \quad \text{mit} \quad k_{peak} = k_{acc} \left( \frac{E_{peak}}{E_{acc}} \right)^2. \quad (4.28)$$

Die Kenntnis über die Lorentzkraftverstimmung ist insbesondere immer dann von Interesse, wenn diese die Bandbreite des Resonators übersteigt und aufgrund einer nicht veränderlichen Beschleunigerfrequenz ein Nachführen der Resonanzfrequenz erforderlich wird. Durch den in Abbildung 4.29 für eine Feldstärke von  $E_{peak} = 50$  MV/m berechneten Druckverlauf entlang der Kontur des SRF-Gun-Resonators und der in Abschnitt 4.1.5 ermittelten Druckempfindlichkeit kann von einer Erfüllung dieser Bedingung ausgegangen werden. Dabei ist der durch das elektrische Feld hervorgerufene Anteil um den Faktor drei größer als der des Magnetfelds. Zur Minderung der Deformation in diesem Bereich ist die SRF-Gun mit Versteifungsringen ähnlich denen der TESLA-Resonatoren versehen. Zusätzlich verfügen die beiden Resonatoren JLab300 und JLabLG über eine separate Versteifung der Halbzelle (vgl. [MUR2009]).

Eine weitere Versteifung der Struktur durch Erhöhung der Wandstärke des Niobleches ist bedingt durch dessen geringen Wärmeleitkoeffizienten bei 2 K von  $\lambda_{Nb} = 3$  W/(m·K) nur begrenzt möglich. Insbesondere im Bereich des Äquators, in dem aufgrund der magnetfeldinduzierten Oberflächenströme ein Großteil der Wärme umgesetzt wird, ist eine Wandstärke von 2.5 mm als Kompromiss zwischen mechanischer Festigkeit und ausreichender Wärmeleitung nicht zu überschreiten (vgl. [AUN2000]).

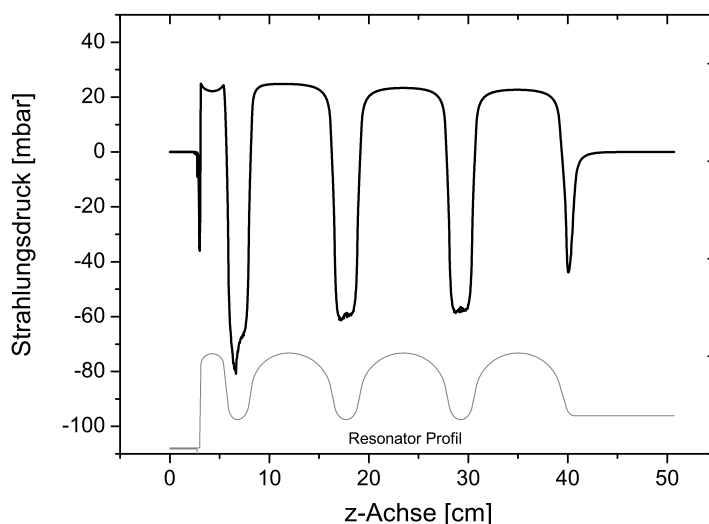


Abbildung 4.29: Druckverlauf entlang der Kontur des SRF-Gun-Resonators, verursacht durch die Lorentzkraft bei  $E_{peak} = 50$  MV/m. Ein positiver Druck weist nach außen und ein negativer nach innen.

## 4.6.2 Messung der Lorentzkraftverstimmung

Prinzipiell können zwei Arten der Lorentzkraftverstimmung unterschieden werden. Zum einen eine dynamische, die im gepulsten HF-Betrieb dem steil ansteigenden Gra-

dienten nur verzögert folgen kann und bei kurzen Pulsen die maximale Frequenzverschiebung nicht erreicht (typischer DESY-Fall) und eine stationäre die insbesondere im CW-Betrieb von Bedeutung ist. Letztere wird nun mit Hilfe eines Netzwerkanalysators (hier: PNA5230A) bestimmt, der anstelle der Amplituden- und Phasenreglung in den HF-Signalpfad eingeschleift wird (vgl. Abbildung 4.22). Auf diese Weise werden keine Interlocks umgangen und die Resonanzkurve kann anhand des transmittierten Signals am Strahlrohr-Pickup für verschiedene Gradienten ermittelt werden. Eine entsprechende Wichtung des Signals erfolgt anhand der Kalibrierungskurve aus Abbildung 4.23a.

Tabelle 4.6: Gegenüberstellung der Lorentzkraftverstimmung für den SRF-Gun-Resonator ACC300 und einen typischen TESLA-9-Zeller.

	SRF-Gun	TESLA-9-Zeller [AUN2000]
$E_{peak}/E_{acc}$	2.7	2
$k_{acc}$	5 Hz/(MV/m) <sup>2</sup>	1 Hz/(MV/m) <sup>2</sup>
$k_{peak}$	0.69 Hz/(MV/m) <sup>2</sup>	0.25 Hz/(MV/m) <sup>2</sup>

Aufgrund der negativen Frequenzverschiebung ist es notwendig, den Frequenz-Sweep in inverser Richtung beginnend mit der höheren Frequenz vorzunehmen, um so auch den maximalen Gradienten zu erreichen. Abbildung 4.30 zeigt die auf diese Weise gewonnenen Kurven, wobei die Gipfelpunkte mit  $k_{peak} = 0.69 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$  schließlich die gesuchte Proportionalitätskonstante liefern. Diese ist im Vergleich zum bekannten DESY-Wert der TESLA-9-Zeller um den Faktor drei größer (vgl. Tabelle 4.6). Eine wahrscheinliche Ursache für dieses Ergebnis ist die bereits während der Bestimmung der Druckempfindlichkeit festgestellte geringe Steifigkeit der Halbzelle.

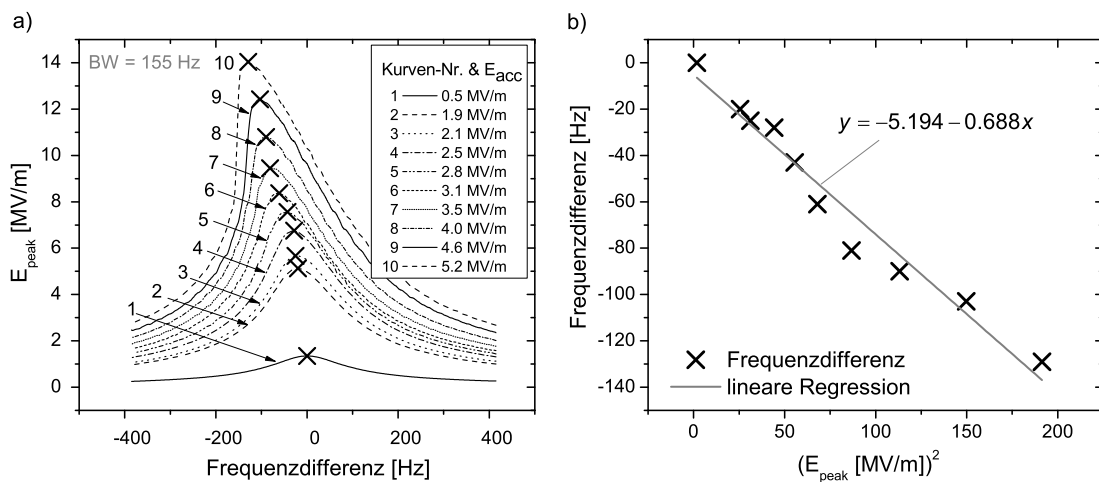


Abbildung 4.30: a) Lorentzkraftverzerrte Resonanzkurve für unterschiedliche Gradienten und b) daraus ermittelte Proportionalitätskonstante  $k_{peak}$ .

### 4.6.3 Auswirkungen auf den CW- und Pulsbetrieb

Um auf der Grundlage dieses Messergebnisses die zu erwartenden Auswirkungen auf den CW- und Pulsbetrieb abzuschätzen, wird die Frequenzverstimmung mit Hilfe der Resonanzkurve des belasteten Oszillators bei harmonischer Anregung nachgebildet. Entsprechend den Betrachtungen aus Abschnitt 2.1.1 folgt der dafür erforderliche Amplituden- und Phasengang zunächst aus der normierten partikulären Lösung mit

$$\underline{A}(f) = \frac{1}{1 + jQ_L \left( \frac{f_0}{f} - \frac{f}{f_0} \right)} \approx \frac{1}{1 + jQ_L \left( \frac{2f}{f_0} \right)} \quad (4.29)$$

zu

$$A(f) = |\underline{A}(f)| \quad \text{und} \quad \varphi(f) = \arg(\underline{A}(f)). \quad (4.30)$$

Weiterhin wird das transiente Verhalten des elektrischen Feldes in bereits bekannter Weise nach Gleichung (4.25) mit

$$E_{acc}(t) = \frac{1}{L} \sqrt{2r_s 4P_i \frac{Q_L^2}{Q_{in}}} \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \quad \text{sowie} \quad \tau = \frac{2Q_L}{\omega_0} \quad \text{und} \quad Q_L = \frac{Q_0 Q_{in}}{Q_0 + Q_{in}} \quad (4.31)$$

aus der Generatorleistung  $P_i$  und der Koppelgüte  $Q_{in}$  bestimmt und in Verbindung mit dem Amplitudengang  $A(f)$  zur direkten Berechnung der Frequenzverstimmung nach Gleichung (4.28) verwendet. Wird diese schließlich noch mit dem Amplitudengang verknüpft, so erhält man die gesuchte verzerrte Resonanzkurve. Die vollständige, numerisch zu implementierende Gleichung lautet

$$E_{Lorentz}(f + \Delta f, t) = E_{acc}(t) A(f) \quad \text{mit} \quad \Delta f = -k_{acc} \cdot (E_{acc}(t) A(f))^2. \quad (4.32)$$

Der so gewonnene Amplituden- und Phasenverlauf stimmt sehr gut mit dem messtechnisch ermittelten Verhalten überein (vgl. Abbildung 4.31) und dient deshalb auch zur Abschätzung für größere Gradienten.

Für den CW-Betrieb ( $t \rightarrow \infty$ ) mit einer festen Generatorfrequenz (hier: 1.3 GHz) ergeben sich daraus keine Probleme. Während der Erhöhung des Gradienten ist lediglich dafür Sorge zu tragen, dass durch den Einsatz einer der beiden Tuner die Resonanzfrequenz des Resonators, entsprechend der Lorentzkraftverstimmung nachgeführt wird. Ab einem Gradienten von  $E_{acc} > 5$  MV/m ist außerdem ein stabiler Arbeitspunkt auf der rechten Flanke der Resonanzkurve zu wählen, um ein abruptes Einbrechen des Feldes als Folge eines positiven Frequenzsprungs durch Mikrophonie oder durch Druckschwankungen im Heliumkreislauf zu verhindern (vgl. Abbildung 4.31).

Zur korrekten Modellierung des Pulsbetriebs (auch des HPP) wird aufgrund des dabei erreichten hohen Gradienten zusätzlich zum transienten Term aus Gleichung (4.31) nun auch die aus Abbildung 4.25 bekannte gradientenabhängige Güte  $Q_0(E_{acc})$  berücksichtigt. Generell unterliegt die Lorentzkraftverstimmung dabei auch noch einer verzögerten Reaktion bezüglich des dynamisch wachsenden Strahlungsdrucks. Diese beruht auf der Massenträgheit des Resonators und ist laut [SCH1998] mit einer mechanischen Zeitkonstante von  $\tau_{mech} = 0.5$  bis 1 ms verknüpft. Da die Zeitkonstante für den Aufbau des EM-Feldes mit  $\tau = 1.6$  ms ( $BW = 200$  Hz) bzw.  $\tau = 6$  ms ( $BW = 50$  Hz) jedoch in jedem Fall darüber liegt, folgt die Frequenzverstimmung dem ansteigenden Gradienten in guter Näherung unmittelbar und muss folglich nicht berücksichtigt werden. Dies gilt nicht für kürzere Anstiegszeiten, wie sie beispielsweise für die am DESY verwendeten Resonatoren hoher Bandbreite typisch sind.

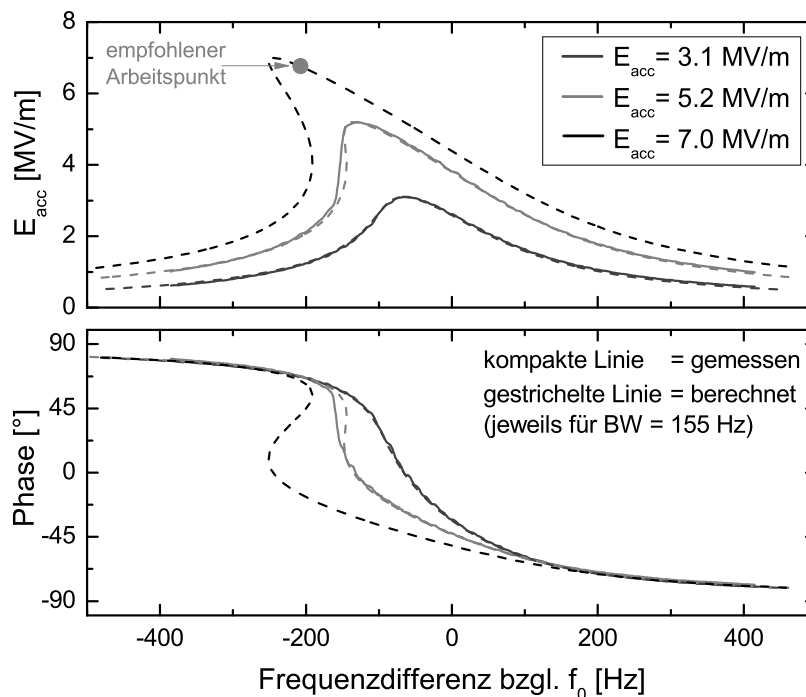


Abbildung 4.31: Gegenüberstellung der gemessenen und berechneten Amplituden- und Phasenverläufe für unterschiedliche Beschleunigungsgradienten  $E_{acc}$  unter Berücksichtigung der Lorentzkraftverstimmung.

Abbildung 4.32 zeigt nun eine typische zeitliche Entwicklung der für  $BW = 200$  Hz und  $P_i = 8$  kW berechneten Resonanzkurve. Für eine feste Generatorfrequenz geht hervor, dass zum Erreichen der maximalen Feldstärke von  $E_{peak} = 25.8$  MV/m ein so genanntes Pre-Tuning des Resonators erforderlich ist, indem dieser vor dem HF-Puls um +400 Hz verstimmt wird. Dies hat jedoch zur Folge, dass die Feldstärke innerhalb der ersten 4 ms zunächst nur bis auf einen Wert von  $E_{peak} = 15$  MV/m ansteigt und dann als Folge der

Lorentzkraftverstimmung sprunghaft das maximale Feld erreicht. Ein ähnliches Verhalten wurde bereits in Abbildung 4.28a während des HPP dokumentiert.

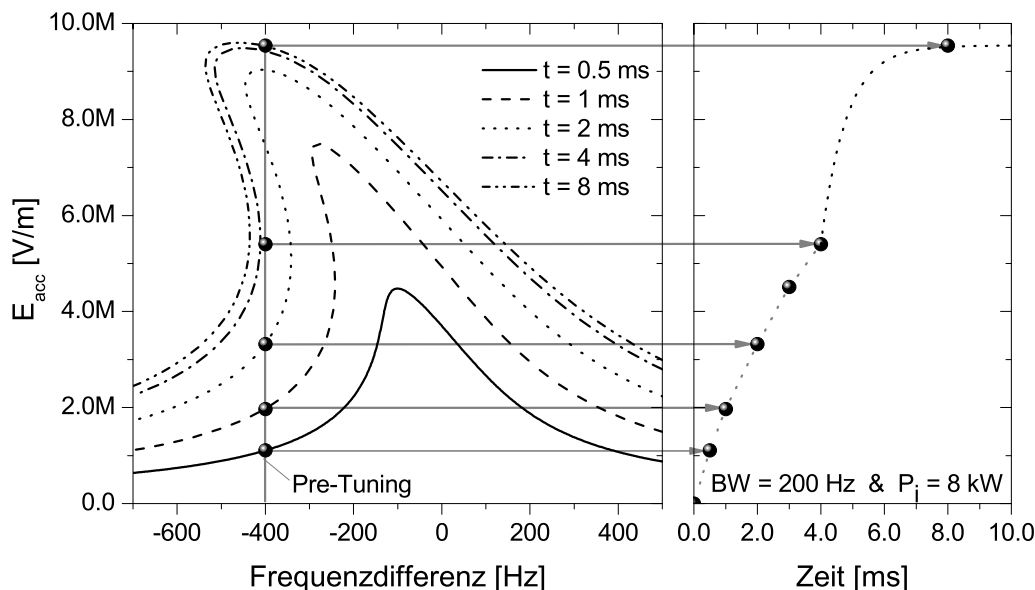


Abbildung 4.32: Zeitliche Evolution der für  $BW = 200 \text{ Hz}$  und  $P_i = 8 \text{ kW}$  berechneten Resonanzkurve. Ebenfalls dargestellt ist das daraus abgeleitete zeitliche Verhalten für ein Pre-Tuning von  $+400 \text{ Hz}$ .

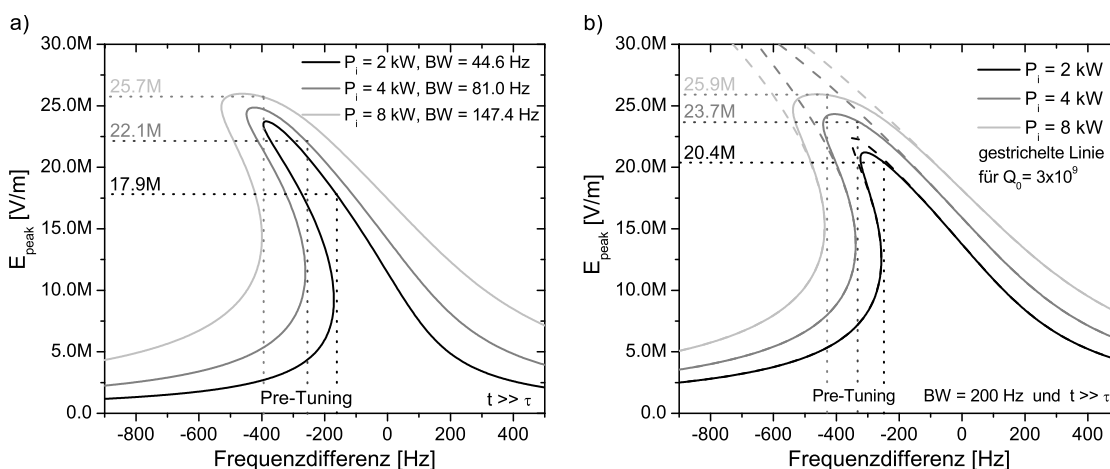


Abbildung 4.33: Lorentzkraftverzerrte Resonanzkurve und daraus resultierende maximal erreichbare Feldstärke a) für die jeweils optimierten Parameter aus Abschnitt 4.5 und b) für eine einheitliche Bandbreite von  $BW = 200 \text{ Hz}$ .

Eine Erhöhung des Pre-Tunings führt zu keiner signifikanten Steigerung der Feldstärke. Stattdessen verhindert es für Werte  $> 440 \text{ Hz}$  ein Erreichen des maximalen Feldes. Diese natürliche Grenze wird durch die Bandbreite des Resonators bestimmt und entscheidet maßgeblich über den maximalen Gradienten. Als Konsequenz führen die in Abschnitt 4.5.1 ermittelten optimierten HPP-Parameter nicht wie erwartet zum höchstmöglichen Feld, sondern liegen insbesondere für eine Vorlaufleistung von 2 und 4 kW deut-

lich darunter (vgl. Abbildung 4.33a). Durch die Vergrößerung der Bandbreite bei gleichzeitiger Erhöhung des Pre-Tunings kann diesem Verhalten entgegengewirkt werden, wobei die so erreichten Feldstärken dennoch hinter den optimalen Werten zurückbleiben (vgl. Abbildung 4.33b). Bei hohen Gradienten wirkt die stark verminderte intrinsische Güte und die damit einhergehende scheinbare Verbreiterung der Resonanzkurve zusätzlich begünstigend.

Aus den vorangegangenen Betrachtungen geht somit zusammenfassend hervor, dass der gepulste Betrieb des bei einer festen Frequenz betriebenen SRF-Gun-Resonators für eine möglichst große Bandbreite und bei einem möglichst großen Pre-Tuning durchgeführt werden sollte.

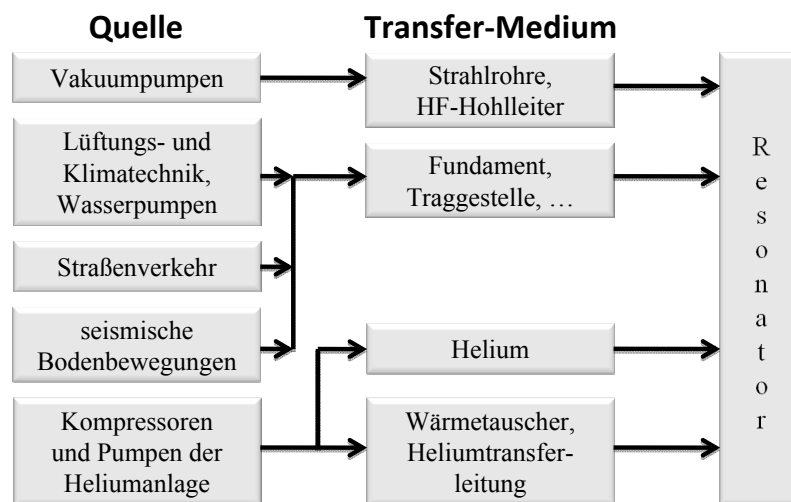


Abbildung 4.34: Quellen und Transfermedien mechanischer Vibrationen aus dem Umfeld des Beschleunigers als mögliche Ursachen für Mikrophonie an supraleitenden Resonatoren (Quelle: in Anlehnung an [SCH1998]).

## 4.7 Mikrophonie

Die Resonanzfrequenz eines HF-Resonators ist aufgrund externer Störeinflüsse aus dem Umfeld des Beschleunigers ständigen Variationen unterworfen. Dies führt zu einer Modulation von Amplitude und Phase und verlangt, wegen der Stabilitätskriterien an das beschleunigende Feld im Resonator, eine aktive Kompensation. Die Anforderungen werden dabei von der maximal tolerierbaren relativen Energiebreite des Elektronenbunches bestimmt und sind laut [BUE2007] mit einer Standardabweichung in Gradient und Phase von  $\sigma_\phi \leq 0.1^\circ$  bzw.  $\sigma_A \leq 2 \cdot 10^{-4}$  festgelegt. Supraleitende Resonatoren erweisen sich nun als besonders anspruchsvoll. Zum einen steigt die Modulationstiefe (bei glei-

cher Frequenzablage) mit der belasteten Güte  $Q_L$  des Resonators (typisch  $10^6 < Q_L < 10^8$ ), zum anderen wirkt sich aber auch die vergleichsweise geringe Steifigkeit der Niobwände negativ aus.

Die Störungen lassen in zwei Kategorien unterteilen: Langsame Veränderungen die sich in Minuten abspielen, und schnelle mit Frequenzen bis einige kHz. Erstere resultieren meist aus Druckschwankungen im Heliumkreislauf und werden mit Hilfe des Resonator-tuners korrigiert. Schnelle Störungen, die üblicherweise als Mikrophonie bezeichnet werden, erfordern hingegen einen höheren Aufwand und werden in diesem Kapitel näher betrachtet.

### 4.7.1 Vorbetrachtung

Die Ursachen der Mikrophonie eines Resonators sind vielfältig. Allgemein handelt es sich um mechanische Vibrationen, die auf den Resonator übertragen werden. Dabei können sowohl die Quelle als auch der Übertragungsweg sehr unterschiedlich sein (vgl. Abbildung 4.34). Außerdem weist jedes Übertragungsmedium eine eigene Übertragungsfunktion auf, durch die das Anregungsspektrum der Quelle gefiltert zum Kryostaten und schließlich auch zum Resonator gelangt. In Abhängigkeit dieses Weges können nun mechanische Resonanzen des Resonators, verschiedener Teilsysteme oder des gesamten Kryostaten angeregt werden. Da sich die Quellen meist nicht beseitigen bzw. entlang des Übertragungsmediums vollständig dämpfen lassen, erfolgt eine Kompensation beider Fehler durch die Modulation der Vorlaufleistung in Amplitude und Phase.

Für die SRF-Gun kommt zu diesem Zweck der für die Resonatoren des ELBE-Beschleunigers entwickelte LLHF-Controller zum Einsatz (vgl. Abbildung 4.35). Dieser ist aus zwei analogen Regelkreisen aufgebaut, durch die das Signal der Pickup-Antenne mit dem Referenzsignal (1.3 GHz Master-Oszillator) verglichen und korrigiert wird. Die Erfassung der Amplitude erfolgt dabei über einen Leistungsdetektor (LTC5535 von Linear Technology), der kombiniert mit einem Vektormodulator (ADL5390 von Analog Devices) die Amplitudenmodulation realisiert. Die Phasenabweichung wird mit Hilfe eines Mischers (SYM-22H von Mini-Circuits) bestimmt und über einen elektronischen Phasenschieber (SPS-A02 von Synergy Microwave Corp.) innerhalb eines Regelbereichs von  $\pm 60^\circ$  korrigiert. Unter Berücksichtigung der Detektor- und Reglersteilheit von  $1/9 \text{ V}/^\circ$  bzw.  $18 \text{ }^\circ/\text{V}$  ist dabei eine Schleifenverstärkung von  $10 \leq g_L \leq 100$  realisierbar. Die Mikrophonie des Resonators lässt sich nun durch Auswertung der Regeldifferenz oder der Stellgröße des Phasenreglers einfach bestimmen.



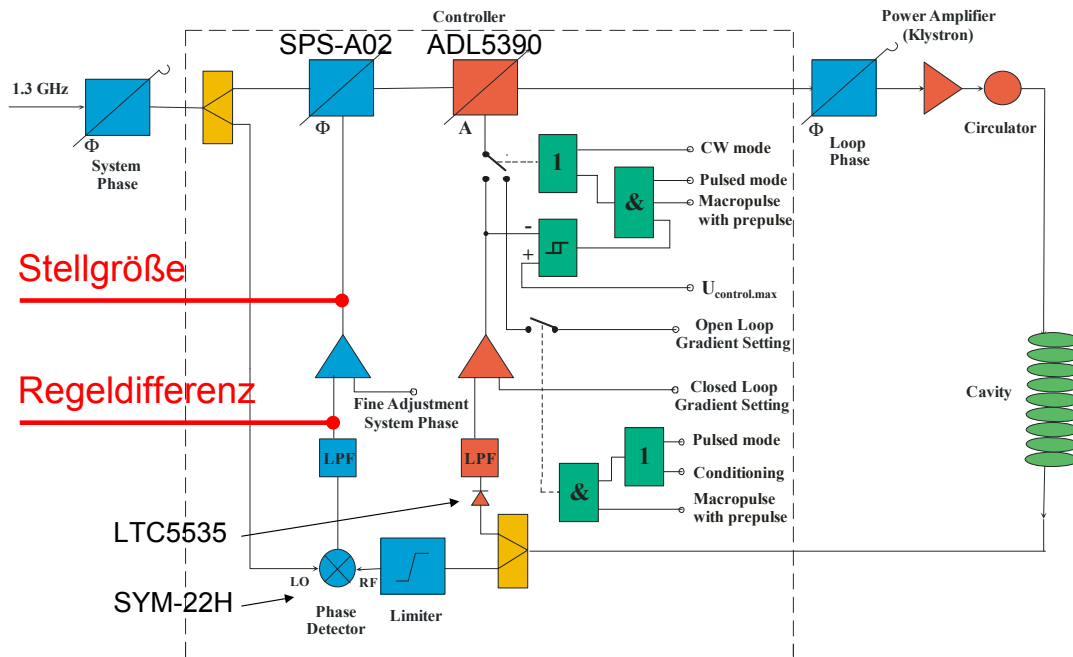


Abbildung 4.35: Blockschaltbild des analogen Low-Level-HF-Controllers zur Regelung der Amplitude und der Phase des beschleunigenden Feldes (Quelle: [ABU2006]).

## 4.7.2 Simulation mechanischer Eigenmoden des Resonators

Zur Abschätzung der zu erwartenden mechanischen Eigenmoden erfolgt zunächst eine Modalanalyse mit Hilfe der ANSYS Workbench [ANS2007]. Hierbei wird ein vereinfachtes Modell betrachtet, bei dem auf den Heliumtank, die Tuner sowie weitere Peripherie verzichtet wird und folglich nur Resonanzen des Resonators selbst Berücksichtigung finden. Das Modell wird durch ein Tetraeder-Mesh mit ca. 700 000 Knoten und 371 000 Elementen abgebildet, wobei die Lagerung an beiden Strahlrohrflanschen durch zwei zylindrische Loslager erfolgt. Diese können sowohl tangential als auch radiale Kräfte aufnehmen, ermöglichen aber dennoch eine axiale Verschiebung. Da der Resonator über flexible Edelstahl-Wellrohre mit dem Kryostaten verbunden ist, entspricht diese Annahme auch näherungsweise der realen Lagerung. Die erforderlichen Materialkonstanten für Niob bei kryogenen Temperaturen (E-Modul  $E = 1.23 \cdot 10^5$  MPa, Poissonzahl  $\nu = 0.38$ , Dichte  $\rho = 8.58$  g/cm<sup>3</sup>) sind [KMW2003] entnommen.

Die für diese Konfiguration simulierten Eigenmoden sind in Abbildung 4.36 bis zu einer Frequenz von 500 Hz dargestellt. Demnach sind longitudinale Moden erster und zweiter Ordnung und transversale Moden bis zur dritten Ordnung zu erwarten. Letztere liegen dabei immer in zwei orthogonalen Schwingungsebenen vor. Die Torsionsschwingung erster Ordnung hat keine Wirkung auf die Resonanzfrequenz des Resonators und wird nur der Vollständigkeit halber erwähnt.

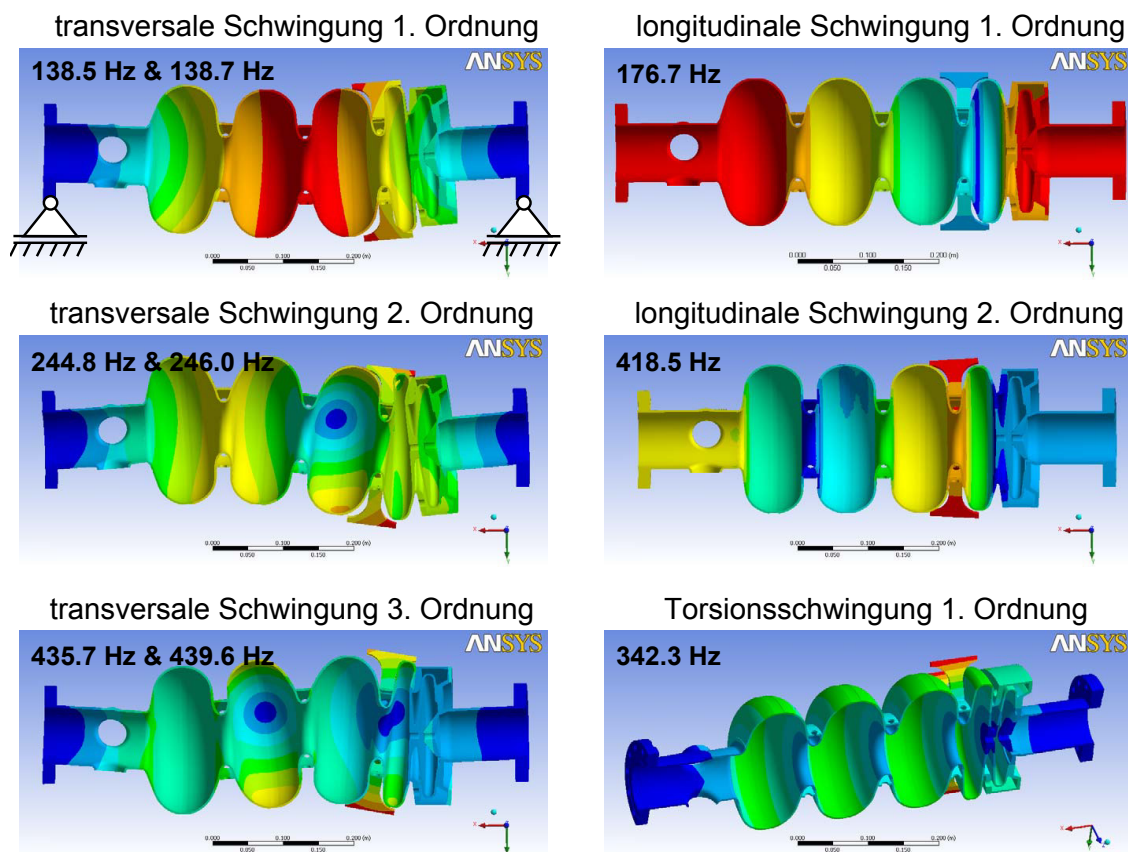


Abbildung 4.36: Grafische Darstellung der simulierten mechanischen Eigenmoden mit einem zylindrischen Loslager an beiden Strahlrohrflanschen des Resonators.

Tabelle 4.7: Gegenüberstellung der simulierten mechanischen Eigenmoden bei unterschiedlicher Lagerung des Resonators. Die Zuordnungsbeschreibungen „links“ und „rechts“ entsprechen dabei der obigen Abbildung.

	links: zyl. Loslager rechts: zyl. Loslager	links: zyl. Loslager rechts: Festlager	links: Festlager rechts: zyl. Loslager
longitudinale Mode 1. Ordnung	176.7 Hz	111.5 Hz	103.5 Hz
transversale Mode 1. Ordnung, horizontale Schwingungsrichtung	138.5 Hz	154.0 Hz	147.5 Hz
transversale Mode 1. Ordnung, vertikale Schwingungsrichtung	138.7 Hz	154.3 Hz	147.7 Hz
transversale Mode 2. Ordnung, horizontale Schwingungsrichtung	244.8 Hz	279.6 Hz	259.9 Hz
transversale Mode 2. Ordnung, vertikale Schwingungsrichtung	246.0 Hz	280.6 Hz	261.0 Hz
longitudinale Mode 2. Ordnung	418.5 Hz	396.7 Hz	311.7 Hz
Torsionsschwingung 1. Ord.	342.3 Hz	342.3 Hz	342.3 Hz
transversale Mode 3. Ordnung, horizontale Schwingungsrichtung	435.7 Hz	447.9 Hz	462.0 Hz
transversale Mode 3. Ordnung, vertikale Schwingungsrichtung	439.6 Hz	452.0 Hz	466.3 Hz

Zur Variation weiterer Randbedingungen wird ferner jeweils eines der erwähnten zylindrischen Loslager durch ein Festlager ersetzt. Die daraus resultierenden Resonanzen sind in Tabelle 4.7 zusammengefasst und unterscheiden sich insbesondere für longitudinale Moden deutlich. Da eine exakte Nachbildung der realen Randbedingungen jedoch ohnehin schwierig ist, bietet der so aufgespannte Frequenzbereich zumindest eine Abschätzung der zu erwartenden realen Resonanzen.

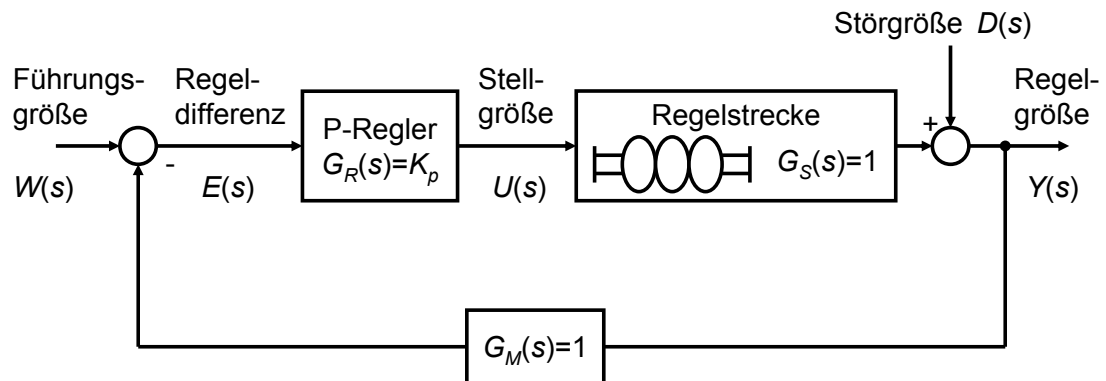


Abbildung 4.37: Blockschaltbild des vereinfachten Phasenregelkreises im Laplace-Bildbereich.

### 4.7.3 Mikrophoniemessung

Wie eingangs erwähnt, wird die Mikrophonie des Gesamtsystems – bestehend aus Kryostat und Resonator – anhand der messtechnisch zugänglichen Größen des Phasenreglers ermittelt. Ein Blockschaltbild des Regelkreises, welcher unter Vernachlässigung frequenzabhängiger Übertragungscharakteristika in guter Näherung durch ein reines Proportionalglied mit der Verstärkungsfaktor  $K_p$  beschrieben werden kann, verdeutlicht dabei die Zuordnung der zugänglichen Messgrößen (Abbildung 4.37). Die Übertragungsfunktion der Regelstrecke  $G_S(s)$  sowie die der Rückkopplung  $G_M(s)$  sind jeweils Eins, sodass die Grundgleichungen des Reglers und das daraus ermittelte Führungs- und Störverhalten mit

$$\begin{aligned}
 \text{a) } E(s) &= W(s) - Y(s) \\
 \text{b) } U(s) &= K_p E(s) \\
 \text{c) } Y(s) &= U(s) + D(s)
 \end{aligned}
 \tag{4.33}$$

und

$$Y(s) = \underbrace{\frac{K_p}{1 + K_p}}_{\text{Führungsverhalten}} W(s) + \underbrace{\frac{1}{1 + K_p}}_{\text{Störverhalten}} D(s).
 \tag{4.34}$$

beschrieben werden können. Ist die Führungsgröße nun konstant (z. B.  $W(s) = 0$ ) entspricht die Regeldifferenz  $E(s)$  dem gesuchten Phasenfehler  $Y(s)$  des beschleunigenden Feldes und die Störgröße  $D(s)$  kann anhand der Stellgröße  $U(s)$  bestimmt werden:

$$D(s) = (1 + K_p) E(s) (-1) = \frac{(1 + K_p)}{K_p} U(s) (-1). \quad (4.35)$$

Der nun noch benötigte Verstärkungsfaktor  $K_p$  folgt aus dem Verhältnis von Stellgröße und Regeldifferenz. Beide Signale sind messtechnisch zugänglich und werden mit einem PXI-6115 ADC Board in einem PXI-1042 Mainframe für verschiedene Gradienten mit einer 12 Bit-Quantisierung aufgezeichnet. Die Sampling-Rate beträgt 20 kHz und ermöglicht somit die Berechnung des Frequenzspektrums bis zur Nyquist-Grenze von 10 kHz.

Abbildung 4.38 zeigt nun beispielhaft eine Messung vom 6. April 2009 für einen Gradienten von  $E_{acc} = 4.5 \text{ MV/m}$ . Die Mikrophonie unterliegt demnach einem normalverteilten stochastischen Prozess, welcher jeweils eine Standardabweichung der Regeldifferenz und der Stellgröße von  $\sigma_{E(s)} = 0.0434^\circ$  bzw.  $\sigma_{U(s)} = 4.2568^\circ$  aufweist. Der daraus folgende Verstärkungsfaktor beträgt  $K_p \approx 100$ .

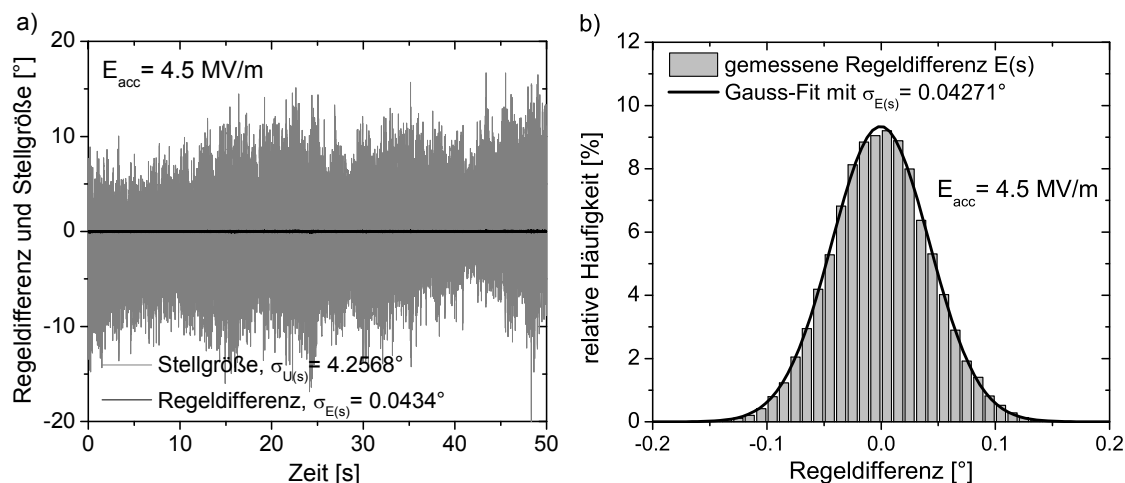


Abbildung 4.38: a) Zeitlicher Verlauf der Regeldifferenz sowie des Stellsignals und b) die resultierende Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Stellsignals, gemessen am 6. April 2009.

Die Normalverteilung lässt nun zunächst auf eine Überlagerung einer großen Zahl von unabhängigen Einflüssen schließen. Aus Abbildung 4.34 ist jedoch bekannt, dass einige Störer dominieren. Um diese zu bestimmen, werden die spektralen Komponenten des Phasenfehlers mit Hilfe der Fast-Fourier-Transformation (FFT) unter Verwendung der

Time-Integral-Squared-Amplitude Methode (TISA) berechnet. Die Integration des ermittelten Leistungsdichtespektrums (LDS) liefert dann die frequenzabhängige Varianz und ermöglicht schließlich die Identifizierung und Quantifizierung signifikanter spektraler Anteile. Zur Reduzierung des Quantisierungsrauschens wird anstelle der Regeldifferenz die Stellgröße ausgewertet und das Ergebnis anschließend unter Berücksichtigung der Verstärkung  $K_p$  nach Gleichung (4.33) korrigiert. Die Berechnung erfolgt mit Hilfe der Software DIAdem von National Instruments<sup>TM</sup> [DIA2006], da diese gut geeignet ist, große Datenmengen (hier: mehrere Millionen Messwerte) effizient zu verarbeiten.

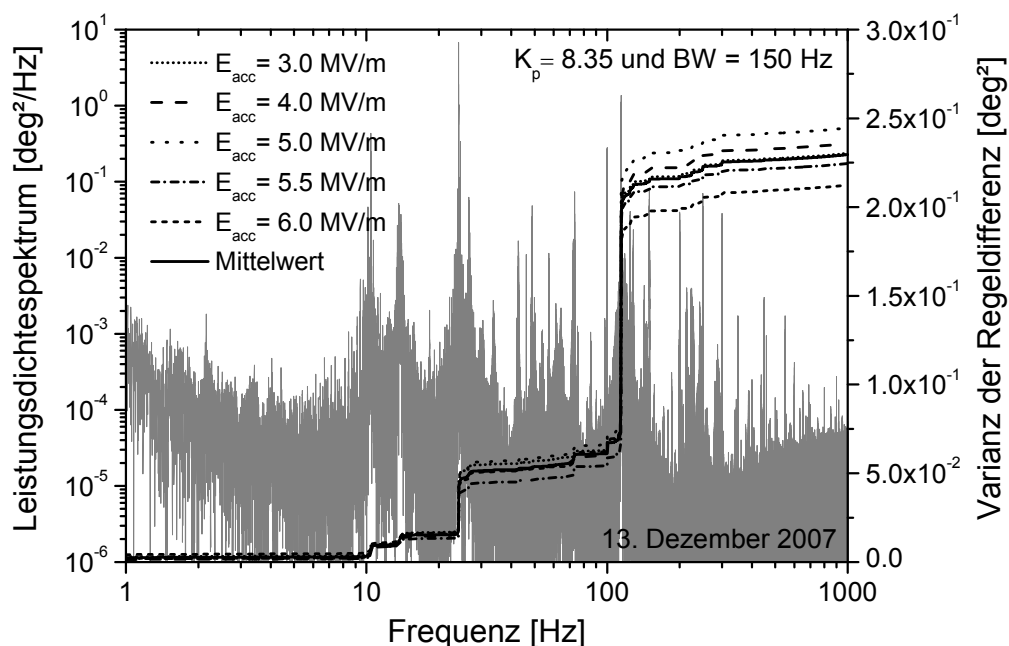


Abbildung 4.39: Leistungsdichtespektrum des Phasenrauschens (grau) sowie dessen frequenzabhängige Varianz (schwarz), dargestellt für verschiedene Gradienten und gemessen während der ersten Inbetriebnahme der SRF-Gun am 13. Dezember 2007.

Die Ergebnisse dieser Auswertung sind anhand zweier Beispiele in Abbildung 4.39 und Abbildung 4.40 dargestellt. Die Diagramme zeigen die Spektren der Phasenabweichung sowie die daraus berechnete frequenzabhängige Varianz in Abhängigkeit unterschiedlicher Gradienten. Die Messungen erfolgten dabei während der Inbetriebnahme der SRF-Gun am 13. Dezember 2007 und nach der Korrektur der Resonanzfrequenz am 6. April 2009 (vgl. Abschnitt 3.5.1). Letztere beinhaltete zusätzlich einige Versteifungen der Stickstoffkühlung im Kryostat. In beiden Fällen betrug die Bandbreite  $BW = 150$  Hz und es war kein Kathodentransfersystem installiert.

Aus beiden Diagrammen geht hervor, dass die spektralen Komponenten für Frequenzen von  $f < 10$  Hz und  $f > 1$  kHz keinen nennenswerten Beitrag zum Gesamttrauschen lie-

fern. Ferner werden die mechanischen Resonanzen durch die Modifikationen im Vorfeld der zweiten Messung nicht beeinflusst. Es ändert sich lediglich die Verteilung bezüglich des Gesamtphasenrauschens. Dieses beträgt nun im ersten Fall über alle Gradienten gemittelt und für Verstärkungsfaktor von  $K_p = 8.35$  noch  $\sigma_\varphi = \sqrt{VAR} = 0.474^\circ$ , wobei im zweiten Fall für  $K_p = 100$  mit  $\sigma_\varphi = \sqrt{VAR} = 0.0433^\circ$  die in [BUE2007] gestellten Anforderungen ( $< 0.1^\circ$ ) schließlich erfüllt werden.

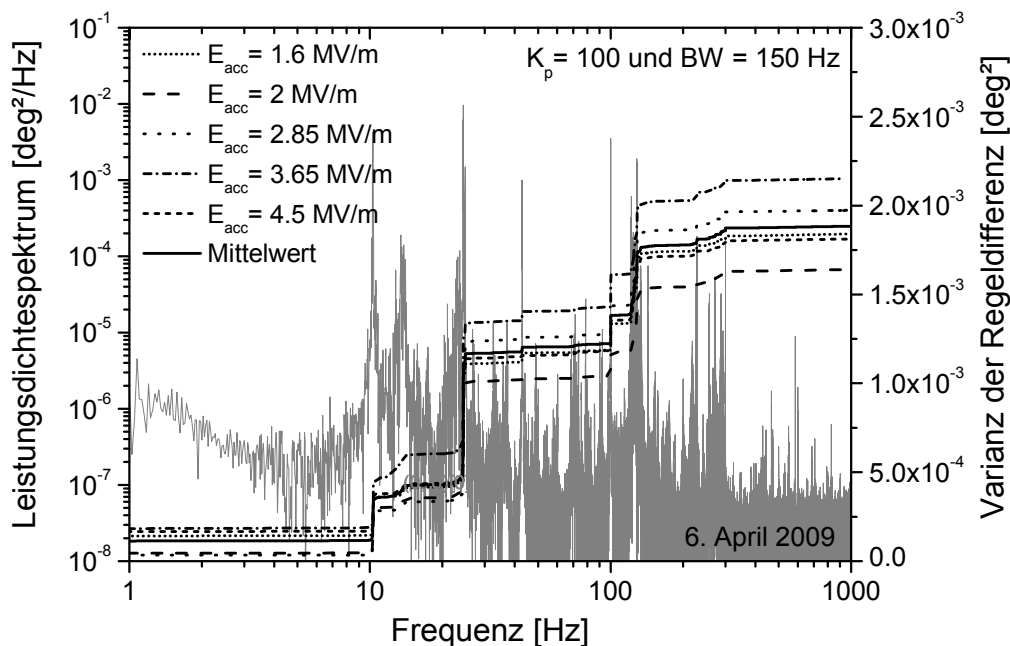


Abbildung 4.40: Leistungsdichtespektrum des Phasenrauschens (grau) sowie dessen frequenzabhängige Varianz (schwarz), dargestellt für verschiedene Gradienten und gemessen am 6. April 2009 nach Korrektur der Resonanzfrequenz und Modifikationen am Kryostaten.

Neben dem Phasenrauschen ist auch die Störgröße  $D(s)$  selbst und damit die von außen aufgeprägte Phasenänderung  $\Delta\varphi$  von besonderem Interesse. Nach Gleichung (4.35) wird diese ebenfalls aus der gemessenen Stellgröße  $U(s)$  und der Schleifenverstärkung bestimmt sowie anhand der Gleichungen (2.4) und (2.8) für den belasteten Schwingkreis in die Frequenzänderung  $\Delta f$  des Resonators umgerechnet:

$$\Delta f = -\frac{BW}{2} \tan \Delta\varphi. \tag{4.36}$$

Das Ergebnis entspricht damit der Mikrophonie des Resonators im eigentlichen Sinn und ist in Abbildung 4.41 dargestellt. Demnach ist weder eine Abhängigkeit gegenüber des Gradienten zu erkennen, noch verursacht das Kathodentransfersystem eine Änderung der Mikrophonie (blaue Kurve). Die ermittelte Standardabweichung der Resonanzfrequenz beträgt  $\sigma_f = 5$  bis  $6$  Hz und stimmt somit näherungsweise mit den in

[STA2007] veröffentlichten und ebenfalls im Diagramm dargestellten Werten für die an ELBE betriebenen TESLA-9-Zeller überein. Die Eigenresonanzen unterscheiden sich jedoch trotz gleichem Anregungsspektrums.

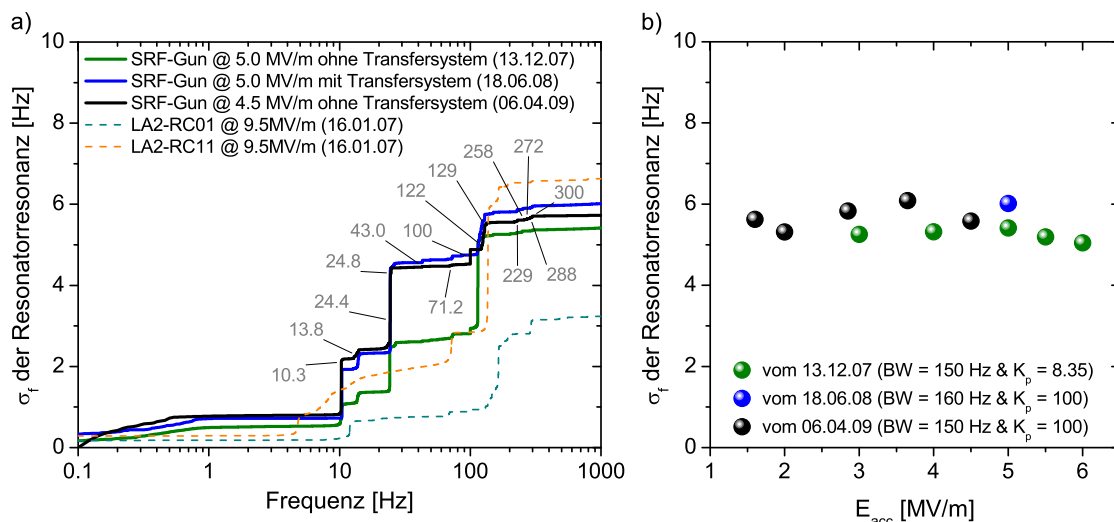


Abbildung 4.41: Standardabweichung der Resonanzfrequenz  $\sigma_f$ , a) aufgetragen über der Frequenz und den Ergebnissen aus [STA2007] gegenübergestellt sowie b) als Funktion des Gradienten  $E_{acc}$ .

Die bislang angewandte Fourier-Transformation ermöglicht zwar eine hohe Auflösung der einzelnen Frequenzen, sie liefert jedoch keine Aussage über deren zeitliches Auftreten. Aufgrund der Zeit-Frequenz-Unschärfe ist dies gleichzeitig und mit beliebiger Genauigkeit ohnehin nicht erreichbar. Das adaptive Verfahren der Wavelet-Analyse liefert hier jedoch einen Kompromiss, indem eine hohe absolute Frequenzauflösung für niedrige Frequenzen und eine gute Zeitauflösung für hohe Frequenzanteile erreicht werden. Eine entsprechende Analyse des aus Abbildung 4.38a bekannten Zeitverlaufs zeigt das Spektrogramm in Abbildung 4.42.

Die Berechnung erfolgt dabei mit der Funktion „tfrscal“ aus der Time-Frequency-Toolbox [TFTB2008] für Matlab [MTL2008]. Die halbe Fensterbreite des dabei verwendeten Morlet-Wavelets beträgt  $Nh_0 = 96$  Werte und ist so gewählt, dass eine gute spektrale Auflösung der niederfrequenten Anteile erfolgt. Die Anzahl der Skalierungen des Wavelets beträgt  $N = 256$  und bestimmt maßgeblich die graphische Auflösung des dargestellten Farbverlaufs. Es ist zu erkennen, dass lediglich die Amplitude der 10 Hz-Komponente annähernd konstant auftritt. Alle anderen spektralen Anteile sind zum Teil starken zeitlichen Schwankungen unterworfen. Die Komponenten der Mikrophonie sind demnach zeitlich variant und lassen sich nur schwer voraussagen. Dieses Verhalten ist charakteristisch für alle erfassten Messdaten.

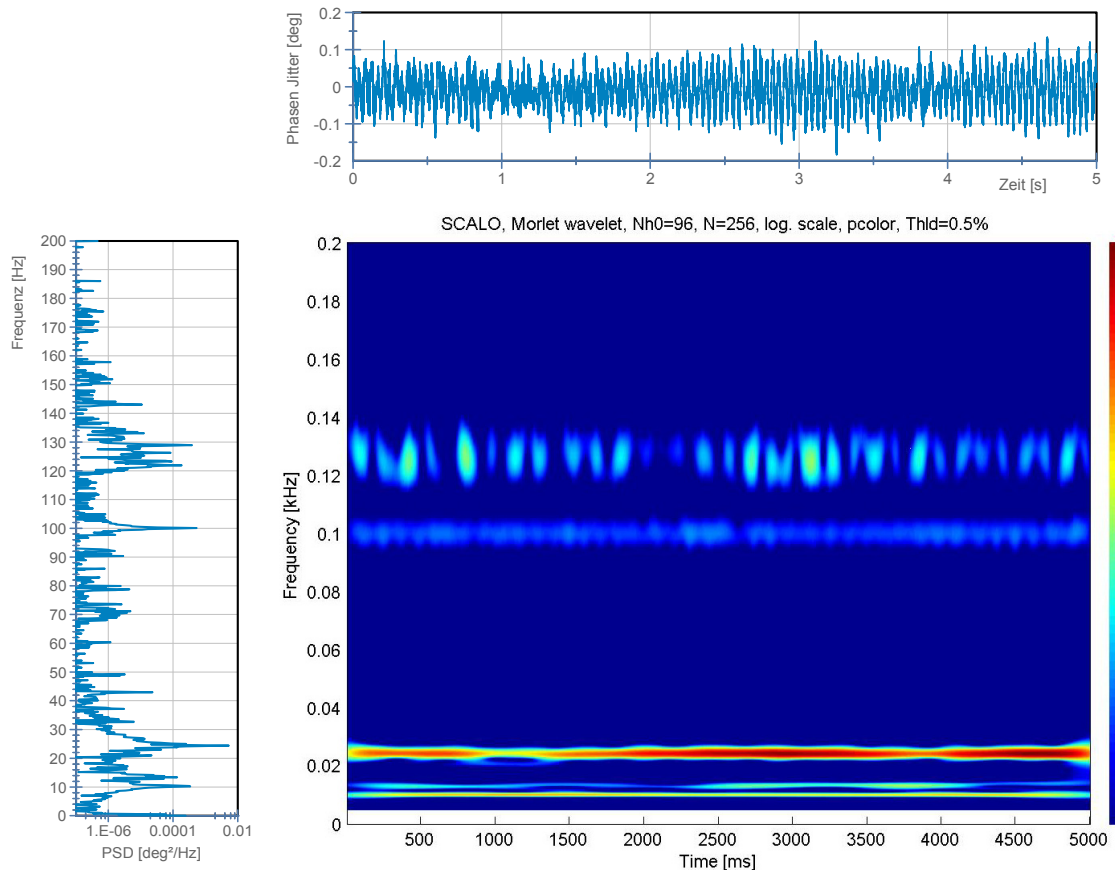


Abbildung 4.42: Wavelet-Analyse der ersten fünf Sekunden des in Abbildung 4.38a dargestellten Zeitverlaufs.

#### 4.7.4 Körperschallmessung

Zur Identifizierung der Ursachen der gemessenen Mikrophonie, werden die Vibrationen verschiedener Quellen sowie deren Übertragungswege mit Hilfe eines dynamischen Geschwindigkeitsaufnehmers (DGA 101 von VEB MKD) aufgezeichnet. Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses (SNR) wird ein Spannungsverstärker (DLPVA von FEMTO Messtechnik GmbH) verwendet. Der Frequenzgang des verwendeten DGA 101 ist im Bereich von 10 bis 1000 kHz mit einem Wandlungsfaktor von  $30 \text{ mV}/(\text{mm s}^{-1})$  nahezu konstant.

Eine FFT der gewonnenen Daten liefert in bekannter Weise das Leistungsdichtespektrum und dessen Integration wiederum die frequenzabhängige Varianz. Da die vollständige Übertragungskette der gemessenen Vibrationen bis zum Resonator nicht bekannt ist, erfolgt die weitere Auswertung jedoch nur qualitativ. Hierzu wird die Varianz auf den Maximalwert der jeweils untersuchten Messpunkt normiert und als Kurvenschar in Abbildung 4.43a zusammenfasst. Wird diese nun mit dem bekannten Mikrophonie-



spektrum aus Abbildung 4.41a verglichen, können insbesondere die Membranpumpen sowie die HF-Hohlleiter und die Heliumtransferleitung als wesentliche Ursachen bzw. Übertragungswege identifiziert werden (vgl. Abbildung 4.43b).

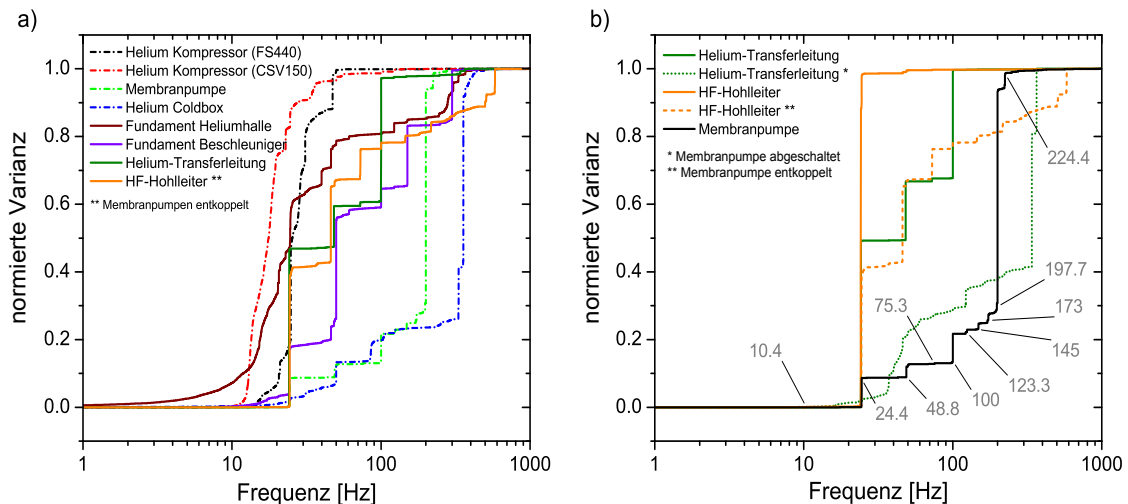


Abbildung 4.43: Normierte frequenzabhängige Varianz des integrierten Körperschallspektrums, dargestellt a) für verschiedene Quellen und Übertragungswege und b) hervorgehoben für die signifikante Kombination aus Membranpumpe, Transferleitung und HF-Hohlleiter.

Auf Grundlage dieser Erkenntnis konnte während der Inbetriebnahme der SRF-Gun eine signifikante Reduzierung der Mikrophonie (insbesondere der 24 Hz-Komponente) durch die mechanische Entkopplung der Membranpumpen von beschleunigernahen Komponenten erreicht werden. Weitere Verbesserungen sind durch eine Entkopplung der Pumpen vom Gebäudefundament sowie durch einen veränderten Aufstellort zu erwarten. Eine Zuordnung weiterer Resonanzen sowie die Gegenüberstellung mit weiteren Messungen erfolgt in Abschnitt 4.7.6 (Tabelle 4.8).

#### 4.7.5 Messung mechanischer Eigenmoden

Neben den durch das „natürliche“ Anregungsspektrum im Umfeld des Kryostaten auftretenden mechanischen Eigenmoden existieren meist noch weitere. Um diese zu identifizieren, werden zwei Methoden für deren Anregung verwendet. Zum einen wird die dynamischen Lorentzkraftverstimmung im gepulsten HF-Betrieb genutzt um gewissermaßen die Sprungantwort des Systems auszuwerten. Zum zweiten erfolgt eine externe Anregung des Kryostaten über einen geeigneten mechanischen Aktuator.

Zwei weitere in [NEU2008] beschriebene Methoden können aufgrund der fehlenden Voraussetzungen nicht untersucht werden. Hierzu zählen die mechanische Anregung

über einen in den Tuner integrierten Piezo-Aktuator mit bekanntem Frequenzgang sowie die Modulation des Gradienten zur Variation der Lorentzkraft.

#### 4.7.5.1 Anregung durch dynamische Lorentzkraftverstimmung

Wie in Abschnitt 4.6 beschrieben, verursacht das elektrische und magnetische Oberflächenfeld einen Strahlungsdruck und in dessen Folge eine Verformung der Resonatorwand. Dies führt nun im gepulsten HF-Regime zu einer sprunghaften mechanischen Anregung und kann insbesondere zur Messung der Eigenmoden des Resonators genutzt werden. Die Anstiegszeit wird dabei im Wesentlichen durch die Zeitkonstante zum Aufbau des EM-Feldes bestimmt und begrenzt gleichzeitig die größtmögliche Frequenz. Da der Strahlungsdruck proportional zum Quadrat des Feldes ist, gilt hierbei ein Wert von  $\tau \approx 1$  ms ( $BW = 150$  Hz). Mit dem Erreichen des Gradienten schließt dann ein Schmitt-Trigger die Amplituden- und Phasenregelschleife und ermöglicht so für eine Pulsdauer von 100 ms die Aufzeichnung der Sprungantwort des Systems. Die spektralen Komponenten werden anschließend in gewohnter Weise anhand einer FFT (mit Rechteckfenster) der gemessenen Stellgröße berechnet, wobei die Frequenzauflösung aufgrund der geringen Pulsdauer jedoch nun auf 10 Hz begrenzt ist.

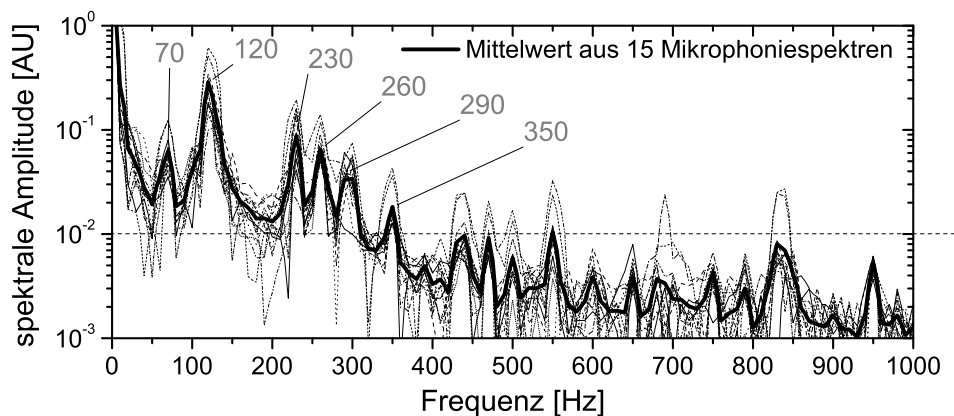


Abbildung 4.44: Mechanisches Eigenmodenspektrum als Folge der dynamischen Lorentzkraftverstimmung im gepulsten HF-Betrieb mit einer Pulsdauer von 100 ms und einer Pulsperiode von 1 s.

Abbildung 4.44 zeigt die auf diese Weise für 15 Datensätze berechneten Spektren sowie den daraus gebildeten Mittelwert. Demnach treten neben der dominanten Mode bei 120 Hz auch die bislang nur sehr schwach angeregten Moden bei 70, 230, 260, 290 und 350 Hz deutlich in Erscheinung. Durch die gezielte Wahl der Pulswiederholfrequenz und einer damit erzwungenen phasenstarrten Anregung der Moden kann dies weiter verstärkt werden. Im gepulsten Nutzerbetrieb muss dieser Fall jedoch vermieden werden.

### 4.7.5.2 Mechanische Anregung des gesamten Kryostaten

Zur Identifikation weiterer mechanischer Eigenmoden, insbesondere auch die des Kryostaten selbst, wird dieser mit einem elektro-mechanischen Aktuator (ugs. Bass-Shaker) an verschiedenen Punkten extern angeregt. Zur Messwerterfassung wird ein Lock-In-Verstärker (HF2LI von Zürich Instruments) verwendet, dessen interner Generator mit Hilfe eines NF-Verstärkers den Aktuator antreibt und gleichzeitig das Referenzsignal liefert. Als Messgröße dient erneut der Stellwert der geschlossenen Phasenregelschleife, welcher nun auf das Referenzsignal gelockt wird. Letzteres überstreicht einen Frequenzbereich von 10 bis 300 Hz und ermöglicht so die frequenz- und phasenselektive Messung als Reaktion des Systems. Der Frequenzbereich wird dabei durch den Frequenzgang des Aktuators begrenzt. Da dieser zudem nicht ausreichend bekannt ist, erfolgt die Auswertung wie im vorherigen Fall nur qualitativ.

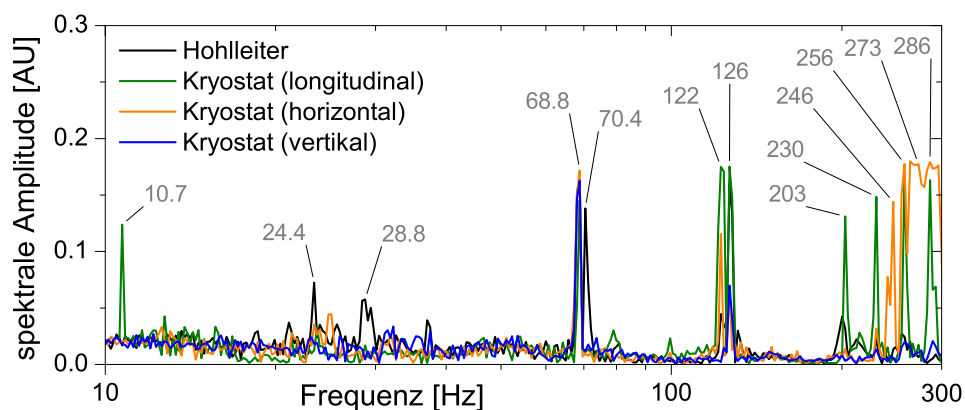


Abbildung 4.45: Mechanisches Eigenmodenspektrum, ermittelt mit Hilfe eines Lock-In-Verstärkers und gleichzeitiger mechanischer Anregung des Kryostaten in Richtung seiner drei Raumachsen sowie über den HF-Hohlleiter.

Insgesamt werden vier Messungen durchgeführt, wobei der Kryostat jeweils in Richtung seiner drei Raumachsen sowie über den HF-Hohlleiter mechanisch angeregt wird. Die dabei ermittelten Spektren zeigt Abbildung 4.45. Demnach können (mit Ausnahme zweier Moden bei 13.8 Hz und 42.8 Hz) anhand der Mikrophonie- sowie Lorentzkraftmessung alle bekannten Frequenzen nachgewiesen werden. Zusätzlich existieren mit 203 Hz bzw. 246 Hz zwei bislang unbekannte mechanische Moden, die möglicherweise dem Kryostaten zuzuordnen sind. Neben dieser Tatsache ist auch eine Richtungsselektivität zu erkennen, durch welche auf die vermeintliche Schwingungsebene und die Art der Mode geschlossen werden kann.

### 4.7.6 Fazit zur Mikrophonieuntersuchung

Die Mikrophonie der SRF-Gun ist neben den mechanischen Eigenmoden des Resonators ebenfalls vom Kryostaten und dessen Bestandteilen abhängig. Gemeinsam verursachen diese das in Tabelle 4.8 zusammengefasste Eigenfrequenzspektrum, welches durch die „natürlichen“ Vibrationen im Umfeld des Beschleunigers zumindest teilweise angeregt wird. Da das Anregungsspektrum im Wesentlichen auf einen Frequenzbereich bis 300 Hz begrenzt ist (Abbildung 4.43a), treten Eigenmoden oberhalb dieser Frequenz nicht in Erscheinung (Abbildung 4.41a). Auch die beiden Moden bei 203 Hz bzw. 246 Hz werden nicht angeregt.

Hauptursache der ermittelten Mikrophonie sind nun die Membranpumpen des Vakuumsystems sowie die Kompressoren des Heliumverflüssigers, deren Schwingungen bei 24 und 123 Hz über die HF-Hohlleiter, die Heliumtransferleitung sowie die Gebäudefundamente übertragen werden. Beide Anteile verursachen dabei mehr als 50 % des gesamten Phasenrauschens. Die Quelle der 10 Hz-Resonanz ist hingegen nicht bekannt, als Übertragungsweg kann jedoch der Hohlleiter identifiziert werden. Bei der 100 Hz-Resonanz handelt es sich um keine mechanische Eigenmode, sondern um die zweite Harmonische der Netzfrequenz, welche nur unzureichend aus der Spannungsversorgung der LLHF-Reglung gefiltert wird. Weitere Zuordnungen zeigt die Tabelle 4.8. Da aber weder alle Quellen noch Übertragungswege untersucht werden konnten, erhebt die Tabelle keinen Anspruch auf Vollständigkeit sie benennt vielmehr nur mögliche Ursachen.

Aufgrund der Komplexität des Kryostaten und der Vielzahl der ermittelten mechanischen Resonanzen ist die Identifizierung der mechanischen Eigenmoden des Resonators selbst schwierig. Mit Hilfe der beiden richtungsselektiven Anregungen aus dem vorangegangenen Abschnitt 4.7.5 kann den Resonanzen jedoch eine bevorzugte Schwingungsrichtung zugeordnet und so auf die Art der Mode geschlossen werden. Zusätzlich gelten nur solche Resonanzen als Eigenmoden des Resonators, die auch während beider Messungen vorhanden sind. Dementsprechend handelt es sich bei Frequenzen von 120 und 230 Hz vermutlich um longitudinale Moden erster und zweiter Ordnung, während die Resonanzen bei 70, 260 und 290 Hz eher den transversalen Moden erster und zweiter Ordnung zuzuordnen sind. Die verbleibenden Resonanzen zählen zu Schwingungen, die vermutlich durch den Kryostaten sowie dessen Peripherie bedingt werden. So tritt beispielsweise die 24 Hz-Resonanz nur bei Anregung des Hohlleiters, nicht aber bei der des Moduls auf (Abbildung 4.45).

Trotz aller frequenzverstimmender Einflüsse wird mit dem Low-Level-HF-Controller eine gradientenunabhängige Phasen- und Amplitudenstabilität von  $\sigma_\varphi \leq 0.043^\circ$  bzw.  $\sigma_A \leq 10^{-4}$  (RMS bei  $BW = 150$  Hz) erreicht und somit die für den ELBE-Beschleuniger spezifizierten Anforderungen vollständig erfüllt.

Tabelle 4.8: Gegenüberstellung der durch verschiedene Verfahren ermittelten mechanischen Eigenmoden. Die Indizes <sup>H)</sup>, <sup>V)</sup> und <sup>L)</sup> kennzeichnen die bevorzugte Schwingungsebene (horizontal, vertikal oder longitudinal) während <sup>\*)</sup> und <sup>#)</sup> auf die mögliche Quelle sowie das Übertragungsmedium der gemessenen Mikrophonie verweisen.

Mikrophoniespektrum (06. April 2009)		externe Anregung	Lorentz- detuning	mögliche Quelle und Übertragungsmedium laut Körperschallmessung (18. April 2008)
[Hz]	Anteil [%]	[Hz]	[Hz]	
<10	6.1	-	-	Heliumdruckschwankungen
10.3	13.0	10.7 <sup>L)</sup>	-	Hohlleiter <sup>#)</sup>
13.8	3.6	-	-	-
<b>24.4</b>	<b>35.7</b>	24.4	-	Membranpumpe <sup>*)</sup> , HF-Hohlleiter <sup>#)</sup> , Fundament des Beschleunigers <sup>#)</sup>
24.8	3.4			
43.0	1.4	-	-	Membranpumpe <sup>*)</sup> , Heliumtransferleitung <sup>#)</sup>
71.2	1	68-70 <sup>H,V)</sup>	70	Hohlleiter <sup>#)</sup> , Heliumtransferleitung <sup>#)</sup>
100	8.5	-	-	Harmonische der Netzfrequenz
<b>122-129</b>	<b>20.4</b>	122-126 <sup>L)</sup>	120	Membranpumpe <sup>*)</sup> , Heliumkompressor (CSV150) <sup>*)</sup> , Heliumtransferleitung <sup>#)</sup>
keine Anregung		203 <sup>L)</sup>	-	-
229	1.7	230 <sup>L)</sup>	230	Membranpumpe <sup>*)</sup>
keine Anregung		246 <sup>H)</sup>	-	-
258	<1	256 <sup>H)</sup>	260	-
272	<1	273 <sup>H)</sup>	-	-
288	<1	286 <sup>H)</sup>	290	-
300	<1	-	-	Harmonische der Netzfrequenz



# 5 Higher Order Modes

---

---

- 5.1 EINLEITUNG
- 5.2 GRUNDLAGEN DER EIGENMODE-ANREGUNG
- 5.3 SIMULATION UND BERECHNUNG
- 5.4 HOM-MESSUNG

*Zusätzlich zu allen bislang untersuchten Eigenschaften des Grundmodepassbands rücken in diesem Kapitel die höheren Moden des SRF-Gun-Resonators (engl. higher order modes, HOM) in den Fokus der Betrachtungen. Diese werden ausschließlich durch den bewegten Elektronenbunch selbst angeregt und sind im Allgemeinen unerwünscht. Eine Ausnahme bilden hierbei die TE-Monopolmoden, welche in [VOL2008] zur Emitanzkompensation anstelle eines herkömmlichen Solenoids vorgeschlagen werden.*

*Wesentliche Größe bei der Anregung von Moden höherer Ordnung ist deren Shunt- oder Koppelimpedanz. Diese ist ein Maß für den Energieverlust des Bunches an das jeweilige elektrische Feld und wird nachfolgend sowohl anhand von Simulationen als auch Messungen bestimmt. Im ersten Teil wird dazu – aufbauend auf dem bekannten Anregungsszenario für relativistische Teilchen – eine erweiterte Methode vorgestellt, die auch die beschleunigte Bewegung berücksichtigt. Diese wird schließlich im zweiten Teil des Kapitels an verschiedenen Messungen weltweit erstmalig getestet und zur Abschätzung der zu erwartenden HOM-Anregung für beliebige Strahlparameter verwendet. Auf der Grundlage aller damit vorliegenden Informationen kann dann eine Aussage über die Notwendigkeit der HOM-Koppler am SRF-Gun-Resonator getroffen werden.*

## 5.1 Einleitung

Es ist allgemein bekannt, dass eine Punktladung  $q$ , die sich im freien Raum mit einer Geschwindigkeit  $v$  bewegt, von einem Lorentz-kontrahierten Coulombfeld umgeben ist. In der longitudinalen Ebene skaliert dabei der Öffnungswinkel der Feldlinien mit dem Lorentzfaktor  $1/\gamma$ , wobei  $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$  gilt. Für den relativistischen Fall ( $\gamma \rightarrow \infty$ ) ver-

schwinden alle Komponenten in Ausbreitungsrichtung und das Feld konzentriert sich nach [RIE2000] auf die Dirac-Verteilung mit einer radialen elektrischen und azimuthalen magnetischen Komponente

$$E_r = \frac{q}{2\pi\epsilon_0 r} \delta(z-ct) \quad \text{und} \quad H_\phi = \frac{E_r}{Z_0}. \quad (5.1)$$

Bewegt sich diese Ladung nun entlang der Rotationsachse eines ideal leitenden homogenen Zylinders, ändert sich an dieser Feldverteilung zunächst nichts. Die Feldlinien enden nun lediglich auf der Oberfläche und erfüllen die geforderten Randbedingungen aus Gleichung (2.61). Für diesen Fall bewegt sich folglich auch die Spiegelladung auf gleicher Höhe zur Punktladung und es existiert keine Rückwirkung.

Dies ändert sich allerdings, sobald von realen verlustbehafteten Oberflächen ausgegangen wird. In diesem Fall führen die zu erfüllenden Randbedingungen zu einer verzögerten Spiegelladung und damit zu einer longitudinalen elektrischen Komponente, welche bremsend auf die Punktladung wirkt. Diese resistiven Wandverluste sind als so genannte „resistive wall wakes“ bekannt. In dieser Arbeit sind sie jedoch nicht von Interesse.

Von weit größerer Bedeutung ist das als Wakefield bekannte, gestreute Coulombfeld der Punktladung beim Durchqueren einer inhomogenen ideal leitenden Struktur wie dem Resonator. Da auch in diesem Fall die Randbedingungen zu erfüllen sind, die Wände jedoch nicht zwangsläufig parallel zur Flugrichtung der Punktladung verlaufen, wird erneut eine longitudinale elektrische Feldkomponente erzwungen, die der Punktladung Energie entzieht. Diese bleibt im Resonator zurück und verteilt sich auf dessen angeregte Moden. Bewegt sich die Punktladung dabei entlang der Rotationsachse, werden nur transversal-magnetische Monopolmoden beginnend mit dem Grundmode-Passband angeregt. Ist die Flugbahn hingegen radial um  $\vec{r}$  versetzt, erfolgt der Energietransfer auch in Multipolfelder, wobei davon insbesondere Dipol- und Quadrupolmoden betroffen sind. Eine Anregung von TE-Moden erfolgt für die achsenparallele Bewegung der Punktladung, aufgrund der fehlenden  $E_z$ -Komponente dieser Moden nicht (vgl. Abschnitt 5.3.2).

Der Energieverlust wird nun durch das beschleunigende Feld mehr als ausgeglichen und stellt kein Problem dar. Durch die großen intrinsischen Güten supraleitender Resonatoren kann es jedoch zu einer positiven Überlagerung der induzierten Felder aufeinander folgender Punktladungen kommen. Werden keine Maßnahmen ergriffen, um kritische Moden zu dämpfen, können diese Ursache für Instabilitäten und Einbußen der Strahlqualität bis hin zum Strahlverlust sein. Aus diesen Gründen ist es notwendig, das Ei-



genmodenspektrum eines supraleitenden Resonators hinsichtlich seiner Koppelimpedanzen und Güten zu analysieren und alle gefährlichen Moden durch die Wahl geeigneter Dämpfungsmechanismen (Ferritabsorber, Hohlleiterdämpfer, HOM-Koppler) so zu belasten, dass deren Zeitkonstanten stark verringert werden. Ein auf diese Weise schnell abklingendes Feld minimiert die Wechselwirkung aufeinander folgender Punktladungen und verhindert somit das Erreichen kritischer Feldstärken.

Die Simulation des Eigenmodenspektrums und der Koppelimpedanzen kann im Zeitbereich über das gestreute Feld der Referenzladung selbst oder im Frequenzbereich anhand der Eigenmoden des Resonators erfolgen. Die Wakefield-Betrachtung (z. B. mit PARTICLE STUDIO<sup>®</sup> der CST STUDIO SUITE<sup>™</sup> [CST2010]) bietet dabei eine sehr elegante Möglichkeit, die Moden eines gedämpften Resonators mit all ihren Eigenschaften in einem einzigen Rechenschritt zu ermitteln. Hierbei wird zunächst das Wakefield einer Referenzladung  $q$ , welche sich in einer Distanz  $\vec{r}$  parallel zur Rotationsachse und mit einer Geschwindigkeit  $v$  durch den Resonator bewegt, mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen im Zeitbereich gelöst. Eine im Abstand  $s$  des gleichen Pfades folgende Testladung  $q_e$  erfährt als Folge dieses Feldes eine Lorentzkraft und damit eine Energieänderung. Wird diese über den gesamten Resonator hinweg integriert und auf das Produkt beider Ladungen normiert, erhält man mit

$$w_{\parallel}(s) + w_{\perp}(s) = \frac{1}{qq_e} \int_{-\infty}^{+\infty} q_e \left( \vec{E}(\vec{r}, z, t) + \vec{v} \times \vec{B}(\vec{r}, z, t) \right) \cdot \begin{pmatrix} \vec{e}_{\parallel} \\ \vec{e}_{\perp} \end{pmatrix} dz \quad \text{und} \quad t = \frac{z+s}{v} \quad (5.2)$$

das so genannte Wakepotential als Funktion des Abstands  $s$ . Sind nun sowohl die longitudinale als auch die transversale Komponente dieser Funktion für eine Referenzladung  $q$  mit der Ladungsverteilung  $\lambda(s)$  anhand der Wakefieldsimulation bekannt, so kann nach [TAN2002] mit

$$k_{\parallel} = \frac{\Delta W_q}{q^2} = \frac{\Delta p_{\parallel} c}{q^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} w_{\parallel}(s) \lambda(s) ds \quad (5.3)$$

und

$$k_{\perp} = \frac{\Delta p_{\perp} c}{q^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} w_{\perp}(s) \lambda(s) ds \quad (5.4)$$

z. B. dessen longitudinale und transversale Impulsänderung berechnet werden. Beide Gleichungen berücksichtigen somit die Rückwirkung des gestreuten Coulombfeldes auf die Referenzladung  $q$  selbst, welche auch als Short Range Wakes bezeichnet werden. Die dabei an den Resonator verlorene Energie  $\Delta W_q = \Delta p_{\parallel} c$  verleiht Gleichung (5.3) auch den Namen des Verlustfaktors. Zur Berechnung wird in der Regel von einer normalverteilten Ladung

$$\lambda(s) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} e^{\left(-\frac{s^2}{2\sigma_s^2}\right)} \quad (5.5)$$

ausgegangen, welche im Fall der SRF-Gun eine Pulslänge (RMS) von  $\sigma_t = 5$  ps bzw.  $\sigma_s = 1.5$  mm ( $v = c$ ) hat. Zur Beurteilung von Multibuncheffekten des gedämpften Resonators ist ferner auch die Kenntnis der Güte  $Q_L$  sowie der longitudinalen und transversalen Koppelimpedanz der beteiligten Mode mit der Resonanzfrequenz  $\omega$  notwendig. Durch Anwendung der Fourieranalyse auf das Wakepotential und dem daraus folgenden Impedanzspektrum

$$\vec{Z}(\omega) = \frac{1}{v} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{w}(s) e^{-\frac{j\omega s}{v}} ds \quad (5.6)$$

lassen sich beide Größen einfach ermitteln und mit  $\vec{r}_n = \vec{Z}(\omega_n)/Q_L$  auch die normierte Shuntimpedanz als wichtige geometrische Kenngröße der Moden berechnen. Um jedoch beide hinreichend genau auflösen zu können, ist eine Wakelänge erforderlich, für die das Wakefield bereits signifikant abgeklungen sein muss. Für eine typische HOM mit einer Eigenfrequenz von 2 GHz und einer belasteten Güte von  $Q_L \leq 10^5$  ergibt sich somit nach  $\tau = Q_L/\omega$  bis zum 1/e-Abfall der gespeicherten Energie eine Länge von etwa 2400 m. Dies führt in Verbindung mit einer realistischen Bunchlänge von  $\sigma_t = 5$  ps und einem 3D-Modell, welches mit HOM- und Hauptkopplern ausgestattet ist, auf dem zur Verfügung stehenden Desktop-PC (3 GHz, AMD Opteron Quad Core, 16 GB RAM) zu einer unverhältnismäßig langen Simulationsdauer. Auch die in [MAR2009] angesprochene Extrapolation schafft dabei nur wenig Abhilfe. Um zumindest alle Moden bis zum Cutoff des Strahlrohres (hier: 4 GHz der TE<sub>11</sub>-Mode) zu erfassen, kann zwar die Bunchlänge entsprechend vergrößert werden, da die Dämpfung der Moden aber im Allgemeinen nicht bekannt ist, besteht auch hierbei immer die Gefahr, deren Güte und Impedanz unterzubewerten.

Durch den Einsatz eines massiv parallelen Finite-Elemente-Time-Domain-Codes wie T3P (vgl. [T3P2009]) ließen sich die erwähnten Beschränkungen vermutlich reduzieren und die erforderlichen Wakelänge bis zur Auflösung der Moden bestimmen. Da dieser Code dem Autor jedoch nicht zur Verfügung steht, ist die Wakefield-Simulation zur Ermittlung des Impedanzspektrums und seiner Eigenschaften nur bedingt geeignet. Vielmehr wird sie nur zur Berechnung der Single Bunch-Effekte genutzt.

Im Folgenden wird deshalb eine erweiterte Methode zur Berechnung der Koppelimpedanzen vorgestellt, welche auf der Eigenmode-Betrachtung im Frequenzbereich basiert

und auch eine beschleunigte Bewegung berücksichtigt. Hierbei wird die Orthogonalität der Eigenmoden genutzt, um diese im Gegensatz zum Wakefield unabhängig voneinander zu betrachten. In gleicher Weise werden später auch die Messungen durchgeführt, wobei jede Mode mit Hilfe eines Bandpassfilters und eines Spektrumanalysators isoliert für sich betrachtet wird. Zum allgemeinen Verständnis wird die Anregung zunächst anhand einer Punktladung erläutert und dann auf einen unendlichen Bunchzug, sowohl im Zeit- als auch im Frequenzbereich, erweitert. Basierend auf diesen Betrachtungen erfolgt anschließend die modernisierte Berechnung der normierten Koppelimpedanzen sowie deren messtechnische Verifikation, welche wiederum Grundlage für die Beurteilung der Notwendigkeit der HOM-Koppler ist. Single-Bunch-Effekte spielen bei dieser Betrachtung nur eine untergeordnete Rolle.

## 5.2 Grundlagen der Eigenmode-Anregung

### 5.2.1 Anregung durch eine Punktladung

Da für spätere Betrachtungen ein grundlegendes Verständnis der Anregung höherer Moden wichtig ist, wird diese zunächst nach [PAD2008] erläutert. So induziert eine Punktladung, die sich durch einen Hochfrequenzresonator bewegt, ein elektromagnetisches Feld. Die Kopplung erfolgt dabei – wie später in Abschnitt 5.3 ausführlich dargestellt – lediglich über die elektrische Komponente in Flugrichtung der Punktladung, wobei deren Integration entlang des Weges die komplexe Spannung

$$\underline{V}_q = V_q e^{j\delta} e^{j\omega_0 t} \quad (5.7)$$

der Mode  $n$  ergibt. Dabei ist  $V_q$  die Amplitude,  $\omega_0$  die Eigenfrequenz und  $\delta$  die Phasenbeziehung zwischen der Punktladung und der induzierten Spannung, wobei nur ein Teil dieser auch auf die Punktladung selbst zurück wirkt.

$$\underline{V}_{eff} = f \underline{V}_q \quad (5.8)$$

Durch die Betrachtung einer bereits vor Eintritt der Punktladung im Resonator stationär schwingenden Mode der Spannung

$$\underline{V}_C = V_C e^{j\varphi} e^{j\omega_0 t} \quad (5.9)$$

und der beliebigen Phase  $\varphi$  lässt sich die induzierte Spannung  $\underline{V}_q$  durch Ausnutzung des Energieerhaltungssatzes ermitteln. Die vor dem Durchflug in der Mode gespeicherte Energie folgt dabei zunächst nach Gleichung (2.38) zu

$$U_1 = \frac{V_C^2}{2r_s \omega_0}. \quad (5.10)$$

Nachdem die Punktladung den Resonator durchquert hat, gilt für die nun gespeicherte Energie aus der Überlagerung beider Spannungen

$$U_2 = \frac{|V_C e^{j\varphi} + V_q e^{j\delta}|^2}{2r_s \omega_0}. \quad (5.11)$$

Die Differenz muss gleich der Energieänderung der Punktladung sein

$$\Delta U = U_2 - U_1 = -\Delta W_q \quad (5.12)$$

und folgt somit aus der Summe der Realteile der Resonatorspannung und der auf die Ladung selbst rückwirkenden induzierten Spannung zu

$$\Delta W_q = q(V_C \cos \varphi + fV_q \cos \delta). \quad (5.13)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen (5.10), (5.11) und (5.13) in (5.12) sowie der Anwendung des trigonometrischen Additionstheorems gilt nun zunächst

$$\frac{2V_C V_q \cos(\varphi - \delta)}{2r_s \omega_0} + \frac{V_q^2}{2r_s \omega_0} = -q(V_C \cos \varphi + fV_q \cos \delta), \quad (5.14)$$

was aufgrund der augenscheinlichen Proportionalität von  $V_q \propto q$  zwischen der induzierten Spannung und der beteiligten Ladung (Superposition) schließlich zur Separation in lineare und quadratische Terme führt

$$-qV_C \cos \varphi = \frac{2V_C V_q \cos(\varphi - \delta)}{2r_s \omega_0} \quad (5.15)$$

$$-qfV_q \cos \delta = \frac{V_q^2}{2r_s \omega_0}. \quad (5.16)$$

Da Gleichung (5.15) nun nur unter der Bedingung

$$\delta = \begin{cases} \pi & \text{für } q > 0 \\ 2\pi & \text{für } q < 0 \end{cases} \quad (5.17)$$

erfüllbar ist, folgt für die Amplitude der induzierten Spannung sofort

$$V_q = r_s \omega_0 |q| \quad (5.18)$$

und zusammen mit Gleichung (5.16) auch die Rückwirkung der Ladung auf sich selbst zu

$$f = 1/2. \quad (5.19)$$

Dieser Zusammenhang ist als das „Fundamental Theorem of Beam Loading“ (FTBL) bekannt. Es besagt, dass nur die Hälfte der induzierten Spannung auf die Punktladung selbst zurückwirkt. Außerdem folgt für die komplexe Amplitude der induzierten Spannung nach Gleichung (5.7)

$$\underline{V}_q(t) = \mp V_q e^{j\omega_0 t} = \mp r_s \omega_0 |q| e^{j\omega_0 t}, \quad (5.20)$$

wobei das obere Vorzeichen für Ladungen  $q > 0$  und das untere für  $q < 0$  gültig ist. Die Phase  $\delta$  stellt sich also stets so ein, dass die induzierte Spannung der Ursache entgegen wirkt und die Ladung abbremst. Dies leuchtet ein, denn sie kann sich nicht selbst beschleunigen.

Ein weiterer nützlicher Zusammenhang findet sich anhand des Spezialfalls  $\underline{V}_C = 0$ . Die Mode ist demnach zum Zeitpunkt des Eintreffens der Punktladung noch nicht angeregt bzw. bereits wieder abgeklungen und die Gleichungen (5.11) bis (5.13) vereinfachen sich zu

$$\Delta U = U_C = \frac{V_q^2}{2\omega_0 r_s} = -\Delta W_q \quad \text{mit} \quad \Delta W_q = -\frac{1}{2}|q|V_q. \quad (5.21)$$

Die von der Ladung verrichtete Arbeit  $\Delta W_q$  entspricht also der nach der Passage im Resonator gespeicherten Energie  $U_C$  und es folgt mit Gleichung (5.18) der longitudinale Verlustfaktor in seiner bereits bekannten Definition zu

$$k_{\parallel} = -\frac{\Delta W_q}{|q|^2} = \frac{r_s \omega_0}{2} \quad \text{bzw.} \quad k_{\parallel} = \frac{U_C}{|q|^2}. \quad (5.22)$$

Um die Wechselwirkung einer Punktladung mit einer der Moden des Resonators zu ermitteln, genügt folglich neben der beteiligten Ladung lediglich dessen geometrieabhängige Größe  $k_{\parallel}$ . Diese kann nun entweder – wie später in Abschnitt 5.3 dargestellt – auf der Grundlage einer Eigenmode-Simulation (hier: CST MICROWAVE STUDIO®) berechnet oder aber unter Ausnutzung der gespeicherten Energie der Mode auch messtechnisch erfasst werden. Letztere ist Dank der stark überkritischen Ankopplung der HOM-Koppler eine leicht zugängliche Größe (vgl. Abschnitt 5.4).

### Fundamental Theorem of Beam Loading

Das bereits erwähnte Theorem lässt sich nach [WAN1998] auch anhand eines Gedankenexperimentes veranschaulichen (vgl. Abbildung 5.1). Bewegt sich beispielsweise eine positive Punktladung  $q$  mit einer kinetischen Energie  $W_q$  durch einen nicht ange-

regten verlustfreien Resonator, so induziert diese eine der Ursache entgegenwirkende Spannung  $V_C = -V_q$ . Ein noch zu bestimmender Teil  $f$  dieser Spannung bremst diese induzierende Ladung und führt zu einer Energieänderung  $\Delta W_q = -qfV_q$ . Aufgrund der Energieerhaltung entspricht diese gleichsam auch der Energieänderung  $\Delta W_c = aV_q^2$  des Resonators, wobei  $a$  eine Geometriegröße dessen ist. Die Geschwindigkeit während des Durchflugs bleibt unverändert. Folgt nun eine zweite identische Punktladung im Abstand eines ungeraden Vielfachen der halben Resonanzwellenlänge, so wirkt die gleiche Spannung  $V_q$  wegen der Phasenänderung nun beschleunigend. Gleichzeitig induziert aber die zweite Punktladung ihrerseits eine Spannung  $-V_q$ , die in bereits bekannter Weise auf sie selbst zurückwirkt, sich aber auch mit der Resonatorspannung der ersten Punktladung destruktiv überlagert und so zu deren Auslöschung führt. Die gesamte Energieänderung der zweiten Ladung beträgt nun  $\Delta W_q = qV_q - qfV_q$ . Mit Hilfe des Energieerhaltungssatzes vor und nach der Passage beider Punktladungen findet man schließlich das aus Gleichung (5.19) bekannte Ergebnis

$$W_q + W_q = \underbrace{W_q - qfV_q}_{\text{Punktladung 1}} + \underbrace{W_q + qV_q - qfV_q}_{\text{Punktladung 2}} \longrightarrow f = \frac{1}{2}. \tag{5.23}$$

Eine Punktladung erfährt demnach nur die Hälfte der eigenen induzierten Spannung. Gleichzeitig entspricht der Energiegewinn der zweiten mit  $\Delta W_q = 1/2 qV_q$  dem Verlust der ersten Ladung, sodass die Energieänderung zweier aufeinander folgender Punktladungen Null ist. Als Energiespeicher dient dabei der verlustfreie Resonator, dessen mittlere Spannung somit  $\overline{V_C} = 1/2 V_q$  beträgt. Dieser Fall wird später als anti-resonante Anregung noch genauer betrachtet.

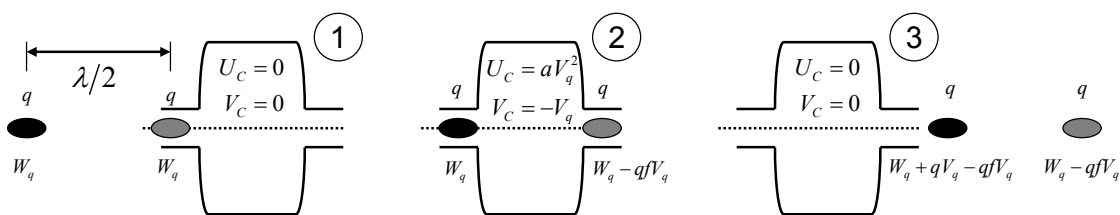


Abbildung 5.1: Darstellung des FTBL anhand zweier identischer Punktladungen und eines verlustfreien Resonators.

### 5.2.2 Anregung durch einen Bunch

In der Realität ist die Ladung  $q$  eines Elektronenbunches nicht auf einen Punkt konzentriert, sondern lässt sich in guter Näherung durch die Normalverteilung beschreiben. Entlang der longitudinalen Achse ergibt sich nach Gleichung (5.5) somit die Linienla-

dungsdichte  $dq/ds = q \cdot \lambda(s)$ . Bewegt sich diese nun mit der Geschwindigkeit  $v = ds/dt$  an einem festen Ort vorbei, so ändert sich deren Ladung mit der Zeit  $t$  und es folgt mit der Standardabweichung  $\sigma_t = \sigma_s/v$  die zeitliche Änderung zu

$$I_q(t) = \frac{dq}{dt} = q \cdot \lambda(t) = \frac{q}{\sigma_t \sqrt{2\pi}} e^{-\left(\frac{t^2}{2\sigma_t^2}\right)}. \quad (5.24)$$

Für die typischen Bunchparameter der SRF-Gun ist der Stromverlauf in Abbildung 5.2 dargestellt, wobei zum Zeitpunkt  $t = 0$  das Mittelteilchen den Beobachtungspunkt passiert.

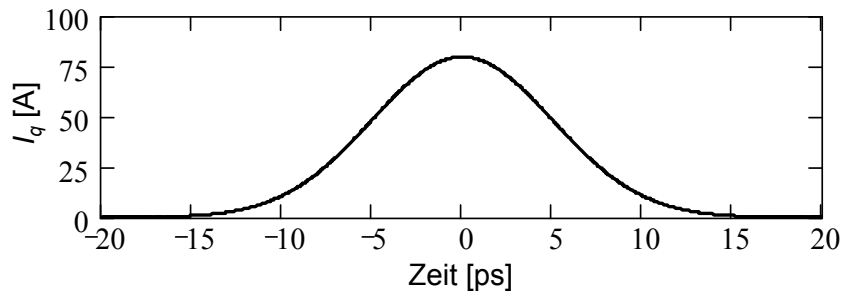


Abbildung 5.2: Stromverlauf für eine normalverteilte Ladung mit  $q = 1$  nC und  $\sigma_t = 5$  ps.

Die induzierte Gesamtspannung  $V_q$  des Bunches folgt nun nach Gleichung (5.20) aus der phasenabhängigen Überlagerung der Einzelspannungen aller infinitesimalen Ladungsanteile  $dq$  zur jeweiligen Zeit  $t_q$

$$dV_q = r_s \omega_0 |dq| e^{j\omega_0 t_q}. \quad (5.25)$$

Durch die Substitution von  $dq$  gemäß Gleichung (5.24) lässt sich diese in eine rein zeitliche Abhängigkeit überführen und durch Integration zu

$$V_q = r_s \omega_0 \int_{-\infty}^{\infty} |I_q(t)| e^{j\omega_0 t} dt = r_s \omega_0 |q| g_F \quad \text{mit} \quad g_F = e^{-\left(\frac{\omega_0^2 \sigma_t^2}{2}\right)} = e^{-\left(\frac{\omega_0^2 \sigma_s^2}{2v^2}\right)} \quad (5.26)$$

lösen. Die Exponentialfunktion  $g_F$  ist auch als Gaußscher Formfaktor bekannt und das Ergebnis der Fouriertransformation des Stromes  $I_q(t)$ . Sie beschreibt damit die am Anregungsprozess beteiligte effektive Ladung

$$Q(\omega) = |q| e^{-\left(\frac{\omega^2 \sigma_t^2}{2}\right)} = |q| e^{-\left(\frac{\omega^2 \sigma_s^2}{2v^2}\right)} \quad (5.27)$$

und ist für das bekannte Beispiel in Abbildung 5.3 dargestellt. Aufgrund der zeitlichen Ausdehnung des Bunches sind die induzierten Spannungsteile  $dV_q$  zeitlich zueinander versetzt, sodass sich diese beispielsweise für  $\sigma_t \gg 1/\omega_0$  destruktiv bis hin zur totalen

Auslöschung überlagern. Deshalb erfolgt eine effektive HOM-Anregung nur für Bunche der Länge  $\sigma_t < 1/\omega_0$ .

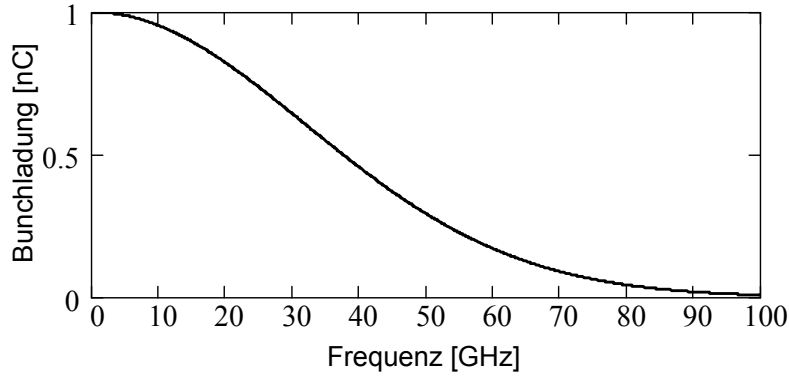


Abbildung 5.3: Spektral wirksame Bunchladung für  $q = 1$  nC und  $\sigma_t = 5$  ps.

Zur Berechnung des Energieverlustes eines Bunches gilt nun, von der infinitesimalen Ladung  $dq$  ausgehend, zunächst

$$dW_q = \mp V_q(t) e^{j\omega_0 t} dq \quad \text{mit} \quad V_q(t) = r_s \omega_0 \int_{-\infty}^t |I_q(\tau)| e^{j\omega_0 \tau} d\tau. \quad (5.28)$$

$V_q(t)$  beschreibt dabei das transiente Verhalten der induzierten Spannung (Abbildung 5.4) und  $e^{j\omega_0 t}$  deren Phase zur Zeit  $t_q$ . Jede Ladung  $dq$  erfährt also nur die bis zu seinem Eintreffen aufintegrierte Spannung, womit die Energieänderung aus dem Integral über den gesamten Bunch in den Grenzen  $\pm\infty$  berechnet wird

$$\Delta W_q = -r_s \omega_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^t |I_q(\tau)| e^{j\omega_0 \tau} d\tau \cdot e^{j\omega_0 t} |dq| \quad \text{mit} \quad |dq| = |I_q(t)| dt. \quad (5.29)$$

Die Lösung erfolgt nun durch Substitution von

$$\int_{-\infty}^t \underbrace{|I_q(\tau)| e^{j\omega_0 \tau}}_{f(\tau)} d\tau = F(t) - \underbrace{F(-\infty)}_{=0}, \quad (5.30)$$

sodass die Ableitung der Stammfunktion mit  $|I_q(t)| e^{j\omega_0 t} = F'(t)$  wiederum dem Argument des Integrals entspricht und sich Gleichung (5.29) zu

$$\Delta W_q = -r_s \omega_0 \int_{-\infty}^{+\infty} F(t) F'(t) dt \quad (5.31)$$

vereinfacht. Durch erneute Substitution von  $F(t) = x$  und  $F'(t)dt = dx$  sowie dessen Lösung

$$\int F(t) F'(t) dt = \int x dx = \frac{1}{2} x^2 \quad (5.32)$$



erhält man schließlich mit Gleichung (5.26) und

$$\Delta W_q = -r_s \omega_0 \frac{1}{2} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} |I_q(t)| e^{j\omega_0 t} dt \right] \cdot \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} |I_q(t)| e^{j\omega_0 t} dt \right] \quad (5.33)$$

den gesuchten Zusammenhang

$$\Delta W_q = -\frac{1}{2} r_s \omega_0 \underbrace{|q|}_{V_q} e^{\left(\frac{-\omega_0^2 \sigma_i^2}{2}\right)} \cdot |q| e^{\left(\frac{-\omega_0^2 \sigma_i^2}{2}\right)} = -\frac{1}{2} r_s \omega_0 |q|^2 g_F^2. \quad (5.34)$$

Die Verteilung der Elektronen findet somit, anders als in [PAD2008] beschrieben, bei der Berechnung des Energieverlustes quadratische Berücksichtigung. Dem FTBL wird in dieser Herleitung durch den Faktor  $\frac{1}{2}$  Rechnung getragen, sodass für den Grenzübergang  $\sigma_i \rightarrow 0$  der aus Gleichung (5.21) bekannte Zusammenhang resultiert.

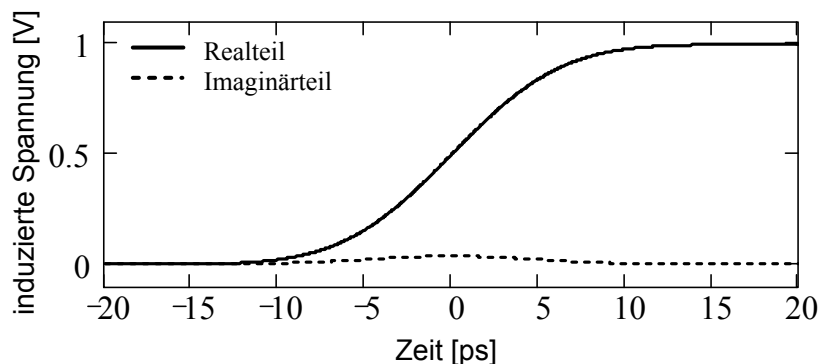


Abbildung 5.4: Real- und Imaginärteil des zeitlichen Verlaufs der induzierten Modenspannung für den oben dargestellten Bunch und einer Shuntimpedanz von  $r_s = 1/6\pi \Omega$ .

### 5.2.3 Transiente Anregung durch einen Bunchzug

Bislang wurde die induzierte Spannung nur für die Dauer der Bunchpassage betrachtet und das Abklingverhalten vernachlässigt. Dies ist zulässig, da die Zeitkonstante  $\tau$  (vgl. Gleichung (2.43)) supraleitender Resonatoren stets Größenordnungen über der Bunchlänge liegt und das Feld somit für die gesamte Aufenthaltsdauer des Bunches konstant ist. Soll nun die Wechselwirkung der Bunche untereinander betrachtet werden, gilt dies nicht mehr. Die vollständige Beschreibung der induzierten Modenspannung lautet dann

$$\underline{V}_q(t) = \begin{cases} \mp V_q e^{-\frac{t}{\tau}} e^{j\omega_0 t} & \text{für } t \geq 0 \\ 0 & \text{für } t < 0 \end{cases} \quad (5.35)$$

und ist in Abbildung 5.5 beispielhaft für einen willkürlichen Parametersatz dargestellt. Die komplexe Gesamtspannung  $\underline{V}_b^{(N)}$  nach  $N$  im Abstand  $T_b$  aufeinander folgender Bunche ergibt sich nun durch Superposition dieser Einzelereignisse für  $n \in \mathbb{N}$  zu

$$\underline{V}_b^{(N)} = \mp V_q \sum_{n=0}^N \left( e^{-\frac{nT_b}{\tau}} e^{j\omega_0 T_b n} \right). \quad (5.36)$$

Die Resonanzfrequenz  $\omega_0$  kann dabei in das Vielfache  $h$  der Bunchfrequenz  $f_b = 1/T_b$  sowie die Frequenzabweichung zur nächstgelegenen Harmonischen  $\Delta f$  zerlegt werden

$$\omega_0 = 2\pi(hf_b + \Delta f) \quad \text{für } h \in \mathbb{N}, \quad (5.37)$$

wodurch nur noch Letztere von Bedeutung ist. Erfolgt schließlich mit  $N \rightarrow \infty$  noch der Grenzwertübergang zum stationären Zustand, so gilt für die induzierte Modenspannung sowie deren Phasenbeziehung  $\varphi_b$  zum Bunchzug

$$\underline{V}_b = \mp \frac{V_q}{1 - e^{j2\pi\Delta f T_b} e^{-\frac{T_b}{\tau}}} \quad \text{und} \quad \varphi_b = \arg(\underline{V}_b). \quad (5.38)$$

Der davon nun auf den Bunch rückwirkende Teil folgt mit

$$V_B = \text{Re} \left( \mp \underline{V}_b \pm \frac{V_q}{2} \right) \quad (5.39)$$

aus dem Realteil vermindert um die Hälfte seines eigenen Beitrages (vgl. FTBL).

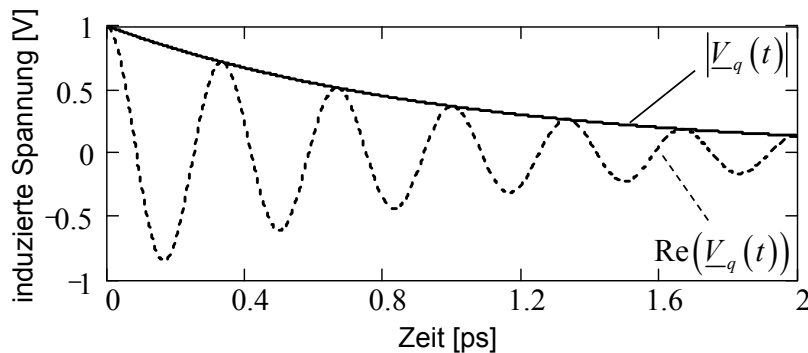


Abbildung 5.5: Spannungsverlauf für  $r_s = 1/6\pi \Omega$ ,  $f_0 = 3 \text{ GHz}$ ,  $q = 1 \text{ nC}$ ,  $\sigma_t = 5 \text{ ps}$ ,  $\tau = 1 \text{ ns}$ .

Zur Veranschaulichung des Anregungsprozesses werden nun drei wichtige Fälle anhand der Summe zeitlich zueinander verschobener Einzelverläufe dargestellt:

$$\underline{V}_b^{(N)}(t) = \sum_{n=0}^N \underline{V}_q(t - nT_b). \quad (5.40)$$

Dabei gilt, wie auch für den Rest der Arbeit, die Beschränkung auf negative Bunchladungen. Im ersten Fall ist nun wegen  $\tau \ll T_b$  das elektromagnetische Feld beim Eintreffen des Folgebunches bereits abgeklungen (vgl. Abbildung 5.6). Die vom Bunch an die Mode abgegebene Energie wird also zunächst im Resonator gespeichert, sodass die in-

duzierte Resonatorspannung  $V_b = V_q$  beträgt und anschließend wieder vollständig dissipiert.

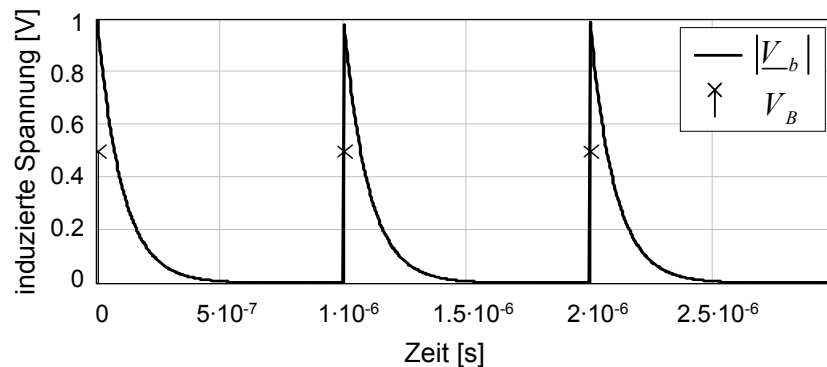


Abbildung 5.6: Fall 1: Transienter Verlauf der induzierten Spannung für  $\tau \ll T_b$  sowie die Parameter  $r_s = 1/6\pi \Omega$ ,  $f_0 = 3$  GHz,  $q = 1$  nC,  $\sigma_t = 5$  ps,  $f_b = 1$  MHz und  $\tau = 100$  ns.

Ist die Abklingkonstante jedoch erheblich größer als die Bunchperiode  $\tau \gg T_b$ , besteht die Möglichkeit zweier weiterer Zustände. So spricht man für  $\Delta f = 1/2T_b$  von der antiresonanten Anregung, welche gleichsam der ideale Fall ist. Hierbei führt die Phasenlage von  $\pi/2$  zwischen dem Bunch und der bereits induzierten Spannung zu einer destruktiven Überlagerung, sodass die Gesamtspannung im stationären Zustand mit  $V_b = V_q/2$  ein absolutes Minimum erreicht und die vom Bunch „gesehene“ Spannung und damit auch dessen Energieverlust verschwindet (vgl. Abbildung 5.7).

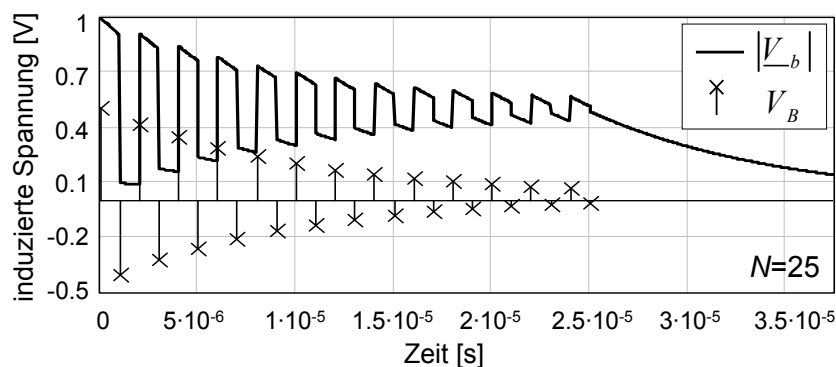


Abbildung 5.7: Fall 2: Transienter Verlauf der induzierten Spannung für  $\tau \gg T_b$  und  $\Delta f = 1/2T_b$  sowie die bereits bekannten Parameter und  $\tau = 10$   $\mu$ s.

Der entgegengesetzte Fall der resonanten Anregung tritt hingegen ein, falls die HOM-Frequenz wegen  $\Delta f = 0$  einem ganzzahligen Vielfachen der Wiederholfrequenz entspricht. So führt die phasenrichtige Überlagerung der Einzelspannungen zum Erreichen der maximalen Amplitude  $V_b = V_q (\tau/T_b + 1/2)$ , die lediglich noch durch die Abklingkonstante  $\tau$  begrenzt wird (vgl. Abbildung 5.8).

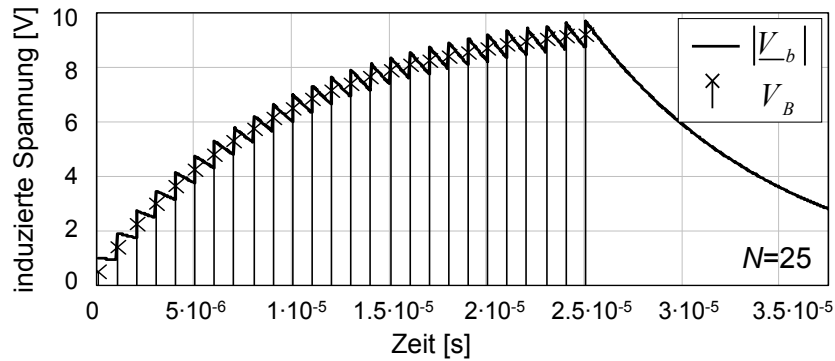


Abbildung 5.8: Fall 3: Transienter Verlauf der induzierten Spannung für  $\tau \gg T_b$  und  $\Delta f = 0$  sowie die bereits bekannten Parameter und  $\tau = 10 \mu\text{s}$ .

Prinzipiell stellt sich also nach einer von  $\tau$  bestimmten endlichen Anzahl an Bunchen ein stationärer Zustand ein, welcher durch die Amplitude der angeregten Mode  $V_C = |V_b|$  sowie ihrer festen Phase  $\varphi_b$  zum periodischen Bunchzug charakterisiert ist. Ein typischer Verlauf der induzierten Spannung ist abschließend in Abbildung 5.9 anhand einer beliebigen Frequenzdifferenz und des bereits mehrfach angeführten Beispiels dargestellt.

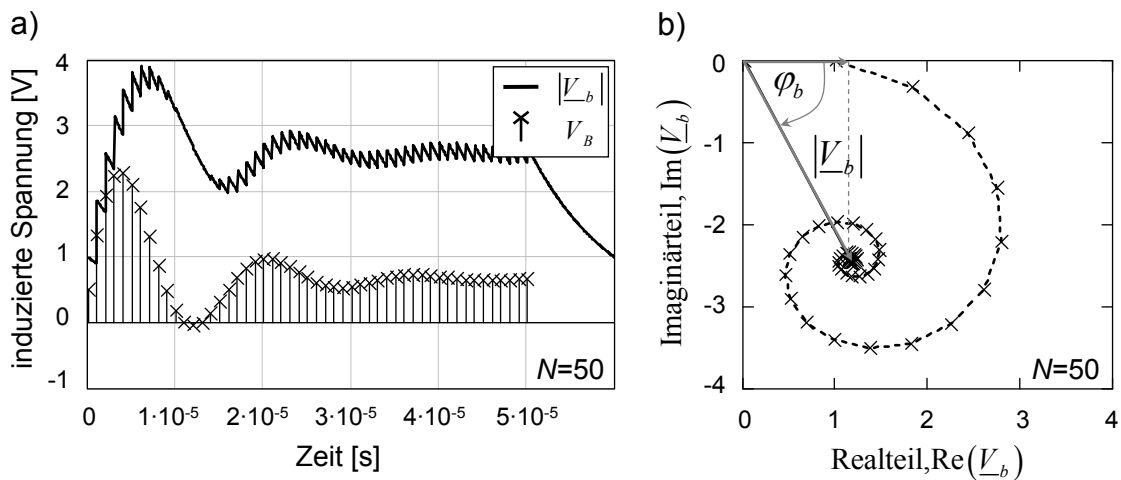


Abbildung 5.9: a) Transienter Verlauf der induzierten Spannung und b) deren Darstellung in der komplexen Ebene; berechnet für  $\tau \gg T_b$  und  $\Delta f = 0.94/T_b$  sowie die bereits bekannten Parameter und  $\tau = 10 \mu\text{s}$ .

Die Berechnung der im stationären Zustand abgegebenen Energie erfolgt nun in gleicher Weise wie dies bereits für den Einzelbunch geschah. Dabei gilt für die induzierte Spannung, während der Bunch den Resonator durchquert,  $V_b(t) = V_b - V_q + V_q(t)$ . Die infinitesimale Energieänderung und damit auch die des gesamten Bunches lautet dann analog zu Gleichung (5.28)

$$dW_q = -\text{Re}(V_b(t)) e^{j\omega t_q} |dq| \quad \text{bzw.} \quad \Delta W_q = -\int_{-\infty}^{\infty} \text{Re}(V_b(t)) |I_q(t)| e^{j\omega t} dt. \quad (5.41)$$

Auf diese Weise wird nur der Realteil der Modenspannung zum Zeitpunkt  $t_q$  berücksichtigt und es folgt unter Anwendung der Gleichungen (5.26), (5.34) sowie (5.39) der gesuchte Zusammenhang zu

$$\begin{aligned}
 -\Delta W_q &= \operatorname{Re} \left( \underbrace{V_{-b} - V_q}_{|q|g_F} \int_{-\infty}^{\infty} |I_q(t)| e^{j\omega t} dt + r_S \omega_0 \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^t |I_q(\tau)| e^{j\omega_0 \tau} d\tau |I_q(t)| e^{j\omega t} dt}_{\frac{1}{2} r_S \omega_0 |q|^2 g_F^2 = \frac{1}{2} V_q |q| g_F} \right) \\
 &= \operatorname{Re} \left( V_{-b} - \frac{1}{2} V_q \right) |q| g_F = V_B |q| g_F.
 \end{aligned} \tag{5.42}$$

Durch Multiplikation mit der Bunchfrequenz  $f_b$  folgt daraus auch die vom Strahl im stationären Zustand abgegebene Leistung zu

$$P_b = -V_B |q| g_F f_b, \tag{5.43}$$

welche somit proportional zur Frequenz  $f_b$  sowie zum Quadrat der Bunchladung  $q$  ist. Auch hierbei findet der Gaußsche Formfaktor im Gegensatz zur Darstellung in [PAD2008], quadratische Berücksichtigung.

Von besonderem Interesse ist jedoch auch deren Abhängigkeit von der Frequenzdifferenz (bzw. Frequenzverstimmung)  $\Delta f$  sowie der belasteten Güte  $Q_L$ . Eine entsprechende Darstellung des bereits mehrfach angeführten Beispiels zeigt Abbildung 5.10. Demnach ist die abgegebene Leistung für  $\Delta f = 0$  erwartungsgemäß maximal und verhält sich, mit einem Maximum für  $Q_0$ , proportional zu  $Q_L$ . Gilt jedoch der typische Fall von  $\Delta f \neq 0$ , so wird eine maximale Leistung bereits bei deutlich kleineren Güten entlang eines „Bergkamms“ erreicht.

Die dabei verursachten kryogenen Verluste werden anhand der bekannten Beziehung nach Gleichung (2.38) bestimmt, wobei für die Spannung  $V_C = |V_{-b}|$  gilt. Da es sich dabei jedoch um den Spitzenwert zum Zeitpunkt der Bunchpassage handelt, die Mode aber zwischen zwei Bunchen mit der Zeitkonstante  $\tau$  abklingt, muss die an das Helium abgegebene Leistung mit

$$\bar{P}_C = \frac{1}{T_b} \int_{T_b} \frac{V_C(t)^2}{2r_S Q_0} dt = \hat{P}_C \frac{\tau}{2T_b} \left( 1 - e^{-\frac{2T_b}{\tau}} \right) \quad \text{und} \quad V_C(t) = |V_{-b}| e^{-\frac{t}{\tau}}. \tag{5.44}$$

aus dem Mittelwert über eine Periode  $T_b$  berechnet werden. Damit verschwindet für  $\tau \ll T_b$  die mittlere Leistung, während für den Grenzwert der beiden Spezialfälle aus Abbildung 5.7 und Abbildung 5.8 wegen  $\Delta f = 1/2T_b$  und  $\lim_{T_b/\tau \rightarrow 0} V_{-b} = V_q/2$

$$P_b = 0 \quad \text{und} \quad \bar{P}_C = \frac{V_q^2}{8r_S Q_0} \tag{5.45}$$

bzw. wegen  $\Delta f = 0$  und  $\lim_{T_b/\tau \rightarrow 0} V_b = V_q (\tau/T_b + 1/2)$

$$P_b = -V_q \frac{\tau}{T_b} |q| g_F f_b \quad \text{und} \quad \bar{P}_C = \frac{1}{2r_S Q_0} \left( V_q \frac{\tau}{T_b} + \frac{V_q}{2} \right)^2 \quad (5.46)$$

gilt. Mit etwas Rechenaufwand lässt sich zudem zeigen, dass der Koppelfaktor  $\beta$  nach Gleichung (3.20) durch Einsetzen der Gleichungen (5.43) und (5.44) mit

$$\beta = \frac{P_b}{\bar{P}_C} - 1 = \frac{Q_0}{Q_L} - 1 \quad (5.47)$$

auf die bekannte Form nach Gleichung (2.21) zurückgeführt werden kann und die Herleitung der hier aufgeführten Gleichungen somit korrekt ist.

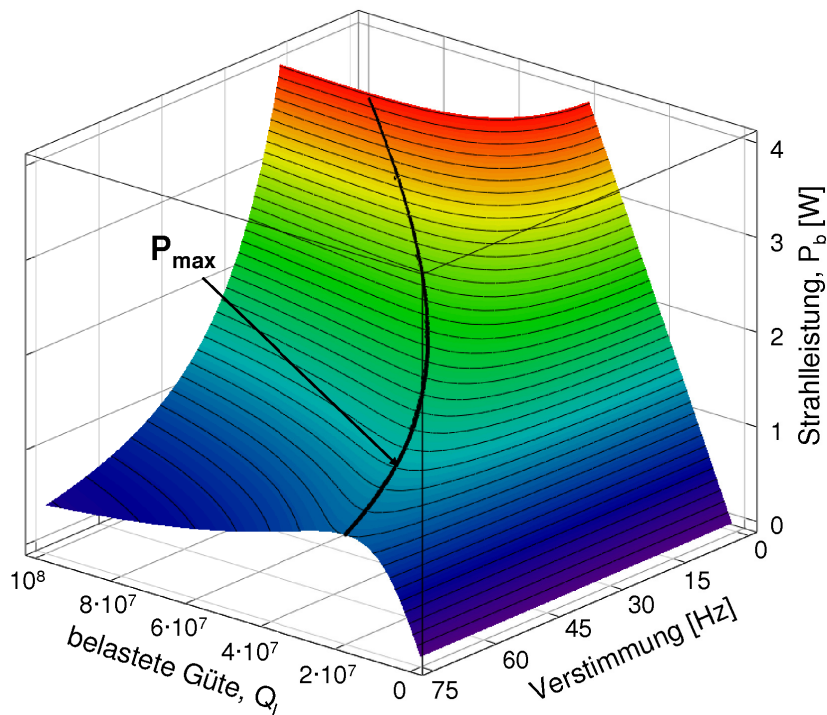


Abbildung 5.10: Vom Strahl abgegebene Leistung als Funktion der Güte und der Frequenzverstimmung am Beispiel der seit Abbildung 5.7 angeführten Parameter.

## 5.2.4 Spektrale Anregung durch einen Bunchzug

Eine weitere Möglichkeit, die Anregung durch einen unendlichen Bunchzug zu berechnen, bietet die Verwendung der aus Abbildung 2.1 bekannten Ersatzschaltung, welche durch den Strahlstrom  $I_B$  angeregt wird. Die induzierte Spannung einer sinusförmigen Anregung ist somit als partikuläre Lösung für den schwach gedämpften Oszillator ( $1/\tau < \omega_0$ ) aus Gleichung (2.8) bereits bekannt. Anders als in dem dabei verwendeten Ansatz folgt der Strahlstrom  $I_B$  nun jedoch keiner kontinuierlichen Sinusfunktion, son-

dem entspricht vielmehr einer unendlichen zeitdiskreten Bunchfolge der Frequenz  $f_b$  mit normalverteilten Einzelbunchen der Ladung  $q$  (vgl. Gleichung (5.24))

$$I_B(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} I_q(t - kT_b). \quad (5.48)$$

Diese kontinuierliche Abtastung entspricht im Zeitbereich einer Faltung der Gauß-Funktion mit dem Dirac-Kamm

$$I_B(t) = \frac{q}{\sigma_t \sqrt{2\pi}} \sum_{k=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(t-kT_b)^2}{\sigma_t^2}} = \frac{q}{\sigma_t \sqrt{2\pi}} e^{-\left(\frac{t^2}{\sigma_t^2}\right)} * \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(t - kT_b). \quad (5.49)$$

Dessen Fouriertransformierte kann nun aus dem Produkt des Einzelbunchspektrums  $\mathcal{F}(I_q(t))$  mit dem Dirac-Linienspektrum berechnet werden und entspricht damit der idealen Abtastung, gewichtet um das Gauß-Spektrum aus Abbildung 5.3:

$$I_B(f) = \mathcal{F}\{I_q(t)\} \frac{1}{T_b} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(f - kf_b) = qe^{-\left(\frac{\omega_0^2 \sigma_t^2}{2}\right)} \frac{1}{T_b} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(f - kf_b). \quad (5.50)$$

In der Folge trägt nun nicht nur eine einzelne spektrale Linie zur Gesamtspannung bei, sondern die Summe aller wirksamen Anteile und es gilt mit  $I_0 = qf_b$

$$\underline{V}_{RLC} = 2I_0 \sum_{k=0}^{\infty} \frac{r_s Q_L}{1 + iQ_L \left( \frac{kf_b}{f_0} - \frac{f_0}{kf_b} \right)} e^{-\left(\frac{1}{2}(2\pi kf_b)^2 \sigma_t^2\right)}. \quad (5.51)$$

Bedingt durch die Beschränkung auf den positiven Frequenzbereich wird dabei ein Faktor zwei berücksichtigt und aufgrund der Dämpfung der HOM die intrinsische Güte  $Q_0$  durch die belastete Güte  $Q_L$  ersetzt.

In Abbildung 5.11 ist eine entsprechende Resonanzkurve in Betrag, Real- und Imaginärteil für das bekannte Beispiel zusammen mit dem Linienspektrum veranschaulicht. Die komplexe Modenspannung folgt somit aus der Summe aller spektralen Einzelspannungen. Dabei offenbart sich jedoch ein Problem, denn die Modenspannung  $V_C = |\underline{V}_{RLC}|$  ist im Vergleich zur transienten Betrachtung bei gleichen Parametern (vgl. Abbildung 5.6) kleiner. Die genaue Differenz lässt sich beispielsweise für den Grenzfall des Einzelbunches mit  $\tau \ll T_b$  und  $T_b \rightarrow \infty$  bestimmen. Das Abtastspektrum geht dabei in ein kontinuierliches Spektrum mit einem infinitesimalen Linienabstand  $df$  über und die induzierte Spannung folgt zu

$$\underline{V}_{RLC} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{qr_s Q_L}{1 + iQ_L \left( \frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f} \right)} e^{-\left(\frac{1}{2}(2\pi f)^2 \sigma_t^2\right)} df = \frac{1}{2} r_s \omega_0 q e^{-\left(\frac{\omega_0^2 \sigma_t^2}{2}\right)} = \frac{1}{2} V_q. \quad (5.52)$$

Die Lösung dieses Integrals ist in Anhang E ausführlich skizziert und führt verglichen mit Gleichung (5.26) zu einer um  $V_q/2$  reduzierten Spannung.

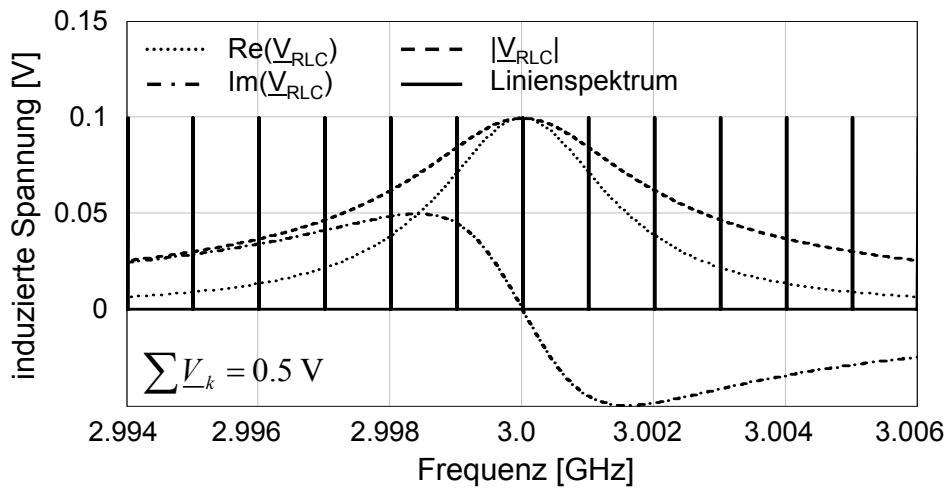


Abbildung 5.11: Darstellung des Linienspektrums sowie der Resonanzkurve in Betrag, Real- und Imaginärteil für die bekannten Parameter und  $\tau = 100$  ns.

Zu dem gleichen Resultat gelangt man auch für den umgekehrten Grenzfall  $\tau \gg T_b$ . Die Resonanzkurve ist nun im Vergleich zum Linienabstand sehr schmal, sodass die induzierte Spannung maßgeblich von der Lage der Eigenfrequenz bezüglich des Abtastpektrums abhängt. Gleichung (5.51) vereinfacht sich somit bei resonanter Anregung ( $kf_b = f_0$ ) zu

$$\underline{V}_{RLC} = 2I_0 g_F r_S Q_L = V_q \frac{\tau}{T_b} \quad (5.53)$$

und verschwindet bei anti-resonanter Anregung ( $kf_b = f_0 \pm 1/2T_b$ ) mit  $\underline{V}_{RLC} = 0$  sogar gänzlich. Verglichen mit den beiden Grenzfällen, die in den Gleichungen (5.45) und (5.46) behandelt wurden, liefert die spektrale Betrachtung somit auch hierbei eine um den Betrag  $V_q/2$  reduzierte Modenspannung. Eine entsprechende grafische Darstellung sowohl im Frequenzbereich als auch in der komplexen Ebene zeigt Abbildung 5.12. Dabei wird die Abtastfrequenz in den Grenzen  $\Delta f = \pm 1/2T_b$  über die Resonanz geführt.

Prinzipiell beschreibt der RLC-Schwingkreis und dessen DGL die Anregung einer Resonatormode durch eine Bunchfolge ebenso exakt wie dies durch die Summation der Einzelbunche geschieht. Dies lässt sich beispielsweise mit Hilfe einer PSPICE-Simulation zeigen. Die in der Hochfrequenztechnik übliche Beschränkung auf die partikuläre Lösung führt jedoch zu einer unvollständigen Beschreibung der diskreten Anregung, da der transiente Anteil und damit ein Betrag von  $V_q/2$  zum Zeitpunkt der Bunchpassage unberücksichtigt bleibt. Unter Berücksichtigung dieses Fehlers sind je-



doch beide Vorschriften nach Gleichung (5.38) und (5.51) zur Berechnung der induzierten Modenspannung anwendbar. Sie eröffnen neben dem Verständnis der HOM-Anregung gleichzeitig zwei geeignete Messvorschriften. Mit diesen kann die vom Strahl abgegebene Leistung sowohl im Zeit- als auch im Frequenzbereich mit einem Spektrumanalysator ermittelt werden (vgl. Abschnitt 5.4).

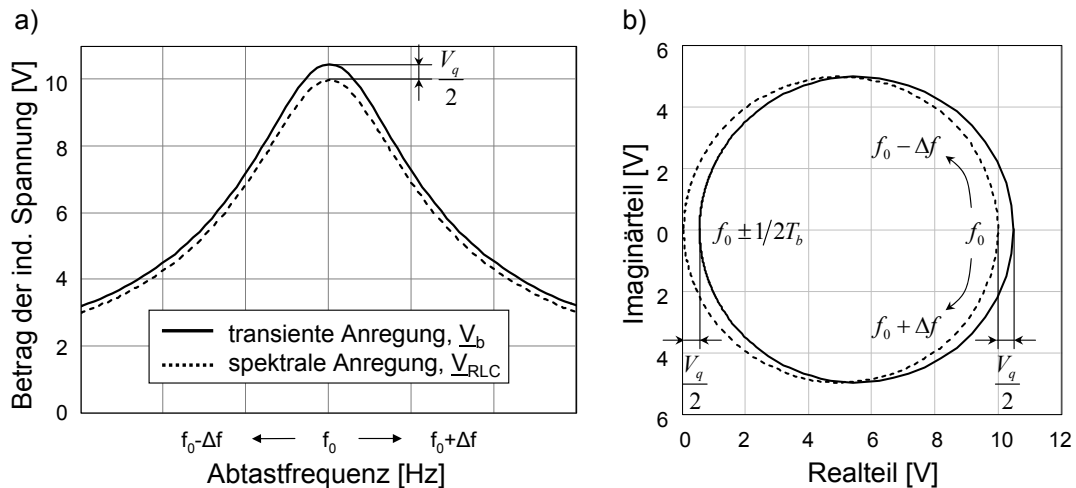


Abbildung 5.12: Vergleich der induzierten Modenspannung für  $\tau \gg T_b$  a) im Frequenzbereich und b) in der komplexen Ebene. Die Darstellung erfolgt anhand der bekannten Parameter und  $\tau = 10 \mu\text{s}$  sowie einer Abtastfrequenz, die in den Grenzen von  $\Delta f = \pm 1/2T_b$  über die Resonanzfrequenz geführt wird.

## 5.3 Simulation und Berechnung

Unter der Vielzahl unterschiedlicher Higher Order Modes sind insbesondere Monopol- und Dipolmoden von Interesse. Dabei werden Monopolmoden von einer achsnahen Trajektorie unweigerlich angeregt und führen zu einer erhöhten thermischen Belastung sowie zu einer Vergrößerung der longitudinalen Emittanz. Dipolmoden hingegen treten nur in Erscheinung, sobald die Trajektorie eine Ablage bezüglich der Rotationsachse aufweist. Ist dies aber der Fall, so geht damit eine Verschlechterung der transversalen Emittanz einher. Zur Berechnung der entsprechenden Koppelimpedanzen dieser Moden wird nachfolgend auf den Eigenmode-Solver von CST MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup> (MWS) zurückgegriffen.

### 5.3.1 Simulation der Eigenmoden

Die Simulation erfolgt auf der Grundlage eines parametrisierten rotationssymmetrischen Modells des Resonators, welches anhand der in Anhang A angegebenen Geometrie er-

stellt und um eine Kupferkathode und einen Strahlrohrübergang aus Edelstahl ergänzt ist (vgl. Abbildung 5.13). Aufgrund der Komplexität werden HOM- und Hauptkoppler nicht berücksichtigt. Insgesamt werden vier Eigenmode-Simulationen durchgeführt, wobei die Randbedingungen einer oder beider longitudinaler Symmetrieebenen ( $xz$  und  $yz$ ) jeweils zu  $H_{tan} = 0$  bzw.  $E_{tan} = 0$  definiert sind. Erstere erzwingt u. a. rotationssymmetrische TM-Monopolmoden, während die zweite u. a. TE-Monopolmoden bedingt. Auf diese Weise ist die Simulation des kompletten Eigenmodenspektrums bis zur Cutoff-Frequenz ( $f_{TE_{11}} = 4.4 \text{ GHz}$ ) des Strahlrohres ( $\varnothing 40 \text{ mm}$ ) und dessen Klassifizierung möglich. Moden höherer Frequenzen werden aufgrund der steigenden Dämpfung durch das Strahlrohr und zur Begrenzung des Rechenaufwands nicht berücksichtigt.

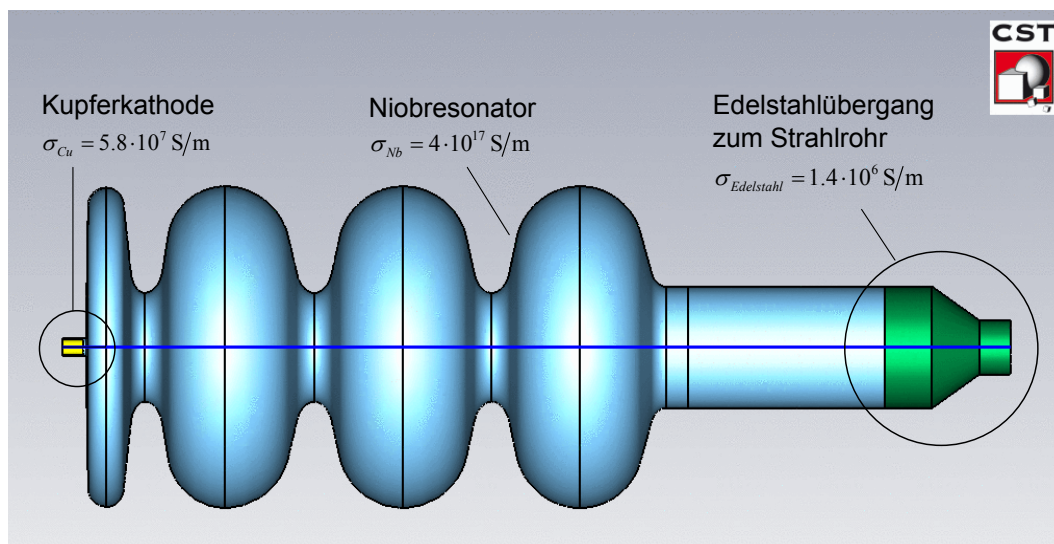


Abbildung 5.13: MWS-Resonatormodell mit der Kupferkathode sowie dem Strahlrohrübergang aus Edelstahl. Die entsprechenden Leitwerte sind in der Darstellung vermerkt.

Die Ergebnisse aller vier Simulationen sind in Tabelle B.1 und Tabelle B.2 (beides Anhang B) zusammengefasst. Die Moden sind entsprechend ihrer Feldverteilung klassifiziert und einige, ihrer besonderen Bedeutung wegen, farbig markiert. Dabei gelten die Zuordnungen: Orange = TM-Monopol, Grün = TM-Dipol, Blau = TM-Quadrupol, Gelb = TM-Sextupol und Rot = TE-Mode (geeignet zur Fokussierung). Die Identifizierung der Moden erweist sich jedoch als schwierig, da sich – aufgrund der unterschiedlichen Geometrien der vier Zellen – Modenpassbänder überlappen und TM/TE-Hybridmoden ausbilden können. Ist dies der Fall, so sind beide in den Tabellen vermerkt.

Da das zugrunde liegende Modell den mechanischen Abmessungen bei Raumtemperatur entspricht, muss das gesamte Spektrum zur Berücksichtigung der Längenänderung als Folge der Temperaturänderung auf 2 K nachträglich skaliert werden. Hierbei dient

der aus Gleichung (3.37) mit  $f_0' = f_0/\xi$  bekannte Zusammenhang. Ziel ist es,  $\xi$  so zu bestimmen, dass die Grundfrequenz der realen Betriebsfrequenz von 1.3 GHz entspricht. In der vorliegenden Simulation wird dies für

$$\xi = \frac{1298.369 \text{ GHz}}{1.3 \text{ GHz}} = 0.998745 \quad (5.54)$$

erreicht. Da die Skalierungsvorschrift – nach Abschnitt 3.3.1 – allgemein gültig ist, kann sie schließlich auch auf alle Moden angewendet und die Geometrie des Resonators so gewissermaßen nachträglich angepasst werden.

In einem weiteren Postprocessing-Schritt wird die Güte nach Gleichung (2.1) bestimmt. Die gespeicherte Energie wird dabei durch das Volumenintegral des elektrischen oder magnetischen Feldes nach Gleichung (2.106) und die dissipierte Leistung anhand des Oberflächenintegrals über das magnetische Feld nach Gleichung (2.108) berechnet.

Die erforderliche Oberflächenleitfähigkeit für Niob bei 2 K wird dabei in der Software so gewählt, dass die resultierende intrinsische Güte der  $\pi$ -Mode ( $f_0 = 1.3 \text{ GHz}$ ) dem real gemessenen Wert von  $Q_0 = 2 \cdot 10^9$  entspricht (vgl. Abbildung 4.24). Dies ist für  $\sigma_{Nb} = 4 \cdot 10^{17} \text{ S/m}$  erfüllt und soll für alle anderen Moden als Referenz gelten. Die Leitfähigkeit für Edelstahl und Kupfer wird mit  $\sigma_{Edelstahl} = 1.4 \cdot 10^6 \text{ S/m}$  (Rostfreier Stahl, Werkstoff Nr. 1.4401) bzw.  $\sigma_{Cu} = 5.8 \cdot 10^7 \text{ S/m}$  der Literatur entnommen (vgl. [GOO2010]).

Da die Software die Frequenzabhängigkeit des Oberflächenwiderstands nur für den Skineffekt-dominierten Fall normalleitender Materialien nach Gleichung (2.109) berücksichtigt, muss das quadratische Verhalten supraleitender Materialien bei Temperaturen unterhalb der halben Sprungtemperatur (vgl. Gleichung (3.32)) für alle anderen Moden korrigiert werden. Dies geschieht – jeweils auf der Grundlage der Grundmode ( $\sigma_0$ ) – entweder durch individuelle Anpassung der Leitfähigkeit  $\sigma_2$  oder durch nachträgliche Korrektur der berechneten Güte. Im ersten Fall wird der benötigte Wert aus dem entsprechend skalierten Oberflächenwiderstand für die Frequenz  $f_2$  mit

$$R_{surface}(f_2) = \left(\frac{f_2}{f_0}\right)^2 \sqrt{\frac{\pi\mu f_0}{\sigma_0}} = \sqrt{\frac{\pi\mu f_2}{\sigma_2}} \quad \text{zu} \quad \sigma_2 = \sigma_0 \left(\frac{f_0}{f_2}\right)^3 \quad (5.55)$$

gewonnen. Aufgrund der Vielzahl der zu untersuchenden Moden ist es jedoch sinnvoll, zunächst die Güte programmintern für die Leitfähigkeit  $\sigma_0$  der Grundmode zu berechnen und den dabei fälschlicherweise berücksichtigten Skineffekt nachträglich durch den Faktor  $\xi$

$$R_{surface}(f_2) = \left(\frac{f_2}{f_0}\right)^2 \underbrace{\sqrt{\frac{\pi\mu f_0}{\sigma_0}}}_{\text{Referenz Grundmode}} = \zeta \underbrace{\sqrt{\frac{\pi\mu f_2}{\sigma_0}}}_{\text{programmitem verwendet}} \longrightarrow \zeta = \left(\frac{f_2}{f_0}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (5.56)$$

zu korrigieren. Nach Gleichung (2.108) gilt dieser auch für die dissipierte Leistung, und die Gesamtgüte folgt somit aus der Summe der Einzelgüten zu

$$\frac{1}{Q_{\Sigma}} = \frac{1}{Q_{Nb}} + \frac{1}{Q_{Cu}} + \frac{1}{Q_{Konus}} \quad \text{mit} \quad Q_{Nb} = \left(\frac{f_0}{f_2}\right)^{\frac{3}{2}} Q_{Nb,MWS} \quad (5.57)$$

Die entsprechend korrigierten Eigenfrequenzen und partiellen Niobgüten aller Moden sind in beiden Tabellen (Anhang B) berücksichtigt und zusammenfassend auch in Abbildung 5.14 für die erwähnten Randbedingungen dargestellt. Sie bilden damit die wesentliche Grundlage für alle weiteren Betrachtungen dieses Kapitels.

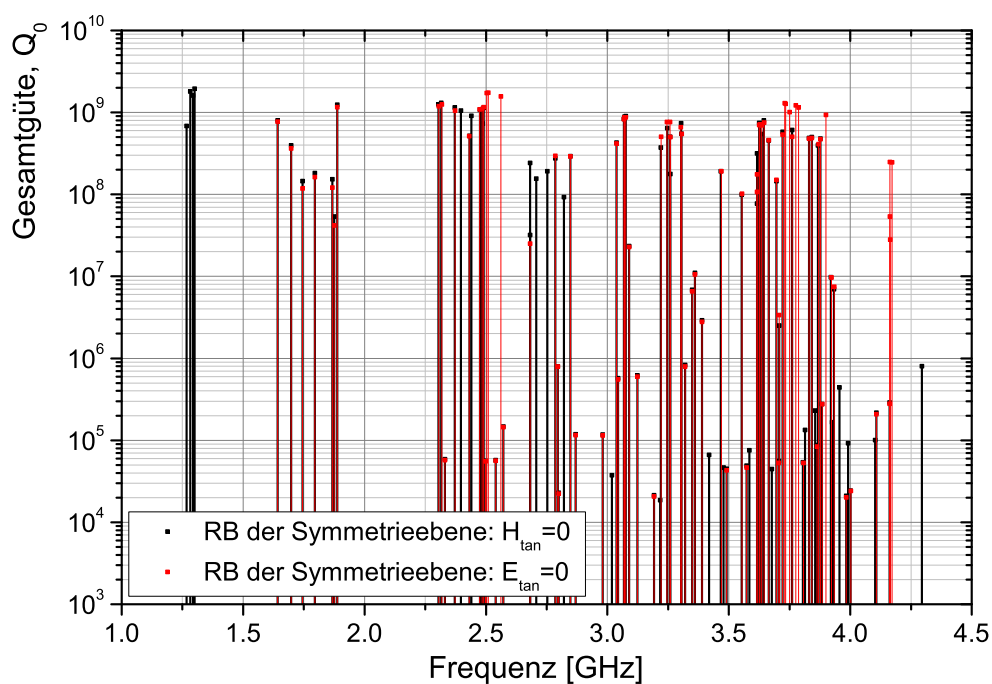


Abbildung 5.14: Simuliertes MWS-Eigenmodenspektrum und intrinsische Güte des SRF-Gun-Resonators mit  $H_{tan} = 0$  bzw.  $E_{tan} = 0$  als Randbedingung (RB) der XZ-Symmetrieebene.

Für spätere Betrachtungen ist es ferner von Interesse, die Verstimmung des Eigenfrequenzspektrums in Abhängigkeit der axialen Zelldeformation zu kennen, die durch den Tuner des Resonators verursacht wird. Das prinzipielle Verhalten lässt sich dabei bereits anhand des in Abschnitt 2.2.3 erläuterten Störungstheorems von J. C. Slater bestimmen. Eine bekannte Schreibweise lautet:

$$\omega^2 = \omega_0^2 \left( 1 + \int_{\Delta V} (H_N^2 - E_N^2) dV \right). \quad (5.58)$$

$H_N$  und  $E_N$  entsprechen dabei dem magnetischen und elektrischen Feld der jeweiligen Eigenmode, welches so normiert ist, dass das Volumenintegral über den gesamten Resonator für beide Größen jeweils den dimensionslosen Wert Eins annimmt. Die Frequenzverstimung folgt nun aus dem Integral über die durch das Tuning verursachte Volumenänderung  $\Delta V$ . Ist diese klein, kann sie auf eine axiale Längenänderung der Zelle  $\Delta z$  reduziert und das umschlossene Feld als konstant betrachtet werden. Damit vereinfacht sich Gleichung (5.58) und die Frequenzänderung  $\Delta\omega$  folgt mit

$$\omega^2 = \omega_0^2 (1 \pm \chi \Delta z) \quad \text{zu} \quad \Delta\omega = \omega_0 \left( \sqrt{(1 \pm \chi \Delta z)} - 1 \right). \quad (5.59)$$

Das Produkt aus  $\chi$  und  $\Delta z$  entspricht dabei dem Integral, wobei das positive Vorzeichen einer Dominanz des elektrischen und das negative einer Dominanz des magnetischen Feldes im Bereich der Volumenänderung entspricht. Für  $\chi \Delta z \ll 1$  gilt ferner

$$\Delta\omega = \pm \frac{1}{2} \omega_0 \chi \Delta z, \quad (5.60)$$

womit für Moden höherer Eigenfrequenz die zu erwartende Frequenzänderung – bei ähnlicher Feldverteilung – steigt. Beim Vergleich mit Gleichung (5.58) ist jedoch zu berücksichtigen, dass diese laut [SLA1952] nur für eine Verkleinerung des Resonators gültig ist.

Diese theoretische Betrachtung wird tendenziell auch durch eine Eigenmode-Simulation für die Standard-TESLA-Zelle bestätigt (vgl. Abbildung 5.15). So zeigen die simulierten Eigenfrequenzen – aufgetragen als Funktion der axialen Längenänderung – ein vergleichbares lineares Verhalten und für Moden höherer Ordnung in der Regel auch einen steigenden Frequenzhub. Mit Ausnahme der  $TM_{210}$ -,  $TM_{110}$ - und  $TM_{211}$ -Mode ist dieser gleich oder größer der als Referenz dienenden  $TM_{010}$ -Mode (durchgängig schwarze Linie), weist jedoch ein umgekehrtes Vorzeichen auf. Da das reale Tuningverhalten der Grundmode aus Abschnitt 4.2.2 bekannt ist, kann somit davon ausgegangen werden, dass die Frequenzverstimung für alle übrigen Moden mindestens ebenso groß ist. Der Vorzeichenwechsel deutet dabei auf eine Dominanz des magnetischen Feldes im Bereich der Rotationsachse hin und führt, im Gegensatz zur  $TM_{010}$ -Mode, zu einem Frequenzanstieg bei Verkürzung der Zelle. Der gespiegelte Verlauf (gestrichelt schwarze Linie) dient dem besseren Vergleich. Auf die Simulation des kompletten SRF-Gun-Resonators wurde aufgrund ihres hohen Zeitbedarfs verzichtet.

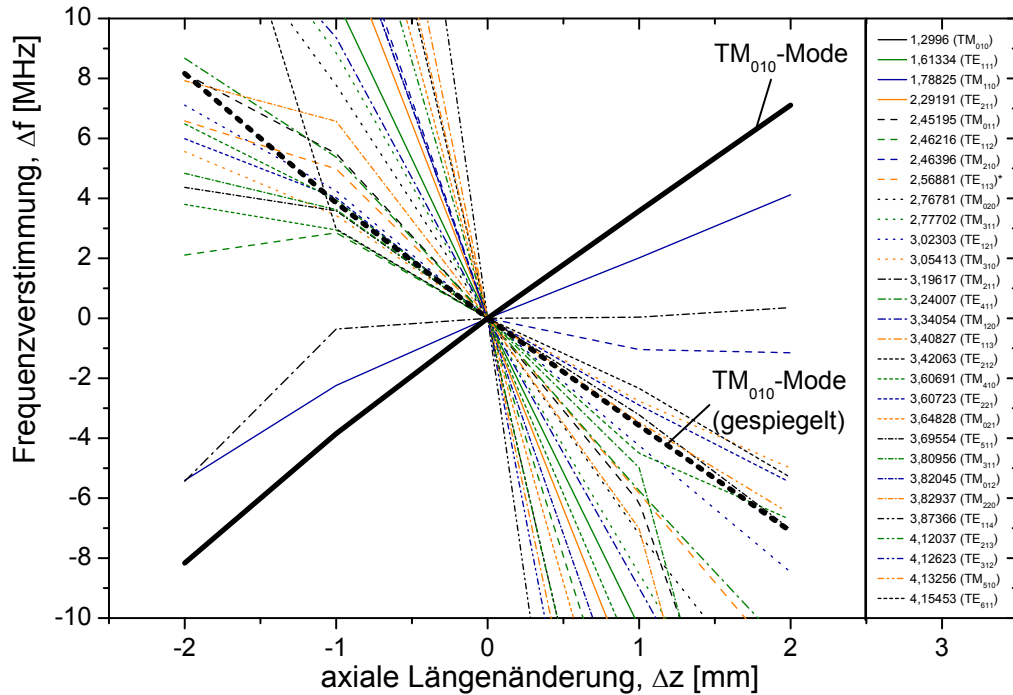


Abbildung 5.15: Frequenzverstimmung der Eigenmoden einer Standard-TESLA-Zelle als Funktion der Längenänderung, ermittelt mit MWS für eine Randbedingung der Symmetrieebene von  $H_{tan} = 0$ .

## 5.3.2 Longitudinale Koppelimpedanz

### 5.3.2.1 Herleitung der Gleichung

Die Berechnung der individuellen Koppelimpedanz erfolgt nun in Anlehnung an [VOL2007] auf der Grundlage der Energieänderung eines Elektrons durch das eben simulierte elektromagnetische Feld der Eigenmode. Die Gesamtenergie  $W$  setzt sich dabei in bekannter Weise aus der Ruheenergie  $m_e c^2$  und der Bewegungsenergie  $pc$  zusammen

$$W = \sqrt{m_e^2 c^4 + p^2 c^2} = \gamma m_e c^2, \quad (5.61)$$

sodass deren zeitliche Ableitung auf das Skalarprodukt der azimuthalen, radialen und longitudinalen Impulskomponenten zurückgeführt werden kann:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{1}{m_e \gamma} \left( \frac{d\vec{p}}{dt} \cdot \vec{p} \right) = \frac{1}{m_e \gamma} \left( \frac{dp_\theta}{dt} p_\theta + \frac{dp_r}{dt} p_r + \frac{dp_z}{dt} p_z \right). \quad (5.62)$$

Die Komponenten  $p_\theta$ ,  $p_r$  und  $p_z$  sind von den beschleunigenden bzw. fokussierenden Feldern (TM<sub>010</sub> und TE<sub>011</sub>) im Resonator abhängig, während  $dp_\theta$ ,  $dp_r$  und  $dp_z$  den Impulstransfer aufgrund der HOM-Interaktion beschreiben. Um diesen wiederum zu berechnen wird mit

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = q_e (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) = q_e \vec{E} + \frac{q_e}{\gamma m_e} [\vec{p} \times \vec{B}] \quad (5.63)$$

auf die Lorentzkraft zurückgegriffen. Hierbei beschreiben  $q_e$  und  $m_e$  die Elementarladung sowie die Masse des Elektrons,  $\gamma$  ist der relativistische Faktor und  $\vec{E}$  sowie  $\vec{B}$  entsprechen dem elektrischen Feld bzw. der magnetischen Flussdichte der betrachteten Mode. Durch Zusammenfassen beider Gleichungen folgt nun

$$\frac{dW}{dt} = \frac{q_e}{m_e \gamma} \vec{p} \cdot \vec{E} + \frac{q_e}{(m_e \gamma)^2} \vec{p} \cdot [\vec{p} \times \vec{B}]. \quad (5.64)$$

Der zweite Term ist dabei stets Null, da das Kreuzprodukt orthogonal zum Impulsvektor  $\vec{p}$  verläuft. Damit trägt nur das elektrische Feld – und hierbei auch nur die zur momentanen Flugrichtung parallele Komponente – zur Energieänderung des Elektrons bei

$$dW = \frac{q_e}{m_e \gamma} (\vec{p} \cdot \vec{E}) dt. \quad (5.65)$$

Da diese mit  $dW = q_e dV$  äquivalent zum Produkt aus Spannung und Elementarladung ist, führt das Integral über die Dauer einer Bunchpassage zu einem effektiv auf das Elektron wirkenden Potential

$$V_C = \int \frac{1}{m_e \gamma} (\vec{p} \cdot \vec{E}) dt. \quad (5.66)$$

Da ferner die longitudinale Impulskomponente alle anderen typischerweise um Größenordnungen übersteigt, gilt in guter Näherung  $\vec{p} \sim m_e \gamma v_z \vec{e}_z$ . Die Berechnung der normierten Koppelimpedanz für eine beliebige HOM vereinfacht sich somit auf die Berücksichtigung des longitudinalen elektrischen Feldes und folgt mit Gleichung (2.36) zu

$$r_s = r_{\parallel} = \frac{|V_C|^2}{2\omega_0 U_C} = \frac{|\int (v_z E_z(z, t)) dt|^2}{2\omega_0 U_C} \quad \text{und} \quad \varphi_{\max} = \arg(V_C). \quad (5.67)$$

Für eine Mode, deren Feldverteilung und Energieinhalt  $U_C$  bekannt ist, kann die Koppelimpedanz somit durch Integration entlang eines geraden, von einem Elektron mit der Geschwindigkeit  $v_z$  parallel zur Rotationsachse beschrittenen Weges berechnet werden. Das maximal wirksame Potential wird dabei für die Phase  $\varphi_{\max}$  zwischen Elektron und Feld erreicht.

Betrachtet man nun eine Punktladung  $q$ , die einen zunächst feldfreien Resonator passiert, so gilt mit  $-\Delta W_q = U_C$  der Energieerhaltungssatz und infolge Gleichung (5.21) auch  $|V_C| = V_q$ . Die Phase des induzierten Feldes stellt sich mit  $\varphi_{\max}$  also stets so ein, dass die Spannung maximal wird.

### 5.3.2.2 Lösung der Bewegungsgleichung

Anders als für supraleitende Resonatoren charakteristisch ( $v_z \approx c$ ), ist die Elektronengeschwindigkeit einer Elektronenquelle nicht konstant. Vielmehr muss der vollständige Beschleunigungsvorgang – beginnend mit  $v_z = 0$  – bei der Berechnung der Shuntimpedanz berücksichtigt werden. Aus diesem Grund wird die Bewegungsgleichung für ausgewählte Gradienten numerisch gelöst und das Ergebnis während der Integration in Gleichung (5.67) berücksichtigt.

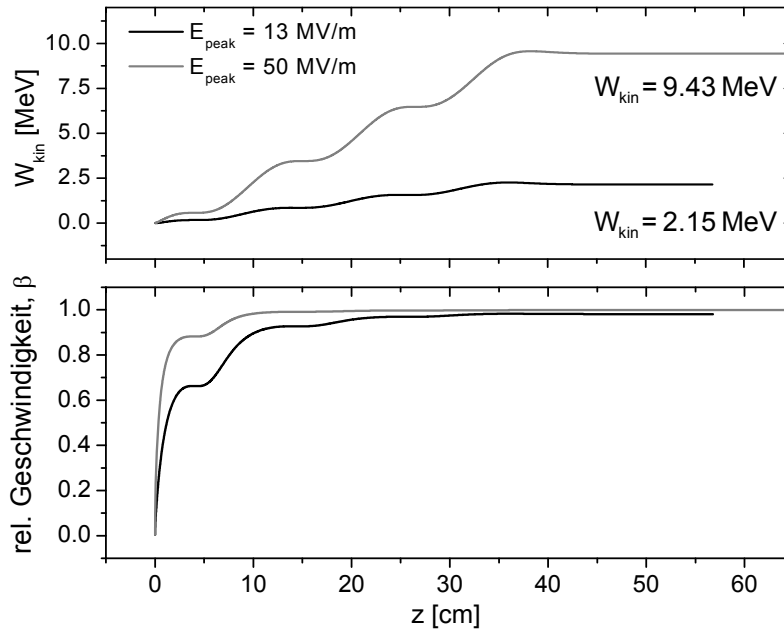


Abbildung 5.16: Berechnete relative Geschwindigkeit  $\beta$  sowie kinetische Energie  $W_{kin}$  eines Referenzelektrons als Funktion des Ortes entlang der Rotationsachse, dargestellt für zwei unterschiedliche Gradienten.

Die Impulsänderung folgt dabei in bekannter Weise aus der Lorentzkraft nach Gleichung (5.63), wobei für ein Elektron, welches entlang der Rotationsachse von einer  $TM_{010}$ -Mode beschleunigt wird, mit  $F_z = dp_z/dt = q_e E_z$  nur die longitudinale elektrische Feldstärke zu berücksichtigen ist. Die zeitliche Ableitung des Impulses lässt sich dabei unter Verwendung der Beziehung  $p_z = \gamma m_e v_z$  auch in Abhängigkeit von  $\gamma$  und  $v_z$  ausdrücken, wobei beides Funktionen der Zeit sind:

$$\frac{dp_z}{dt} = v_z m_e \frac{d\gamma}{dt} + \gamma m_e \frac{dv_z}{dt} = \gamma m_e \frac{dv_z}{dt} \left( \frac{\gamma^2 \beta^2 + 1}{\gamma^2} \right). \quad (5.68)$$

In Verbindung mit der Lorentzkraft erhält man so die DGL

$$\frac{dv_z}{dt} = \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{q_e}{\gamma^3 m_e} E_z(z, t), \quad (5.69)$$



deren Lösung schließlich Eingang in Gleichung (5.67) findet (vgl. hierzu auch [HIN2008]). Unter Ausnutzung der Äquivalenz zwischen einer DGL n-ter Ordnung und einem System aus n Differentialgleichungen erster Ordnung lässt sich Gleichung (5.69) zusammen mit den Gleichungen  $\gamma^{-2} = 1 - \beta^2$  und  $\beta = v_z/c = 1/c \cdot dz/dt$  sowie  $z = z_0$  und  $dz/dt = z_1$  wie folgt umschreiben:

$$\begin{aligned} dz/dt &= z_1 \\ d^2z/dt^2 &= \left[ 1 - \left( \frac{z_1}{c} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}} \frac{q_e}{m_e} E_z(z_0) \sin(\omega_0 t + \varphi). \end{aligned} \quad (5.70)$$

Die Lösung dieses Gleichungssystem erfolgt dann numerisch (z. B. mit dem Runge-Kutta-Verfahren), wobei mit

$$z_0 = 0 \quad \text{und} \quad z_1 = c \sqrt{1 - \left( \frac{1}{\gamma_0} \right)^2} \quad \text{sowie} \quad \gamma_0 = \frac{W_0}{m_e c^2} + 1 \quad \text{und} \quad W_0 = \frac{hc}{\lambda} = 4.769 \text{ eV}$$

die Anfangsbedingungen einer laserinduzierten ( $\lambda = 260 \text{ nm}$ ) Elektronenquelle gelten. Die axiale Feldverteilung  $E_z(z)$  aus der Abbildung B.1a in Anhang B wird hierzu auf den Designwert von  $E_{peak} = 50 \text{ MV/m}$  bzw. dem späteren Messwert von  $E_{peak} = 13 \text{ MV/m}$  skaliert.

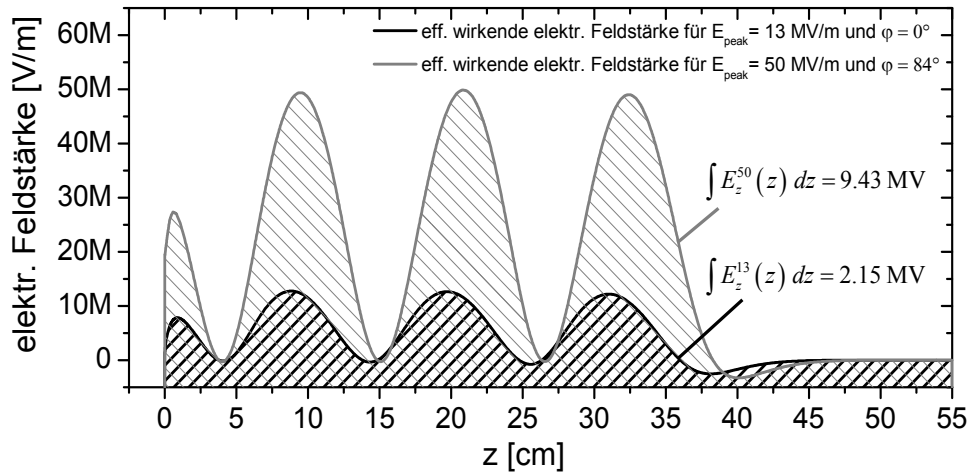


Abbildung 5.17: Effektiv wirksames elektrisches Feld  $E_z(z)$  der  $\pi$ -Mode für eine maximale axiale Feldstärke von 13 MV/m bzw. 50 MV/m.

Als Ergebnis der DGL stehen nun der Ort  $z(t)$  sowie die Geschwindigkeit  $v_z(t)$  als Funktionen der Zeit zur Verfügung, sodass eine Kombination beider mit

$$W_{kin} = (\gamma - 1) m_e c^2 = \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) m_e c^2 \quad \text{und} \quad \beta = \frac{v_z}{c} \quad (5.71)$$

zur kinetischen Energie entlang der Resonatorachse führt (vgl. Abbildung 5.16). Für eine jeweils optimierte Startphase  $\varphi$  beträgt diese dann maximal  $W_{kin} = 9.43 \text{ MeV}$  bzw.  $W_{kin} = 2.15 \text{ MeV}$ .

Als Kontrolle muss das Integral nach Gleichung (5.66) unter Verwendung der Lösung der DGL zum gleichen Ergebnis führen. Abbildung 5.17 zeigt hierfür das auf ein Elektron wirkende elektrische Feld der  $\pi$ -Mode als Funktion des Ortes. Ist die Feldstärke dabei zu klein, so eilt dieses – wie für  $E_{peak} = 13 \text{ MV/m}$  dargestellt – der optimalen Beschleunigungsphase trotz minimaler Startphase von  $\varphi = 0^\circ$  bereits ab der ersten TESLA-Zelle nach.

### 5.3.3 TM-Monopolmoden

#### 5.3.3.1 Longitudinale Koppelimpedanzen

TM-Monopolmoden besitzen ein axialsymmetrisches Feld, dessen elektrische Komponente in Flugrichtung entlang der Rotationsachse maximal und für kleine Ablagen nach Gleichung (2.67) auch näherungsweise konstant ist. Damit ist eine Kopplung zwischen Strahl und Mode unvermeidlich und führt sowohl zur Beeinflussung des longitudinalen Phasenraumes als auch zu unerwünschten kryogenen Verlusten.

Um verschiedene Anregungsszenarien dieser Moden betrachten zu können, werden zunächst die Koppelimpedanzen nach Gleichung (5.67) unter Berücksichtigung der zeitlichen Abhängigkeiten von  $z$  und  $v_z$  bestimmt:

$$r_{||} = \frac{\left| \int v_z E_z(z) e^{-j\omega_0 t} dt \right|^2}{2\omega_0 U_C}. \quad (5.72)$$

Die Lösung dieses Integrals erfolgt für jede Mode mit Hilfe eines MathCad<sup>®</sup>-Scriptes [MAT2007] numerisch, wobei Ort und Geschwindigkeit als Lösung der oben behandelten DGL durch Splines interpoliert werden. Die Resonanzfrequenzen  $\omega_0$  und die Feldverteilungen  $E_z(z)$  entlang des Integrationspfades werden für jede Mode der MWS-Eigenmodensimulation aus Abschnitt 5.3.1 entnommen und sind in Anhang B, bis zu einer Frequenz von 4.3 GHz dargestellt. Das Feld ist dabei MWS-typisch so normiert, dass die gespeicherte Energie für jede Mode  $U_C = 1 \text{ J}$  beträgt.

In Tabelle 5.1 sind nun neben der Resonanzfrequenz und der Güte, alle Koppelimpedanzen  $r_{||}$  sowie die nach Gleichung (5.22) berechneten Verlustfaktoren  $k_{||}$  der Monopolmoden zusammengefasst. Dabei wird zwischen einer Beschleunigungsfeldstärke von

$E_{peak} = 13 \text{ MV/m}$  und  $E_{peak} = 50 \text{ MV/m}$  sowie dem aus Gleichung (2.107) bekannten Standardfall konstanter Geschwindigkeit ( $\beta = 1$ ) unterschieden. Diese Gegenüberstellung zeigt, dass eine Berücksichtigung der beschleunigten Bewegung zum Teil deutliche Abweichungen der ermittelten Shuntimpedanzen zur Folge hat. Exemplarisch seien hierbei die Moden des Grundmode-Passbands (Indizes 1 bis 3) sowie die  $TM_{020}$ -Moden mit den Indizes 26, 28 und 33 erwähnt. Für eine exakte Betrachtung ist demnach die Berücksichtigung der Beschleunigung entsprechend der hier vorgestellten Methode unerlässlich. Frühere gemeinsam in [VOL2007] veröffentlichte Ergebnisse unterscheiden sich vermutlich aufgrund des dort verwendeten CLANS-Solvers [SLS2011] und einer ungleichen Geometrie teils deutlich von den hier vorgestellten Impedanzen.

Tabelle 5.1: Übersicht der normierten Koppelimpedanzen sowie den entsprechenden longitudinalen Verlustfaktoren aller Monopolmoden bis 4.3 GHz, berechnet für verschiedene Beschleunigungsfeldstärken sowie den Standardfall  $\beta = 1$ .

Mode	MWS Index ( $H_{tan} = 0$ )	$f_0$ [GHz]	$Q_\Sigma$	$r_{  } [\Omega]$ für $E_{peak} =$			$k_{  } [\text{V/pC}]$ für $E_{peak} =$		
				13 MV/m	50 MV/m	$\beta = 1$	13 MV/m	50 MV/m	$\beta = 1$
TM <sub>010</sub>	1	1.266759	6.8206E8	<b>6.002</b>	21.273	29.775	<b>0.024</b>	0.085	0.118
TM <sub>010</sub>	2	1.282466	1.7971E9	<b>0.567</b>	3.795	5.324	<b>0.002</b>	0.015	0.021
TM <sub>010</sub>	3	1.294342	1.6129E9	<b>0.215</b>	7.283	10.46	<b>0.001</b>	0.030	0.043
TM <sub>010</sub>	4	1.299999	1.9462E9	<b>157.1</b>	169.75	167.5	<b>0.642</b>	0.693	0.684
TM <sub>011</sub>	16	2.396204	1.0561E9	<b>1.096</b>	1.667	1.59	<b>0.008</b>	0.013	0.012
TM <sub>011</sub>	18	2.439419	9.1417E8	<b>17.66</b>	19.314	18.953	<b>0.135</b>	0.148	0.145
TM <sub>011</sub>	21	2.487137	7.3298E8	<b>15.04</b>	22.587	27.9	<b>0.118</b>	0.176	0.218
TM <sub>020</sub>	26	2.681686	2.419E8	<b>0.607</b>	2.292	3.116	<b>0.005</b>	0.019	0.026
TM <sub>020</sub>	28	2.707298	1.5603E8	<b>1.692</b>	5.785	6.377	<b>0.014</b>	0.049	0.054
TM <sub>020</sub>	29	2.752680	1.9245E8	<b>1.013</b>	0.914	1.372	<b>0.009</b>	0.008	0.012
TM <sub>020</sub>	33	2.820595	9.2769E7	<b>1.423</b>	10.272	18.47	<b>0.013</b>	0.091	0.164
TM <sub>01</sub> *	37	3.018043	3.7445E4	<b>0.829</b>	0.325	0.333	<b>0.008</b>	0.003	0.003
TM <sub>01</sub> *	46	3.216658	1.8618E4	<b>3.151</b>	1.481	1.496	<b>0.032</b>	0.015	0.015
TM <sub>021</sub>	57	3.418904	6.6253E4	<b>0.915</b>	0.471	0.611	<b>0.010</b>	0.005	0.007
TM <sub>021</sub>	59	3.478550	4.6682E4	<b>0.897</b>	0.204	0.068	<b>0.010</b>	0.002	0.001
TM <sub>021</sub>	63	3.584207	7.5413E4	<b>1.664</b>	0.755	1.022	<b>0.019</b>	0.009	0.012
TM <sub>021</sub>	71	3.676889	4.4586E4	<b>1.419</b>	0.431	0.666	<b>0.016</b>	0.005	0.008
TM <sub>012</sub>	78	3.814126	1.3409E5	<b>0.282</b>	0.718	0.624	<b>0.003</b>	0.009	0.007
TM <sub>012</sub>	81	3.854991	2.3173E5	<b>7.235</b>	7.267	7.42	<b>0.088</b>	0.088	0.090
TM <sub>030</sub>	87	3.925125	1.6548E5	<b>0.587</b>	0.134	0.275	<b>0.007</b>	0.002	0.003
TM <sub>030</sub>	89	3.956127	4.4277E5	<b>0.534</b>	1.827	2.15	<b>0.007</b>	0.023	0.027
TM <sub>030</sub>	91	3.990886	9.189E4	<b>0.503</b>	0.472	0.416	<b>0.006</b>	0.006	0.005
TM <sub>030</sub>	93	4.102123	1.0054E5	<b>1.375</b>	1.859	0.281	<b>0.018</b>	0.024	0.004
TM <sub>030</sub>	96	4.294985	8.02E5	<b>1.714</b>	2.537	13.372	<b>0.023</b>	0.034	0.180
				<b><math>\Sigma 0.548</math></b>	<b><math>\Sigma 0.728</math></b>	<b><math>\Sigma 0.993</math></b>			

\* Hohlleitermode im Strahlrohr

### 5.3.3.2 Anregung durch einen Bunchzug

Anhand der berechneten Koppelimpedanz lässt sich nun die Anregung jeder Mode in Abhängigkeit der Güte und den Strahlparametern entsprechend den Betrachtungen aus Abschnitt 5.2.3 durch einen Bunchzug bestimmen. Die zwei wichtigsten Betriebsarten umfassen dabei die Erzeugung eines kontinuierlichen Bunchzugs mit:

1. einer Ladung von  $q = 77$  pC und einer Wiederholfrequenz von  $f_b = 13$  MHz für den Betrieb eines Freie-Elektronen-Lasers für Infrarotstrahlung sowie
2. einer Ladung von  $q = 1$  nC und einer Wiederholfrequenz von  $f_b = 1$  MHz für Anwendungen mit einem Bedarf an hoher Bunchladung.

In beiden Fällen ist der Strahlstrom auf einen Wert von  $I_b = 1$  mA begrenzt.

Von besonderem Interesse ist nun der unerwünschte resonante Fall. Unter Vernachlässigung des transienten Anteils lässt sich das hierbei zu erwartende Monopolmodenspektrum als Überlagerung der bekannten Einzelresonanzen des RLC-Schwingkreises

$$\underline{V}_{RLC}(\omega) = 2I_0 e^{\left(-\frac{\omega_0^2 \sigma_l^2}{2}\right)} \frac{r_{||} Q_{\Sigma}}{1 + j Q_{\Sigma} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)} \quad (5.73)$$

für die simulierte Gesamtgüte  $Q_{\Sigma}$  rekonstruieren. Das Ergebnis ist für  $I_b = 1$  mA zusammen mit dem 13 MHz-Abstastspektrum in Abbildung 5.18 dargestellt. Moden oberhalb der Cutoff-Frequenz des Strahlrohres von  $f_{01} = 2.94$  GHz (TM<sub>01</sub>-Mode) werden demnach bereits durch den normalleitenden Strahlrohrübergang aus Edelstahl stark gedämpft. Ferner erscheint auch eine resonante Anregung nur für wenige Moden wahrscheinlich. Da das zugrunde liegende Modell jedoch keine Fertigungstoleranzen berücksichtigt, bildet dieses Worst-Case-Szenario bis zur Kenntnis des tatsächlichen Spektrums die Grundlage der weiteren Betrachtungen. Gleichzeitig werden auch nur die für eine Feldstärke von  $E_{peak} = 13$  MV/m berechneten Koppelimpedanzen verwendet.

Bei resonanter Anregung verliert der Elektronenstrahl an die Moden des Resonators nun einen beträchtlichen Teil seiner Leistung, welche zum Aufbau des unerwünschten EM-Feldes genutzt wird. Um diese Leistung zu begrenzen, wird üblicherweise eine zusätzliche Dämpfung zur Reduzierung der belasteten Güte realisiert (vgl. Abbildung 5.10). Dabei können Bestandteile des Resonators selbst (z. B. der Strahlrohrübergang), aber auch zusätzliche Dämpfer wie Ferritabsorber oder HOM-Koppler genutzt werden. Zur Begrenzung der thermischen Last soll dabei die nach Gleichung (5.43) an jede Mode abgegebene Leistung einen Wert von  $P_b = 1$  W nicht überschreiten. Für den typischen

Strahlstrom von  $I_b = 1$  mA folgt daraus eine vom Bunch „gesehene“ Spannung von  $V_B = 1$  kV, welche bei resonanter Anregung wegen  $\varphi_b = 0^\circ$  in guter Näherung auch der Modenspannung  $V_C = |V_b|$  im Resonator entspricht. Der transiente Anteil von  $V_q/2$  wird hierbei vernachlässigt.

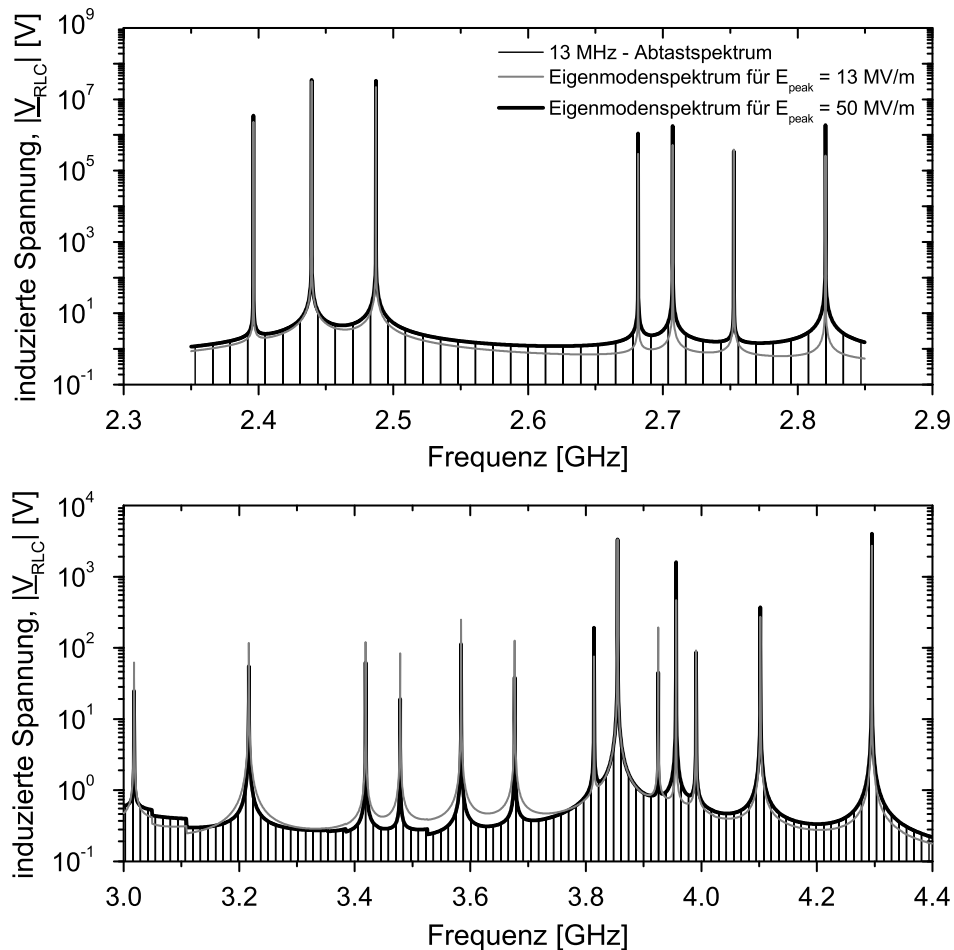


Abbildung 5.18: Simuliertes Monopolmodenspektrum für einen Strahlstrom von  $I_0 = 1$  mA bei resonanter Anregung, dargestellt mit dem 13 MHz-Abtastspektrum.

Die notwendige Güte  $Q_{\min}$  zur Erfüllung dieser Bedingung wird nun mit Hilfe der Gleichung (5.39) berechnet und ist in der vierten Spalte der Tabelle 5.2 zusammengefasst. Die erforderliche Dämpfung ist demnach für Monopolmoden oberhalb der Cutoff-Frequenz bereits durch den Strahlrohrübergang sichergestellt. Für alle anderen Moden besitzt der SRF-Gun-Resonator zwei zusätzliche HOM-Koppler, die diese Funktion übernehmen (vgl. Abbildung 1.4).

### 5.3.3.3 Manipulation des Monopolmodenspektrums

Aus verschiedenen Gründen ist es nun wünschenswert, auf diese Koppler zu verzichten. Zum einen Erhöhen sie die Komplexität des Resonators, zum anderen ist das adaptierte

DESY-Design nicht für den CW-Betrieb ausgelegt. So stehen die Koppler beispielsweise unter dem Verdacht, den Gradienten eines Resonators zu begrenzen und eine mögliche Quelle für das Zusammenbrechen der Supraleitung (engl. quench) zu sein (vgl. [KNO2007]). Durch die Verwendung spezieller Saphir-Durchführungen und dem thermischen Ankeren des Kopplers konnte zwar die CW-Tauglichkeit verbessert werden, ist jedoch wie in [VOL2008] eine höhere Mode (hier:  $TE_{011}$ -Mode) ausdrücklich erwünscht, so muss auf diese zusätzliche Dämpfung verzichtet werden.

Mit Hilfe der beiden unabhängigen Frequenztuner des SRF-Gun-Resonators (vgl. Abschnitt 4.2.2) scheint dies bei gleichzeitiger Begrenzung der HOM-Leistung auf  $P_b \leq 1$  W möglich. So ist, auf der Grundlage der Frequenzverstimmung der TESLA-Zelle (vgl. Abbildung 5.15), für den SRF-Gun-Resonator eine Manipulation des Eigenmodenspektrums im Bereich mehrerer zehn Kilohertz zu erwarten und eine resonante Anregung auf diese Weise zu vermeiden. Die Grundfrequenz kann dabei gleichzeitig durch den zweiten Tuner wieder korrigiert werden.

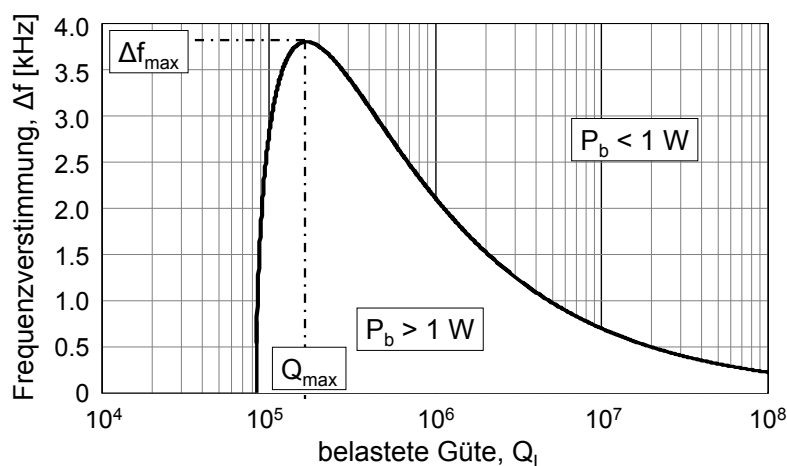


Abbildung 5.19: Projizierter Verlauf der erforderlichen Frequenzdifferenz als Funktion der belasteten Güte, dargestellt am Beispiel der  $\frac{1}{4} \pi$ -Mode für  $P_b = 1$  W.

Um die erforderliche Frequenzdifferenz  $\Delta f$  zu ermitteln, wird der in Abbildung 5.10 dargestellte Verlauf für eine konstante „Höhenlinie“ von  $P_b = 1$  W ausgewertet. Eine exemplarisch anhand der  $\frac{1}{4} \pi$ -Mode projizierten Kurve ist in Abbildung 5.19 als Funktion der belasteten Güte dargestellt. Da letztere mit Hilfe der Simulation nicht genau vorhergesagt werden kann, wird nur die maximale Frequenzdifferenz  $\Delta f_{\max}$  und die entsprechende Güte  $Q_{\max}$  mit Hilfe der Gleichung (5.38) bestimmt. Das Ergebnis ist in den Spalten fünf bis acht der Tabelle 5.2 zusammengefasst. Für die Worst-Case-Paarung stellt sich demnach für jede Mode näherungsweise eine Phase von  $\varphi_b \approx 45^\circ$  bezüglich der induzierten Modenspannung von  $V_C = |\underline{V}_b| \approx 1.4$  kV ein. Da sich der normalverteilte

Bunch nach Gleichung (5.24) nun mit seiner Länge von  $\sigma_t = 5$  ps je nach Eigenfrequenz über mehrere Grad der jeweiligen Mode erstreckt (vgl. Abbildung 5.20), erfährt er mit

$$\sigma_{\Delta E} = q_e \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} \lambda(t) [V_C \cos(\omega_0 t + \varphi_b) - \mu_E]^2 dt} \quad \text{und} \quad \mu_E = V_C \int_{-\infty}^{+\infty} \lambda(t) \cos(\omega_0 t + \varphi_b) dt \quad (5.74)$$

eine mittlere Energiebreite  $\sigma_{\Delta E}$  (Standardabweichung), die mit Hilfe des Erwartungswertes  $\mu_E$  berechnet wird. Über alle betrachteten Moden hinweg, beträgt diese maximal  $\sum \sigma_{\Delta E} \leq 2.2$  keV und ist jeweils über dessen Phase korreliert. Damit tritt der Kopf des Bunches stärker mit dem induzierten Feld in Wechselwirkung und verliert folglich einen größeren Teil seiner Energie als nachfolgende Elektronen.

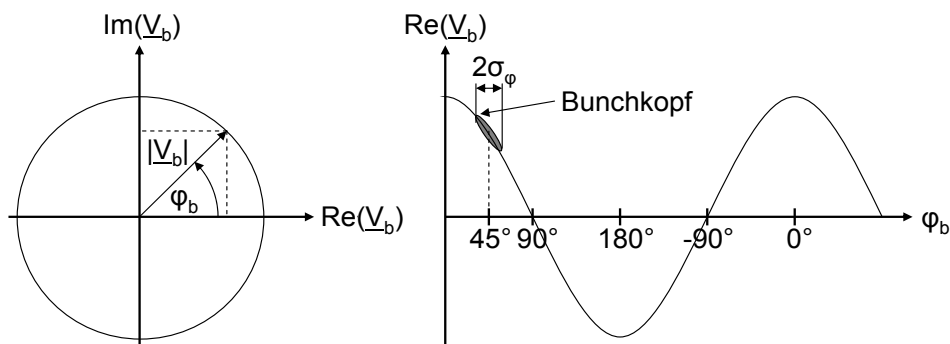


Abbildung 5.20: Schematische Darstellung der Energiemodulation eines Bunches durch eine angeregte höhere Mode im stationären Zustand. Der Bunchkopf tritt im gezeigten Fall stärker mit dem induzierten Feld in Wechselwirkung.

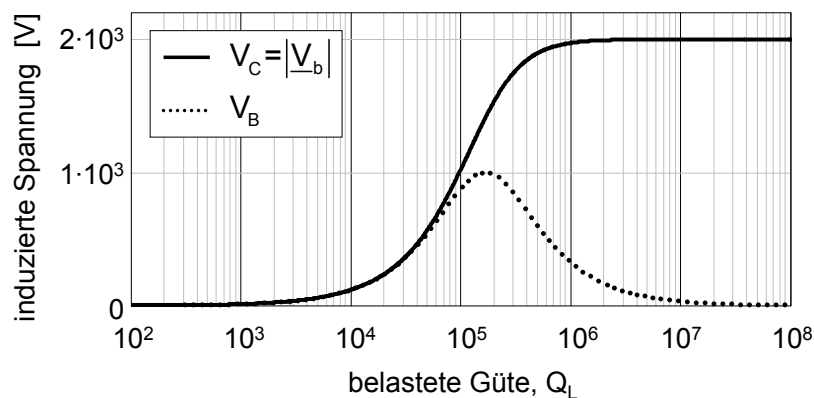


Abbildung 5.21: Bunch- und Modenspannung als Funktion der belasteten Güte, exemplarisch dargestellt am Beispiel der  $\frac{1}{4} \pi$ -Mode für die Frequenzdifferenz  $\Delta f_{\max}$ .

In der Regel wird die belastete Güte jedoch von  $Q_{\max}$  abweichen und die Leistung  $P_b$  den Grenzwert von einem Watt für die zuvor ermittelte Frequenzdifferenz  $\Delta f_{\max}$  deutlich unterschreiten. Von Interesse ist dabei der noch nicht betrachtete Fall der schwachen Dämpfung mit  $\tau \gg T_b$ . Abbildung 5.21 zeigt hierzu exemplarisch für die  $\frac{1}{4} \pi$ -Mode die

induzierte Modenspannung  $V_C$  sowie die Bunchspannung  $V_B$  als Funktion der belasteten Güte  $Q_L$ . Der Strahlstrom beträgt  $I_b = 1$  mA. Im ungünstigsten Fall ( $Q_L \gg Q_{max}$ ) stellt sich demnach eine maximale Spannung von  $V_C \approx 2$  kV und eine Phase von  $\varphi_b \approx 90^\circ$  (Nulldurchgang des Feldes) ein. Als Folge dessen, verdoppelt sich die Energiebreite nach Gleichung (5.74) auf eine Summe von maximal  $\sum \sigma_{\Delta E} \leq 4.4$  keV (vgl. Spalte 9 in Tabelle 5.2).

Tabelle 5.2: Zusammenstellung aller Szenarien zur Reduzierung der vom Strahl an die TM-Monopolmoden abgegebenen Leistung auf  $P_b \leq 1$  W. Die Berechnung berücksichtigt die Koppelimpedanzen für  $E_{peak} = 13$  MV/m und einen Strahlstrom von  $I_b = 1$  mA.

$f_0$ [GHz]	$r_{  }$ [ $\Omega$ ]	$\sigma_\varphi^*$ [ $^\circ$ ]	$\Delta f = 0$	$\Delta f = \Delta f_{max}$ & $Q_L = Q_{max}$ <sup>#</sup>			$\Delta f = \Delta f_{max}$ & $Q_L \gg Q_{max}$ <sup>##</sup>	
			$Q_{min}$	$\Delta f_{max}$ [Hz] für $Q_{max}$	$\varphi_b$ [°]	$\sigma_{\Delta E}^*$ [eV]	$\sigma_{\Delta E}^*$ [eV]	
1.26676	6.002	2.3	8.35E4	<b>3796</b>	1.68E5	45.2	40.1	79.6
1.28247	0.567	2.3	8.84E5	<b>363</b>	1.76E6	44.9	40.2	80.6
1.29434	0.215	2.3	2.33E6	<b>138.9</b>	4.62E6	44.8	40.3	81.2
1.30000	157.1	2.3	3.19E3	-	-	-	-	-
2.39620	1.096	4.3	4.59E5	<b>1308</b>	9.12E5	44.9	75.0	150.6
2.43942	17.66	4.4	2.85E4	<b>21459</b>	7.59E4	53.2	98.6	153.3
2.48714	15.04	4.5	3.35E4	<b>18631</b>	6.61E4	44.7	77.7	156.3
2.68169	0.607	4.8	8.30E5	<b>810</b>	1.66E6	45.1	84.6	168.6
2.70730	1.692	4.9	2.98E5	<b>2280</b>	6.03E5	45.4	86.4	170.2
2.75268	1.013	5.0	4.98E5	<b>1388</b>	1.02E6	45.2	87.2	173.0
2.82060	1.423	5.1	3.54E5	<b>1997</b>	6.90E5	44.4	86.9	177.3
3.01804	0.829	5.4	6.09E5	<b>1244</b>	1.20E6	44.7	93.9	189.7
3.21666	3.151	5.8	1.60E5	<b>5037</b>	3.16E5	44.7	100.2	202.2
3.41890	0.915	6.2	5.53E5	<b>1554</b>	1.10E6	45.0	107.4	214.8
3.47855	0.897	6.3	5.64E5	<b>1549</b>	1.15E6	45.7	112.0	218.6
3.58421	1.664	6.5	3.04E5	<b>2960</b>	6.03E5	44.9	112.3	225.3
3.67689	1.419	6.6	3.57E5	<b>2588</b>	7.24E5	45.5	117.8	231.1
3.81413	0.282	6.9	1.80E6	<b>533</b>	3.63E6	45.4	121.7	239.6
3.85499	7.235	6.9	7.02E4	<b>13828</b>	1.38E5	44.7	120.3	242.3
3.92513	0.587	7.1	8.65E5	<b>1142</b>	1.74E6	45.4	124.9	246.6
3.95613	0.534	7.1	9.51E5	<b>1047</b>	1.91E6	45.3	125.7	248.5
3.99089	0.503	7.2	1.01E6	<b>995</b>	2.00E6	44.9	125.1	250.6
4.10212	1.375	7.4	3.70E5	<b>2794</b>	7.41E5	45.3	130.2	257.7
4.29499	1.714	7.7	2.97E5	<b>3643</b>	5.89E5	45.0	135.0	269.9
							$\Sigma$ 2243	$\Sigma$ 4427

\* für eine Bunchlänge von  $\sigma_t = 5$  ps

# für  $Q_L = Q_{max}$  folgt  $\varphi_b \approx 45^\circ$  und  $V_C \approx 1.4$  kV; ## für  $Q_L \gg Q_{max}$  folgt  $\varphi_b \approx 90^\circ$  und  $V_C \approx 2$  kV

Komplizierter ist der Sachverhalt im gepulsten Strahlbetrieb. Durch das Austasten des Strahls wird der Aufbau des HOM-Feldes fortwährend unterbrochen, sodass dieser nach Gleichung (5.40) von Neuem beginnt. Der entsprechende Einschwingvorgang für einen sog. Makropuls ist in Abbildung 5.22 am Beispiel der bereits mehrfach angeführten  $\frac{1}{4}$   $\pi$ -Mode exemplarisch für drei verschiedene Güten dargestellt.



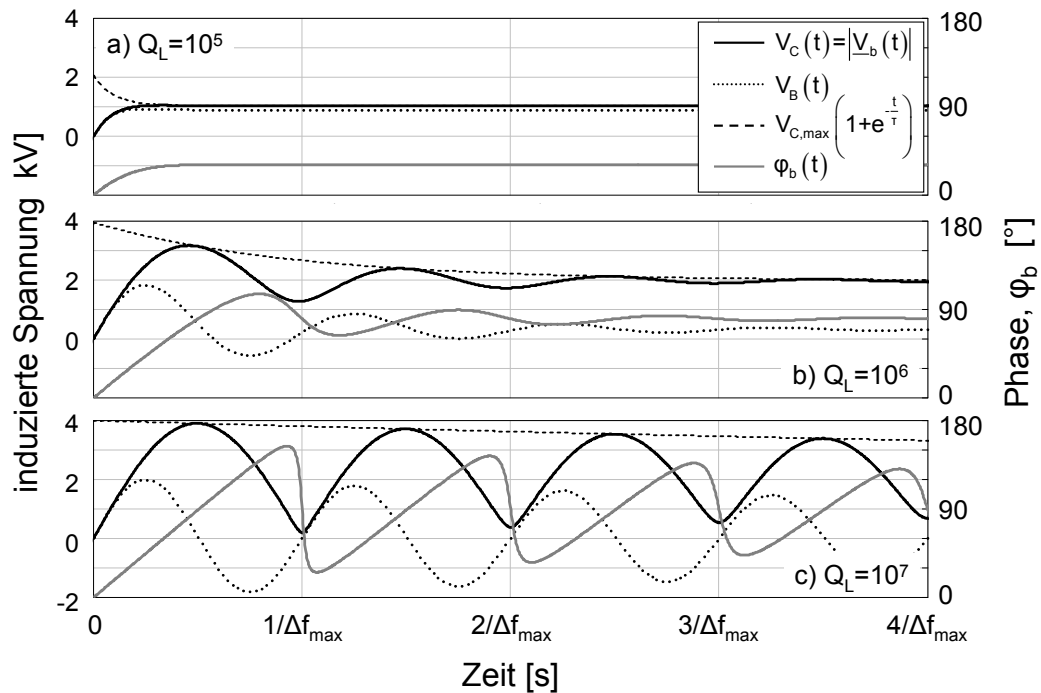


Abbildung 5.22: Einschwingverhalten der Bunchspannung  $V_B$ , der Modenspannung  $V_C$  sowie der Phase  $\varphi_b$ , dargestellt am Beispiel der  $1/4 \pi$ -Mode für drei unterschiedliche Güten und eine konstante Frequenzdifferenz von  $\Delta f_{\max}$ .

Das Verhalten ist für alle Moden unter Berücksichtigung der jeweiligen Frequenzdifferenz  $\Delta f_{\max}$  identisch. Anhand der Abbildung wird deutlich, dass die Dauer bis zum Erreichen des stationären Zustands von der Güte  $Q_L$  abhängt. Da diese – ohne HOM-Koppler – wiederum maßgeblich durch den Hauptkoppler sowie den Strahlrohrübergang bestimmt wird, kann zumindest für Frequenzen unterhalb des Strahlrohr-Cutoffs mit Werten bis  $Q_L \leq 10^7$  gerechnet werden. Der Einschwingvorgang liegt demnach mit einigen Millisekunden im Bereich der typischen Makropulslänge. Innerhalb dieser Zeit variiert die Phase und die Modenspannung für die beteiligten Bunche zwischen  $0^\circ \leq \varphi_b \leq 180^\circ$  bzw.  $0 \text{ kV} \leq V_C \leq 4 \text{ kV}$  und erreicht damit zeitweilig den doppelten Wert des stationären Zustandes. Als Folge dessen beschreibt die Bunchspannung  $V_B$  eine harmonische Schwingung mit der Frequenz  $\Delta f_{\max}$  sowie der Amplitude  $\hat{V}_B = V_{C,\max}/2 = 2 \text{ kV}$  und verursacht somit eine Energiemodulation der Bunche untereinander. Die daraus resultierende Standardabweichung der projizierten Energie über eine Periode hinweg entspricht mit  $\sigma_{\Delta E} = q_e \hat{V}_B / \sqrt{2} = 1.414 \text{ keV}$  dem Effektivwert dieser Schwingung und übersteigt die bislang betrachtete mittlere Energiebreite innerhalb eines Bunches nach Gleichung (5.74) um ein Vielfaches. Letztere ist dabei für die Bunche im Nulldurchgang ( $\varphi_b = 90^\circ$ ) lediglich doppelt so groß wie die in Spalte 9 der Tabelle 5.2 dargestellten Werte und tritt somit bei der Bewertung der Folgen des Einschwingvorgangs in den Hintergrund.

### 5.3.3.4 Single Bunch-Effekte – Longitudinale Wakefields

Zur Vervollständigung der Betrachtungen werden abschließend die Effekte des einzelnen Bunches auf sich selbst anhand des so genannten Short-Range-Wakefields betrachtet. Die HOM-Koppler spielen dabei, aufgrund der zu berücksichtigenden Zeit von wenigen zehn Pikosekunden keine Rolle. Vielmehr bestimmt nur die Geometrie des Resonators über die Rückwirkung und damit über die resultierende Energiebreite sowie die Gesamtverluste des Einzelbunches.

Die Simulation des dafür benötigten longitudinalen Wakepotentials  $w_{||}(s)$  erfolgt mit PARTICLE STUDIO<sup>®</sup> aus der CST STUDIO SUITE<sup>™</sup> [CST2010], wobei das verwendete Modell bereits aus Abbildung 5.13 bekannt ist. Da die Software keine beschleunigte Bewegung unterstützt, wird eine Trajektorie entlang der Rotationsachse mit einer konstanten Geschwindigkeit  $\beta = 1$  zugrunde gelegt. Der longitudinale Verlustfaktor  $k_{||}$  folgt dann nach Gleichung (5.3) aus dem Integral des simulierten Wakepotentials  $w_{||}(s)$  (vgl. Abbildung 5.23a), gewichtet mit der aus Gleichung (5.5) bekannten Ladungsverteilung  $\lambda(s)$ .

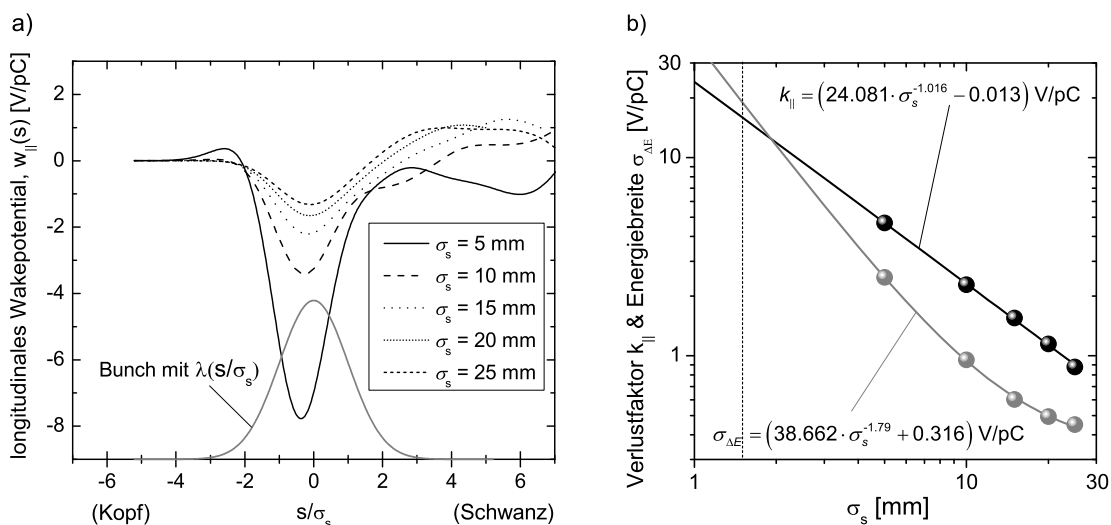


Abbildung 5.23: a) Longitudinales Wakepotential sowie b) der daraus berechneten longitudinalen Verlustfaktor und die Energiebreite für verschiedene Bunchlängen.

Das Ergebnis ist in Abbildung 5.23b für verschiedene Bunchlängen dargestellt. Da eine Simulation der realen Bunchlänge von  $\sigma_s = 1.5$  mm (12 ps FWHM) auf dem zur Verfügung stehenden Desktop-PC (3 GHz, AMD Opteron Quad Core, 16 GB RAM) nicht möglich ist, wird der Verlustfaktor mit  $k_{||} = 15.9$  V/pC stattdessen anhand einer Potenzfunktion in Anlehnung an [WIE2007] extrapoliert. Jeder Bunch verliert somit nach Gleichung (5.22) in Abhängigkeit seiner Ladung eine Energie von  $\Delta W_q = 15.9 \mu\text{J}$

( $q = 1$  nC) bzw.  $\Delta W_q = 0.094 \mu\text{J}$  ( $q = 77$  pC) an die Moden des Resonators. Multipliziert mit der Bunchfrequenz  $f_b$  ergibt dies die vom Elektronenstrahl abgegebene Leistung  $P_b$ . Interessant ist dabei nun der ideale Fall, bei dem alle Moden, die Grundmode jedoch ausgeschlossen, bis zum Eintreffen des Folgebunches vollständig abgeklungen sind. Als Ergebnis erhält man mit  $P_{\text{HOM}} = q^2 k_{\parallel, \text{HOM}} f_b$  und  $k_{\parallel, \text{HOM}} = k_{\parallel} - k_{\parallel, \pi}$  eine minimale Leistung von  $P_{\text{HOM}} = 15.25$  W ( $q = 1$  nC) bzw.  $P_{\text{HOM}} = 1.18$  W ( $q = 77$  pC), die in jedem Fall z. B. durch geeignete HOM-Dämpfer aufgenommen werden muss.

Ein weiterer Effekt resultiert aus dem erwähnten Energieverlust. Dieser ist die Folge des auf den Bunch wirkenden Potentials  $w_{\parallel}(s) \cdot q$ , welches wiederum eine ortsabhängige Energiemodulation verursacht, deren Maximum  $\Delta E_{\text{max}}$  sich näherungsweise in der Mitte des Bunches befindet. Die resultierende mittlere Energiebreite  $\sigma_{\Delta E}$  (engl. root mean square, rms) folgt aus der Standardabweichung nach [TAN2002] zu

$$\sigma_{\Delta E} = q_e \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} \lambda(s) [w_{\parallel}(s) - k_{\parallel}]^2 ds}, \quad (5.75)$$

wobei  $k_{\parallel}$  damit gleichzeitig dem Erwartungswert entspricht. Abbildung 5.24 zeigt exemplarisch den Verlauf des wirksamen Potentials für einen Bunch mit  $\sigma_s = 5$  mm und  $q = 1$  nC sowie die dadurch verursachte Scherung der longitudinalen Emittanzellipse. Das negative Vorzeichen steht dabei für den Energieverlust.

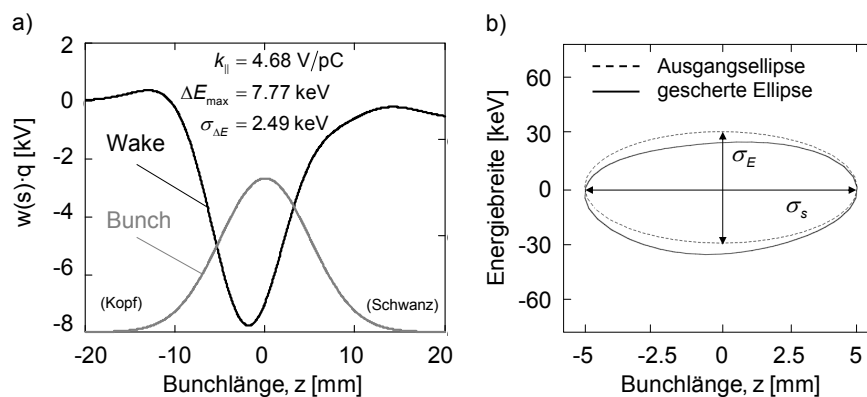


Abbildung 5.24: a) Verlauf des induzierten Wakepotentials für  $\sigma_s = 5$  mm und  $q = 1$  nC sowie b) die resultierende Scherung einer idealisierten longitudinalen Emittanzellipse mit  $\sigma_E = 30$  keV.

Aufgrund der nicht linearen Korrelation zwischen der Wechselwirkung und der Position im Bunch, führt diese Scherung zu einer Vergrößerung der longitudinalen Emittanz. Da eine Korrektur nur bedingt möglich ist, wird von der vollen projizierten Energiebreite  $\sigma_{\Delta E}$  ausgegangen. Diese wird auch für die reale Bunchlänge von  $\sigma_s = 1.5$  mm anhand einer Potenzfunktion zu  $\sigma_{\Delta E} = 19.0$  V/pC extrapoliert (vgl. Abbildung 5.23b) und führt

somit in beiden Betriebsfällen zu einer zusätzlichen Energiebreite von  $\sigma_{\Delta E} \approx 19.0 \text{ keV}$  ( $q = 1 \text{ nC}$ ) bzw.  $\sigma_{\Delta E} \approx 1.5 \text{ keV}$  ( $q = 77 \text{ pC}$ ). Die Ergebnisse sind dabei als obere Abschätzung zu verstehen, welche auf der Grundlage der vorgestellten Wakefield-Simulation für  $\beta = 1$  gewonnen wurden. Entsprechend der Gegenüberstellung der Verlustfaktoren in Tabelle 5.1 ist im Falle einer realen beschleunigten Bewegung vermutlich mit kleineren Werten zu rechnen.

### 5.3.3.5 Fazit zur Anregung von TM-Monopolmoden

Grundsätzlich ist festzustellen, dass für die exakte Berechnung der Koppelimpedanzen – insbesondere bei kleinen Gradienten – eine Berücksichtigung der beschleunigten Bewegung entsprechend der hier vorgestellten Methode unerlässlich ist. Auf diesen Impedanzen aufbauend zeigt sich ferner, dass durch ein gezieltes Verstimmen des Monopolmodenspektrums mit Hilfe des Dual-Tuners des Resonators, sowohl die vom Strahl im stationären Zustand abgegebene Strahlleistung  $P_b$  als auch die zusätzlich aufgeprägte Energiebreite  $\sigma_{\Delta E}$  unabhängig von der belasteten Güte sinnvoll begrenzt werden können. Der dafür erforderliche maximale Tuningbedarf von ca. 22 kHz ist durch beide Tuner problemlos realisierbar. Die im Worst Case über alle Moden hinweg zu erwartende Energiebreite beträgt dann  $\sum \sigma_{\Delta E} \leq 4.4 \text{ keV}$ . Aufgrund ihrer linearen Korrelation über die Position im Bunch lässt sich dieser Wert jedoch zum großen Teil kompensieren, indem eine Beschleunigung vor der Crest-Phase erfolgt.

Im Makropuls-Betrieb ist dies dagegen als Folge des chaotischen Einschwingverhaltens nicht möglich. Die mittlere von jeder Mode zusätzlich verursachte Energiebreite beträgt in diesem Fall  $\sigma_{\Delta E} \approx 1.4 \text{ keV}$ . Da diese jedoch aufgrund der verschiedenen Frequenzdifferenzen zueinander unkorreliert sind, folgt als Summe über alle betrachteten 23 Moden mit  $\sum \sigma_{\Delta E} = \sqrt{23 \cdot \sigma_{\Delta E}^2} = 6.8 \text{ keV}$  nur eine moderate zusätzliche Energiebreite. Ferner treten nicht alle Moden gleichzeitig in Erscheinung, sodass der tatsächliche Wert vermutlich noch darunter liegt.

Unvermeidlich und weder von den HOM-Kopplern noch dem Eigenmodenspektrum beeinflussbar ist hingegen die Vergrößerung der Energiebreite als Folge des longitudinalen Wakefields. Diese beträgt für  $q = 1 \text{ nC}$  und  $\sigma_s = 1.5 \text{ mm}$  maximal  $\sigma_{\Delta E} \approx 19.0 \text{ keV}$  und dominiert damit die Energieaufweitung.

Wird davon ausgegangen, dass alle Anteile zueinander und zum Ausgangswert von  $\sigma_E \approx 30 \text{ keV}$  ( $\sigma_E/W_{kin} \approx 1\%$ ) näherungsweise unkorreliert sind, beträgt die maximale Vergrößerung der Energiebreite mit

$$\sum \sigma_E = \sqrt{6.8^2 + 19.0^2 + 30^2} = 36.2 \text{ keV}$$

ca. 20% und liegt damit nach [LEH2012] noch innerhalb der Energieakzeptanz der ELBE-Beamline. Da der Anteil der vom Bunchzug angeregten Moden dabei vernachlässigbar ist, kann auf den Einsatz zusätzlicher HOM-Koppler zur Unterdrückung von Monopolmoden bis zum geplanten Strahlstrom von  $I_b = 1 \text{ mA}$  verzichtet werden. Die Bunchwiederholfrequenz spielt dabei, aufgrund der in der Analyse zugrunde gelegten hohen belasteten Güte  $Q_L$ , nur eine untergeordnete Rolle.

## 5.3.4 TM-Dipolmoden

### 5.3.4.1 Transversale Koppelimpedanzen

Die bisher beschriebene Anregung von Monopolmoden ist der dominierende und nicht vermeidbare Fall beim Betrieb der SRF-Gun. Als Folge geringer Strahlablagen (z. B. durch eine azentrische Position des Lasers auf der Kathode oder durch Abweichungen der elektrischen Achse der Moden von der geometrischen Achse des Resonators) werden jedoch auch höhere TM-Moden angeregt. Deren transversale Felder können nun eine Vergrößerung der transversalen Emittanz bis hin zum Verlust des Elektronenstrahls bewirken. Dabei kommt Dipolmoden eine besondere Rolle zu. Diese weisen in der Nähe der Rotationsachse den größten Feldgradienten  $\partial/\partial r E_z(z, r, \varphi = 0)$  auf und liefern so bereits für kleine Strahlablagen eine starke Kopplung an das elektrische Feld dieser Mode.

Für die Berechnung der entsprechenden Koppelimpedanz wird nun eine rein geradlinige Bewegung der Elektronen parallel zur Rotationsachse angenommen. Damit ändert die transversale Feldkomponente nur den transversalen Impuls, dessen Auswirkung auf die Flugbahn wird jedoch vernachlässigt. Diese Näherung ist evident, da der longitudinale Impuls den transversalen Impuls typischerweise um Größenordnungen übersteigt. Entsprechend der Gleichung (5.65) ist somit nur die z-Komponente des elektrischen Feldes  $E_z$  zur Berechnung der longitudinalen Koppelimpedanz nach Gleichung (5.67) notwendig. Diese lässt sich wiederum durch Gleichung (2.94) für die TM-Moden einer Pillbox beschreiben und deren radiale Abhängigkeit in der Nähe der Rotationsachse entsprechend der Taylorentwicklung für die Besselfunktion nach Gleichung (2.67) approximieren. Für einen Abstand  $r \leq a$  sowie den Azimutwinkel  $\varphi = 0^\circ$  gilt dann

$$E_z(z, r, \varphi) = E_z(z, r = a) \frac{r^m}{a^m} \cos(m\varphi) \xrightarrow{\varphi=0} E_z(z, r) = E_z(z, r = a) \frac{r^m}{a^m} \quad (5.76)$$

sodass die gesuchte Koppelimpedanz zu

$$r_{\parallel}(r) = r^{2m} \frac{\left| \int (E_z(z, r = a) e^{-j\omega_0 t} v_z) dt \right|^2}{a^{2m} 2\omega_0 U_C} = r^{2m} r_{\parallel} \quad (5.77)$$

ermittelt werden kann. Der Exponent steht dabei mit  $m = 0, 1, 2$  für Monopol-, Dipol- und Quadrupolmoden. Die Berechnung folgt demnach gänzlich analog zum bereits bekannten Vorgehen und gestattet dadurch auch die messtechnische Bestimmung der Koppelimpedanzen nach Gleichungen (5.34) oder (5.43).

Neben der Änderung des longitudinalen Impulses ist nun auch die transversale Impulsänderung von Bedeutung. Um diese zu bestimmen, wird zunächst mit

$$\Delta \underline{p}_{\perp} = \frac{q_e}{\omega_0} \int (-j) \nabla_{\perp} E_z(z, r, \varphi) e^{-j\omega_0 t} dz \quad (5.78)$$

auf das Panofsky-Wenzel-Theorem nach [PAN1956] und [BRO1993] zurückgegriffen. Die transversale Impulsänderung kann demnach für die Elementarladung  $q_e$  mit der konstanten Geschwindigkeit  $v_z$  unter Vernachlässigung der transversalen Bewegung auch anhand des longitudinalen elektrischen Feldes bestimmt werden. Damit gilt für die Feldverteilung aus Gleichung (5.76):

$$\Delta \underline{p}_{\perp} = -j \frac{q_e}{\omega_0} \int \frac{\partial}{\partial r} E_z(z, r) e^{-j\omega_0 t} dz \stackrel{v_z = \frac{dz}{dt}}{=} -j \frac{q_e}{\omega_0} \int E_z(z, r = a) \frac{m \cdot r^{m-1}}{a^m} e^{-j\omega_0 t} v_z dt. \quad (5.79)$$

Gemeinsam mit der longitudinalen Impulsänderung

$$\Delta \underline{p}_{\parallel} c = \int F_{\parallel} dz = q_e \int E_{\parallel} dz \stackrel{v_z = \frac{dz}{dt}}{=} q_e \int E_z(z, r = a) \frac{r^m}{a^m} e^{-j\omega_0 t} v_z dt, \quad (5.80)$$

welche multipliziert mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$  der Änderung der kinetischen Energie entspricht, erhält man schließlich das Verhältnis beider Impulse als Funktion des Abstands  $r$  zu

$$\frac{\Delta \underline{p}_{\perp} c}{\Delta \underline{p}_{\parallel} c} = \frac{-j m r^{m-1} c / \omega_0}{r^m} = -j \frac{m}{kr}. \quad (5.81)$$

Die imaginäre Einheit  $-j$  repräsentiert hierbei einen Phasenversatz von  $-90^\circ$ , mit dem der transversale Impuls dem longitudinalen nacheilt, während  $k = \omega_0 / c$  der Wellenzahl entspricht.

Aus Gleichung (5.21) ist nun bekannt, dass die Änderung der kinetischen Energie einer sich im Abstand  $r$  zur Rotationsachse bewegenden Punktladung  $q$  mit

$$\Delta p_{\parallel} c = -\frac{1}{2}|q|V_{\parallel} = \Delta W_q \quad \text{und} \quad V_{\parallel} = r_{\parallel}(r)\omega_0|q| \quad (5.82)$$

durch die longitudinale Koppelimpedanz  $r_{\parallel}(r)$  bestimmt wird. Soll dies mit

$$\Delta p_{\perp} c = -\frac{1}{2}|q|V_{\perp} \quad \text{und} \quad V_{\perp} = r_{\perp}(r)\omega_0|q| \quad (5.83)$$

analog auch für das Produkt aus der transversalen Impulsänderung und der Lichtgeschwindigkeit gelten, so folgt wegen

$$\frac{\Delta p_{\perp} c}{\Delta p_{\parallel} c} = \frac{V_{\perp}}{V_{\parallel}} = \frac{r_{\perp}(r)}{r_{\parallel}(r)} \quad (5.84)$$

die entsprechende transversale Koppelimpedanz zu

$$r_{\perp}(r) = -j \frac{m}{kr} r_{\parallel}(r) = r_{\perp} r^{2m-1} \quad \text{mit} \quad r_{\perp} = -j \frac{m}{k} r_{\parallel}. \quad (5.85)$$

Die Impedanzen einer Dipolmode ( $m = 1$ ) haben demnach die Dimensionen

$$[r_{\parallel}] = \Omega \text{ m}^{-2} \quad \text{bzw.} \quad [r_{\perp}] = \Omega \text{ m}^{-1},$$

die einer Quadrupolmode ( $m = 2$ ) hingegen

$$[r_{\parallel}] = \Omega \text{ m}^{-4} \quad \text{bzw.} \quad [r_{\perp}] = \Omega \text{ m}^{-3}.$$

In Anlehnung an Gleichung (5.22) lauten der longitudinale sowie der transversale Verlustfaktor als Funktion der Strahlablage dann

$$k_{\parallel}(r) = \frac{1}{2} r_{\parallel} \omega_0 r^{2m} = k_{\parallel} r^{2m} \quad \text{und} \quad k_{\perp}(r) = \frac{1}{2} r_{\perp} \omega_0 r^{2m-1} = k_{\perp} r^{2m-1}. \quad (5.86)$$

Da die Voraussetzung zur Anwendung des Panofsky-Wenzel-Theorems für die beschleunigte Bewegung der SRF-Gun streng genommen nicht erfüllt ist, muss der transversale Impuls ebenfalls anhand der Lorentzkraft  $F_{\perp}$  berechnet werden. Die dazu erforderlichen transversalen Feldkomponenten sind aus den Gleichungen (2.95) bis (2.98) prinzipiell bekannt, sodass deren radiale Abhängigkeit anhand der Ableitung der Taylorentwicklung nach Gleichung (2.67) approximiert werden kann. Für den Abstand  $r \leq a$  sowie den Azimutwinkel von  $\varphi = 0^\circ$  gilt dann

$$E_{\perp}(z, r) = E_{\perp}(z, r = a) \frac{r^{m-1}}{a^{m-1}} \quad \text{und} \quad H_{\perp}(z, r) = H_{\perp}(z, r = a) \frac{r^{m-1}}{a^{m-1}} \quad (5.87)$$

und der transversale Impuls folgt somit zu

$$\Delta p_{\perp} = \int F_{\perp} dt = q_e \int \frac{r^{m-1}}{a^{m-1}} (E_{\perp}(z, r = a) - jv_z B_{\perp}(z, r = a)) e^{-j\omega_0 t} dt. \quad (5.88)$$

Dabei resultiert das negative Vorzeichen aus der entgegengesetzten Kraftwirkung beider Feldkomponenten  $E_{\perp}$  und  $B_{\perp}$  sowie  $j$  aus deren Phasenverschiebung zueinander. Zusammen mit den Gleichungen (5.77) und (5.80) lässt sich nun die transversale Koppelimpedanz mit

$$\underline{r}_{\perp}(r) = \frac{\Delta \underline{p}_{\perp} c}{\Delta \underline{p}_{\parallel} c} r_{\parallel}(r) = \underline{r}_{\perp} r^{2m-1} \quad (5.89)$$

und

$$\underline{r}_{\perp} = a \frac{\int (E_{\perp}(z, r = a) - jv_z B_{\perp}(z, r = a)) e^{-j\omega_0 t} dt \cdot c}{\int E_z(z, r = a) e^{-j\omega_0 t} v_z dt} r_{\parallel} \quad \text{sowie} \quad \phi = \arg(\underline{r}_{\perp}) \quad (5.90)$$

direkt aus dem Verhältnis beider Impulse bestimmen. Die Phase bezüglich der longitudinalen Komponente kann dabei z. T. stark vom Panofsky-Wenzel-Fall von  $\phi = -90^\circ$  abweichen.

Die Berechnung erfolgt nun anhand der simulierten Eigenmoden aus Abschnitt 5.3.1 (vgl. auch Anhang B), wobei die zeitabhängigen Größen  $z$  und  $v_z$  der Lösung der Bewegungsgleichung aus Abschnitt 5.3.2.2 entnommen werden. Die Orientierung des Koordinatensystems wird dabei so gewählt, dass für den Azimutwinkel von  $\varphi = 0^\circ$  nur die Komponenten  $B_x$ ,  $E_z$  und  $E_y$  berücksichtigt werden müssen. In Abbildung 5.25 sind die entsprechenden Felder entlang zweier unterschiedlicher Integrationspfade exemplarisch anhand der  $TM_{110}$ -Dipolmode ( $f_0 = 1.744193$  GHz) dargestellt. Die transversalen Komponenten  $E_y$  und  $B_x$  gleichen sich demnach für beide Pfade, während das longitudinale elektrische Feld linear mit dem Abstand steigt. In beiden Fällen entspricht dies dem nach Gleichung (5.76) und (5.87) erwarteten Verlauf einer Dipolmode. Schließlich sind die daraus berechneten Koppelimpedanzen nach Gleichung (5.77), (5.85) und (5.90) in der Tabelle 5.3 zusammengefasst.

In allen drei Fällen sind diese nicht vom gewählten Integrationspfad abhängig, sie unterscheiden sich jedoch insbesondere für geringe Gradienten deutlich voneinander. Ferner zeigt sich, dass das Verhältnis beider Impulse nach Gleichung (5.81) proportional zum Abstand  $r$  sinkt und für die ausgewählte Dipolmode sehr gut durch das Panofsky-Wenzel-Theorem beschrieben wird. Da dies jedoch nicht durch alle untersuchten Dipolmoden bestätigt wird, soll im Folgenden nur die modernisierte Berechnung nach Gleichung (5.77) und (5.90) verwendet werden. Diese ist dabei mit Hilfe eines MathCad<sup>®</sup>-Skriptes realisiert, welches die simulierten Feldverteilungen im Abstand  $a = 5$  mm unter Berücksichtigung der drei bekannten Bewegungsszenarien integriert.



Die auf diese Weise ermittelten longitudinalen und transversalen Koppelimpedanzen sowie deren Phasenbeziehung zueinander sind schließlich in Tabelle 5.4 für alle Dipolmoden des Resonators bis zu einer Frequenz von 4.3 GHz zusammengefasst.

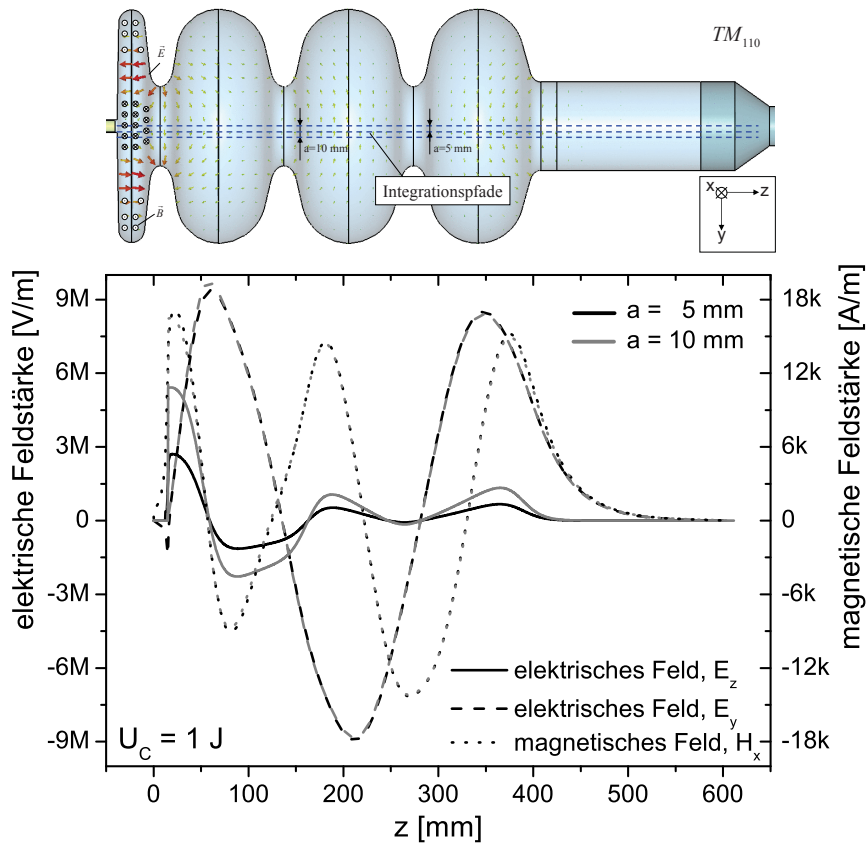


Abbildung 5.25: Feldbild der  $TM_{110}$ -Mode für einen Azimutwinkel von  $\varphi = 0^\circ$  (oben) sowie das Feldprofil der drei Komponenten entlang beider Integrationspfade (unten).

Tabelle 5.3: Gegenüberstellung der longitudinalen und transversalen Impedanzen sowie der Impulsrelation für die  $TM_{110}$ -Dipolmode mit  $f_0 = 1.744\text{ GHz}$  und  $k = 36.555\text{ m}^{-1}$ .

	TM <sub>110</sub> -Dipolmode ( $m = 1$ )	$E_{peak} = 13\text{ MV/m}$	$E_{peak} = 50\text{ MV/m}$	$v_z = c$
$a = 5\text{ mm}$	$r_{\parallel} [\Omega/\text{cm}^2]$ (aus Gl. (5.77))	3.479	5.519	5.575
	$r_{\perp} [\Omega/\text{cm}]$ (aus Gl. (5.85))	$-9.518j$	$-15.099j$	$-15.252j$
	$\Delta p_{\perp} c / \Delta p_{\parallel} c = r_{\perp} / r_{\parallel} \cdot a^{-1}$ *	$(jka)^{-1} = -5.471j = 5.471 \angle -90^\circ$		
	$r_{\perp} [\Omega/\text{cm}]$ (aus Gl. (5.90))	$9.844 \angle -87.7^\circ$	$15.226 \angle -90.4^\circ$	$15.221 \angle -90^\circ$
$a = 10\text{ mm}$	$\Delta p_{\perp} c / \Delta p_{\parallel} c = r_{\perp} / r_{\parallel} \cdot a^{-1}$ **	$5.659 \angle -87.7^\circ$	$5.517 \angle -90.4^\circ$	$5.460 \angle -90^\circ$
	$r_{\parallel} [\Omega/\text{cm}^2]$ (aus Gl.(5.77))	3.499	5.512	5.554
	$r_{\perp} [\Omega/\text{cm}]$ (aus Gl. (5.85))	$-9.572j$	$-15.078j$	$-15.195j$
	$\Delta p_{\perp} c / \Delta p_{\parallel} c = r_{\perp} / r_{\parallel} \cdot a^{-1}$ *	$(jka)^{-1} = -2.736j = 2.736 \angle -90^\circ$		
$a = 10\text{ mm}$	$r_{\perp} [\Omega/\text{cm}]$ (aus Gl. (5.90))	$9.613 \angle -89.3^\circ$	$15 \angle -89.4^\circ$	$15.08 \angle -89.3^\circ$
	$\Delta p_{\perp} c / \Delta p_{\parallel} c = r_{\perp} / r_{\parallel} \cdot a^{-1}$ **	$2.747 \angle -89.3^\circ$	$2.721 \angle -89.4^\circ$	$2.72 \angle -89.3^\circ$

\* aus Gleichung (5.77) und (5.85); \*\* aus Gleichung (5.77) und (5.90)

Tabelle 5.4: Zusammenfassung der longitudinalen und transversalen Koppelimpedanzen aller Dipolmoden bis 4.3 GHz sowie der Phase zwischen diesen; berechnet für verschiedene Bewegungsszenarien nach Gleichung (5.77) und Gleichung (5.90).

Mode	MWS Index ( $E_{tan}=0$ )	$f_0$ [GHz]	$Q_\Sigma$	$r_{  }$ [ $\Omega/\text{cm}^2$ ] für $E_{peak} =$			$r_{\perp}$ [ $\Omega/\text{cm}$ ] für $E_{peak} =$		
				13 MV/m	50 MV/m	$\beta = 1$	13 MV/m	50 MV/m	$\beta = 1$
TE <sub>111</sub> <sup>#</sup> TM <sub>110</sub>	1	1.6420	7.7E8	<b>0.149</b>	0.192	0.226	<b>0.422</b> $\angle -89.6^\circ$	0.562 $\angle -89.8^\circ$	0.656 $\angle -89.9^\circ$
TE <sub>111</sub> <sup>#</sup> TM <sub>110</sub>	2	1.6982	3.63E8	<b>1.875</b>	0.597	0.386	<b>5.407</b> $\angle -91.2^\circ$	1.659 $\angle -90.3^\circ$	1.091 $\angle -89.9^\circ$
TE <sub>111</sub> <sup>#</sup> TM <sub>110</sub>	3	1.7442	1.18E8	<b>3.479</b>	5.519	5.575	<b>9.844</b> $\angle -87.7^\circ$	15.226 $\angle -90.4^\circ$	15.221 $\angle -90.0^\circ$
TM <sub>110</sub>	4	1.7953	1.62E8	<b>0.714</b>	2.334	2.948	<b>1.796</b> $\angle -90^\circ$	6.253 $\angle -89.8^\circ$	7.839 $\angle -90.2^\circ$
TE <sub>111</sub> <sup>#</sup> TM <sub>110</sub>	5	1.8675	1.21E8	<b>1.064</b>	1.368	1.286	<b>2.783</b> $\angle -86.6^\circ$	3.528 $\angle -90.8^\circ$	3.26 $\angle -90.2^\circ$
TM <sub>110</sub>	6	1.8755	4.17E7	<b>0.465</b>	0.186	0.505	<b>1.327</b> $\angle -96.3^\circ$	0.471 $\angle -85.3^\circ$	1.315 $\angle -90.7^\circ$
TM <sub>110</sub>	7	1.8876	1.16E9	<b>0.621</b>	0.409	0.358	<b>1.593</b> $\angle -90.1^\circ$	1.032 $\angle -90.1^\circ$	0.904 $\angle -89.8^\circ$
TM <sub>111</sub>	27	2.8688	1.16E5	<b>0.047</b>	0.052	0.056	<b>0.078</b> $\angle -30.9^\circ$	0.098 $\angle -86.5^\circ$	0.105 $\angle -82.9^\circ$
TM <sub>111</sub>	28	2.9806	1.14E5	<b>0.128</b>	0.055	0.077	<b>0.241</b> $\angle -123^\circ$	0.069 $\angle -89.9^\circ$	0.097 $\angle -86.9^\circ$
TM <sub>120</sub>	43	3.3200	7.95E5	<b>0.191</b>	0.716	1.207	<b>0.239</b> $\angle -40.5^\circ$	1.083 $\angle -87.9^\circ$	1.692 $\angle -91.7^\circ$
TM <sub>120</sub>	44	3.3490	6.58E6	<b>0.034</b>	0.03	0.013	<b>0.036</b> $\angle -73^\circ$	0.044 $\angle -88.4^\circ$	0.018 $\angle -83.2^\circ$
TM <sub>120</sub>	45	3.3610	1.05E7	<b>0.043</b>	0.049	0.051	<b>0.061</b> $\angle -102.3^\circ$	0.069 $\angle -88.7^\circ$	0.071 $\angle -89.8^\circ$
TM <sub>120</sub>	46	3.3890	2.8E6	<b>0.092</b>	0.031	0.029	<b>0.129</b> $\angle -77.0^\circ$	0.047 $\angle -85.7^\circ$	0.037 $\angle -86.1^\circ$
TM <sub>120</sub>	48	3.4905	4.3E4	<b>0.123</b>	0.213	0.648	<b>0.281</b> $\angle 30.5^\circ$	0.306 $\angle -101.8^\circ$	0.975 $\angle -102.6^\circ$
TM <sub>120</sub>	50	3.5725	4.68E4	<b>0.008</b>	0.896	1.682	<b>0.021</b> $\angle 161.0^\circ$	1.631 $\angle -87.3^\circ$	2.483 $\angle -88.1^\circ$
TM <sub>121</sub>	80	4.1070	2.08E5	<b>0.052</b>	0.039	0.077	<b>0.072</b> $\angle 176.6^\circ$	0.036 $\angle -31.5^\circ$	0.101 $\angle -61.9^\circ$
TM <sub>121</sub>	81	4.1615	2.79E5	<b>0.056</b>	0.011	0.057	<b>0.127</b> $\angle -75.6^\circ$	0.009 $\angle 160.9^\circ$	0.041 $\angle -120.9^\circ$
Summe der longitudinalen und transversalen Verlustfaktoren; Gl. (5.86)				0.055*	0.082*	0.106*	0.142**	0.197**	0.23**

 \* in [V/(pC cm<sup>2</sup>)] \*\* in [V/(pC cm)]

 # hierbei handelt es sich um Hybride mit Feldbildern der TE<sub>111</sub>- und der TM<sub>110</sub>-Mode

### 5.3.4.2 Manipulation des Dipolmodenspektrums

Die Rekonstruktion des Dipolmodenspektrums erfolgt nun anhand der longitudinalen Koppelimpedanzen  $r_{||}$  für  $E_{peak} = 13$  MV/m aus Tabelle 5.4, indem alle Einzelresonanzen nach Gleichung (5.73) in bekannter Weise überlagert werden. Das Ergebnis ist für  $I_b = 1$  mA zusammen mit dem 13 MHz-Abtastspektrum in Abbildung 5.26 dargestellt und entspricht somit der resonanten Anregung aller Moden mit der simulierten Güte  $Q_{\Sigma}$ . Ähnlich wie dies bereits für die Monopolmoden der Fall war, werden auch die Dipolmoden oberhalb der Cutoff-Frequenz des Strahlrohres von  $f_{01} = 2.94$  GHz (TM<sub>01</sub>-Mode) durch den normalleitenden Strahlrohrübergang stark gedämpft.

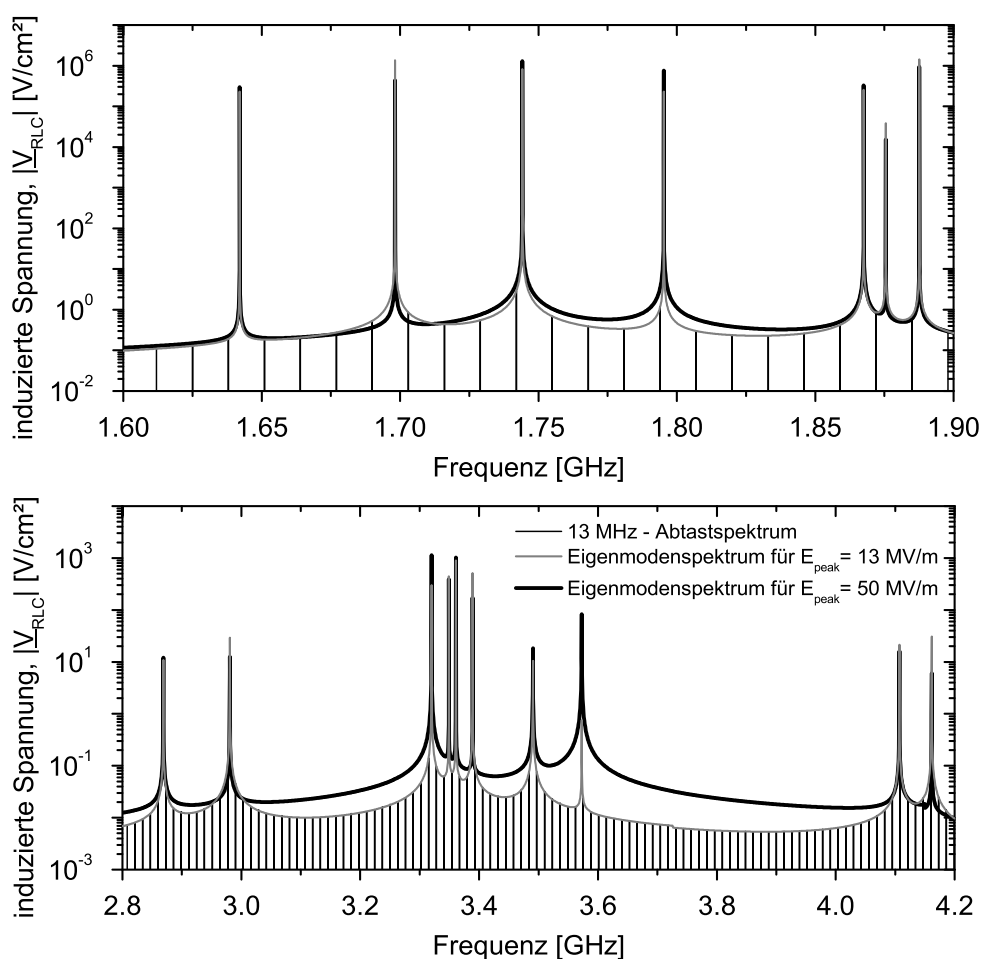


Abbildung 5.26: Simuliertes Dipolmodenspektrum für einen Strahlstrom von  $I_b = 1$  mA bei resonanter Anregung, dargestellt zusammen mit dem 13 MHz-Abtastspektrum.

Die Berechnung der zusätzlich zu den Monopolmoden verursachten Energiebreite sowie der abgegebenen Leistung  $P_b$  kann nun analog zu Abschnitt 5.3.3 nach Gleichung (5.74) und (5.43) erfolgen. Die komplexe longitudinale Modenspannung, welche hier zur besseren Abgrenzung mit  $\underline{V}_{||} = \underline{V}_b$  bezeichnet wird, ist dabei entsprechend ihrer Koppelimpedanz  $r_{||}$  eine quadratische Funktion des Abstands zur Rotationsachse.

Von besonderem Interesse ist jedoch die komplexe transversale Spannung  $V_{\perp}$  der Dipolmode, die im stationären Zustand auf den Bunch wirkt. Diese wird nach Gleichung (5.84) vom komplexen Verhältnis beider Koppelimpedanzen bestimmt und gemäß Gleichung (5.38) zusammen mit  $r_{\perp}$  aus Tabelle 5.4 direkt berechnet. Der Betrag  $|V_{\perp}|$  liefert dann die Amplitude der transversalen Spannung, die mit der Eigenfrequenz  $\omega_0$  oszilliert und eine Phase von  $\varphi_{\perp} = \arg(V_{\perp})$  zum Bunch aufweist.

Zur Klärung der bereits im Abschnitt 5.3.3 aufgeworfenen Frage nach der Notwendigkeit der HOM-Koppler wird auch im Fall der Dipolmoden vom Worst Case – dem der resonanten Anregung – ausgegangen. Als Kriterium der mit Hilfe des Dualtuners zu realisierenden Frequenzdifferenz  $\Delta f$  dient nun jedoch nicht mehr die im stationären Zustand abgegebene Leistung  $P_b$ , sondern die so genannte Kickbreite  $\sigma_{\perp}$  (engl. kick spread), die dem Bunch der Länge  $\sigma_t = 5$  ps durch das zeitveränderliche transversale Feld aufgeprägt wird. Die Berechnung folgt dabei mit

$$\sigma_{\perp} = \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} \lambda(t) \left[ |V_{\perp}| \cos(\omega_0 t + \varphi_{\perp}) - \mu_{\perp} \right]^2 dt} \quad \text{und} \quad \mu_{\perp} = |V_{\perp}| \int_{-\infty}^{+\infty} \lambda(t) \cos(\omega_0 t + \varphi_{\perp}) dt \quad (5.91)$$

der Betrachtung aus Gleichung (5.74), indem zunächst der mittlere transversale Kick  $\mu_{\perp}$  (Erwartungswert) und anschließend die gesuchte Standardabweichung  $\sigma_{\perp}$  ermittelt werden. Beide sind nun lineare Funktionen des Abstands  $[r] = \text{cm}$  zur Rotationsachse.

Der Kick selbst ist zunächst nur von geringem Interesse, da er durch Elemente der Strahlführung (engl. steerer) kompensiert werden kann. Die Kickbreite hingegen verursacht über die Länge des Bunches hinweg eine projizierte Winkeldivergenz  $\sigma_{\alpha}$ , die für kleine Winkel mit

$$\sigma_{\alpha} \approx p_{\perp} / p_z = q_e \sigma_{\perp} / W_{kin} \quad (5.92)$$

durch das Verhältnis des transversalen und longitudinalen Impulses bestimmt wird. Um dieses zu begrenzen, wird hier eine maximale Kickbreite von  $\sigma_{\perp} \leq 100$  V/cm definiert, die bei einer kinetischen Energie von  $W_{kin} = 2.15$  MeV ( $\beta\gamma = 5.111$ ) eine zusätzliche normierte Divergenz von

$$\varepsilon_{n,x} = \beta\gamma \cdot \sigma_{\alpha} \sigma_x \longrightarrow \beta\gamma \cdot \sigma_{\alpha} = \sigma_{n,\alpha} = 0.24 \text{ mrad cm}^{-1}$$

je Mode zur Folge hat. Damit wird auch bei gleichzeitiger Anregung aller 17 Dipolmoden bei einer toleranzbedingten Strahlablage von  $r \leq 0.1$  cm sichergestellt, dass die thermische Divergenz der Cs<sub>2</sub>Te-Kathode von 0.43 mrad (vgl. [FLO1997]) nicht überschritten wird. Die Winkeldivergenz der Moden zueinander wird hierbei als korreliert betrachtet.

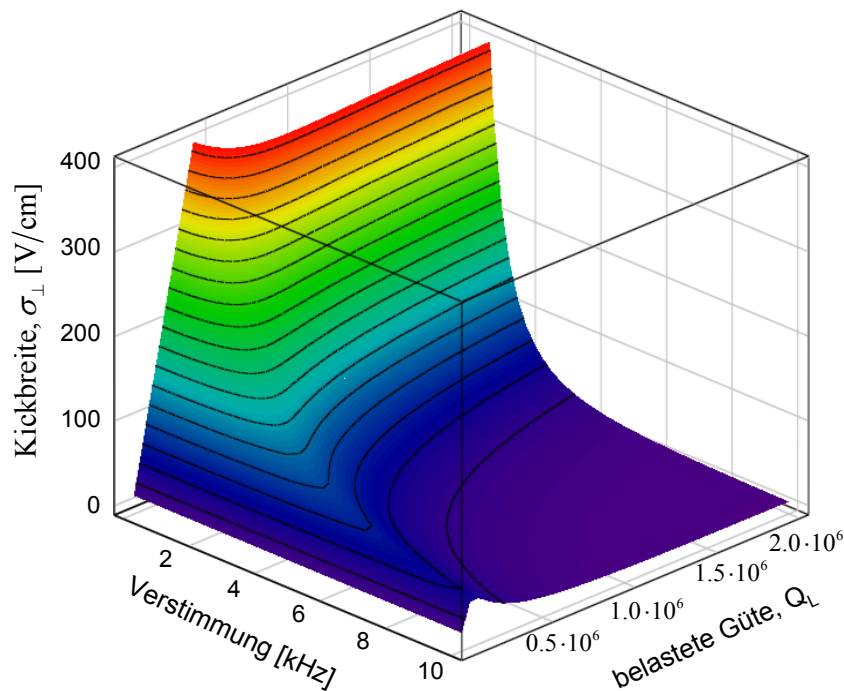


Abbildung 5.27: Induzierte Kickbreite als Funktion der Güte und der Frequenzverstimmung, dargestellt am Beispiel der  $TM_{110}$ -Dipolmode mit dem MWS-Index Nr. 3 und einer Frequenz von  $f_0 = 1.7442$  GHz.

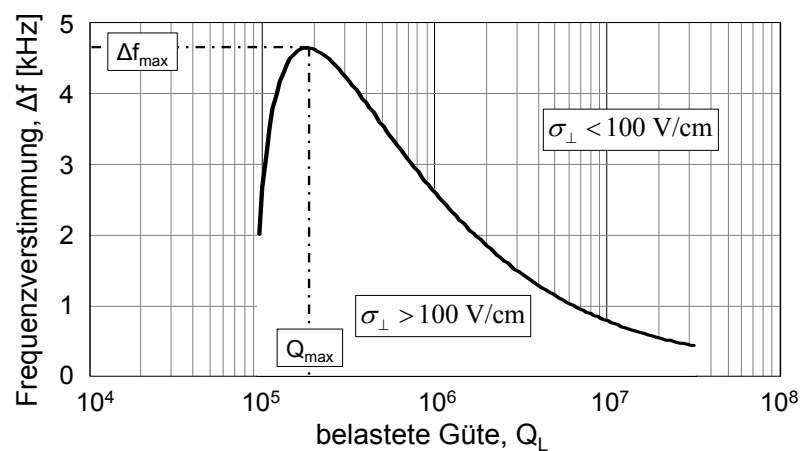


Abbildung 5.28: Projizierter Verlauf der erforderlichen Frequenzdifferenz als Funktion der belasteten Güte für  $\sigma_{\perp} = 100$  V/cm, dargestellt am Beispiel der  $TM_{110}$ -Dipolmode mit dem MWS-Index Nr. 3 und einer Frequenz von  $f_0 = 1.7442$  GHz.

Da die Kickbreite  $\sigma_{\perp}$  nun ebenfalls eine Funktion der belasteten Güte  $Q_L$  und der Frequenzdifferenz  $\Delta f$  zum Vielfachen der Bunchwiederholfrequenz ist, erfolgt die Auswertung für einen Strahlstrom von  $I_b = 1$  mA analog zum Abschnitt 5.3.3 der Monopolmoden. Abbildung 5.27 zeigt hierzu den typischen Verlauf am Beispiel der Dipolmode mit dem MWS-Index 3 und einer Frequenz von  $f_0 = 1.7442$  GHz. Durch Auswertung der „Höhenlinie“ für  $\sigma_{\perp} \leq 100$  V/cm erhält man in bekannter Weise die Mindestdämpfung  $Q_{\min}$  bei resonanter Anregung sowie die maximal zu realisierende Frequenzdifferenz

$\Delta f_{\max}$  für die Worst-Case-Güte  $Q_{\max}$  (vgl. Abbildung 5.28). Die Berechnung erfolgt dabei numerisch mit Hilfe eines MathCad<sup>®</sup>-Skriptes und ist in Tabelle 5.5 zusammengefasst. Diese enthält ferner in den Spalten 3 und 7 die in beiden Fällen zu erwartende Leistung  $P_b$  sowie in den Spalten 8 und 9 die für  $\sigma_t = 5$  ps berechnete Energiebreite  $\sigma_{\Delta E}$ . Letztere ist insbesondere für große Güten  $Q_L \gg Q_{\max}$  bei einer Verstimmung von  $\Delta f_{\max}$  von Interesse. Für diesen Fall, der durch den Verzicht der HOM-Koppler eintreten kann, stellt sich nach Abbildung 5.21 die maximale longitudinale Modenspannung  $|V_{\parallel}|$  bei einer Phase von  $\varphi_{\parallel} \approx 90^\circ$  zum Bunch ein. Die gesamte akkumulierte Energiebreite über alle Dipolmoden hinweg beträgt dann  $\sum \sigma_{\Delta E} \leq 1.6 \text{ keV/cm}^2$  und kann bei einer erwarteten Strahlablage von  $r \leq 0.1 \text{ cm}$  ebenso wie die zusätzlich an die Dipolmoden abgegebene Leistung  $P_b$  vernachlässigt werden.

Tabelle 5.5: Zusammenstellung aller Szenarien zur Reduzierung der durch verschiedene Dipolmoden induzierten Kickbreite auf 100 V/cm. Die Berechnung berücksichtigt die Koppelimpedanzen für  $E_{\text{peak}} = 13 \text{ MV/m}$  sowie einen Strahlstrom von  $I_b = 1 \text{ mA}$  im stationären Zustand. Die Bunchlänge beträgt  $\sigma_t = 5$  ps.

$f_0$ [GHz]	$\Delta f = 0$		$\Delta f = \Delta f_{\max} \text{ \& } Q_L = Q_{\max}$				$\Delta f = \Delta f_{\max} \text{ \& } Q_L \gg Q_{\max}$		
	$Q_{\min}$	$P_b$	$\Delta f_{\max}$ für $Q_{\max}$	$\varphi_{\parallel}$	$P_b$	$\sigma_{\Delta E}$	$\sigma_{\Delta E}$	$\sigma_{\text{Re}(V_{\perp})}^*$	
	[W/cm <sup>2</sup> ]	[W/cm <sup>2</sup> ]	[Hz]	[°]	[W/cm <sup>2</sup> ]	[eV/cm <sup>2</sup> ]	[eV/cm <sup>2</sup> ]	[V/cm]	
1.64203	2.30E6	0.69	<b>177</b>	4.57E6	44.6	0.69	35.1	71.1	2763
1.69821	1.74E5	0.65	<b>2497</b>	3.47E5	45.6	0.64	34.9	67.8	2598
1.74419	9.29E4	0.65	<b>4513</b>	1.82E5	43.3	0.67	35.1	73.5	2695
1.79530	3.47E5	0.49	<b>907</b>	1.00E6	45.3	0.71	40.3	79.5	2518
1.86752	3.08E5	0.65	<b>1431</b>	6.03E5	42.7	0.69	37.6	81.2	2565
1.87549	6.46E5	0.60	<b>811</b>	1.32E6	48.7	0.53	35.8	63.1	2166
1.88764	5.31E5	0.66	<b>891</b>	1.05E6	44.7	0.66	38.6	77.7	2382
2.86877	1.39E7	1.30	<b>171</b>	3.16E9	89.8	0.00	70.5	70.5	919
2.98062	2.66E6	0.68	<b>515</b>	5.25E6	61.1	0.31	52.8	68.8	984
3.32003	3.11E6	1.18	<b>619</b>	3.16E8	89.5	0.01	105.7	105.7	901
3.34900	1.40E7	0.94	<b>45</b>	2.75E7	36.5	1.20	93.7	262.9	1864
3.36096	8.04E6	0.69	<b>130</b>	1.59E7	50.8	0.54	69.9	116.1	1105
3.38897	3.78E6	0.69	<b>179</b>	7.59E6	38.7	0.85	72.1	183.3	1714
3.49052	3.21E6	0.78	<b>989</b>	6.61E6	75.0	0.11	43.9	47.0	697
3.57253	6.43E7	1.02	<b>78</b>	3.16E9	89.6	0.00	40.6	40.6	671
4.10698	5.04E7	5.19	<b>374</b>	3.16E9	89.9	0.00	72.5	72.5	555
4.16146	3.16E6	0.35	<b>257</b>	6.31E6	37.9	0.44	44.4	116.5	1440
							$\Sigma$ 924	$\Sigma$ 1598	$\Sigma$ 7649

\*RMS-Kickspannung im Makropuls

Für den bislang betrachteten Fall der stationären Anregung gilt außerdem, dass jede von  $Q_{\max}$  abweichende Güte stets eine kleinere Kickbreite als den Vorgabewert von  $\sigma_{\perp} \leq 100 \text{ V/cm}$  zur Folge hat. Dies ändert sich jedoch für den gepulsten Strahlbetrieb.

So beginnt in gleicher Weise, wie dies bereits im Abschnitt der Monopolmoden erläutert wurde, der Aufbau des Feldes mit jedem Makropuls von Neuem. Ein entsprechender Einschwingvorgang nach Gleichung (5.40) ist in Abbildung 5.29 exemplarisch für die bekannte  $TM_{110}$ -Dipolmode dargestellt. Demnach wird die Dauer bis zum Erreichen des stationären Zustandes sowie die Frequenz der dabei vollzogenen Schwingung erwartungsgemäß durch die Güte  $Q_L$  und Frequenzdifferenz  $\Delta f_{\max}$  bestimmt. In der Folge erfahren die Bunche zueinander eine Modulation des transversalen Kicks  $\text{Re}(V_{\perp})$ , so dass dessen Projektion über eine Periode hinweg einer Kickbreite  $\sigma_{\text{Re}(V_{\perp})}$  entspricht. Diese wird für den Worst Case von  $Q_L \geq 10^7$  ebenfalls anhand der Standardabweichung ermittelt und ist für jede Mode in der letzten Spalte der Tabelle 5.5 ergänzt. Da die einzelnen Anteile aufgrund der unterschiedlichen Frequenzdifferenzen  $\Delta f_{\max}$  näherungsweise als zueinander unkorreliert gelten können, erhält man über alle Dipolmoden hinweg einen quadratischen Mittelwert von  $\sum \sigma_{\text{Re}(V_{\perp})} = 7649 \text{ V/cm}$ , der schließlich im Abstand  $r = 0.1 \text{ cm}$  eine zusätzliche Divergenz von  $\sigma_{n,\alpha} \approx 1.8 \text{ mrad}$  bedingt.

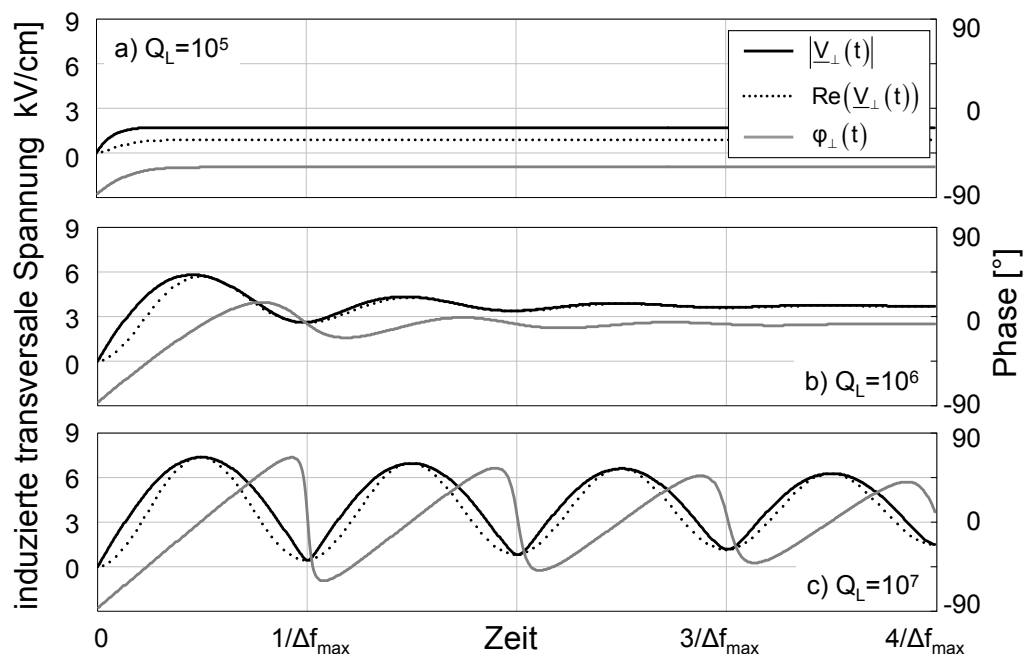


Abbildung 5.29: Einschwingverhalten der transversalen Spannung, dargestellt am Beispiel der  $TM_{110}$ -Dipolmode mit dem MWS-Index Nr. 3 für drei verschiedene Güten und eine Frequenzdifferenz  $\Delta f_{\max}$ .

### 5.3.4.3 Single Bunch-Effekte – Transversale Wakefields

Zur Vervollständigung der Dipolmodenbetrachtung werden abschließend die Single Bunch-Effekte untersucht. Die Simulation der dafür notwendigen longitudinalen und transversalen Wakepotentiale  $w_{\parallel}(s)$  und  $w_{\perp}(s)$  erfolgt erneut mit PARTICLE STU-

DIO<sup>®</sup>, wobei nun das Resonatormodell im Vergleich zu Abschnitt 5.3.3.4 (Monopolmoden) um eine longitudinale Symmetrieebene mit der Randbedingung  $E_{tan} = 0$  modifiziert wird. Da überdies die Trajektorie des Bunches ( $\beta = 1$ ) im Abstand  $a = 5$  mm parallel zur Rotationsachse des Resonators und auch zu dieser Ebene verläuft, werden weder Monopol- noch Quadrupolmoden angeregt. Ferner weisen auch die nächst höheren Sextupolmoden ( $m = 3$ ) nach Gleichung (2.67) lediglich eine kubische radiale Abhängigkeit des longitudinalen elektrischen Feldes auf, sodass die ermittelten Wakepotentiale überwiegend den Dipolmoden zuzuordnen sind. Durch Normierung auf den Abstand  $a$  lauten deren Dimensionen dann  $[w_{\parallel}] = \text{V}/(\text{pC cm}^2)$  bzw.  $[w_{\perp}] = \text{V}/(\text{pC cm})$ .

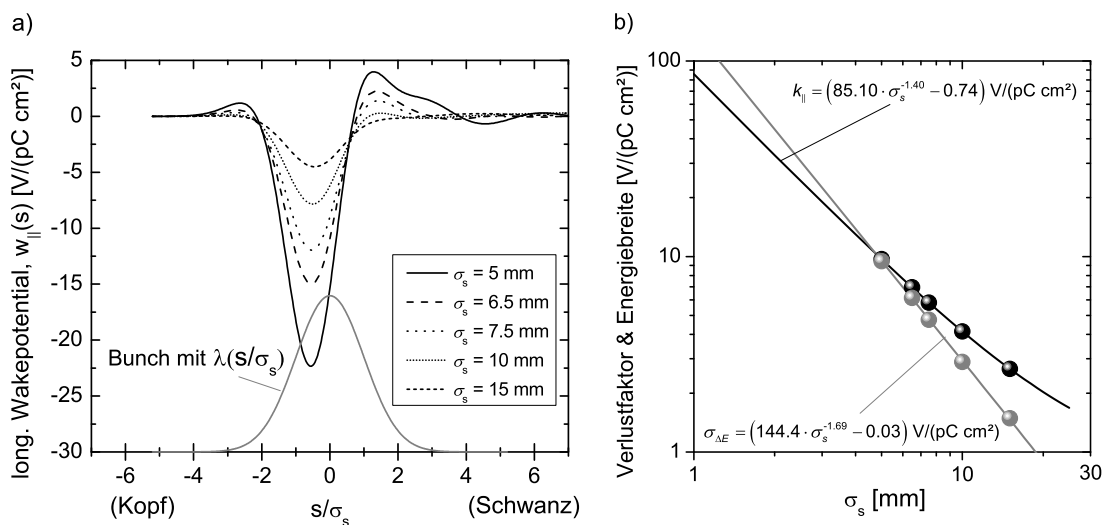


Abbildung 5.30: a) Longitudinales Wakepotential und b) der daraus berechnete longitudinale Verlustfaktor sowie die Energiebreite für verschiedene Bunchlängen.

In Abbildung 5.30a sind die entsprechenden longitudinalen Wakepotentiale für verschiedene Bunchlängen dargestellt. Zusammen mit der durch Gleichung (5.5) eingeführten Ladungsverteilung  $\lambda(s)$  lassen sich damit in bekannter Weise der longitudinale Verlustfaktor  $k_{\parallel}$  nach Gleichung (5.3) sowie die mittlere Energiebreite  $\sigma_{\Delta E}$  nach Gleichung (5.75) berechnen. Beide sind in Abbildung 5.30b zusammengefasst und jeweils durch eine Potenzfunktion angenähert. Für die reale Bunchlänge von  $\sigma_s = 1.5$  mm folgt somit zusätzlich zum Anteil der Monopolmoden ein Verlustfaktor und eine Energiebreite von  $k_{\parallel} = 49.0 \text{ V}/(\text{pC cm}^2)$  bzw.  $\sigma_{\Delta E} = 72.7 \text{ eV}/(\text{pC cm}^2)$ , die jedoch bei einer toleranzbedingten Strahlablage von  $r \leq 1$  mm in beiden Betriebsfällen ( $q = 1$  nC,  $q = 77$  pC) vernachlässigt werden können.

In ähnlicher Weise werden nun auch die transversalen Wakepotentiale aus Abbildung 5.31a ausgewertet. So führen diese mit Gleichung (5.4) zum so genannten Kickfaktor



$k_{\perp}$  und liefern damit eine mittlere Spannung, die eine transversale Impulsänderung verursacht. Da ein solcher Kick – wie im Fall der stationären Anregung – durch Elemente der Strahlführung kompensiert werden kann, gilt das Hauptaugenmerk erneut der Kickbreite  $\sigma_{\perp}$ . Diese ist Ursache eines über die Länge des Bunches hinweg anwachsenden transversalen Wakepotentials, sodass später folgende Elektronen einen größeren Impuls erfahren. Die Berechnung erfolgt dabei mit

$$\sigma_{\perp} = \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} \lambda(s) [w_{\perp}(s) - k_{\perp}]^2 ds} \quad (5.93)$$

analog zu Gleichung (5.75) und liefert die in Abbildung 5.31b für verschiedene Bunchlängen dargestellten Kickbreiten (vgl. auch [ASH2010]). Anders als in [WEI2003] erwähnt, folgen diese jedoch keiner Wurzelfunktion, sodass zur Extrapolation der Kickbreite für eine Bunchlänge von  $\sigma_s = 1.5$  mm der arithmetische Mittelwert  $\bar{\sigma}_{\perp} = 8.464$  V/(pC cm) verwendet wird. Für beide Betriebsfälle und  $r = 0.1$  cm folgt damit eine zusätzliche normierte Divergenz von  $\sigma_{n,\alpha} = 2.012$  mrad ( $q = 1$  nC) bzw.  $\sigma_{n,\alpha} = 0.155$  mrad ( $q = 77$  pC).

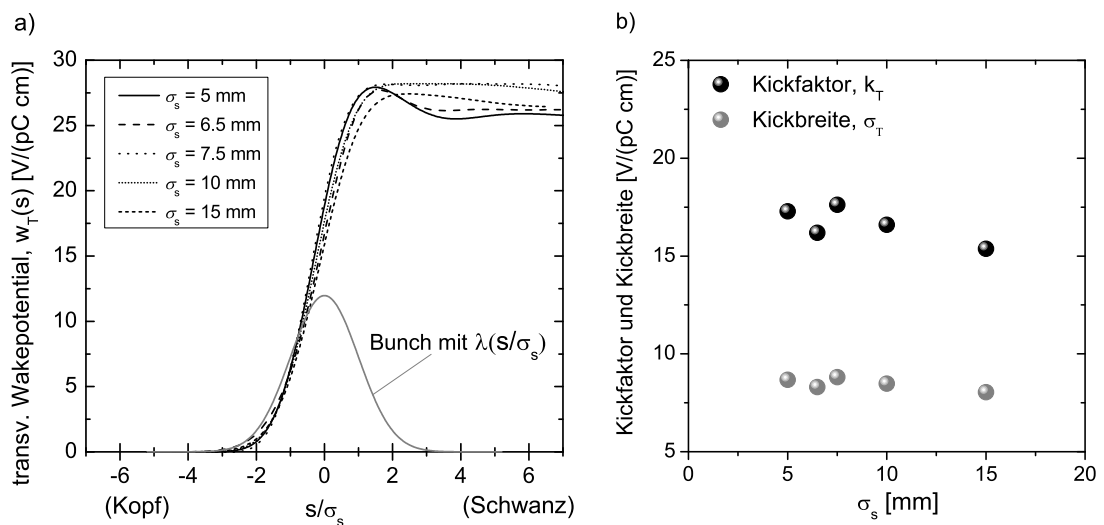


Abbildung 5.31: a) Transversales Wakepotential und b) der daraus berechnete Kickfaktor sowie die Kickbreite für verschiedene Bunchlängen.

#### 5.3.4.4 Fazit zur Anregung von TM-Dipolmoden

Im Allgemeinen wird durch einen Elektronenbunch, der sich entlang der Rotationsachse durch den Resonator bewegt, aufgrund des fehlenden elektrischen Feldes keine Dipolmode angeregt. Da Fertigungstoleranzen jedoch zu Abweichungen von dieser idealen Feldgeometrie führen, ist auch bei vermeintlich optimaler Strahlage ein Energieverlust

an diese Moden unvermeidlich. Hierbei wird ein fertigungsbedingtes Minimum von  $r \leq 1$  mm angenommen.

Anhand der vorangegangenen Betrachtungen wird nun deutlich, dass sich die negativen Auswirkungen einer solchen Anregung bereits durch das gezielte Verstimmen des Dipolmodenspektrums im Bereich weniger Kilohertz begrenzen lassen. So beträgt die zusätzliche normierte Divergenz im CW-Betrieb bei Berücksichtigung aller 17 Dipolmoden lediglich  $\sigma_{n,\alpha} \approx 0.4$  mrad. Diese erhöht sich im Makropulsbetrieb zwar auf  $\sigma_{n,\alpha} \approx 1.8$  mrad, da jedoch unter realen Bedingungen nicht alle Moden kritisch angeregt werden, entspricht dies nur einer oberen Grenze. Ferner zeigt sich, dass dieser Wert durch Verdopplung der Frequenzverstimmung weiter halbiert werden kann.

Der Einfluss des transversalen Wakefields verursacht insbesondere für eine Bunchladung von  $q = 1$  nC mit  $\sigma_{n,\alpha} \approx 2.0$  mrad eine ähnlich große Divergenz. Da die Kickbreite jedoch über die Position im Bunch korreliert ist, kann auch dieser Wert reduziert werden. Hierfür ist eine Modulation der Energie in Verbindung mit einem energiedispersiven Element in der Strahlführung erforderlich.

Unter Berücksichtigung aller als unkorreliert betrachteter Anteile erhält man nun gegenüber dem in [TEI2006] veröffentlichten Designwert von  $\varepsilon_{n,x} = 2.5$  mm mrad für  $q = 1$  nC eine Vergrößerung der normierten Emittanz um maximal 50 % auf

$$\sum \varepsilon_{n,x} = \sqrt{1.8^2 + 2.0^2 + 2.5^2} = 3.7 \text{ mm mrad}; \quad (\sigma_x = 1 \text{ mm}).$$

Damit bleibt auch im gepulsten Betrieb und bei großen Bunchladungen ausreichend Reserve zur Beamline-Akzeptanz nach [LEH2012] von 10 bis 15 mm mrad. Da außerdem der zusätzliche Beitrag durch die oben genannten Maßnahmen sowie die Verbesserung der Fertigungstoleranzen weiter verringert werden, erscheint ein Verzicht auf HOM-Koppler möglich.

### 5.3.5 TE-Moden

Im Unterschied zu den bisher betrachteten Moden besitzen TE-Moden entsprechend ihrer Bezeichnung keine longitudinale elektrische Feldkomponente. Damit ist gemäß Gleichung (5.65) für einen sich in z-Richtung bewegenden Bunch auch kein Energietransfer und somit auch keine strahlinduzierte Anregung möglich.

Dennoch rücken auch diese Moden stärker in den Fokus der Forschung, da verschiedene Arbeiten – zwei der wichtigsten sind [FLO2004] und [VOL2008] – deren Verwendung

zur Strahlfokussierung und Emittanzkompensation in supraleitenden Resonatoren vorgeschlagen.

Erste praktische Untersuchungen diesbezüglich sind in [ARN2006] veröffentlicht, in deren Rahmen geeignete Moden des SRF-Gun-Resonators durch Störkörpermessungen (vgl. Abschnitt 2.2.3) identifiziert wurden. Außerdem wurde in [ARN2010] ein spezieller Diplexer entwickelt und getestet, mit dessen Hilfe die Anregung der  $TE_{011}$ -Mode ohne Modifikationen am Resonator allein über den Hauptkoppler ermöglicht wird. Da erste Messungen bei 2 K erwartungsgemäß die Dämpfung der Mode durch beide HOM-Koppler und den normalleitenden Strahlrohrübergang bestätigten, wird in [MUR2009] eine modifizierte Strahlrohrsektion vorgestellt. Diese wird entsprechend den vorangegangenen Betrachtungen zu Monopol- und Dipolmoden auf beide HOM-Koppler verzichten und einen supraleitenden Strahlrohrübergang besitzen. Außerdem existieren konzeptionelle Überlegungen, den HOM-Koppler um einen weiteren Sperrfilter für die Frequenz der TE-Mode zu erweitern. Untersuchungen zu diesem Thema werden Gegenstand zukünftiger Arbeiten sein.

## 5.4 HOM-Messung

Der folgende Abschnitt dient neben der Verifizierung der theoretischen Betrachtungen insbesondere auch der Bestimmung aller bislang nicht exakt bekannten Eigenschaften. So schafft eine Messung Gewissheit über die tatsächliche Dämpfung sowie die Resonanzfrequenz der Moden und ermöglicht damit eine Extrapolation der zu erwartenden Anregung für beliebige Strahlparameter. Überdies können fertigungsbedingte Variationen der Feldverteilung und damit einhergehend auch der Koppelimpedanz berücksichtigt werden.

### 5.4.1 Störkörperbasierte HOM-Analyse

Bereits während der Design-Phase eines Resonators besteht mit Hilfe der Störkörpermessung nach Abschnitt 2.2.3 die Möglichkeit, die höheren Moden zum Beispiel an einem Kupfermodell bei Raumtemperatur zu untersuchen. Hierfür werden zunächst die Resonanz, die Güte und die Koppelfaktoren einer Mode mit einem Netzwerkanalysator bestimmt und anschließend die Impedanzen anhand der gemessenen Feldverteilungen quantitativ ermittelt. Voraussetzung sind dabei zuvor kalibrierte dielektrische und magnetische Störkörper, die durch ihre Form (Nadel oder Scheibe) eine Unterscheidung der

longitudinalen und transversalen Feldkomponenten ermöglichen. Werden diese entlang eines Pfades im Abstand  $a$  parallel zur Achse durch das Feld der angeregten Mode bewegt, so ist die verursachte Phasenverschiebung proportional zum Quadrat des Feldes am Ort der Störung. Das Ergebnis ist damit eine auf die Wurzel der Verlustleistung normierte Feldverteilung, welche in Verbindung mit der zuvor bestimmten intrinsischen Güte  $Q_0$  analog zu Gleichung (5.77) und (5.90) die gesuchten longitudinalen und transversalen Koppelimpedanzen liefert. Lediglich der Ort  $z$  und die Geschwindigkeit  $v_z$  sind dabei noch als Funktionen der Zeit numerisch zu ermitteln.

In der Tabelle 5.6 sind nun exemplarisch die für das abgestimmte Grundmode-Passband aus Abbildung 3.20 berechneten Shuntimpedanzen den zuvor numerisch ermittelten Werten gegenübergestellt. Beide stimmen gut überein und bescheinigen damit die Zweckmäßigkeit der Methode. In der Praxis ergeben sich jedoch einige Schwierigkeiten. So können sich bei Raumtemperatur aufgrund der großen Bandbreite die Resonanzen zweier Moden überlagern und eine eindeutige Zuordnung der Frequenzverschiebung damit erschweren. Außerdem gestaltet sich die Anregung wegen des eingeschränkten Zugangs über nur eine Strahlrohrseite als schwierig. Moden, die in diesem Bereich keine Feldkomponente besitzen, bleiben so möglicherweise unberücksichtigt. Auch die Trennung der longitudinalen und transversalen Felder erweist sich aufgrund der begrenzten Selektivität der Störkörper als problematisch, wobei erschwerend noch die eingeschränkte Ablage durch die Kathodenöffnung hinzukommt.

Tabelle 5.6: Gegenüberstellung der gemessenen und berechneten (in Klammern) normierten Shuntimpedanzen für das Grundmode-Passband. Die Integration berücksichtigt dabei die Bewegung für  $E_{peak} = 13 \text{ MV/m}$  und  $50 \text{ MV/m}$  sowie für  $\beta = 1$ .

Mode	Frequenz [MHz]	$Q_0$	Shuntimpedanz $r_S$ [ $\Omega$ ] für $E_{peak}$		
			13 MV/m	50 MV/m	$\beta = 1$
$1/4\pi$	1265.710	5000	4.917 (6.002)	18.478 (21.273)	26.024 (29.775)
$2/4\pi$	1281.030	8370	0.631 (0.567)	4.367 (3.795)	6.066 (5.324)
$3/4\pi$	1293.057	7750	0.23 (0.215)	6.136 (7.283)	8.941 (10.46)
$\pi$	1298.535	8500	158.59 (157.1)	171.61 (169.75)	169.59 (167.5)

Schließlich liefert das Verfahren nur den Betrag des zu messenden Feldes. Da aber eine nachträgliche Rekonstruktion der Phase, insbesondere bei nadelförmigen Störkörpern

aufgrund ihrer mittelnden Eigenschaft schwierig ist, wird anschließend eine zweite indirekte Methode zur messtechnischen Bestimmung der Koppelimpedanzen vorgestellt.

## 5.4.2 Strahlbasierte HOM-Analyse

### 5.4.2.1 Messprinzip und Messaufbau

Die im Folgenden vorgestellte Methode ermöglicht in ähnlicher Weise, wie dies bereits im vorangegangenen Abschnitt dargestellt wurde, die Identifikation gefährlicher Eigenmoden anhand ihrer Eigenschaften wie der Frequenz, der Güte und der Koppelimpedanz. Da die Methode jedoch auf der Anregung durch den Elektronenstrahl basiert, erfordert sie einen kalten Resonator und kann demzufolge frühestens während der Inbetriebnahme angewendet werden.

Das Prinzip bedient sich nun der in Abschnitt 5.2 vorgestellten Grundlagen. Demnach verursacht der beschleunigte Elektronenbunch die Anregung einer Vielzahl von Eigenmoden. Innerhalb der wenigen Nanosekunden seines Aufenthalts im Resonator wird somit eine Spannung induziert, die proportional zur Bunchladung  $q$ , der Koppelimpedanz  $r_S$  und der Eigenfrequenz  $f_0$  ist. Die dabei in der jeweiligen Mode gespeicherte Energie klingt anschließend nach Verlassen des Bunches mit einer charakteristischen Zeitkonstante ab. Diese wird für supraleitende Resonatoren wegen  $Q_0 \gg Q_L$  maßgeblich von der externen Güte  $Q_{ext}$  aller auf die Mode dämpfend wirkenden Bereiche (Haupt- und HOM-Koppler sowie normalleitende Bereiche) bestimmt. Die typischen Zeitkonstanten liegen mit  $\tau = 2Q_L/\omega_0$  und  $10^3 < Q_L < 10^6$  somit mindestens zwei Größenordnungen über der Verweildauer des Bunches.

Unter der Annahme, dass nun alle Moden überwiegend von beiden HOM-Kopplern des SRF-Gun-Resonators gedämpft werden, entspricht die ausgekoppelte Leistung der vom Strahl an das Eigenmodenspektrum abgegebenen Leistung. Durch Kombination der Gleichungen (5.26), (5.38), (5.39) und (5.43) genügt es demnach, die Strahlparameter, die transmittierte Leistung  $P_b$ , die Resonanzfrequenz sowie die Zeitkonstante/Güte exakt zu messen, um daraus mit

$$r_S = \frac{P_b}{I_0 \omega_0 |q| g_F^2} \left( \operatorname{Re} \left( \frac{1}{1 - e^{j2\pi\Delta f T_b} e^{-\frac{T_b}{\tau}}} - \frac{1}{2} \right) \right)^{-1} \quad \text{und} \quad g_F = e^{\left( \frac{\omega_0^2 \sigma_t^2}{2} \right)} \quad (5.94)$$

schließlich die longitudinale Koppelimpedanz zu berechnen. Der Strahlstrom  $I_0 = |q|/T_b$  wird dabei mit Hilfe des in der Diagnose-Beamline befindlichen Faraday-

Cups (vgl. Abbildung 5.32) bestimmt, während alle anderen Größen mit einem Spektrumanalysator bzw.  $f_0$  und  $Q_L$  alternativ auch mit einem Netzwerkanalysator ermittelt werden können. Die Bunchladung folgt aus der Pulsperiode  $T_b$  des Kathodenlasers.

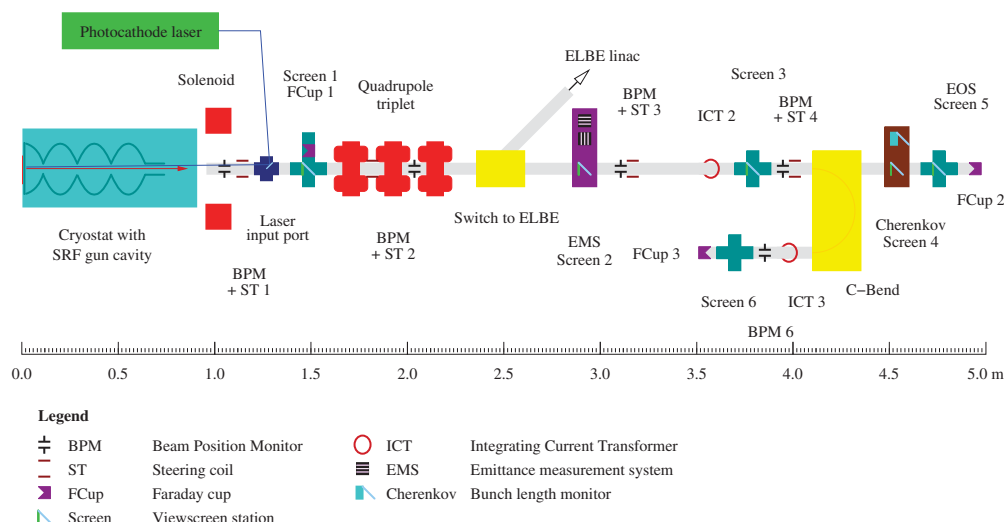


Abbildung 5.32: SRF-Gun-Diagnosebeamline (Quelle: [KAM2008]).

Eine erhebliche Vereinfachung ergibt sich zudem bei großer Dämpfung der Moden, sodass  $\tau < T_b$  gilt. In diesem Fall wird die gesamte vom Bunch nach Gleichung (5.34) abgegebene Energie  $W_q$  bis zum Eintreffen des Folgebunches über die HOM-Koppler dissipiert und kann so durch Integration des resultierenden transienten Signals bestimmt werden. Gleichzeitig ist damit auch die Zeitkonstante und die Eigenfrequenz bekannt, sodass die normierte Shuntimpedanz mit

$$r_s = \frac{2\Delta W_q}{\omega_0 |q|^2 g_F^2} \quad (5.95)$$

auch im Zeitbereich ermittelt werden kann (vgl. Abbildung 5.38).

Ein schematischer Messaufbau ist schließlich in Abbildung 5.33 dargestellt. Hierbei wird ein Spektrumanalysator (hier: FSQ26 von Rohde & Schwarz) extern auf den Laserpuls getriggert und die ausgekoppelte Leistung an beiden HOM-Kopplern sequentiell bestimmt. Der jeweils ungenutzte Koppler wird gleichzeitig reflexionsfrei mit  $50 \Omega$  abgeschlossen, sodass laufzeitbedingte Interferenzen vorab vermieden werden. Da sich die jeweilige Messstelle zudem im Sperrbereich des Beschleunigers befindet und somit nicht zugänglich ist, wird das Messsignal über fest verlegte Koaxialkabel (Aircom Plus<sup>®</sup>, 30 m) zum Messort geführt. Die dabei zu berücksichtigende frequenzabhängige Dämpfung wurde im Vorfeld für jedes dieser Kabel ermittelt und ist in Anhang C zusammengestellt. Dazu zählen auch die Verbindungskabel im Kryostaten.

Sind schließlich alle Größen ( $f_0$ ,  $Q_L$ ,  $r_s$ ) einer untersuchten Mode bekannt, kann deren Verhalten auf beliebige Strahlparameter extrapoliert werden.

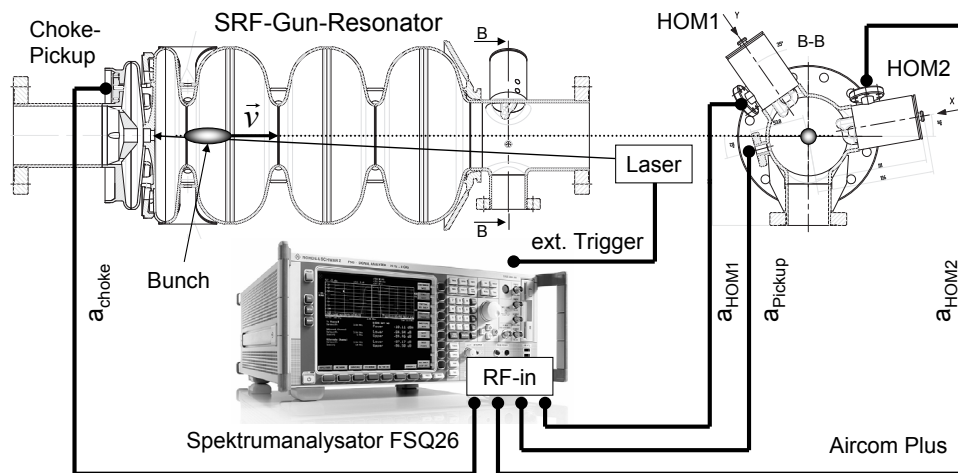


Abbildung 5.33: Schematischer Aufbau zur Messung des elektronenstrahlinduzierten HOM-Spektrums und dessen Eigenschaften.

### 5.4.2.2 Verfahren zur Kanalleistungsmessung

Zur Bestimmung der nach Gleichung (5.94) erforderlichen Leistung  $P_b$ , kann entsprechend der theoretischen Betrachtung in Abschnitt 5.2 die Messung im Bereich der Resonanz der Mode (im Folgenden Kanal genannt) sowohl im Frequenzbereich als auch im Zeitbereich erfolgen. Moderne Spektrumanalysatoren, wie der verwendete FSQ26 der Firma Rohde & Schwarz, stellen hierfür folgende zwei Methoden nach [WOL2001] bereit:

#### 1. Integration Bandwidth Method (IBW)

Bei dieser Methode im Frequenzbereich wird der Kanal aus den Durchlasskurven der einzelnen Auflösebandbreiten zusammengesetzt und die jeweils ermittelten Pegel  $P_i$  [dBm] der einzelnen Bildpunkte integriert (vgl. Abbildung 5.34). Die Summe wird anschließend durch die Anzahl der Messpunkte  $N$  im Kanal geteilt und mit dem Quotienten aus der gewählten Bandbreite des Kanals  $BW_{CH}$  und des Auflösefilters  $BW_R$  multipliziert. Zusammen mit einem Korrekturfaktor  $k_n \approx 1$  für die äquivalente Rauschbandbreite des Auflösefilters folgt die Kanalleistung dann zu

$$P_{CH} = \frac{BW_{CH}}{BW_R \cdot k_n} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N 10^{\frac{P_i/\text{dBm}}{10}} = P_b. \quad (5.96)$$

Um den relevanten Kanal ausreichend genau abzutasten und eine gute Selektion von eventuell vorhandenen Nachbarkanälen zu erreichen, muss die Auflösebandbreite mög-

lichst klein gewählt werden. Da dies jedoch die Messdauer negativ beeinflusst, wird allgemein ein Wert von 1 bis 4 % der Kanalbandbreite vorgeschlagen. Zur exakten Leistungsberechnung muss ferner ein Sample- oder RMS-Detektor verwendet werden, wobei bei beiden die Videobandbreite (VBW) mindestens das Dreifache der Auflösungsbandbreite betragen muss, um Spitzenwerte der Videospannung nicht durch das Videofilter zu verschleifen und die Leistung dadurch unterzubewerten.

## 2. Transiente Leistungsmessung mit selektivem Kanalfilter

Bei dieser Methode wird der Lokaloszillator des Spektrumanalysators fest auf die Frequenz der relevanten Eigenmode eingestellt (auch Zero-Span genannt), sodass im Zwischenfrequenzfilter (ZF), dessen Bandbreite ebenfalls an diese Mode angepasst wird, der demodulierte Verlauf der Leistung mit Hilfe eines RMS-Detektors gemessen werden kann. Dieses einfache Verfahren erfordert ZF-Filter mit großer Bandbreite und geeigneter Charakteristik der Übertragungsfunktion, welche erst seit der Verfügbarkeit von schnellen A/D-Wandlern und der digitalen Signalverarbeitung im I/Q-Basisband realisierbar sind. Zur exakten Bewertung der Leistung muss die Bandbreite des Filters mindestens der des Signals entsprechen.

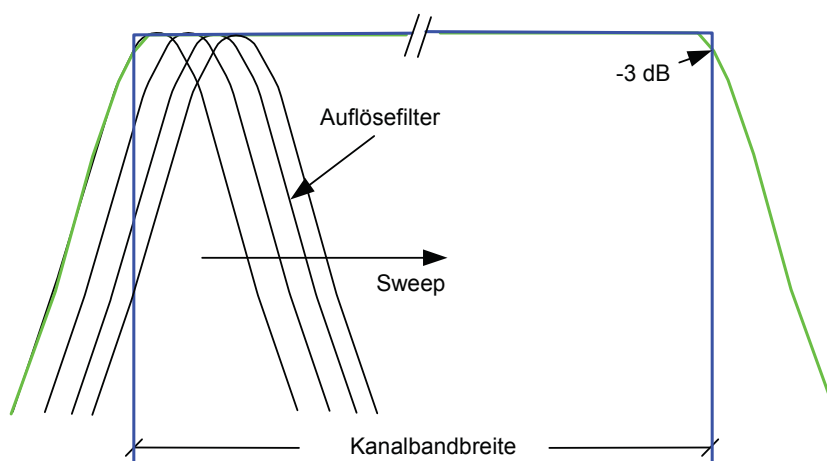


Abbildung 5.34: Traditionelle Leistungsmessung durch Integration eines über den Messkanal geführten Auflösefilters (Quelle: [WOL2001]).

Beide Methoden führen, wie dies in Abbildung 5.38 exemplarisch für die bunchinduzierte Kanalleistung einer  $TM_{011}$ -Mode dargestellt ist, prinzipiell zu gleichen Ergebnissen. Je nach Art der Signale kann es jedoch vorteilhaft sein, eine der beiden zu bevorzugen. Besonders gepulste Signale wie sie bei der HOM-Analyse auftreten, sind so erheblich schneller durch das transiente Verfahren zu erfassen. Verbindlich wird diese Methode gar, wenn die Koppelimpedanz anhand der Energieänderung nach Gleichung



(5.95) bestimmt werden soll. Handelt es sich jedoch um sehr kurze Pulse mit steilen Flanken, führt die begrenzte Bandbreite des ZF-Filters (hier: maximal 50 MHz für den FSQ26) zum Verschleifen der Signale und somit zu einem fehlerhaften Ergebnis. In diesem Fall ist die IBW-Methode zu bevorzugen.

### 5.4.3 HOM-Analyse für einen axialen Strahlpfad

#### 5.4.3.1 Messwerterfassung

Der erste Schritt im Rahmen einer HOM-Analyse an supraleitenden Resonatoren ist in der Regel die Transmissionsmessung mit einem Netzwerkanalysator (NWA). Hierbei können unter Verwendung zweier gegenüberliegender Koppler (z. B. beide HOM-Koppler eines TESLA-9-Zellers) die Eigenfrequenzen und die belasteten Güten bestimmt werden. Aufgrund der Empfindlichkeit eines NWA und der zusätzlichen Verwendung eines rauscharmen Verstärkers sind so fast alle HOM nachweisbar. Im Fall der SRF-Gun ist eine solche Messung jedoch mit einem größeren Aufwand verbunden. Ursache ist die Geometrie des Resonators, die eine Kopplung nur über Antennen der gleichen Strahlrohrseite erlaubt. Dies hat zur Folge, dass die Resonanzkurven einiger Moden durch Übersprechen zwischen diesen Antennen (ähnlich Abschnitt 3.3.4) überlagert werden. Für diesen Fall lassen sich die exakte Resonanzfrequenz, die Güte und die Koppelfaktoren gemäß [ZHA2003] nur noch indirekt und über eine aufwändige Analyse der gemessenen asymmetrischen Resonanzkurven bestimmen. Aus diesem Grund wird auf eine vollständige Charakterisierung des SRF-Gun-Resonators mit Hilfe der Netzwerkanalyse verzichtet. Stattdessen wird sie nur ergänzend zur strahlbasierten HOM-Analyse eingesetzt.

Diese wird nun zunächst für eine axiale Trajektorie der Elektronenbunche durchgeführt, um so alle Eigenmoden zu untersuchen, die unweigerlich angeregt werden. Insgesamt erfolgen hierzu drei Messungen, die über einen Zeitraum von zwei Jahren verteilt sind. Dabei werden die Bunchladung  $q$  und die Wiederholfrequenz  $f_b$  mit Hilfe des Kathodenlasers variiert, während die Bunchlänge und die Energie der Elektronen mit  $\sigma_t \approx 5$  ps bzw.  $W_{kin} \approx 2.2$  MeV unverändert bleiben.

Das prinzipielle Vorgehen umfasst nun zunächst eine grobe Identifizierung signifikanter HOM anhand des elektronenstrahlinduzierten Spektrums sowie anschließend die exakte Bestimmung der Frequenz  $f_0$ , der Güte  $Q_L$  und der Leistung  $P_b$ . Letztere wird dabei mit Hilfe der IBW- oder der transienten Methode ermittelt.

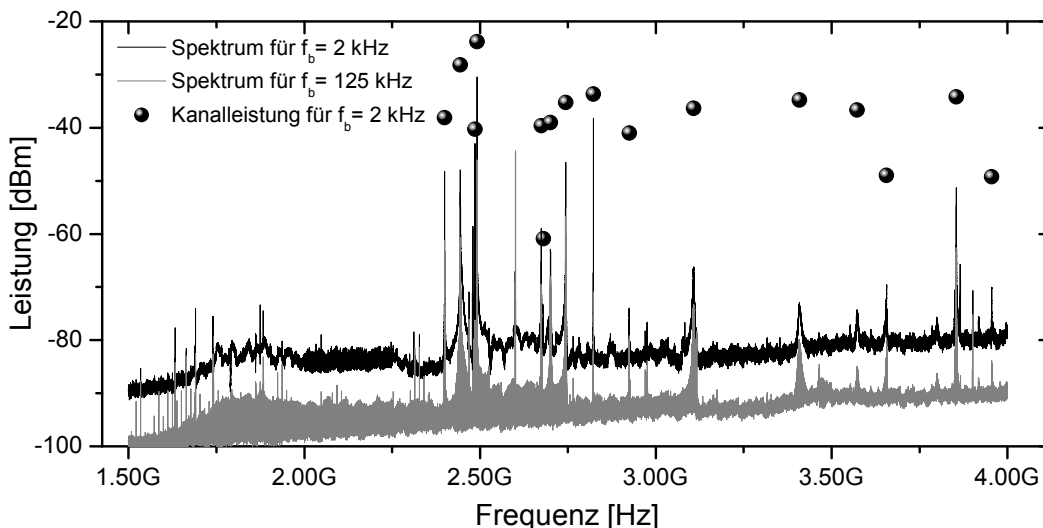


Abbildung 5.35: Strahlinduziertes Eigenmodespektrum für  $q = 115 \text{ pC}$  und  $f_b = 2 \text{ kHz}$  bzw.  $q = 1.8 \text{ pC}$  und  $f_b = 125 \text{ kHz}$  sowie die für den ersten Fall ermittelte Kanalleistung  $P_b$  signifikanter Moden aus Tabelle D.1.

Im Fall der ersten Messung (im Juli 2008) wurden mit  $q = 115 \text{ pC}$  und  $f_b = 2 \text{ kHz}$  bzw.  $q = 1.8 \text{ pC}$  und  $f_b = 125 \text{ kHz}$  zunächst zwei unterschiedliche Strahlparameterkombinationen bei gleichem Strahlstrom ( $I_b = 230 \text{ nA}$ ) untersucht. Das in beiden Fällen angeregte HOM-Spektrum sowie die Kanalleistung signifikanter Moden – ermittelt nach Gleichung (5.96) – ist bis zur Cutoff-Frequenz des Strahlrohrs in Abbildung 5.35 dargestellt. Prinzipiell ist es dabei unerheblich, für welche der beiden Kombinationen die Shuntimpedanz nach Gleichung (5.94) bestimmt wird. Das Ergebnis ist in beiden Fällen mit  $r_s = 19.85 \text{ } \Omega$  für  $2 \text{ kHz}$  bzw.  $r_s = 21.25 \text{ } \Omega$  für  $125 \text{ kHz}$  praktisch identisch, wie exemplarisch aus der in Abbildung 5.36 betrachteten  $\text{TM}_{011}$ -Mode hervorgeht.

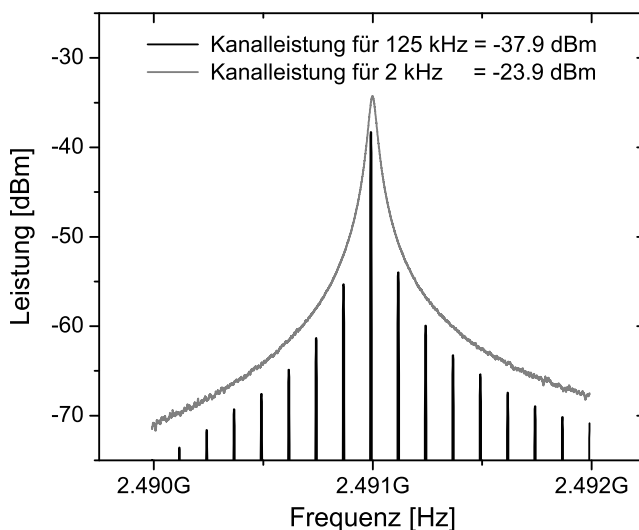


Abbildung 5.36: Gegenüberstellung der durch  $q = 115 \text{ pC}$  und  $f_b = 2 \text{ kHz}$  bzw.  $q = 1.8 \text{ pC}$  und  $f_b = 125 \text{ kHz}$  angeregten  $\text{TM}_{011}$ -Mode ( $f_0 = 2.491 \text{ GHz}$ ) aus Tabelle D.1; die Kanalleistung wurde jeweils mit Hilfe der IBW-Methode bestimmt.

Laut Gleichung (5.43) ist die Leistung  $P_b$  jedoch nur bei resonanter Anregung einer Mode unabhängig von den Strahlparametern. In der Regel wird dies jedoch nicht der Fall sein, sodass eine Kombination aus hoher Bunchladung und kleiner Wiederholfrequenz zu bevorzugen ist, um eine vollständige HOM-Analyse zu ermöglichen und insbesondere auch schmalbandige Moden nicht zu vernachlässigen. Spektral betrachtet sind in diesem Fall mehr Linien des Strahlspektrums an der Anregung beteiligt.

Als Konsequenz dessen erfolgt die Auswertung des HOM-Spektrums nun ausschließlich für die Strahlparameter  $q = 115$  pC und  $f_b = 2$  kHz. Die dabei ermittelten Eigenschaften aller auffälliger Moden sind in Tabelle D.1 (Anhang D) zusammengefasst. Diese enthält neben der direkt aus dem Spektrum gewonnenen Eigenfrequenz und der Bandbreite der Mode auch deren Leistung  $P_b$  (Gleichung (5.96)) sowie die daraus berechnete Shuntimpedanz (Gleichung (5.94)). Die Klassifizierung der Moden erfolgt durch den Vergleich der gemessenen und simulierten Eigenfrequenz.

Bemerkenswert ist nun, dass die Differenz zwischen der ermittelten Kanalleistung  $P_b$  und dem gemessenen Spitzenwert im Spektrum mit der Bandbreite steigt. Es ist folglich nicht ausreichend, nur den Spitzenwert der Resonanz zu bestimmen.

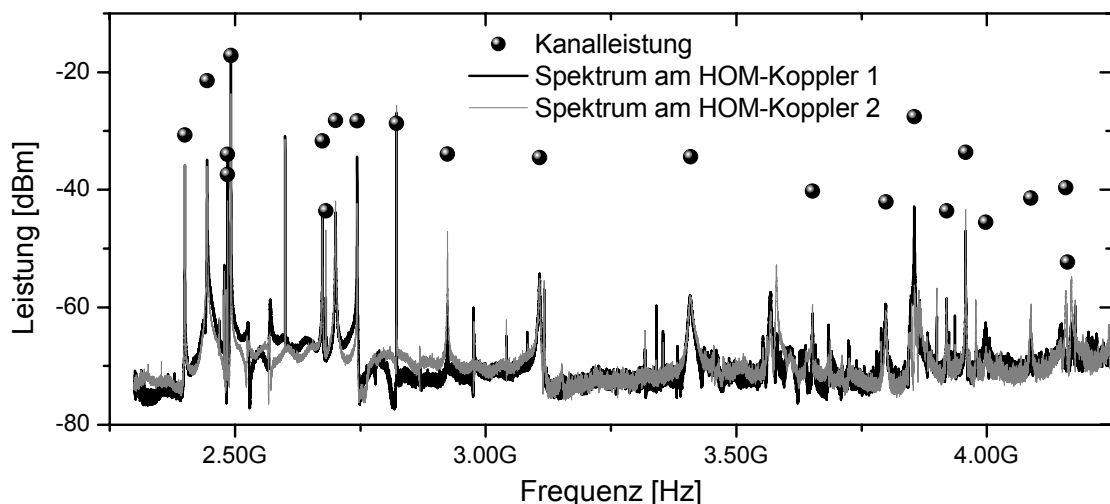


Abbildung 5.37: Strahlinduziertes Eigenmodespektrum sowie die daraus ermittelte Kanalleistung  $P_b$  der signifikanten Moden aus Tabelle D.3, gemessen an beiden HOM-Kopplern für die Strahlparameter  $q = 120$  pC und  $f_b = 5$  kHz.

Die zweite Messung im Juli 2009 sowie die dritte Messung im Juni 2010 erfolgten nun bei jeweils ähnlichen Strahlparametern. Die Korrektur der  $\pi$ -Mode um ca. -400 kHz auf exakt 1.3 GHz (vgl. Abschnitt 3.5.1) bedingt jedoch eine erhebliche Verschiebung des gesamten Eigenmodespektrums. Der Dreizeller wurde hierzu, durch Erhöhen der Tunervorspannung, axial um 0.6 mm verkürzt.

Da das angeregte Eigenmodespektrum in beiden Fällen sehr ähnlich ist, wird in Abbildung 5.37 nur die jüngste Messung dargestellt. Der Bereich unterhalb einer Frequenz von 2.25 GHz bleibt dabei ausgespart, da eine Anregung der  $TE_{111}$ - und  $TM_{110}$ -Moden praktisch nicht erfolgt (vgl. auch Abbildung 5.35). Die Kanalleistung wird nun neben der IBW- auch mit Hilfe der transienten Methode bestimmt. Beide liefern, wie dies auch das Beispiel in Abbildung 5.38 bestätigt, gleiche Werte. Die zweite Methode ermöglicht aber darüber hinaus auch eine Auswertung des transienten Signalverlaufs und gestattet so die Bestimmung der Zeitkonstante  $\tau$  sowie der je Bunch und Mode abgegebenen Energie  $W_q$ . Dies wiederum erlaubt nun nach Gleichung (5.95) eine vereinfachte Berechnung der Shuntimpedanz, deren Vorteil darin besteht, dass die belastete Güte  $Q_L$  als fehlerbehaftete Messgröße entfällt. Voraussetzung ist jedoch mit  $\tau < T_b$  ein vollständiges Abklingen der angeregten Mode bis zum Eintreffen des Folgebunches. Ist dies gewährleistet, liefern beide Methoden, wie dies ebenfalls in Abbildung 5.38 exemplarisch dargestellt ist, die gleiche Impedanz  $r_s$ . Die mittlere Leistung folgt zudem aus dem Verhältnis von Energie und Bunchperiode. Kann die Voraussetzung jedoch nicht sichergestellt werden, muss die Berechnung mit der allgemeingültigen Gleichung (5.94) erfolgen.

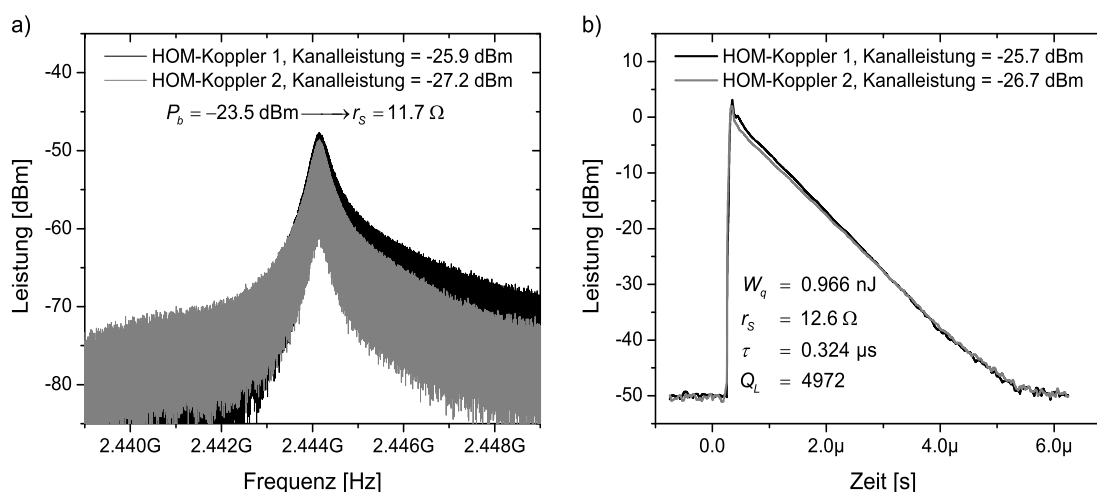


Abbildung 5.38: Gegenüberstellung der berechneten Leistung am Beispiel der  $TM_{011}$ -Mode ( $f_0 = 2.444$  GHz) aus Tabelle D.2, ermittelt a) mit der IBW-Methode für  $BW_{CH} = 11$  MHz,  $BW_R = 2$  kHz bei einer Messdauer von 2.8 s sowie b) mit der transienten Methode für  $BW_R = 20$  MHz bei einer Messdauer von 7  $\mu$ s. Die Strahlparameter betragen  $q = 100$  pC und  $f_b = 5$  kHz.

Die Ergebnisse beider Untersuchungen sind in den Tabellen D.2 und D.3 im Anhang D zusammengefasst. Beide enthalten neben der Klassifizierung der Moden alle oben erwähnten Messgrößen sowie die daraus ermittelten Shuntimpedanzen.

### 5.4.3.2 Gegenüberstellung von Simulation und Messung

In Tabelle 5.7 sind nun die normierten Shuntimpedanzen  $r_S$  der Simulation als auch die der drei Messungen – ermittelt nach Gleichung (5.94) – für alle untersuchten Moden gegenübergestellt.

Tabelle 5.7: Gegenüberstellung der simulierten und nach Gleichung (5.94) gemessenen longitudinalen Koppelimpedanzen  $r_S$  für alle TM-Monopolmoden bis 4.3 GHz.

Mode	Simulation von $r_S$ für			1. Messung		2. Messung		3. Messung	
	Frequenz [MHz]	13 MV/m	50 MV/m	Frequenz [MHz]	$r_S$ [ $\Omega$ ]	Frequenz [MHz]	$r_S$ [ $\Omega$ ]	Frequenz [MHz]	$r_S$ [ $\Omega$ ]
TM <sub>010</sub>	1266.759	<b>6.002</b>	21.273						
TM <sub>010</sub>	1282.466	<b>0.567</b>	3.795	Das Grundmode-Passband konnte aufgrund seiner Nähe zur $\pi$ -Mode und der damit einhergehenden hohen Leistung nicht fehlerfrei ermittelt werden.					
TM <sub>010</sub>	1294.342	<b>0.215</b>	7.283						
TM <sub>010</sub>	1299.999	<b>157.1</b>	169.75						
TM <sub>011</sub>	2396.204	<b>1.096</b>	1.667						
TM <sub>011</sub>	2439.419	<b>17.66</b>	19.314	2443.398	<b>7.50</b>	2444.160	<b>12.49</b>	2444.112	<b>13.09</b>
TM <sub>210</sub>	2475.040	Quadrupolmode		–	–	2485.276	<b>0.56</b>	2484.631	<b>0.31</b>
TM <sub>210</sub>	2484.385	Quadrupolmode		2485.521	<b>0.46</b>	–	–	2485.275	<b>0.58</b>
TM <sub>011</sub>	2487.138	<b>15.04</b>	22.587	2491.003	<b>20.27</b>	2491.965	<b>40.61</b>	2491.929	<b>34.46</b>
TM <sub>020</sub>	2681.682	<b>0.607</b>	2.292	2673.993	<b>0.50</b>	2674.132	<b>1.17</b>	2674.088	<b>1.12</b>
Hybrid	2682.043	Hybridmode		2679.966	<b>2E-3</b>	2681.315	<b>0.10</b>	–	–
TM <sub>020</sub>	2707.295	<b>1.692</b>	5.785	2700.353	<b>0.55</b>	2700.388	<b>2.64</b>	2700.409	<b>2.49</b>
TM <sub>020</sub>	2752.681	<b>1.013</b>	0.914	2743.417	<b>1.34</b>	2743.615	<b>2.63</b>	2743.602	<b>2.43</b>
TM <sub>020</sub>	2820.595	<b>1.423</b>	10.272	2821.803	<b>2.00</b>	2822.119	<b>5.68</b>	2822.037	<b>3.06</b>
TM <sub>021</sub>	3018.044	<b>0.829</b>	0.325	2924.130	<b>0.33</b>	2923.845	<b>0.50</b>	2923.891	<b>0.62</b>
TM <sub>021</sub>	3216.663	<b>3.151</b>	1.481	3107.345	<b>0.90</b>	3107.480	<b>0.49</b>	3107.533	<b>0.51</b>
TM <sub>021</sub>	3418.904	<b>0.915</b>	0.471	3408.031	<b>1.18</b>	–	–	3409.200	<b>0.48</b>
TM <sub>021</sub>	3478.550	<b>0.897</b>	0.204	–	–	–	–	–	–
TM <sub>021</sub>	3584.207	<b>1.664</b>	0.755	3572.800	<b>0.75</b>	–	–	–	–
TM <sub>021</sub>	3676.889	<b>1.419</b>	0.431	3655.896	<b>0.04</b>	–	–	3652.000	<b>0.12</b>
TM <sub>012</sub>	3814.126	<b>0.282</b>	0.718	–	–	–	–	3798.404	<b>0.07</b>
TM <sub>012</sub>	3854.979	<b>7.235</b>	7.267	3854.431	<b>1.21</b>	3854.990	<b>1.53</b>	3855.051	<b>2.04</b>
TM <sub>030</sub>	3925.125	<b>0.587</b>	0.134	–	–	–	–	3919.419	<b>0.05</b>
TM <sub>030</sub>	3956.127	<b>0.534</b>	1.827	3955.144	<b>0.04</b>	3957.708	<b>0.79</b>	3957.632	<b>0.49</b>
TM <sub>030</sub>	3990.886	<b>0.503</b>	0.472	–	–	–	–	3997.570	<b>0.03</b>
TM <sub>030</sub>	4102.123	<b>1.375</b>	1.859	–	–	–	–	4087.357	<b>0.08</b>
TM <sub>121</sub>	4161.456	Dipolmode		–	–	–	–	4157.125	<b>0.12</b>
TM <sub>030</sub>	4290.090	<b>1.714</b>	2.537	–	–	4294.666	<b>2.62</b>	4294.415	<b>2.12</b>

Die leeren Felder konnten im jeweiligen Experiment nicht bestimmt werden. Der Vergleich der Messungen (siehe auch Tabelle D.1 bis D.3) zeigt dabei, dass sich die Shuntimpedanzen trotz unterschiedlichster Randbedingungen wie Bunchladung, Wiederhol-

frequenz und Eigenmodespektrum stark ähneln. Hierbei stimmen die Ergebnisse der beiden jüngsten Untersuchungen ungeachtet der dazwischen liegenden Zeitspanne von einem Jahr besonders gut überein und bestätigen damit die Reproduzierbarkeit der Methode. Differenzen, speziell gegenüber der ersten Messung, resultieren mutmaßlich aus fehlerbehafteten Messgrößen wie der Leistung und der Bunchladung, wobei letztere aufgrund ihrer Proportionalität von  $r_s \sim q^{-2}$  hervorzuheben ist.

Die Ergebnisse zeigen ferner, dass sowohl die Auswertung anhand der Energieänderung als auch die Betrachtung der spektral oder transient ermittelten Leistung zu vergleichbaren Shuntimpedanzen für alle Moden führen. Dies gilt gleichermaßen auch für größere Wiederholfrequenzen, sodass die erwähnten Strahlparameter lediglich einen messfehlerbedingten Einfluss haben.

Von Interesse ist schließlich noch der Vergleich der gemessenen Eigenfrequenzen. Diese ändern sich als Folge der Frequenzkorrektur der  $\pi$ -Mode von  $\Delta f \approx -400$  kHz zwischen den ersten beiden Messungen in ähnlichem Maße und bestätigen damit – bis auf wenige Ausnahmen – die Erwartungen aus Abbildung 5.15. Anhand der Gegenüberstellung ist überdies festzustellen, dass die gemessenen Impedanzen oberhalb einer Frequenz von 3 GHz meist deutlich kleiner ausfallen als die Werte der Simulation. Ursache ist hierbei die dem Messprinzip zugrunde gelegte Annahme, dass alle Moden ausschließlich durch die HOM-Koppler gedämpft werden und somit die volle Leistung  $P_b$  von außen messtechnisch zugänglich ist. Tatsächlich liegt die Cutoff-Frequenz des Strahlrohres aber bei  $f_{TM_{01}} = 2.94$  GHz, sodass Moden oberhalb von ihr zusätzlich vom normalleitenden Strahlrohrübergang gedämpft werden. Zusammen mit dem ebenfalls nicht quantifizierbaren Beitrag des Hauptkopplers führt dies schließlich zu einer vermeintlich kleinen Shuntimpedanz.

Da eine solche Dämpfung unterhalb der Cutoff-Frequenz jedoch nicht der Fall ist, stimmen die Mess- und Simulationswerte bemerkenswert gut überein. Dennoch vorhandene Differenzen sind hierbei nicht nur den bekannten Messunsicherheiten geschuldet, sondern resultieren vielmehr auch aus Abweichungen zwischen der tatsächlichen und der simulierten Feldverteilung. So verursachen Fertigungstoleranzen etwa Variationen der Zell-Kopplung und der Zellgeometrie, die wiederum durch das Frequenz- und Feldprofil-tuning aber nur für die Grundmode korrigiert werden. Die daraus resultierende reale Feldverteilung und die Frequenz der höheren Moden ist als Folge dessen dann praktisch nicht vorherzusagen (vgl. hierzu auch [MAR2010]).

Daraus folgt nun zusammenfassend, dass:

1. auf der Grundlage der idealisierten Resonatorgeometrie und deren Feldsimulation eine erste Abschätzung der Shuntimpedanz möglich und richtig ist,
2. eine Verbesserung der Genauigkeit bis zur Cutoff-Frequenz des Strahlrohres durch eine strahlbasierte HOM-Analyse erreicht werden kann und
3. oberhalb der Cutoff-Frequenz nur die Simulation sinnvolle Ergebnisse liefert.

### 5.4.3.3 Auswertung und Extrapolation

Auf Grundlage der vorgestellten Messergebnisse erfolgt nun eine Extrapolation der zu erwartenden Anregung höherer Moden für die späteren Betriebsgrößen von  $q = 1$  nC und  $f_b = 1$  MHz bzw.  $q = 77$  pC und  $f_b = 13$  MHz. Der Strahlstrom beträgt in beiden Fällen  $I_b = 1$  mA. Neben der Klärung der Notwendigkeit der HOM-Koppler wird auch eine Evaluation dieser vorgenommen. Die Betrachtung orientiert sich dabei eng am Abschnitt 5.3.3.3, wobei ergänzend auch die Anregung für reale Eigenfrequenzen  $f_0$  und die gemessenen Güten  $Q_m$  berücksichtigt wird. Alle erforderlichen Größen werden hierzu der dritten Messung des vorangegangenen Abschnitts entnommen, wobei die Shuntimpedanzen oberhalb von 3 GHz aus dem bekannten Grund durch die simulierten Werte für  $E_{peak} = 13$  MV/m ersetzt werden (vgl. Tabelle 5.7). Zusätzlich ist noch das gemessene Grundmode-Passband aus Tabelle 4.1 ergänzt.

Die Ergebnisse sind nun für verschiedene Szenarien der HOM-Anregung in der Tabelle 5.8 sowie der Tabelle 5.9 für die jeweiligen Betriebsparameter zusammengefasst. Beide enthalten in den ersten vier Spalten die wichtigsten Messgrößen sowie in Spalte 5 die exakt dafür nach Gleichung (5.43) berechnete Leistung  $P_b$ . Da diese weder für eine einzelne Mode allein noch akkumuliert über alle Moden hinweg den Grenzwert von einem Watt (30 dBm) überschreitet, ist ein Betrieb der SRF-Gun bis zu einem Strahlstrom von  $I_b = 1$  mA und darüber hinaus uneingeschränkt möglich.

Im Hinblick auf die in Abschnitt 5.3.5 erwähnte Einkopplung einer transversalen elektrischen Mode, wird die zu erwartende Leistung in den Spalten 6 und 7 noch unter einem weiteren Gesichtspunkt bestimmt. So ist eine Dämpfung der TE-Mode während erster praktischer Untersuchungen am kalten Resonator unerwünscht. Um dies zu realisieren besteht jedoch nur die Möglichkeit, beide HOM-Koppler ohne HF-Kabel im Leerlauf zu betreiben. Da in diesem Fall die Belastung der Eigenmoden (z. B. durch Strahlrohr und Hauptkoppler) aber unbekannt ist, muss von der ungünstigsten Güte  $Q_{max}$  ausgegangen werden, welche die maximale Leistung  $P_{b,max}$  bedingt. Ein entsprechender Verlauf kann aus Abbildung 5.10 für  $\Delta f \neq 0$  gewonnen werden. Trotz dieses zusätzlichen Freiheits-

grades beträgt der akkumulierte Zuwachs der HOM-Leistung in beiden Fällen aber weniger als 3 dB (Verdopplung), sodass ein Betrieb auch ohne angeschlossene HOM-Koppler bis zu einem Strahlstrom von mindestens  $I_b = 1$  mA uneingeschränkt möglich ist. Ersten Untersuchungen der TE-Moden steht demnach nichts im Weg.

Tabelle 5.8: Zusammenstellung verschiedener Szenarien der HOM-Anregung für einen axial verlaufenden Strahlstrom mit den Parametern  $q = 1$  nC und  $f_b = 1$  MHz und einer kinetischen Energie der Elektronen von  $W_{kin} = 2.2$  MeV. Die mit \* markierten Shuntimpedanzen sind simulierte Größen für  $E_{peak} = 13$  MV/m.

gemessene HOM-Eigenschaften				Anregung für $f_0$			resonante Anregung ( $\Delta f = 0$ Hz)			
$f_0$	$\Delta f$	$Q_m$	$r_s$	$P_b$ für $Q_m$	$P_{b,max}$ bei $Q_{max}$		$P_b$ für $Q_m$	$Q_{min}$ für $P_b \leq 1W$	$\Delta f_{max}$ bei $Q_{max}$ für $P_b \leq 1W$	
[MHz]	[MHz]	-	[ $\Omega$ ]	[dBm]	[dBm]	-	[dBm]	-	[kHz]	-
1266.790	-0.210	2.53E8	<b>4.92</b>	-33.9	13.0	1924	<b>64.0</b>	1.02E5	3.11	2.04E5
1282.255	0.255	1.78E7	<b>0.63</b>	-32.5	4.0	$\leq 1000$	<b>43.5</b>	7.94E5	0.40	1.58E6
1294.549	-0.451	2.94E7	<b>0.23</b>	-41.8	-0.4	$\leq 1000$	<b>41.3</b>	2.18E6	0.15	4.37E6
1300.000	0.000	8.67E6	<b>158.6</b>	$\pi$ -Mode						
2399.931	-0.069	32016	<b>1.58</b>	13.7	14.5	16837	20.0	3.18E5	1.89	6.38E5
2444.112	0.112	4930	<b>13.09</b>	21.2	21.9	9969	21.9	38304	<b>15.97</b>	76736
2484.631	-0.369	7.03E5	<b>0.31</b>	-18.0	3.8	$\leq 1000$	26.4	1.62E6	0.38	3.24E6
2485.275	0.275	6.71E5	<b>0.58</b>	-13.4	6.5	$\leq 1000$	28.9	8.68E5	0.72	1.74E6
2491.929	-0.071	80947	<b>34.46</b>	24.0	27.9	16957	<b>37.4</b>	14246	<b>43.33</b>	28510
2674.088	0.088	8206	<b>1.12</b>	12.0	12.5	14398	13.0	4.5E5	1.49	8.91E5
2700.409	0.409	3047	<b>2.49</b>	12.8	13.2	$\leq 1000$	13.8	2.02E5	3.35	4.03E5
2743.602	-0.398	15291	<b>2.43</b>	8.0	13.2	$\leq 1000$	18.8	2.07E5	3.32	4.12E5
2822.037	0.037	1.29E6	<b>3.06</b>	8.4	20.7	37791	<b>38.9</b>	1.65E5	4.30	3.27E5
2923.891	-0.109	3804	<b>0.62</b>	8.1	9.5	12318	8.3	8.14E5	0.90	1.62E6
3107.533	-0.467	1097	<b>3.15</b> *	14.8	14.8	$\leq 1000$	14.8	1.6E5	4.87	3.20E5
3409.200	0.200	697	<b>0.92</b> *	9.9	10.1	5812	9.9	5.53E5	1.55	1.10E6
3652.000	0.000	485	<b>1.42</b> *	12.1	$\infty$	$\infty$	12.1	3.57E5	2.57	7.08E5
3798.404	0.404	1370	<b>0.28</b> *	5.2	5.2	$\leq 1000$	5.2	1.8E6	0.53	3.59E6
3855.051	0.051	3369	<b>7.24</b> *	19.6	24.4	37142	19.6	69995	<b>13.85</b>	1.40E5
3919.419	0.419	4954	<b>0.59</b> *	7.9	8.5	$\leq 1000$	9.2	8.65E5	1.14	1.72E6
3957.632	-0.368	12770	<b>0.53</b> *	5.3	8.2	$\leq 1000$	11.6	9.51E5	1.05	1.88E6
3997.570	-0.430	1072	<b>0.50</b> *	7.9	7.9	$\leq 1000$	7.9	1.01E6	1.00	2.00E6
4087.357	0.357	1818	<b>1.38</b> *	12.4	12.4	$\leq 1000$	12.4	3.7E5	2.79	7.33E5
4157.125	0.125	2171	<b>0.12</b>	1.9	3.4	14818	1.9	4.24E6	0.25	8.41E6
4294.415	0.415	2370	<b>1.71</b> *	13.5	13.6	$\leq 1000$	13.6	2.97E5	3.65	5.89E5
				$\Sigma$ 28.3	$\Sigma$ 31.5					

Vervollständigt werden beide Tabellen schließlich durch die Berücksichtigung der resonanten Anregung in den Spalten 8 bis 11. Diese ist insbesondere im Hinblick auf die neuen Resonatoren JLab300 und JLabLG von Interesse, da deren Eigenfrequenzen aufgrund fertigungsbedingter Toleranzen von den bisherigen Messwerten abweichen können. Unter der Annahme, dass die Shuntimpedanzen davon nicht beeinflusst werden, erfolgt die Auswertung für diesen Worst Case nach Abschnitt 5.3.3.3. Dabei zeigt sich



anhand der extrapolierten Leistung in Spalte 8 sowie anhand der erforderlichen Güte  $Q_{\min}$  in Spalte 9, dass die durch beide HOM-Koppler realisierte Dämpfung der Eigenmoden unzureichend ist. So wird sowohl für das Grundmode-Passband als auch für die  $TM_{011}$ -Mode mit  $f_0 = 2.492$  GHz sowie die  $TM_{020}$ -Mode mit  $f_0 = 2.822$  GHz der Grenzwert von je einem Watt (30 dBm) deutlich überschritten. Dies ist insbesondere auf die Feldverteilung beider Moden zurückzuführen, die – wie in Abbildung 5.39 dargestellt – auf die ersten beiden Zellen konzentriert ist und damit nur schwach von den entfernten HOM-Kopplern gedämpft wird. In Verbindung mit der Möglichkeit zur gezielten Verstimmung der Eigenfrequenzen durch den Dualtuner (Abschnitt 4.2.2) stellt das jedoch kein Problem dar, da dessen Einsatz eine geringere Dämpfung voraussetzt.

Tabelle 5.9: Zusammenstellung verschiedener Szenarien der HOM-Anregung für einen axial verlaufenden Strahlstrom mit den Parametern  $q = 77$  pC und  $f_b = 13$  MHz und einer kinetischen Energie der Elektronen von  $W_{kin} = 2.2$  MeV. Die mit \* markierten Shuntimpedanzen sind simulierte Größen für  $E_{peak} = 13$  MV/m.

gemessene HOM-Eigenschaften				Anregung für $f_0$			resonante Anregung ( $\Delta f = 0$ Hz)			
$f_0$	$\Delta f$	$Q_m$	$r_S$	$P_b$ für $Q_m$	$P_{b,max}$ bei $Q_{max}$	-	$P_b$ für $Q_m$	$Q_{min}$ für $P_b \leq 1W$	$\Delta f_{max}$ bei $Q_{max}$ für $P_b \leq 1W$	-
[MHz]	[MHz]	-	[ $\Omega$ ]	[dBm]	[dBm]	-	[dBm]	-	[kHz]	-
1266.790	5.790	2.53E8	<b>4.92</b>	-60.3	1.4	$\leq 100$	<b>64.0</b>	1.02E5	3.12	2.04E5
1282.255	-4.745	1.78E7	<b>0.63</b>	-56.9	-7.4	$\leq 100$	<b>43.5</b>	7.92E5	0.41	1.58E6
1294.549	-5.451	2.94E7	<b>0.23</b>	-63.9	-11.8	$\leq 100$	<b>41.3</b>	2.17E6	0.15	4.37E6
1300.000	0.000	8.67E6	<b>158.6</b>	$\pi$ -Mode						
2399.931	-5.069	32016	<b>1.58</b>	-20.3	-0.4	$\leq 100$	20.0	3.18E5	1.89	6.31E5
2444.112	0.112	4930	<b>13.09</b>	20.3	21.5	10906	21.1	38354	<b>15.98</b>	76736
2484.631	1.631	7.03E5	<b>0.31</b>	-32.7	-5.8	678	26.4	1.62E6	0.38	3.24E6
2485.275	2.275	6.71E5	<b>0.58</b>	-32.5	-4.1	421	28.9	8.66E5	0.72	1.72E6
2491.929	-4.071	80947	<b>34.46</b>	-9.6	13.1	$\leq 100$	<b>37.4</b>	14571	<b>42.88</b>	29174
2674.088	-3.912	8206	<b>1.12</b>	-13.7	-1.4	$\leq 100$	12.6	4.49E5	1.49	8.91E5
2700.409	-3.591	3047	<b>2.49</b>	-5.3	2.1	$\leq 100$	11.8	2.02E5	3.36	4.03E5
2743.602	0.602	15291	<b>2.43</b>	2.1	7.5	2246	18.7	2.07E5	3.33	4.12E5
2822.037	1.037	1.29E6	<b>3.06</b>	-20.5	6.4	1302	<b>38.9</b>	1.64E5	4.31	3.27E5
2923.891	-1.109	3804	<b>0.62</b>	-2.9	-0.7	1254	6.7	8.12E5	0.9	1.62E6
3107.533	0.533	1097	<b>3.15</b> *	8.0	9.6	2883	8.5	1.6E5	4.88	3.20E5
3409.200	3.200	697	<b>0.92</b> *	-2.0	-1.3	$\leq 100$	1.5	5.52E5	1.55	1.10E6
3652.000	-1.000	485	<b>1.42</b> *	2.1	4.3	1754	2.3	3.56E5	2.58	7.08E5
3798.404	2.404	1370	<b>0.28</b> *	-6.6	-5.6	583	-1.0	1.8E6	0.53	3.55E6
3855.051	-5.949	3369	<b>7.24</b> *	-0.3	8.2	$\leq 100$	16.8	70028	<b>13.86</b>	1.40E5
3919.419	6.419	4954	<b>0.59</b> *	-12.8	-2.6	$\leq 100$	7.6	8.64E5	1.14	1.72E6
3957.632	5.632	12770	<b>0.53</b> *	-17.1	-3.0	$\leq 100$	11.3	9.5E5	1.05	1.88E6
3997.570	-6.430	1072	<b>0.50</b> *	-6.9	-3.2	$\leq 100$	0.5	1.01E6	1.00	2.00E6
4087.357	5.357	1818	<b>1.38</b> *	-4.2	1.3	$\leq 100$	7.0	3.69E5	2.79	7.33E5
4157.125	-2.875	2171	<b>0.12</b>	-12.1	-9.3	$\leq 1000$	-2.8	4.23E6	0.25	8.41E6
4294.415	4.415	2370	<b>1.71</b> *	-3.1	2.4	$\leq 100$	9.1	2.97E5	3.65	5.89E5
				$\Sigma 20.8$	$\Sigma 23.1$					

Wird nun ferner gänzlich auf den Einsatz von HOM-Kopplern verzichtet, ist die belastete Güte im Vorfeld anhand der Messwerte nicht mehr antizipierbar. Deshalb lässt sich nur noch die von der Dämpfung der Mode unabhängige maximale Verstimmung  $\Delta f_{\max}$  angeben, welche zusammen mit der entsprechenden Güte in den Spalten 10 und 11 beider Tabellen vermerkt ist. Gegenüber der theoretischen Betrachtung ist demnach maximal mit einer Verdopplung der erforderlichen Frequenzdifferenz auf  $\Delta f = 43.33$  kHz (TM<sub>011</sub>-Mode bei 2.492 GHz) zu rechnen. Dies stellt aber speziell für diese Mode aufgrund ihres großen Frequenzhubs kein Problem dar. Im Fall des untersuchten Resonators ACC300 werden überdies die Mindestanforderungen bereits auf „natürlichem“ Weg erfüllt.

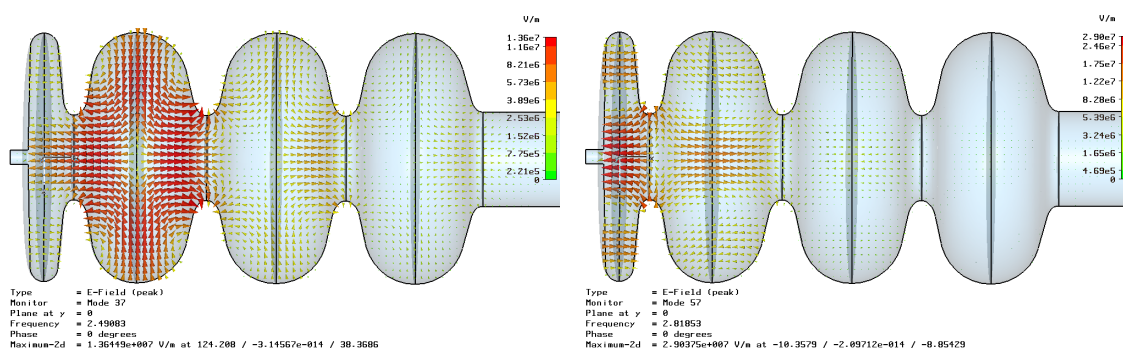


Abbildung 5.39: Simulierte elektrische Feldverteilung der TM<sub>011</sub>-Mode mit  $f_0 = 2.492$  GHz (links) und der TM<sub>020</sub>-Mode mit  $f_0 = 2.822$  GHz (rechts).

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die Gefahr der Anregung trotz gleichen Strahlstroms mit steigender Bunchperiode wegen des dichteren Strahlspektrums wächst. Die prinzipiellen Anforderungen an Dämpfung und Verstimmung bleiben davon jedoch unbeeinflusst.

#### 5.4.3.4 Anmerkungen zu Dipolmoden

Prinzipiell können die longitudinalen Koppelimpedanzen  $r_{||}$  von Multipolmoden in der gleichen Weise messtechnisch bestimmt werden, wie dies nach Gleichung (5.94) bzw. (5.95) für Monopolmoden möglich ist. Es ist lediglich erforderlich, das Ergebnis  $r_{||}(a)$ , welches für eine bekannte Strahlablage von  $r = a$  ermittelt wurde, entsprechend der Art der Mode ( $m = 1$  für Dipol- bzw.  $m = 2$  für Quadrupolmode) mit  $r_{||} = r_{||}(a)a^{-2m}$  zu normieren. Eine exakte Messung der transversalen Impedanzen  $r_{\perp}$  ist hingegen nur bei Kenntnis der transversalen Felder möglich. Da diese aber lediglich bei der störkörperbasierten Messung zur Verfügung stehen, muss zur Berechnung des transversalen Impulses auf das Panofsky-Wenzel-Theorem nach Gleichung (5.85) zurückgegriffen werden.

An dieser Stelle wird jedoch auf eine ausführliche Untersuchung aller Dipolmoden nach dem Vorbild der Monopolmoden verzichtet. Stattdessen wird exemplarisch nur die  $TM_{110}$ -Dipolmode mit der rechnerisch größten Koppelimpedanz und einer Frequenz von  $f_0 = 1.7396$  GHz näher untersucht. Der Grund für dieses vereinfachte Vorgehen ist die wider Erwarten deutlich schwächere Anregung der Dipolmoden durch die axiale Trajektorie der dritten Messung ( $q = 120$  pC und  $f_b = 5$  kHz). Die entsprechend bestimmten Spektren sowie deren Klassifizierung sind in Abbildung D.1 dargestellt. Demnach ist die induzierte Leistung etwa ein bis zwei Größenordnungen geringer als anhand der berechneten Koppelimpedanzen aus Abschnitt 5.3.4 und einer zufälligen Strahlablage von 1 mm zu erwarten wäre.

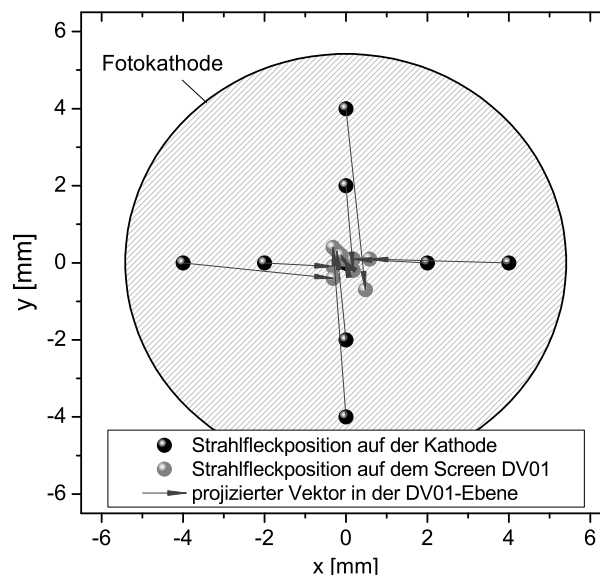


Abbildung 5.40: Darstellung verschiedener Strahlfleckpositionen auf dem ersten Leuchtschirm (vgl. Abbildung 5.32) sowie der jeweiligen Startpunkte auf der Kathode und der projizierten Flugbahnen zwischen beiden.

Neben der bereits gut zentrierten Strahlfleckposition auf der Kathode, ist insbesondere die selbstfokussierende Eigenschaft des beschleunigenden Feldes, ähnlich dem einer elektrostatischen Linse, Ursache für diesen geringen Einfluss. So bewirken die radialen elektrischen Feldkomponenten der Irisblende beim Eintritt in die Zelle eine fokussierende und beim Austritt eine defokussierende Lorentzkraft gleichen Betrags. Aufgrund der Beschleunigung innerhalb der Zelle ist die Wirkung beider Kräfte jedoch nicht gleich, sodass eine Nettofokussierung die Folge ist. In Abbildung 5.40 ist dies experimentell für kleine Bunchladungen und eine Variation der Laserposition zwischen  $\pm 4$  mm in x- und y-Richtung untersucht. Hierzu ist die Position des betreffenden Strahlflecks auf dem ersten Leuchtschirm (vgl. Abbildung 5.32) als auch dessen projizierte

Flugbahn dargestellt. Der mittlere Abstand beim Verlassen des Resonators beträgt demnach, trotz der anfänglichen Ablage von  $\pm 2$  bzw.  $\pm 4$  mm nur noch 0.3 bzw. 0.6 mm.

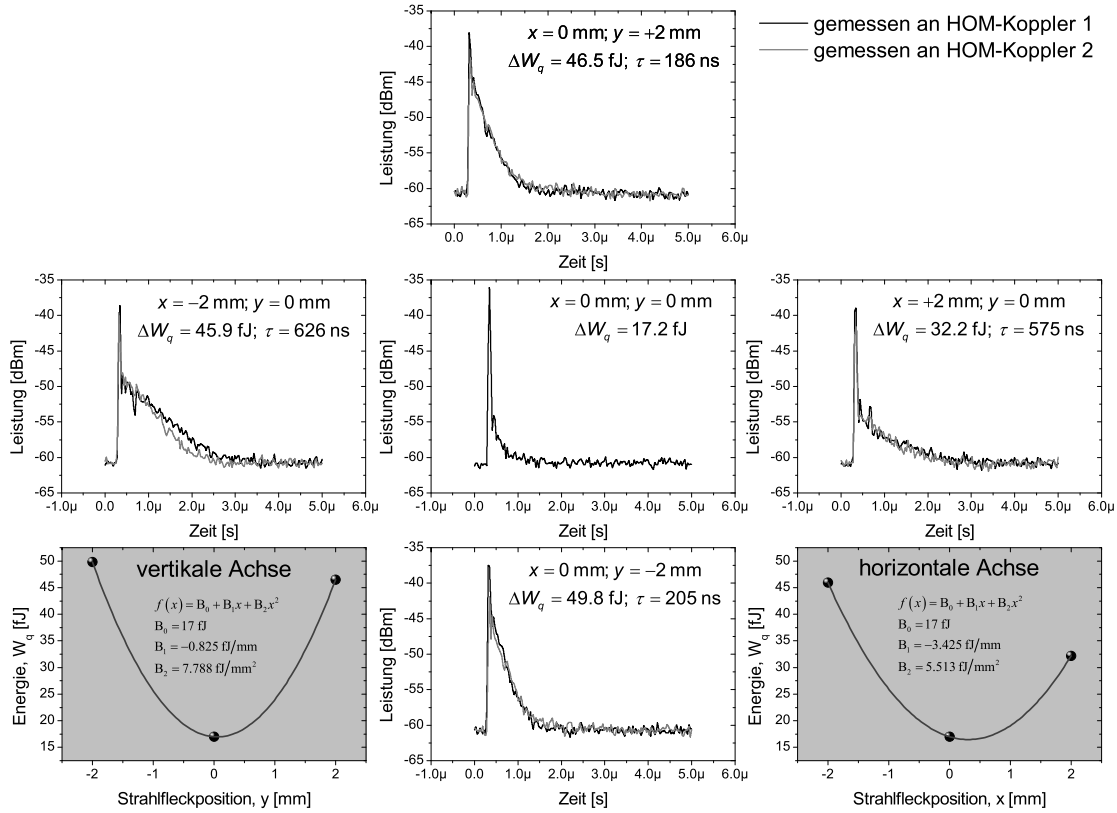


Abbildung 5.41: Transientes Verhalten sowie die daraus ermittelte bunchinduzierte Energie in Abhängigkeit der Strahlfleckposition auf der Kathode, dargestellt am Beispiel der TM<sub>110</sub>-Mode ( $f_0 = 1.7396$  GHz) für eine Bunchladung von  $q = 120$  pC.

Dies wiederum hat nun zur Folge, dass je nach Sichtweise entweder die effektive Strahlablage oder aber die Koppelimpedanz aufgrund der Fokussierung deutlich kleiner ist. Letzteres wird nun anhand des in Abbildung 5.41 dargestellten transienten Verhaltens der erwähnten TM<sub>110</sub>-Dipolmode näher betrachtet, indem die vom Bunch abgegebene Energie in Abhängigkeit der Strahlfleckposition auf der Kathode ausgewertet wird. Hierbei sei in Anlehnung an [SAW2007] angenommen, dass der Strahl sowohl einen konstanten Offset  $r_0$  als auch eine normalverteilte transversale Fluktuation (Jitter)  $\delta$  bezüglich der elektrischen Achse der untersuchten Mode besitzen kann. Um beides zu berücksichtigen wird Gleichung (5.82) wie folgt erweitert:

$$\Delta W_q = \frac{1}{2} r_{\parallel} \cdot \left( \sqrt{(r + r_0)^2 + \delta^2} \right)^{2m} \omega_0 |q|^2 g_F^2 \quad \text{mit} \quad g_F = e^{\left( \frac{\omega_0^2 \sigma_t^2}{2} \right)}. \quad (5.97)$$

Für Dipolmoden mit  $m = 1$  ergibt sich daraus eine quadratische Gleichung, deren drei Unbekannten schließlich mit Hilfe der Messwerte aus Abbildung 5.41 sowohl entlang

der horizontalen als auch vertikalen Achse zu  $r_{\parallel}^{(H)} = 0.007 \Omega \text{ cm}^{-2}$ ,  $r_0^{(H)} = -0.311 \text{ mm}$  und  $\delta^{(H)} = 1.728 \text{ mm}$  bzw.  $r_{\parallel}^{(V)} = 0.010 \Omega \text{ cm}^{-2}$ ,  $r_0^{(V)} = -0.053 \text{ mm}$  und  $\delta^{(V)} = 1.477 \text{ mm}$  bestimmt werden können.

Daraus lässt sich nun ableiten, dass der Mittelpunkt der Kathode in vertikaler Richtung sehr gut mit der elektrischen Achse der Mode übereinstimmt, während in horizontaler Richtung eine geringe Ablage besteht. Zusätzlich tritt ein deutlicher Strahlage-Jitter in Erscheinung, der jedoch nicht nur auf den Strahl selber, sondern auch auf fertigungsbedingte Abweichungen der elektrischen Achse zwischen den Zellen zurückzuführen ist.

Schließlich zeigt ein Vergleich der gemessenen Koppelimpedanzen, dass diese in beiden Ebenen zwar nahezu gleich sind, sich aber bezüglich des berechneten Wertes ( $r_{\parallel} = 3.479 \Omega \text{ cm}^{-2}$ ) um mehr als zwei Größenordnungen unterscheiden. Da dies aufgrund der gemessenen Spektren in Abbildung D.1 auch für alle anderen Dipolmoden des SRF-Gun-Resonators angenommen werden kann, ist deren gefährliche Anregung praktisch ausgeschlossen. Die in Abschnitt 5.4.3.3 ermittelten Anforderungen an Dämpfung und Verstimmung entsprechen damit lediglich einem Worst-Case-Szenario.

Bemerkenswerterweise sei noch erwähnt, dass die Orientierung beider Polarisierungen der Dipolmode keinerlei Einfluss auf das Messergebnis hat. So weist ein realer Resonator aufgrund seiner natürlichen Asymmetrie – hervorgerufen durch mechanische Toleranzen aber auch durch die Koppler des Strahlrohrs – prinzipiell zwei zueinander orthogonale und fest orientierte Resonanzen der gleichen Mode auf. Diese werden nun je nach Strahlage unterschiedlich stark angeregt, messtechnisch aber dennoch gemeinsam erfasst. Damit entspricht die aus dem Messergebnis ermittelte Koppelimpedanz gleichsam der Summe der beiden Polarisierungen, welche wiederum nach Gleichung (5.76) und (5.77) für beliebige Azimutwinkel  $\varphi$  mit der gesuchten Größe übereinstimmt:

$$r_{\parallel}^{(1)} + r_{\parallel}^{(2)} = r_{\parallel} \cos^2 m\varphi + r_{\parallel} \sin^2 m\varphi = r_{\parallel}. \quad (5.98)$$

Diese Eigenschaft ist für alle Multipolmoden mit  $m \in \mathbb{N}^+$  gültig.

Abschließend seien noch zwei Möglichkeiten erwähnt, um die Orientierung einer Dipolmode abzuschätzen. Die erste nutzt die Tatsache, dass beide Polarisierungen aufgrund der asymmetrischen Anordnung der Koppler des Strahlrohrs nicht gleich stark gedämpft werden und sich damit deren Zeitkonstanten unterscheiden. Durch Scannen der Kathode lässt sich demnach feststellen, für welche Position die eine oder die andere Polarisation angeregt wird, was somit einen Rückschluss auf deren Orientierung im Resonator er-

laubt. Im Fall der  $TM_{110}$ -Mode aus Abbildung 5.41 sind diese vermutlich an der horizontalen und an der vertikalen Raumachse ausgerichtet.

Unterscheiden sich die Polarisierungen ferner geringfügig in ihrer Eigenfrequenz, so besteht zusätzlich die Möglichkeit, deren Orientierung näherungsweise auch anhand des gemessenen Spektrums beider HOM-Koppler zu bestimmen. Wie in Abbildung 5.42a am Beispiel einer  $TM_{120}$ -Mode dargestellt ist, werden zwar beide Polarisierungen vom Elektronenstrahl angeregt, treten aber nur am HOM-Koppler 1 gleichzeitig in Erscheinung. Da im Spektrum des zweiten HOM-Kopplers nur eine der beiden messbar ist, kann folglich auf eine Orientierung des Feldes entsprechend der Darstellung in Abbildung 5.42b geschlossen werden.

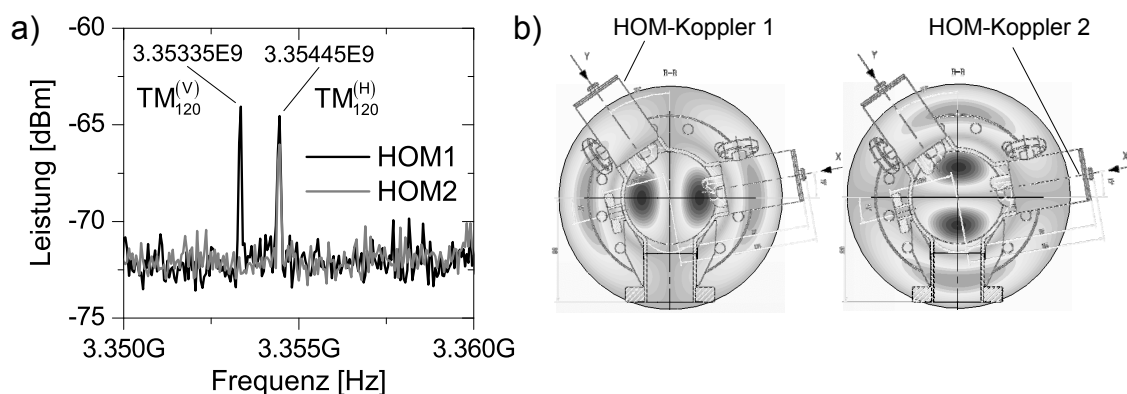


Abbildung 5.42: a) Spektrum beider Polarisierungen der gleichen  $TM_{120}$ -Dipolmode und b) deren daraus abgeleitete horizontale und vertikale Orientierung (elektrisches Feld).

#### 5.4.4 Fazit zur Messung der Eigenmoden

Auf der Grundlage der vorgestellten Messungen kann nun abgeleitet werden, dass der Betrieb des untersuchten SRF-Gun-Resonators (ACC300) sowohl mit als auch ohne HOM-Koppler bis zu einem Strahlstrom von  $I_b = 1$  mA uneingeschränkt möglich ist. Diese Aussage lässt sich schließlich auch auf beliebige Resonatoren verallgemeinern, sofern ein Verstimmen des HOM-Spektrums bei gleichzeitiger Korrektur der Grundfrequenz sichergestellt werden kann. Der dafür erforderliche Tuningbedarf liegt für alle untersuchten Moden bei maximal einigen zehn Kilohertz.

Dipolmoden treten in diesem Zusammenhang nur sekundär in Erscheinung, da deren Koppelimpedanzen als Folge der fokussierenden Eigenschaft der Grundmode deutlich kleiner sind als anhand der Simulation antizipiert. Dennoch eignen sich diese Moden in Anlehnung an [LI2003] sehr gut als Strahllagemonitor (engl. beam position monitor, BPM) und ermöglichen darüber hinaus den Vergleich der elektrischen Achsen ver-

schiedener Multipolmoden zueinander. Dabei sollte zukünftig die Genauigkeit der berechneten Koppelimpedanzen durch Berücksichtigung der korrekten Trajektorie erhöht und das Ergebnis anhand weiterer ausführlicher Messungen getestet werden.

Abschließend sei noch eine indirekte Möglichkeit erwähnt, um angeregte Moden an einem Resonator ohne HOM-Koppler zu erkennen. Hierzu kann die Strahlqualität (Energiebreite und Emittanz) bei konstanter Bunchladung und variierender Bunchfrequenz ausgewertet werden. Verschlechtert sich nun die Strahlqualität mit steigendem Strom, so ist das ein Indiz für die Anwesenheit einer kritischen Mode, welche durch Verstärken der Eigenfrequenzen unterdrückt werden kann. Diese Methode ist sowohl im CW- als auch Makropulsbetrieb anwendbar.





# 6 Zusammenfassung und Ausblick

---

---

- 6.1 POSTPRODUKTION
- 6.2 QUALIFIZIERUNG
- 6.3 HIGHER ORDER MODES
- 6.4 AUSBLICK

*Im Rahmen dieser Arbeit konnte die am HZDR entwickelte supraleitende Hochfrequenz-Photo-Elektronenquelle erfolgreich in Betrieb genommen sowie wichtige und bislang nicht bekannte Eigenschaften des 3.5-zelligen Resonators im Verbund mit seinem Kryostaten praktisch bestimmt werden.*

## 6.1 Postproduktion

Ausgangspunkt war der Resonator in seinem Rohzustand, dessen Eigenfrequenz und Feldverteilung als eine Folge von Fertigungstoleranzen zunächst korrigiert und dessen verschiedene Komponenten wie Koppler und Filter danach individuell angepasst wurden. Die dabei entwickelten Methoden erlauben einen wichtigen Teil dieser Arbeitsschritte auch am verschlossenen Resonator durchzuführen und somit das Kontaminationsrisiko während der späteren Reinraummontage zu minimieren.

Weitere wichtige Erkenntnisse konnten während der chemischen Präparation und Reinigung des Resonators sowie dem anschließenden Vertikaltest gewonnen werden. Hierbei stellte sich heraus, dass die komplizierte Geometrie die Effizienz der angewandten Standardverfahren stark reduziert. Aus diesem Grund ist entweder dessen Anpassung oder eine Modifikation des Resonators selbst erforderlich, indem beispielsweise der Choke-Filter abgetrennt wird.

Da ein hoher Gradient der Schlüssel zur geforderten Strahlqualität ist, muss sowohl der Reinigung als auch der Reinraummontage höchste Aufmerksamkeit gewidmet werden.

## 6.2 Qualifizierung

Von besonderer Bedeutung zur Bearbeitung der offenen Fragestellungen war selbstredend die Inbetriebnahme der SRF-Gun, in deren Folge wichtige Informationen über den Resonator ACC300 gewonnen wurden. So erfüllen Frequenz, Bandbreite und Feldverteilung alle Vorgaben, wobei die Möglichkeit, Letztere in situ bestimmen zu können, besonders hervorzuheben ist. Die Auswertung des Cool-downs zeigt ferner eine hohe Übereinstimmung zwischen den theoretischen und tatsächlichen Materialeigenschaften (thermisch und elektrisch) des verwendeten Niobs. Darüber hinaus erfüllt der Dualtuner alle Anforderungen hinsichtlich Dynamik, Auflösung und Hysterese, während die Phasen- und Amplitudenstabilität des elektrischen Feldes trotz Mikrophonie die zuvor spezifizierten Werte übertrifft.

Demgegenüber liegt die Feldstärke und die intrinsische Güte deutlich unter den Erwartungen und fällt noch hinter die Ergebnisse der Vertikaltests zurück. Als wahrscheinlichste Ursache gilt hierfür die Kontamination des Resonators während der Reinraummontage, sodass dies den Hinweis am Ende des vorangegangenen Abschnitts bekräftigt. Da diese Situation durch das High Pulse Power Processing erwartungsgemäß nur geringfügig verbessert werden konnte, ist Helium Processing eine weitere noch zu diskutierende Option. Mittelfristig jedoch wird der jetzige Resonator durch JLab300 oder JLabLG ersetzt. Diese werden neben Modifikationen zur Erleichterung der Reinigung auch eine mechanische Versteifung der Halbzelle enthalten, um auf diese Weise die hohe Empfindlichkeit gegenüber Heliumdruckschwankungen und Lorentzkraftverstimmung des untersuchten ACC300-Resonators zu reduzieren.

Schließlich trat während des Betriebs der SRF-Gun auch das theoretisch vorhergesagte Multipacting im Bereich der Kathode negativ in Erscheinung. Dabei zeigte sich, dass beschichtete Kathoden davon besonders stark betroffen sind, jedoch sowohl eine Gleichspannung als auch die Strukturierung der Kathodenoberfläche effektive Gegenmaßnahmen darstellen.

Trotz der erwähnten Limitierungen befindet sich der Resonator zum Zeitpunkt der Drucklegung seit mehr als vier Jahren – respektive ~2600 Betriebsstunden – im Routinebetrieb. Während dieser Zeit konnte die SRF-Gun neben den in dieser Arbeit untersuchten HF-Eigenschaften auch bezüglich ihrer Strahlparameter ausführlich untersucht werden (vgl. [TEI2010, TEI2011]). Darüber hinaus zeigte sich, dass trotz der Verwendung zahlreicher normaleitender Cs<sub>2</sub>Te-Kathoden und den damit verbundenen Wech-

seln bislang keine Verschlechterung des Gradienten und der intrinsischen Güte einhergeht.

## 6.3 Higher Order Modes

Der letzte Teil der Arbeit untersuchte die Anregung von Moden höherer Ordnung und deren Folgen auf die Strahlqualität. Dabei wurde zunächst eine neue Methode zur Berechnung der longitudinalen und transversalen Koppelimpedanzen etabliert, die auf der Grundlage der Ergebnisse eines Eigenmode-Solvers (hier: MWS) auch die beschleunigte Bewegung der Elektronen berücksichtigt. Damit konnte, ausgehend von einer resonanten Anregung, sowohl die erforderliche Dämpfung als auch die gezielte Verstimmung der Eigenmoden berechnet werden, um die daraus resultierenden Folgen zu begrenzen.

Während der anschließenden Messung des strahlinduzierten HOM-Spektrums bestätigten sich diese Vorhersagen für die Monopolmoden des Resonators. Dipolmoden hingegen traten als Folge der fokussierenden Eigenschaft der Grundmode deutlich weniger in Erscheinung als erwartet. Dennoch sollte ihre Eignung als Strahllagemonitor in Betracht gezogen werden. Darüber hinaus ist eine erweiterte Berechnung der Dipolimpedanzen zu empfehlen, bei der die tatsächliche Trajektorie Berücksichtigung findet.

Auf der Grundlage der Mess- und Simulationsergebnisse kann schließlich konstatiert werden, dass der Betrieb des untersuchten Resonators ACC300 sowohl mit als auch ohne HOM-Koppler bis zu einem Strahlstrom von  $I_b = 1$  mA uneingeschränkt möglich ist. Diese Aussage lässt sich ferner auch auf beliebige Resonatoren verallgemeinern, sofern ein Verstimmen des HOM-Spektrums bei gleichzeitiger Korrektur der Grundfrequenz sichergestellt werden kann. Da der Dual-Tuner beides ermöglicht und der Tuningbedarf für alle untersuchten Moden nur wenige Kilohertz beträgt, erweist sich diese Methode zumindest für die hier untersuchte SRF-Gun als sehr effektiv.

## 6.4 Ausblick

Weitere Meilensteine auf dem Weg zu einer hoch brillanten CW-Elektronenquelle für den Beschleuniger ELBE, aber auch für zukünftige Röntgen-ERLs werden

- der Betrieb bei hohen mittleren Strömen von 1 mA und darüber,

- die Inbetriebnahme eines zweiten Resonators mit einem deutlich verbesserten Beschleunigungsfeld ( $E_{peak} > 35 \text{ MV/m}$ ) sowie
- die praktische Evaluation der TE-Moden zur Emittanzkompensation sein.

Der Hochstrombetrieb wird dabei wichtige Erkenntnisse über die Lebensdauer und die akkumulierte Ladung einer  $\text{Cs}_2\text{Te}$ -Kathode im supraleitenden Milieu, aber auch über die Zuverlässigkeit und Reproduzierbarkeit der gesamten Quelle für den Nutzerbetrieb liefern. Erste Ergebnisse sind bereits sehr vielversprechend.

Mit der Inbetriebnahme eines zweiten Resonators (JLab300) inklusive eines neuen Kryostaten sollen dann erstmals die berechneten Strahlparameter erreicht werden. Aufgrund verschiedener Modifikation (vgl. [MUR2011]) wird jedoch eine erneute vollständige Charakterisierung der HF-Eigenschaften erforderlich sein.

Schließlich wird ein dritter Resonator (JLabLG) mit einer modifizierten Kopplersektion und einem speziell angepassten HOM-Koppler ausgestattet (vgl. [MUR2009]). Beides wird erstmals Untersuchungen ermöglichen, ob und in welchem Umfang transversal elektrische Moden zur Emittanzkompensation geeignet sind.

Um den hohen Anforderungen eines ERLs gerecht werden zu können, müssen Konzepte wie dieses Bestandteil zukünftiger Entwicklungen sein.



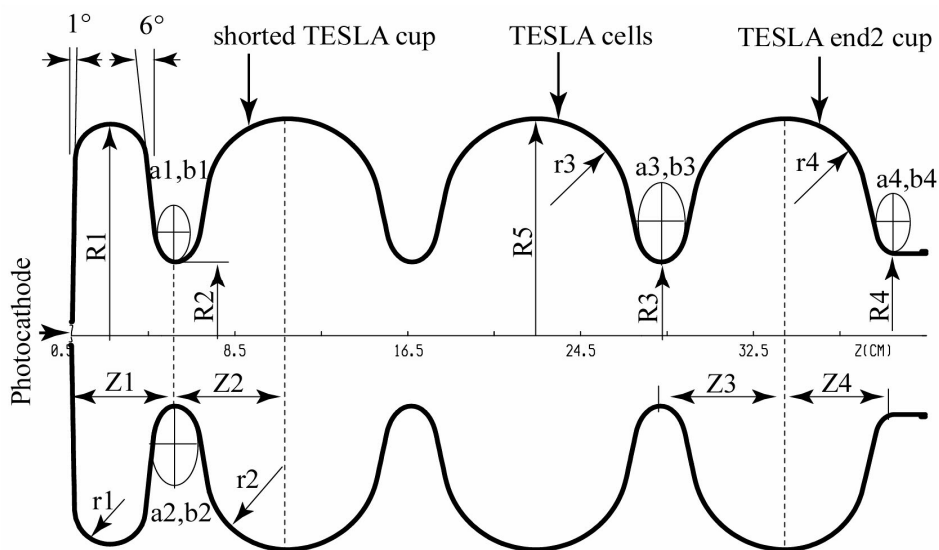


Abbildung A.2: Analytische Geometrie des SRF-Gun-Resonators.

Tabelle A.1: Geometrieparameter des SRF-Gun-Resonators.

Zelle	Parameterbeschreibung	Variable	Wert in mm
Halbzelle	Rückwandwinkel		1°
	Kathodenlochdurchmesser	d0	12
	Länge	Z1	37.7
	Äquatordurchmesser	R1	102.5
	Irisradius	R2	35
	Kreisradius	r1	11.44
	horizontale Halbachse Ellipse vertikale Halbachse Ellipse	a1 b1	9 16
erste Zelle (TESLA-Typ)	Länge	Z2	52
	Äquatordurchmesser	R5	103.3
	Irisradius	R2	35
	Kreisradius	r2	37.12
	horizontale Halbachse Ellipse vertikale Halbachse Ellipse	a2 b2	12 19
Mittelzelle (TESLA-Typ)	Länge	Z3	57.7
	Äquatordurchmesser	R5	103.3
	Irisradius	R3	39
	Kreisradius	r3	40.3
	horizontale Halbachse Ellipse vertikale Halbachse Ellipse	a3 b3	10 13.5
Endzelle (TESLA-Typ)	Länge	Z4	56
	Äquatordurchmesser	R5	103.3
	Irisradius	R4	39
	Kreisradius	r4	40.3
	horizontale Halbachse Ellipse vertikale Halbachse Ellipse	a4 b4	10 13.5

Tabelle A.2: Zusammenstellung der elektrischen Parameter der  $\pi$ -Mode des SRF-Gun-Resonators; ermittelt mit SUPERFISH [PSF2007] und CST MICROWAVE STUDIO® (MWS) der CST STUDIO SUITE™.

Beschreibung	Symbol	SUPERFISH	MWS®
maximale elektrische Feldstärke entlang der Rotationsachse einer TESLA-Zelle	$E_{peak}$	50 MV/m	
elektrische Resonatorlänge	$L$	0.50 m	0.50 m
Resonanzfrequenz	$f_0$	1.29751 GHz	1.2991 GHz
gespeicherte Energie; $U_C = \frac{1}{2} \mu_0 \int_V  \vec{H} ^2 dV = \frac{1}{2} \epsilon_0 \int_V  \vec{E} ^2 dV$	$U_C$	33.19 J	32.49 J
intrinsische Güte; $Q_0 = \frac{\omega_0 U_C}{P_C}$	$Q_0$	$1.03 \cdot 10^{10}$	$1.03 \cdot 10^{10}$
Temperatur	$T$	1.93 K	–
Restwiderstand	$R_{res}$	10 n $\Omega$	–
Oberflächenwiderstand	$R_{surface}$	22.78 n $\Omega$	23.48 n $\Omega$
Oberflächenintegral; $I_H = \int_S  H_s ^2 dS$	$I_H$	$2.297 \cdot 10^9 \text{ A}^2$	$2.193 \cdot 10^9 \text{ A}^2$
dissipierte Leistung; $P_C = \frac{1}{2} R_{surface} I_H$	$P_C$	26.16 W	25.75 W
Geometriekonstante; $G = Q_0 R_{surface}$	$G$	235.5 $\Omega$	241.9 $\Omega$
Feldintegral; $V_0 = \int_0^L  E_z(z)  dz$	$V_0$	13.17 MV	13.15 MV
effektive Beschleunigungsspannung; $V_C = \left  \int (v_z E_z(z, t)) dt \right $	$V_C$	9.4 MV	
effektive Beschleunigungsfeldstärke; $E_{acc} = V_C/L$	$E_{acc}$	18.8 MV/m	
Shuntimpedanz; $R_S = \frac{V_C^2}{2P_C}$	$R_S$	$1.689 \cdot 10^{12} \Omega$	$1.716 \cdot 10^{12} \Omega$
normierte Shuntimpedanz; $r_S = \frac{V_C^2}{2\omega_0 U}$	$r_S$	163.0 $\Omega$	166.5 $\Omega$
Transit-Time-Factor; TTF = $V_C/V_0$	TTF	0.714	0.715
Verhältnis zw. axialem Peakfeld und effektivem Beschleunigungsfeld	$E_{peak}/E_{acc}$	2.66	
Verhältnis zw. maximalem Oberflächenfeld und effektivem Beschleunigungsfeld	$B_{peak}/E_{acc}$	$6.16 \frac{\text{mT}}{\text{MV/m}}$	$6.06 \frac{\text{mT}}{\text{MV/m}}$

# Anhang B: Eigenmoden der SRF-Gun

Die Eigenmoden des SRF-Gun-Resonators werden auf der Grundlage eines parametrisierten rotationssymmetrischen Modells ermittelt, welches auf der Geometrie in Anhang A basiert und zusätzlich um die Kathode und den Strahlrohrübergang erweitert wurde. Insgesamt erfolgen vier Simulationen unter Verwendung des MICROWAVE STUDIO<sup>®</sup> Eigenmode-Solvers, indem verschiedene Randbedingungen (RB) beider longitudinaler Symmetrieebenen berücksichtigt werden. So beinhaltet Tabelle B.1 alle Eigenmoden sowie die partiellen Güten, welche die elektrische Randbedingung  $H_{tan} = 0$  in einer oder beiden Ebenen erfüllen, während Tabelle B.2 die magnetische Randbedingung  $E_{tan} = 0$  umfasst. Die erforderliche Rechenzeit liegt auf der verwendeten Desktop-PC (Windows<sup>®</sup> 7 64Bit, Quad Core i7, 4GB RAM) bei ca. 200 h.

Die Moden sind entsprechend ihrer Feldverteilung klassifiziert und einige, ihrer Bedeutung wegen, farblich markiert. Hierbei gilt die Zuordnung: Orange = TM-Monopol, Grün = TM-Dipol, Blau = TM-Quadrupol, Gelb = TM-Sextupol, Rot = TE-Mode. Moden die mit NA gekennzeichnet sind, können aufgrund ihrer hybriden TE- und TM-Feldverteilung nicht eindeutig zugeordnet werden. Alle Moden tragen zusätzlich die simulationsinterne Nummerierung in der Reihenfolge ihres Auftauchens.

Tabelle B.1: Eigenmoden für die elektrische RB der Symmetrieebene(n) von  $H_{tan} = 0$ .

Mode	xz-Ebene		xz- und yz-Ebene		$Q_{NB}$ (skaliert)	$Q_{CU}$	$Q_{Komus}$	$Q_{\Sigma}$
	MWS Nr.	Frequenz [GHz]	MWS Nr.	Frequenz [GHz]				
TM <sub>010</sub>	1	1.266759	48	1.266759	1.315E9	1.417E9	1.461E16	6.821E8
TM <sub>010</sub>	2	1.282466	45	1.282462	2.213E9	9.568E9	1.135E14	1.797E9
TM <sub>010</sub>	3	1.294342	43	1.294330	2.039E9	7.719E9	4.624E13	1.613E9
TM <sub>010</sub>	4	1.299999	42	1.299991	2.227E9	1.543E10	7.462E13	1.946E9
TE <sub>111</sub>	5	1.642040	-	-	1.301E9	1.128E12	2.097E9	8.024E8
TE <sub>111</sub>	6	1.698196	-	-	1.217E9	1.951E9	8.373E8	3.955E8
TE <sub>111</sub> / TM <sub>110</sub>	7	1.744153	-	-	1.023E9	2.082E8	8.942E8	1.449E8
TM <sub>110</sub>	8	1.795287	-	-	1.313E9	5.328E8	3.512E8	1.823E8
TE <sub>111</sub> / TM <sub>110</sub>	9	1.867492	-	-	1.641E9	1.838E8	2.186E9	1.537E8
TM <sub>110</sub>	10	1.875450	-	-	1.255E9	5.652E7	3.162E10	5.399E7
TM <sub>110</sub>	11	1.887606	-	-	1.783E9	7.229E9	9.347E9	1.240E9
TE <sub>211</sub>	12	2.304138	14	2.304138	1.251E9	1.894E15	3.976E13	1.251E9
TE <sub>211</sub>	13	2.316097	13	2.316096	1.310E9	1.234E15	1.423E13	1.310E9
TE <sub>11</sub> (Rohr)	14	2.330619	-	-	8.070E8	1.076E12	5.862E4	5.862E4
TE <sub>211</sub>	15	2.370833	12	2.370841	1.155E9	4.663E11	1.413E16	1.152E9
TM <sub>011</sub>	16	2.396204	10	2.396187	1.084E9	2.072E11	5.057E10	1.056E9
TM <sub>210</sub>	17	2.431722	9	2.431711	5.642E8	6.752E9	5.705E16	5.207E8
TM <sub>011</sub>	18	2.439419	8	2.439378	1.049E9	8.605E10	7.766E9	9.142E8
TM <sub>210</sub>	19	2.475040	6	2.475034	1.082E9	8.134E11	4.402E12	1.080E9



TM <sub>210</sub>	20	2.484382	5	2.484383	1.101E9	1.424E11	9.091E11	1.091E9
TM <sub>011</sub>	21	2.487137	4	2.487137	9.721E8	3.203E9	4.276E10	7.330E8
TM <sub>210</sub>	22	2.490944	3	2.490949	1.150E9	2.109E11	6.998E12	1.143E9
TE <sub>112</sub>	23	2.497992	-	-	9.935E8	2.453E9	5.644E4	5.644E4
TE <sub>112</sub>	24	2.539256	-	-	9.286E8	6.239E8	5.741E4	5.740E4
TE <sub>112</sub>	25	2.571623	-	-	8.414E8	9.953E8	1.475E5	1.474E5
TM <sub>020</sub>	26	2.681686	1	2.681705	1.086E9	4.057E8	1.336E9	2.419E8
TE <sub>112</sub>	27	2.682043	-	-	7.341E8	3.354E7	5.095E10	3.206E7
TM <sub>020</sub>	28	2.707298	2	2.707309	1.062E9	3.727E8	3.591E8	1.560E8
TM <sub>020</sub>	29	2.752680	7	2.752676	1.141E9	7.742E8	3.302E8	1.925E8
TE <sub>311</sub>	30	2.785047	-	-	9.955E8	1.130E13	3.838E8	2.770E8
TE <sub>311</sub>	31	2.795571	-	-	1.006E9	1.785E12	7.994E5	7.987E5
TE <sub>11</sub> (Rohr)	32	2.799596	-	-	1.019E9	5.830E10	2.295E4	2.295E4
TM <sub>020</sub>	33	2.820595	11	2.820625	6.968E8	1.077E8	1.762E10	9.277E7
TE <sub>311</sub>	34	2.847076	-	-	9.547E8	4.123E11	4.232E8	2.930E8
TM <sub>111</sub>	35	2.868697	-	-	9.652E8	8.588E8	1.190E5	1.190E5
TM <sub>111</sub>	36	2.980552	-	-	1.069E9	4.598E8	1.181E5	1.180E5
TM <sub>01</sub> (Rohr)	37	3.018043	15	3.018043	9.762E8	3.803E14	3.745E4	3.744E4
TM <sub>310</sub>	38	3.038030	-	-	4.368E8	1.412E12	2.188E10	4.281E8
TE <sub>121</sub>	39	3.044322	-	-	1.245E9	1.004E9	5.710E5	5.704E5
TM <sub>310</sub>	40	3.067246	-	-	9.140E8	3.226E15	1.008E10	8.380E8
TM <sub>310</sub>	41	3.070797	-	-	9.214E8	3.842E14	2.365E10	8.869E8
TM <sub>310</sub>	42	3.075532	-	-	9.065E8	4.173E13	1.160E12	9.057E8
TE <sub>121</sub>	43	3.089365	-	-	1.652E9	3.801E10	2.385E7	2.350E7
TE <sub>121</sub>	44	3.123793	-	-	1.562E9	4.355E10	6.174E5	6.172E5
TE <sub>11</sub> (Rohr)	45	3.191936	-	-	1.318E9	1.306E10	2.142E4	2.142E4
TM <sub>01</sub> (Rohr)	46	3.216658	16	3.216652	1.102E9	1.177E14	1.862E4	1.862E4
TM <sub>211</sub>	47	3.219369	17	3.219294	5.273E8	6.257E12	1.280E9	3.734E8
TE <sub>411</sub>	48	3.246340	18	3.246423	7.707E8	6.690E15	3.854E9	6.422E8
TM <sub>211</sub>	49	3.257612	19	3.257551	5.551E8	1.458E12	5.673E9	5.055E8
TE <sub>411</sub>	50	3.259498	20	3.259502	7.798E8	1.966E16	2.308E8	1.781E8
TE <sub>411</sub>	51	3.303908	21	3.304009	7.458E8	2.435E14	1.711E11	7.426E8
TM <sub>211</sub>	52	3.305206	22	3.305166	5.748E8	3.097E11	1.382E10	5.509E8
TM <sub>120</sub>	53	3.319982	-	-	6.487E8	2.464E8	8.330E5	8.291E5
TM <sub>120</sub>	54	3.348976	-	-	8.445E8	6.465E9	6.936E6	6.872E6
TM <sub>120</sub>	55	3.360930	-	-	8.546E8	6.171E10	1.117E7	1.103E7
TM <sub>120</sub>	56	3.389015	-	-	8.690E8	1.248E11	2.931E6	2.921E6
TM <sub>021</sub>	57	3.418904	23	3.418869	8.629E8	7.834E11	6.626E4	6.625E4
TE <sub>212</sub>	58	3.466962	24	3.466945	5.636E8	9.137E11	2.913E8	1.920E8
TM <sub>021</sub>	59	3.478550	25	3.478524	8.901E8	3.245E12	4.668E4	4.668E4
TM <sub>120</sub> / TE <sub>113</sub>	60	3.490523	-	-	8.649E8	3.444E7	4.511E4	4.505E4
TE <sub>212</sub>	61	3.552776	26	3.552784	6.110E8	3.182E11	1.185E8	9.919E7
TM <sub>120</sub> / TE <sub>113</sub>	62	3.572507	-	-	7.795E8	1.254E7	4.920E4	4.900E4
TM <sub>021</sub>	63	3.584207	27	3.584202	8.389E8	3.612E10	7.542E4	7.541E4
TE <sub>221</sub>	64	3.615633	28	3.615633	9.207E8	1.063E12	8.456E7	7.744E7
TM <sub>410</sub>	65	3.615897	29	3.615916	3.629E8	2.707E12	2.521E9	3.172E8
TM <sub>410</sub>	66	3.625505	30	3.625496	7.496E8	1.778E16	1.136E11	7.447E8
TM <sub>410</sub>	67	3.627113	31	3.627117	7.340E8	1.498E15	1.411E14	7.340E8
TM <sub>410</sub>	68	3.635371	32	3.635428	7.360E8	1.966E14	2.134E9	5.473E8
TE <sub>221</sub>	69	3.644239	33	3.644232	8.063E8	4.404E11	1.177E11	7.994E8
TE <sub>221</sub>	70	3.663742	34	3.663746	1.274E9	2.012E13	7.100E8	4.559E8
TM <sub>021</sub>	71	3.676889	35	3.676857	7.992E8	1.293E10	4.459E4	4.459E4
TE <sub>221</sub>	72	3.695352	36	3.695346	1.074E9	7.983E12	1.676E8	1.450E8
TE <sub>113</sub>	73	3.706599	-	-	9.685E8	2.076E7	5.614E4	5.599E4
TE <sub>511</sub>	74	3.707418	-	-	6.246E8	9.491E8	2.521E6	2.504E6
TE <sub>511</sub>	75	3.721148	-	-	6.310E8	8.261E11	7.547E9	5.819E8
TE <sub>511</sub>	76	3.760314	-	-	6.094E8	3.014E12	6.286E12	6.092E8

TE <sub>21</sub> (Rohr)	77	3.804409	37	3.804411	3.814E8	1.194E15	5.375E4	5.374E4
TM <sub>012</sub>	78	3.814126	38	3.814126	8.457E8	3.668E9	1.341E5	1.341E5
TM <sub>311</sub>	79	3.830301	-	-	4.900E8	1.080E14	8.075E10	4.870E8
TM <sub>311</sub>	80	3.841755	-	-	5.049E8	2.597E13	6.470E10	5.010E8
TM <sub>012</sub>	81	3.854991	39	3.854979	6.828E8	5.513E11	2.318E5	2.317E5
TE <sub>114</sub>	82	3.863412	-	-	9.896E8	2.743E7	8.821E4	8.792E4
TM <sub>220</sub>	83	3.866500	40	3.866491	5.474E8	5.163E11	1.450E9	3.971E8
TE <sub>312</sub>	84	3.876678	-	-	4.843E8	1.339E13	3.829E10	4.782E8
TM <sub>220</sub>	85	3.882717	41	3.882744	5.504E8	1.056E12	2.770E5	2.769E5
TM <sub>220</sub>	86	3.920520	44	3.920504	4.804E8	1.206E10	9.994E6	9.782E6
TM <sub>030</sub>	87	3.925125	46	3.925120	6.635E8	4.560E8	1.656E5	1.655E5
TM <sub>220</sub>	88	3.932086	47	3.932137	4.933E8	1.462E10	7.090E6	6.987E6
TM <sub>030</sub>	89	3.956127	49	3.956173	6.153E8	2.196E9	4.432E5	4.428E5
TE <sub>114</sub>	90	3.983671	-	-	1.135E9	4.171E8	2.098E4	2.098E4
TM <sub>030</sub>	91	3.990886	50	3.990900	6.909E8	1.060E8	9.198E4	9.189E4
TE <sub>21</sub> (Rohr)	92	4.000592	51	4.000580	4.557E8	7.649E11	2.434E4	2.434E4
TM <sub>030</sub>	93	4.102123	-	-	6.766E8	3.594E7	1.008E5	1.005E5
TM <sub>121</sub>	94	4.106935	-	-	6.255E8	2.441E8	2.183E5	2.180E5
TM <sub>121</sub>	95	4.161398	-	-	6.344E8	2.913E8	2.900E5	2.895E5
TM <sub>030</sub>	-	-	96	4.294985	5.483E8	1.338E7	8.541E5	8.017E5

Tabelle B.2: Eigenmoden für die magnetische RB der Symmetrieebene(n) von  $E_{tan} = 0$ .

Mode	xz-Ebene		xz- und yz-Ebene		$Q_{NB}$ (skaliert)	$Q_{CU}$	$Q_{Konus}$	$Q_{\Sigma}$
	MWS Nr.	Frequenz [GHz]	MWS Nr.	Frequenz [GHz]				
TE <sub>111</sub>	1	1.642034	-	-	1.231E9	8.789E11	2.063E9	7.703E8
TE <sub>111</sub> / TM <sub>110</sub>	2	1.698216	-	-	1.151E9	1.492E9	8.240E8	3.633E8
TE <sub>111</sub> / TM <sub>110</sub>	3	1.744193	-	-	9.840E8	1.589E8	8.798E8	1.184E8
TM <sub>110</sub>	4	1.795299	-	-	1.250E9	4.057E8	3.460E8	1.625E8
TE <sub>111</sub> / TM <sub>110</sub>	5	1.867522	-	-	1.587E9	1.398E8	2.152E9	1.212E8
TM <sub>110</sub>	6	1.875491	-	-	1.233E9	4.318E7	3.086E10	4.166E7
TM <sub>110</sub>	7	1.887641	-	-	1.751E9	5.581E9	9.175E9	1.164E9
TE <sub>211</sub>	8	2.306112	10	2.3061	1.194E9	1.558E15	4.460E13	1.194E9
TE <sub>211</sub>	9	2.318010	9	2.31799	1.252E9	1.006E15	9.812E12	1.251E9
TE <sub>11</sub> (Rohr)	10	2.330615	-	-	7.705E8	8.216E11	5.755E4	5.754E4
TE <sub>211</sub>	11	2.372703	8	2.37273	1.059E9	3.714E11	1.563E15	1.056E9
TM <sub>210</sub>	12	2.430671	7	2.4307	5.593E8	6.090E9	5.238E14	5.123E8
TM <sub>210</sub>	13	2.474204	6	2.47419	1.096E9	7.509E11	2.430E12	1.094E9
TM <sub>210</sub>	14	2.483482	5	2.48349	1.114E9	1.306E11	3.064E12	1.105E9
TM <sub>210</sub>	15	2.489940	4	2.48996	1.169E9	1.914E11	2.425E11	1.156E9
TE <sub>112</sub>	16	2.497955	-	-	9.427E8	1.877E9	5.533E4	5.533E4
TE <sub>011</sub>	17	2.503065	3	2.50307	1.766E9	2.107E15	6.815E10	1.721E9
TE <sub>011</sub>	18	2.509827	2	2.50982	1.758E9	4.915E15	1.515E11	1.738E9
TE <sub>112</sub>	19	2.539268	-	-	8.854E8	4.819E8	5.617E4	5.616E4
TE <sub>011</sub>	20	2.561360	1	2.56136	1.578E9	1.032E13	1.520E12	1.577E9
TE <sub>112</sub>	21	2.571622	-	-	8.124E8	7.658E8	1.445E5	1.444E5
TE <sub>112</sub>	22	2.682145	-	-	7.083E8	2.597E7	5.304E10	2.504E7
TE <sub>311</sub>	23	2.784992	-	-	9.652E8	9.945E12	4.280E8	2.965E8
TE <sub>311</sub>	24	2.795586	-	-	9.584E8	1.426E12	7.994E5	7.987E5
TE <sub>11</sub> (Rohr)	25	2.799611	-	-	9.748E8	4.526E10	2.232E4	2.231E4
TE <sub>311</sub>	26	2.847033	-	-	8.365E8	3.394E11	4.480E8	2.915E8
TM <sub>111</sub>	27	2.868774	-	-	9.414E8	6.637E8	1.159E5	1.159E5
TM <sub>111</sub>	28	2.980621	-	-	1.036E9	3.522E8	1.145E5	1.144E5

TM <sub>310</sub>	29	3.037968	-	-	4.260E8	1.226E12	1.945E10	4.168E8
TE <sub>121</sub>	30	3.044347	-	-	1.193E9	7.693E8	5.526E5	5.519E5
TM <sub>310</sub>	31	3.067280	-	-	8.854E8	2.384E15	1.240E10	8.264E8
TM <sub>310</sub>	32	3.070739	-	-	8.984E8	1.640E14	2.843E10	8.709E8
TM <sub>310</sub>	33	3.075541	-	-	8.743E8	3.575E13	1.442E12	8.738E8
TE <sub>121</sub>	34	3.089363	-	-	1.558E9	2.905E10	2.325E7	2.289E7
TE <sub>121</sub>	35	3.123781	-	-	1.372E9	3.343E10	5.959E5	5.957E5
TE11(Rohr)	36	3.191937	-	-	1.237E9	1.001E10	2.063E4	2.063E4
TM <sub>211</sub>	37	3.220928	11	3.22089	5.177E8	5.776E12	2.369E10	5.066E8
TE <sub>411</sub>	38	3.244724	12	3.24464	7.669E8	8.926E18	7.951E12	7.668E8
TE <sub>411</sub>	39	3.257797	13	3.2577	7.642E8	7.012E16	5.496E11	7.631E8
TM <sub>211</sub>	40	3.258730	14	3.25868	5.456E8	1.356E12	6.413E9	5.027E8
TE <sub>411</sub>	41	3.302103	15	3.30206	6.609E8	2.755E15	3.687E12	6.608E8
TM <sub>211</sub>	42	3.306009	16	3.30602	5.687E8	2.821E11	1.499E10	5.468E8
TM <sub>120</sub>	43	3.320032	-	-	6.314E8	1.878E8	7.995E5	7.951E5
TM <sub>120</sub>	44	3.349004	-	-	8.362E8	4.989E9	6.644E6	6.583E6
TM <sub>120</sub>	45	3.360957	-	-	8.468E8	4.675E10	1.068E7	1.054E7
TM <sub>120</sub>	46	3.388965	-	-	8.563E8	9.980E10	2.807E6	2.797E6
TE <sub>212</sub>	47	3.468976	17	3.46896	5.336E8	8.601E11	2.997E8	1.919E8
TM <sub>120</sub>	48	3.490523	-	-	8.325E8	2.635E7	4.311E4	4.304E4
TE <sub>212</sub>	49	3.554286	18	3.55432	5.912E8	2.898E11	1.239E8	1.024E8
TM <sub>120</sub>	50	3.572530	-	-	7.467E8	9.596E6	4.701E4	4.678E4
TE <sub>221</sub>	51	3.616249	19	3.61623	6.127E8	1.265E12	1.303E8	1.074E8
TM <sub>410</sub>	52	3.616265	20	3.61628	4.357E8	2.938E12	2.959E8	1.762E8
TM <sub>410</sub>	53	3.625204	21	3.62519	7.025E8	1.641E16	1.038E12	7.020E8
TM <sub>410</sub>	54	3.626936	22	3.62698	7.147E8	7.792E15	5.442E12	7.146E8
TM <sub>410</sub>	55	3.635341	23	3.63541	6.956E8	5.181E14	5.975E13	6.956E8
TE <sub>221</sub>	56	3.645219	24	3.64524	7.511E8	3.771E11	7.906E12	7.495E8
TE <sub>221</sub>	57	3.664540	25	3.66452	1.157E9	1.702E13	7.613E8	4.592E8
TE <sub>221</sub>	58	3.696382	26	3.69639	9.621E8	6.078E12	1.780E8	1.502E8
TE <sub>113</sub>	59	3.706590	-	-	9.255E8	1.580E7	5.327E4	5.309E4
TE <sub>511</sub>	60	3.707406	-	-	5.963E8	1.025E9	3.396E6	3.365E6
TE <sub>511</sub>	61	3.721087	-	-	5.962E8	4.875E11	5.433E9	5.367E8
TE <sub>021</sub>	62	3.729508	27	3.72949	1.297E9	3.214E15	3.925E12	1.296E9
TE <sub>021</sub>	63	3.733939	28	3.73394	1.272E9	1.968E14	5.773E12	1.272E9
TE <sub>012</sub>	64	3.750045	29	3.75005	1.010E9	2.025E13	7.728E12	1.010E9
TE <sub>511</sub>	65	3.760303	-	-	5.066E8	3.060E12	8.146E13	5.065E8
TE <sub>021</sub>	66	3.775686	30	3.77568	1.225E9	1.914E12	1.877E13	1.224E9
TE <sub>012</sub>	67	3.787670	31	3.78767	1.151E9	4.532E12	2.943E12	1.150E9
TE <sub>21</sub> (Rohr)	68	3.807518	32	3.80751	3.825E8	6.555E14	5.307E4	5.307E4
TM <sub>311</sub>	69	3.830276	-	-	4.816E8	1.253E14	7.284E10	4.785E8
TM <sub>311</sub>	70	3.841842	-	-	4.938E8	1.101E14	4.928E10	4.889E8
TE <sub>114</sub>	71	3.863415	-	-	9.453E8	2.103E7	8.443E4	8.409E4
TM <sub>220</sub>	72	3.868937	33	3.86896	5.690E8	4.539E11	1.491E9	4.115E8
TM <sub>312</sub>	73	3.876677	-	-	4.717E8	9.850E14	1.384E11	4.701E8
TM <sub>220</sub>	74	3.884974	34	3.88493	5.723E8	9.559E11	2.766E5	2.765E5
TE <sub>012</sub>	75	3.899463	35	3.89948	9.397E8	2.787E11	9.655E13	9.365E8
TM <sub>220</sub>	76	3.922389	36	3.92247	4.730E8	1.051E10	9.894E6	9.682E6
TM <sub>220</sub>	77	3.934015	37	3.93412	4.969E8	1.366E10	7.618E6	7.499E6
TE <sub>114</sub>	78	3.983688	-	-	1.073E9	3.204E8	2.009E4	2.009E4
TE <sub>21</sub> (Rohr)	79	4.002566	38	4.00255	4.529E8	7.253E11	2.414E4	2.413E4
TM <sub>121</sub>	80	4.106983	-	-	6.126E8	1.873E8	2.087E5	2.084E5
TM <sub>121</sub>	81	4.161456	-	-	6.252E8	2.236E8	2.793E5	2.788E5
TM <sub>510</sub>	82	4.163100	-	-	5.749E8	2.435E11	4.414E8	2.495E8
TM <sub>510</sub>	83	4.163190	-	-	5.706E8	5.534E10	5.920E7	5.358E7
TE <sub>312</sub>	84	4.164903	-	-	6.872E8	1.932E10	2.934E7	2.810E7
TM <sub>510</sub>	85	4.172659	-	-	4.823E8	9.589E13	5.078E8	2.474E8

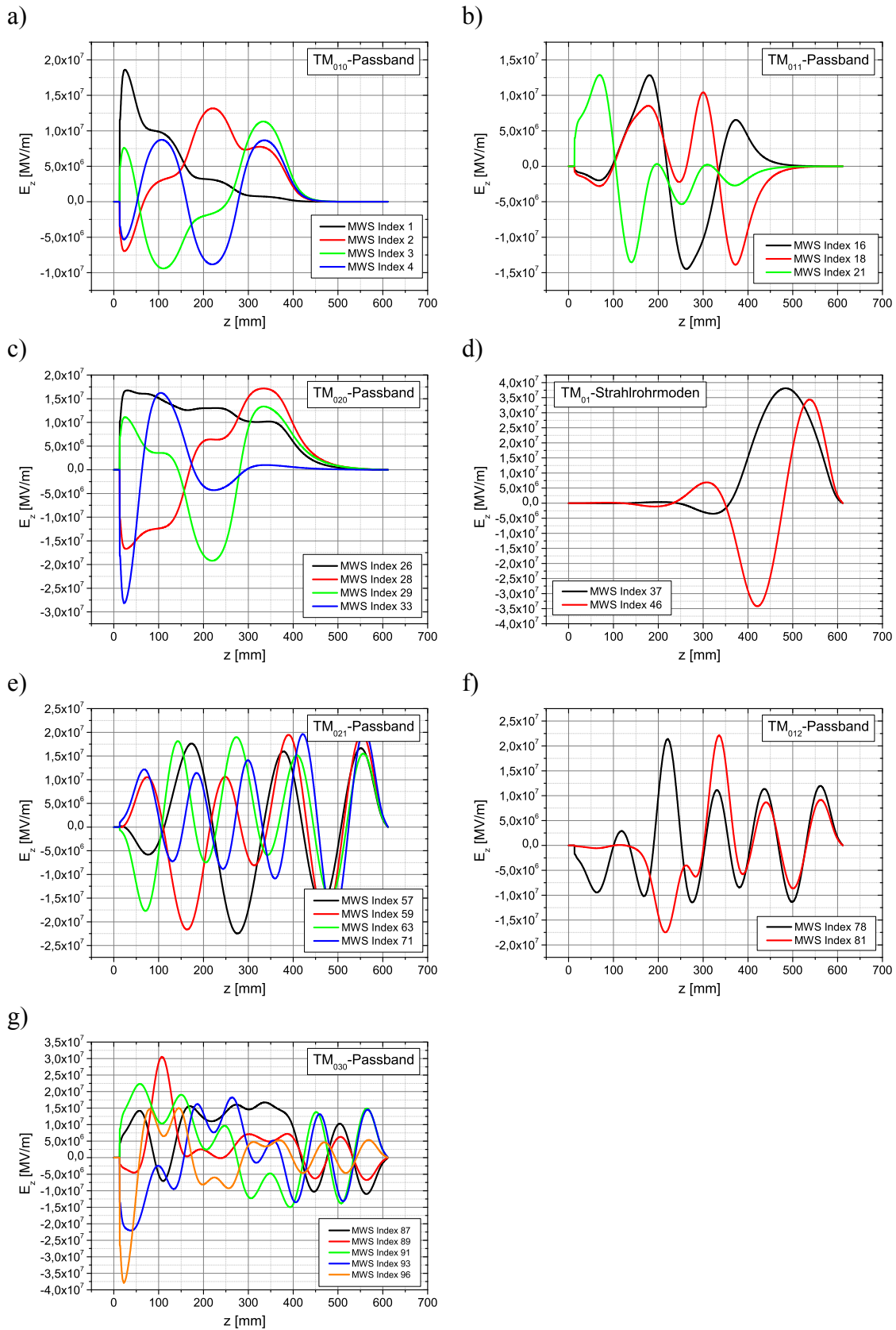


Abbildung B.1: Simuliertes axiales elektrisches Feld  $E_z$  aller  $TM_{0xy}$ -Monopolmoden bis zu einer Frequenz von  $f_0 = 4.3$  GHz. Die gespeicherte Energie beträgt jeweils  $U_C = 1$  J.

## Anhang C: Kabeldämpfung

Abbildung C.1 zeigt die gemessene frequenzabhängige Transmissionsdämpfung aller dauerhaft verlegten Koaxialkabel (Aircom Plus<sup>®</sup> und Andrew Helix<sup>®</sup> der Länge 30 m). Die dabei auftretende Abweichung von der Referenzkurve des Herstellers gleicher Länge lässt sich aufgrund der Unzugänglichkeit der Kabeltrassen nicht klären. Möglicherweise wurde beim Verlegen der Kabel der minimale Biegeradius unterschritten.

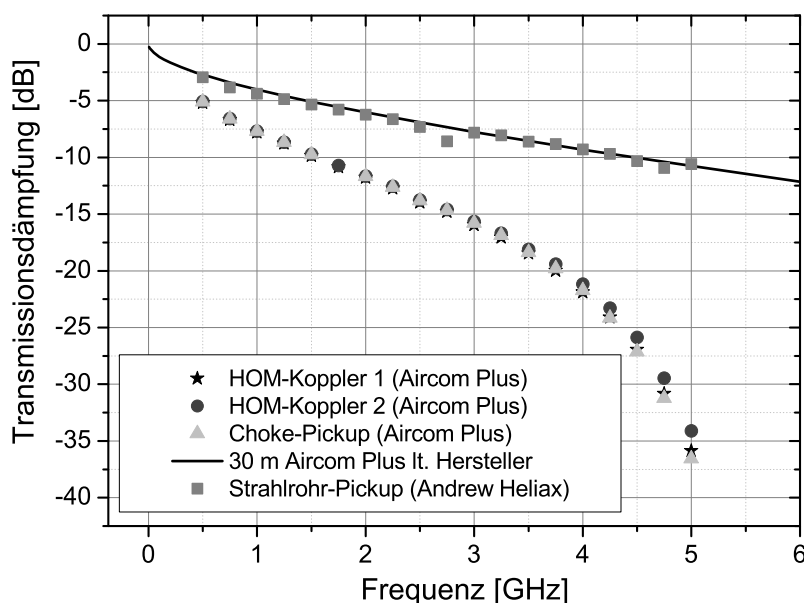


Abbildung C.1: Gemessene frequenzabhängige Transmissionsdämpfung aller dauerhaft verlegten Koaxialkabel mit einer Länge von ~30 m.

Tabelle C.1: Transmissionsdämpfung für Aircom Plus<sup>®</sup> lt. Hersteller (vgl. [SSB2010]).

Frequenz	dB/100 m	Frequenz	dB/100 m	Frequenz	dB/100 m
0.005	0.9	0.432	8.4	2	20.1
0.01	1.2	0.5	9	2.4	22.5
0.05	2.6	0.8	11.8	3	25.9
0.1	3.8	1	13.4	4	31.1
0.144	4.6	1.296	15.6	5	35.9
0.2	5.5	1.5	17	6	40.6
0.3	6.8	1.8	18.9	10	58.3

Die Verlustmechanismen eines solchen Kabels lassen sich im Allgemeinen durch die Gleichung

$$a/dB = K_0 + K_1\sqrt{f} + K_2f$$

beschreiben, wobei  $K_1$  die Verluste durch den Skineffekt,  $K_2$  die Querverluste im Dielektrikum und  $K_0$  die ohmschen Verluste beschreibt. Für die Werte der Tabelle C.1 ergeben sich folgende Konstanten:

$$K_0 = 0.21 \text{ dB}; \quad K_1 = 10.67 \text{ dB}/\sqrt{\text{GHz}}; \quad K_2 = 2.41 \text{ dB/GHz}.$$

Die Dämpfung der modulintern verbauten HF-Anschlusskabel ist laut Tabelle C.2 nur für eine Frequenz von 1.3 GHz bekannt. Da sie für eine exakte Messung jedoch nicht mehr zugänglich sind, wird ihnen in guter Näherung die frequenzabhängige Dämpfung des Aircom Plus<sup>®</sup>-Referenzkabels unterstellt. Hierzu genügt die Anpassung der zuvor ermittelten Konstanten  $K_1$  bis  $K_3$  an die Stützstelle bei 1.3 GHz durch Multiplikation mit dem Faktor 0.090 bzw. für das etwas längere Kabel des Choke-Pickups mit dem Faktor 0.136.

Tabelle C.2: Zusätzliche Verluste der Kabel im SRF-Gun-Kryostat bei 1.3 GHz.

Anschlusskabel im Kryostat	Zusatzdämpfung
HOM-Koppler 1	-1.4 dB
HOM-Koppler 2	-1.4 dB
Fundamental-Pickup	-1.4 dB
Choke-Pickup	-2.1 dB

## Anhang D: HOM-Messwerte

Nachfolgend sind alle Messwerte sowie die daraus ermittelten Koppelimpedanzen  $r_S$  der unter verschiedenen Bedingungen an der SRF-Gun durchgeführten HOM-Messungen zusammengefasst. Die Tabellen D.1 bis D.3 enthalten hierzu neben den simulierten und gemessenen Eigenfrequenzen  $f_0$  sowie der darauf basierenden Klassifizierung der Moden die Bandbreite  $BW$ , die belastete Güte  $Q_L$  und die für jeden HOM-Koppler ermittelte Kanalleistung  $P_b$ . Letztere wurde dabei mit Hilfe der IBW- und der transienten Methode bestimmt. Zusätzlich sind die Tabellen D.2 und D.3 um die je Bunch und Mode abgegebene Energie  $W_q$  und die Zeitkonstante  $\tau$  ergänzt.

Abbildung D.1 zeigt abschließend die während der dritten Messung aufgezeichneten Spektren aller durch den Elektronenstrahl mit den Parametern  $q = 120$  pC und  $f_b = 5$  kHz angeregten Dipolmoden sowie deren Identifizierung anhand der Resonanzfrequenzen.

Tabelle D.1: Zusammenstellung der Eigenschaften aller signifikanten Moden; gemessen mit einem RSA3408A (Tektronix) im Juli 2008 für die Strahlparameter  $q = 115$  pC und  $f_b = 2$  kHz. Die Leistung wurde mit der IBW-Methode bestimmt.

Klassifizierung der Moden	Messwerte direkt am Spektrumanalysator abgelesen										Auswertung				
	MWS Simulation					Leistung $P_b$ an HOM-Koppler 1 <sup>3)</sup> [dBm]					Leistung $P_b$ an HOM-Koppler 2 <sup>4)</sup> [dBm]		Dämpfung $a^{2)}$ [dB]	Gesamtleistung $P_b$ [dBm]	$r_s$ [ $\Omega$ ]
	Frequenz [MHz]	Frequenz [MHz]	$BW$ [kHz]	$Q_L$	peak	IBW	peak	IBW	peak	IBW					
TM <sub>011</sub>	2396.204	<b>2399.111</b>	90	<b>26655</b>	-69.8	-55.4	-70.0	-55.8	-70.0	-55.8	14.5	-38.1	<b>0.78</b>		
TM <sub>011</sub>	2439.419	<b>2443.398</b>	580	<b>4200</b>	-63.3	-44.2	-67.5	-48.3	-67.5	-48.3	14.6	-28.2	<b>7.50</b>		
TM <sub>210</sub>	2484.385	<b>2485.521</b>	4.0	<b>621375</b>	-61.4	-56.0	-67.5	-62.0	-67.5	-62.0	14.8	-40.3	<b>0.46</b>		
TM <sub>011</sub>	2487.138	<b>2491.003</b>	34.2 <sup>1)</sup>	<b>72900</b> <sup>1)</sup>	-50.0	-39.7	-55.0	-45.0	-55.0	-45.0	14.8	-23.8	<b>20.27</b>		
TM <sub>020</sub>	2681.682	<b>2673.993</b>	400	<b>6685</b>	-78.7	-58.4	-78.0	-57.8	-78.0	-57.8	15.5	-39.6	<b>0.50</b>		
Hybrid-Mode	2682.043	<b>2679.966</b>	0.7 <sup>1)</sup>	<b>383000</b> <sup>1)</sup>	-89.4	-88.0	-77.0	-76.7	-77.0	-76.7	15.5	-60.9	<b>2E-3</b>		
TM <sub>020</sub>	2707.295	<b>2700.353</b>	800 <sup>1)</sup>	<b>3380</b> <sup>1)</sup>	-77.7	-56.6	-80.0	-59.0	-80.0	-59.0	15.6	-39.1	<b>0.55</b>		
TM <sub>020</sub>	2752.681	<b>2743.417</b>	150	<b>18290</b>	-71.4	-51.8	-77.8	-58.4	-77.8	-58.4	15.7	-35.2	<b>1.34</b>		
TM <sub>020</sub>	2820.597	<b>2821.803</b>	2.0 <sup>1)</sup>	<b>1410902</b> <sup>1)</sup>	-57.9	-53.7	-56.1	-51.9	-56.1	-51.9	16.0	-33.7	<b>2.00</b>		
TM <sub>021</sub> (Strahlrohr)	3018.044	<b>2924.130</b>	650	<b>4500</b>	-94.3	-72.3	-79.6	-57.5	-79.6	-57.5	16.4	-41.0	<b>0.33</b>		
TM <sub>021</sub> (Strahlrohr)	3216.663	<b>3107.345</b>	3000	<b>1035</b>	-78.7	-56.2	-79.3	-56.6	-79.3	-56.6	17.0	-36.4	<b>0.90</b>		
TM <sub>021</sub>	3418.907	<b>3408.031</b>	7500	<b>454</b>	-82.1	-56.4	-81.3	-55.3	-81.3	-55.3	18.1	-34.8	<b>1.18</b>		
TM <sub>021</sub>	3584.204	<b>3572.800</b>	4500	<b>794</b>	-83.7	-63.3	-79.0	-56.0	-79.0	-56.0	18.6	-36.6	<b>0.75</b>		
TM <sub>021</sub>	3676.890	<b>3655.896</b>	700	<b>5200</b>	-96.0	-72.0	-94.0	-70.0	-94.0	-70.0	18.9	-49.0	<b>0.04</b>		
TM <sub>012</sub>	3854.994	<b>3854.431</b>	440	<b>8760</b>	-79.0	-55.4	-82.0	-58.8	-82.0	-58.8	19.5	-34.2	<b>1.21</b>		
TM <sub>030</sub>	3956.130	<b>3955.144</b>	200	<b>19776</b>	-87.2	-75.1	-81.7	-70.4	-81.7	-70.4	19.9	-49.3	<b>0.04</b>		

<sup>1)</sup> gemessen mit Netzwerkanalysator PNA N5230A von Agilent

<sup>2)</sup> gesamte Kabeldämpfung von der Durchführung bis zum Spektrumanalysator

<sup>3)</sup> großer Winkel bzgl. Hauptkoppler

<sup>4)</sup> kleiner Winkel bzgl. Hauptkoppler



Tabelle D.2: Zusammenstellung der Eigenschaften aller signifikanten Moden; gemessen mit einem FSQ26 (R&S) im Juli 2009 für die Strahlparameter  $q = 100$  pC und  $f_b = 5$  kHz. Die Leistung wurde mit der IBW- und der transienten Methode bestimmt.

MWS Simulation		Messwerte direkt am Spektrumanalysator abgelesen										Werte anhand des transienten Verlaufs bestimmt					
Mode	$f_0$ [MHz]	Leistung $P_b$ an HOM-Koppler 1 [dBm]			Leistung $P_b$ an HOM-Koppler 2 [dBm]			Gesamtleistung $P_b$ [dBm]			$r_{S,max}$ [ $\Omega$ ]	$W_q$ [nJ]	$\tau$ [ $\mu$ s]	$P_b$ [dBm]	$Q_L$	$BW$ [kHz]	$r_S$ [ $\Omega$ ]
		a <sup>1)</sup> [dB]	IBW	Zero Span	a <sup>1)</sup> [dB]	IBW	Zero Span	a <sup>2)</sup> [dB]	IBW	Zero Span							
TM <sub>011</sub>	2396.204	13.47	-50.2	-50.1	13.28	-50.4	-50.4	2.03	-31.88	-31.83	1.75	0.128	2.17	-31.95	32729	73	1.70
TM <sub>011</sub>	2439.419	13.69	-42.0	-41.2	13.50	-43.0	-42.7	2.05	-23.81	-23.22	12.49	0.966	0.324	-23.16	4972	492	12.66
TM <sub>210</sub>	2484.385	13.89	-53.7	-53.3	13.70	-59.4	-59.3	2.07	-36.75	-36.41	0.56	0.043	43.19	-36.67	674356	4	0.55
TM <sub>011</sub>	2487.138	13.96	-35.2	-35.3	13.77	-40.2	-40.2	2.08	-18.01	-18.09	40.61	2.982	4.987	-18.27	78081	32	38.33
TM <sub>020</sub>	2681.682	14.53	-53.9	-53.7	14.35	-52.0	-51.9	2.17	-33.25	-33.10	1.17	0.103	0.489	-32.88	8210	326	1.24
Hybrid	2682.043	14.55	-66.7	-65.1	14.38	-65.0	-61.9	2.17	-46.14	-43.60	0.10	0.006	0.216	-44.97	3635	738	0.08
TM <sub>020</sub>	2707.295	14.62	-51.2	-50.6	14.44	-48.0	-48.2	2.18	-29.62	-29.54	2.64	0.196	0.194	-30.10	3292	820	2.32
TM <sub>020</sub>	2752.681	14.76	-47.3	-47.2	14.59	-54.3	-54.3	2.20	-29.58	-29.50	2.63	0.218	0.867	-29.63	14938	184	2.55
TM <sub>020</sub>	2820.597	15.12	-46.9	-47.0	14.91	-45.6	-45.6	2.24	-25.95	-25.99	5.68	0.508	78.39	-25.95	1.4E6	2	5.78
TM <sub>021</sub>	3018.044	15.59	-64.1	-64.9	15.34	-54.5	-54.6	2.30	-36.38	-36.55	0.50	0.049	0.247	-36.15	4544	643	0.53
TM <sub>021</sub>	3216.663	16.42	-57.9	-58.9	16.11	-58.0	-58.6	2.39	-36.28	-37.09	0.49	0.042	0.058	-36.83	1130	2750	0.43
TM <sub>012</sub>	3854.994	20.15	-53.3	-53.6	-	-	-	2.74	-30.41	-30.71	1.53	0.198	0.125	-30.05	3022	1276	1.66
TM <sub>030</sub>	3956.130	21.55	-62.7	-62.7	20.87	-58.4	-58.5	2.79	-33.18	-33.24	0.79	0.087	0.523	-33.62	13014	304	0.71
TM <sub>030</sub>	4290.090	24.62	-58.0	-57.9	23.75	-57.8	-57.6	2.94	-27.75	-27.61	2.62	0.305	0.061	-28.17	1647	2608	2.30

<sup>1)</sup> vermutlich keine Monopolmode

<sup>2)</sup> frequenzabhängige Kabeldämpfung beider Messkabel, gemäß Anhang C <sup>2)</sup> frequenzabhängige Kabeldämpfung der internen Modulkabel, gemäß Anhang C

Tabelle D.3: Zusammenstellung der Eigenschaften aller signifikanten Moden; gemessen mit einem FSQ26 (R&S) im Juni 2010 für die Strahlparameter  $q = 120$  pC und  $f_b = 5$  kHz. Die Leistung wurde mit der IBW- und der transienten Methode bestimmt.

MWS Simulation		Messwerte direkt am Spektrumanalyser abgelesen						Werte anhand des transienten Verlaufs bestimmt									
Mode	$f_0$ [MHz]	Leistung $P_b$ an HOM-Koppler 1 [dBm]			Leistung $P_b$ an HOM-Koppler 2 [dBm]			Gesamtleistung $P_b$ [dBm]			$r_{S,max}$ [Ω]	$W_q$ [nJ]	$\tau$ [μs]	$P_b$ [dBm]	$Q_L$	$BW$ [kHz]	$r_S$ [Ω]
		a <sup>1)</sup> [dB]	IBW	Zero Span	a <sup>1)</sup> [dB]	IBW	Zero Span	a <sup>2)</sup> [dB]	IBW	Zero Span							
TM <sub>011</sub>	2396.204	13.47	-49.6	-49.3	13.28	-49.1	-48.9	2.03	-30.93	-30.69	<b>1.58</b>	0.171	2.123	-30.68	<b>32016</b>	75	<b>1.58</b>
TM <sub>011</sub>	2439.419	13.69	-40.0	-39.3	13.50	-41.2	-41.1	2.05	-21.89	-21.43	<b>13.09</b>	1.319	0.321	-21.81	<b>4930</b>	496	<b>12.01</b>
TM <sub>210</sub>	2475.040	13.89	-63.4	-54.7	13.70	-61.7	-59.0	2.07	-43.61	-37.42	<b>0.31</b>	0.036	45.0	-37.41	<b>7.03E5</b>	4	<b>0.32</b>
TM <sub>210</sub>	2484.385	13.89	-51.0	-50.7	13.70	-57.3	-57.9	2.07	-34.16	-34.01	<b>0.58</b>	0.081	43.0	-33.95	<b>6.71E5</b>	4	<b>0.72</b>
TM <sub>011</sub>	2487.138	13.96	-34.5	-34.2	13.77	-40.1	-39.8	2.08	-17.45	-17.15	<b>34.46</b>	3.870	5.170	-17.13	<b>80947</b>	31	<b>34.55</b>
TM <sub>020</sub>	2681.682	14.53	-52.2	-51.9	14.35	-51.0	-50.8	2.17	-31.95	-31.71	<b>1.12</b>	0.133	0.488	-31.76	<b>8206</b>	326	<b>1.11</b>
Hybrid	2682.043	14.55	-66.7	-65.1	14.38	-65.0	-61.9	2.17	-46.13	-43.59	—	—	—	—	—	—	—
TM <sub>020</sub>	2707.295	14.62	-49.1	-49.1	14.44	-47.2	-47.0	2.18	-28.34	-28.22	<b>2.49</b>	0.290	0.180	-28.39	<b>3047</b>	886	<b>2.39</b>
TM <sub>020</sub>	2752.681	14.76	-46.7	-46.0	14.59	-53.4	-52.9	2.20	-28.93	-28.26	<b>2.43</b>	0.294	0.887	-28.32	<b>15291</b>	179	<b>2.39</b>
TM <sub>020</sub>	2820.595	15.12	-50.0	-49.7	14.91	-48.2	-48.3	2.24	-28.76	-28.69	<b>3.06</b>	0.273	73.0	-28.64	<b>1.29E6</b>	2	<b>2.16</b>
TM <sub>021</sub>	3018.044	15.59	-64.1	-64.0	15.34	-51.8	-51.9	2.30	-33.9	-33.99	<b>0.62</b>	0.080	0.207	-34.00	<b>3804</b>	769	<b>0.61</b>
TM <sub>021</sub>	3216.663	16.42	-56.0	-56.5	16.11	-56.4	-57.1	2.39	-34.53	-35.12	<b>0.51</b>	0.058	0.056	-35.35	<b>1097</b>	2832	<b>0.42</b>
TM <sub>021</sub>	3418.904	17.94	-57.6	-58.3	17.59	-57.8	-57.9	2.53	-34.38	-34.79	<b>0.48</b>	0.057	0.033	-35.44	<b>697</b>	4889	<b>0.37</b>
TM <sub>021</sub>	3676.889	19.38	-71.3	-65.5	18.90	-68.7	-64.6	2.65	-45.08	-40.25	<b>0.12</b>	0.008	0.021	-43.87	<b>485</b>	7529	<b>0.05</b>
TM <sub>012</sub>	3814.126	20.35	-70.0	-67.5	19.75	-71.0	-68.3	2.71	-44.65	-42.07	<b>0.07</b>	0.008	0.057	-44.12	<b>1370</b>	2773	<b>0.05</b>
TM <sub>012</sub>	3854.979	20.78	-52.0	-51.6	20.15	-64.0	-60.0	2.74	-28.25	-27.57	<b>2.04</b>	0.341	0.139	-27.68	<b>3369</b>	1144	<b>1.99</b>
TM <sub>030</sub>	3925.125	21.27	-70.7	-71.0	20.60	-70.0	-69.6	2.77	-43.63	-43.57	<b>0.05</b>	0.010	0.201	-43.01	<b>4954</b>	791	<b>0.06</b>
TM <sub>030</sub>	3956.127	21.56	-62.8	-62.8	20.87	-59.4	-59.0	2.79	-33.88	-33.61	<b>0.49</b>	0.086	0.514	-33.67	<b>12770</b>	310	<b>0.49</b>
TM <sub>030</sub>	3990.886	21.86	-71.3	-72.3	21.15	-76.0	-76.7	2.81	-45.53	-46.47	<b>0.03</b>	0.004	0.043	-47.57	<b>1072</b>	3728	<b>0.02</b>
TM <sub>030</sub>	4102.123	22.66	-73.0	-74.0	21.91	-67.4	-68.4	2.85	-41.42	-42.42	<b>0.08</b>	0.011	0.071	-42.72	<b>1818</b>	2248	<b>0.06</b>
TM <sub>121</sub>	4161.398	23.28	-90.0	-90.0	22.50	-65.2	-65.0	2.88	-39.81	-39.61	<b>0.12</b>	—	0.083	—	<b>2171</b>	1915	—
TM <sub>030</sub>	4290.090	24.62	-57.1	-57.6	23.75	-57.1	-57.5	2.94	-26.94	-27.4	<b>2.12</b>	0.342	0.088	-27.67	<b>2370</b>	1812	<b>1.80</b>

<sup>a)</sup> vermutlich keine Monopolmoden

<sup>1)</sup> frequenzabhängige Kabeldämpfung beider Messkabel, gemäß Anhang C <sup>2)</sup> frequenzabhängige Kabeldämpfung der internen Modulkabel, gemäß Anhang C

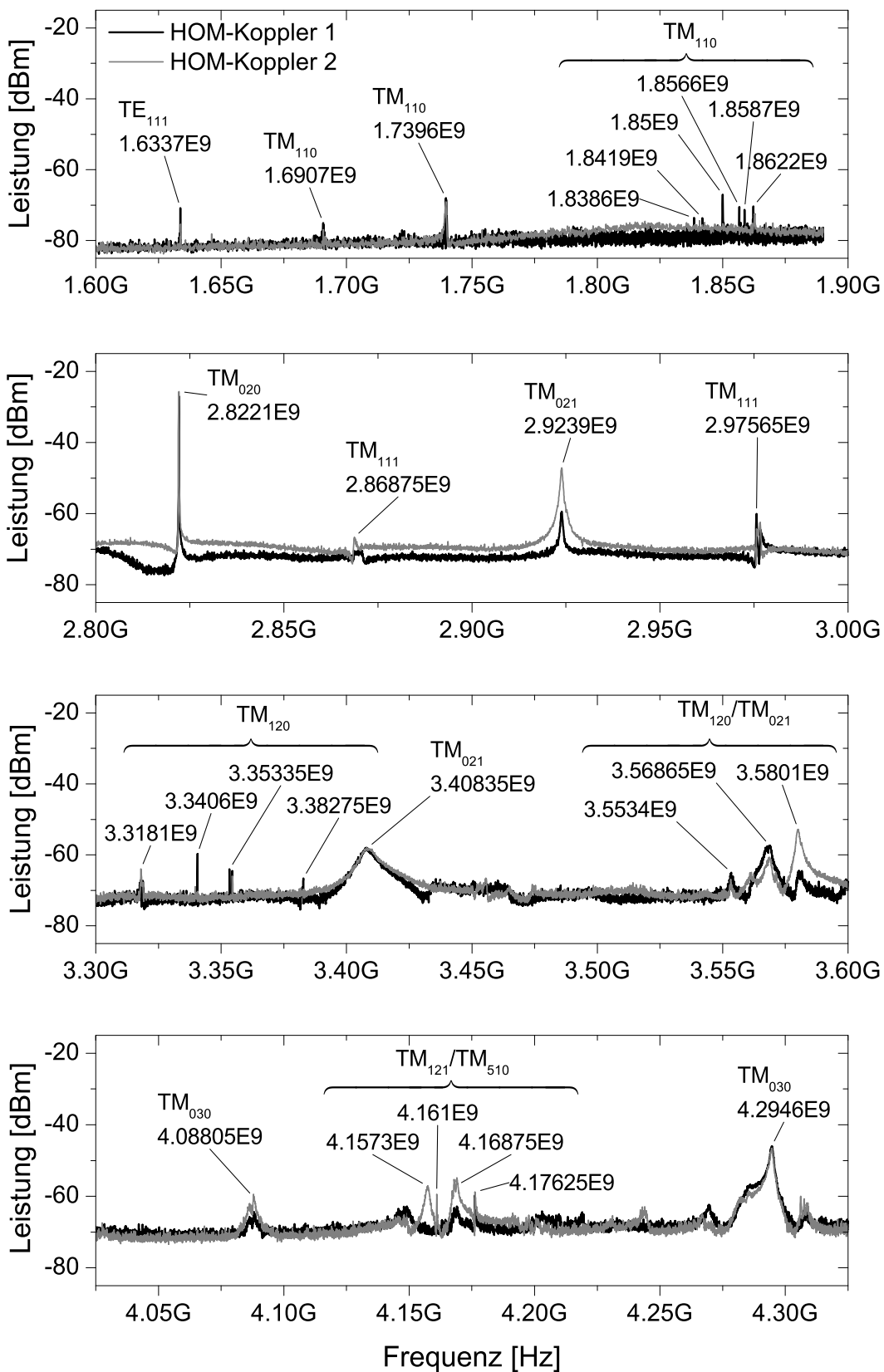


Abbildung D.1: Gemessene Spektren aller durch den Elektronenstrahl mit den Parametern  $q = 120$  pC und  $f_b = 5$  kHz angeregten Dipolmoden.

## Anhang E: Analytisches Integral

$$\underline{V}_{RLC} = I_T \equiv q r_s Q_L \int_{-\infty}^{+\infty} df \exp(-\alpha^2 f^2) \cdot \frac{1}{1 + i Q_L \left( \frac{f - f_0}{f_0} - \frac{f_0}{f} \right)}; \quad \alpha^2 \equiv \frac{1}{2} (2\pi)^2 \sigma_t^2 \quad (\text{E.1})$$

$$I_T = -i q r_s f_0 \int_{-\infty}^{+\infty} df \exp(-\alpha^2 f^2) \cdot \frac{f}{(f^2 - f_0^2) - i \left( \frac{f_0}{Q_L} \right) f} \equiv C_T I_P \quad (\text{E.2})$$

$$(f^2 - f_0^2) - i \left( \frac{f_0}{Q_L} \right) f = f^2 - i 2\gamma f - f_0^2 = (f - f_1)(f - f_2); \quad \gamma \equiv \frac{1}{2} \frac{f_0}{Q_L} \quad (\text{E.3})$$

$$f_{1/2} = i\gamma \pm f_0 \sqrt{1 - \frac{1}{4Q_L^2}} \quad \text{für } Q_L \gg 10^6 \quad \boxed{f_{1/2} \approx i\gamma \pm f_0}$$

$$\boxed{I_P = \int_{-\infty}^{+\infty} df \exp(-\alpha^2 f^2) \cdot \frac{f}{(f - f_1)(f - f_2)}} \quad (\text{E.4})$$

Abschnittsweise Lösung des Integrals um die Pole

$$\frac{1}{(f - f_1)} = \frac{(f - f_0)}{\left[ (f - f_0)^2 + \gamma^2 \right]} + i\gamma \frac{1}{\left[ (f - f_0)^2 + \gamma^2 \right]} \equiv \frac{(f - f_0)}{N_-} + i\gamma \frac{1}{N_-} \quad (\text{E.5})$$

$$\frac{1}{(f - f_2)} = \frac{(f + f_0)}{\left[ (f + f_0)^2 + \gamma^2 \right]} + i\gamma \frac{1}{\left[ (f + f_0)^2 + \gamma^2 \right]} \equiv \frac{(f + f_0)}{N_+} + i\gamma \frac{1}{N_+}$$

$$\frac{f}{(f - f_1)(f - f_2)} = \frac{-1}{2f_0} \left[ \frac{-f_1}{(f - f_1)} + \frac{f_2}{(f - f_2)} \right] \quad (\text{E.6})$$

$$= \frac{1}{2} \left\{ \underbrace{\left[ \frac{(f - f_0)}{N_-} + \frac{(f + f_0)}{N_+} \right]}_{F_1(f)} + i\gamma \underbrace{\left[ \frac{1}{N_-} + \frac{1}{N_+} \right]}_{F_2(f)} \right. \\ \left. + i\gamma \frac{-1}{f_0} \underbrace{\left[ -\frac{(f - f_0)}{N_-} + \frac{(f + f_0)}{N_+} \right]}_{F_3(f)} + \frac{\gamma^2}{f_0} \underbrace{\left[ -\frac{1}{N_-} + \frac{1}{N_+} \right]}_{F_4(f)} \right\} \quad (\text{E.7})$$

Das partielle Integral lautet nun:

$$\boxed{I_P = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} df \exp(-\alpha^2 f^2) \left[ F_1(f) + i\gamma F_2(f) - i\gamma \frac{1}{f_0} F_3(f) + \frac{\gamma^2}{f_0} F_4(f) \right]} \quad (\text{E.8})$$

wegen  $N_-(-f) = N_+(f)$  und  $N_+(-f) = N_-(f)$  gilt

$$\begin{aligned} F_1(-f) &= -F_1(f) \\ F_2(-f) &= F_2(f) \\ F_3(-f) &= F_3(f) \\ F_4(-f) &= -F_4(f) \end{aligned} \tag{E.9}$$

Für die Multiplikation der symmetrischen Gauss-Funktion mit den antisymmetrischen Funktionen  $F_1$  und  $F_4$  verschwinden die Integrale.

$$I_p = \frac{i}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} df \exp(-\alpha^2 f^2) \cdot \left[ \gamma \cdot F_2(f) - \frac{1}{f_0} \gamma \cdot F_3(f) \right] \tag{E.10}$$

Durch die bekannte Näherung der Lorentzkurve an eine Deltafunktion

$$\frac{\gamma}{N_{\pm}} = \frac{\gamma}{\left[ (f \pm f_0)^2 + \gamma^2 \right]} = \pi \cdot \delta_{\gamma}(f \pm f_0) \tag{E.11}$$

und unter Ausnutzung von deren Siebeigenschaft

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \delta(x-a) dx = f(a)$$

folgt für die Integrale

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} df \exp(-\alpha^2 f^2) \cdot \gamma \cdot F_2(f) &= 2\pi \exp(-\alpha^2 f_0^2) \\ \text{und} & \\ \int_{-\infty}^{+\infty} df \exp(-\alpha^2 f^2) \cdot \gamma \cdot F_3(f) &= 0 \end{aligned} \tag{E.12}$$

und damit die Lösung des gesuchten Integrals zu

$$\begin{aligned} I_p &= i\pi \exp(-\alpha^2 f_0^2) \\ I_T &= -iqr_s f_0 I_p = \pi \cdot qr_s f_0 \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}(2\pi\sigma_t)^2 f_0^2\right). \end{aligned} \tag{E.13}$$



# Literaturverzeichnis

---

---

- [AAR2006] A. ARNOLD, H. BUETTIG, D. JANSSEN, U. LEHNERT, P. MICHEL, K. MOELLER, P. MURCEK, CH. SCHNEIDER, R. SCHURIG, F. STAUFENBIEL, J. TEICHERT, R. XIANG, T. KAMPS, D. LIPKA, F. MARHAUSER, G. KLEMZ, W.D. LEHMANN, A. MATHEISEN, B. VAN DER HORST, J. STEPHAN, V. VOLKOV, I. WILL: First RF-Measurements at the 3.5-Cell SRF-Photo-Gun Cavity in Rossendorf. In: BESSY (Hrsg.): *Proceedings of the Free Electron Laser Conference*. Berlin, Germany, 2006, S. 567–570.
- [AAR2007] A. ARNOLD, H. BUETTIG, D. JANSSEN, G. STAATS, J. TEICHERT: Field reconstruction by passband frequency measurement at the Rossendorf SRF-gun cavity. In: Peking Univ. (Hrsg.): *Proceedings of the 13th International Workshop on RF Superconductivity*. Beijing, China, 2007, S. 689–691.
- [AAR2011] A. ARNOLD, P. KNEISEL, L. TURLINGTON, M. STIRBET, G. EREMEEV, P. MURCEK, J. TEICHERT, R. XIANG: Fabrication, Tuning, Treatment and Testing of two 3.5 Cell Photo-Injector Cavities for the ELBE LINAC. In: FNAL (Hrsg.): *Proceedings of the 15th International Conference on RF Superconductivity*. Chicago, USA, 2011. To be published.
- [ABU2002] A. BUECHNER, H. BÜTTIG, J. STEPHEN: RF window diagnosis and training for the ELBE superconducting accelerator. In: JLab (Hrsg.): *Workshop on high power couplers for superconducting accelerators*. Newport News, Virginia, 2002.
- [ABU2006] A. BÜCHNER, F. GABRIEL, H. BÜTTIG, U. LEHNERT, P. MICHEL, C. SCHNEIDER, R. SCHURIG: Pulsed RF System for the ELBE Superconducting Accelerator. In: EPS-AG (Hrsg.): *Proceedings of the 10th European Particle Accelerator Conference*. Edinburgh, Scotland, 2006, S. 411–412.
- [ABU2007] A. BUECHNER: *Training des Kopplers für die SRF-Gun*. Arbeitspapier HZDR, März, 2007.
- [ANS2007] ANSYS INC: *ANSYS Workbench 11.0*. [www.ansys.com](http://www.ansys.com); Januar 2007.
- [ARN2006] A. ARNOLD: Untersuchungen zur Feldverteilung verschiedener Moden in mehrzelligen Beschleunigerresonatoren. Technische Univ. Dresden, Dipl.-Arb., 2006.
- [ARN2009] A. ARNOLD, H. BÜTTIG, D. JANSSEN, M. JUSTUS, T. KAMPS, G. KLEMZ, U. LEHNERT, P. MICHEL, K. MÖLLER, P. MURCEK, J. RUDOLPH, A. SCHAMLOTT, M. SCHENK, CH. SCHNEIDER, R. SCHURIG, F. STAUFENBIEL, J. TEICHERT, V. VOLKOV, I. WILL UND R. XIANG: Rossendorf SRF-Gun Cavity Characteristics. In: *AIP Conf. Proc.*, 1149 (2009), S. 1125–1132.
- [ARN2010] A. ARNOLD: A Diplexer to Operate Two Cavity Eigenmodes in Parallel. In: KEK, JAEA, J-PARC (Hrsg.): *Proceedings of the XXV Linear Accelerator Conference*. Tsukuba, Japan, 2010, S. 875–877.

- [ARN2011] A. ARNOLD UND J. TEICHERT: Overview on Superconducting Photoinjectors. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, 2 14 (2011), S. 024801.
- [ASH2010] M. EL ASHMAWY UND G. D'AURI: Short Range Wakefields Studies of Step-out and Taper-out Transitions Adjacent to X-band Linac in FERMI@elettra. In: IPAC'10 OC/ACFA (Hrsg.): *Proceedings of the First International Particle Accelerator Conference (IPAC'10)*. Kyoto, Japan, 2010, S. 2003–2005. – ISBN 978–92–9083–352–9
- [AUN2000] B. AUNE ET AL: Superconducting TESLA cavities. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, 9 3 (2000), S. 092001.
- [BAL1998] P. BALLEYGUIER: External Q studies for APT SC-cavity Couplers. In: Argonne Nat. Lab (Hrsg.): *Proceedings of the 19th Linear Accelerator Conference*. Chicago, IL, USA, 1998, S. 133–135.
- [BAL2006] M. BALK, CST AG: *private Kommunikation*. März 2006.
- [BES2009] BASIC ENERGY SCIENCES ADVISORY COMMITTEE (BESAC): Next-Generation Photon Sources for Grand Challenges in Science and Energy. In: U.S. Department of Energy (Hrsg.): *Workshop on Solving Science and Energy Grand Challenges with Next-Generation Photon Sources*. Rockville, Maryland, USA, 2009, S. 47–66.
- [BIN1999] G. MERZIGER, G. MÜHLBACH, D. WILLE, T. WIRTH: *Formeln + Hilfen zur Höheren Mathematik*. 3. Aufl., Springer : Binomi, 1999. – ISBN 3–923–923–35–X
- [BRO1993] M. J. BROWMAN: Using the Panofsky-Wenzel Theorem in the Analysis of Radio-Frequency Deflectors. In: IEEE (Hrsg.): *Proceedings of the Particle Accelerator Conference Bd. 2*. Washington, DC, USA, 1993, S. 800–802. – ISBN 0–7803–1203–1
- [BUE2007] A. BÜCHNER, H. BÜTTIG, F. GABRIEL, U. LEHNERT, P. MICHEL, R. SCHURIG, G. STAATS, J. TEICHERT: *Analog RF Control of ELBE Modules*. Hamburg : DESY, 2007 (EUROFEL Report D5.13). – Forschungsbericht
- [CHA1989] H. CHALOUPKA, H. HEINRICHS, A. MICHALKE, H. PIEL, C. K. SINCLAIR, F. EBELING, T. WEILAND, U. KLEIN, H. P. VOGEL: A proposed superconducting photoemission source of high brightness. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 1-2 285 (1989), S. 327–332.
- [CHO2011] S. CHORоба, DESY: *private Kommunikation*. Mai 2011.
- [COL1991] R. E. COLLIN: *Field Theory of Guided Waves*. New York : Wiley-IEEE Press, 1991. – ISBN 0–7803–6031–1
- [CON2009] Z. A. CONWAY, D. L. HARTILL, H. PADAMSEE, E. N. SMITH: Defect Location in Superconducting Cavities Cooled with HE-II Using Oscillating Superleak Transducers. In: Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie (Hrsg.): *Proceedings of the 14th International Conference on RF Superconductivity*. Berlin, Germany, 2009, S. 113–116.
- [CST2010] CST AG: *CST Studio Suite(TM) 2010*. www.cst.com; August 2010.
- [DHA2007] A. S. DHAVALA UND K. C. MITTAL: Evaluation of external Q using Kroll-Yu method with microwave studio. In: Raja Ramanna Centre for Advanced Technology (RRCAT) (Hrsg.): *Proceedings of the Asian Particle Accelerator Conference*. Indore, India, 2007, S. 503–505.
- [DIA2006] NATIONAL INSTRUMENTS: *NI DIAdem 10.1*. <http://germany.ni.com/>; Februar 2007.



- [DWE1990] B. DWERSTEG, Q. YUFANG: Variable Input Transformer For Hera Superconducting Cavities. In: *Particle Accelerators*, 29 (1990), S. 35–40.
- [ELL2003] P. ELLEAUME UND A. ROPERT: The ultimate hard X-ray storage-ring-based light source. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 1-3 500 (2003), S. 18–24.
- [FLO1997] K. FLOETTMANN: Note on the Thermal Emittance of Electrons Emitted by Cesium Telluride Photo Cathodes. Hamburg : DESY, 1997 (TESLA-FEL 1997-01). – Forschungsbericht
- [FLO2004] K. FLÖTTMANN, D. JANSSEN UND V. VOLKOV: Emittance Compensation in a Superconducting RF Gun with a Magnetic Mode. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, 7 (2004), S. 090702.
- [GOO2010] GOODFELLOW: *Materialeigenschaften*. <http://www.goodfellow.com> – Letzter Abruf: 26.07.2010.
- [GRA1991] J. GRABER, P. BARNES, J. KIRCHGESSNER, D. MOFFAT, H. PADAMSEE, D. RUBIN, J. SEARS: High Peak Power RF Processing Studies of 3 GHz Niobium Cavities. In: DESY (Hrsg.): *Proceedings of the Fifth Workshop on RF Superconductivity*. Hamburg, Germany, 1991, S. 758–765.
- [GRU2003] S. M. GRUNER UND D.H. BILDERBACK: Energy recovery linacs as synchrotron light sources. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 1-3 500 (2003), S. 25–32.
- [HBU2010] H. BÜTTIG, A. ARNOLD, A. BÜCHNER, M. FREITAG, M. KRÄTZIG, U. LEHNERT, P. MICHEL, R. SCHURIG, G. STAATS, J. TEICHERT, J. VOIGTLÄNDER, A. WINTER: Study of the ELBE RF-couplers with a new 1.3 GHz RF-coupler test bench driven by a resonant ring. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 2 612 (2010), S. 427–437.
- [HEM2005] R. HEMPEL: Messung der mechanischen Eigenschaften eines Tuners für einen supraleitenden HF-Resonator. Hochschule für Technik und Wirtschaft Dresden (FH), Dipl.-Arb., 2005.
- [HFSS2011] ANSYS INC.: *Ansys HFSS(TM) 13.0*. <http://www.ansoft.com/>; 2011.
- [HIL2000] V. BAGLIN, J. BOJKO, O. GRÖBNER, B. HENRIST, N. HILLERET, C. SCHEUERLEIN, M. TABORELLI: The Secondary Electron Yield of Technical Materials and its Variation with Surface Treatments. In: Austrian Academy of Sciences Press (Hrsg.): *Proceedings of the 7th European Particle Accelerator Conference*. Vienna, Austria, 2000, S. 271–221.
- [HIN2008] F. HINTERBERGER: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. 2. Aufl., Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2008. – ISBN 978–3–540–75281–3
- [JAN2000] D. JANSSEN UND V. VOLKOV: RF focussing - an instrument for beam quality improvement in superconducting RF guns. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 1-2 452 (2000), S. 34–43.
- [JAN2003] D. JANSSEN, H. BÜTTIG, P. EVTUSHENKO, M. FREITAG, F. GABRIEL, B. HARTMANN, U. LEHNERT, P. MICHEL, K. MÖLLER, T. QUAST, B. REPPE, A. SCHAMLOTT, CH. SCHNEIDER, R. SCHURIG, J. TEICHERT, S. KONSTANTINOV, S. KRUCHKOV, A. KUDRYAVTSEV, O. MYSKIN, V. PETROV, A. TRIBENDIS, V. VOLKOV, W. SANDNER, I. WILL, A. MATHEISEN, W. MOELLER, M. PEKELER, P. V. STEIN, CH. HABERSTROH: First operation of a superconducting RF-gun. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 1-2 507 (2003), S. 314–317.

- [KAA2010] W. KAABI, A. VARIOLA, G. KEPPEL, V. PALMIERI, A. BRINKMANN, I. MONTERO: Titanium Nitride Coating as a Multipactor Suppressor. In: IPAC'10 OC/ACFA (Hrsg.): *Proceedings of the First International Particle Accelerator Conference (IPAC'10)*. Kyoto, Japan, 2010, S. 2887–2889. – ISBN 978–92–9083–352–9
- [KAM2008] T. KAMPS, A. ARNOLD, D. BOEHLICK, M. DIRSAT, G. KLEMPZ, D. LIPKA, T. QUAST, J. RUDOLPH, M. SCHENK, F. STAUFENBIEL, J. TEICHERT, I. WILL: Electron beam diagnostics for a superconducting radio frequency photoelectron injector. In: *Review of Scientific Instruments*, 79 (2008), S. 093301.
- [KAT2004] V. KATALEV UND S. CHORоба: Tuning of External Q And Phase for The Cavities of A Superconducting Linear Accelerator. In: IEEE (Hrsg.): *Proceedings of 22nd International Linear Accelerator Conference*. Lübeck, Germany, 2004, S. 724–726.
- [KMW2003] K. M. WILSON, E. F. DALY, J. HENRY, J. HOGAN, D. MACHIE, J. SEKUTOWICZ, T. WHITLATCH: Mechanical Cavity Design for 100MV Upgrade Cryomodule. In: IEEE (Hrsg.): *Proceedings of the 20th IEEE Particle Accelerator Conference*. Portland, OR, USA, 2003, S. 2866–2868.
- [KNO1991] J. KNOBLOCH: *Basic Concepts of Measurements Made on Superconducting RF Cavities*. Ithaca : Laboratory of Nuclear Studies, Cornell Univ., 1991 (SRF 910927-07). – Forschungsbericht
- [KNO2007] J. KNOBLOCH: CW Operation of TESLA HOM Loop Couplers. In: DESY (Hrsg.): *TTC Meeting at FNAL*. Batavia, IL, USA, 2007.
- [KRE1996] G. R. KREPS, J. SEKUTOWICZ, D. PROCH: Tuning of the TESLA Superconducting Cavities and the Measurement of Higher Order Mode Damping. In: JINR (Hrsg.): *Proceedings of the 15th Conference on Charged Particle Accelerators*. Dubna, Russia, 1996, S. 141–149.
- [KRE2007] G. KREPS, DESY: private Kommunikation. 2007.
- [KRO1990] N. KROLL UND D. YU: Computer Determination of External Q and Resonance Frequency of Waveguide Loaded Cavities. In: *Particle Accelerators*, 34 (1990), S. 231–250.
- [KUE2005] A. KÜCHLER: *Hochspannungstechnik: Grundlagen - Technologie - Anwendungen*. 2. Aufl., Berlin : Springer, 2005. – ISBN 978–3540214113
- [LEH2012] U. LEHNERT: *private Kommunikation*. Januar 2012.
- [LEW2004] JOHN W. LEWELLEN: High-brightness electron guns for linac-based light sources. In: SPIE (Hrsg.): *Proceedings of SPIE Volume: 5534*. 2004, S. 22
- [LI2003] Z. LI, R. JOHNSON, S. R. SMITH, T. NAITO, J. RIFKIN: Cavity BPM With Dipole-Mode Selective Coupler. In: IEEE (Hrsg.): *Proceedings of the 2003 Particle Accelerator Conference*. Portland, USA, 2003.
- [LOH2009] E. LOHRMANN UND P. SÖDING: *Von schnellen Teilchen und hellem Licht: 50 Jahre Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY*. 1. Aufl., Weinheim : Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2009. – ISBN 978–3–527–40990–7
- [MAR2009] F. MARHAUSER, R. A. RIMMER, K. TIAN, H. WANG: Enhanced Method for Cavity Impedance Calculations. In: TRIUMF (Hrsg.): *Proceedings of the 23rd Particle Accelerator Conference*. Vancouver, BC, Canada, 2009, S. 4523–4525.

- [MAR2010] F. MARHAUSER: *JLab SRF Cavity Fabrication Errors, Consequences and Lesson Learned*. Newport News : JLab, 2010 (JLab-TN-10-021). – Forschungsbericht
- [MAT2007] Parametric Technology Corporation: *MathCad 14.0*. www.ptc.com; 2007.
- [MES2011] MESSER SCHWEIZ AG: *Physikalisches Datenblatt Helium*. [http://www.messer.ch/produkte\\_loesungen/gasedaten/physdatenbl/Helium\\_phys\\_d.pdf](http://www.messer.ch/produkte_loesungen/gasedaten/physdatenbl/Helium_phys_d.pdf) – Letzter Abruf: 09.11.2011.
- [MIC2008] P. MICHEL: The Radiation Source ELBE at the Forschungszentrum Dresden-Rossendorf. In: IEEE (Hrsg.): *Proceedings of the Nuclear Science Symposium*. 2008, S. 3078–3080.
- [MOE1999] W.-D. MOELLER: High Power Coupler for the TESLA Test Facility. In: Los Alamos National Laboratory (Hrsg.): *Proceedings of the 9th Workshop on RF Superconductivity*. Santa Fe, New Mexico, USA, 1999.
- [MOE2007] A. ARNOLD, H. BÜTTIG, D. JANSSEN, T. KAMPS, G. KLEMZ, W. D. LEHMANN, U. LEHNERT, D. LIPKA, F. MARHAUSER, P. MICHEL, K. MÖLLER, P. MURCEK, CH. SCHNEIDER, R. SCHURIG, F. STAUFENBIEL, J. STEPHAN, J. TEICHERT, V. VOLKOV, I. WILL, R. XIANG: Development of a Superconducting Radio Frequency Photoelectron Injector. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 3 577 (2007), S. 440–454.
- [MPC2001] P. YLÄ-OIJALA, J. LUKKARINEN, S. JÄRVENPÄÄ, M. OKKOLA: *MultiPac 2.1 - Multipacting Simulation Toolbox with 2D FEM Field Solver and MATLAB GUI*. Rolf Nevanlinna Institute, Univ. of Helsinki; July 2001.
- [MTH2007] A. MATHEISEN: *Tutorial on Cavity Preparation*. [http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/srf2007/TUTORIAL/PDF/Tutorial\\_3b.pdf](http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/srf2007/TUTORIAL/PDF/Tutorial_3b.pdf) – Letzter Abruf: 25.02.2011.
- [MTL2008] MATHWORKS, INC.: *Mathlab R2008a*. <http://www.mathworks.com/products/matlab/>; März 2008.
- [MUR2009] P. MURCEK, H. BUETTIG, P. MICHEL, K. MOELLER, A. ARNOLD, J. TEICHERT, R. XIANG, M. FREITAG, P. KNEISEL: Modified 3½-Cell SC Cavity Made of Large Grain Niobium for the FZD SRF Photoinjector. In: HZB (Hrsg.): *Proceedings of 14th International Conference on RF Superconductivity*. Berlin, Germany, 2009, S. 585–588.
- [MUR2011] P. MURCEK, A. ARNOLD, H. BUETTIG, P. MICHEL, J. TEICHERT, R. XIANG, P. KNEISEL: Modified SRF Photoinjector for the ELBE at HZDR. In: FNAL (Hrsg.): *Proceeding of the 15th International Conference on RF Superconductivity*. Chicago, USA, 2011.
- [MYN2003] G. R. MYNENI UND S. R. AGNEW: Elasto-Plastic Behavior of High RRR Niobium: Effects of Crystallographic Texture, Microstructure and Hydrogen Concentration. In: *AIP Conf. Proc.*, 671 (2003), S. 227–242.
- [NEU2008] A. NEUMANN: *Compensating Microphonics in SRF Cavities to Ensure Beam Stability for Future Free-Electron-Lasers*. Humboldt-Univ. Berlin, Diss., 2008.
- [OIJ1997] P. YLÄ-OIJALA: *Suppressing Electron Multipacting in Coaxial Lines by DC Voltage*. Hamburg : DESY, 1997 (TESLA Report 1997-21). – Forschungsbericht

- [OIJ2001] P. YLÄ-OIJALA UND D. PROCH: MultiPac - Multipacting Simulation Package with 2D FEM Field Solver. In: KEK and JAER (Hrsg.): *Proceedings of the 10th Workshop on RF Superconductivity*. Tsukuba, Japan, 2001, S. 105–107.
- [PAD2008] H. PADAMSE, J. KNOBLOCH, T. HAYS: *RF Superconductivity for Accelerators*. 2. Aufl., Weinheim : Wiley-VCH, 2008. – ISBN 978–3–527–40842–9
- [PAD2009] H. PADAMSE: *RF Superconductivity*. 1. Aufl., Weinheim : Wiley-VCH, 2009. – ISBN 987–3–527–40572–5
- [PAL1994] L. PALUMBO, V. G. VACCARO, M. ZOBOV: Wake fields and impedance. In: CERN (Hrsg.): *CAS - CERN Accelerator School : 5th Advanced Accelerator Physics Course*. Rhodes, Greece, 1994, S. 331–390.
- [PAN1956] W. K. H. PANOFSKY UND W. A. WENZEL: Some Considerations Concerning the Transverse Deflection of Charged Particles in Radio-Frequency Fields. In: *Review of Scientific Instruments*, 1 (1956), S. 967.
- [PES1995] C. PESCHKE: Messungen und Berechnungen zu longitudinalen und transversalen Shuntimpedanzen einer Elektronen-Positronen-Linearbeschleuniger - Struktur. Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, Dipl.-Arb., 1995.
- [POW2005] T. POWERS: *Theory and Practice of Cavity RF Test Systems*. Newport News : JLab, 2005 (JLAB-ACE-05-475). – Forschungsbericht
- [PRO1996] D. PROCH: High Field SC Cavities. In: *Proceedings of 5th European Particle Accelerator Conference*. Barcelona, Spain, 1996, S. 192–196.
- [PSF2007] LOS ALAMOS ACCELERATOR CODE GROUP: *Poisson Superfish V7.18*. [http://laacg1.lanl.gov/laacg/services/download\\_sf.phtml](http://laacg1.lanl.gov/laacg/services/download_sf.phtml); Februar 2007.
- [PUG1992] M. PUGLISI: Conventional RF cavity design. In: S. Tuner (Hrsg.): *CERN Accelerator School : RF Engineering for Particle Accelerators*. Geneva : CERN, 1992, S. 167–176. – ISBN 92–9083–045–X
- [RES2007] D. RESCHKE: *Tutorial at the SRF2007 - Limits in cavity performance*. [http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/srf2007/TUTORIAL/PDF/Tutorial\\_3c.pdf](http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/srf2007/TUTORIAL/PDF/Tutorial_3c.pdf) – Letzter Abruf: 25.02.2011.
- [RIE2000] U. VAN RIENEN: *Numerical Methods in Computational Electrodynamics*. Berlin, Heidelberg, New York : Springer, 2000. – ISBN 3–540–67629–5
- [RIM1998] R. RIMMER, D. LI, S. KOSTA: Calculations of External Coupling to a Single Cell RF-Cavity. In: Argonne National Laboratory (Hrsg.): *Proceedings of the 19th International Linear Accelerator Conference*. Chicago, IL, USA, 1998, S. 977–979.
- [SAW2007] M. SAWAMURA: Measurement of Beam Position Monitor Using HOM Couplers of Superconducting Cavities. In: IEEE (Hrsg.): *Proceedings of the 22nd Particle Accelerator Conference*. Albuquerque, New Mexico, USA, 2007, S. 4060–4062.
- [SCH1998] T. SCHILCHER: Vector Sum Control of Pulsed Accelerating Fields in Lorentz Force Detuned Superconducting Cavities. Univ. Hamburg, Diss., 1998.
- [SCH2003] C. G. SCHÄFFER: *Vorlesungsscript Hoch- und Höchstfrequenztechnik*. Dresden : Institut für Nachrichtentechnik, TU Dresden, 2003.
- [SHE2002] V. SHEMELIN UND S. BELOMESTNYKH: *Calculation of the B-cell cavity external Q with MAFLA and Microwave Studio*. Ithaca : Cornell Univ., 2002 (SRF020620-03). – Forschungsbericht

- [SHI2006] J. SHI, H. CHEN, S. ZHENG, D. LI, R. RIMMER, H. WANG: Comparison of Measured and Calculated Coupling between a Waveguide and an RF Cavity Using CST Microwave Studio. In: EPS-AG (Hrsg.): *Proceedings of the 10th European Particle Accelerator Conference*. Edinburgh, UK, 2006, S. 1328–1330.
- [SIN2010] W. SINGER, A. ERMAKOV, X. SINGER: *RRR-Measurement Techniques on High Purity Niobium*. Hamburg : DESY, 2010 (TTC-Report 2010-02). – Forschungsbericht
- [SLA1952] L. C. MAIER, JR. AND J. C. SLATER: Field Strength Measurements in Resonant Cavities. In: *Journal of Applied Physics*, 23 (1952), S. 68–77.
- [SLS1991] D. G. MYAKISHEV UND V. P. YAKOVLEV: An Interactive Code SUPERLANS for Evaluation of RF-Cavities and Acceleration Structures. In: IEEE (Hrsg.): *Proceedings of the 1991 IEEE Particle Accelerator Conference*. San Francisco, CA, USA, 1991, S. 3002–3004.
- [SLS2011] D. MYAKISHEV: *The SuperLANS Family of Codes for 2D RF Cavity Simulations*. <http://www.euclidtechlabs.com/SLANS/SLANS.htm> – Letzter Abruf: 04.10.2011.
- [SSB2010] SSB-ELECTRONIC GMBH: *Dämpfungsarmes Koaxkabel für die Nachrichtentechnik*. [http://www.funkelektronik.at/download/aircom\\_plus.pdf](http://www.funkelektronik.at/download/aircom_plus.pdf) – Letzter Abruf: 15.02.2012.
- [STA2007] A. BÜCHNER, H. BÜTTIG, F. GABRIEL, U. LEHNERT, P. MICHEL, R. SCHURIG, G. STAATS, J. TEICHERT: *Microphonics Measurements at ELBE*. Hamburg : DESY, 2007 (EUROFEL Report D5.15). – Forschungsbericht
- [STE2004a] J. STEPHAN: *DUAL-Tuningsysteme für die Resonator-Baugruppe*. Dresden : Forschungszentrum Rossendorf, 2004. – Forschungsbericht
- [STE2004b] J. STEPHAN: *Cathode Tuning System*. Dresden : Forschungszentrum Rossendorf, 2004. – Losebl.-Ausg.
- [STU2004] G. STUPAKOV UND M. PIVI: *Suppression of the Effective Secondary Emission Yield for a Grooved Metal Surface*. Stanford : Stanford Univ., 2004 (SLAC-TN-04-045). – Forschungsbericht
- [T3P2009] A. CANDEL, A. KABEL, L. LEE, Z. LI, C. NG, G. SCHUSSMAN, K. KO, I. SYRATCHEV: *Wakefield Simulation of CLIC PETS Structure Using Parallel 3D Finite Element Time-Domain Solver T3P*. Stanford : SLAC National Accelerator Laboratory, 2009 (SLAC-PUB-13670). – Forschungsbericht
- [TAN2002] CH.-X. TANG UND J. NG: Wakefields in the beamline of TTF Injector II. In: *Nucl. Instr. and Meth. A*, 3 482 (2002), S. 587–594.
- [TEI2006] J. TEICHERT, A. ARNOLD, H. BUETTIG, R. HEMPEL, D. JANSSEN, U. LEHNERT, P. MICHEL, K. MOELLER, P., MURCEK, C. SCHNEIDER, R. SCHURIG, F. STAUFENBIEL, R. XIANG, T. KAMPS, D. LIPKA, J. STEPHAN, W.-D. LEHMANN, G. KLEMZ, I. WILL: Cryomodule and Tuning System of the Superconducting RF Photo-Injector. In: BESSY (Hrsg.): *Proceedings of the 28th Free Electron Laser Conference*. Berlin, Germany, 2006, S. 575–578.
- [TEI2010] J. TEICHERT, A. ARNOLD, H. BUETTIG, D. JANSSEN, M. JUSTUS, U. LEHNERT, P. MICHEL, P. MURCEK, CH. SCHNEIDER, R. SCHURIG, F. STAUFENBIEL, R. XIANG, T. KAMPS, J. RUDOLPH, M. SCHENK, G. KLEMZ, I. WILL: Status of the SRF Gun Operation at ELBE. In: JACoW (Hrsg.): *Proceedings of the 32nd International Free Electron Laser Conference*. Malmö City, Sweden, 2010, S. 453–456.

- [TEI2011] J. TEICHERT, A. ARNOLD, H. BUETTIG, D. JANSSEN, M. JUSTUS, U. LEHNERT, P. MICHEL, P. MURCEK, CH. SCHNEIDER, R. SCHURIG, F. STAUFENBIEL, R. XIANG, T. KAMPS, J. RUDOLPH, M. SCHENK, I. WILL: Pulsed Mode Operation and Longitudinal Parameter Measurement of the Rossendorf SRF Gun. In: JACoW (Hrsg.): *Proceedings of the 2nd International Particle Accelerator Conference (IPAC2011)*. San Sebastian, Spain, 2011, S. 262–264.
- [TEI2012] J. TEICHERT: *private Kommunikation*. Februar 2012.
- [TFTB2008] F. AUGER, O. LEMOINE, P. GONÇALVÈS, P. FLANDRIN: *The Time-Frequency Toolbox (TFTB)*. <http://tftb.nongnu.org/> – Letzter Abruf: 01.02.2008
- [TIG1965] M. TIGNER: A Possible Apparatus for Electron Clashing-Beam Experiments. In: *Nuovo Cimento*, 37 (1965), S. 1228–1231.
- [URM1987] U. LAUSTRÖER, U. VAN RIENEN, T. WEILAND: URMEL and URMEL-T User Guide (Modal Analysis of Cylindrically Symmetric Cavities; Evaluation of RF-Fields in Waveguides). Hamburg : DESY, 1987 (DESY M-87-03). – Forschungsbericht
- [VDH2007] B. VAN DER HORST, A. MATHEISEN, B. PETERSEN, S. SAEGBARTH, P. SCHILLING: Update on Cavity Preparation for High Gradient Superconducting Multi Cell Cavities at DESY. In: Peking Univ. (Hrsg.): *Proceedings of the 13th International Workshop on RF Superconductivity*. Beijing, China, 2007.
- [VOL2006] V. VOLKOV: Stop-filter of superconducting RF gun cathode assembly. In: Budker Institute of Nuclear (Hrsg.): *Proceedings of the 20th Russian Conference On Charged Particle Accelerators*. Novosibirsk, Russia, 2006.
- [VOL2007] V. VOLKOV UND D. JANSSEN: High Order Mode Analysis for the Rossendorf SRF Gun. In: IEEE (Hrsg.): *Proceedings of the 29th International FEL Conference*. Novosibirsk, Russia, 2007, S. 228–231.
- [VOL2008] V. VOLKOV UND D. JANSSEN: Applications of cavity transverse modes in accelerators. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, 6 11 (2008), S. 061302.
- [WAN1998] T. WANGLER: *Principles of RF Linear Accelerators*. 1. Aufl., New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore : John Wiley & Sons, 1998. – ISBN 0–471–16814–9
- [WAN2006] L. WANG, T. RAUBENHEIMER UND G. STUPAKOV: Suppression of Secondary Emission in a Magnetic Field Using a Sawtooth Surface. In: EPS-AG (Hrsg.): *Proceedings of the 10th European Particle Accelerator Conference*. Edinburgh, UK, 2006, S. 897–899.
- [WEI2003] T. WEILAND UND I. ZAGORODNOV: *The short-range transverse wake function for TESLA accelerating structure*. Darmstadt : TEMF, Fachbereich 18, TU Darmstadt, 2003 (*TESLA Report 2003-19*). – Forschungsbericht
- [WIE2007] H. WIEDEMANN: *Particle Accelerator Physics*. 3. Aufl., Berlin, Heidelberg : Springer, 2007. – ISBN 978–3–540–49043–2
- [WIN2000] A. WINTER: Mechanische und kryotechnische Besonderheiten bei der Entwicklung des Beschleuniger Moduls Elbe. Dresden : Forschungszentrum Rossendorf, 2000. – Losebl.-Ausg.

- [WOL2001] J. WOLF UND R. OBERTREIS: Verfahren zur schnellen Nachbarkanal-Leistungsmessung. In: *TEST Kompendium 2001. Mess- & Prüftechnik. Kommunikationsmesstechnik*. München : publish-industry Verlag, 2001, S. 112–114.
- [XIA2010] R. XIANG, A. ARNOLD, H. BUETTIG, D. JANSSEN, M. JUSTUS, U. LEHNERT, P. MICHEL, P. MURCEK, A. SCHAMLOTT, CH. SCHNEIDER, R. SCHURIG, F. STAUFENBIEL UND J. TEICHERT: Cs<sub>2</sub>Te normal conducting photocathodes in the superconducting rf gun. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, 4 13 (2010), S. 043501.
- [YML2008] Y. M. LI, S. AN, Y.-S. CHO, L. ZHANG, P. YLÄ-OIJALA: MultiPac 2.1 - Multipacting Simulation Package with a 2D FEM Field Solver for a Microsoft Windows System. In: JACoW (Hrsg.): *Proceedings of the 11th European Particle Accelerator Conference*. Genova, Italy, 2008, S. 880–882.
- [ZHA2003] Y. ZHAO UND M. D. COLE: The Analysis of the Cross-Talk in a RF Gun Superconducting Cavity. In: IEEE (Hrsg.): *Proceedings of the 2003 Particle Accelerator Conference*. Portland, USA, 2003, S. 2050–2052.
- [ZHA2004] Y. ZHAO UND H. HAHN: *HOM Coupler Measurement and Simulation*. Brookhaven : Collider-Accelerator Department, Brookhaven National Laboratory, 2004 (C-A/AP/#161). – Forschungsbericht





# Erklärung

---

---

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Dissertation zum Thema

**Simulation und Messung der Hochfrequenzeigenschaften einer supraleitenden Photo-Elektronenquelle**

selbständig angefertigt habe. Es wurden nur die in der Arbeit benannten Quellen und Hilfsmittel verwendet. Wörtlich oder sinngemäß übernommenes Gedankengut habe ich als solches kenntlich gemacht.

Dresden, 27.02.2012

Ort, Datum

\_\_\_\_\_

Unterschrift