

---

# Bestimmung von Intensität und Position des extrahierten Elektronenstrahls an ELSA mittels Hochfrequenzresonatoren

---

**Dissertation**

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Thorsten R. Pusch

aus

Bonn-Bad Godesberg

Bonn 2011

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1. Gutachter: Priv.-Doz. Dr. Wolfgang Hillert
2. Gutachter: Prof. Dr. Kai-Thomas Brinkmann

Tag der Promotion: 23.04.2012  
Erscheinungsjahr: 2012

# Zusammenfassung

Am Physikalischen Institut der Universität Bonn werden im Rahmen des transregionalen Sonderforschungsbereichs 16 mehrere Experimente zur Untersuchung der Nukleonenstruktur betrieben. Zu diesem Zweck wird ein bei Bedarf auch spin-polarisierter Elektronenstrahl von einigen zehn Milliampère im Speicherring der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA akkumuliert. Über die Wahl eines der beiden Experimentierareale wird dem Crystal Barrel/TAPS oder dem BGO-OD-Experiment ein konstanter Strom von einigen hundert Picoampère zugeführt. Ein Teil der Elektronen gibt in einem Bremsstrahlungsradiator Photonen ab, welche dann auf die eigentliche Targetzelle im Detektoraufbau treffen. Um die dort registrierten Ereignisse korrekt interpretieren zu können, ist die Kenntnis der kinematischen Eingangsparameter erforderlich. Insbesondere bei der Energierekonstruktion der Bremsstrahlungsphotonen im Tagging-System ist die Lage des Elektronenstrahls entscheidend.

Um auf zeitaufwändige Kontrollen mit strahlvernichtenden Diagnosemethoden verzichten zu können, wurde in der externen Strahlführung an ELSA ein System zur Messung von Strahllage und -strom auf der Grundlage von Hochfrequenzresonatoren aufgebaut. In ihnen wird dem Strahl ohne eine nennenswerte Beeinträchtigung seiner Qualität in Abhängigkeit von der zu bestimmenden Diagnosegröße Energie entzogen. Die mit der resonanten Anregung verbundene Überhöhung der Feldstärken erlaubt die Extraktion eines messbaren Signals über eine Koppelvorrichtung.

Das Messsignal zur Stromstärke weist nur eine Leistung von einigen Femtowatt auf. Die Signale aus den Lageresonatoren sind in ihrer Leistung im Bereich typischer Ablagen und Strahlströme auf wenige Hundert Attowatt begrenzt. Insbesondere für diesen Fall ist eine ausreichend schmalbandig ausgelegte Detektionsschaltung unabdingbar, um ein annehmbares Signal-Rausch-Verhältnis zu erzielen. Im vorliegenden Fall werden Lock-In-Verstärker eingesetzt. Deren Einsatz wird durch die Tatsache ermöglicht, dass die Messsignale bei einer exakt bekannten Frequenz zu erwarten sind. Diese lässt sich von der zeitlichen Abfolge der Teilchenpakete ableiten, in die der Strahl für die Beschleunigung durch Wechselfelder unterteilt ist. Nur Signalkomponenten nahe dieser Referenzfrequenz beeinflussen die Ausgangsspannung der Verstärker.

Um kleinste Messsignale zuverlässig detektieren zu können, musste eine Abschirmung der zur Signalverarbeitung verwendeten Hochfrequenzkomponenten gegen Störeinflüsse vorgenommen werden. Neben der Umsetzung eines Konzepts zur Massenauftrennung wurden zur Aufnahme einzelner, nach Funktion zusammengefasster Baugruppen hochfrequenzdichte Gehäuse konzipiert. Die Erfassung und Weiterverarbeitung der Diagnosesignale erfolgt im Rahmen einer für diesen Zweck programmierten Software. Sie sorgt auch für die prinzipbedingt erforderliche Normierung der Lagesignale auf den Strahlstrom und für die Kommunikation mit dem computer-gestützten Beschleuniger-Kontrollsystem. Zur Visualisierung der Messwerte sowie zur Steuerung des Diagnosesystems wurden entsprechende Menüs entworfen.

Die kontinuierliche Erfassung der Strahllage ist mit dem neuen System routinemäßig mit einer Rate von knapp 10 Hz möglich. Die strahlerhaltende Messung parallel zur Datennahme am Experiment ermöglicht das frühzeitige Erkennen von Abweichungen, ohne den Messbetrieb für regelmäßige Kontrollen unterbrechen zu müssen. Die Positionsgenauigkeit beträgt etwa einen zehntel Millimeter, die zeitgleich erfassten Stromwerte können mit einer Genauigkeit von einigen Picoampère gewonnen werden. Zur Kalibration des Systems wurden bestehende Diagnoseeinrichtungen herangezogen, welche den Anforderungen an eine strahlverlustfreie und zeitaufgelöste Messwerterfassung nicht genügen.



## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Beschleunigeranlage ELSA . . . . .	1
1.2	Betrieb im Nachbeschleunigungsmodus . . . . .	3
1.3	Aufbau der Experimente zur Hadronenphysik . . . . .	4
1.4	Verlustfreie Diagnose am extrahierten Strahl . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Anforderungen an das Diagnosesystem</b>	<b>7</b>
2.1	Messung des Strahlstroms . . . . .	7
2.1.1	Relevanz der Strahlintensität für das Experiment . . . . .	7
2.1.2	Kriterien für die Wahl des Messorts . . . . .	7
2.1.3	Möglichkeiten zur Regelung des Strahlstroms . . . . .	8
2.2	Messung der Strahllage . . . . .	8
2.2.1	Relevanz der Strahllage im Experimentaufbau . . . . .	8
2.2.2	Kriterien für die Wahl des Messorts . . . . .	9
2.2.3	Möglichkeiten zur Steuerung der Strahllage . . . . .	10
2.3	Hohlraumresonatoren für die Strahldiagnose . . . . .	10
2.4	Elektronik zur Signalverarbeitung . . . . .	11
2.5	Kommunikation mit dem Kontrollsystem der Anlage . . . . .	11
2.6	Kalibration des Messsystems . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Der Teilchenstrahl als Signalquelle</b>	<b>13</b>
3.1	Beschreibung des Strahls über eine Linienladungsdichte . . . . .	13
3.2	Strahlspektrum und Bunchfaktor . . . . .	13
3.3	Bestimmung der Bunchlänge . . . . .	15
<b>4</b>	<b>Kenngößen von Hohlraumresonatoren</b>	<b>17</b>
4.1	Eigenmoden . . . . .	17
4.2	Ersatzschaltbild eines Resonators . . . . .	17
4.2.1	Güte als Dämpfungsmaß . . . . .	18
4.2.2	Kopplung an äußere Schaltungsteile . . . . .	18
4.3	Shuntimpedanz . . . . .	19
4.4	Leistung der ausgekoppelten Hochfrequenzsignale . . . . .	20
4.5	Numerische Simulation der Felder in einer Resonatorgeometrie . . . . .	21
4.6	Bestimmung von Kenngrößen mittels eines Netzwerkanalysators . . . . .	21
<b>5</b>	<b>Resonatoren zur Strahlstrommessung</b>	<b>23</b>
5.1	Wahl der Feldverteilung . . . . .	23
5.2	Eigenschaften des alten Resonators . . . . .	24
5.2.1	Geometriedetails . . . . .	24
5.2.2	Zentrale Kenngrößen . . . . .	24
5.2.3	Störkörpermessung zur Bestimmung der Shuntimpedanz . . . . .	26
5.2.4	Aufbau zur Störkörpermessung . . . . .	28
5.2.5	Bestimmung der Shuntimpedanz . . . . .	29
5.3	Einbau des alten Resonators in die externe Strahlführung . . . . .	32
5.4	Eigenschaften der neuen Resonatoren . . . . .	32

<b>6</b>	<b>Elektronik zur Verarbeitung des Resonatorsignals</b>	<b>35</b>
6.1	Erwartete Signalleistung . . . . .	35
6.2	Schaltungsaufbau der signalverarbeitenden Elektronik . . . . .	35
6.3	Rechnerische Bestimmung der Kalibrationsfaktoren . . . . .	36
6.3.1	Rekonstruktion der Signalleistung des Resonators . . . . .	37
6.3.2	Provisorische Bestimmung der Skalierung . . . . .	38
6.4	Empirischer Abgleich der Strommessung . . . . .	38
6.4.1	Faraday-Cup als Vergleichsinstrument . . . . .	39
6.4.2	Beeinflussung der Strommessung durch externe Größen . . . . .	39
6.4.3	Überprüfung der Schaltungseigenschaften . . . . .	41
6.4.4	Korrektur per Software . . . . .	43
6.4.5	Kalibration anhand der korrigierten Stromwerte . . . . .	43
6.5	Kontrollmessung zur Linearität . . . . .	45
6.6	Detektion mit Lock-In-Methoden . . . . .	46
<b>7</b>	<b>Resonatoren zur Strahlungsmessung</b>	<b>47</b>
7.1	Eigenschaften des Lageremonitors . . . . .	47
7.1.1	Selektion der Feldverteilung . . . . .	47
7.1.2	Wahl der Resonanzfrequenz . . . . .	49
7.1.3	Geometriedetails . . . . .	49
7.1.4	Bestimmung der Shuntimpedanz . . . . .	51
7.1.5	Abschätzung der Güte . . . . .	52
7.1.6	Konzeption der Kopplung . . . . .	53
7.2	Zusammenbau der Lageresonatoren . . . . .	53
7.2.1	Fertigung der Koppelvorrichtung . . . . .	53
7.2.2	Überprüfung der Güte . . . . .	55
7.2.3	Abstimmung der Resonatoren . . . . .	55
7.3	Einbau der Resonatoren in die Experimentestrahlführung . . . . .	56
<b>8</b>	<b>Elektronik zur Auslese der Lageresonatoren</b>	<b>59</b>
8.1	Erwartete Signalleistung . . . . .	59
8.2	Detektionskonzept . . . . .	60
8.3	Charakteristika der Schaltung zur Signalverarbeitung . . . . .	62
8.4	Erfahrungen mit verschiedenen Schaltungsversionen . . . . .	63
8.4.1	Auftrennung der Massen . . . . .	63
8.4.2	Auslagern der Baugruppen für das Referenzsignal . . . . .	65
8.4.3	Einführung von Tiefpassfiltern . . . . .	66
8.4.4	Hochfrequenzdichte Gehäuse für Funktionseinheiten . . . . .	66
8.4.5	Aufbereitung des Referenzsignals . . . . .	68
8.5	Geräteschrank im Experimentierbereich . . . . .	69
8.6	Berechnung des Betrags der Strahlung . . . . .	70
8.6.1	Zusammenstellung der eingehenden Messgrößen . . . . .	70
8.6.2	Berechnung der Skalierungsfaktoren . . . . .	71
8.6.3	Berücksichtigung des Bunchfaktors . . . . .	72
8.7	Ermittelung des Vorzeichens der Strahlung . . . . .	73

---

<b>9</b>	<b>Software für die Strahl Lagebestimmung</b>	<b>75</b>
9.1	Einbindung von externen Geräten über PCI-Steckkarten . . . . .	76
9.2	Stabilisierung von Betriebsparametern über Regelschleifen . . . . .	76
9.2.1	Stabilisierung der Referenzfrequenz . . . . .	77
9.2.2	Stabilisierung der relativen Phase . . . . .	78
9.3	Zeitverhalten der Auslese von Spannung und Referenzfrequenz . . . . .	79
9.4	Weiterverarbeitung der Rohdaten . . . . .	80
9.4.1	Umrechnung der Signalspannungen in Positionswerte . . . . .	80
9.4.2	Aufzeichnung und Mittelung . . . . .	81
9.4.3	Kurvenfit an die Messpunkte zur horizontalen Strahlposition . . . . .	81
9.5	Übermittlung der Daten an das Beschleuniger-Kontrollsystem . . . . .	82
9.6	Interaktion der Kontrollsystem-Menüs mit der Messsoftware . . . . .	83
<b>10</b>	<b>Erfahrungen mit dem Messsystem</b>	<b>85</b>
10.1	Empirische Kalibration der Strahllagemessung . . . . .	85
10.1.1	Vorrichtung für Drahtscans . . . . .	85
10.1.2	Bestimmung der Skalierungsfaktoren . . . . .	85
10.2	Sprunghaftes Verhalten der Phasenbeziehung . . . . .	87
10.3	Überprüfung der Stromnormierung . . . . .	88
10.4	Positionsmessung hinter dem Experimentaufbau per Photonkamera . . . . .	89
10.4.1	Justage der Optik . . . . .	89
10.4.2	Bestimmung des Abbildungsmaßstabes . . . . .	90
10.4.3	Genauigkeit des Messsystems . . . . .	91
<b>11</b>	<b>Strahlstrommessung mit Lock-In-Methoden</b>	<b>93</b>
11.1	Erwartete Signalleistung . . . . .	93
11.2	Anpassung der signalverarbeitenden Elektronik . . . . .	93
11.3	Messung des Strahlstroms an verschiedenen Positionen . . . . .	95
11.4	Rechnerische Bestimmung der Skalierungsfaktoren . . . . .	95
11.5	Adaptierung der Auslesesoftware . . . . .	96
11.6	Vergleichsmessungen . . . . .	96
11.7	Untere Messschwelle der Strommessung . . . . .	98
<b>12</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>101</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>103</b>
A.1	Schnittansicht der Resonatoren zur Lagemessung . . . . .	103
A.2	Konstruktionszeichnungen . . . . .	104
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>111</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>113</b>



# 1 Einleitung

## 1.1 Beschleunigeranlage ELSA

Am Physikalischen Institut der Universität Bonn werden seit Mitte letzten Jahrhunderts Elektronenbeschleuniger betrieben. Die Gesamtanlage ist im Laufe der Jahre gemäß der jeweiligen Erfordernisse der Nutzer erweitert und ergänzt worden [Hil06]. In Abbildung 1.1 ist sie in ihrer heutigen Form zu sehen, sie besteht aus mehreren Stufen. Zur Vorbeschleunigung der Elektronen auf die für den nachfolgenden Ringbeschleuniger erforderliche Einschussenergie stehen zwei, je nach Messprogramm betriebene, Linearbeschleuniger mit unterschiedlichen Injektoren zur Verfügung [Hil00, Kla11].

Auf Grund der im strahlabwärts nachfolgenden *Booster-Synchrotron*<sup>1</sup> verbauten *combined function*-Magnete<sup>2</sup> ist in diesem Ring keine längerfristige Strahlspeicherung möglich. Die Elektronen werden gemäß des netzsynchronen Betriebs der Dipolmagnete nach einer etwa 10 ms andauernden Beschleunigungsphase in die letzte Stufe der Anlage injiziert, den Stretcherring. Dort kann der Strahl bei Bedarf bis auf eine Endenergie von bis zu 3,5 GeV nachbeschleunigt werden. Die funktionelle Aufteilung von Ablenkung und Fokussierung des Strahls auf die baulich getrennten Dipol- und Quadrupolmagnete erlaubt Speicherzeiten weit in den zweistelligen Minutenbereich hinein. Aus der damit ermöglichten, zeitlichen „Streckung“ des Teilchenstrahls ergibt sich die Bezeichnung als Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA.

Da an ihr, von den Teilchenquellen abgesehen, die Beschleunigung der Elektronen immer mittels hochfrequenter Wechselfelder erfolgt, weist der Teilchenstrahl eine räumliche Substruktur auf. Er ist in einzelne Pakete aufgegliedert, welche auch als *Bunche* bezeichnet werden und deren Abstand der Wellenlänge der beschleunigenden Hochfrequenzfelder entspricht.

Die Hauptnutzer der Anlage verfolgen Fragestellungen aus der Hadronenphysik. Der Elektronenstrahl wird für die Durchführung der Experimente aus dem Speicherring extrahiert und zu den in der nahen Halle gelegenen Experimentierarealen gelenkt. Im Stretcherring werden durch Variation der Magneto-optik Teile des umlaufenden Strahls kontrolliert zu horizontalen Schwingungen wachsender Amplitude angeregt. So können gemäß den Wünschen der Experimentatoren konstante Ströme von einigen Hundert Picoampère kontrolliert vom umlaufenden Strahl abgetrennt werden [Gen99].

Die Elektronen gelangen in die *externe Strahlführung*, welche sich zu insgesamt zwei Experimentierarealen hin verzweigt. Diese werden im Rahmen des von der Deutschen Forschungsgemeinschaft geförderten Sonderforschungsbereich/Transregio 16<sup>3</sup> für die Untersuchung von Fragestellungen zur Hadronenphysik genutzt. Bei den in Abbildung 1.2 erkennbaren Einrichtungen handelt es sich um das Crystal Barrel/TAPS- und das im Aufbau befindliche BGO-OD-Experiment [Tho10, Sch10]. Der von der Beschleunigeranlage bereitgestellte Primärstrahl wird in beiden Fällen auf ein sogenanntes *Radiator-Target* gerichtet, um Bremsstrahlungsphotonen zu erzeugen. Diese treffen dann auf die eigentliche Targetzelle im Detektoraufbau.

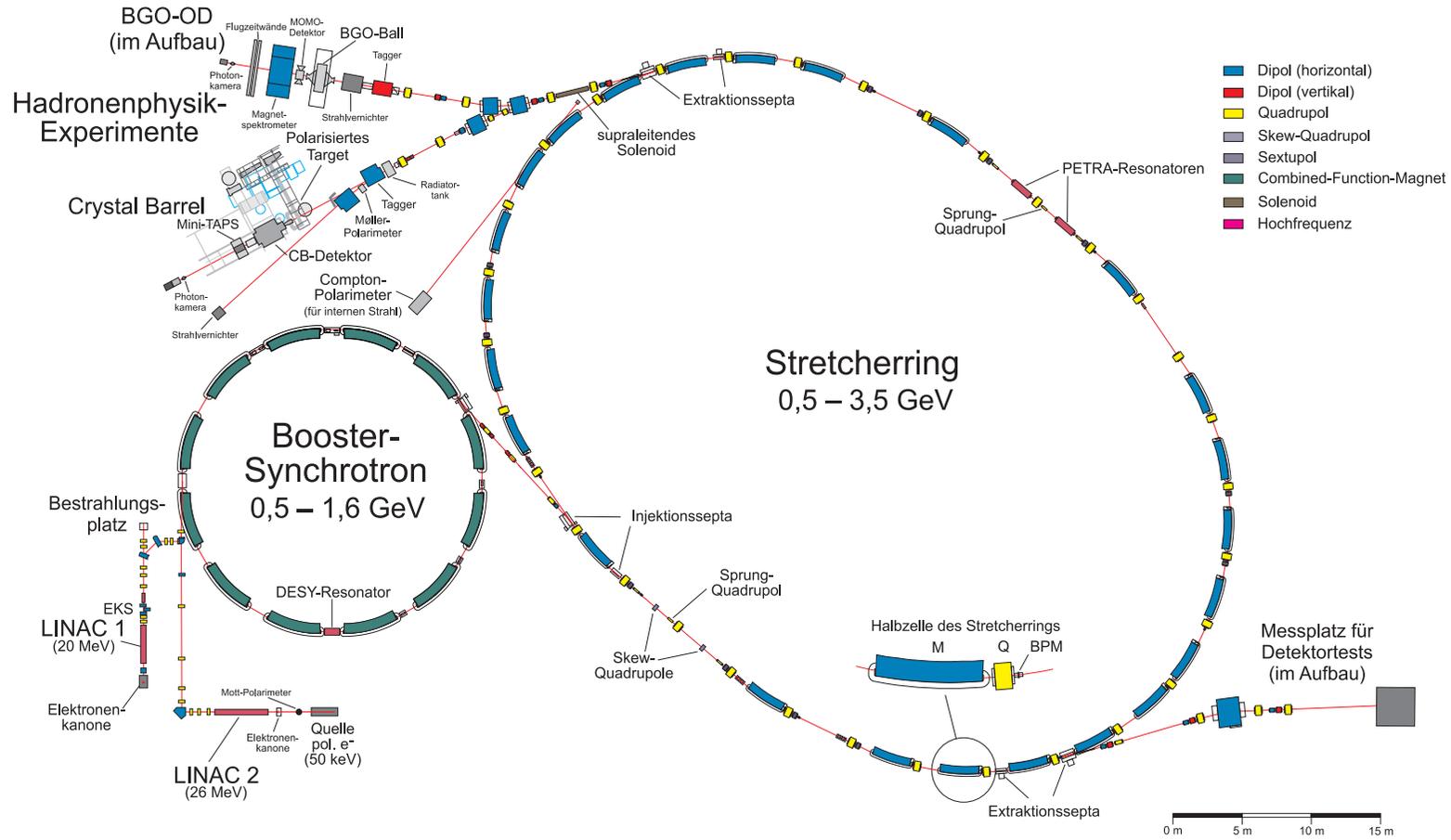
Bei geeigneter Wahl und Konfiguration des Radiatortargets weisen die entstehenden Photonen eine lineare Polarisation auf [Els07]. Bei Bedarf kann auch der Elektronenstrahl in spinpolarisierter Form bereitgestellt werden [Hil00]. Dies ermöglicht Untersuchungen mit zirkular polarisierten Gamma-Quanten [Kam09]. Das verwendete Flüssigtargt selbst kann für die angestrebten Untersuchungen ebenfalls spinpolarisiert werden [GMR02].

In naher Zukunft wird an der zum bisherigen Extraktionsort gegenüberliegenden Stelle im Stretcherring ein zweites System zur Extraktion in Betrieb genommen werden. An dem zugehö-

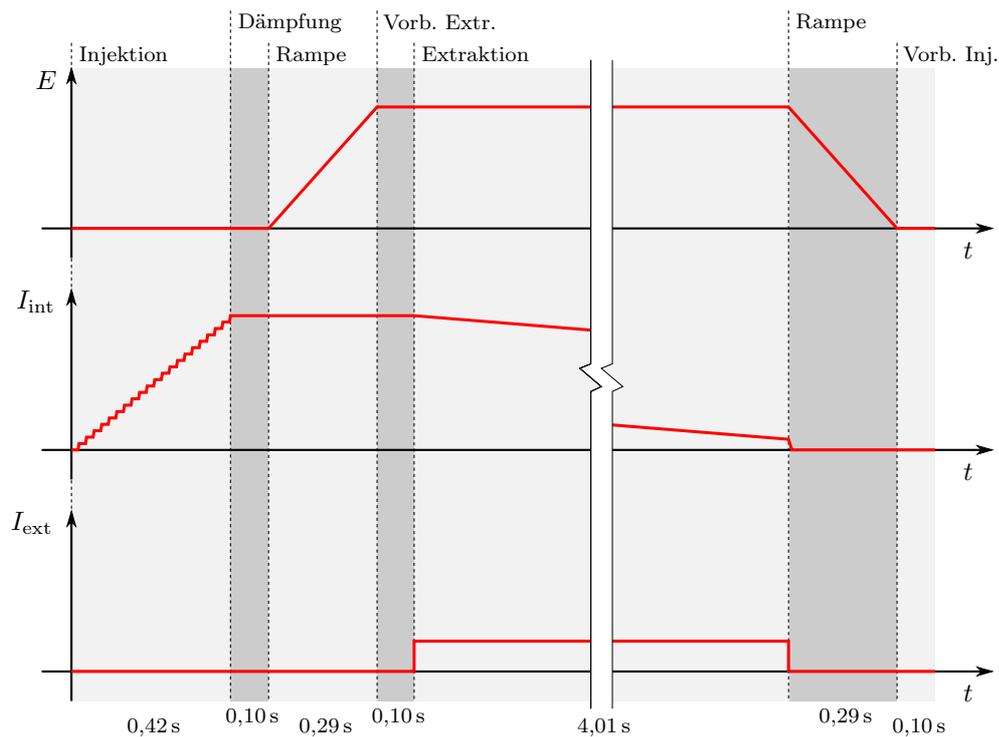
<sup>1</sup>Die Bezeichnung betont den Einsatz als Vorbeschleuniger-Ring.

<sup>2</sup>Die Fokussierung des Teilchenstrahls wird nicht mittels separater Magnete, sondern durch einen Gradienten in den Feldern der Ablenkmagnete bewerkstelligt [Hin08].

<sup>3</sup>Titel: „Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme“.



**Abbildung 1.1:** Überblick über die Beschleunigerstufen der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA sowie die angegliederten Experimentierareale am physikalischen Institut der Universität Bonn (erstellt von Dr. F. Frommberger).



**Abbildung 1.2:** Schematische Darstellung des Verlaufs von Strahlenergie  $E$ , im Stretcherring umlaufendem Strom  $I_{\text{int}}$  und extrahiertem Strom  $I_{\text{ext}}$  über einen Zyklus. Die Unterteilung der Zeitachse in Phasen folgt maßstabsgetreu einem für den Betrieb typischen Wertesatz für die Timing-Einstellungen, aus Gründen der Übersicht wurde ein Großteil der Extraktionsphase herausgeschnitten.

rigen Experimentierplatz wird der Elektronenstrahl unter Anderem zum Testen von Detektor-komponenten für die Hochenergiephysik benötigt.

## 1.2 Betrieb im Nachbeschleunigungsmodus

In Strahlzeiten für die Experimente der Hadronenphysik wird der Beschleuniger typischerweise im sogenannten Nachbeschleunigungsmodus betrieben. Anhand für den Betrieb typischer Einstellungen sollen hier die einzelnen Phasen im Ablauf eines der sich periodisch wiederholenden Beschleuniger-Zyklen kurz vorgestellt werden. Abbildung 1.2 dient dabei zur Veranschaulichung des zeitlichen Verlaufs zentraler Kenngrößen.

Zur Gewinnung von thermischen Elektronen für die Injektion in die folgenden Beschleunigerstufen steht vor beiden Linearbeschleunigern jeweils eine Teilchenquelle zur Verfügung. Ein Spannungspuls von typischerweise einigen Mikrosekunden Dauer wird auf das Gitter im Trioden-aufbau der jeweiligen Quelle gegeben. Dadurch wird die elektrostatische Vorbeschleunigung eines Teilchenzugs über die zwischen Kathode und Anode anliegende Hochspannung von einigen zehn Kilovolt ermöglicht. Am Linearbeschleuniger 2 ist zudem eine weitere Quelle verfügbar. Aus dem dort installierten Halbleiterkristall können über den Energieeintrag eines zirkular polarisierten Laserlichtpulses Elektronen in zum Großteil spin-polarisierter Form herausgelöst werden. Deren Vorbeschleunigung wird wie im thermischen Fall über die zwischen zwei Elektroden anliegende Hochspannung bewerkstelligt.

Nach dem Passieren strahlformender Elemente<sup>4</sup> gewinnen die Elektronen in einem der Linearbeschleuniger weiter Energie hinzu und gelangen dann in das Booster-Synchrotron. Dort werden sie auf eine Energie von typischerweise 1,2 GeV beschleunigt und dann in Form eines Zuges von wohldefinierten Teilchenpaketen in den Stretcherring überführt. Wegen eines Umfangsverhältnisses von 3:7 zwischen Synchrotron und Stretcherring wird zum Erreichen einer möglichst homogenen Füllung ein ganzzahliges Vielfaches von sieben Injektionen aus dem Vorbeschleuniger im Speicherring akkumuliert.

Nach üblicherweise 21 Injektionen in einem Zeitabstand von jeweils 20 ms klingen während einer Dämpfungsphase von einer Zehntelsekunde die über den Einschussprozess entstandenen Strahlschwingungen ab, sie werden auf Grund der Abstrahlung von *Synchrotronlicht*<sup>5</sup> gedämpft [Ebe10]. Es folgt die kontinuierliche Erhöhung der Strahlenergie mittels der Beschleunigungsresonatoren bis hin zum gewünschten Endwert<sup>6</sup> bei synchroner Anpassung der Dipol-Führungsfelder.

Zur Vorbereitung der Extraktion steht wiederum eine Zehntelsekunde zur Verfügung, wonach über die Anpassung der Magneto-optik kontrolliert der für einen stabilen Teilchenumlauf zur Verfügung stehende Parameterbereich im *horizontalen Phasenraum*<sup>7</sup> des Strahls eingengt wird. Ein Teil der umlaufenden Strahlteilchen verlässt den Stretcherring auf Grund der sich aufschaukelnden Schwingungen und wird über zwei Septumsmagnete tangential zur Krümmung des kreisbogenförmigen Bahnsegmentes in die externe Strahlführung gelenkt. Bei diesem Vorgang geht insgesamt etwa die Hälfte der Elektronen an den metallischen Septumsschneiden verloren, die den umlaufenden Strahl gegen das Dipolfeld des jeweiligen Septums abschirmen.

Nach Ablauf der Extraktionszeit von etwa vier Sekunden wird die Stärke der Führungsfelder wieder auf ihren bei der Injektionsenergie erforderlichen Wert heruntergefahren, wodurch eventuell noch umlaufender Strahl verloren geht. Nach einer Vorbereitungszeit von einer Zehntelsekunde beginnt ein neuer Zyklus mit der folgenden Injektion.

### 1.3 Aufbau der Experimente zur Hadronenphysik

Die Schemazeichnung in Abbildung 1.3 zeigt die beiden Experimentierareale mit den wesentlichen technischen Aufbauten. Für die Durchführung der an die Beschleunigeranlage ELSA angegliederten Experimente zur Hadronenphysik bedient man sich nicht unmittelbar des primären Elektronenstrahls. Dieser wird vielmehr auf ein geeignetes Zielobjekt für die Erzeugung von Bremsstrahlung gerichtet, den Radiator. Im Radiatormaterial entstehen Photonen mit einer Energieverteilung, deren Obergrenze durch die Strahlenergie gegeben ist. Für die Interpretation eines Einzelereignisses im Detektoraufbau ist die Kenntnis über die Energie des verursachenden Photons entscheidend.

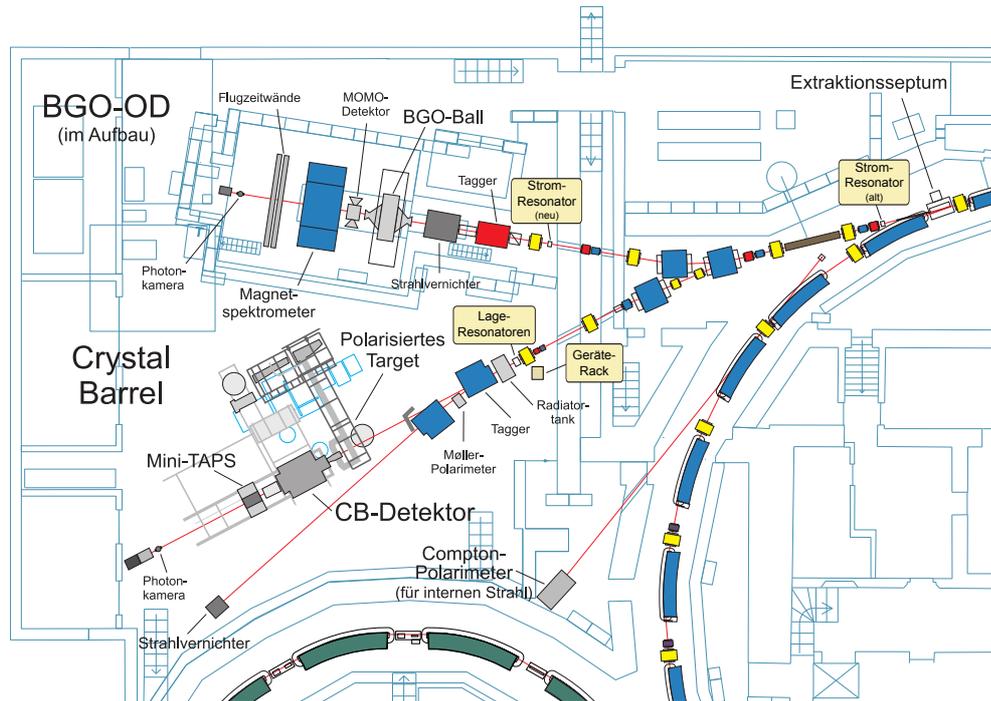
Beiden Experimentaufbauten gemein ist deshalb das Konzept der *Photonenmarkierung*. Die Photonen durchlaufen den Experimentieraufbau in gerader Richtung, während die Elektronen im Feld des strahlabwärts folgenden Dipolmagneten abgelenkt werden. Ihre Bahn weist je nach ihrer Restenergie eine unterschiedlich starke Krümmung auf. Von besonderem Interesse sind diejenigen Elektronen, die in nennenswertem Umfang durch Bremsstrahlungsprozesse Energie in Form eines Gamma-Quants abgegeben haben, welches dann im Detektorsystem zu einem relevanten Ereignis geführt hat. Über den Austrittsort der Elektronen aus dem Magneten kann

<sup>4</sup>Am Beispiel vom Linearbeschleuniger 1: Pre-Buncher, Travelling Wave-Buncher, Energie-Kompressor-System [Kla11].

<sup>5</sup>Es handelt sich um einen relativistischen Effekt bei der transversalen Beschleunigung der Elektronen in den Dipol-Führungsfeldern. Dieser bedingt die Abstrahlung elektromagnetischer Wellen [Wie07].

<sup>6</sup>Bei Betrieb im reinen *Stretcher-Modus* wird auf die Nachbeschleunigung verzichtet, womit diese Phase entfällt.

<sup>7</sup>In den fokussierenden Elementen wirkt auf ein Elektron eine mit dem Abstand von seiner Sollbahn wachsende rücktreibende Kraft. Abstand und Winkel zur Sollbahn spannen den Phasenraum der entstehenden Schwingungen auf [Wie07].



**Abbildung 1.3:** Detailansicht der zu den Experimenten der Hadronenphysik führenden externen Strahlführung am Elektronenbeschleuniger ELSA. Die Einbauorte der in dieser Arbeit beschriebenen Diagnoseresonatoren sind kenntlich gemacht.

ihre Restenergie rekonstruiert werden, so dass sich über Differenzbildung mit der Strahlenergie die Energie des abgegebenen Photons berechnen lässt. Bei dem hier beschriebenen Aufbau spricht man deshalb im Englischen von einem *Tagging*-System, dem Wortsinn gemäß wird jedes Gamma-Quant mit der Information über seine Energie „markiert“. Der zugehörige deutsche Begriff lautet *Photonenmarkierungsanlage*.

Zur Rekonstruktion der Elektronenenergie dient der *Tagging-Detektor*, welcher hier am Beispiel des Aufbaus in der Crystal Barrel-Strahlführung vorgestellt werden soll [FP09]. Er deckt einen weiten Bereich an der Öffnung des felderfüllten Luftspalts<sup>8</sup> des auch als *Taggermagneten* bezeichneten Dips ab. Der Detektor besteht aus einer sogenannten Leiter aus einander überlappenden Szintillator-Leisten, an deren einem Ende jeweils ein Photomultiplier angeschlossen ist. Um im Bereich hoher Elektronenenergien die Ortsauflösung zu verbessern, wird diese Anordnung durch zwei wiederum über Photomultiplier ausgelesene, gegeneinander versetzt montierte Lagen szintillierender Fasern ergänzt. Mit Hilfe der Ausleseelektronik gewinnt man die Information, welche Leisten beziehungsweise Fasern von einem Elektron getroffen wurden. Über eine Energiekalibration kann aus der Ortsinformation die Elektronenenergie rekonstruiert werden [FP09].

Bei Bedarf können die Bremsstrahlungsphotonen auch in linear polarisierter Form erzeugt werden. Man bedient sich im Rahmen des Crystal Barrel-Experiments eines Diamantkristalls als Radiator-Target. Stellt man diesen unter bestimmten Winkeln in den Elektronenstrahl, so kommt es zur Emission *kohärenter* Bremsstrahlung [Els07]. Dabei wird bei der Emission des Gamma-Quants wie beim Mößbauer-Effekt der Rückstoßimpuls vom Kristallgitter aufgenommen.

Etwa 99,9% der Elektronen geben am Radiator nicht in nennenswertem Umfang Energie ab

<sup>8</sup>Die Öffnung ist zur Wahrung des Vakuums mit einer DuPont Kapton<sup>®</sup> VN-Folie versiegelt.

und werden vom Dipolfeld des Taggermagneten sowie eines weiteren Magneten zum in Abbildung 1.3 eingezeichneten *Strahlvernichter* gelenkt. Bei diesem handelt es sich im Wesentlichen um einen Aufbau aus Eisenblöcken, der die Strahlelektronen auffängt sowie die entstehende Streustrahlung dämpft. In der Crystal Barrel-Strahlführung ist am Eintreffort der Elektronen im Strahlvernichter ein sogenannter *Faraday-Cup* installiert, mit dem der Elektronenstrom aufgefangen und einer externen Integratorschaltung zugeführt wird. Einmal pro Zyklus wird der über die Extraktionsphase gemittelte Stromwert an das Kontrollsystem übermittelt.

In beiden Strahlführungen ist jeweils hinter den Detektoraufbauten die Möglichkeit vorgesehen, die Position des Photonenstrahls mittels einer *Gamma-Kamera* zu ermitteln. Die hochenergetischen Photonen regen eine in einem lichtdichten Behälter im 45°-Winkel gegen den Strahl gestellte Folie<sup>9</sup> zur Fluoreszenz an. Die entstehende Strahlung wird über eine Beschichtung zur Wellenlängenumwandlung in den Empfindlichkeitsbereich eines Restlichtverstärkers konvertiert, welcher vor eine CCD-Kamera montiert ist. Über einen Framegrabber wird das Bild digitalisiert und über die auf einem Kontrollrechner laufende Steuersoftware angezeigt.

#### 1.4 Verlustfreie Diagnose am extrahierten Strahl

Die Eigenschaften des Elektronenstrahls in der externen Strahlführung werden gemäß den Anforderungen der Experimentatoren für den jeweiligen Untersuchungsgegenstand optimiert. Vor Beginn einer Datennahme erfolgt zunächst eine grundlegende Anpassung. Dabei kann zur Einrichtung und Justage der Magneto-optik in der externen Strahlführung auf bestehende Diagnoseeinrichtungen zurückgegriffen werden, die den Strahl allerdings zum Teil nachhaltig beeinflussen. So kann beispielsweise die Strahlposition an mehreren Stellen über den per CCD-Kamera erfassten Fluoreszenzpunkt auf einem für den Zeitraum der Messung schräg in den Strahl gefahrenen Szintillator-Schirm bestimmt werden.

Um aber auch während der Datennahme am Experimente-Aufbau stabile Strahlbedingungen gewährleisten zu können, ist der Einsatz von störungsfreien Diagnosekonzepten erforderlich. Bei Abweichungen zentraler Strahlparameter von den Sollwertvorgaben kann dann über Regelvorrichtungen korrigierend eingegriffen werden. Als wichtige Kenngrößen werden im Rahmen dieser Arbeit der Strahlstrom sowie die an bestimmten Punkten in der Strahlführung entscheidende Strahllage hervorgehoben.

Die für den Experimentierbetrieb typischen Strahlströme von wenigen Hundert Picoampère schränken die erreichbaren Werte für den Pegel der ohne größere Beeinflussung des Elektronenstrahls zu generierenden Messsignale ein. Bei der Konzeption der Elektronik zur Signalverarbeitung steht dementsprechend die Optimierung des Signal- zu Rauschverhältnisses im Vordergrund.

In der vorliegenden Arbeit wird die Einrichtung eines Systems zur nicht-destruktiven Strom- und Lagebestimmung in der externen Strahlführung an ELSA dokumentiert. Kernbestandteil sind die je nach Einsatzzweck auf die geeignete Resonanzfrequenz und Feldverteilung im Inneren hin konzipierten Hohlraumresonatoren, welche auch unter Verwendung des englischen Begriffs als *Cavity* bezeichnet werden. Im Einzelnen wird auf die Resonatoren, die zur Bestimmung der Messwerte verwendete HF<sup>10</sup>-Elektronik sowie auf die Hard- und Software eingegangen, die zur Anbindung des Messaufbaus an das computergestützte Beschleuniger-Kontrollsystem verwendet wird.

---

<sup>9</sup>KODAK LANEX Regular Folie, wird vorwiegend in der Medizintechnik eingesetzt.

<sup>10</sup>Eine Abkürzung für den Begriff Hochfrequenz, welcher in der Elektrotechnik ab Frequenzen von einigen Megahertz Verwendung findet.

## 2 Anforderungen an das Diagnosesystem

Für die Datennahme im Rahmen der Experimente zur Hadronenphysik an der Beschleunigeranlage ELSA kommen der Intensität sowie der Lage des Elektronenstrahls in der externen Strahlführung eine zentrale Bedeutung zu. Der Strahlstrom ist bestimmend für die Ereignisraten im Detektorsystem, während Abweichungen in der Strahllage am Radiatortarget und im Tagging-System die Interpretation der Messergebnisse verfälschen können. Die Bedeutung der genannten Messgrößen aus Sicht der Experimentatoren soll deshalb in den folgenden Abschnitten angesprochen werden.

Die kontinuierliche Überwachung der genannten Strahlparameter im Rahmen eines Systems zur Strahldiagnose schafft die Grundlage für Korrekturen bei Abweichung von den Sollwerten. Eine zentrale Rolle kommt dabei der Erhaltung der Strahlqualität zu, die eingesetzte Messmethode darf den Elektronenstrahl nicht maßgeblich beeinflussen. Das im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte System auf der Grundlage von Hohlraumresonatoren wurde in Hinblick auf diese Anforderung konzipiert. Es verhält sich damit komplementär zu den sonstigen, zum Großteil den Strahl beeinflussenden Diagnosevorrichtungen, welche in den externen Strahlführungen implementiert wurden. So werden unter anderem an verschiedenen Stellen in der Strahlführung Szintillationsschirme zur Bestimmung der Position des Elektronenstrahls eingesetzt. Dem gleichen Zweck dient eine Vorrichtung für *Drahtscans*<sup>11</sup> direkt am Ort des Radiator-Targets. In einem gewissen Rahmen lässt die Ereignisrate in der Photonenmarkierungsanlage auch einen Rückschluss auf die Strahlintensität zu.

Das Messkonzept zur Bestimmung von Strom und Strahllage anhand des aus einem Hohlraumresonator entnommenen Hochfrequenzsignals wird kurz skizziert. Die wesentlichen Teilsysteme der Diagnoseeinrichtung werden ebenfalls kurz vorgestellt. Diese einleitende Darstellung schließt mit einem Hinweis auf die zur Kalibration des Systems verfolgten Ansätze ab.

### 2.1 Messung des Strahlstroms

#### 2.1.1 Relevanz der Strahlintensität für das Experiment

Wichtige Kenngröße für die Experimentatoren ist die Ereignisrate im Tagging-System, welches in Abschnitt 1.3 vorgestellt wurde. Sie soll auf dem je nach Messprogramm gewünschten konstanten Wert gehalten werden und ist direkt proportional zur Anzahl an Elektronen, die pro Zeiteinheit am Radiatortarget eintreffen. Es ist demgemäß erforderlich, einen konstanten Teilchenstrom in die externe Strahlführung zu extrahieren. Eine von dem Experimentaufbau unabhängige Absolutmessung der Strahlintensität ist für die Überwachung und Optimierung der Betriebsparameter der Beschleunigeranlage wichtig. Die Ereignisrate am Experiment reicht als alleinige Information nicht aus, da sie zusätzlich noch anderen Einflüssen unterworfen ist.

#### 2.1.2 Kriterien für die Wahl des Messorts

Um eine Messung unabhängig von etwaigen im Verlauf der Strahlführung auftretenden Verlusten gewährleisten zu können, ist eine Strommessung in unmittelbarer Nähe zum letzten Extraktionsseptum wünschenswert. Wie Abbildung 1.3 zu entnehmen ist, liegt ein weiterer Vorteil des schließlich nach diesem Kriterium gewählten Messortes in der Tatsache, dass er vor der Verzweigung der Strahlführung liegt. So kann die Messung unabhängig von der Wahl des Experimentierplatzes erfolgen. Da allerdings in diesem Abstand zum Stretcherring störende Einflüsse auf die

---

<sup>11</sup>Ein Draht wird schrittweise durch den Strahl gefahren. Aus der im Tagging-Detektor für die verschiedenen Positionen registrierten Ereignisrate lässt sich die Strahllage rekonstruieren.

Signalverarbeitung nicht gänzlich eliminiert werden konnten, ist inzwischen auch die Strommessung an einer weiter strahlabwärts und damit nach der Strahlweiche gelegenen Position erprobt worden.

### 2.1.3 Möglichkeiten zur Regelung des Strahlstroms

Um den Strahlstrom auf den gewünschten Sollwert zu regeln, ist ein Eingriff in den Mechanismus zur Strahlextraktion aus dem Stretcherring erforderlich. An der Beschleunigeranlage ELSA wird die im folgenden skizzierte Methode der langsamen *Resonanzextraktion* angewandt. Die Intensität des aus dem Stretcherring extrahierten Strahls wird durch die Einstellung der Magneto-optik bestimmt. Über ein System aus abwechselnd fokussierend und defokussierend wirkenden Quadrupolmagneten wird effektiv eine Strahlfokussierung ermöglicht. Die Strahlteilchen erfahren in Abhängigkeit ihres Abstandes zur Sollbahn eine rücktreibende Kraft, was zu den sogenannten Betatron-Schwingungen führt. Bei bestimmten Frequenzen erfolgt allerdings an den entsprechenden Stellen in der Magneto-optik periodisch eine gleichsinnige Verstärkung der Schwingung, das Teilchen trifft nach mehreren Umläufen auf die Wand der Vakuumkammer [Hin08].

Nähert man über die Variation der Magneto-optik die Schwingungsfrequenz bewusst einer solchen optischen Resonanz an, so reduziert man die einen stabilen Umlauf ermöglichenden Wertepaare von Ablage und Anstellwinkel eines Elektrons zur Sollbahn. Demgemäß schrumpft die von diesen aufgespannte Fläche im horizontalen Phasenraum. Die Schwingungsamplitude der außerhalb des stabilen Bereichs gelegenen Strahlteilchen wächst so weit an, dass sie nach einigen Umläufen in das Dipolfeld der Extraktionssepta geraten, welches sie in die externe Strahlführung lenkt. Man spricht in diesem Zusammenhang von Resonanzextraktion [Gen99]. Zur Abschirmung des umlaufenden Strahls vom Septumfeld ist eine metallische Schneide notwendig. Durch das wegen ihrer endlichen Breite unvermeidbare Abfangen von etwa 50 % der Teilchen reduziert sie allerdings die Extraktionseffizienz.

Auf Grund der stochastischen Abstrahlung von Synchrotronlicht gelangen regelmäßig weitere Strahlteilchen an zu ihrer Extraktion führende Positionen im Phasenraum. Eine kontrollierte Regelung des externen Stroms auf die Sollwertvorgabe während eines Extraktionszyklus wird allerdings erst über die variable Bestromung der im Stretcherring verbauten, reaktionsschnellen Luftquadrupole<sup>12</sup> ermöglicht [Ebe87]. Mit anwachsendem Feld erfolgt eine weitere Annäherung an die Resonanzbedingung und der schon über die Grundeinstellung der Magneto-optik eingeschränkte stabile Bereich im Phasenraum wird nach Bedarf weiter beschnitten.

Auf der Grundlage einer laufend stattfindenden Istwerterfassung des Elektronenstroms in der externen Strahlführung oder der Ereignisrate am Experiment wird ein Sollwert für den Strom der Netzgeräte für die Luftquadrupole ermittelt, was dann zu einem zur Regelgröße proportionalen Extraktionsstrom führt.

## 2.2 Messung der Strahllage

### 2.2.1 Relevanz der Strahllage im Experimentaufbau

Vor Beginn einer Strahlzeit wird die externe Strahlführung gemäß den Anforderungen der Experimentatoren justiert. Der Elektronenstrahl sollte das zur Erzeugung von Bremsstrahlung verwendete Radiortarget an der einmal gewählten Stelle unter dem eingestellten Winkel treffen. Die Anforderungen an die Stabilität der Strahllage sollen am Beispiel des Crystal Barrel-Experiments kurz besprochen werden [Els07]. Wie in Abschnitt 1.3 angedeutet, wird die nach der Abgabe eines Photons verbleibende Restenergie eines Strahlelektrons gemäß seinem Austrittsort aus dem Feld des Tagger-Magneten rekonstruiert. Jeder Szintillatorleiste beziehungsweise -faser im

<sup>12</sup>Über das Weglassen eines metallischen Jochs werden Hysterisis-Effekte vermieden.

Tagging-Detektor wird zu diesem Zweck im Rahmen einer Energiekalibration ein Wert für die Elektronenenergie zugeordnet [FP09]. Ein Parallelversatz des Strahls am Radiator führt zu einer Verschiebung der Teilchenbahnen im Feld des Tagger-Magneten. Dies verfälscht die Rekonstruktion der Elektronenenergie und damit der Energie des zugehörigen Gamma-Quants.

In Übereinstimmung mit per Parallelversatz des Strahls durchgeführten Messungen kann die Abweichung des Austrittsortes eines Elektrons in Abhängigkeit von einer Strahlverschiebung anhand von Simulationsrechnungen bestimmt werden [FP09]. Für einen Strahlversatz von 1 mm wird eine Abweichung von etwa einer Szintillationsfaser im Tagging-Detektor angegeben. Dieser Maximalwert gilt für den Detektorbereich für hohe Restenergie der Elektronen. Bei einer Strahlenergie von 3176,14 MeV wird die Abweichung in der zugehörigen, rekonstruierten Photonenenergie dementsprechend mit bis zu 24 MeV angegeben. Die Strahlposition sollte also nach Möglichkeit auf Millimeterbruchteile genau gemessen werden können, um im Falle größerer Abweichungen eingreifen zu können. So kann verhindert werden, dass der Einfluss der Strahlposition auf die Energierekonstruktion die Größenordnung anderer systematischer Effekte erreicht, die bei der betrachteten Positionsabweichung von einem Millimeter noch um einen Faktor Zwei bis Vier größer beziffert werden [FP09].

Weiterhin ist der Winkel, unter dem der Bremsstrahlungsradiator getroffen wird, bei Strahlbetrieb mit linear polarisierten Photonen relevant. Wie in Abschnitt 1.3 angedeutet, kann bei der Verwendung eines Diamantkristalls als Radiator-Target durch die Wahl bestimmter Stellwinkel gegen den Elektronenstrahl die Emission kohärenter Bremsstrahlung erreicht werden. Sie ist der unkohärenten Strahlung überlagert und zeigt sich im Intensitätsspektrum anhand von charakteristischen Überhöhungen, deren Position vom Einfallswinkel des Strahls abhängt. Sie wird nach der Justage zu Beginn einer Strahlzeit zur Anpassung einer analytischen Beschreibung des Intensitätsspektrums herangezogen. Anhand dieses Modells wird dann für die verschiedenen Photonenenergien der Polarisationsgrad<sup>13</sup> der Bremsstrahlung rekonstruiert.

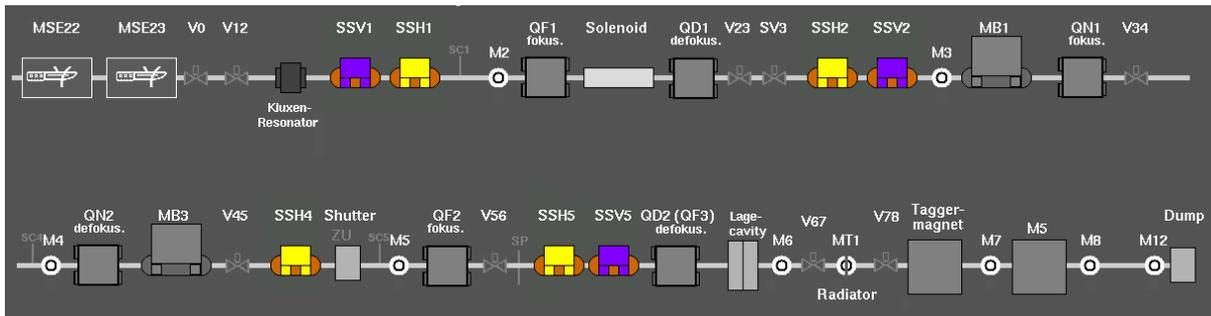
Bei Abweichungen des Einfallswinkels des Elektronenstrahls während der Datennahme verschieben sich die kohärenten Überhöhungen im Intensitätsspektrum und die Polarisation wird falsch rekonstruiert. Eine Verkippung des Strahls um 0,02 mrad kann dabei zu einer Verschiebung von etwa 4 MeV führen<sup>14</sup>. Um die Abweichungen in etwa auf diese Größenordnung beschränken zu können, ist eine entsprechend genaue Messung der Strahlage vor und hinter dem Experimentaufbau erforderlich.

### 2.2.2 Kriterien für die Wahl des Messorts

Die vorangegangenen Erläuterungen lassen eine sowohl vor als auch hinter den experimentellen Aufbauten parallel zur Datennahme erfolgende Bestimmung der Strahlage als erstrebenswert erscheinen, um die regelmäßige Kontrolle mit strahlvernichtenden Messverfahren vermeiden zu können. Zum einen sollte die Positionsbestimmung unmittelbar vor dem Radiator am Primärstrahl erfolgen, zum anderen am Photonenstrahl als dessen geradliniger Fortsetzung. Ein Anteil der im Radiator erzeugten Bremsstrahlungsphotonen durchläuft den Detektor ungehindert und kann so zur Gewinnung dieser zweiten Stützstelle für die Strahlachse herangezogen werden. Für die im vorangegangenen Abschnitt genannte Winkelfehlstellung von 0,02 mrad lässt sich die Verschiebung des Strahlflecks bei einem Abstand von etwa 15 m vom Radiator bis zum Bereich hinter den Experimenteaufbauten zu etwa 0,3 mm abschätzen. Eine Ortsauflösung im Bereich von Millimeterbruchteilen erscheint demnach erforderlich.

<sup>13</sup>Er ergibt sich für eine gegebene Photonenenergie aus dem Verhältnis von kohärentem zu inkohärentem Anteil der Bremsstrahlung.

<sup>14</sup>Persönliche Kommunikation mit D. Elsner.



**Abbildung 2.1:** Kontrollsystem-Menü für die Elemente der externen Strahlführung im Bereich bis zum Strahlweichen-Dipolmagneten MB1 sowie im zum Crystal Barrel-Experiment abzweigenden Teil. Die zur Korrektur des Strahlwinkels vorgesehenen Dipolmagnete sind farblich hervorgehoben.

### 2.2.3 Möglichkeiten zur Steuerung der Strahlage

Der Strahlweg in der externen Strahlführung wird in der Horizontalen durch geeignet dimensionierte Dipolmagnete<sup>15</sup> vorgegeben. Für kleinere Korrekturen des Strahlwinkels bedient man sich der zusätzlich an verschiedenen Stellen eingebauten horizontalen sowie vertikalen Korrekturmagnete<sup>16</sup>. Sie sind in Abbildung 2.1 anhand einer schematischen Darstellung der Strahlführung im Kontrollsystem kenntlich gemacht.

Mittels der Korrekturmagnete können die Lage und der Winkel des Elektronenstrahls bei Eintritt in den Experimentenaufbau eingestellt werden, so dass beide Stützstellen der Strahlachse an die gewünschten Positionen gelegt werden können. Über eine Regelschleife kann der gewünschte Zustand gegenüber sonst allmählich erfolgenden Veränderungen, zum Beispiel auf Grund thermischer Effekte, stabilisiert werden.

## 2.3 Hohlraumresonatoren für die Strahldiagnose

Die Wahl des Diagnosekonzepts, mittels dessen am Primärstrahl vor dem Eintritt in den Experimentenaufbau ohne nennenswerte Veränderung der Strahleigenschaften ein Messsignal erzeugt werden soll, wird durch die typischen Ströme von einigen hundert Picoampère begrenzt. In der vorliegenden Arbeit soll ein System basierend auf Hochfrequenzresonatoren vorgestellt werden. Bei diesen handelt es sich im Wesentlichen um metallische Hohlzylinder, die über die Wahl ihrer Abmessungen sowie durch gezielte Modifikationen der Geometrie auf ihren Einsatzzweck hin optimiert wurden. Insbesondere weisen sie auf ihrer Symmetrieachse in den Endflächen Löcher für den Ein- und Austritt des Teilchenstrahls auf.

Folgendes Messprinzip liegt dem System zur Strahldiagnose zu Grunde: Dem Teilchenstrahl wird in direkter Abhängigkeit von der gewünschten Messgröße Bewegungsenergie entzogen, die in einem elektrischen Wechselfeld im Inneren des metallischen Hohlraums gespeichert wird. Dies geschieht über die durch die Geometrie des Resonators vorgegebene longitudinale Komponente des elektrischen Feldes am Ort des Teilchenstrahls. Sie wird durch die periodisch durch den Resonator tretenden Teilchenpakete weiter verstärkt. Dies gelingt unter der Bedingung, dass die Frequenz der Wechselfelder über die Wahl der Hohlraumgröße auf die zeitliche Abfolge der

<sup>15</sup>Sie werden als MB1 bis MB3 bezeichnet.

<sup>16</sup>Diese sogenannten Strahlschieber werden in den Kontrollsystem-Menüs je nach horizontaler oder vertikaler Ausrichtung mit SSH beziehungsweise SSV bezeichnet.

Bunche abgestimmt wurde.

Der Resonator verhält sich bei Anregung durch den Strahl wie ein Schwingkreis, in Analogie kommt es zu einer Resonanzüberhöhung der Feldstärke. Erst diese ermöglicht die Bestimmung der gewünschten Messgröße, die gespeicherte Feldenergie reicht aus, um aus ihr ein messbares Signal gewinnen zu können. Durch die geeignete Wahl der Abmessungen des jeweiligen Resonators wird die elektrische Feldverteilung auf den Einsatzzweck zur Strom- oder Lagebestimmung hin optimiert. Bei der Strommessung variiert es bei maximaler Stärke auf der Symmetrieachse in deren unmittelbarer Umgebung nur wenig. Zur Lagebestimmung dient eine Verteilung mit verschwindendem Wert auf der Achse und einem nahezu linearen Zuwachs mit steigender Ablage.

Um den zweiten Stützpunkt der Strahlachse am Photonenstrahl zu gewinnen, kann man sich einer sogenannten *Photonkamera* bedienen. Deren Kernstück bildet ein schräg in den Strahl gestellter Fluoreszenzschirm, der über eine Beschichtung zur Wellenlängenkonversion am Eintreffen des Strahls sichtbares Licht erzeugt. Dieses wird über einen Restlichtverstärker auf eine CCD-Kamera geleitet, deren Bild durch Digitalisierung der weiteren Verarbeitung zugänglich gemacht wird. Im Rahmen dieser Arbeit konnte die Einrichtung der zugehörigen Installationen in beiden Experimentierarealen sowie die Kalibration der Messeinrichtung begleitet werden.

## 2.4 Elektronik zur Signalverarbeitung

Die am Eingang der signalverarbeitenden Elektronik zu erwartenden Leistungen bewegen sich dabei für einen typischen Strahlstrom von etwa 100 pA bei den hier vorgestellten Resonatoren in der Größenordnung von  $10^{-15}$  W im Falle der Strommessung. Bei der Lagemessung erreicht man, beginnend bei verschwindenden Werten für die Nullposition, für eine Ablage von 1 mm etwa  $10^{-19}$  W. Um Signale dieser Größenordnungen aus dem Rauschen der beteiligten Komponenten herauszulösen, sind Konzepte zur schmalbandigen Signalverarbeitung erforderlich. Im Rahmen dieser Arbeit wurden insbesondere für die Strahllagemessung Lock-In-Verstärker verwendet, welche Signale mit einer Bandbreite von wenigen Hertz um eine vorgegebene Referenzfrequenz erfassen.

## 2.5 Kommunikation mit dem Kontrollsystem der Anlage

Die in direkter Abhängigkeit zu den gewünschten Messgrößen erfassten Spannungen werden über einen PC ausgelesen, von einem für diesen Zweck entwickelten Programm weiterverarbeitet und in die Strom- und Lagewerte umgerechnet. Weiterhin sollen die gewünschten Messwerte im Kontrollsystem der Beschleunigeranlage angezeigt und das Diagnosesystem von dort aus gesteuert werden können. Dementsprechend wurden in der jeweiligen Software entsprechende Funktionen zur Interaktion implementiert.

## 2.6 Kalibration des Messsystems

Besonderes Augenmerk lag auf der Aufgabe, aus den im Messsystem erfassten Signalspannungen die gewünschten Strahlparameter in ihrem Absolutwert zu rekonstruieren. Es wurden dabei sowohl der rechnerische Ansatz verfolgt, der sich theoretische Beschreibungsmodelle für die Resonatoren zu Nutze macht, als auch bestehende, strahlbeeinflussende Diagnose-Einrichtungen in den externen Strahlführungen für einen empirischen Vergleich herangezogen.



### 3 Der Teilchenstrahl als Signalquelle

Da an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA in allen Strukturen zur Teilchenbeschleunigung bis auf Elektronenquellen hochfrequente Wechselfelder zum Einsatz kommen, bestimmt die Zeitstruktur der Hochfrequenzsignale die räumliche Aufteilung der Teilchen in Pakete. Diese mit festem Zeitabstand die Diagnose-Resonatoren passierenden Bunche stellen eine Signalquelle dar, die zur Akkumulation von Energie in den Resonatorfeldern verwendet werden kann. In einer theoretischen Betrachtung sollen hier kurz die dominanten Frequenzkomponenten herausgearbeitet werden [Pus05].

#### 3.1 Beschreibung des Strahls über eine Linienladungsdichte

Die sich mit nahezu Lichtgeschwindigkeit fortbewegenden Teilchenpakete können mit einer nach der Zeit parametrisierten eindimensionalen Ladungsdichtefunktion  $\lambda_r(t)$  beschrieben werden, welche sich aus zwei Bestandteilen zusammensetzen lässt. Zunächst wird eine Abfolge von Delta-Distributionen formuliert, welche punktförmige, im Ladungsschwerpunkt der Bunche lokalisierte Teilchenansammlungen beschreibt:

$$\lambda(t) = Q \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \delta(t - j \cdot T_{\text{HF}}) . \quad (3.1)$$

Dabei stellt  $Q$  die Gesamtladung eines Einzelbunches dar,  $T_{\text{HF}}$  steht für die Periodendauer der Hochfrequenz. Als zweite Komponente ist die reale Ladungsdichte eines Einzelbunches zu berücksichtigen. Sie ist bei einem Elektronen-Ringbeschleuniger auf Grund stochastischer Abstrahlung von Synchrotronlicht mit einer Gaussfunktion anzusetzen [San70]:

$$g(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_\varepsilon a} e^{-\frac{(at)^2}{2\sigma_\varepsilon^2}} . \quad (3.2)$$

Die Größe  $\sigma_\varepsilon$  stellt dabei die Standardabweichung der Teilchenenergien vom Sollwert dar. Mit der Größe  $a$  geht ein von weiteren Strahlparametern abhängiger Skalierungsfaktor ein.

Die reale Ladungsdichtefunktion eines homogenen Teilchenstrahls unendlicher Länge ergibt sich per Faltung von (3.1) und (3.2) zu

$$\lambda_r(t) = \lambda(t) * g(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \lambda(\tau) g(t - \tau) d\tau . \quad (3.3)$$

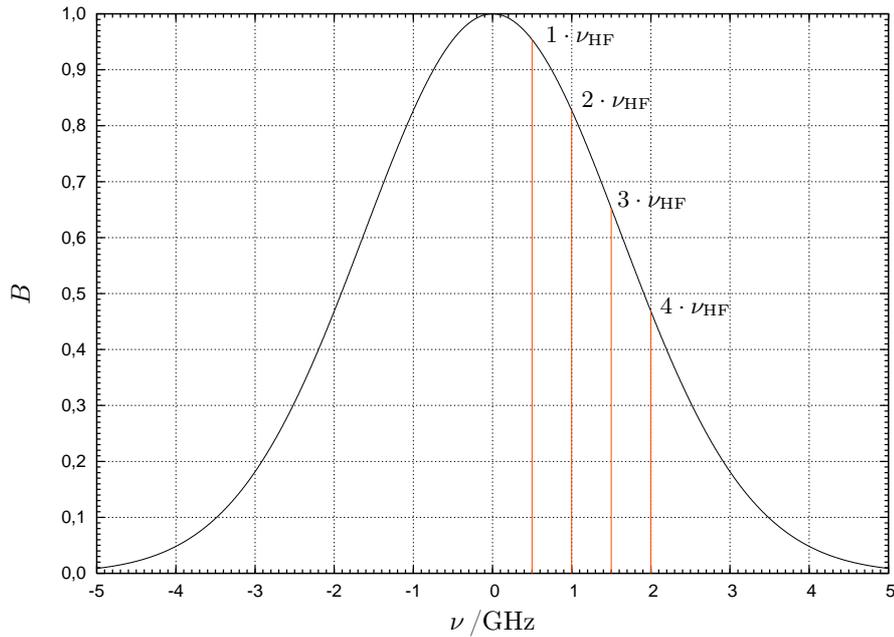
#### 3.2 Strahlspektrum und Bunchfaktor

Die Intensitätsverteilung der Frequenzkomponenten im vom Teilchenstrahl ausgehenden Signal erhält man über die Fourier-Transformation der mit (3.3) formulierten Linienladungsdichte:

$$\Lambda_r(\nu) = \left( \mathcal{F}(\lambda_r(t)) \right) (\nu) = \Lambda(\nu) \cdot G(\nu) . \quad (3.4)$$

Die Transformierte  $\Lambda_r(\nu)$  der Faltung  $\lambda_r(t)$  ergibt sich als Produkt der Transformierten der Einzelfunktionen [Ach78]. Bei  $\Lambda(\nu)$  handelt es sich wiederum um eine Abfolge von Delta-Distributionen, deren Positionen im Frequenzspektrum mit den ganzzahligen Harmonischen der Beschleunigungs-Hochfrequenz  $\nu_{\text{HF}}$  zusammenfallen. Moduliert wird dieser *Dirac-Kamm* mit einer Gaussfunktion als Einhüllende:

$$G(\nu) = \frac{1}{2a^2} e^{-2\pi^2 \nu^2 \frac{\sigma_\varepsilon^2}{a^2}} . \quad (3.5)$$



**Abbildung 3.1:** Der Bunchfaktor in Abhängigkeit verschiedener Signalfrequenzen bei  $\sigma_\tau = 50$  ps, typisch für eine Strahlenergie von etwa 2 GeV. Die ersten ganzzahligen Vielfachen der Beschleuniger-Hochfrequenz  $\nu_{\text{HF}}$  sind gekennzeichnet [Pus05].

Letztere ist entscheidend für die Amplitude einer gegebenen Frequenzkomponente  $\nu = n \cdot \nu_{\text{HF}}$  im Strahlspektrum. Die darin enthaltene Exponentialfunktion

$$B(\nu, \sigma_\tau) = e^{-2\pi^2 \nu^2 \sigma_\tau^2} \quad (3.6)$$

wird als Bunchfaktor bezeichnet und geht in die Berechnung der aus einem Diagnose-Cavity ausgekoppelten Signalleistung mit ein [Mer80].

Gemäß  $\sigma_\tau = a^{-1} \sigma_\varepsilon$  wurde in diesem Ausdruck die Standardabweichung  $\sigma_\varepsilon$  der Teilchenenergien vom Sollwert in die zeitliche Standardabweichung  $\sigma_\tau$  der Einzelteilchen vom Soll-Eintreffzeitpunkt an den Beschleunigungsresonatoren überführt [San70]. Anschaulich handelt es sich dabei um ein nach der Zeit parametrisiertes Maß für die halbe longitudinale Ausdehnung der Teilchenpakete. Letztere wird bei einem Elektronenbeschleuniger außer durch einige feste Größen insbesondere durch die von einem Strahlteilchen bei Durchquerung der Beschleunigungsresonatoren durchlaufene Potentialdifferenz bestimmt<sup>17</sup>. Diese wird je nach Betriebsmodus der Anlage in Abhängigkeit von der gewünschten Extraktionsenergie eingestellt, es müssen also die jeweils gültigen Einstellungen des Hochfrequenz-Systems zur Bestimmung des Bunchfaktors herangezogen werden. In Abbildung 3.1 ist der Bunchfaktor für einen bei einer Strahlenergie von etwa 2 GeV typischen Wert von  $\sigma_\tau = 50$  ps für verschiedene Frequenzen aufgetragen.

Die Abhängigkeit von der betrachteten Frequenz  $\nu$  hat Auswirkungen auf die Konzeption der Resonatoren. Da sich die Resonanzfrequenz eines zylindrischen Resonators bei den im Rahmen der Strahldiagnose verwendeten Feldkonfigurationen im Wesentlichen invers zu seinem Radius verhält, kann sich aus Gründen der Material- und Platzersparnis die Wahl einer höheren Harmonischen der Beschleuniger-Hochfrequenz als Resonanzfrequenz anbieten. Dies führt dann allerdings gemäß (3.6) zu einem kleineren Bunchfaktor und damit zu Einbußen bei der Signalstärke.

<sup>17</sup>Elektronen strahlen schon bei Energien von wenigen GeV in maßgeblichem Umfang stochastisch Synchrotronlicht ab. Dadurch erfolgt innerhalb weniger Millisekunden eine Anpassung der Schwingungsamplitude der longitudinalen Strahlschwingungen an neue Bedingungen [San70].

### 3.3 Bestimmung der Bunchlänge

Zur Interpretation der aus den Resonatoren ausgekoppelten Signale ist die Kenntnis über die Bunchlänge im Stretcherring erforderlich, da der später im Detail erläuterte Zusammenhang zur Bestimmung der Signalleistung von dem in (3.6) definierten Bunchfaktor mitbestimmt wird. Ein Maß für die räumliche Ausdehnung eines Teilchenpakets stellt die Amplitude der longitudinalen Schwingungen der Einzelteilchen dar, diese werden als *Synchrotron-Schwingungen* bezeichnet. Auf Grund der endlichen Energiebreite des Strahls treffen die Elektronen mit stochastisch verteilten Abweichungen zur Sollphase der Hochfrequenz am Beschleunigungsresonator ein. Das elektrische Feld zum Eintreffzeitpunkt geht auf ein in einem weiten Bereich um die Sollphase nahezu harmonisches Potential zurück und bewirkt eine rücktreibende Kraft, man spricht von Phasenfokussierung [San70, Wie07].

Die Bunchlänge wird im Folgenden als die doppelte Standardabweichung der Gaußfunktion definiert, welche die longitudinale Ladungsdichte des Teilchenpakets beschreibt. Sie kann in Abhängigkeit vom Quotienten der relativen Bahnlängenänderung und der relativen Impulsänderung eines Strahlteilchens, dem sogenannten Momentum Compaction-Faktor  $\alpha_C$ , ausgedrückt werden. Er ist durch die Magnetoptik des Beschleunigers vorgegeben und wird wie folgt definiert:

$$\alpha_C := \frac{\Delta L/L}{\Delta p/p} . \quad (3.7)$$

Weiterhin geht die relative Energiebreite  $\Delta E/E$  in die Bunchlänge ein, sie kann dem folgenden Zusammenhang entnommen werden:

$$\left( \frac{\Delta E}{E} \right)^2 = \underbrace{\frac{55}{32\sqrt{3}} \frac{\hbar}{m_e c}}_{=: C_q} \frac{\gamma^2}{J_s R} . \quad (3.8)$$

Dieser Ausdruck wird aus einer Bilanzierung der Strahlanregung einerseits, beruhend auf stochastischen Fluktuationen in der Abstrahlung von Synchrotronlichtquanten, sowie der Schwingungsdämpfung andererseits gewonnen, welche von der im Mittel abgestrahlten Energie abhängt [San70]. Er gilt für den Fall eines Speicherrings mit isomagnetischen Führungsfeldern, letztere werden in diesem Fall durch 24 identische Dipolmagnete mit dem konstantem Krümmungsradius  $R = 10,879$  m erzeugt. Neben dem der jeweiligen Endenergie der Elektronen entsprechenden relativistischen  $\gamma$ -Faktor geht außerdem der für den Stretcherring zu  $J_s = 2,152$  berechnete Dämpfungsterm für die Synchrotronschwingungen ein [Ebe10]. Ein Teil der Faktoren lässt sich wegen ihrer thematischen Zugehörigkeit zum sogenannten *Quanten-Faktor*  $C_q$  zusammenfassen. Zuletzt ist noch die Synchrotron-Schwingungsfrequenz  $\nu_s$  zu berücksichtigen, für die Bunchlänge in Zeiteinheiten erhält man dann folgenden Ausdruck:

$$l_t = 2 \cdot \sigma_\tau = \frac{\alpha_C}{2\pi\nu_s} \sqrt{\frac{\Delta E}{E}} . \quad (3.9)$$

Bei Strahlbetrieb an der Beschleunigeranlage wird je nach Untersuchungsgegenstand eine andere Endenergie sowie eine jeweils passende Einstellung für die Hochfrequenz-Leistung und damit für die über den Beschleunigungsresonatoren abfallende Spannung gewählt. Die daraus jeweils abzuleitenden Größen, der relativistische  $\gamma$ -Faktor sowie die Synchrotronschwingungsfrequenz  $\nu_s$ , werden für die Berechnung der halben Bunchlänge  $\sigma_\tau$  benötigt. Diese wiederum geht in den Bunchfaktor (3.6) ein, welcher bei Änderungen der genannten Parameter jeweils neu berechnet werden muss. Um einen Überblick über den zu erwartenden Wertebereich des Bunchfaktors zu erlangen, können die in Tabelle 3.1 angegebenen und für typische Einstellungen des

$E / \text{GeV}$	$\gamma$	$U / \text{MV}$	$B$
1,200	2348	1,88	$0,9720 \pm 0,0002$
2,350	4599	1,88	$0,808 \pm 0,002$
3,200	6262	2,75	$0,681 \pm 0,006$

**Tabelle 3.1:** Typische Werte für den Bunchfaktor bei verschiedenen Einstellungen für Endenergie des Strahls und Beschleunigungsspannung.

Beschleunigers berechneten Größen hinzugezogen werden. Die Unsicherheit in der Bestimmung des Zahlenwerts lässt sich über den Fehler der Bunchlänge abschätzen, welcher sich bei Berechnung nach der in diesem Abschnitt beschriebenen Herangehensweise bei 1,2 GeV zu etwa 0,3 ps, bei 3,2 GeV zu etwa 2 ps ergibt [Ebe10].

## 4 Kenngrößen von Hohlraumresonatoren

Die entscheidenden Kenngrößen mit hochfrequenten Signalen angeregter metallischer Hohlraumresonatoren sowie der Einfluss äußerer Beschaltung sollen hier kurz zusammengefasst werden, ausführliche Erläuterungen lassen sich der Literatur entnehmen [Kla76, Jac98].

### 4.1 Eigenmoden

In einem metallischen Hohlraum bilden sich bei Anregung mittels einer hochfrequenten Signalquelle bei bestimmten Frequenzen wohldefinierte Konfigurationen von elektrischen und magnetischen Wechselfeldern aus. Die vom Sender abgegebene Energie wird im Resonanzfall in den Feldern akkumuliert. Aus den Randbedingungen elektrisch leitender Wände ergeben sich die möglichen Feldkonfigurationen, für eine gegebene Geometrie gibt es eine unbeschränkte Zahl an *Eigenmoden*. In der vorliegenden Arbeit werden ausschließlich Resonatoren mit einer zylindrischen Grundgeometrie behandelt. Der für vergleichende Betrachtungen als gute Näherung dienliche Fall eines rein zylindrischen Hohlraums, vollständig eingegrenzt durch metallische Wände unendlicher Leitfähigkeit, lässt sich analytisch behandeln. Zu diesem Zweck müssen die Maxwell'schen Gleichungen unter den gegebenen Randbedingungen gelöst werden [Jac98].

Die Klassifikation der Lösungen soll für den Fall der sich für die Beschreibung anbietenden Zylinderkoordinaten erläutert werden. Die funktionale Abhängigkeit der einzelnen Feldkomponenten von den transversalen Koordinaten  $\varphi$  und  $z$  ist durch trigonometrische Funktionen gegeben. In radialer Richtung ist je nach Feldkonfiguration eine der Besselfunktionen  $J_m$  bestimmend. Durchläuft man den jeweiligen Wertebereich einer der drei Koordinaten  $(r, \varphi, z)$ , so ist der Verlauf des Zahlenwerts von magnetischem und elektrischem Feld jeweils durch eine ganze Zahl an Nulldurchgängen gekennzeichnet. Zur Bezeichnung einer bestimmten Feldkonfiguration genügen diese drei Zahlen, ergänzt um die Information, welche der beiden Feldkomponenten auf die  $(r, \varphi)$ -Ebene beschränkt bleibt. Man spricht dann von transversal magnetischen (TM) beziehungsweise transversal elektrischen (TE) Moden.

Für die Strahldiagnose sind Moden mit longitudinalem elektrischen Feld interessant, da durch dieses dem Strahl Energie entzogen werden kann. Deshalb sei hier der geschlossene Ausdruck für die  $z$ -Komponente des elektrischen Feldes der TM-Moden angegeben:

$$E_z(r, \varphi, z, t) = E_{mn} \cdot J_m\left(\frac{j_{mn}}{a} r\right) \cdot \cos(m \varphi) \cdot \cos\left(\frac{p\pi}{l} z\right) \cdot e^{i\omega_{mnp} t} . \quad (4.1)$$

Die Abmessungen der Resonatoren werden über den Radius  $a$  und die Länge  $l$  spezifiziert,  $j_{mn}$  bezeichnet die  $n$ -te Nullstelle der Besselfunktion  $J_m$ . Die Zeitabhängigkeit wird durch die Resonanzfrequenz bestimmt, eine entsprechende Betrachtung ergibt folgenden Formelzusammenhang [Kla76]:

$$\omega_{mnp} = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \sqrt{\frac{j_{mn}^{(l)2}}{a^2} + \frac{p^2 \pi^2}{l^2}} . \quad (4.2)$$

Es sind die Permeabilitätszahl  $\mu$  sowie die Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon$  des Mediums im Resonatorinnenraum einzusetzen. Im Falle der TM-Moden geht die Nullstelle  $j_{mn}$  der jeweiligen Besselfunktion ein, bei den TE-Moden die Nullstelle  $j'_{mn}$  deren Ableitung.

### 4.2 Ersatzschaltbild eines Resonators

Das Verhalten eines Resonators kann in einem Frequenzintervall um jede seiner Resonanzfrequenzen anhand eines Ersatzschaltbildes beschrieben werden. Er weist bei Anregung mit hochfrequenten Signalen in der Nähe einer seiner *Eigenfrequenzen* das Verhalten eines Schwingkreises

auf. Jeder Einzelmode lassen sich also prinzipiell Zahlenwerte für Kapazität, Induktivität und ohmschen Widerstand zuordnen.

#### 4.2.1 Güte als Dämpfungsmaß

Typische Kenngröße jeder Mode eines zunächst ohne äußere Beschaltung betrachteten Resonators ist in diesem Bild die sogenannte Leerlaufgüte  $Q_0$  als Maß für die Fähigkeit des Resonators, in den Feldern gespeicherte Energie zu halten. Definiert wird sie über den Quotienten aus gespeicherter Energie  $W$  und den bei einer Resonanzkreisfrequenz  $\omega_0$  pro Schwingungsperiode  $T$  bei einer Verlustleistung  $P_V$  anfallenden Energieverlust:

$$Q_0 = \frac{2\pi \cdot W}{T \cdot P_V} = \frac{\omega_0 \cdot W}{P_V} . \quad (4.3)$$

Bei einem für die Strahldiagnose verwendeten Resonator fällt auf Grund des über eine Koppelvorrichtung extrahierten Messsignals eine zusätzliche Verlustleistung  $P_{\text{ext}}$  an, welche in der Definition der sogenannten belasteten Güte  $Q_L$  berücksichtigt wird:

$$Q_L = \frac{\omega_0 \cdot W}{P_V + P_{\text{ext}}} . \quad (4.4)$$

Grundsätzlich bedeuten höhere Werte des Gütefaktors, dass es bei gleichem Energieinhalt eines Resonators länger dauert, bis die Schwingung auf Grund der Verluste abgeklungen ist. Bei stetiger Anregung ist demzufolge auch der Spitzenwert der in den Feldern akkumulierbaren Energie größer. Trägt man also die auf ihren Maximalwert normierte Schwingkreisspannung gegen die Erregerfrequenz auf, so nimmt die Breite  $\Delta\omega$  der Resonanzkurve ab. Diese wird üblicherweise bei dem halben Maximalwert der umgesetzten Leistung gemessen. Gemäß  $U \propto \sqrt{P}$  muss sie auf Höhe der um den Faktor  $\sqrt{2}$  untersetzten Maximalspannung abgelesen werden. Sie kann gemäß

$$Q_L = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \quad (4.5)$$

zur Bestimmung der belasteten Güte des Resonators herangezogen werden.

Die im Rahmen dieser Arbeit beschriebenen Aluminium- und Kupferresonatoren mit Leerlaufgüten im Bereich oberhalb von 10 000 rechtfertigen die isolierte Betrachtung der Einzelmoden, der Abstand von einigen Hundert MHz zwischen benachbarten Resonanzen übertrifft die typischen Halbwertsbreiten um drei Größenordnungen<sup>18</sup>.

#### 4.2.2 Kopplung an äußere Schaltungsteile

Maßgeblich für das Ausmaß der zusätzlichen Energieverluste ist die Festigkeit der Ankopplung an die äußere Messbeschaltung, welche über die Geometrie der verwendeten Koppelvorrichtung eingestellt werden kann. Diese wird typischerweise als eine von den Magnetfeldlinien durchdrungene Schleife oder als ein parallel zu den elektrischen Feldlinien gelegener Antennenstift umgesetzt. Stellt sich aus geometrischen Gründen nur in geringem Umfang eine Interaktion mit den Feldern im Resonator ein, so spricht man von einer losen oder unterkritischen Kopplung. Es verlässt kaum Energie den Resonator, die belastete Güte aus (4.4) unterscheidet sich demnach kaum von der Leerlaufgüte in (4.3). Wird den Feldern im Resonator über die Koppelvorrichtung in nennenswertem Umfang Energie entzogen, so liegt eine feste Kopplung vor, die belastete Güte weicht durch die Zusatzverluste deutlich von der unbelasteten Güte ab.

<sup>18</sup>Vergleiche Abschnitt 5.2.2 und Angaben zu den Frequenzen der ersten Resonatormoden [Pus05].

Die Koppelvorrichtung erlaubt den Energietransfer in beiden Richtungen. Betrachtet man den Resonator beispielsweise aus Sicht eines angeschlossenen Hochfrequenz-Senders<sup>19</sup>, so stellt er die Abschlussimpedanz seiner Zuleitung dar. In diesem Bild ist der Spezialfall der sogenannten kritischen Kopplung einsichtig, bei dem die an der Einkopplung anfallende Leistung genau den ohmschen Verlusten in den Cavity-Wänden entspricht, es gilt also  $P_V = P_{\text{ext}}$ . In diesem Fall entspricht der Widerstand des Cavities aus Sicht der äußeren Beschaltung, bezeichnet mit  $Z_a$ , genau dem Wellenwiderstand  $Z_0$  der Hochfrequenzleitung. Es liegt Leistungsanpassung vor, der Energietransfer in den Resonator ist maximal. Es bietet sich an, den sogenannten Koppelfaktor  $\kappa$  in Anlehnung an die bisherigen Betrachtungen wie folgt als Bezugsgröße zu definieren:

$$\kappa = \frac{P_{\text{ext}}}{P_V} = \frac{Z_a}{Z_0} = \frac{1 + \varrho}{1 - \varrho} . \quad (4.6)$$

Die Verwendung der letzten Definition bietet sich insbesondere im Rahmen der Messtechnik an. Bei der später näher erläuterten Netzwerkanalyse stellt der hier eingeführte Reflexionsfaktor  $\varrho$  eine zentrale Größe dar. Sein Betrag nimmt Werte zwischen Null und Eins an und spezifiziert denjenigen Anteil der Spannungsamplitude eines ausgesandten Hochfrequenzsignals, welchen die von einem Testobjekt zurückreflektierte Welle noch aufweist. Wird bei der Messung an einem Hohlraumresonator zusätzlich die Phase der reflektierten Welle in Relation zur anregenden Welle erfasst, so kann bestimmt werden, zu welchem der beiden Grenzfälle die aktuell eingestellte Kopplung hin tendiert: Übersteigt der Ersatzwiderstand des Resonators den Wellenwiderstand der Zuleitung, so tritt wie im Extremfall des offenen Kabelendes kein Phasensprung auf, ein kleinerer Ersatzwiderstand hingegen führt wie im Kurzschlussfall zu einer Phasendifferenz von  $180^\circ$ . Über den Koppelfaktor als Kenngröße kann die Leerlaufgüte des Resonators aus der einer Messung zugänglichen belasteten Güte rekonstruiert werden [Kla76]:

$$Q_0 = Q_L(1 + \kappa) . \quad (4.7)$$

### 4.3 Shuntimpedanz

Entscheidend für die Stärke des aus einem Diagnoseresonator ausgekoppelten Messsignals ist die Resonatorspannung  $\hat{U}$ , also die Potentialdifferenz, welche ein Teilchen beim Durchqueren des Resonators überwindet. Sie ergibt sich als das Linienintegral über die auf seiner Bahn wirksame zeitabhängige elektrische Feldstärke  $\vec{E}(\vec{r}, t)$ . Geht man in einer in vielen Fällen guten Näherung von einem streng parallel zur Symmetrieachse des Cavities gelegenen Strahlweg aus, so kann man sich auf die  $z$ -Komponente des Feldes beschränken. Um zu einer vom momentanen Energieinhalt des Resonators unabhängigen Kenngröße zu gelangen, muss das erwähnte Integral noch auf die Energieverlustrate  $P_V$  normiert werden. Die in Anlehnung an die Betrachtung von Impedanzen in Wechselstromkreisen aufgestellte zugehörige Größe wird als Shuntimpedanz bezeichnet und ist wie folgt definiert:

$$R_s(r, \varphi) = \frac{\hat{U}^2}{2 P_V} = \frac{1}{2 P_V} \left| \int_0^L E_z(r, \varphi, z) e^{i(\omega_0 \frac{z}{c} + \phi_0)} dz \right|^2 . \quad (4.8)$$

Über die Angabe der Abhängigkeit von den Zylinderkoordinaten  $r$  und  $\varphi$  wurde der Tatsache Rechnung getragen, dass die Shuntimpedanz im Allgemeinen von der Lage der Teilchenbahn in Relation zur Symmetrieachse des Resonators abhängt. Es handelt sich bei ihr um eine komplexe Größe, deren Betrag für die Betrachtung des maximal möglichen Energieverlustes herangezogen

<sup>19</sup>Ein Anwendungsbeispiel ist mit der Erregung von Wechselfeldern in den Beschleunigungsresonatoren eines Ringbeschleunigers durch einen Hochfrequenzsender gegeben.

werden kann und über deren Imaginärteil der Eintreffzeitpunkt der Teilchen berücksichtigt wird [Mü00]. Letzterer geht über die entsprechende Wahl der Phase  $\phi_0$  im Argument der Exponentialfunktion in die Berechnung ein.

In der hier angegebenen Form wird über den im Exponentialfaktor implizit enthaltenen Term  $i\omega_0 t$  berücksichtigt, dass sich die Felder während der zur Durchquerung des Resonatorinnenraums benötigten endlichen Laufzeit eines Strahlteilchens ändern. Im Rahmen der vorliegenden Untersuchung werden Elektronen bei Energien im GeV-Bereich betrachtet, weshalb ihre Bahngeschwindigkeit in guter Näherung mit der Lichtgeschwindigkeit gleichgesetzt werden kann. In (4.8) findet sich daher die Ersetzung  $z/c$  als Umparametrisierung der Zeitvariablen  $t$  nach der Position entlang der  $z$ -Achse. Integriert wird über die volle Länge  $L$ , auf der die Cavity-Felder wirken.

Es sei noch darauf hingewiesen, dass sich aus historischen Gründen auch eine leicht von (4.8) abweichende Definition der Shuntimpedanz gehalten hat, die ohne den Faktor Zwei im Nenner formuliert wird und durch die Veröffentlichungen zu den ersten Elektronen-Linearbeschleunigern am SLAC<sup>20</sup> geprägt wurde [D692]. Sie liegt insbesondere auch Berechnungen mit einer häufig verwendeten Simulationssoftware zu Grunde, weswegen die im Rahmen dieser Arbeit zitierten Literaturwerte auf ihr beruhen. An den entsprechenden Stellen wird diese *Linac-Konvention* mit einem hochgestellten Buchstaben L am Symbol für die Shuntimpedanz kenntlich gemacht.

Bezieht man die Shuntimpedanz auf die Güte eines Resonators, so erhält man eine weitere zentrale Kenngröße. Der Quotient  $R/Q$  hängt nicht von den Leitungseigenschaften des verwendeten Materials ab. Er ist daher ein nur von der Geometrie abhängiger Faktor, welcher sich wie folgt schreiben lässt [Zha04]:

$$\frac{R_s}{Q_0} = \frac{\hat{U}^2}{\omega_0 W} . \quad (4.9)$$

Die Güte  $Q_0$  ist gemäß (4.3) ein inverses Maß für den pro Schwingungsperiode in Relation zur gespeicherten Energie  $W$  verloren gehenden Anteil. Dieser bestimmt bei einem zur Strahldiagnose verwendeten Resonator auch die zu erwartende Stärke des für die Messung ausgekoppelten Signals. Die in die Shuntimpedanz eingehende und von den Strahlteilchen durchlaufene Potentialdifferenz  $\hat{U}$  wiederum ist ein Maß für die Energieverluste, die der Strahl beim Durchqueren des Resonators erleidet. Damit erlaubt der  $R/Q$ -Faktor einer bestimmten Resonator-Geometrie die Beurteilung der für einen gegebenen Energieverlust des Strahls zu gewinnenden Signalleistung.

#### 4.4 Leistung der ausgekoppelten Hochfrequenzsignale

Die Signalleistung, die in der äußeren Beschaltung eines Diagnose-Resonators bei dessen Anregung durch den Teilchenstrahl zur Messung zur Verfügung steht, ist durch

$$P_{\text{ext}} = I_B^2 B^2(\sigma_\tau) R_s(\Delta u) \frac{\kappa}{(1 + \kappa)^2} \frac{1}{1 + 4Q_L^2 \left(\frac{\Delta\nu}{\nu_0}\right)^2} \quad (4.10)$$

gegeben [Mer80]. Folgende Faktoren gehen in ihre Berechnung ein:

**Strahl-Parameter:** Als vom Messsystem unabhängige Parameter gehen der Strahlstrom  $I_B$  sowie über den Bunchfaktor  $B$  die von den Einstellungen des Beschleunigers abhängige und in Abschnitt 3.3 näher erläuterte halbe Bunchlänge  $\sigma_\tau$  ein.

**Cavity-Parameter:** Die Shuntimpedanz  $R_s$  beschreibt den Widerstand, den das Cavity dem Strahlstrom entgensetzt, sie ist in unterschiedlich starker Ausprägung immer auch von

<sup>20</sup>Stanford Linear Accelerator Center.

dem räumlichen Versatz  $\Delta u$  abhängig, den die Teilchenbahn gegenüber der Symmetrieachse des Resonators aufweist. Der Koppelfaktor  $\kappa$  ist maßgeblich für den Umfang der Entnahme von Energie aus dem Resonator. Mit der Lastgüte  $Q_L$  ist über die zugehörige Halbwertsbreite auch die Form der Resonanzkurve bekannt, womit dann auch eine Verstimmung des Resonators um  $\Delta\nu$  gegen die Resonanzfrequenz  $\nu_0$ , also der Fall der nicht-resonanten Anregung, berücksichtigt werden kann.

#### 4.5 Numerische Simulation der Felder in einer Resonatorgeometrie

Da nur das Verhalten eines Resonators mit der Geometrie eines einfachen Hohlzylinders einer analytischen Betrachtung zugänglich ist, bietet sich zur Untersuchung komplexerer Strukturen die Verwendung von numerischen Methoden an. Im Rahmen dieser Arbeit kam dabei die Simulationssoftware CST Microwave Studio<sup>®</sup> zum Einsatz. Sie erlaubt die numerische Lösung einer diskreten Formulierung der Maxwell'schen Gleichungen auf einem Rauggitter unter Berücksichtigung von Randbedingungen [Wei77]. Über einen Editor mit grafischer Oberfläche kann ein Modell der zu betrachtenden Geometrie erstellt werden.

Soll ein Resonator mit metallischen Wänden untersucht werden, so wird üblicherweise eine homogene Füllung des Simulationsvolumens mit einem Material unendlicher Leitfähigkeit<sup>21</sup> angenommen. Die Struktur des Resonator-Innenraums wird dann über die Definition von geometrischen Grundkörpern aus dem Material herausgeschnitten. Von den zur Verfügung stehenden Rechenfunktionen kam der sogenannte Eigenmode-Solver zum Einsatz. Mit diesem können die unter den Randbedingungen der vorgegebenen Geometrie stabilen Feldkonfigurationen berechnet werden. Zur Verbesserung der Genauigkeit kann über einen eingebauten Experten automatisch eine iterative Verfeinerung des Rauggitters vorgenommen werden, auf dessen Knotenpunkten die Feldwerte bestimmt werden.

Liegen die Ergebnisse zur Verteilung der elektrischen und magnetischen Felder der zu untersuchenden Eigenmode vor, so können über entsprechende Softwarefunktionen Resonator-Kenngrößen wie die Shuntimpedanz bezüglich einer vorgegebenen Kurve oder die Leerlaufgüte ermittelt werden. Zu diesem Zweck muss die Leitfähigkeit des zu verwendenden Materials spezifiziert werden.

#### 4.6 Bestimmung von Kenngrößen mittels eines Netzwerkanalysators

Viele charakteristische Eigenschaften eines Resonators sind der Bestimmung mittels eines sogenannten Netzwerkanalysators zugänglich. Mit einem solchen Gerät können die Eigenschaften eines Testobjekts hinsichtlich der Transmission und Reflexion von Hochfrequenzsignalen untersucht werden. Ein Hohlraumresonator mit einer einzigen Koppelvorrückung wird im Rahmen der Netzwerktheorie als Eintor aufgefasst, die Analyse beschränkt sich dann auf das Reflexionsverhalten. Alle im Rahmen dieser Arbeit mit einem Netzwerkanalysator durchgeführten Messungen haben sich demgemäß auf die Bestimmung des sogenannten Streuparameters  $s_{11}$  beschränkt, in dessen Definition die jeweilige Spannungsamplitude der hin- und rücklaufenden Welle in der Zuleitung zu Tor 1 eines Testobjekts ins Verhältnis gesetzt werden [HM92a]. Er stellt im allgemeinen Fall eines Mehrtors einen der Einträge der sogenannten Streumatrix dar und ist mit dem in Abschnitt 4.2.2 kurz vorgestellten Reflexionsfaktor  $\rho$  identisch.

Bei einer Messung wird am Ausgang des Analysators ein Hochfrequenzsignal möglichst genau bekannten Pegels zur Verfügung gestellt, welches dann über eine Koaxialleitung zu dem zu untersuchenden Anschluss des Testobjekts gelangt. Typischerweise liegt keine Leistungsanpassung vor und ein Teil des hinlaufenden Signals wird zurück in die Anschlussleitung hineinreflektiert.

<sup>21</sup>In der Software mit PEC abgekürzt: **P**erfect **E**lectric **C**onductor.

Im Netzwerkanalysator wird dieser Anteil vom Ausgangssignal abgetrennt und demoduliert. Das Gerät ist dann in der Lage, den Reflexionsfaktor als Quotienten der Spannungsamplituden zu berechnen, bei einem vektoriellen Netzwerkanalysator inklusive des komplexen Anteils, der die Information über die Phasendifferenz der Signale beinhaltet.

Ein Resonator verhält sich bei der hochfrequenten Anregung einer seiner Eigenmoden wie ein Schwingkreis, nur bei Signalen mit Frequenzen in der Nähe der jeweiligen Resonanzfrequenz nimmt er Energie auf. Am Analysator ist demzufolge bei resonanter Anregung einer Mode wegen des maximierten Energietransfers ein lokaler Minimalwert des Reflexionsfaktors zu beobachten, welcher von der Festigkeit der Ankopplung abhängt und nur bei der im kritischen Fall vorliegenden Leistungsanpassung zu Null wird. Im Abstand weniger Halbwertsbreiten von der Resonanzfrequenz der einzelnen Moden wird das anregende Signal wiederum nahezu vollständig zurückgeworfen.

Der Netzwerkanalysator steuert in einem vorgegebenen Frequenzintervall unter Berücksichtigung einer im Rahmen der zugestandenen Messzeit einstellbaren Schrittweite verschiedene Frequenzwerte an und speichert jeweils den Reflexionsfaktor als Kenngröße für die Reaktion des Testobjekts. Dies ermöglicht es, bei der sogenannten skalaren Analyse am Gerätebildschirm den Betrag des Reflexionsfaktors gegen die Anregungsfrequenz aufzutragen. Er kann dabei gemäß seiner Definition Werte im Bereich zwischen Null und Eins annehmen. In der Nähe der Resonanzfrequenz einer Resonatormode zeigt sich eine Vertiefung in der Messkurve. Der zu deren Minimum gehörende Frequenzwert kann mit Hilfe von Gerätefunktionen zur automatischen Extremwert-Suche ermittelt werden.

Bei der Bestimmung des Koppelfaktors  $\kappa$  ist eine möglichst genaue Kenntnis des gemäß (4.6) eingehenden Reflexionsfaktors  $\rho$  entscheidend. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die im Analysator bestimmte Signalamplitude des rücklaufenden Signals gegenüber dem bekannten Ausgangssignal nicht nur durch den Energietransfer in den Resonator gemindert wurde, sondern auch auf dem zweifachen Weg durch die Anschlussleitung der Kabeldämpfung unterworfen war. Des Weiteren können Reflexionen an etwaigen Adapter-Übergängen das hin- sowie das rücklaufende Signal beeinflussen. Vor der Messung erfolgt deshalb eine Kalibration, um die spezifischen Eigenschaften des verwendeten Messaufbaus herausrechnen zu können. Für jeden Messpunkt im eingestellten Frequenzintervall werden die Signalamplituden bei Totalreflexion<sup>22</sup> am Kabelende und bei Leistungsanpassung abgespeichert. Sie können dann für die eigentliche Messung als Referenzwerte berücksichtigt werden.

Gemäß (4.6) ist zur eindeutigen Berechnung des Koppelfaktors zusätzlich noch die Information erforderlich, ob der Ersatzwiderstand des Resonators über oder unter dem Wellenwiderstand der Zuleitung lag und damit bei der Reflexion des anregenden Signals im zweiten Fall zu einem Phasensprung und damit zu einem negativen Vorzeichen im Reflexionsfaktor geführt hat. Ein sogenannter vektorieller Netzwerkanalysator ermöglicht durch die Messung der Phasenbeziehung zwischen hin- und rücklaufendem Signal diese Unterscheidung.

Die Lastgüte eines Resonators kann gemäß (4.5) über die Breite der Resonanzkurve bestimmt werden, allerdings ist die Höhe, bei der diese abgelesen wird, durch die Tiefe des Minimums der Kurve, also implizit durch den Koppelfaktor, bestimmt und muss dementsprechend berechnet werden [Kla76].

---

<sup>22</sup>Es steht für diesen Fall ein Kalibrationsnormal zur Verfügung, welches an Stelle des Testobjekts an das Ende der Messleitung geschraubt wird und dort wahlweise den physikalischen Zustand des offenen und geschlossenen Kabelendes herstellt.

## 5 Resonatoren zur Strahlstrommessung

Um die Stromstärke des Elektronenstrahls in der externen Strahlführung messen zu können, wurden im Rahmen einer früheren Arbeit ein Resonator sowie die zugehörige Elektronik zur Auswertung der aus ihm ausgekoppelten Signale konzipiert [Klu94]. Dieses System wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit neu in Betrieb genommen. Zur Überprüfung des angegebenen Wertes für die Shuntimpedanz wurde der Resonator im Labor mit der sogenannten Störkörper-Methode vermessen. Außerdem wurden in der bestehenden Elektronik Anpassungen vorgenommen.

In Hinblick auf zukünftige experimentelle Anforderungen an die Messung deutlich kleinerer Ströme wurde die vorliegende Resonatorgeometrie im Rahmen separater Arbeiten noch einmal einer Optimierung hinsichtlich Shuntimpedanz und Güte unterzogen [Pat09, Sch09]. Mit einer Erweiterung des in Abschnitt 8.3 vorgestellten Schaltungsaufbaus zur phasensensitiven Gleichrichtung mittels Lock-In-Verstärker wird, wie im Fall der Strahllagemessung, die deutlich schmalbandigere Demodulation der Resonator-Signale ermöglicht. In diesem Kapitel wird nach einer Einführung in den beiden Resonatorgeometrien gemeinen Typ der Feldverteilung die Messung der typischen Kenngrößen beschrieben. Zudem werden die Charakteristika der beiden Geometrien verglichen.

### 5.1 Wahl der Feldverteilung

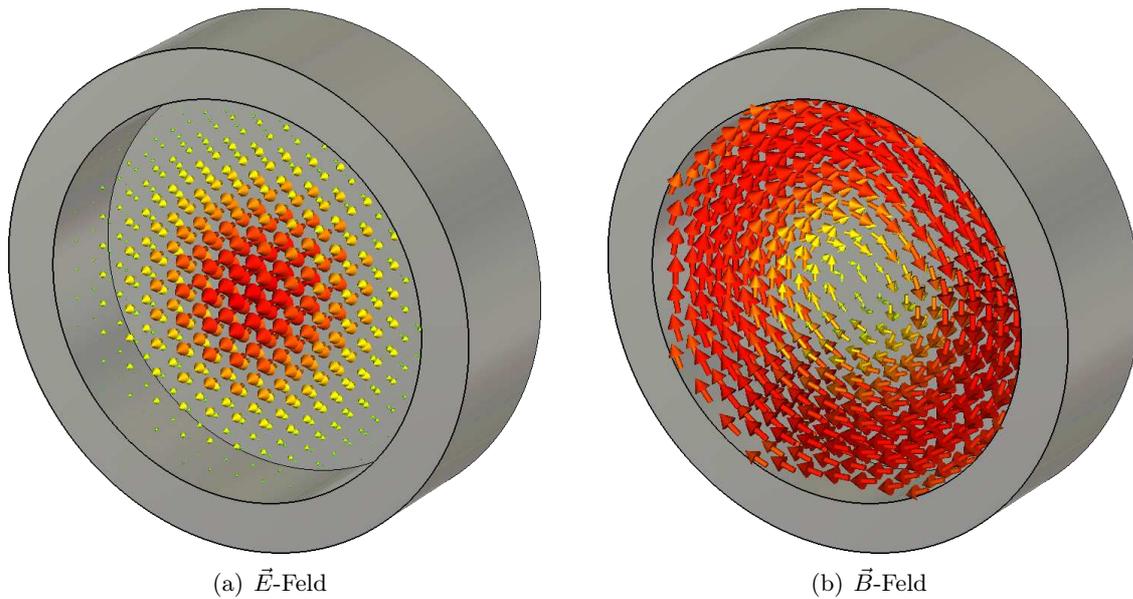
Bei der Verwendung von Hochfrequenzresonatoren zur Strahldiagnose macht man sich die Tatsache zu Nutze, dass einem Teilchenstrahl, der den metallischen Hohlraum unter Nutzung geeigneter Ein- und Austrittsöffnungen passiert, durch elektrische Feldkomponenten parallel zur Bewegungsrichtung Energie entzogen wird. Für die Strahldiagnose sind insbesondere Moden mit einer ausgeprägten longitudinalen elektrischen Feldkomponente  $E_z$  interessant. Damit wird die Auswahl auf die Klasse der transversal magnetischen Moden eingeschränkt. Es bietet sich insbesondere die Verwendung einer für den jeweiligen Einsatzzweck geeigneten  $TM_{mn0}$ -Mode an, da bei ihr im idealisierten Fall des reinen Zylinderresonators keine Änderung der elektrischen Feldstärke entlang seiner Längsachse auftritt. Der Feldvektor weist in diesem Fall nur eine longitudinale Komponente auf.

Die aus Kupfer gefertigten Resonatoren zur Strahlstrommessung werden bei der  $TM_{010}$ -Mode betrieben, welche in ihrer Frequenz  $\nu_0 = 1,499\,010$  GHz auf die dritte Harmonische der Beschleuniger-Hochfrequenz abgestimmt ist. Die elektrische Feldstärke dieser Mode ist in Abbildung 5.1(a) am Beispiel des reinen Zylinderresonators zu sehen. Dargestellt ist das Ergebnis einer Simulationsrechnung, die mit dem in Abschnitt 4.5 vorgestellten Softwarepaket CST Microwave Studio<sup>®</sup> vorgenommenen wurde. Über Pfeile verschiedener Größe und Farbe wird die Richtung und Stärke des elektrischen Feldes beispielhaft an verschiedenen Raumpunkten verdeutlicht.

In der analytischen Betrachtung ergibt sich die longitudinale Komponente des elektrischen Feldes zu

$$E_z = E_0 J_0\left(\frac{2,40482}{a} r\right) e^{i\omega t} . \quad (5.1)$$

Mit der Exponentialfunktion wird die Zeitabhängigkeit der Felder berücksichtigt. Sie oszillieren mit der Kreisfrequenz  $\omega$ , welche bei der vorliegenden Mode im Wesentlichen durch den Radius des Resonators bestimmt ist. Wegen  $m = 0$  entfällt gegenüber (4.1) die  $\varphi$ -Abhängigkeit, die Mode ist kreissymmetrisch. Auf der Symmetrieachse des Resonators, also für  $r = 0$ , weist die Besselfunktion  $J_0$  einen Extremwert auf. Das Feld variiert in der unmittelbaren Umgebung nur schwach, weswegen die Strommessung auf der Grundlage dieser Feldverteilung bei in etwa mittig im Resonator liegendem Strahl von dessen genauer Position weitestgehend unbeeinflusst erfolgen kann.



**Abbildung 5.1:** Numerische Simulation der beiden Feldkomponenten der  $TM_{010}$ -Mode für einen reinen Zylinderresonator mit CST Microwave Studio<sup>®</sup>.

Gemäß (4.10) ist die Signalleistung also wegen der geringen Ortsabhängigkeit der Shuntimpedanz  $R_s$  im Wesentlichen vom Quadrat des Strahlstroms abhängig. Außerdem geht der in Abschnitt 3.2 eingeführte und mittels der jeweils aktuellen Einstellungen des Beschleunigers zu bestimmende Bunchfaktor  $B$  ein.

## 5.2 Eigenschaften des alten Resonators

### 5.2.1 Geometriedetails

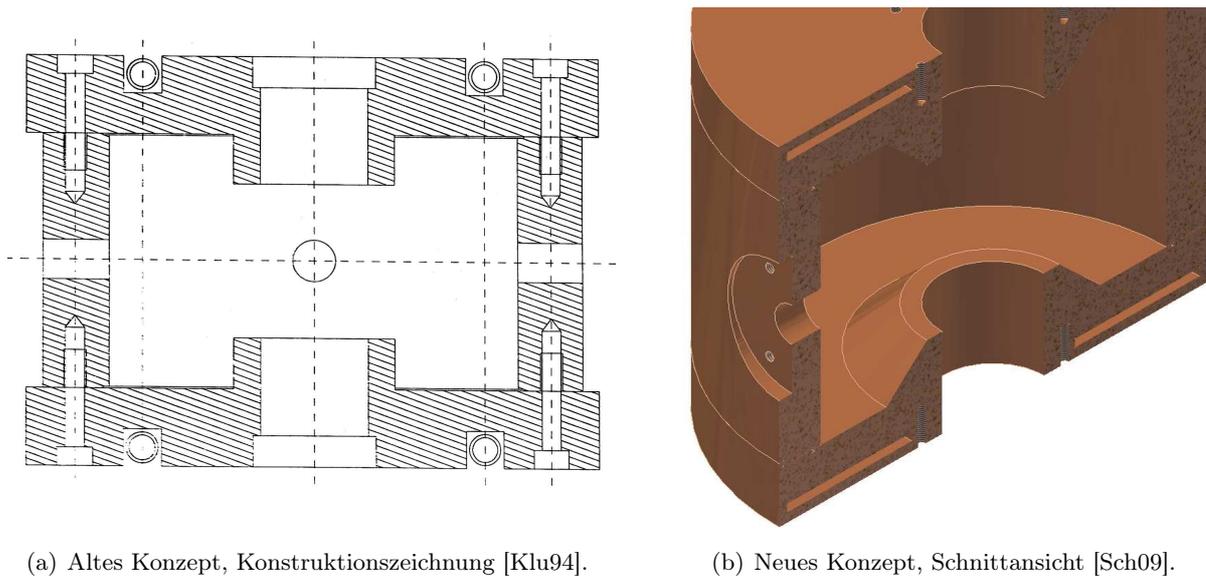
Bei der Konzeption des Resonators wurde die reine Zylindergeometrie um konzentrisch um die Strahlrohröffnungen der Deckel gelegene Kapazitätsnasen erweitert. In Form eines Zylindermantels wird dabei das Strahlrohr in den Resonatorinnenraum hinein fortgesetzt. Dies soll eine Konzentration der Feldlinien nahe der Symmetrieachse bewirken und so die Shuntimpedanz erhöhen. Außerdem wird die Homogenität des elektrischen Feldes in diesem Bereich gegenüber den bei der  $TM_{010}$ -Mode schon prinzipiell gering ausfallenden Variationen noch einmal verbessert [Klu94]. In Abbildung 5.2(a) ist die Geometrie des Resonators in einer Seitenansicht erkennbar, in direkter Gegenüberstellung zu dem später erläuterten, überarbeiteten Konzept.

Weiterhin können durch zwei gegenüberliegende Bohrungen im Resonatormantel je ein metallischer Stempel per Stellschraube in den Resonator gefahren werden. In der Abbildung ist eine der Öffnungen in Aufsicht zu sehen. Mit steigender Eindringtiefe der Stempel erhöht sich durch die effektive Verkleinerung des Hohlraums die Resonanzfrequenz. Der Resonator kann somit in einem gewissen Rahmen in seiner Frequenz abgestimmt werden [Klu94].

### 5.2.2 Zentrale Kenngrößen

Die den Resonator zur Strommessung charakterisierenden Kenngrößen sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Die gemessenen Werte wurden mittels eines Netzwerkanalysators<sup>23</sup> im Beschleuniger-Tunnel am eingebauten, an die Wasserkühlung angeschlossenen Resonator nach der Frequenzab-

<sup>23</sup>HP 8752A Network Analyzer.



**Abbildung 5.2:** Vergleich der neuen Resonator-Geometrie mit dem vorigen Konzept. Eine wesentliche Änderung stellt der Übergang zu den jetzt kegelförmigen Nasen um das Strahlrohr dar.

Größe	Zeichen	Simulation	Messwert
Resonanzfrequenz	$\nu_0$		$(1,499\,010 \pm 0,000\,010)$ GHz
Koppelfaktor	$\kappa$		$2,976 \pm 0,04$
Lastgüte	$Q_L$		$3\,016 \pm 47$
Leerlaufgüte	$Q_0$	15 860	$11\,992 \pm 230$
Shuntimpedanz	$R_s^L$	3,81	$(2,12 \pm 0,08)$ M $\Omega$

**Tabelle 5.1:** Die Kenndaten des alten Resonators zur Strommessung. Gemessen wurde am Einbauort in der Strahlführung mit einem kalibrierten Netzwerkanalysator.

stimmung über die Abstimmstempel erfasst. Die Bestimmung der meisten aufgelisteten Größen erfolgte dabei nach dem im Abschnitt 4.6 beschriebenen Verfahren. Anhand der Schwankungen der Messwerte bei verschiedenen Kalibrationsversuchen wurde der Fehler der Halbwertsbreite  $\Delta\nu$  abgeschätzt. Der absolute Frequenzfehler konnte mittels eines bis auf den Sub-Kilohertz-Bereich genau messenden Frequenzzählers ermittelt werden. In Vorgriff auf die in den folgenden Abschnitten beschriebene Messung zur Bestimmung der Shuntimpedanz ist deren Ergebnis ebenfalls aufgeführt.

Um die Messergebnisse besser einschätzen zu können, wurde die Feldverteilung der  $TM_{010}$ -Mode für die gegebene Resonatorgeometrie mit der schon vorgestellten Simulationssoftware berechnet. Unter der Annahme einer für typische Zusammensetzungen von OFHC-Kupfer in guter Näherung geltenden Leitfähigkeit von  $58\text{ MS/m}$  konnte durch entsprechende Programmfunktionen die unbelastete Güte  $Q_0$  sowie die Shuntimpedanz  $R_s^L$  für eine entlang der Symmetrieachse gelegene Teilchenbahn berechnet werden. Dabei wurde die in guter Näherung mit der Lichtgeschwindigkeit identische endliche Bahngeschwindigkeit der Elektronen mitberücksichtigt. Die elektrische Feldstärke ändert sich auf Grund ihrer Zeitabhängigkeit maßgeblich, während die Strahlteilchen den Resonator durchqueren. In der Software wurde im entsprechenden Dialogfen-

ter der relativistische Betafaktor mit dem Wert  $\beta = 1$  eingetragen.

Die Ergebnisse der Simulation wurden zum Vergleich ebenfalls in Tabelle 5.1 aufgenommen. Im Vergleich zu den mit der Vorgängersoftware MAFIA 4 im Rahmen der ursprünglichen Veröffentlichung ermittelten Ergebnissen<sup>24</sup> von  $Q_0 = 17\,000$  und  $R_s^L = 4,2\text{ M}\Omega$  ergaben sich etwas geringere Werte [Klu94]. Der Unterschied dürfte unter Anderem auf die im Rahmen der inzwischen eingeführten *Perfect Boundary Approximation (PBA)*<sup>®</sup> mögliche präzise Berücksichtigung gekrümmter Oberflächen in der zu untersuchenden Geometrie zurückzuführen sein [KSTW98].

Es fällt auf, dass der gemessene Wert für die Leerlaufgüte im Vergleich zu dem neueren Simulationsergebnis um etwa 25 % kleiner ausfällt. Dies ist im Wesentlichen durch herstellungstechnische Gründe bedingt. Wie in Abbildung 5.2(a) zu sehen, besteht der Resonator aus zwei Deckeln, die gegen einen zylindrischen Mantel verschraubt werden. Im Rahmen der Fertigungstoleranzen kommt es bei den Einzelteilen unvermeidlich zu Abweichungen von den Idealmaßen. Wegen der geringen Eindringtiefe der Hochfrequenzwellen<sup>25</sup> wird die Güte des Resonators maßgeblich durch die Qualität des elektrischen Kontakts an den ringförmigen, zum Resonator-Innenraum hin gelegenen Fugen zwischen Deckel und Mantel bestimmt.

Beim Zusammenbau des vorliegenden Resonators kam an diesen Stellen zur Dichtung und gleichzeitigen Verbesserung des Kontakts Silberdraht zum Einsatz. Da mit dieser Methode nicht die mit speziellen Lötverfahren möglichen Ergebnisse erzielt werden können, ergibt sich eine deutliche Abweichung des Messwerts von der auf idealen Bedingungen beruhenden Simulationsrechnung. Weiterhin kann die unvermeidliche Rauigkeit der bearbeiteten Oberflächen den Stromfluss und damit die Güte beeinträchtigen. Die Abweichung bei den Werten für die Shuntimpedanz fällt noch deutlicher aus, als zwischen der gemessenen und simulierten Leerlaufgüte. Sie wird im Anschluss an die Beschreibung der zugehörigen Störkörpermessung besprochen.

### 5.2.3 Störkörpermessung zur Bestimmung der Shuntimpedanz

Der Widerstand, den ein Resonator dem ihn durchquerenden Strahlstrom entgegensetzt, lässt sich anhand der integrierten Feldstärke, die ein Teilchen beim Durchqueren eines Resonators mit Lichtgeschwindigkeit erfährt, berechnen. Die Shuntimpedanz als entsprechende Kenngröße wurde in Abschnitt 4.3 vorgestellt, zu ihrer Berechnung wird gemäß (4.8) das elektrische Feld entlang des Integrationsweges sowie die im Resonator umgesetzte Verlustleistung benötigt.

Die in den Integranden eingehende Feldstärke an einem bestimmten Ort im Resonator lässt sich mit Hilfe sogenannter *Störkörper-Messmethoden* bestimmen. Dabei macht man sich die Tatsache zu Nutze, dass ein kleiner, in der folgenden Betrachtung als rein dielektrisch angenommener Störkörper in Abhängigkeit von der an seinem Aufenthaltsort vorherrschenden elektrischen Feldstärke Einfluss auf die Gesamtenergiedichte im Resonator nehmen kann. Im Folgenden wird speziell auf die *resonante* Störkörper-Messmethode eingegangen, welche auf der Interpretation von bewusst herbeigeführten Veränderungen in der Resonanzfrequenz des Resonators beruht.

Beschreibt man letzteren wie in Abschnitt 4.2 erläutert als Schwingkreis, so führt das Einfügen eines Dielektrikums in das elektrische Feld des zugehörigen Kondensators zu einer Erhöhung der Kapazität gegenüber dem Wert  $C_0$  im Leerzustand. Dies ist an dem für eine homogene Füllung geltenden Zusammenhang  $C = \epsilon_r C_0$  ersichtlich, mit  $\epsilon_r$  geht dort die materialspezifische relative Dielektrizitätszahl ein, die prinzipiell einen Wert größer als Eins annimmt. In Analogie zum Resonator ergibt sich bei Betrieb eines Plattenkondensators bei hohen Frequenzen eine

<sup>24</sup>Der Wert für die Shuntimpedanz ist dort ohne den Faktor Zwei im Nenner berechnet worden. Er muss für den Vergleich mit den durch CST Microwave Studio<sup>®</sup> gemäß der Linac-Konvention errechneten Werten verdoppelt werden.

<sup>25</sup>Auf Grund des *Skineffekts* dringen hochfrequente Wechselfelder bei einer Schwingungsfrequenz von 1,5 GHz beispielsweise nur knapp zwei Mikrometer tief in eine Oberfläche aus reinem Kupfer ein [HM92a].

Ortsabhängigkeit der Feldstärke [Fey67]. Die Kapazitätserhöhung ist daher davon abhängig, wieviel zusätzliche Energie auf Grund der am Ort des Störkörpers herrschenden Feldstärke über die Verschiebung der Ladungsschwerpunkte seiner Atome gespeichert werden kann. Über die Abschätzung

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (5.2)$$

für die Resonanzfrequenz des ungedämpften Schwingkreises ist deren systematische Verstimmung hin zu kleineren Werten ersichtlich. Mit der Frequenzverschiebung steht eine von der Feldstärke im Resonator abhängige und außerdem der Messung zugängliche Größe zur Verfügung.

Die im Folgenden wiedergegebene anschauliche Betrachtung motiviert den letztendlich verwendeten Formelzusammenhang zwischen dem elektrischem Feld an der Stelle des Störkörpers und der Frequenzverstimmung [Mü00]. Subtrahiert man das für den ungestörten Fall gebildete Quadrat von (5.2) von dem entsprechenden Ausdruck für den gestörten Fall, so ergibt eine kurze Rechnung den folgenden Zusammenhang zwischen den jeweiligen Resonanzfrequenzen und Kapazitäten:

$$\frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega^2} = \frac{C_0 - C}{C_0} . \quad (5.3)$$

Befindet sich ein Dielektrikum im elektrischen Feld des Kondensators, so verschiebt letzteres gegen die rücktreibende Kraft des anwachsenden Gegenfeldes die Ladungsschwerpunkte innerhalb der Atome. Es wird umso mehr zusätzliche Energie im Kondensator gespeichert, je größer die Feldstärke an der jeweiligen Stelle ist.

Die rechte Seite der Gleichung (5.3) kann gemäß

$$W = \frac{1}{2} C U^2 \quad (5.4)$$

in einen Zusammenhang zwischen der gespeicherten Energie  $W$  im ungestörten Fall und der zusätzlich auf Grund der Störung gespeicherten Energie  $W_S$  überführt werden. Letztere ergibt sich als Integral über die Energiedichte im Störkörpervolumen  $V_S$  zu

$$W_S = -\frac{1}{2} \int_{V_S} \vec{P} \cdot \vec{E}_0^* dV , \quad (5.5)$$

es wird also über das Produkt aus dem Feld  $\vec{E}_0$  am Ort des Störkörpers und die dadurch hervorgerufene Polarisation  $\vec{P}$  integriert [Dem06]. Für Messungen mit einem Netzwerkanalysator sind Ausgangsleistungen von einigen Milliwatt typisch. Die Polarisation hängt bei den damit erreichbaren Feldstärken linear von der ursprünglichen Feldstärke am Ort des Störkörpers ab:

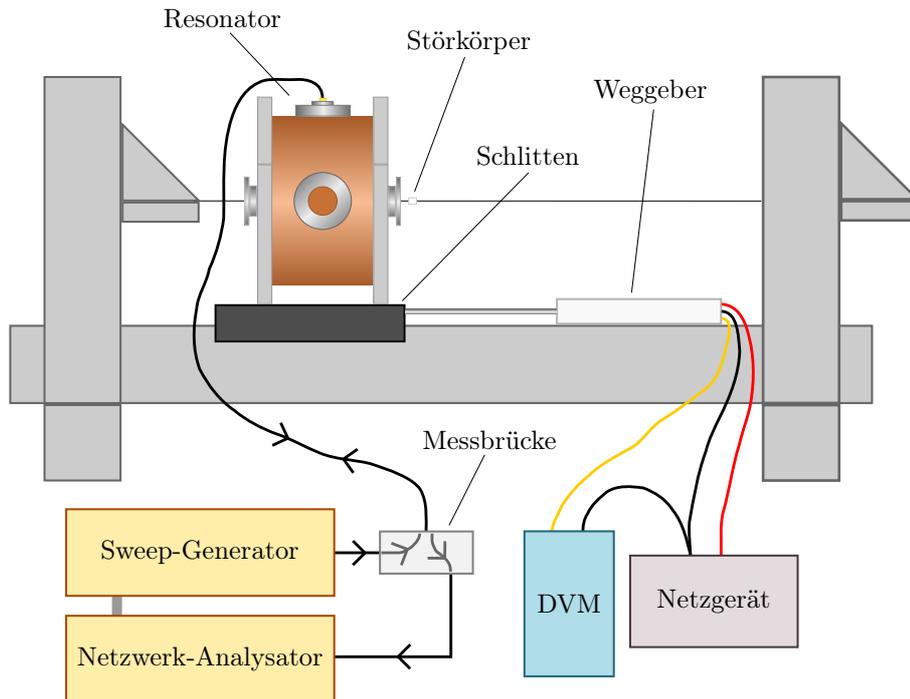
$$\vec{P} = (\varepsilon_0 \varepsilon_r - \varepsilon_0) \cdot \vec{E}_0 . \quad (5.6)$$

Variiert das Feld über das entsprechend klein zu wählende Volumen des Störkörpers nur unwesentlich, so kann der Integrand als konstant angesetzt werden. Die Eigenschaften des Störkörpers können dann in der Konstanten

$$\alpha_S := \frac{1}{2} \cdot (\varepsilon_0 \varepsilon_r - \varepsilon_0) \cdot V_S \quad (5.7)$$

zusammengefasst werden, man erhält aus (5.3) und (5.4) dann folgenden Zusammenhang:

$$-\alpha_S \cdot \frac{E_0^2}{W} = \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega^2} \approx 2 \frac{\Delta\omega}{\omega_0} . \quad (5.8)$$



**Abbildung 5.3:** Messaufbau zur Bestimmung der Shuntimpedanz des alten Resonators zur Strommessung. Der auf einem fahrbaren Schlitten stehende Resonator wurde kleinschrittig über einen Störkörper hinweg geschoben. Für jede am Digital-Voltmeter als Spannung abgelesene Position erfolgte eine Bestimmung der Resonanzfrequenz.

Dabei wurde im letzten Schritt die Näherung für den hier gegebenen Fall  $\omega\omega_0 \approx \omega^2$  verwendet. Das elektrische Feld  $E_0(z)$  an der Position des Störkörpers kann also mit folgendem, geschlossenem Ausdruck aus der Verschiebung  $\Delta\nu(z)$  der Resonanzfrequenz  $\nu_0$  zurückgerechnet werden:

$$E_0(z) = \sqrt{2 \cdot \frac{W}{\alpha_S} \cdot \frac{\Delta\nu(z)}{\nu_0}} . \quad (5.9)$$

Das Vorgehen zur Ermittlung der Shuntimpedanz eines Hohlraumresonators wird hier zunächst kurz umrissen. Ergänzende Details finden sich in den folgenden Abschnitten bei der Beschreibung des Messaufbaus sowie der Datenauswertung. Längs der Teilchenbahn, für die die Shuntimpedanz bestimmt werden soll, wird durch den zu untersuchenden Resonator ein Faden aufgespannt. Der darauf aufgefädelt Störkörper wird durch Verschiebung des Aufbaus an verschiedene Positionen entlang des Integrationsweges aus (4.8) bewegt. Die dort herrschende und in den Integranden einzusetzende elektrische Feldstärke wird jeweils gemäß (5.9) bestimmt. Mittels eines Netzwerkanalysators kann die darin eingehende Verschiebung  $\Delta\nu(z)$  der Resonanzfrequenz ermittelt werden. Aufgrund der Diskretisierung der Ortskoordinate muss das Integral für die Berechnung der Shuntimpedanz in eine Summe umgeschrieben werden.

#### 5.2.4 Aufbau zur Störkörpermessung

Die Shuntimpedanz des Resonators zur Strommessung wurde bei seiner Konzeption auf der Grundlage numerischer Simulationen ermittelt [Klu94]. Zur im Rahmen dieser Arbeit erfolgten messtechnischen Überprüfung des Zahlenwertes wurde der in Abbildung 5.3 gezeigte Aufbau

verwendet. Auf einem Aluminium-Gerüstaufbau wurde der Resonator auf einen verschiebbaren Schlitten gestellt. Längs des Schiebeweges wurde ein potentiometrischer Weggeber fixiert, dessen beweglicher Messstab gefedert ist und am Schlitten anlag. Der Hub des Messstabs beträgt 15 cm, so dass bei einer angelegten Spannung von 1,5 V am mittleren Abgriff per Digital-Voltmeter die Position des Schlittens im Maßstab 10 cm pro Volt abgelesen werden konnte.

Als Störkörper wurde ein Teflon-Zylinder mit einer Länge und einem Durchmesser von jeweils 6 mm verwendet. Zusammen mit einer relativen Dielektrizitätszahl  $\varepsilon_r = 2,1$  errechnet sich gemäß (5.7) die Störkörperkonstante zu  $\alpha_S = (8,27 \pm 0,03) \cdot 10^{-19} \text{ A s m}^2/\text{V}$ . Der Zylinder weist entlang seiner Symmetrieachse eine dünne Bohrung auf, durch welche ein Faden gefädelt wurde. Dieser wurde dann zwischen den beiden vertikalen Trägern an den Enden des Aufbaus so eingespannt, dass er auf der Symmetrieachse des Resonators lag. Der Störkörper selbst wurde in die unmittelbare Nähe einer der beiden Resonator-Öffnungen geschoben.

Um die Verschiebung der Resonanzfrequenz des Resonators durch den Störkörper erfassen zu können, wurde ein System zur skalaren Netzwerkanalyse verwendet. Im Unterschied zum in Abschnitt 4.6 beschriebenen integrierten Analysator sind bei diesem Aufbau einzelne Funktionseinheiten in Einzelgehäuse aufgegliedert: An einem Sweep-Generator wird das Ausgangssignal kleinschrittig in seiner Frequenz in einem vorgegebenen Intervall um die ungestörte Resonanzfrequenz variiert und per Koaxialkabel auf den Resonatoreingang gegeben. Die in den Signalweg eingefügte Stehwellen-Messbrücke sorgt für die Auskopplung und Gleichrichtung der am Resonator reflektierten Welle. Deren Spannungsamplitude wird dann, normiert auf den entsprechenden, vom Sweep-Generator übertragenen Wert für die hinlaufende Welle, auf dem Bildschirm eines skalaren Netzwerkanalysators gegen die Frequenz aufgetragen. Die zum Minimum der Signalkurve gehörende Frequenz kann über eine automatische Suchfunktion am Analysator bestimmt werden.

### 5.2.5 Bestimmung der Shuntimpedanz

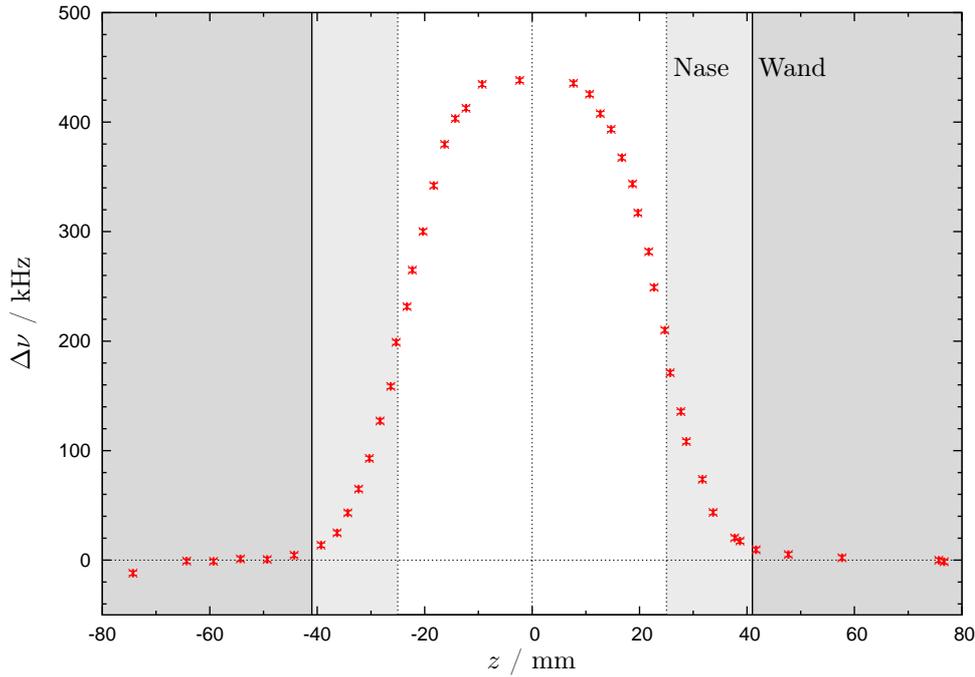
Der Schlitten mit dem Resonator wurde bei der Messung in Schritten von etwa zwei Millimetern entlang der Aluminium-Schiene bewegt. An jeder Position wurde die Resonanzfrequenz bestimmt und zusammen mit der am DVM abgelesenen Spannung notiert. In Abbildung 5.4 ist die Frequenzverschiebung gegen die Position des Störkörpers aufgetragen, der Nullpunkt der Abszisse wurde auf die Symmetrieachse der Messkurve gelegt. Bei direkter Auftragung der gemessenen Daten zeigte sich eine thermisch bedingte, während der mehrminütigen Messung aufgetretene Drift der Resonanzfrequenz des Resonators. Sie äußerte sich in einer Verkippung der Messkurve und wurde über einen linearen Fit an deren von der verschwindenden Verstimmung geprägten Randbereiche herausgerechnet. Die Abbildung zeigt die schon korrigierten Messwerte.

Zur Berechnung des Feldes gemäß (5.9) muss zusätzlich die im Resonator während der Messung gespeicherte Energie  $W$  bekannt sein. Sie ergibt sich gemäß (4.3) zu

$$W = \frac{Q_0}{\omega_0} \cdot P_V \quad , \quad (5.10)$$

hängt also von der im Resonator umgesetzten Verlustleistung  $P_V$  ab, welche später auch für die Berechnung der Shuntimpedanz benötigt wird. Im Messaufbau speist ein Generator mit der Ausgangsleistung  $P_G$  Hochfrequenzwellen in eine Koaxialleitung ein, an deren Ende der Resonator als Abschlusswiderstand geschaltet ist. Der in diesem umgesetzte Anteil  $P_V$  der Generatorleistung ist umso größer, je geringer seine Abweichung vom Wellenwiderstand der Zuleitung ausfällt und muss gemäß (4.6) vom Koppelfaktor abhängen [Kla76]:

$$P_V = \frac{4\kappa}{(1 + \kappa)^2} P_G \quad . \quad (5.11)$$

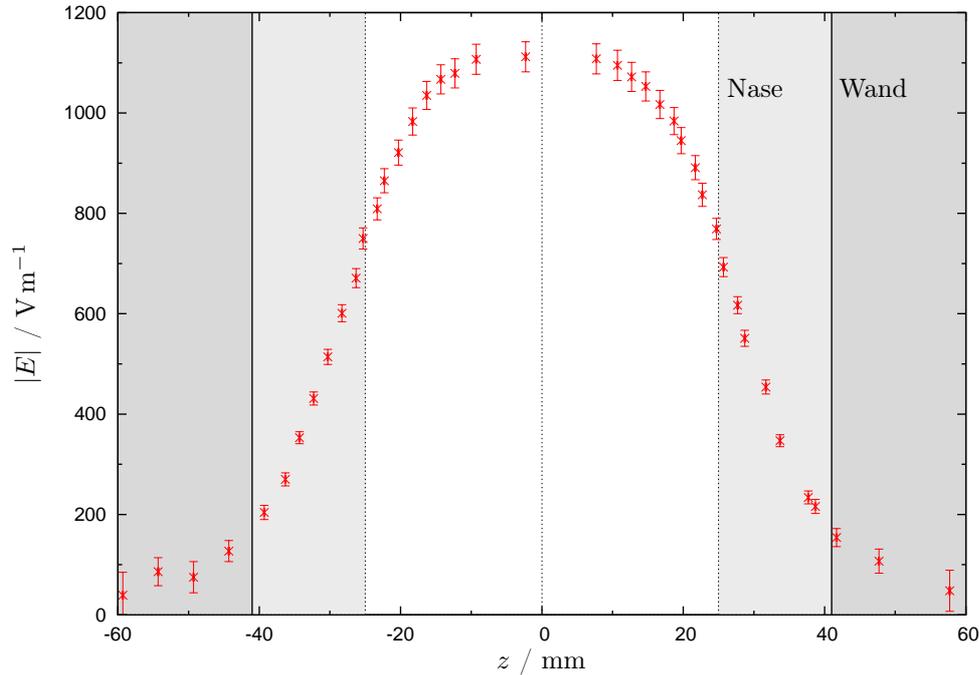


**Abbildung 5.4:** Verschiebung  $\Delta\nu$  der Resonanzfrequenz des alten Resonators bei Einbringen eines dielektrischen Störkörpers an verschiedene Positionen auf der Symmetrieachse, die Frequenzverschiebung auf Grund thermischer Effekte wurde herausgerechnet. Die Positionen der Endflächen der Kapazitätsnasen sowie der Innenwände des Resonators sind kenntlich gemacht. Die Unsicherheit im Messwert beträgt etwa 2 kHz in der Frequenz und 1/10 mm im Ort.

Die Verlustleistung ergibt sich bei einer Generatorleistung von  $P_G = (2,0 \pm 0,1)$  mW und einem Koppelfaktor von  $\kappa = 3,50 \pm 0,04$  zu  $P_V = (1,38 \pm 0,07)$  mW. Mit der Tabelle 5.1 entnommenen Güte und einer Resonanzkreisfrequenz von  $\omega_0 = 2\pi (1,49836 \pm 0,00006)$  GHz erhält man für den Energieinhalt einen Wert von  $W = (1,75 \pm 0,09)$  nJ.

Mit diesen Informationen können die Frequenzverschiebungen nach (5.9) in Feldstärkewerte umgerechnet werden, ein entsprechender Graph ist in Abbildung 5.5 zu sehen. Im mittleren Bereich des Resonators zeigt sich in Anlehnung an den analytisch behandelbaren Fall einer reinen Zylindergeometrie der gemäß (5.1) zu erwartende konstante Wert des elektrischen Feldes. Der Fehler der Feldwerte wird in der Resonatormitte durch die Unsicherheit in der gespeicherten Energie, in den Randbereichen von dem Fehler in der Bestimmung der gestörten Resonanzfrequenz dominiert, die Beiträge der verbleibenden Unsicherheiten zum Feldwert liegen mindestens um etwa drei Größenordnungen niedriger. Für die Messwerte am Rand des Plots ist die lineare Näherung in der Gaußschen Fehlerfortpflanzung wegen der zu kleinen Argumenten hin schnell wachsenden Steigung der Wurzelfunktion nicht mehr gerechtfertigt. Deswegen wurden die Fehler der Funktion über Einsetzen der jeweils um ein Sigma erhöhten bzw. verminderten Frequenzverschiebung  $\Delta\nu$  ermittelt und dann mit den verbleibenden Unsicherheiten verrechnet.

Wegen der diskreten Messwerte wurde das Integral aus (4.8) in Form einer Summe berechnet. Für die Auswertung wurden die einzelnen Werte für das elektrische Feld zur Berücksichtigung der Laufzeit der Teilchen jeweils noch mit dem in Abschnitt 4.3 erläuterten Exponentialfaktor multipliziert. Die Phase  $\phi_0$  wurde dabei so gewählt, dass das zeitliche Maximum der Felder genau dann anliegt, wenn ein den Resonator durchquerendes Teilchen in dessen Mitte angelangt



**Abbildung 5.5:** Der Betrag der elektrischen Feldstärke im Resonator an verschiedenen Orten auf seiner Symmetrieachse, berechnet aus der von einem Störkörper verursachten Verschiebung der Resonanzfrequenz.

ist. Weiterhin wurde für jedes Wegintervall der Mittelwert der Feldstärken an seinen Rändern gebildet. Setzt man alle Werte ein, so erhält man unter Berücksichtigung der Unsicherheiten der Feldwerte sowie der dissipierten Leistung für die Shuntimpedanz nach Linac-Konvention einen Wert von  $R_s^L = (2,12 \pm 0,08) \text{ M}\Omega$ .

Ein Vergleich mit dem im Rahmen der Simulation ermittelten Wert der Shuntimpedanz nach Linac-Konvention von  $R_s^L = 3,81 \text{ M}\Omega$  zeigt eine deutliche Abweichung von etwa 40%. Gemäß den Erläuterungen aus Abschnitt 5.2.2 fällt allerdings auch die gemessene Güte wegen des unvollkommenen elektrischen Kontakts zwischen den Deckeln und dem Resonatormantel um etwa ein Viertel geringer aus als in der Simulation. Geht man wegen der erprobten und nur wenigen Einflussfaktoren unterliegenden Messmethode von einer korrekten Bestimmung der Güte aus, so lässt sich der zu erwartende Wert für die Shuntimpedanz über den in Abschnitt 4.3 vorgestellten Geometriefaktor  $R/Q$  berechnen. Da dieser von der Leitfähigkeit des verwendeten Materials unabhängig ist, sollte sich der aus den gemessenen Parametern bestimmte Quotient kaum von dem auf Grundlage der Simulationsergebnisse ermittelten unterscheiden. Der zu erwartende Wert für die Shuntimpedanz berechnet sich so zu  $R_s^L = 2,88 \text{ M}\Omega$ . Das Messergebnis fällt im Vergleich dazu um etwa 25% zu klein aus. Trotz sorgfältiger Überprüfung der eingehenden Größen konnte zunächst keine eindeutige Erklärung für die vorliegende Diskrepanz gefunden werden. Allerdings trat im Rahmen einer anderen Veröffentlichung bei Nutzung der gleichen Messmethodik eine ähnliche Diskrepanz auf [Sch09].

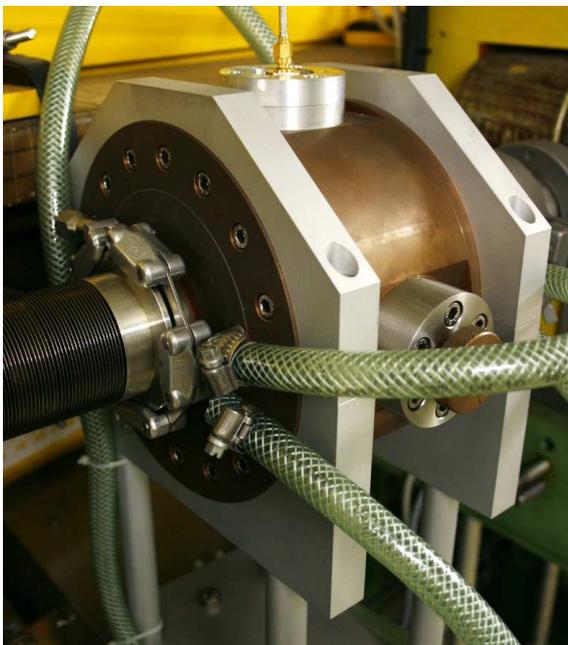
### 5.3 Einbau des alten Resonators in die externe Strahlführung

Der Resonator wurde schließlich in der externen Strahlführung an der in Abbildung 1.3 gekennzeichneten Stelle eingebaut und per Koaxialleitung mit der außerhalb des Tunnels in einem hochfrequenzdichten Gehäuse aufgebauten Verarbeitungselektronik verbunden. In Abbildung 5.6(a) ist er an seinem Einbauort nahe des Speicherrings zu sehen. Dort kann unmittelbar am extrahierten Strahl eine Strommessung vorgenommen werden, bevor sich etwaige Verluste in der folgenden Strahlführung bemerkbar machen. Außerdem befindet sich der Resonator vor dem Strahlweichen-Dipolmagneten. Die Messung kann also insbesondere auch unabhängig von der Wahl des jeweils mit Strahl zu beschickenden Experimentebereichs erfolgen.

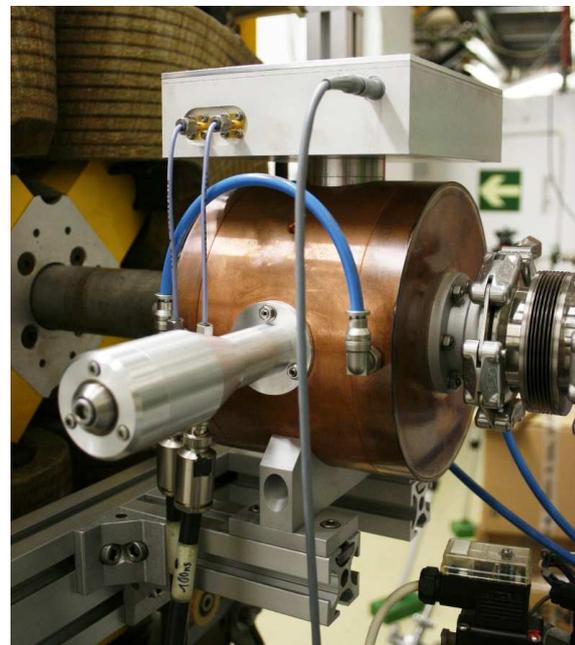
Es erwies sich allerdings im Regelbetrieb, dass während eines Extraktionszyklus der noch im Stretcherring verbliebene Strahl die Strommessung in der externen Strahlführung beeinflusste. Das Ausgangssignal der in Kapitel 6 beschriebenen Ausleseelektronik wies einen zu dessen Stromstärke proportionalen Offset auf. Dieser Effekt konnte trotz der später erläuterten Maßnahmen nicht vollständig beseitigt werden. Es wurde beschlossen, in ausreichender Entfernung zu störenden Einflüssen in jeder der beiden Experimente-Strahlführungen einen dedizierten Resonator zur Strommessung zu betreiben.

### 5.4 Eigenschaften der neuen Resonatoren

Im Rahmen separater Arbeiten wurde das Ziel verfolgt, die vorliegende Resonator-Geometrie bezüglich zentraler Kenngrößen wie der Shuntimpedanz zu optimieren [Pat09, Sch09]. Deren Vergrößerung kommt der für künftige Betriebsmodi entscheidenden Signalstärke zu Gute. Beispielsweise wird in naher Zukunft ein an die Strahlführung für den Einschuss ins Booster-Synchrotron angeschlossenes neues Injektorsystem um den Linearbeschleuniger 1 den Single-



(a) Alter Resonator.



(b) Neuer Resonator.

**Abbildung 5.6:** Die beiden Resonatoren zur Strahlstrommessung an ihren Einbauorten in der externen Strahlführung. Beim neuen Resonator ist ein Modul zur Vorverarbeitung der Signale oberhalb der Auskopplung befestigt.

Größe	Zeichen	Simulation	Messwert	
Resonanzfrequenz	$\nu_0$		$(1,499\,010 \pm 0,000\,010)$	Ghz
Koppelfaktor	$\kappa$		$1,069 \pm 0,013$	
Leerlaufgüte	$Q_0$	18 913	$17\,540 \pm 130$	
Shuntimpedanz	$R_s^L$	4,00	$(2,94 \pm 0,22)$	M $\Omega$

**Tabelle 5.2:** Die Kenndaten des neuen Resonators zur Strommessung. Der Wert für die Resonanzfrequenz wurde am eingebauten Resonator nach der Frequenzabstimmung per Netzwerkanalysator ermittelt. Alle weiteren Angaben wurden der entsprechenden Veröffentlichung entnommen, das hier verwendete Resonatorexemplar wird dort unter der Nummer 1 geführt [Sch09, Sch11].

Bunch-Betrieb<sup>26</sup> ermöglichen [Kla11]. Die dann erzielbaren kleinsten extrahierten Ströme sind in Teilen des Experimente-Programms von Bedeutung.

Mit Hilfe von in CST Microwave Studio<sup>®</sup> vorgenommenen Simulationsrechnungen konnten unter Variation von Geometrieparametern die Eigenschaften des alten Resonatorkonzeptes verbessert werden. Augenfälligste Neuerung der in Abbildung 5.2(b) dargestellten Geometrie ist die Ausweitung der bisherigen, in Abbildung 5.2(a) zu sehenden Kapazitätsnasen von der Form eines Hohlzylindermantels hin zu abgeschnittenen Kegeln. Diese Maßnahme verkürzt den mit ohmschen Verlusten behafteten Weg der Wandströme bei der periodischen Umpolung der Felder im Resonator, weswegen eine höhere Güte sowie größere Feldstärken im Bereich nahe seiner Symmetrieachse zu erwarten sind. Zur späteren Feinabstimmung der Resonanzfrequenz wurde der für die Lage-Resonatoren entwickelte Abstimmstempel adaptiert, vergleiche Abbildung 7.2 beziehungsweise Abbildung A.1 im Anhang. Als Material für die Herstellung zweier Resonatorexemplare gemäß der verbesserten Geometrie wurde wieder OFHC-Kupfer<sup>27</sup> gewählt.

Ein Exemplar der neuen Resonatoren wurde inzwischen in die BGO-OD-Strahlführung integriert. Aus Abbildung 1.3 ist der Einbauort im Experimentierareal ersichtlich. Auf dem dort aufgenommenen Foto in Abbildung 5.6(b) ist ein oberhalb der Auskopplung montiertes Gehäuse zu sehen. Es enthält Hochfrequenz-Komponenten zur Vorverarbeitung der Resonatorsignale und wird in einem der folgenden Kapitel näher erläutert. In Tabelle 5.2 finden sich die charakteristischen Kenngrößen des eingebauten Resonatorexemplars<sup>28</sup> in einer Gegenüberstellung mit den simulierten Parametern [Sch09]. Der für die Leerlaufgüte gemessene Wert liegt knapp 10 % unter dem entsprechenden Ergebnis aus der Simulationsrechnung.

Im Vergleich zum alten Resonator konnte zwar durch geeignete Lötverfahren der elektrische Kontakt an der Fuge zwischen den Deckeln und dem zylindrischen Mantel verbessert werden. Der Messwert für die unbelastete Güte weicht deshalb nicht im gleichen Umfang wie in Abschnitt 5.2.2 geschildert vom Simulationsergebnis ab. Allerdings treten in beiden Fällen in den Resonatorwänden größere Leitungsverluste als im simulierten Idealfall auf. Dies ist neben verbleibenden Unvollkommenheiten bei den angesprochenen Kontaktstellen auf die unvermeidliche Restrauhigkeit der Oberflächen zurückzuführen. Die Leerlaufgüte des realen Resonators fällt dementsprechend kleiner aus.

Berechnet man analog zu den Überlegungen aus Abschnitt 5.2.5 den bei der geringeren Güte zu erwartenden Wert für die Shuntimpedanz, so ergibt sich ein Wert von  $R_s^L = 3,71\text{ M}\Omega$ . Das Messergebnis fällt auch in diesem Fall im Vergleich zum Wert aus der Simulationsrechnung klei-

<sup>26</sup>Es handelt sich um das Beschleunigen und Speichern eines einzelnen Teilchenpakets.

<sup>27</sup>Oxygen Free High Conductivity: Sauerstofffrei geglühtes Kupfer hoher Leitfähigkeit.

<sup>28</sup>Es wird in der entsprechenden Veröffentlichung unter der Nummer 1 geführt.

ner aus. Die Abweichung ist mit ungefähr 20 % etwas geringer. Beide Messungen wurden mit unterschiedlichen Instrumenten an verschiedenen Resonatoren vorgenommen. Es liegt deshalb nahe, die Ursache in nicht verstandenen Effekten in der Simulationssoftware oder in systematischen Fehlern in der Messmethodik zu suchen. Beispielsweise kam in beiden Fällen der selbe Störkörper zum Einsatz, dessen Eigenschaften maßgeblich die Auswertung mitbestimmen. Die Maße wurden mit einem Messschieber überprüft. Abweichungen in Radius und Durchmesser konnten nur im Bereich von hundertstel Millimetern festgestellt werden und kommen zur Erklärung der beobachteten Abweichung nicht in Betracht. Sollte allerdings die tatsächliche relative Dielektrizitätszahl des Störkörpers um beispielsweise 10 % von dem angenommenen Wert von  $\epsilon_r = 2,1$  nach unten hin abweichen, so reduziert sich die Abweichung in der Shuntimpedanz beim alten Resonator von 25 % auf knapp 10 %.

Ein Vergleich der simulierten Kenndaten des Vorgängermodells aus Tabelle 5.1 mit den entsprechenden Simulationsergebnissen zum neuen Resonator ergibt, dass durch die Optimierung der Geometriedetails eine Verbesserung der Güte um etwa 15 % zu erwarten gewesen wäre. Wegen der unterschiedlichen Herangehensweisen beim Zusammenbau fällt der Unterschied in der Praxis etwa doppelt so groß aus. Die theoretisch zu erwartende Erhöhung der Shuntimpedanz um etwa 5 % wird aus dem gleichen Grund vom Unterschied in den gemessenen Werten noch einmal deutlich übertroffen. Beim Einsatz als Diagnose-Resonator kommt diese Verbesserung der Kenngrößen der zu erwartenden Signalamplitude zu Gute.

## 6 Elektronik zur Verarbeitung des Resonatorsignals

Die zunächst verwendete Schaltung zur Verstärkung, Filterung und Demodulation der aus einem Resonator zur Strommessung ausgekoppelten Hochfrequenzsignale wurde im Rahmen einer früheren Arbeit konzipiert und aufgebaut [Klu94]. Das Schaltungskonzept beruht auf dem Einsatz eines logarithmischen Verstärkers, in welchem über einen knapp 80 dB umfassenden Dynamikbereich die Hochfrequenzsignale gleichgerichtet werden.

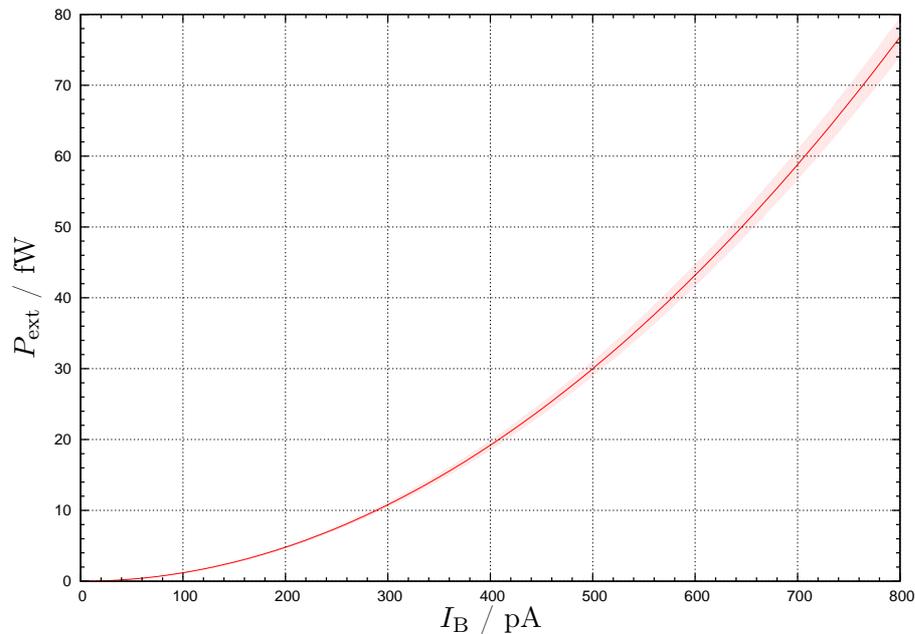
### 6.1 Erwartete Signalleistung

Um eine Einschätzung der für den Betrieb des Diagnosesystems typischen Messleistungen zu gewinnen, lässt sich gemäß (4.10) die an der Resonator-Auskopplung zu erwartende Signalleistung berechnen. Die eingehenden Resonator-Kenngrößen sind Tabelle 5.1 zu entnehmen, die Shuntimpedanz  $R_s$  ist in Abschnitt 5.2.5 angegeben. Als Bunchfaktor wird der für eine mittlere Strahlenergie von 2,35 GeV typische Wert von  $B = 0,808$  angesetzt. Mit der vorliegenden Abschätzung wird der Maximalwert der Leistung ermittelt, der für einen nicht gegen seine Sollfrequenz verstimmt Resonator gilt. In Abbildung 6.1 ist die Signalleistung für typische Werte des externen Strahlstroms aufgetragen. Die aus den Fehlern der eingehenden Größen resultierende Unsicherheit ist durch farbliche Hinterlegung kenntlich gemacht.

### 6.2 Schaltungsaufbau der signalverarbeitenden Elektronik

Das Signal des alten, für die Strommessung konzipierten Resonators wird aus dem Stretcherring-Tunnel über ein verlustarmes Kabel<sup>29</sup> von etwa 5 m Länge herausgeführt und in ein hochfre-

<sup>29</sup>Aircom<sup>®</sup>Plus, SSB-Electronic GmbH.



**Abbildung 6.1:** Die bei einer Strahlenergie von 2,35 GeV an der Resonatorauskopplung zu erwartende Signalleistung für typische Strahlströme  $I_B$ , die Unsicherheit ist durch eine farbliche Hinterlegung gekennzeichnet.

quenzdichtes Gehäuse eingespeist. Die darin aufgebaute Schaltung zur Verstärkung, Filterung und Demodulation der aus dem Resonator für die Strommessung ausgekoppelten Hochfrequenzsignale wurde im Rahmen einer früheren Arbeit konzipiert [Klu94]. Sie ist in Abbildung 6.2 in einer für die Neuinbetriebnahme leicht modifizierten Fassung zu sehen.

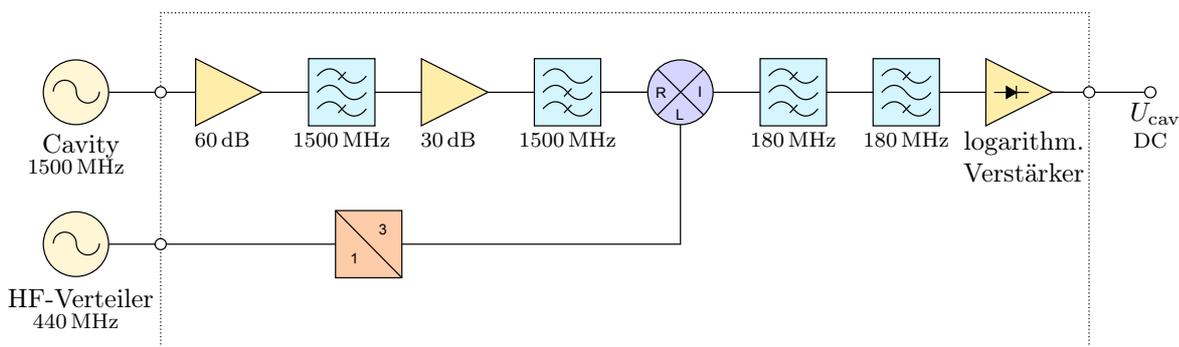
Im ursprünglichen Schaltungsaufbau wurde das Eingangssignal zunächst um 44 dB verstärkt. Um den Dynamikbereich der Schaltung hin zu Strömen weniger Picoampère zu erweitern, wurde der bisher verwendete Verstärker durch ein Exemplar des im Rahmen der Lageelektronik verwendeten Typus ersetzt. Dabei handelt es sich um einen 60 dB-Verstärker mit geringer Rauschzahl, ergänzende Details sind Abschnitt 8.3 zu entnehmen. Über eine zusätzliche Verstärkerstufe erfolgt eine Anhebung der Signalleistung um weitere 30 dB.

Anschließend wird das Signal in den Arbeitsbereich der schmalbandigen Bandpass-Filter sowie des zur Gleichrichtung der Hochfrequenzsignale verwendeten logarithmischen Verstärkers heruntergemischt [Klu94]. Zu diesem Zweck wird ein vom Hochfrequenz-Hauptgenerator der Anlage abgeleitetes und mit einer Frequenz von 440 MHz leicht von der eigentlichen Beschleuniger-Hochfrequenz abweichendes Signal herangezogen. Es liegt nach der Frequenzanhebung in einem Verdreifacher am Oszillator-Eingang des Mischers an. Bei fehlender Eingangsleistung liegt am Ausgang des logarithmischen Verstärkers ein fester Spannungspegel negativer Polarität an, der mit einer Stellschraube am Verstärker zur Anpassung des Dynamikbereichs variiert werden kann. Gibt man ein Hochfrequenzsignal auf den Eingang, so liegt am Ausgang eine Spannung proportional zum Logarithmus des Quotienten aus der Signalleistung und einer Referenzleistung an [HM92a].

Die Messspannung wurde zunächst über eine Leitung von einigen zehn Metern zu einem A/D-Wandler im Hochfrequenzraum der Anlage weitergegeben, dessen Ausgangswert dann als Spannung im Kontrollsystem angezeigt wird. Der hier geschilderte Aufbau wurde nach ersten Testmessungen in Teilen weiter optimiert, um Störeinflüsse zu minimieren. Die erfolgten Anpassungen hinsichtlich des Signaltransports werden an entsprechender Stelle im weiteren Verlauf dieser Darstellung erläutert.

### 6.3 Rechnerische Bestimmung der Kalibrationsfaktoren

Dem gemessenen Wert für die Spannungsamplitude des aus einem der Diagnose-Resonatoren ausgekoppelten Messsignals soll ein entsprechender Wert des zu untersuchenden Strahlparameters zugeordnet werden. Bei präziser Kenntnis der entscheidenden Resonator- und Schaltungs-



**Abbildung 6.2:** Der modifizierte Schaltungsentwurf für die Detektion der Signale aus dem Resonator für die Strommessung. Der gestrichelte Rahmen umschließt die Baugruppen im hochfrequenzdichten Gehäuse. Nach Passieren der Vorverstärkerstufen wird das Signal auf eine Frequenz von etwa 180 MHz heruntergemischt und nach weiterer Filterung im logarithmischen Verstärker demoduliert.

eigenschaften kann der gewünschte Zusammenhang rechnerisch hergestellt werden. Da in den externen Strahlführungen zum Teil die Möglichkeit besteht, zusätzliche Diagnoseeinrichtungen zum Vergleich heranzuziehen, besteht auch die Möglichkeit, die Kalibrationsfaktoren empirisch zu bestimmen. Beide Ansätze werden im Folgenden vorgestellt und verglichen.

Mit Kenntnis der Eigenschaften der Auslese-Schaltung kann aus der gemessenen Spannung die Leistung  $P_{\text{ext}}$  des mittels einer Koppelschleife aus dem Resonator entnommenen Signals rekonstruiert werden. Gemäß (4.10) wird dann die Stromstärke des den Resonator durchquerenden Strahls ermittelt, an dieser Stelle steht der nach dem Strahlstrom  $I_B$  umgestellte Zusammenhang:

$$I_B = \left( \underbrace{B^2 R_s \frac{\kappa}{(1 + \kappa)^2}}_{=:f} \right)^{-\frac{1}{2}} P_{\text{ext}}^{\frac{1}{2}} . \quad (6.1)$$

Den Überlegungen aus Abschnitt 5.1 folgend wird hier die Shuntimpedanz  $R_s$  als unabhängig von der Strahlage angenommen. Eine temperaturbedingte Frequenzverstimmung des Resonators führt allerdings zu Einbußen in der Signalleistung. Deren Ausmaß hängt von der Wärmeausdehnung des Materials und von der Resonanzfrequenz ab [Klu94]. Sie ergibt sich wegen des bis auf Gradbruchteile stabilisierten Kühlwassers zu etwa einem Prozent und wird im Rahmen der erzielbaren Messgenauigkeit vernachlässigt. Die in (6.1) eingehenden Terme wurden zum Skalierungsfaktor  $f$  zusammengefasst. Er findet sich unter dieser Bezeichnung auch in der schon bestehenden und unter anderem für die Auslese des Messaufbaus vorgesehenen Software `lqseparbcnt.c`, die auf der VME<sup>30</sup>-Rechnerplatine mit der Bezeichnung HF1 ausgeführt wird.

### 6.3.1 Rekonstruktion der Signalleistung des Resonators

Um aus der gemessenen Ausgangsspannung des logarithmischen Verstärkers  $U_{\log}$  einen Wert für den Strahlstrom  $I_B$  gewinnen zu können, verbleibt gemäß (6.1) nach Bestimmung des Vorfaktors  $f$  die Aufgabe, die Leistung  $P_{\text{ext}}$  des unmittelbar an der Auskopplung des Resonators anliegenden Signals zu rekonstruieren. Zu diesem Zweck muss in einem ersten Schritt die am logarithmischen Verstärker anliegende Eingangsleistung aus seiner Ausgangsspannung zurückgerechnet werden.

Benötigt wird hierzu die Kennlinie des Verstärkers, welche einer in dBm<sup>31</sup> angegebenen und damit logarithmisch aufgetragenen Eingangsleistung  $P_{\text{in}}$  eine Ausgangsspannung  $U_{\text{out}}$  zuordnet. Bei fehlendem Eingangssignal liegt am Ausgang die Offsetspannung  $U_0$  an. Erhöht man allmählich die Signalleistung  $P_{\text{in}}$ , ausgehend von unter dem Eigenrauschen des Verstärkers liegenden Werten, so steigt ab einer bestimmten Leistung die Ausgangsspannung an. Nach einem kleinen Bereich der Nichtlinearität folgt die Kennlinie über einen weiten Dynamikbereich von mehreren Dekaden einem linearen Verlauf, um dann asymptotisch der maximalen Ausgangsspannung zuzustreben. Zur Veranschaulichung der charakteristischen Form der Kennlinie können auch die in Abbildung 6.5 aufgetragenen Ergebnisse der in Abschnitt 6.4.3 erläuterten Messung herangezogen werden.

Um rechnerisch einer gemessenen Spannung einen Absolutwert für die Signalleistung zuzuordnen zu können, muss zur Festlegung der logarithmischen Skala noch eine Referenzleistung definiert werden. Es bietet sich an, dafür der Offsetspannung  $U_0$  mit Hilfe einer durch den linearen Teil der Kennlinie gelegten Fitgeraden eine minimale theoretische Eingangsleistung  $P_0$  zuzuordnen. Die Spannungsänderung am Ausgang des Verstärkers bei Anlegen eines Eingangssignals der

<sup>30</sup>Die mit dieser Abkürzung bezeichneten Platinenrechner basieren auf dem sogenannten „Versa Module Eurocard“-Bus.

<sup>31</sup>Eine Leistung wird von Watt in dBm umgerechnet, indem man den Quotienten mit einer Referenzleistung von einem Milliwatt bestimmt und dann das Zehnfache des dekadischen Logarithmus bildet.

Leistung  $P_{\text{in}}$  ist dann durch folgenden Zusammenhang gegeben:

$$U_{\text{out}} - U_0 = m \cdot 10 \log \left( \frac{P_{\text{in}} + P_0}{P_0} \right) . \quad (6.2)$$

Der Skalierungsfaktor  $m$  steht dabei für die Steigung des linearen Teils der Kennlinie. Stellt man nach der Eingangsleistung um, so erhält man

$$P_{\text{in}} = \left( 10^{\frac{U_{\text{out}} - U_0}{10m}} - 1 \right) P_0 . \quad (6.3)$$

Die eingehenden Konstanten  $U_0$  und  $m$  werden durch eine Messung der Kennlinie ermittelt, die Offset-Leistung  $P_0$  kann anhand eines beliebigen Wertepaars von  $P_{\text{in}}$  und  $U_{\text{out}}$  bestimmt werden. Es bietet sich an, den Schnittpunkt der Fitgeraden mit der  $y$ -Achse zu wählen.

Die mittels Gleichung (6.3) zurückgerechnete, am Eingang des logarithmischen Verstärkers anfallende Leistung  $P_{\text{in}}$  lässt sich über einen noch zu bestimmenden Verstärkungsfaktor  $v$  auf die Ausgangsleistung  $P_{\text{ext}}$  des Cavitys zurückführen:

$$P_{\text{in}} = v \cdot P_{\text{ext}} . \quad (6.4)$$

Dieser ergibt sich aus dem Gesamteffekt der Vorverstärkerstufen, vermindert um die Dämpfung in den Verbindungsleitungen und in den passiven Hochfrequenzbauteilen wie Mischer und Filter.

### 6.3.2 Provisorische Bestimmung der Skalierung

Bei der erneuten Inbetriebnahme der Elektronik im Rahmen dieser Arbeit wurden in der zu einem früheren Zeitpunkt erstellten Messsoftware `lqseparbcnt.c` Werte für die Parameter des Resonators und des logarithmischen Verstärkers vorgefunden. Sie beruhen auf den zum Zeitpunkt der Konzeption des Systems durchgeführten Messungen [Klu94]. Bei den ersten Funktionstests im Rahmen der Neuinbetriebnahme wurden sie zunächst bei den eingetragenen Werten belassen. Es findet sich ein Wert von  $\kappa = 3$  für den Koppelfaktor,  $R_s = R_s^L/2 \approx 1 \text{ M}\Omega$  für die Shuntimpedanz sowie  $B = 0,64$  für eine Abschätzung der unteren Grenze des Bunchfaktors [Klu94]. Damit ergibt sich ein Wert von  $f = 76800$  für den in Gleichung (6.1) vorgestellten Skalierungsfaktor. Für die Steigung der Kennlinie des logarithmischen Verstärkers findet sich ein Wert von  $m = 34 \text{ mV/dB}$ , der zugehörige Achsenabschnitt beläuft sich auf  $1,428 \text{ V}$ . Der daraus gemäß Gleichung (6.3) berechnete Wert für die Offset-Leistung von  $P_0 = 43 \text{ fW}$  ist ebenfalls eingetragen.

Für einen tiefen Vergleich des über Gleichung (6.1) gegebenen theoretischen Modells mit Messergebnissen wären für die oben genannten Parameter die aktualisierten Werte aus Tabelle 5.1 heranzuziehen. Wegen später noch im Detail vorgestellter Störeinflüsse wurde die exakte theoretische Modellierung der vorliegenden Schaltung vorerst zu Gunsten der für die nächste Zukunft geplanten Einführung eines überarbeiteten Detektionskonzepts hintangestellt. Für den vorläufigen Messbetrieb erwies sich die in den folgenden Abschnitten vorgestellte empirische Kalibration als praktikabel. Sie musste nach Entdeckung der erwähnten Störeinflüsse und der Einführung von entsprechenden Korrekturen in der Auslesesoftware wiederholt werden.

## 6.4 Empirischer Abgleich der Strommessung

In der Messsoftware wird gemäß (6.3) die Eingangsleistung des logarithmischen Verstärkers aus der Differenz zwischen Ausgangsspannung und Offsetspannung errechnet. Da letztere bei Strahlbetrieb unregelmäßigen Schwankungen unterworfen ist, wird nach jedem Beschleunigerzyklus in der im Rahmen von Abschnitt 1.2 erläuterten Injektionsphase die jeweilige Offsetspannung  $U_0$  neu ermittelt.

Für die Kalibration wurde der gemäß (6.4) zur Rekonstruktion der in (6.1) eingehenden Cavity-Leistung  $P_{\text{ext}}$  benötigte Verstärkungsfaktor  $v$  empirisch ermittelt. Dazu konnte ein Vergleich mit den Messwerten des sogenannten Faraday-Cups in der externen Strahlführung am Crystal Barrel-Experiment durchgeführt werden. Er soll als Grundlage für eine empirische Kalibration des Messsystems im Folgenden vorgestellt werden.

#### 6.4.1 Faraday-Cup als Vergleichsinstrument

Im Strahlvernichter am Ende der Elektronenstrahlführung des Crystal Barrel-Experimentaufbaus, in Abbildung 1.3 links unten eingezeichnet, ist ein Faraday-Cup installiert. Damit steht eine Messeinrichtung zur Verfügung, welche den nicht an der Generierung von Bremsstrahlungsphotonen beteiligten Anteil des Strahlstroms auffängt. In einer Integrator-Schaltung wird über einen Extraktionszyklus der Beschleunigeranlage der in den Faraday-Cup fließende Strom integriert. Dabei werden Spannungspulse mit einer Wiederholungsfrequenz proportional zum fließenden Strom generiert und mit einer Zähllogik aufsummiert.

Die Messelektronik wird im Rahmen einer regelmäßig erneuerten Kalibration auf einen festen Skalierungsfaktor zwischen erfasstem Strom und dazu generierter Pulsfrequenz eingestellt. Rechnet man mit diesem den über einen Beschleunigerzyklus akkumulierten Zählerwert auf den integrierten Strahlstrom um und teilt dann durch die Extraktionszeit, so erhält man den Mittelwert des Strahlstroms über eine Extraktionsphase. Auf Grund der Kalibration der Integratorschaltung mittels einer bis auf Picoampère genauen Konstantstromquelle<sup>32</sup> kann der mit ihr gewonnene Wert für den mittleren Strom zum Abgleich der Strahlstrommessung per Resonator herangezogen werden.

#### 6.4.2 Beeinflussung der Strommessung durch externe Größen

Zum Abgleich der Strommessung mittels Resonator wird der Zyklusmittelwert der Ausgangsspannung am logarithmischen Verstärker ermittelt und dann im Vergleich mit dem Zyklus-Messwert des Faraday-Cups ein Skalierungsfaktor ermittelt. Für erste Tests wurde ein provisorisch ermittelter Wert für den Skalierungsfaktor in die Software eingetragen und das Verhalten des Messsystems untersucht.

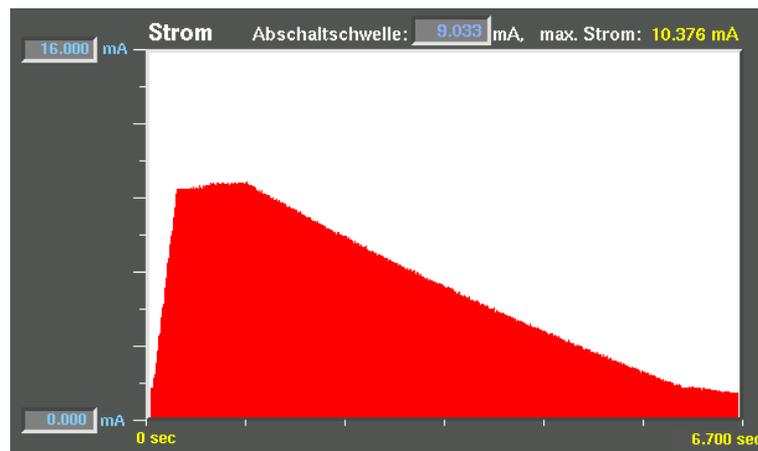
Als Referenzgröße für die Strahlstromregelung wurde die Ereignisrate im Taggingssystem herangezogen, welches in Abschnitt 1.3 vorgestellt wurde. Sie ist bei für die Datennahme korrekt justierter Strahloptik direkt proportional zum Strahlstrom [FP09]. Es zeigte sich, dass die in der Ausleseelektronik gemessene Signalleistung über einen Extraktionszyklus nicht nur von der Ereignisrate, sondern zusätzlich noch vom verbleibenden, im Speicherring umlaufenden Strom abhing. In Abbildung 6.3 ist der Zusammenhang anhand einer Beispielmessung bei einer Extraktionsenergie von 3,2 GeV erkennbar.

Folgende Ansätze wurden verfolgt, um die Ursache der unerwünschten Abhängigkeit zu ermitteln beziehungsweise potentielle Störquellen auszuschalten:

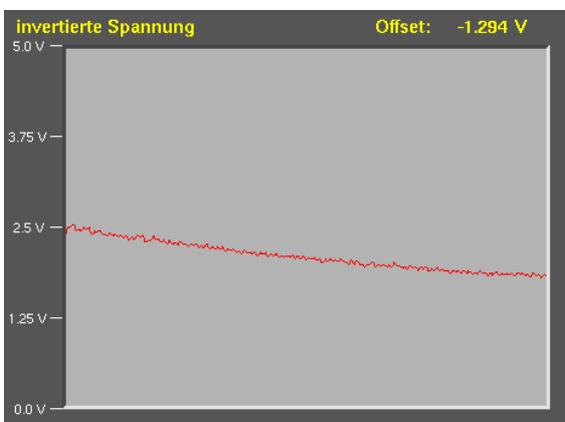
- Die Ausgangsspannung des logarithmischen Verstärkers wurde in der ersten Version des Aufbaus zur Messwerterfassung über eine mehrere zehn Meter lange Leitung zur Digital/Analog-Wandler-Platine im Hochfrequenzraum der Anlage geführt. Um künftig Störeinstrahlungen auszuschließen, wurde die in Abbildung 6.2 gezeigte Schaltung um zwei im Hause<sup>33</sup> konzipierte Zusatzplatinen ergänzt: Über eine Operationsverstärkerschaltung wird die Ausgangsspannung des logarithmischen Verstärkers in den Bereich zulässiger Eingangsspannungen eines optischen Umsetzers transformiert. Die bisherige Messleitung in den

<sup>32</sup>Durch Herrn Dr. A. Dieckmann und Herrn A. Offermanns.

<sup>33</sup>Durch W. Lindenberg und PD Dr. W. Hillert.



(a) Strahlstrom im Speicherring.



(b) Ausgangsspannung der Diagnose-Schaltung.



(c) Ereignisrate am Tagging-System.

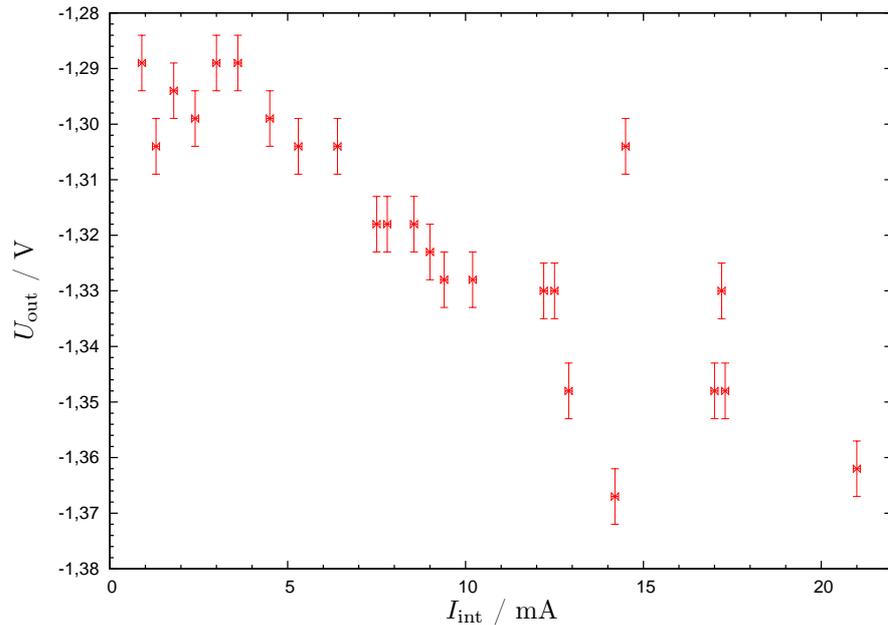
**Abbildung 6.3:** Abhängigkeit der Strommessung am externen Strahl von dem verbleibenden umlaufenden Strahl im Speicherring. Die Abbildungen zeigen die graphischen Darstellungen der relevanten Größen im Kontrollsystem über einen Extraktionszyklus.

Hochfrequenzraum wurde durch eine Glasfaser ersetzt, vor Ort wurde dem D/A-Wandler eine Elektronik zur Rückwandlung vorgeschaltet. Damit wurde auch die bisher bestehende Masseverbindung aufgetrennt.

- Um Störeinstrahlungen auf die Kabelverbindung zwischen dem Resonator selbst und der Ausleseschaltung zu minimieren, wurde das bisher verlegte Koaxialkabel durch eine halbstarre Semi-Rigid-Leitung ersetzt. Mit der vom Hersteller garantierten Schirmdämpfung von mindestens 120 dB<sup>34</sup> werden damit Störeinstrahlungen im Vergleich zum bisherigen Kabel um zusätzliche etwa 30 dB gemindert.
- Da im Bereich der Steckverbinder die Schirmdämpfung um mindestens 10 dB geringer ausfällt als bei der Leitung selbst, wurde an der Resonator-Auskopplung eine zusätzliche Abschirmung mit Aluminiumfolie vorgenommen.

Da trotz dieser Maßnahmen der beschriebene Effekt nicht minimiert werden konnte, wurde die Schaltung selbst einer eingehenden Untersuchung unterzogen.

<sup>34</sup>Angabe zur „Min. screening effectiveness“ aus dem Datenblatt zum Kabeltyp EZ\_141\_TP\_M17, Firma HUBER+SUHNER.



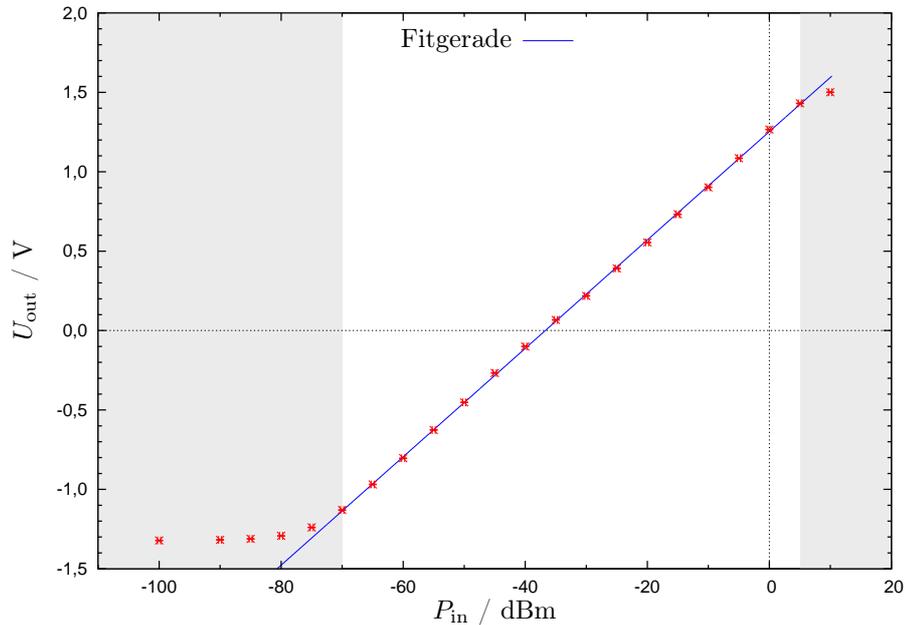
**Abbildung 6.4:** Über einen Zyklus gemittelte Spannung am Ausgang der Ausleseschaltung für den Stromresonator für verschiedene Füllströme im Stretcherring bei ausgeschalteter Extraktion. Die Zuleitung vom Resonator zur Elektronik wurde für diese Messung unmittelbar an der Auskopplung abgeschraubt.

### 6.4.3 Überprüfung der Schaltungseigenschaften

Zunächst wurde die Verarbeitungselektronik ohne angeschlossenen Resonator betrieben. Die Semi-Rigid-Leitung wurde im Beschleunigertunnel von der Auskopplung des Resonators abgeschraubt und mit einem 50 Ohm-Widerstand abgeschlossen, um den Einfluss von Störsignalen zu reduzieren. Durch das Ausschalten der entsprechenden Magnetfamilien wurde die Extraktion in die externe Strahlführung bis auf einen prinzipbedingten, minimalen Reststrom unterbunden, so dass im Stretcherring über einen Zyklus ein im Rahmen der Messgenauigkeit nahezu konstanter Strom umlief.

Während der über das Timing-System des Beschleunigers vorgegebenen Extraktionsphase wurde im Kontrollsystem der Zyklus-Mittelwert von der Ausgangsspannung der Diagnoseschaltung beobachtet. Die Messung wurde für verschiedene Werte des gespeicherten Stroms wiederholt. In Abbildung 6.4 ist zu sehen, dass weiterhin eine Abhängigkeit der Spannung vom Strahlstrom besteht, die Fehler in der Ausgangsspannung wurden dabei über das Auflösungsvermögen des verwendeten D/A-Wandlers abgeschätzt.

Zur Klärung möglicher Ursachen des beobachteten Effekts wurde der Pegel des für die Frequenzmischung verwendeten Referenzsignals auf zeitliche Variation hin untersucht. Zum Heruntermischen des Resonator-Signals auf eine Frequenz im Arbeitsbereich des logarithmischen Verstärkers dient ein vom Hauptgenerator der Anlage abgeleitetes Hochfrequenzsignal bei 440 MHz. Dieses wird an einem Verteiler-Einschub im Hochfrequenzraum der Anlage gewonnen. Eine Kontrolle ergab, dass der Signalpegel über vier Tage hinweg bei verschiedenen Maschinenzuständen eine relative Abweichung von knapp 6 % vom Durchschnittswert von 295  $\mu\text{W}$  aufwies. Allerdings überschritt auf Zeitskalen von einigen Sekunden die relative Abweichung in den überwiegenden Fällen nicht ein Promille und kam damit für die beschriebenen Messungen nicht als Störeinfluss



**Abbildung 6.5:** Kennlinie des logarithmischen Verstärkers aus der Auslese-Elektronik des Resonators zur Strommessung. An die Messpunkte im linearen Teil wurde eine Gerade angepasst.

in Frage.

In einem nächsten Schritt wurde die Kennlinie einzelner aktiver Komponenten der Schaltung im Labor neu ausgemessen. Es zeigten sich bei keinem der Verstärker Abweichungen vom erwarteten Verhalten. Exemplarisch soll im Folgenden die Bestimmung der Kennlinie des logarithmischen Verstärkers vorgestellt werden. Wegen des in Abschnitt 6.2 geschilderten Einbaus eines neuen Vorverstärkers in die Schaltung erfolgte eine Anpassung des Verstärker-Offsets per Stellschraube, weshalb die Offsetspannung  $U_0$  sowie die zugehörige Leistung  $P_0$  aus (6.2) neu bestimmt werden mussten.

Als Signalquelle wurde bei der Messung ein Sweep-Generator<sup>35</sup> im cw-Betrieb bei einer Frequenz von 180 MHz verwendet, die Ausgangsleistung wurde mit einem Hochfrequenz-Tastkopf ermittelt. Für die Variation des Eingangspegels kam ein von 0 bis 110 dB in 1 dB-Schritten verstellbarer Abschwächer<sup>36</sup> zum Einsatz, dessen Dämpfung laut Hersteller bei der Messfrequenz um maximal 0,25 dB vom Stellwert abweicht.

Anhand der in Abbildung 6.5 dargestellten Messergebnisse konnte die vormals beim Neuaufbau des ursprünglichen Systems ermittelte Kennliniensteigung bestätigt werden [Klu94]. Aus einem Geradenfit an den linearen Teil der Kurve erhält man den nahezu identischen Wert von  $m = (34,12 \pm 0,11)$  mV/dB für den Skalierungsfaktor sowie einen neuen Wert für den Achsenabschnitt von  $(1,2527 \pm 0,0044)$  V. Weiterhin kann man den Ergebnissen entnehmen, dass am Ausgang des Verstärkers bei fehlender Eingangsleistung eine Spannung von etwa  $U_0 = (-1,320 \pm 0,005)$  V anliegt. Die ihr gemäß des linearen Fits zugeordnete Referenzleistung lässt sich zu  $P_0 = (28,9 \pm 2,5)$  pW berechnen.

<sup>35</sup>SWM02, Firma ROHDE & SCHWARZ GmbH & Co. KG.

<sup>36</sup>BMA-35110-SMA-R, Firma Trilithic, Inc..

#### 6.4.4 Korrektur per Software

Da die Ursache der unerwünschten Abhängigkeit nicht isoliert werden konnte, wurde zunächst für den Regelbetrieb eine empirische Korrektur für den Einfluss des umlaufenden Stroms in der Verarbeitungssoftware implementiert. Dazu wurde über die Programmfunktion zum Mitschreiben von Kontrollsystem-Parametern der Zusammenhang zwischen Spannungs-Offset am logarithmischen Verstärker und umlaufendem Strahlstrom im Stretcherring erfasst und dann ein Polynom zweiten Grades angepasst. Auf dessen Grundlage wird in der Auslesesoftware des Systems in Ergänzung zu dem bisher bestimmten Stromwert ein korrigierter Wert errechnet<sup>37</sup>. Dessen Zyklusmittelwert sowie die Verlaufskurve werden im Kontrollsystemmenü für den Strahlstrom in Ergänzung zu den unkorrigierten Werten angezeigt. Bei Sichtkontrollen während der folgenden Strahlzeiten ließ sich bei einer konstanten Ereignisrate im Tagging-System als Referenzgröße ein ebenso konstanter Wert für den korrigierten Strahlstrom beobachten. Die empirische Korrektur erscheint demnach als geeignet, um zumindest näherungsweise den Störeinfluss herauszurechnen.

Inzwischen wurde auch die Verarbeitung der Resonatorsignale mit den im Zusammenhang des Systems zur Strahl Lagebestimmung erprobten Methoden vorbereitet. In kommenden Strahlzeiten kann untersucht werden, ob auf diese Weise mittels des nahe am Speicherring eingebauten Resonators eine vom umlaufenden Strahl unbeeinflusste Erfassung des externen Strahlstroms erfolgen kann.

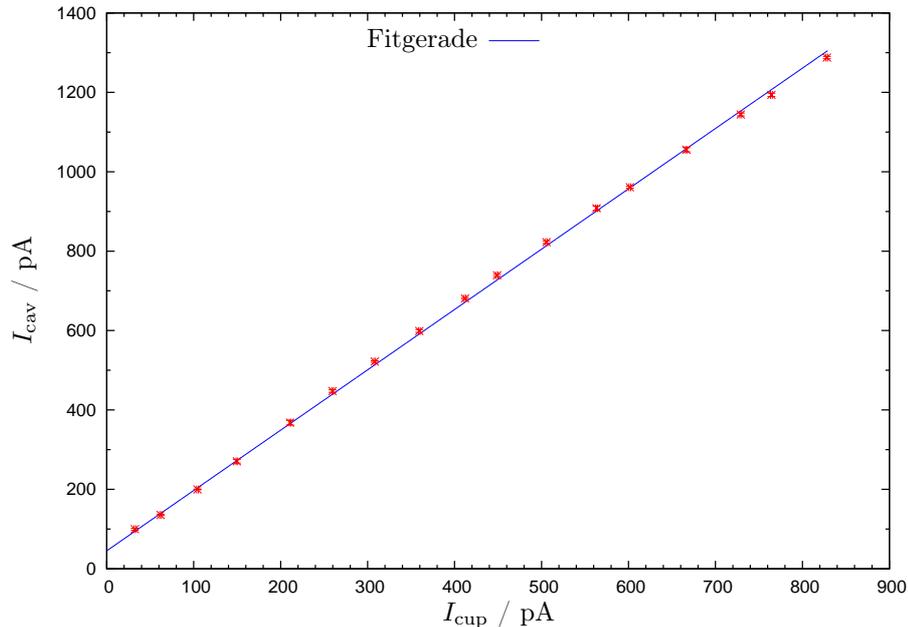
#### 6.4.5 Kalibration anhand der korrigierten Stromwerte

Für den Regelbetrieb wurde der bisherige, provisorisch ermittelte Skalierungsfaktor  $f$  durch das Ergebnis einer dedizierten Messung ersetzt. Zu diesem Zweck wurde der im vorangegangenen Abschnitt vorgestellte, per Software um den Einfluss des gespeicherten Strahls korrigierte Stromwert, mit dem per Faraday-Cup ermittelten Wert verglichen. Der im Kontrollsystemmenü für den Faraday-Cup angezeigte Messwert für den extrahierten Strahlstrom wurde über die Sollwertvorgabe an die Regelung in Schritten von etwa 50 pA bis hin zu etwa 830 pA gesteigert, um den Bereich typischer Stromwerte zu überdecken. Bei jeder Einstellung wurde über jeweils sieben Extraktionszyklen der für den Faraday-Cup sowie der für den Strom-Resonator angezeigte Zyklus-Mittelwert des externen Strahlstroms aufgeschrieben. Abbildung 6.6 zeigt den Zusammenhang zwischen beiden Werten.

Die Genauigkeit der Strommessung mittels Faraday-Cup hängt dabei von folgenden Faktoren ab, welche vor der Kalibrationsmessung berücksichtigt werden mussten:

- Es ist zu überprüfen, ob die Kalibration des Stromintegrators in der Ausleseschaltung des Faraday-Cups noch Bestand hat und sich nicht über Alterungseffekte in der Elektronik kleinere Abweichungen ergeben haben. Dementsprechend erfolgte im Hause kurz vor der Messung eine Kalibration mittels einer hochpräzisen Konstantstromquelle. Der Ausgabewert der Integratorschaltung sollte den dabei gemachten Erfahrungen zu Folge mit einem Fehler von maximal 1 % behaftet sein.
- Der Faraday-Cup erfasst nur einen Teil des extrahierten Strahlstroms, da dieser auf seinem Weg durch die Strahlführung unvermeidlichen Verlusten unterworfen ist. Insbesondere gibt ein Teil der Elektronen im Radiator Energie ab und wird im Tagging-System aufgefangen. Dieser Anteil muss bekannt sein, um ihn bei Bedarf für eine Rückrechnung des Messwerts auf den tatsächlich aus dem Stretcherring extrahierten Strom berücksichtigen zu können. Durch die Strahlverluste im Taggingssystem wird einer Abschätzung zu Folge der am Cup eintreffende Elektronenstrom um etwa 0,1 % reduziert. Auf Grund der erzielbaren Messgenauigkeit wurde dieser Effekt nicht gesondert berücksichtigt.

<sup>37</sup>Die Umsetzung der Korrektur erfolgte mit Unterstützung durch Dr. F. Frommberger.

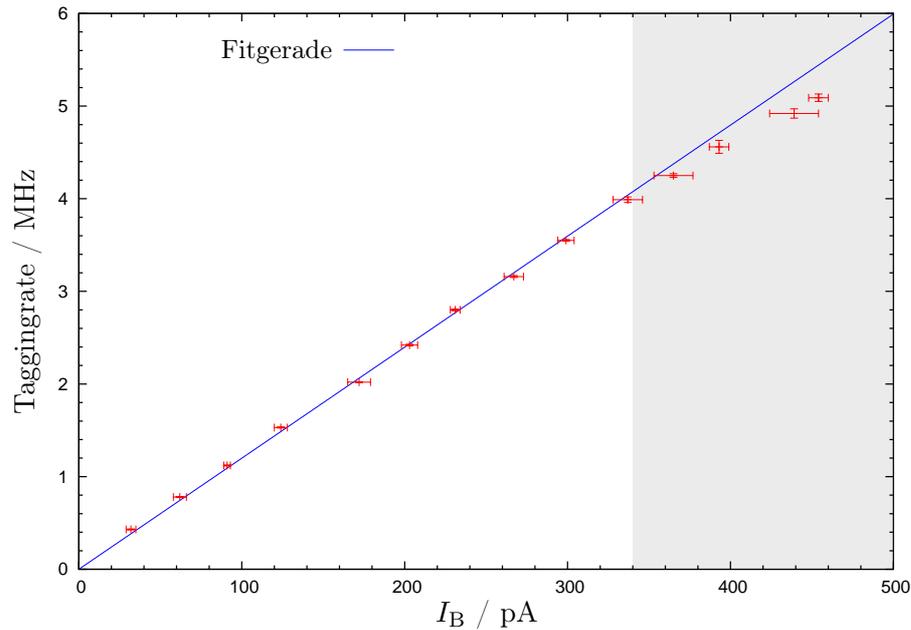


**Abbildung 6.6:** Zusammenhang zwischen dem per Resonator ( $I_{\text{cav}}$ ) und dem per Faraday-Cup ( $I_{\text{cup}}$ ) bestimmten Zyklus-Mittelwert für den externen Strahlstrom. Der über den Resonator gewonnene Messwert wurde um den Einfluss des Stroms im Speicherring korrigiert. Die durchgezogene Linie stellt einen linearen Fit an die Messpunkte dar. Der am Achsenabschnitt erkennbare Offset im Stromwert des Faraday-Cups ist auf Leckströme zurückzuführen.

- Es ist zu vermeiden, dass in Abhängigkeit von den Einstellungen der externen Strahlführungen der Faraday-Cup vom umgelenkten Strahl nicht voll getroffen wird und deshalb nur einen Teil von letzterem erfasst. Die Einstellung der Magnetoptik wird deshalb routinemäßig für den jeweiligen Strahlbetrieb optimiert, der Faraday-Cup sollte erfahrungsgemäß den vollen Strahlstrom erfassen können.
- Im Messaufbau werden auch ohne Strahlstrom Kriechströme erfasst, welche bei der Umrechnung der Pulszahl in einen Stromwert herausgerechnet werden müssen. Sie lassen sich anhand der in Abbildung 6.6 aufgetragenen Daten ermitteln. Zählt man zu den Stromwerten des Faraday-Cups einen Offset von 29,8 pA hinzu, so verläuft die neugebildete Fitgerade durch den Ursprung.

Die aus einem linearen Fit an die Datenpunkte ermittelte Geradensteigung ergibt sich zu  $m = 1,520 \pm 0,008$  und geht als zusätzlicher Korrekturfaktor für den zu einem früheren Zeitpunkt provisorisch ermittelten Skalenfaktor  $f$  aus (6.1) in die Auslesesoftware der Resonator-Elektronik ein.

Es ist zu beachten, dass diese Kalibration nur bei den zum Zeitpunkt der Messung gültigen BeschleunigerEinstellungen exakt gültig ist, da bisher auf der VME-Rechnerplatine HF1 kein aktueller Wert für den Bunchfaktor  $B$  ermittelt wird. Bei einer Energie von  $E = 2,35 \text{ GeV}$  und den für die Messung gewählten Einstellungen der Beschleuniger-Hochfrequenz berechnet er sich zu  $B = 0,808$ . Ergibt sich durch Änderungen der relevanten Beschleunigerparameter ein anderer Wert für den Bunchfaktor, so muss für eine korrekte Bestimmung des Strahlstroms der berechnete Stromwert mit dem Quotienten aus dem zum Zeitpunkt der Kalibration gültigen und dem aktuellen Bunchfaktor multipliziert werden. Ansonsten ermittelt man bei Energien von



**Abbildung 6.7:** Ereignisrate im alten Tagging-System des BGO-OD-Experimentaufbaus in Abhängigkeit des per Resonator gemessenen Strahlstromwertes. Der Geradenfit beschränkt sich auf die kenntlich gemachten Datenpunkte im linearen Bereich.

1,2 GeV beziehungsweise 3,2 GeV mit Hilfe der Daten aus Tabelle 3.1 jeweils eine Abweichung des Absolutwerts der Messergebnisse vom realen Stromwert um etwa 20 %.

Im Rahmen der Auslesesoftware für das System zur Strahllagemessung wurde diese Korrektur, wie in Abschnitt 8.6 beschrieben, umgesetzt. Die für die Bunchlänge relevanten Beschleunigerparameter werden auf Änderungen hin überwacht, so dass der Bunchfaktor bei Bedarf neu berechnet werden kann. Der korrigierte Wert für den Strahlstrom wird vorerst nur im Kontrollsystemmenü zur Strahlage angezeigt. Für die korrekte Anzeige des Absolutwerts des Strahlstroms bei allen Beschleunigereinstellungen im dedizierten Menü zur Strommessung ist mittelfristig die Integration der Bunchfaktor-Korrektur in die Signalverarbeitungssoftware zum Strahlstrom anzustreben.

## 6.5 Kontrollmessung zur Linearität

Um die Linearität des Zusammenhangs zwischen Messspannung und tatsächlichem Strahlstrom zu untersuchen, bot sich der Vergleich mit den im Tagging-System des jeweiligen Experimentaufbaus erfassten Ereignisraten an. Diese sollten sich proportional zum Strahlstrom verhalten. In Abbildung 6.7 ist die Ereignisrate des alten, in der BGO-OD-Strahlführung installierten Tagging-Systems gegen den per Resonator ermittelten Strahlstrom aufgetragen. Für jeden Datenpunkt wurde dabei der Mittelwert über fünf Extraktionszyklen gebildet, die Standardabweichung ist als statistischer Fehler eingezeichnet.

Im Bereich von Null bis etwa 340 pA ist der lineare Zusammenhang zwischen Ereignisrate und Strahlstromwert ersichtlich, er wird durch einen auf diesen Teil der Messdaten eingeschränkten, linearen Fit verdeutlicht. Bei höheren Strömen und entsprechenden Raten über 4 MHz machen sich Sättigungseffekte bei der für diese Testmessung gewählten Verschaltung der Tagger-Elektronik bemerkbar.

## 6.6 Detektion mit Lock-In-Methoden

Wie in Abschnitt 5.3 beschrieben, wurde das alte Resonator-Konzept einer Optimierung unterzogen. Es wurden dann zwei Resonatoren gemäß der neuen Geometrie hergestellt. Für die Verarbeitung der ausgekoppelten Signale bot es sich insbesondere angesichts bevorstehender Messungen bei kleinen Strahlströmen an, auf die in Zusammenhang mit der Strahllagemessung noch an späterer Stelle vorgestellte phasenempfindliche Gleichrichtung mittels Lock-In-Verstärkern zurückzugreifen. Die für die Strahllagebestimmung entwickelte Software wurde für die Zwecke der Strommessung adaptiert. Letztere wird deshalb im Anschluss an die nachfolgende Vorstellung der Lagemessung erläutert, Details zur Konzeption und zur Anpassung des Messaufbaus finden sich dort.

## 7 Resonatoren zur Strahllagemessung

### 7.1 Eigenschaften des Lagemonitors

Die grundlegende Konzeption des eigentlichen Resonators war Gegenstand einer eigenen Arbeit, hier sollen die wesentlichen Charakteristika in einer Zusammenfassung heraus gestellt werden [Pus05]. Im Rahmen der vorliegenden Darstellung werden dann die tatsächlichen Eigenschaften des inzwischen hergestellten Resonators erörtert und mit neuen Simulationsergebnissen<sup>38</sup> verglichen.

#### 7.1.1 Selektion der Feldverteilung

Wie in Abschnitt 5.1 erläutert, kommen für die Strahldiagnose insbesondere die  $TM_{mn0}$ -Moden in Betracht. In der vereinfachten Geometrie des abgeschlossenen, rein zylindrischen Hohlraums ist deren Feldverteilung einer analytischen Betrachtung zugänglich. Mit Gleichung (4.1) liegt ein für alle TM-Moden gültiger, geschlossener mathematischer Ausdruck für die longitudinale Komponente der elektrischen Feldstärke vor. Dieser kann für die Wahl der bisher unbestimmten Moden-Indizes  $m$  und  $n$  als Grundlage herangezogen werden.

Grundsätzlich variiert bei allen Moden die Feldstärke über den betrachteten Ort in der transversalen Ebene. Die Amplitude des aus einem Diagnose-Resonator extrahierten Hochfrequenzsignals ist dementsprechend immer implizit von der Bahnlage des ihn durchlaufenden Teilchenstrahls abhängig. Allerdings besteht auf Grund der prinzipiell vorhandenen Bereiche gleicher Feldstärke eine Mehrdeutigkeit bei der Rekonstruktion der Position. Durch eine geeignete Wahl der Moden-Indizes lässt sich aber im später für die Messung entscheidenden Bereich der Strahlrohröffnungen ein eindeutiger Zusammenhang herstellen.

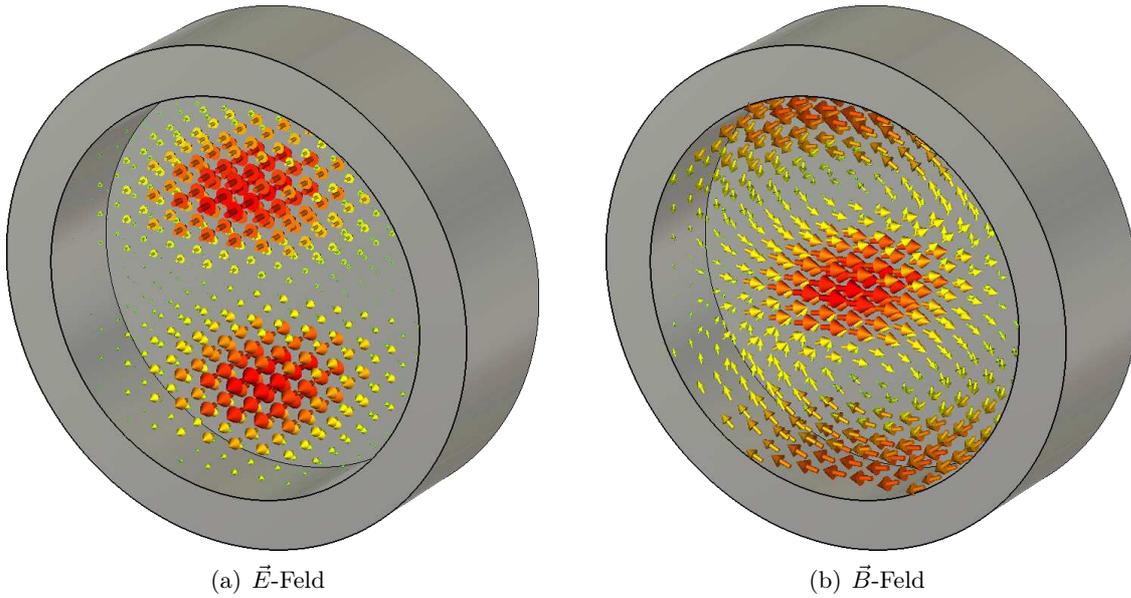
Gemäß Gleichung (4.1) bestimmt der Index  $m$  die Periodizität der Feldverteilung über den Wertebereich des Azimuthwinkels  $\varphi$ . Er gibt die Anzahl der über den Vollkreis durchlaufenen Oszillationsperioden der Kosinus-Funktion an. Der Wert  $m = 0$  kommt wegen der damit einhergehenden Kreissymmetrie nicht in Frage. Die Richtung der Abweichung von der Mittenposition ließe sich bei dieser Wahl nicht bestimmen. Bei  $m = 1$  weist die Feldverteilung für zwei Werte des Winkels  $\varphi$  ein Maximum auf, jeweils mit einem anderen Vorzeichen. Ab  $m = 2$  ergibt sich wiederum eine Mehrdeutigkeit in der Richtungsbestimmung, da die Winkelfunktion dann mehrere Halbwellen mit gleichem Vorzeichen durchläuft. Die Auswahl schränkt sich dementsprechend auf die  $TM_{1n0}$ -Moden ein. Zu beachten ist allerdings, dass mit diesen die Lagebestimmung nur in einer Raumrichtung möglich ist. Weiterhin ist die Identifikation der vom Strahl durchtretenen Resonatorhälfte nicht alleine über die Signalstärke möglich, für diesen Zweck muss das relative Vorzeichen der Feldvektoren und damit die Phasenlage der Schwingung bekannt sein.

Die radiale Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke ist bei den genannten Moden durch die Besselfunktion  $J_1$  gegeben, weswegen sie auf der Symmetrieachse des Resonators ein verschwindendes Feld aufweisen. Mit wachsender Entfernung von ihr wächst das Feld zunächst nahezu linear. Erst in Annäherung an die Position des ersten Feldmaximums flacht der Feldverlauf ab, um nach dem Umkehrpunkt wieder kleineren Werten zuzustreben und am Resonatormantel zu verschwinden. Dieses Verhalten ist aus der Randbedingung ideal leitender Wände ersichtlich, an ihnen können keine tangentialen elektrischen Feldkomponenten aufrecht erhalten werden.

Über die Strecke des Resonatorradius sollte das Feld nur ein Minimum an Oszillationen aufweisen, da eine über einen möglichst großen Bereich monoton steigende Funktion die eindeutige Zuordnung einer Strahlposition zum Energieinhalt des Resonators und damit dem späteren

---

<sup>38</sup>Bei der Konzeption wurde das Softwarepaket MAFIA 4 verwendet. Zur Ergänzung weiterer Simulationsergebnisse wurde die Simulation mit der nach der Fertigung des Resonators lokal verfügbaren Nachfolge-Software CST Microwave Studio<sup>®</sup> wiederholt und vertieft.



**Abbildung 7.1:** Ergebnisse der numerischen Simulation der beiden Feldkomponenten der  $TM_{010}$ -Mode für einen reinen Zylinderresonator mit CST Microwave Studio<sup>®</sup>. Die Feldvektoren an verschiedenen Raumpunkten wurden durch Pfeile dargestellt, in deren Größe und Färbung sich die relative Stärke des jeweiligen Feldes widerspiegelt.

Spannungsmesswert ermöglicht. Der kleinstmögliche Wert für die Anzahl an Nulldurchgängen in radialer Richtung ist mit  $n = 1$  gegeben, weswegen zur Strahlagebestimmung die  $TM_{110}$ -Mode gewählt wurde.

In Abbildung 7.1 ist das Ergebnis einer numerischen Simulation ihrer Feldkomponenten für den reinen Zylinderresonator in einer Momentaufnahme dargestellt. Durch Einsetzen der Indizes  $m$ ,  $n$  und  $p$  in die durch Gleichung (4.1) gegebene analytische Lösung kann schließlich folgender Funktionszusammenhang für die longitudinale Komponente der elektrischen Feldstärke aufgestellt werden:

$$E_z(r, \varphi, t) = E_0 J_1\left(\frac{3,83171}{a} r\right) \cos(\varphi) e^{i\omega t} . \quad (7.1)$$

Da das Feld wegen der Randbedingungen am Mantel verschwindet, steht folgerichtig als Argument in der Besselfunktion der auf den Radius  $a$  des Resonators normierte Abstand  $r$  von der Symmetrieachse, multipliziert mit dem Zahlenwert der ersten Nullstelle von  $J_1$ . Bei deren 0,4805-fachen Wert findet sich das Feldmaximum. Wegen  $p = 0$  fehlt im idealisierten Fall des reinen Zylinderresonators jegliche Abhängigkeit von der  $z$ -Position entlang des Strahlwegs. Der reale Resonator weist allerdings in seinen Endflächen Öffnungen auf, die zu einer Verformung der Feldlinien führen. Der Einfluss solcher Geometriedetails kann über den Einsatz von Simulationssoftware berücksichtigt werden.

Wie erwähnt, wird der Betrag des elektrischen Feldes wegen des Kosinus-Terms nur für zwei Winkelwerte in  $\varphi$  maximal, in der durch sie definierten  $(r, z)$ -Ebene nimmt der Betrag der Feldstärke seine lokalen Maximalwerte an. In der dazu senkrechten und wiederum unter Einbeziehung der Symmetrieachse aufgespannten Ebene verschwindet das Feld, weswegen zur vollständigen Positionsbestimmung zwei Resonatoren erforderlich sind. Im vorliegenden Konzept dient eine jeweils an der Resonatorendfläche am Ort des Feldmaximums befestigte Koppelantenne zur Extraktion eines strahlageabhängigen Hochfrequenzsignals. Insbesondere kann über die Phasenlage der Feldschwingung am Ort der Antenne die durchtretene Resonatorhälfte identifiziert werden.

### 7.1.2 Wahl der Resonanzfrequenz

Die Resonanzfrequenz der für die Lagemessung in Frage kommenden  $TM_{110}$ -Mode verhält sich gemäß (4.2) wegen  $p = 0$  proportional zum Kehrwert des Radius. Die Stärke der Anregung durch den Teilchenstrahl nimmt allerdings gemäß der Beschreibung in Abschnitt 3.2 zu höheren Harmonischen der Bunchfrequenz hin mit einem gaußförmigen Verlauf ab. Bei der Konstruktion des Monitors wurde also ein Kompromiss zwischen Baugröße und Signalstärke angestrebt. Die dritte Harmonische der Beschleuniger-Hochfrequenz erwies sich als geeignete Wahl, der Radius des Resonator-Innenraums konnte auf 12,1 cm beschränkt werden. Die damit verbundenen Einbußen bei der Signalspannung lassen sich mit dem in Abschnitt 3.3 eingeführten Bunchfaktor beziffern, er beläuft sich gemäß Tabelle 3.1 in dem für ELSA typischen Energiebereich auf Werte um 0,8. Der genaue Zahlenwert wird in Abhängigkeit der jeweils aktuellen Einstellungen des Beschleunigers im Rahmen der Steuersoftware des Messsystems ermittelt.

### 7.1.3 Geometriedetails

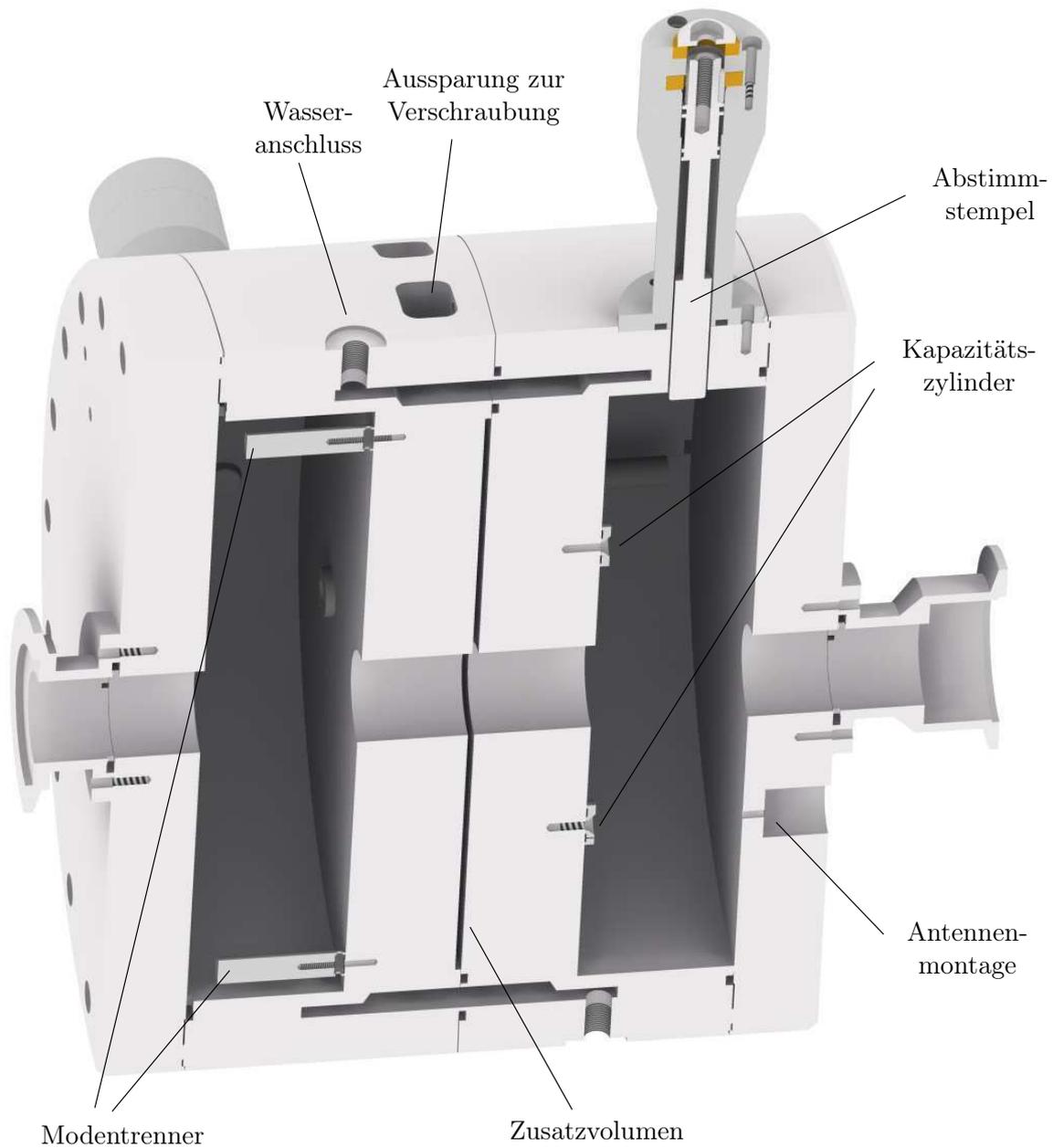
Wie Abbildung 7.2 sowie der zweidimensionalen Schnittansicht aus Abbildung A.1 im Anhang zu entnehmen ist, besteht der für die Lagemessung konzipierte Aufbau aus zwei Einzelresonatoren. Entsprechend der Raumrichtung, in der diese gemäß ihrer Orientierung beim Einbau empfindlich sind, wird im Folgenden auch vom  $x$ - und  $y$ -Resonator gesprochen. Nimmt man deren Ausrichtung in der Crystal Barrel-Strahlführung als Grundlage, so kommt der Elektronenstrahl in beiden genannten Abbildungen von links und tritt damit zuerst durch den  $x$ -Resonator.

Jeder der beiden Resonatoren besteht aus je einem metallischen Vollzylinder, aus dessen einer Endfläche der jeweilige Hohlraum gedreht wurde. Die beiden Einzelteile werden an den jeweils gegenüberliegenden Endflächen aneinander befestigt. An einer Seite werden Gewindestifte in einer konzentrischen Anordnung eingeschraubt, die andere Seite ist mit entsprechenden Bohrungen versehen. Nach dem Zusammenschieben können dann Muttern auf die über seitliche Aussparungen im Mantel zugänglichen Gewindestifte gesetzt werden. Um spätere Ausgasungen von zwischen den Einzelresonatoren eingeschlossenen Gasvolumina in den eigentlichen Resonatorinnenraum zu vermeiden, wurde zur Minimierung der Kontaktfläche ein Zusatzvolumen vorgesehen. In eine Seite wurde dafür eine vom Strahlrohr bis in die Nähe der Dichtungsnut reichende kreisförmige Vertiefung gedreht.

Abgeschlossen werden die Hohlräume durch runde Deckel, in welchen sich jeweils am Ort eines der beiden Feldmaxima der  $TM_{110}$ -Mode eine Öffnung zur Montage der Koppelantenne befindet. Ein jeweils direkt gegenüber der Koppelvorrichtung montierter kurzer Metallzylinder kann durch Variation der Länge zur Frequenz-Grobabstimmung verwendet werden. Er bewirkt zusätzlich eine leichte Konzentration der Feldlinien im Bereich des Koppelstiftes und wird deshalb im Folgenden auch als *Kapazitätszylinder* bezeichnet.

Da die  $TM_{110}$ -Mode bei einem rein zylindrischen Resonator auf Grund der Symmetrie in  $\varphi$ -Richtung entartet ist, werden zum Erzwingen einer definierten Ausrichtung der Felder sogenannte Modentrenner eingebaut. Es handelt sich um längliche Metallzylinder, welche symmetrisch zum Strahlrohr nahe des Mantels montiert werden. Ihre Verbindungslinie ist um  $90^\circ$  gegen die durch Koppelvorrichtung und Strahlrohr vorgegebene Messrichtung verdreht. Die Resonanzfrequenz aller Orientierungen der Modenfelder, bei denen die Feldstärke auf dieser Linie nicht verschwindet, wird gegenüber dem Sollwert verstimmt. Wegen der festen Anregungsfrequenzen im Strahlspektrum wird demzufolge mit der dem Strahl entzogenen Energie nur die gewünschte Orientierung der Felder aufgebaut.

Zur Feineinstellung der Resonanzfrequenz des Resonators wurden metallische Abstimmstempel vorgesehen, die sich über die Drehung des Stempelschaftes in einem Schraubgewinde in den Resonatorinnenraum hineinfahren lassen. Mit steigender Eindringtiefe wird der effektive Radi-



**Abbildung 7.2:** Schnitt durch die beiden Lage-Resonatoren, isometrische Ansicht. Erstellt mit Autodesk<sup>®</sup> Inventor<sup>®</sup> nach Konstruktionszeichnungen von Herrn B. Neff.

us des Resonators verkleinert, was gemäß (4.2) zu einer Erhöhung der Resonanzfrequenz führt. Details zur Konzeption der Abstimmvorrichtung finden sich in einer früheren Arbeit [Pus05].

Da thermisch bedingte Änderungen in der Resonatorgeometrie zu einer Verstimmung der Resonanzfrequenz führen, ist ein Hohlraum in Form eines Zylindermantels zur Wasserkühlung vorgesehen. Wie in Abbildung 7.2 zu erkennen, wurde je eine seiner Hälften in die jeweiligen rückwärtigen Endflächen der Zylinder gedreht. Durch die Stabilisierung der Kühlwassertemperatur bis auf wenige Zehntelgrad werden die Resonatorabmessungen in etwa konstant gehalten.

#### 7.1.4 Bestimmung der Shuntimpedanz

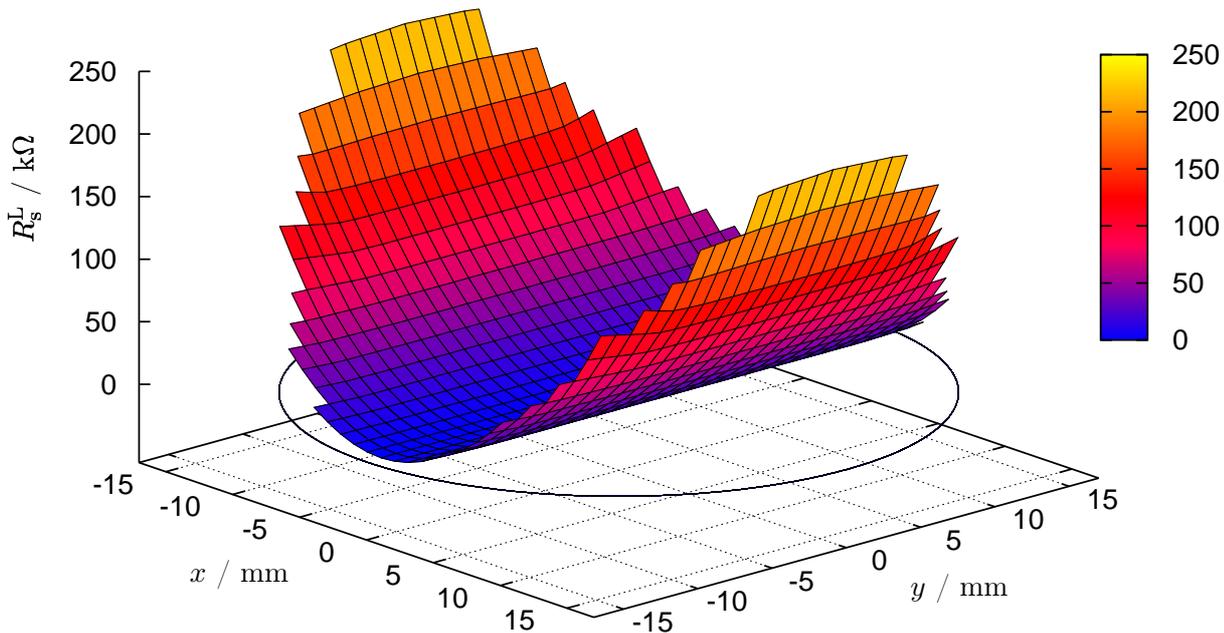
Aus den analytischen Betrachtungen zum reinen Zylinderresonator ergibt sich die in (7.1) angegebene Ortsabhängigkeit der elektrischen Felder der  $TM_{110}$ -Mode. Sie sollte grundsätzlich auch für die etwas komplexere Geometrie des Lageresonators gelten. Die Stärke des elektrischen Feldes wird im einfachen Modell von der Besselfunktion erster Ordnung bestimmt. Diese steigt bei Argumenten, die deutlich kleiner als der zum ersten Maximum gehörende Wert von 0,48 ausfallen, nahezu linear an. Die gemäß (4.8) gegebene quadratische Abhängigkeit der Shuntimpedanz vom Wegintegral des elektrischen Feldes überträgt sich auf ihre Abhängigkeit vom Abstand von der Symmetrieachse des Resonators. Für eine Ablage  $\Delta u$  in Messrichtung gilt demgemäß  $R_s(|\Delta u|) \propto |\Delta u|^2$ .

Der Proportionalitätsfaktor in der Funktion für die Ortsabhängigkeit der Shuntimpedanz wurde auf Grundlage numerischer Simulationen ermittelt, um die Konstruktionsdetails der Lageresonatoren berücksichtigen zu können. Dabei kam die in Abschnitt 4.5 vorgestellte Software CST Microwave Studio<sup>®</sup> zum Einsatz. Über eine Software-Funktion kann dann das Linienintegral aus (4.8), allerdings ohne den Faktor Zwei, für eine beliebige Position in der transversalen Ebene der untersuchten Resonatorgeometrie berechnet werden. Mit der Angabe des relativistischen  $\beta$ -Parameters kann die Laufzeit der Teilchen berücksichtigt werden, er wurde gemäß der Überlegung in Abschnitt 4.3 auf  $\beta = v/c = 1$  gesetzt.

In Abbildung 7.3 ist die Shuntimpedanz nach der in Abschnitt 4.3 beschriebenen Linac-Konvention für verschiedene Bahnpositionen im Strahlrohrquerschnitt des  $x$ -Resonators aufgetragen. Ihr Wert wurde auf den Knotenpunkten eines über die transversale Ebene gelegten quadratischen Gitters mit einem Millimeter Maschenweite berechnet. Es zeigt sich in Einklang mit der Erwartung für kleine  $y$ -Werte ein quadratischer Anstieg der Shuntimpedanz in Abhängigkeit vom Abstand  $x$  von der Symmetrieachse. Weiterhin kann man der Abbildung entnehmen, dass nur bei nahe zum Strahlrohrtrand gelegenen Ablagen in  $y$ -Richtung und dann auch erst bei  $x$ -Werten jenseits von etwa 10 mm eine erkennbare Abweichung von der quadratischen Abhängigkeit auftritt. Die im Idealfall in  $y$ -Richtung geraden Gitternetzlinien beginnen dort, sich zu höheren Werten hin zu krümmen.

Die für den Strahl vorgesehenen Öffnungen in den Resonator-Wänden haben einen Radius von 17 mm, typische Ablagen im Regelbetrieb überschreiten allerdings nicht einen Wert von etwa 3 mm. Eine Auswertung der Simulationsdaten ergibt, dass in einem mittig um die Symmetrieachse gelegenen quadratischen Bereich von 7 mm Kantenlänge die relative Abweichung der Shuntimpedanz von ihrem Wert bei  $y = 0$  an keiner Stelle zwei Promille überschreitet, die beiden Messrichtungen sind demnach für die üblicherweise auftretenden Strahlablagen ausreichend entkoppelt.

In guter Näherung kann also der Wert der Shuntimpedanz entlang der Verbindungslinie der beiden Feldmaxima der  $TM_{110}$ -Mode als Grundlage für die spätere Interpretation der Messsignale herangezogen werden. In Abbildung 7.4 ist das Ergebnis entsprechender Simulationsrechnungen dargestellt. Für Teilchenbahnen parallel zur Symmetrieachse des Resonators, jeweils im Abstand von einem halben Millimeter zueinander, ist die Shuntimpedanz nach Linac-Konvention aufgetra-



**Abbildung 7.3:** Mittels Simulation in CST Microwave Studio<sup>®</sup> unter Berücksichtigung der Laufzeiteffekte am Beispiel des  $x$ -Resonators ermittelte Shuntimpedanz. Der Berechnung liegt die Annahme von parallel zu dessen Symmetrieachse gelegener Teilchenbahnen zu Grunde. Es wurden alle Bahnpositionen in der transversalen Ebene ausgewertet, die auf einem Millimetergitter innerhalb des über eine Kreislinie angedeuteten Strahlrohrquerschnitts liegen.

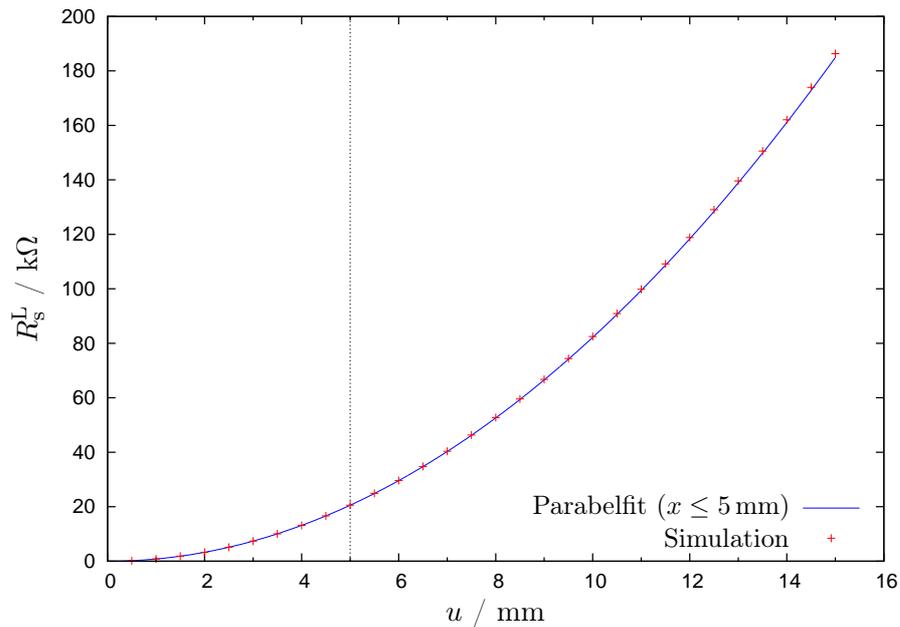
gen. Gemäß der Erwartung einer quadratischen Abhängigkeit von der Strahlablage wurde ein Fit mit der Funktion  $y = \tilde{c}x^2$  an die Datenpunkte gelegt. Berücksichtigt wurden dabei die Positionswerte von 0 bis 5 mm, um den Bereich typischer Ablagen nahe der Strahlachse möglichst genau abzubilden.

Um zu der Definition der Shuntimpedanz aus (4.8) zu wechseln, wird der Fitparameter hier direkt mit seinem halben Wert angegeben, er ergibt sich zu  $\tilde{c} = (0,41101 \pm 0,00016) \text{ k}\Omega/\text{mm}^2$ . Die angegebene Unsicherheit umfasst dabei nicht etwaige systematische Abweichungen zwischen dem Simulationsergebnis und den tatsächlichen Parameterwerten des realen Resonators. In Abschnitt 5.2.5 ergibt ein Vergleich von den mit einer Vorgängersoftware ermittelten, simulierten Werten und einer eigenen Messung eine Abweichung im zweistelligen Prozentbereich. Unter Einbezug der in Abschnitt 5.4 erörterten systematischen Fehlerquellen bei der Messung dürfte tatsächlich eine Abweichung im einstelligen Prozentbereich anzunehmen sein.

### 7.1.5 Abschätzung der Güte

Die Güte als Maß für die Dämpfung der Schwingung lässt sich ebenfalls in CST Microwave Studio<sup>®</sup> berechnen. Als Eingangsgröße wird die Leitfähigkeit des Materials benötigt. Die vorliegenden Resonatoren zur Strahlagemessung sind aus einer 3D-geschmiedeten Aluminium-Legierung<sup>39</sup> hergestellt, deren Leitfähigkeit vom Hersteller mit  $16$  bis  $19 \text{ M}\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$  angegeben wird.

<sup>39</sup>Als Material wurde AlMg 4,5 Mn gewählt, welches als naturharte Legierung eine hohe strukturelle Langzeitstabilität aufweist. Durch den Vorgang des 3D-Schmiedens werden beim Guß der Legierung entstandene Einschlüsse im Material herausgearbeitet, welche sonst als sogenannte virtuelle Lecks über Jahre das Vakuum im Resonator verschlechtern könnten.



**Abbildung 7.4:** Mittels Simulation in CST Microwave Studio<sup>®</sup> gewonnene Werte der Shuntimpedanz des  $x$ -Resonators nach Linac-Konvention für Teilchenbahnpositionen mit  $y = 0$ . Die Abbildung zeigt die entsprechende Gitternetzlinie aus Abbildung 7.3 in höherer Ortsauflösung. An die Datenpunkte der im Bereich von 0 bis 5 mm gelegenen typischen Strahlablagen wurde eine Parabel angepasst.

Anhand der Simulation erhält man als Abschätzung für die im Idealfall in etwa zu erwartende unbelastete Güte einen Wertebereich von etwa 10 800 bis 11 800.

### 7.1.6 Konzeption der Kopplung

Ein Messsignal wird dadurch gewonnen, dass den Feldern im Resonatorinnenraum Energie entzogen wird. Es bietet sich bei dem vorliegenden Resonator-konzept an, eine Stabantenne parallel zu den elektrischen Feldlinien anzubringen. Sie stellt anschaulich die Verlängerung des Innenleiters einer zum Signaltransport angeschlossenen Koaxialleitung dar und sollte am Ort eines der in Abbildung 7.1(a) dargestellten Feldmaxima positioniert werden. Dessen Abstand zur Symmetrieachse lässt sich mittels des Maximums der Besselfunktion  $J_1(r)$  aus der analytischen Lösung (7.1) für die longitudinale, elektrische Feldkomponente  $E_z$  bestimmen.

## 7.2 Zusammenbau der Lageresonatoren

Die gemäß den Konstruktionszeichnungen hergestellten Resonator-Einzelteile wurden zunächst im Labor zusammengesetzt und ersten Messungen unterzogen. Im Folgenden soll kurz auf die dabei aufgetretenen Besonderheiten eingegangen werden.

### 7.2.1 Fertigung der Koppelvorrichtung

Wie in Abschnitt 7.1.3 dargestellt, ist für die Auskopplung der Messsignale aus den beiden Lageresonatoren jeweils im Deckel eine Öffnung vorgesehen, in der die Durchführung für die Hochfrequenzsignale samt aufgelöteter Koppelantenne festgeschraubt werden kann. Es handelt sich



**Abbildung 7.5:** Koppelantenne für einen der Lageresonatoren, welche durch Lötten an einer luftdichten SMA-Durchführung befestigt wurde. Das Bild wurde vor der Kürzung auf die zum Erreichen des gewünschten Koppelfaktors erforderliche Länge aufgenommen.

bei der gewählten vakuumdichten Durchführung<sup>40</sup> um eine SMA-Buchse, welche auf einer quadratischen Flansch-Grundfläche mit einer resonatorseitigen Nut für einen Dichtungsring gelegen ist. Der Innenleiter wird isoliert vom Gehäuse in einer Glasperle zentriert. Auf den flanschseitig herausragenden Pin wird eine vergoldete Antenne von 25 mm Länge gelötet. Dabei konnte auf die seitens des Instituts für Kernphysik der Universität Mainz gewonnene Erfahrung zurückgegriffen werden. Mit einer dort für diesen Zweck gefertigten Halterung wird die korrekte Ausrichtung der Antenne sichergestellt und mit einem geschlitzten Blech als thermischer Schild zwischen Glasperle und Antenne können Temperaturspannungen beim Lötten vermieden werden.

Die Antenne ist von einem Ende an bis zu einer nach wenigen Millimetern folgenden verjüngten Stelle innen hohl, der Mantel ist dort an zwei gegenüberliegenden Stellen eingeschlitzt. Beim Anbringen wird das hohle Ende zunächst mit Lötzinn gefüllt und dann von oben mit Druck auf den Pin der Durchführung gesetzt. Wird das Lötzinn ausreichend erhitzt, so rutscht die Antenne bis zum schützenden Blech nach unten. Bei allen Lötvorgängen wird überstehendes Lot abgefeilt, zum Abschluss wird die Durchführung samt Antenne noch einer Ultraschall-Reinigung unterzogen. In Abbildung 7.5 ist eine der Durchführungen inklusive aufgelöteter Koppelantenne zu sehen.

Befestigt wird die Durchführung mit vier Schrauben im Resonator-Deckel, die Antenne bildet mit dem Loch im Deckel ein Stück Koaxialleitung, welches wegen der entsprechend gewählten Maße einen Wellenwiderstand von  $50\ \Omega$  aufweist. Über die Länge der Antenne wird dann die Festigkeit der Kopplung an die Resonatorfelder festgelegt. Die Grobannäherung an den gewünschten Wert für den Koppelfaktor  $\kappa$  wird über eine entsprechende Kürzung per Seitenschneider vorgenommen. Vor der jeweiligen Messung mit einem Netzwerkanalysator wird die dabei entstandene scharfkantige Spitze per Feile abgerundet. Die Feinabstimmung erfolgt dann durch weiteres sukzessives Abfeilen der Antennenspitze. Ziel ist dabei die kritische Kopplung mit einem Koppelfaktor  $\kappa = 1$ , um die Signalleistung zu maximieren.

Von der ursprünglichen Länge von 25 mm wurde die Antenne für den  $x$ -Resonator auf 14,0 mm gekürzt, für den  $y$ -Resonator ergab sich als endgültiges Maß 14,2 mm. Dabei wurde von einer überkritischen Kopplung ausgehend der Reflexionsfaktor in vektorieller Auftragung beobachtet und sukzessive minimiert, vergleiche Abschnitt 4.6. Beim  $x$ -Resonator konnte er auf  $\rho = -0,06 \pm$

<sup>40</sup>Firma HUBER+SUHNER, Produktbezeichnung 23\_SMA-50-0-6/111\_N.

0,02 reduziert werden, beim  $y$ -Resonator ergab sich  $\rho = -0,03 \pm 0,02$  als endgültiger Wert. In beiden Fällen ergab die Kontrolle der Phasenbeziehung, dass mit der letzten Kürzung der Antenne der Wert für die kritische Kopplung leicht überschritten und damit der unterkritische Bereich erreicht wurde. Die zugehörigen Koppelfaktoren ergeben sich zu  $\kappa = 0,89 \pm 0,04$  beziehungsweise  $\kappa = 0,94 \pm 0,04$ .

### 7.2.2 Überprüfung der Güte

Beim endgültigen Zusammenbau der Resonatoren werden jeweils zwischen Deckel und Resonator-Körper HELICOFLEX<sup>®</sup>-Kupferdichtungen eingesetzt, welche sich unter Druck verformen und deshalb nur einmal einsetzbar sind. Außerdem wird der Resonator-Deckel selbst mit Druck auf eine um ein hundertstel Millimeter überstehende Kontaktfläche<sup>41</sup> gepresst. Aus diesen Gründen wurde für die ersten Kontrollmessungen ein provisorischer Zusammenbau vorgenommen.

Im Außenbereich um die Kontaktfläche wurde der Deckel mittels dreier Stücke Kapton<sup>®</sup>-Folie gestützt. Es wurde zunächst nur die Hälfte der Deckelschrauben eingesetzt und diese nur behutsam angezogen. Mit einer Probeantenne und einem skalaren Netzwerkanalysator wurde die Resonator-Güte überprüft, es ergab sich anstatt der erwarteten Werte um etwa 11 300 für  $Q_0$  ein Wert um 3 500.

Nach weglassen der Kapton<sup>®</sup>-Folie und etwas festerem Anziehen der Schrauben verschlechterte sich der Wert für die Güte, was den Verdacht mangelnden elektrischen Kontakts zwischen Deckel und Resonator-Mantel erhärtete. Eine entsprechende Überprüfung ergab beim Deckel für den  $y$ -Resonator relative Höhenschwankungen in der Deckelinnenfläche von 0,08 mm, für die Herstellung war eine Toleranz von 0,03 mm vorgegeben.

Da der Deckel während des Bearbeitungsprozesses beim Hersteller anscheinend mit zu hohem Druck in der hydraulischen Halterung der Drehbank eingespannt worden war, was beim Entspannen zu der gemessenen Restwelligkeit führte, wurden die Deckelinnenflächen beider Resonatoren erneut bei moderatem Spanndruck abgedreht. Nach Sichtkontrolle der Kontaktflächen für die Antennenflansche wurden diese wegen augenscheinlich vorhandener Oberflächenstrukturen ebenfalls überarbeitet.

Die nach der Bearbeitung erfolgte Gütebestimmung an den provisorisch zusammengesetzten Resonatoren ergab dann, in grobem Einklang mit der Simulation, für den  $x$ -Resonator eine Güte von  $Q_0 = 10.900 \pm 500$ , für den  $y$ -Resonator eine Güte von  $Q_0 = 11.700 \pm 500$ . Die endgültigen, an den fest montierten Lagerresonatoren gemessenen Werte finden sich in Abschnitt 7.3.

### 7.2.3 Abstimmung der Resonatoren

In den Konstruktionszeichnungen in Abschnitt 7.1.3 sind die Vorrichtungen zur Frequenzabstimmung der Resonatoren erkennbar. Die Abstimmstempel können jeweils zwischen zwei Endpositionen in einem Bereich von 15 mm verstellt werden, in der oberen Endstellung ist die Stempelendfläche um etwa 3,4 mm gegenüber dem Resonator-Mantel versenkt.

Nach der Nachbearbeitung weist der  $y$ -Resonator im nicht evakuierten Zustand und bei Zimmertemperatur sowie maximal herausgefahrenem Stempel für die  $TM_{110}$ -Mode eine Resonanzfrequenz von 1,497 320 GHz auf. Fährt man den Stempel bis zur Endstellung in den Hohlraum hinein, so misst man eine Resonanzfrequenz von 1,498 730 GHz. Das ergibt für den Abstimmstempel einen Frequenzhub von etwa 1,4 MHz.

Wie bei Vergleich mit den Messwerten eines auf eine Auflösung im Sub-Kilohertz-Bereich ausgelegten Frequenzzählers festgestellt werden konnte, sind die mit einem Netzwerkanalysator

<sup>41</sup>Der in Abbildung A.1 erkennbare ringförmige Bereich zwischen der Nut für die Vakuumdichtung und dem Resonator-Innerraum steht um ein Hundertstel Millimeter vor.

durchgeführten Bestimmungen der Resonanzfrequenz mit einem systematischen Fehler von etwa +10 kHz behaftet. Die statistische Ungenauigkeit bei der Bestimmung des Minimums der Resonanzkurve beträgt etwa 1 kHz.

Der Sollwert für die Resonanzfrequenz der Resonatoren ist durch die dritte Harmonische der am Hauptgenerator der Anlage eingestellten Beschleuniger-Hochfrequenz gegeben. Für die typische Einstellung von 499,67 MHz errechnet sie sich zu 1,499 010 GHz. Gemäß (4.2) ist die Resonanzfrequenz eines luftgefüllten Resonators gegenüber dem Wert im evakuierten Zustand um die Wurzel aus der relativen Dielektrizitätszahl  $\varepsilon_r$  von Luft untersetzt. Der unter Verwendung von  $\varepsilon_r = 1,000\,576$  ermittelte Zielwert für eine vorläufige Abstimmung im Labor beläuft sich auf etwa  $\nu_0 = 1,498\,580$  GHz, die gewünschte Resonanzfrequenz liegt also im Stellbereich des Abstimmstempels. Im eingebauten Zustand wird der Resonator wegen der um  $\Delta T$  unterhalb der Raumtemperatur liegenden Temperatur des Kühlwassers kontrahiert, die damit verbundene Frequenzerhöhung

$$\Delta\nu = -\alpha \nu_0 \Delta T \quad (7.2)$$

lässt sich auf etwa 35 kHz pro Grad Celsius abschätzen, wenn man den Wert des Ausdehnungskoeffizienten für reines Aluminium von  $\alpha = 23,8 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  für eine Abschätzung zu Grunde legt [Pus05]. Bei einer Kühlwassertemperatur von etwa 20 °C gegenüber 24 °C in der Laborumgebung muss die Zielfrequenz also um weitere 140 kHz auf  $\nu_0 = 1,498\,440$  GHz nach unten korrigiert werden.

### 7.3 Einbau der Resonatoren in die Experimentestrahlführung

In der externen Strahlführung des Crystal Barrel-Experiments wurde als Einbauort für die Resonatoren zur Strahllagemessung die Strecke zwischen dem letzten Quadrupol und dem Radiator-Behältnis ausgewählt. Die Position ist in der schematischen Übersicht aus Abbildung 1.3 kenntlich gemacht. Der Resonatorenverbund wurde mit einer Genauigkeit von etwa zwei zehntel Millimeter auf die Mitte des benachbarten Quadrupols ausgerichtet und über eine vierarmige Haltekonstruktion fest mit diesem verschraubt. Die Wasserkühlung erfolgt über den Kreislauf des Experimente-Niederdrucks. In Abbildung 7.6 ist eine Aufnahme des Systems zu sehen. Die über den jeweiligen Auskoppelvorrückungen der Resonatoren verschraubten länglichen Gehäuse beherbergen Hochfrequenzkomponenten zur Vorverarbeitung der Signale. Auf diese wird im folgenden Kapitel im Rahmen der Erläuterungen zum Auslesekonzept näher eingegangen.

Am in der evakuierten Strahlführung installierten und über die Wasserkühlung temperaturstabilisierten Resonator wurden mittels eines vektoriiellen Netzwerkanalysators die zentralen Kenngrößen bestimmt. In Einklang mit der erwarteten Frequenzverschiebung gegenüber den Laborbedingungen um etwa 570 kHz wurde eine Frequenzdifferenz zum Laborwert von 568 kHz gemessen. Die Resonanzfrequenz beider Resonatoren wurde über die Abstimmstempel auf einen am Netzwerkanalysator abgelesenen Wert von  $\nu_0 = 1,499\,010$  GHz eingestellt. Dieser dürfte vom tatsächlichen Wert um nicht mehr als etwa 10 kHz abweichen. An den eingebauten Resonatoren wurde jeweils auch die Güte erneut gemessen. In Tabelle 7.1 sind die neuen Messwerte zusammen mit den wichtigsten Kenngrößen der Resonatoren zur Strahllagemessung noch einmal zusammengefasst.

Für eine Abschätzung der Signalstabilität gegenüber temperaturbedingten Verstimmungen der Resonatoren wurde eine im Rahmen der Regelung der Kühlwassertemperatur maximal auftretende Abweichung um ein halbes Grad Celsius angenommen. Diese führt nach den oben erwähnten Überlegungen um eine Verstimmung der Resonanzfrequenz um etwa 18 kHz. Die korrespondierenden Leistungseinbußen beim Nutzsignal lassen sich mit (4.10) abschätzen, bei kritischer Kopplung ergeben sie sich zu etwa 5 % [Pus05]. Im Regelbetrieb sollten sich die Temperaturabweichungen aber auf ein Viertel Grad beschränken. Nichtsdestotrotz könnte über eine Tempera-



**Abbildung 7.6:** Der Resonatorenverbund zur Strallagemessung an seinem Einbauort in der Strahlführung des Crystal-Barrel-Experiments. Seine Position wird über die am nahegelegenen Quadrupolmagneten montierte Haltevorrichtung fixiert. Im linken und unteren Bild Drittel sind die länglichen Module zur Vorverarbeitung der Resonatorsignale erkennbar.

Größe	Zeichen	$x$ -Resonator	$y$ -Resonator	Fehler	Einheit
		Messwert	Messwert		
Resonanzfrequenz	$\nu_0$	1,499 010	1,499 010	0,000 010	Ghz
Koppelfaktor	$\kappa$	0,89	0,94	0,04	
Lastgüte	$Q_L$	5 870	6 110	200	
Leerlaufgüte	$Q_0$	11 090	11 860	500	
Shuntimpedanz/ $ \Delta u ^2$	$R_s/ \Delta u ^2$	411,0	411,0	0,2	$\Omega/\text{mm}^2$

**Tabelle 7.1:** Zusammenfassung der Kenndaten der beiden Resonatoren zur Strallagemessung, ermittelt im eingebauten Zustand nach der Frequenzabstimmung per Netzwerkanalysator. Die Angabe für die Shuntimpedanz beruht auf der Computersimulation.

turmessung am Resonator die Frequenzverschiebung auch im laufenden Betrieb berechnet und bei der Signalskalierung berücksichtigt werden.

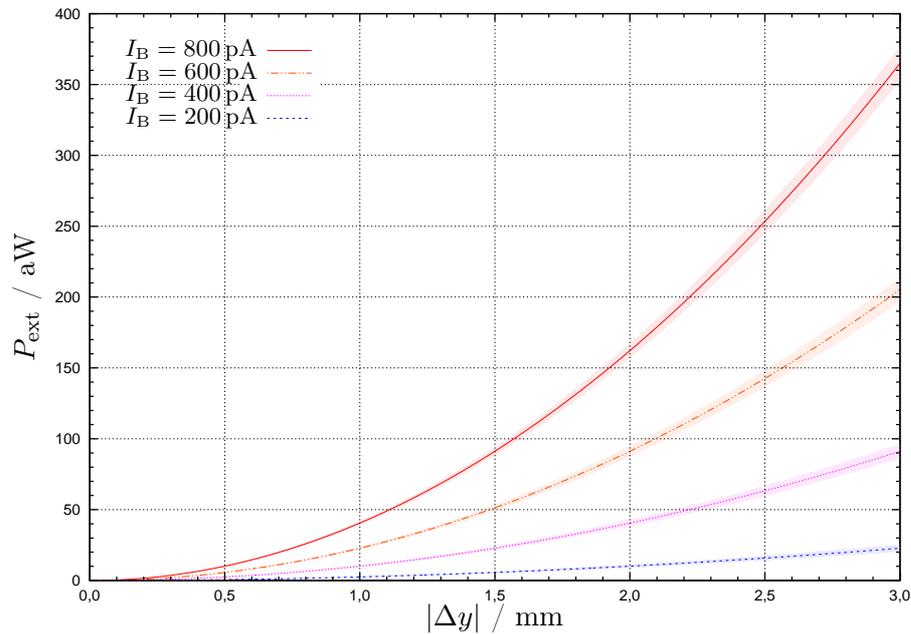


## 8 Elektronik zur Auslese der Lageresonatoren

Die aus den Resonatoren zur Strahlungsmessung ausgekoppelten Signale müssen verstärkt und weiterverarbeitet werden, um einer Messung zugeführt werden zu können. Die zu diesem Zweck verwendeten Hochfrequenz-Komponenten wurden zu einem Großteil im Rahmen einer früheren Arbeit zusammengestellt [Pus05]. Ausgehend von einem provisorischen Aufbau wurde dann im Rahmen der vorliegenden Arbeit die Schaltung weiter untersucht und ergänzt.

### 8.1 Erwartete Signalleistung

Gemäß des in Gleichung (4.10) angegebenen Zusammenhangs lässt sich die an der Auskopplung eines Diagnoseresonators zu erwartende Signalleistung  $P_{\text{ext}}$  berechnen. In Abbildung 8.1 ist sie am Beispiel des für Messungen in vertikaler Richtung eingerichteten Resonators aufgetragen. Die Darstellung beschränkt sich auf gängige Strahlablagen  $|\Delta y| < 3\text{ mm}$  und beruht auf vier für den Regelbetrieb repräsentativen Werten des Strahlstroms  $I_B$  im Bereich von 200 bis 800 pA. Auf Grund der leicht abweichenden Kenngrößen fällt die Signalleistung bei dem in horizontaler Richtung empfindlichen Resonator um etwa 5% größer aus. Grundlage für die Berechnungen sind die Kenngrößen aus Tabelle 7.1 und ein für die mittlere Strahlenergie von 2,35 GeV bei den üblichen Einstellungen des Hochfrequenzsystems ermittelter Bunchfaktor von  $B = 0,808$ . Die Unsicherheit in der Leistung wurde an Hand der Fehlerangaben in den Tabellen 3.1 sowie 7.1 abgeschätzt und ist durch farbliche Hinterlegung kenntlich gemacht.



**Abbildung 8.1:** Die bei typischen Beschleunigereinstellungen für eine Strahlenergie von 2,35 GeV an der Resonatorauskopplung zu erwartende Signalleistung  $P_{\text{ext}}$ . Sie ist bei vier typischen Strahlströmen  $I_B$  für den Bereich gängiger Ablagen  $|\Delta y|$  aufgetragen. Durch farbliche Hinterlegung ist die Unsicherheit kenntlich gemacht.

## 8.2 Detektionskonzept

Das Konzept für die Demodulation der aus den Resonator-Feldern gewonnenen Hochfrequenz-Signale soll hier kurz zusammenfassend erläutert werden. Den Rahmen bei der Planung setzt der im vorangegangenen Abschnitt abgeschätzte Pegel der an der Resonator-Auskopplung zu erwartenden Messsignale. Für immer kleinere Ablagen tendiert der Signalpegel gegen Null, weswegen eine möglichst rauscharme und schmalbandige Verstärkung erstrebenswert ist.

Eine Abschätzung für den zu erwartenden Rauschpegel lässt sich über

$$P_{\text{noise}} = 4 k_{\text{B}} T \cdot \Delta f \quad (8.1)$$

gewinnen [HM92a]. Entscheidende Größe ist dabei die Bandbreite  $\Delta f$  des Detektors. Mit der Boltzmann-Konstanten von  $k_{\text{B}} = 1,381 \cdot 10^{-23}$  J/K und einer mit 300 K angenommenen Raumtemperatur  $T$  ergibt sich der folgende Zusammenhang:

$$P_{\text{noise}} = 1,7 \cdot 10^{-20} \text{ W/Hz} \cdot \Delta f \quad (8.2)$$

Die Detektion der hochfrequenten Resonator-Signale hat nach Möglichkeit so schmalbandig zu erfolgen, dass das zugehörige Diagnosesignal bei den oben genannten typischen Werten für die Strahlparameter diesen Rauschpegel übertrifft.

In diesem Zusammenhang bietet sich das Konzept der *phasensensitiven Gleichrichtung* an. Man macht sich dabei die Tatsache zu Nutze, dass die Frequenz des erwarteten Messsignals sehr genau bekannt ist, sie liegt bei der dritten Harmonischen der Beschleuniger-Grundfrequenz. Ein spektral weitestgehend reines und mit Leistungen im Milliwatt-Bereich ausreichend starkes Signal kann als Referenz am Master-Generator der Beschleunigeranlage abgegriffen werden.

In einem sogenannten Lock-In-Verstärker wird ein davon abgeleitetes Referenzsignal

$$U_{\text{ref}}(t) = U_{\text{ref}}^0 \cdot \sin(\omega_{\text{ref}} t) \quad (8.3)$$

in einem *phasensensitiven Detektor* mit dem ursprünglich aus dem Resonator stammenden Messsignal multipliziert. Letzteres besteht aus einer Superposition vieler Einzelkomponenten der Form

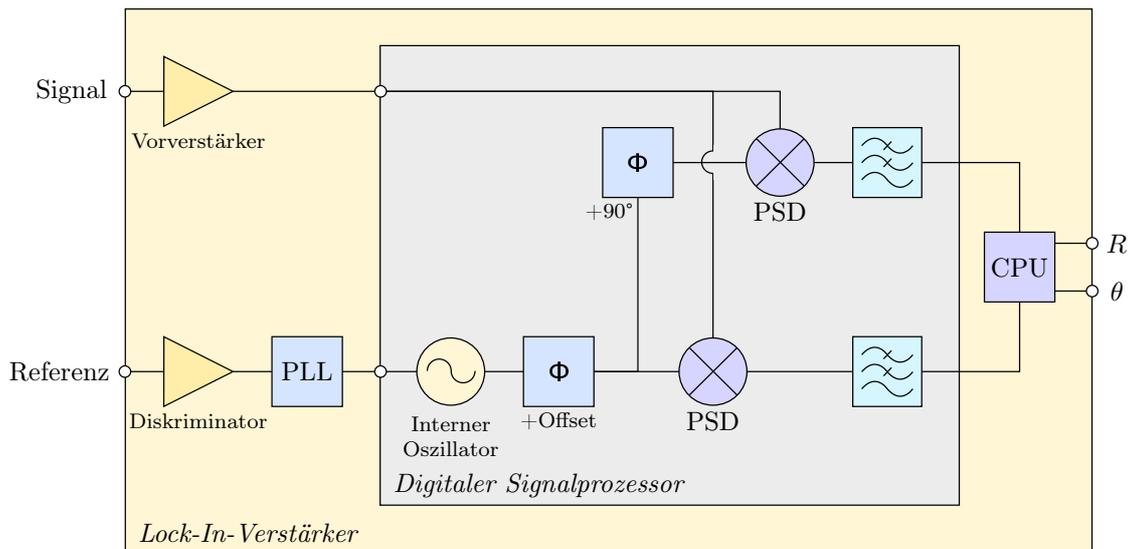
$$U_{\text{sig}}(t) = U_{\text{sig}}^0 \cdot \sin(\omega_{\text{sig}} t + \theta_{\text{sig}}) \quad (8.4)$$

darunter die gesuchte Komponente mit der bekannten Frequenz sowie die vielen im Rauschen enthaltenen oder durch Störeinstrahlung entstandenen Frequenzanteile. Dem Produkt der beiden harmonischen Funktionen aus (8.3) und (8.4) kann man unter anderem einen Summanden entnehmen, der proportional zum Kosinus der Differenzfrequenz beider Faktoren ist:

$$U_{\text{out}} = \frac{1}{2} U_{\text{ref}}^0 U_{\text{sig}}^0 \cdot \cos((\omega_{\text{ref}} - \omega_{\text{sig}})t - \theta_{\text{sig}}) + \dots \quad (8.5)$$

Je näher also die Frequenz einer Signalkomponente des Messsignals der Referenzfrequenz ist, desto langsamer oszilliert der jeweilige Kosinus-Term in (8.5). Im idealisierten Fall streng monofrequenter Eingangssignale entfielen für die gesuchte Messspannung die Zeitabhängigkeit ganz, es bliebe ein von der Phasendifferenz zwischen Mess- und Referenzsignal abhängiger, konstanter Zahlenfaktor.

Das Produkt aus Referenz- und Messsignal enthält also eine Summe über Terme der Gestalt (8.5). Um daraus den Gleichspannungsanteil und damit das gesuchte Diagnosesignal extrahieren zu können, werden die auf das thermische Rauschen oder etwaige Störeinflüsse zurückgehenden, oszillierenden Frequenzanteile über ein einstellbares Tiefpassfilter gedämpft. Dabei muss ein Kompromiss gefunden werden zwischen der Bandbreite des Messsystems, welche maßgeblich



**Abbildung 8.2:** Das vereinfachte Blockschaltbild der verwendeten digitalen Lock-In-Verstärker [Sta04]. Das Ausgangssignal der mit PSD abgekürzten phasensensitiven Detektoren wird über verstellbare Tiefpassfilter geglättet und dann in Signalamplitude  $R$  und relative Phase  $\theta$  umgerechnet.

für das Signal- zu Rausch-Verhältnis ist, und seiner Reaktivität. Eine größere Zeitkonstante<sup>42</sup> der Tiefpassfilter bedingt eine geringere Restwelligkeit des Signals. Damit beeinflussen gemäß (8.5) nur noch Signalkomponenten mit Frequenzen  $\omega_{\text{sig}}$  in einem noch geringeren Abstand zur Referenzfrequenz  $\omega_{\text{ref}}$  maßgeblich die Ausgangsspannung  $U_{\text{out}}$ . Die Bandbreite des Systems ist effektiv kleiner geworden. Da allerdings nach wie vor die gleiche Anzahl von Zeitkonstanten<sup>43</sup> verstreichen müssen, bevor sich Änderungen am Eingangspegel vollständig im Messwert widerspiegeln, reagiert es träger.

Um aus dem Signalanteil der Form (8.5) die Amplitude der Eingangsspannung  $U_{\text{sig}}^0$  rekonstruieren zu können, muss der über die Winkelfunktion gegebene Zahlenfaktor bekannt sein. Die im Argument enthaltene Phasendifferenz  $\theta_{\text{sig}}$  zwischen Mess- und Referenzsignal kann direkt von den im Rahmen des vorgestellten Messsystems verwendeten Lock-In-Verstärkern<sup>44</sup> berechnet werden, da diese seitens des Herstellers in zweikanaliger Ausführung konzipiert wurden. Im für die Multiplikation verwendeten digitalen Signalprozessor wird eine um  $90^\circ$  in der Phase verschobene Kopie des von außen in seiner Frequenz vorgegebenen Referenzsignals der Form (8.3) generiert. Dieses wird ebenfalls mit dem Messsignal multipliziert, was zu einem zweiten Ergebnisterm der Gestalt (8.5) führt. Das Argument der Kosinus-Funktion enthält in diesem Fall allerdings die genannte Phasenverschiebung um  $90^\circ$ . Man kann die Winkelfunktion demnach gleichwertig über den Sinus des nicht phasenverschobenen Arguments ausdrücken. Betrachtet man das Eingangssignal des Verstärkers als komplexen Spannungszeiger, so lassen sich aus den genannten Ergebnissen beide Projektionen auf die Koordinatenachsen der komplexen Ebene berechnen. Im Lock-In-Verstärker werden diese in Signalamplitude und auf das Referenzsignal bezogenen Phasenwinkel umgerechnet.

<sup>42</sup>Sie ist definiert als der Kehrwert derjenigen Kreisfrequenz, ab der das Eingangssignal um  $-3\text{ dB}$  gedämpft wird.

<sup>43</sup>Bei den verwendeten Lock-In-Verstärkern können ein bis vier Filterstufen kaskadiert werden. Je nach Wahl dauert es fünf, sieben, neun oder zehn Zeitkonstanten, bis der angezeigte Messwert die Amplitude des Eingangssignals zu 99% wiedergibt [Sta04].

<sup>44</sup>SR830 Lock-In Amplifier, Firma Stanford Research Systems, Inc.

In Abbildung 8.2 ist eine vereinfachte Version des vom Hersteller der verwendeten digitalen Lock-In-Verstärker angegebenen Blockschaltbildes zu sehen. Die über den digitalen Signalprozessor umgesetzten Funktionseinheiten wurden in der Abbildung durch einen farblich hinterlegten Rahmen zusammengefasst. Gemäß der am Gerät gewählten Eingangsempfindlichkeit wird der analoge Vorverstärker für das Messsignal automatisch auf den geeigneten Zugewinn an Leistung eingestellt. Das von außen vorgegebene Referenzsignal muss eine Maximalamplitude von mindestens 200 mV aufweisen, damit der Diskriminator anspricht. Über eine Phasenregelschleife wird der interne Oszillator anhand der positiven Nulldurchgänge des Referenzsignals mit dessen Frequenz synchronisiert [Sta04]. Vor der Weiterverarbeitung der Referenzschwingung in den beiden phasensensitiven Detektoren ist noch die Addition eines Phasenoffsets möglich. Dies entspricht dem Hinzufügen eines zusätzlichen Summanden zum Argument der Winkelfunktion aus Gleichung (8.5).

### 8.3 Charakteristika der Schaltung zur Signalverarbeitung

Bei der Umsetzung des oben beschriebenen Konzeptes galt es einige Einschränkungen und Besonderheiten zu berücksichtigen, hier eine Zusammenfassung [Pus05]:

**Referenz-Signal:** Da als Resonanzfrequenz die dritte Harmonische der Beschleuniger-Hochfrequenz gewählt wurde, muss das für die phasensensitive Gleichrichtung benötigte Referenzsignal mittels einer aktiven Komponente in seiner Frequenz verdreifacht werden.

**Arbeitsbereich Lock-In:** Die für den vorliegenden Einsatzzweck in Frage kommenden Lock-In-Verstärker akzeptieren keine Signale mit Frequenzen jenseits von 102 kHz, weswegen Referenz- und Nutzsignal über den Einsatz von Mischern<sup>45</sup> jeweils in ihrer Frequenz um etwa vier Größenordnungen herabgesetzt werden müssen. Um die später zur Bestimmung des Vorzeichens der Strahlposition wichtige Phasenbeziehung zu erhalten, ist die Verwendung desselben lokalen Oszillators für beide Mischvorgänge erforderlich.

**Isolation:** Die Verknüpfung von Referenz- und Nutzsignalzweig über die Beschaltung zur Frequenzmischung birgt das Risiko, dass das Referenzsignal anteilig in den Signalzweig überspricht und damit ein ständig anliegendes Nutzsignal simuliert. Besondere Sorgfalt musste deshalb der gegenseitigen Isolation der beiden Schaltungsteile gewidmet werden, dies geschah durch den Einbau von vier Zirkulatoren<sup>46</sup>. Gemäß Datenblatt weisen diese jeweils mindestens 23 dB Dämpfung zwischen zwei Ports entgegen der Signalrichtung auf, der dritte Port wurde jeweils mit einem 50  $\Omega$ -Widerstand abgeschlossen.

**Verstärkung:** Um die Resonator-Signale bei möglichst kleinen Strahlablagen detektieren zu können, wurden Hochfrequenzverstärker mit einer kleinen Rauschzahl<sup>47</sup> von etwa 0,3 und einem Verstärkungsfaktor von etwa 60 dB ausgewählt<sup>48</sup>.

Weiterhin kommt zum Schutz des lokalen Oszillators vor rücklaufenden Signalen ein Zirkulator zum Einsatz. Außerdem wurde je nach absehbarer Notwendigkeit zum Teil vor und nach aktiven Komponenten eine Filterung der Signale per Bandpass vorgesehen, um störende Frequenzkomponenten zu dämpfen. Die verschiedenen Frequenzkomponenten enthaltenden Ausgangssigna-

<sup>45</sup>Am Ausgang eines Mischers liegt ein Signal mit einer zum Eingangssignal proportionalen Amplitude an. Es enthält insbesondere eine Frequenzkomponente mit der Differenzfrequenz zwischen Eingangssignal und einem bereitzustellenden Oszillator-Signal [HM92a].

<sup>46</sup>Die an den drei Eingangsports eintreffenden Signale werden jeweils nur an den zu einer Seite benachbarten Port weitergereicht [HM92b].

<sup>47</sup>Definiert als das Verhältnis der Signal-Rausch-Abstände an Eingang und Ausgang [HM92a].

<sup>48</sup>AMF-4F-01100180-04-13P, Firma MITEQ, Inc.

le der mit den Resonatorsignalen angesteuerten Mischer<sup>49</sup> wurden im ersten Schaltungsentwurf ungefiltert auf die Messsignaleingänge der verwendeten Lock-In-Verstärker gegeben. Letztere liegen in einer digitalen Ausführung vor, weswegen die im Rahmen der phasensensitiven Gleichrichtung erfolgende Multiplikation des Referenzsignals mit dem Messsignal durch einen digitalen Signalprozessor bewerkstelligt wird.

Das am Eingang der Verstärker anliegende Signal wird dabei mit einer Erfassungsrate von 256 kHz digitalisiert. Gemäß des *Abtast-Theorems*<sup>50</sup> können damit Frequenzkomponenten bis 128 kHz korrekt erfasst werden. Höhere Frequenzkomponenten würden fehlerhaft diesem Bereich des Spektrums zugeordnet, was durch den Einsatz eines auch als *Anti-Aliasing-Filter* bezeichneten Tiefpassfilters vermieden werden kann [KK09]. Da die unter Kopplung an das entsprechende analoge Signal digital synthetisierte Referenzschwingung<sup>51</sup> eine Frequenz von maximal 102 kHz aufweist, reicht eine Filterung aller Frequenzkomponenten oberhalb von 154 kHz aus. Das für diesen Zweck vor den Analog-Digital-Wandler geschaltete Tiefpassfilter weist eine obere Grenzfrequenz von 102 kHz für das Passband auf, so dass die Nutzsignale kaum beeinflusst werden. Ab einer Frequenz von 154 kHz erfolgt eine Dämpfung um mindestens 100 dB [Sta04]. Auf eine zusätzliche Tiefpassfilterung wurde deshalb zunächst verzichtet.

Die nach den bisher genannten Gesichtspunkten zusammengestellte Schaltung ist in Abbildung 8.3 zu sehen, weitere Details zur Funktionsweise der verwendeten Hochfrequenz-Komponenten finden sich in der entsprechenden Literatur [HM92b]. Ergänzende Informationen zum Aufbau und den Eigenschaften der verwendeten Lock-In-Verstärker können dem frei zugänglichen Betriebshandbuch entnommen werden [Sta04].

## 8.4 Erfahrungen mit verschiedenen Schaltungsversionen

In der ersten Schaltungsversion wurden sämtliche Hochfrequenz-Bauteile, die zur Signalverarbeitung zwischen Resonator beziehungsweise Hochfrequenzgenerator und Lock-In-Verstärker geschaltet werden, in einem gemeinsamen 19"-Rack-Einschubgehäuse<sup>52</sup> mit drei HE<sup>53</sup> untergebracht. Die Spannungsversorgung von +15 V erfolgt in diesem Konzept über ein Schaltfrequenz-Netzteil<sup>54</sup> kleiner Restwelligkeit, die maximale Spitze-zu-Spitze-Amplitude des bei diesem Grundkonzept unvermeidbaren Schaltfrequenz-Ripples wird vom Hersteller in einem Frequenzbereich zwischen 50 und 190 kHz mit 4 mV angegeben. An diesem ersten Schaltungsaufbau wurden zunächst einige Verbesserungen vorgenommen, die im Folgenden beschrieben werden.

### 8.4.1 Auftrennung der Massen

Im Rahmen einer früheren Arbeit erwies es sich bei ersten Probemessungen, dass am Lock-In-Verstärker auch ohne anliegendes Messsignal ein nennenswerter Signalpegel gemessen wurde [Pus05]. Um Störeinflüsse zu reduzieren, wurde im Rahmen dieser Arbeit als Vorbereitung für die

<sup>49</sup>Der Mischprozess kann anhand der Aussteuerung eines Bauteils mit nichtlinearer Kennlinie durch zwei harmonische Signale veranschaulicht werden. Das Ausgangssignal besteht aus einer Überlagerung von Einzelkomponenten, deren Frequenzen sich aus der Summen- und Differenzbildung der Signalfrequenz mit den Harmonischen des Oszillatorsignals ergeben [HM92a].

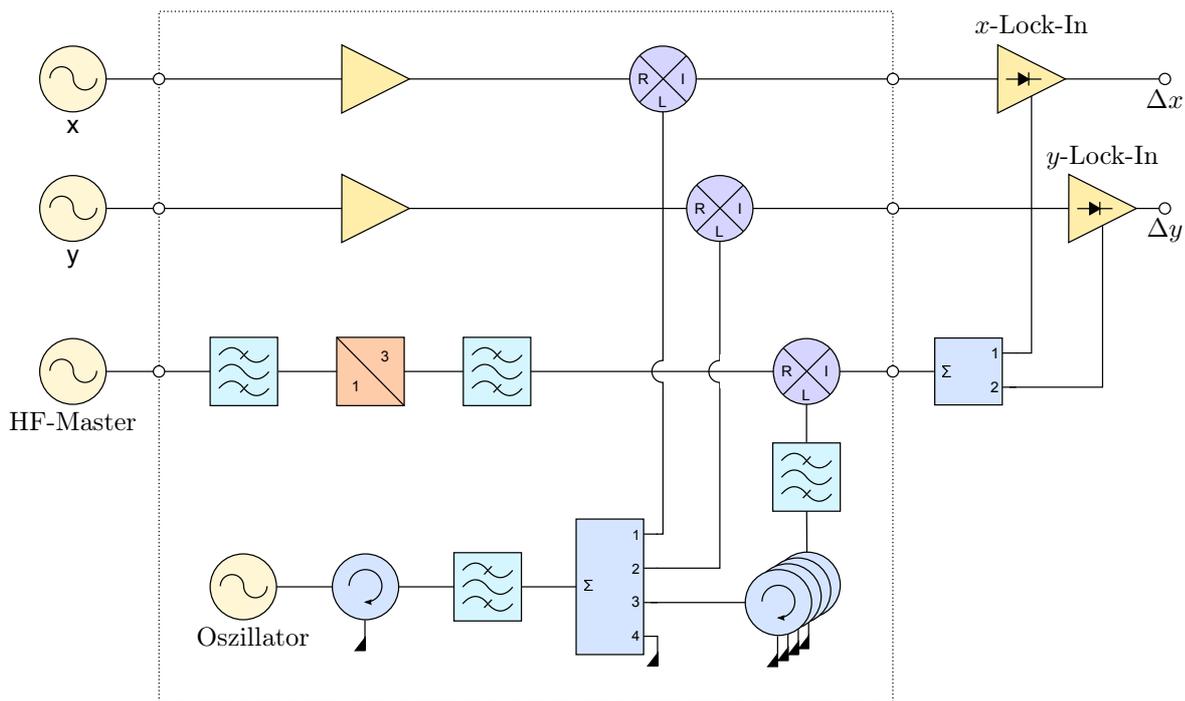
<sup>50</sup>Häufig in Verbindung mit den Namen Nyquist und Shannon genannt.

<sup>51</sup>Die Nulldurchgänge des am Referenzeingang anliegenden harmonischen Signals werden über eine Phasenregelschleife zur Synchronisation des über den digitalen Signalprozessor realisierten internen Oszillators herangezogen. Die Referenzschwingung wird mit einer Auflösung von 20 Bit berechnet, was zu einer Unterdrückung der harmonischen Anteile um -120 dB führt [Sta04].

<sup>52</sup>Hochfrequenzdichte Ausführung, Firma Schroff.

<sup>53</sup>Eine **H**öhen-**E**inheit entspricht 1,75 Zoll.

<sup>54</sup>Low Emission AC/DC-Wandler Modul MAAK 15.1,6, Firma Kniel System-Electronic GmbH.



**Abbildung 8.3:** Der erste Schaltungsentwurf für die Detektion der Signale aus den Lagerresonatoren, der gestrichelte Rahmen umschließt die Baugruppen im hochfrequenzdichten 19"-Einschubgehäuse.

folgenden Tests zunächst eine Auftrennung der Massen vorgenommen. Dies betraf die folgenden Verbindungen:

**Grundplatte ↔ Gehäuse:** Im hochfrequenzdichten Einschubgehäuse wird die für den Aufbau der Schaltung verwendete Montageplatte an den Seitenwänden festgeschraubt. Zur galvanischen Entkopplung wurden Kapton<sup>®</sup>-Streifen zwischen die im 90°-Winkel von der Bodenplatte abgebogenen Seiten und den Gehäusewänden geschoben.

**Durchführungen ↔ Frontplatte:** Der Mantelkontakt der Adapter für die Durchführung der Hochfrequenzsignale durch die Frontplatte wurde von letzterer abgelöst. Im Falle der N-SMA-Verbindungen<sup>55</sup> geschah dies mittels Kapton<sup>®</sup>-Folie, für die BNC-SMA-Verbindungen lagen passende Plastik-Unterlegscheiben vor.

**Referenz In ↔ Schaltung:** Der im Testaufbau für die Bereitstellung eines Referenzsignals bei der Beschleuniger-Hochfrequenz von 499,67 MHz verwendete Sweep-Generator wurde mittels eines zwischen Anschlusskabel und Durchführung geschraubten Adapters bezüglich der Masse vom Messaufbau getrennt.

**Referenz Out ↔ Lock-In:** Das in der Schaltung in seiner Frequenz heruntergemischte Referenzsignal wird im überarbeiteten Konzept über einen 1:1-Trenntrafo an den Lock-In-Verstärker gegeben. Ein Ferritring wurde dafür mit einer geeigneten Zahl an Windungen eines Kupferdrahts umwickelt. Der Wellenwiderstand wurde für eine in der Mitte des Arbeitsbereichs gelegene Frequenz von 50 kHz auf 50  $\Omega$  abgestimmt.

<sup>55</sup>Details zu den gängigen Stecker-Standards bei koaxialen Hochfrequenz-Verbindungen lassen sich der Literatur entnehmen [HM92b].

**Spannungsquelle  $\leftrightarrow$  Oszillator:** Um das Einbringen externer Massepotentiale über ein Netzgerät zu vermeiden, wurde die Abstimmspannung für den lokalen Oszillator über einen Spannungsteiler an einer 9 V-Blockbatterie abgegriffen.

Nach Durchführung dieser Maßnahmen zeigte sich eine deutliche Verbesserung bei der Amplitude des Nullsignals, allerdings ergab sich eine Asymmetrie bezüglich der beiden eigentlich bis auf etwaige Kabel- und Bauteile-Toleranzen identisch aufgebauten Signalzweige für die Signale des  $x$ - beziehungsweise  $y$ -Resonators. Am Ausgang der für die Verarbeitung der Signale des  $x$ -Resonators zuständigen Baugruppe wurde ein Signal abgegriffen und am Lock-In-Verstärker<sup>56</sup> beobachtet. Es ergab sich mit bis zu 100  $\mu$ V ein deutlich höherer Signalpegel, als ihn das  $y$ -Signal mit bis zu 10  $\mu$ V aufwies. Mit einem Frequenzspektrumanalysator konnte eine Signalkomponente bei der Resonator-Frequenz am Ausgang des Verstärkers im  $x$ -Zweig festgestellt werden. Einziger offenkundiger Unterschied bestand in der räumlichen Nähe zum Signalpfad des Referenzsignals.

Wenn ein Stück Aluminiumfolie in den Raum zwischen den Signalpfaden eingebracht wurde, ohne irgendwelche Schaltungsteile zu berühren, so ergab sich in etwa eine Halbierung des Nullpegels. Ebenso machte es einen Unterschied, ob der Deckel des Einschubgehäuses geschlossen war oder nicht. Da sämtliche Hochfrequenz-Verbindungen in Form von Semi-Rigid-Koaxialleitungen ausgeführt wurden, deren Schirmdämpfung typischerweise mit etwa 120 dB beziffert wird, und da an den Steckern immer noch mit etwa 100 dB Dämpfung gerechnet werden kann, fiel eine etwaige Einstrahlung auf die Verbindungsleitungen als Erklärung heraus.

Auch eine Ausbreitung des am Ausgang des Verdreifachers anliegenden Referenzsignals über die Koaxialleitungen bis hin zum Verarbeitungspfad der Resonator-Signale wird durch die Isolationseigenschaften der einzelnen Hochfrequenzbauteile verhindert. Einen entscheidenden Beitrag leisten die zu diesem Zweck in den Signalweg integrierten vier Zirkulatoren. Mittels eines Generators sowie eines Leistungsmessgeräts konnte anhand von Transmissionsmessungen der Beitrag der Einzelkomponenten zur Gesamtdämpfung ermittelt werden. Im Einzelnen ergeben sich  $-38$  dB Dämpfung durch den Mischer, vier mal  $-23$  dB durch die Zirkulatoren, dann noch einmal  $-22$  dB zwischen den Ausgängen des Leistungsteilers sowie  $-38$  dB durch den Mischer im  $x$ -Signalzweig. Das Ausgangssignal des Verdreifachers von etwa  $+10$  dBm erfährt also auf seinem Weg zum Eingang des Frequenzmischers im  $x$ -Zweig eine Gesamtdämpfung von etwa  $-190$  dB. Damit fällt das Referenzsignal gegenüber den später im Betrieb gemäß den Darlegungen in Abschnitt 8.1 zu erwartenden Messsignalpegeln nicht ins Gewicht. Es lag also der Verdacht nahe, dass die Störsignale über die Gehäusewandungen der HF-Bauteile Einfluss nehmen konnten.

#### 8.4.2 Auslagern der Baugruppen für das Referenzsignal

Da offenkundig ein Teil des Referenzsignals in den Signalzweig des  $x$ -Cavities einstrahlte, wurden in einer ersten Maßnahme die zum Referenz-Signalzweig gehörenden Hochfrequenzbauteile aus dem 19"-Gehäuse ausgelagert und über eine flexible Koaxialleitung mit den verbleibenden Schaltungsbestandteilen verbunden. Herausgenommen wurden alle in Abbildung 8.3 in der direkten Verbindung zwischen dem Eingang für die Beschleuniger-Hochfrequenz bis hin zum Vierfach-Leistungsteiler eingebauten Komponenten. Bei aufgelegtem Gehäusedeckel ergab sich eine im Vergleich zum integrierten Aufbau um eine Größenordnung reduzierte Signalspannung am Lock-In-Verstärker für den  $x$ -Resonator, welche allerdings immer noch etwa das Vierfache der ebenfalls leicht reduzierten Signalamplitude von 3  $\mu$ V am zweiten Verstärker betrug.

<sup>56</sup>Einstellungen: Zeitkonstanten im Sekundenbereich, Flankensteilheit der vier Tiefpassfilter-Stufen auf je 6 dB festgelegt, dynamische Reserve auf *Low Noise* eingestellt.

### 8.4.3 Einführung von Tiefpassfiltern

Das über die Hochfrequenzschaltung aufbereitete Referenzsignal enthält neben der erwünschten Signalkomponente bei einer Frequenz unter 102 kHz auch durch den Mischprozess entstandene Anteile. Außerdem kann das Übersprechen von Signalen bei Frequenzen im Gigahertz-Bereich nicht ausgeschlossen werden. Um zu überprüfen, ob Signalkomponenten mit Frequenzen außerhalb des Arbeitsbereichs der Lock-In-Verstärker deren Signalverarbeitung beeinträchtigen, wurden Tiefpässe probeweise in die Verbindung zwischen Referenzausgang des hochfrequenzdichten Gehäuses und Referenzeingang eines Lock-In-Verstärkers geschaltet.

Sie wiesen bei leicht unterschiedlichen Einzeldämpfungen eine Gesamtdämpfung von etwa  $-173$  dB bei 1,5 GHz auf. Es wurden sukzessive bis zu vier Filter in die Verbindung integriert, bis zum dritten Filter konnte jeweils eine signifikante Verbesserung des Nullpegels beobachtet werden. Die Filterung unerwünschter Frequenzkomponenten trägt zu einer Verminderung des Phasenrauschens des Referenzsignals bei, was den Rauschpegel im Ausgangssignal der Lock-In-Verstärker mindert [Sta04].

Es wurde daher beschlossen, geeignete Tiefpass-Filter vor den Referenzeingang des Lock-In-Verstärkers zu schalten, die mit einer Grenzfrequenz von 100 kHz alle Signale jenseits seiner maximalen Verarbeitungsfrequenz dämpfen. Die Wahl fiel auf Tiefpass-Filter der Firma MITEQ<sup>57</sup>, sie weisen gemäß Hersteller-Datenblatt eine Einfügedämpfung von  $-79$  dB bei 1,5 GHz auf. Die zwei verwendeten Exemplare liegen bezüglich ihrer Gesamtdämpfung demnach nur um etwa 15 dB unter derjenigen der vier in den Vorabtests verwendeten Tiefpassfilter.

### 8.4.4 Hochfrequenzdichte Gehäuse für Funktionseinheiten

Um eine gegenseitige Beeinflussung der einzelnen Hochfrequenzkomponenten ausschließen zu können, wurde beschlossen, jede für einen bestimmten Zweck ausgelegte Baugruppe in einem separaten, hochfrequenzdichten Gehäuse zu montieren. Folgende Funktionseinheiten wurden aus den in Abbildung 8.3 sichtbaren Hochfrequenz-Komponenten gebildet:

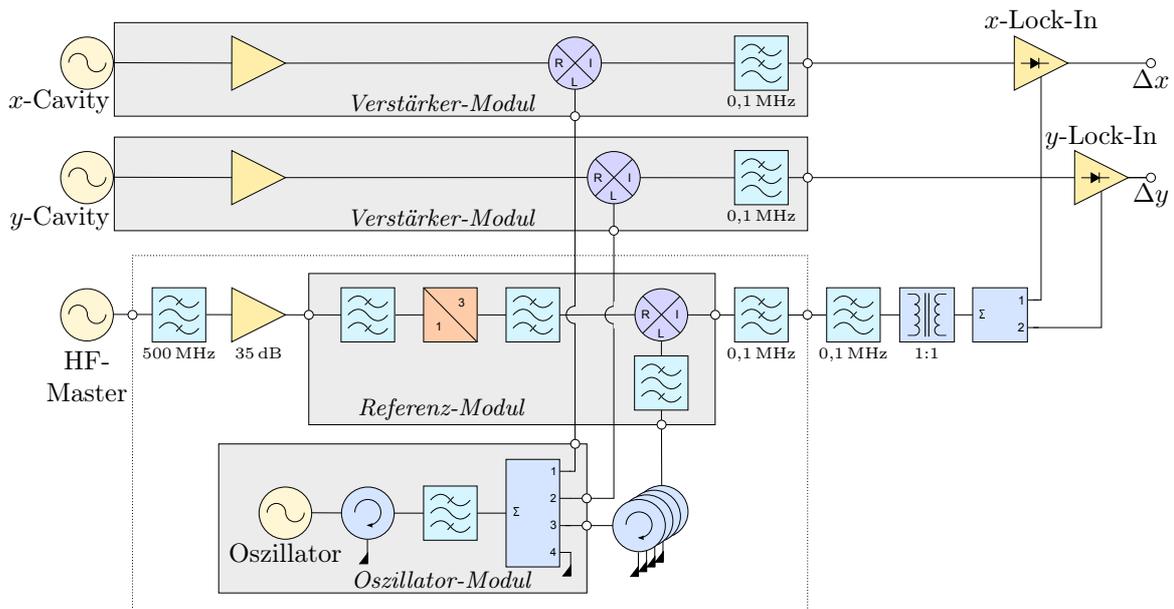
**Oszillator-Modul:** Die Schaltungsbestandteile mit Bezug zum für die Frequenzmischung verwendeten lokalen Oszillator wurden hier zusammengefasst, neben dem Oszillator selbst handelt es sich um einen Zirkulator zur Dämpfung rücklaufender Wellen, einen Bandpass zur Filterung des Signals sowie einem Leistungsteiler, der das Signal auf vier Ausgänge verteilt.

**Referenz-Modul:** Hier wird über einen Bandpassfilter das Beschleuniger-Hochfrequenz-Signal an einen aktiven Frequenzverdreifacher gegeben, an dessen Ausgang ein weiterer Bandpassfilter störende Frequenzkomponenten dämpft. Im Anschluss folgt der Mischer, vor dessen Oszillator-Eingang ein weiterer Bandpassfilter geschaltet ist.

**Verstärker-Modul:** Die Vorverstärkung der Resonator-Signale sowie das Heruntermischen werden hier vorgenommen. Es wurde beschlossen, die Module direkt an den Resonatoren anzuschrauben, um Störeinflüsse vor der ersten Verstärkung der Signale zu minimieren. In den insgesamt zwei Modulen sollen jeweils störende Signalkomponenten ab Frequenzen jenseits von 100 kHz im Ausgangssignal der Mischer zusätzlich gedämpft werden. Zu diesem Zweck wurden zwei weitere Exemplare des in Abschnitt 8.4.3 besprochenen Tiefpass-Typs eingebaut.

Zur Übersicht wurde in Abbildung 8.4 noch einmal der Schaltplan aus Abbildung 8.3 aufgegriffen, die jetzt jeweils zusammen in einem Gehäuse untergebrachten Komponenten werden

<sup>57</sup>Lowpass Filter, DC – 100 KHz, FLL-100K.



**Abbildung 8.4:** Der zweite Schaltungsentwurf für die Detektion der Signale aus den Lagerresonatoren, der gestrichelte Rahmen umschließt die Baugruppen im hochfrequenzdichten 19"-Einschubgehäuse. Funktionseinheiten wurden in separaten Aluminiumgehäusen zusammengefasst, die Module zur Signalverstärkung wurden direkt auf die Cavities montiert. Neu hinzugefügte Hochfrequenzbauteile sind mit ihren Kenndaten beschriftet.

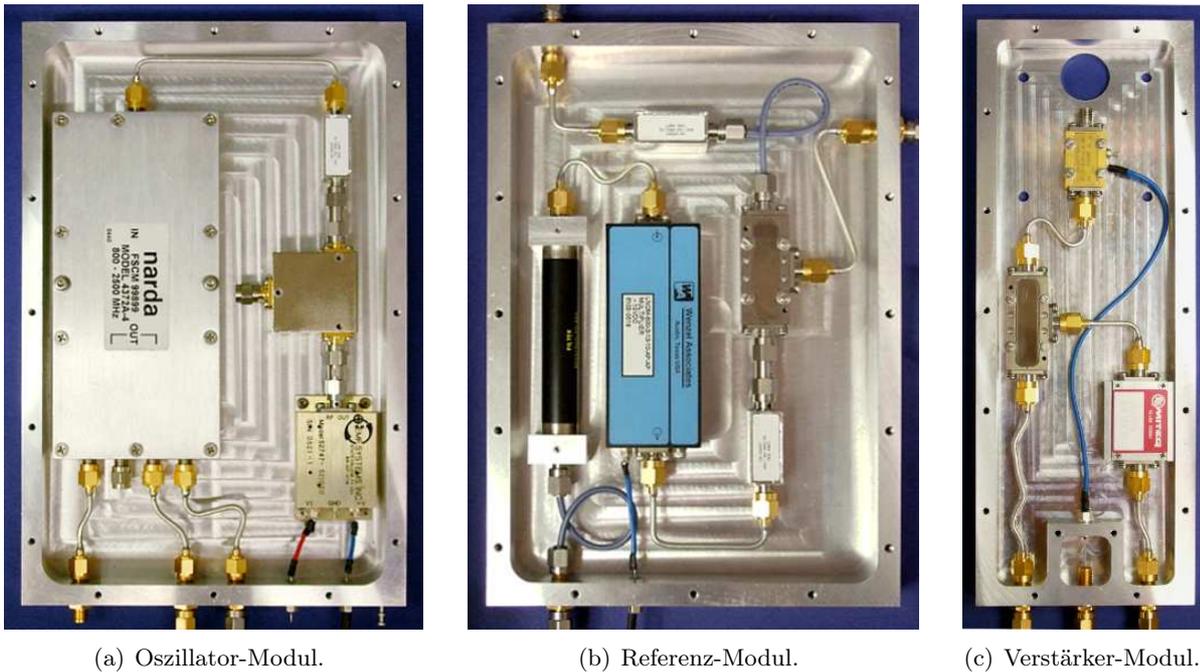
von neu eingezeichneten Rahmen umschlossen. Der zur Entkopplung der Massepotentiale eingeführte Trenntransformator zwischen Verarbeitungselektronik und Referenzeingang der Lock-In-Verstärker wurde ebenfalls eingezeichnet. An den entsprechenden Positionen finden sich auch die neu hinzugefügten Tiefpassfilter. Im Vorgriff auf die Ausführungen im folgenden Abschnitt sind die zusätzlich im Zuge der erforderlichen Vorverstärkung des Referenzsignals eingefügten Komponenten ebenfalls dargestellt.

Die Konstruktionszeichnungen für die Module befinden sich im Anhang in Abschnitt A.2. Für die einzelnen Hochfrequenzkomponenten wurden dabei im jeweiligen Modul-Boden Befestigungslöcher vorgesehen, welche in ihrem Abstand so gesetzt wurden, dass eng benachbarte Komponenten mit starren, beidseitig männlichen SMA-Adaptoren verbunden werden konnten. Für den verbleibenden Teil der Verbindungen wurden Semi-Rigid-Leitungen<sup>58</sup> abgelängt und mit Steckern konfektioniert. Die Gehäuse-Durchführungen für Hochfrequenzsignale sind alle in der SMA-Stecker-Norm ausgeführt. Jedes einzelne der Module wird durch einen Deckel mit drei Millimeter Stärke abgeschlossen. In Abbildung 8.5 sind die vollständig mit den entsprechenden Hochfrequenz-Komponenten bestückten Gehäuse zu sehen.

Das Oszillator- und das Referenzmodul werden in dem hochfrequenzdichten 19"-Einschub untergebracht, während die in Abbildung A.4 dargestellten Verstärker-Module jeweils bündig auf den Resonator-Deckel geschraubt werden. Durch die runde Öffnung im Boden wird ein kurzes, flexibles Verbindungskabel<sup>59</sup> geführt, welches die Antennen-Durchführung des Resonators mit dem Vorverstärker im Modul verbindet. Die Spannungsversorgung für letzteren erfolgt durch das Schaltfrequenznetzteil aus dem hochfrequenzdichten Gehäuse, ein entsprechendes Kabel ist zwischen Rack und Resonator verlegt.

<sup>58</sup>Firma HUBER+SUHNER, Koaxialkabel EZ\_86\_TP\_M17.

<sup>59</sup>minibend<sup>®</sup>, Firma Astrolab, Inc.



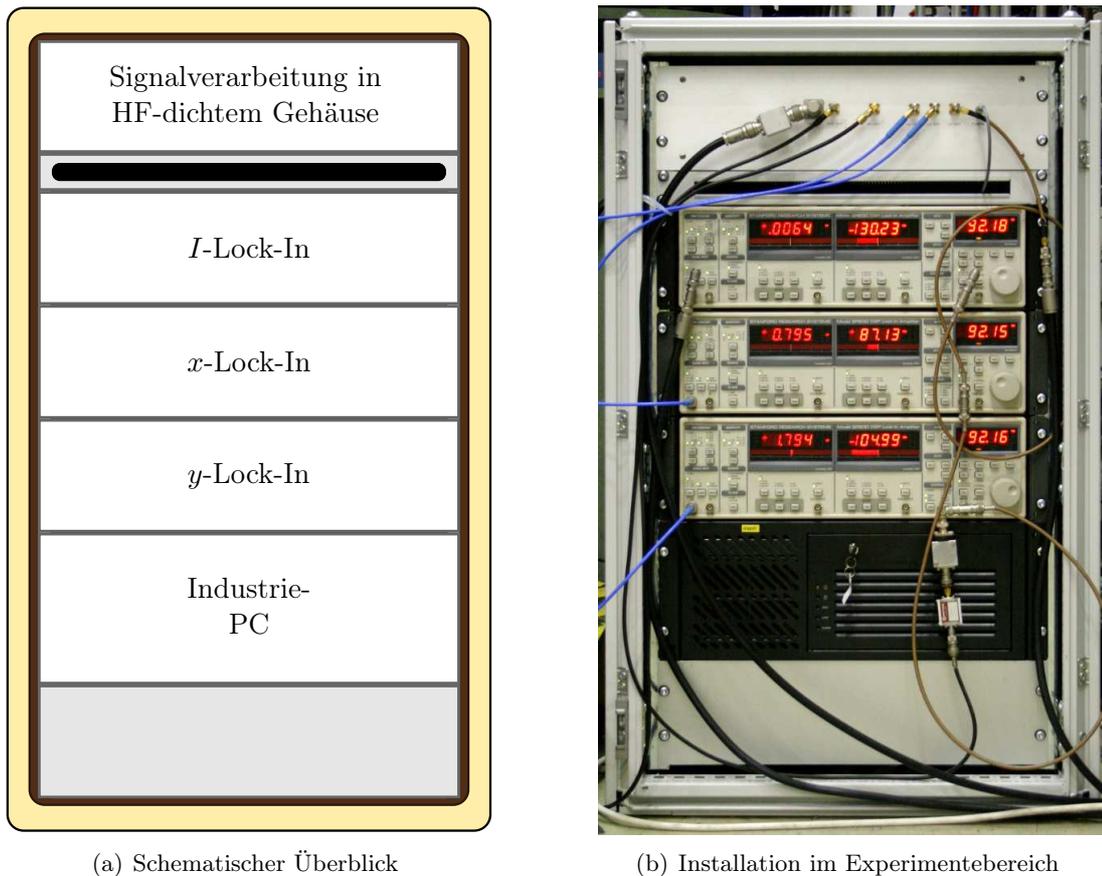
**Abbildung 8.5:** Die hochfrequenzdichten Gehäuse zur Aufnahme der nach Funktion getrennten Baugruppen aus der Schaltung zur Verarbeitung der Lagesignale.

#### 8.4.5 Aufbereitung des Referenzsignals

Am Eingang des in der Schaltung verbauten Referenz-Moduls wird ein Hochfrequenzsignal benötigt, welches vom Ausgangssignal des Hauptgenerators der Anlage abstammt. Im Hochfrequenzraum der Anlage ist ein Verteiler-Einschub vorgesehen, an dessen Ausgängen ein solches Signal zur Verfügung steht. Am mit HK401 bezeichneten Anschluss lässt sich die Signalleistung mit einem Leistungsmessgerät zu  $-5,1$  dBm bestimmen. Am Kabelende vor Ort im Experimentier-Areal steht das Signal mit einem Pegel von  $-17,6$  dBm zur Verfügung. Beide Messwerte sind in etwa auf ein zehntel Dezibel genau. Um den Frequenz-Verdreifacher mit einem laut Hersteller empfohlenen Eingangspegel von mindestens  $10$  dBm und maximal  $15$  dBm versorgen zu können, ist eine Vorverstärkung des Signals erforderlich.

Zur Dämpfung von unerwünschten Frequenzkomponenten ist vor der Verstärkung ein zusätzlicher Bandpass vorgesehen, welcher das Signal um seine Einfügedämpfung von  $2,6$  dB auf  $-20,2$  dBm abschwächt. Der verwendete Bandpass ist baugleich mit dem schon im Referenz-Modul verbauten Exemplar. Der auf den vorliegenden Einsatzzweck abgestimmte Vorverstärker<sup>60</sup> hebt den Pegel seines Eingangssignals laut Hersteller um  $(34,9 \pm 0,4)$  dB an. Die Leistung des Referenzsignals beläuft sich am Ausgang des Vorverstärkers in etwa auf  $14,7$  dBm. Nach Dämpfung durch den im Referenzmodul installierten Bandpass liegen am Eingang des Verdreifachers in etwa  $12,1$  dBm an, abzüglich der Verluste an den Steckverbindern von wenigen zehntel Dezibel. Damit steht am Verdreifacher ein Hochfrequenzsignal mit einer den Anforderungen genügenden Leistung zur Verfügung. In Abbildung 8.4 sind die beiden neuen Komponenten eingezeichnet, sie wurden auf der Bodenplatte des 19"-Einschubs befestigt.

<sup>60</sup>AU-1543, Firma MITEQ Inc.



(a) Schematischer Überblick

(b) Installation im Experimentebereich

**Abbildung 8.6:** Der 19"-Geräteschrank für das System zur Strahlendiagnose.

## 8.5 Geräteschrank im Experimentierbereich

Das System zur Strahllageerfassung beruht, wie in den vorangegangenen Abschnitten besprochen, auf der phasensensitiven Gleichrichtung der aus den Diagnose-Resonatoren ausgekoppelten Hochfrequenzsignale. Zur Unterbringung der benötigten Hardware-Komponenten sowie des PCs für die Messwerterfassung und Kommunikation mit dem Kontrollsystem ist ein 19"-Geräteschrank vorgesehen, welcher Platz für Einschübe mit insgesamt 20 HE bietet.

Der Geräteschrank nimmt von oben bis unten folgende Komponenten auf:

- Hochfrequenzdichtes Einschubgehäuse, in Abbildung 8.4 durch die gestrichelte Umrandung kenntlich gemacht.
- Je ein Lock-In-Verstärker für die Messung des Strahlstroms und der beiden Ablagen.
- Industrie-PC, auf welchem die Mess- und Kontrollsystem-Software läuft und in dem eine D/A-Karte mit schwebender Masse eingebaut ist, um die Abstimmspannung für den verstimmbaren Oszillator bereit zu stellen.

In Abbildung 8.6 ist der schematische Aufbau sowie eine Abbildung des zusammengebauten Geräteschranks zu sehen. Er wurde im Bereich der Crystal-Barrel-Strahlführung nahe der Resonatoren zur Strahllagemessung aufgestellt, was die Detektion der aus diesen ausgekoppelten Signale auf Grund geringer Kabellängen und damit kleiner Dämpfung begünstigt. In Abbildung 1.3 ist der Standort gekennzeichnet.

## 8.6 Berechnung des Betrags der Strahlage

Aus der Spannung, die am Lock-In-Verstärker gemessen wird, lässt sich unter Kenntnis der Dämpfungs- und Verstärkungsfaktoren in der Signalverarbeitung die aus dem Diagnose-Resonator ausgekoppelte Leistung  $P_{\text{ext}}$  rekonstruieren. Diese lässt sich wiederum mit Hilfe von Gleichung (4.10) auf den Betrag  $|\Delta u|$  der Ablage des Strahls zurückführen, hier noch einmal der Zusammenhang:

$$P_{\text{ext}} = I_{\text{B}}^2 B^2 R_{\text{S}}(|\Delta u|) \frac{\kappa}{(1 + \kappa)^2} \frac{1}{1 + 4Q_{\text{L}}^2 \left(\frac{\Delta\nu}{\nu_0}\right)^2} \quad (8.6)$$

Bei Kenntnis der eingehenden und unten näher erläuterten Größen lässt sich unter Zuhilfenahme einiger Ersetzungen der Betrag der Abweichung der Strahlposition von der Resonatormitte errechnen.

### 8.6.1 Zusammenstellung der eingehenden Messgrößen

Bei der Lagemessung macht man sich zu Nutze, dass die Feldstärke der  $\text{TM}_{110}$ -Mode gemäß den Erläuterungen aus Abschnitt 7.1.1 bei Verlassen der Symmetrieachse des Resonators dem Verlauf der Besselfunktion  $J_1$  folgend fast linear ansteigt. Es geht also bei den Lageresonatoren der Absolutbetrag  $\Delta u$  der Strahlage quadratisch in die Shuntimpedanz ein:

$$R_{\text{S}}(|\Delta u|) = \tilde{c} \cdot |\Delta u|^2 \quad (8.7)$$

Der Proportionalitätsfaktor  $\tilde{c}$  wurde dabei, wie in Abschnitt 7.1.4 besprochen, auf der Grundlage von Computersimulationen errechnet.

Die Resonatorleistung  $P_{\text{ext}}$  lässt sich aus der am Eingang des Lock-In-Verstärkers anliegenden Spannung  $U$  zurückrechnen, wenn man den Verstärkungs- und Dämpfungsfaktor  $V$  sowie den Wellenwiderstand der Koaxialleitungen von  $R_{\text{koax}} = 50 \Omega$  berücksichtigt:

$$P_{\text{ext}} = \frac{1}{V} \frac{U^2}{R_{\text{koax}}} \quad (8.8)$$

Setzt man diese Beziehungen in Gleichung (8.6) ein, so kann man nach dem Betrag  $|\Delta u|$  der Ablage umstellen und erhält dann

$$|\Delta u| = \frac{U}{I_{\text{B}}} \cdot \sqrt{\underbrace{\frac{1 + 4Q_{\text{L}}^2 \left(\frac{\Delta\nu}{\nu_0}\right)^2}{R_{\text{koax}} \cdot V \cdot \tilde{c} \cdot B^2 \cdot \frac{\kappa}{(1+\kappa)^2}}}_{u_{\text{scale}}}} \quad (8.9)$$

Dabei wird ein möglichst zeitgleich mit der Messspannung  $U$  bestimmter Wert für den Strahlstrom  $I_{\text{B}}$  eingesetzt werden müssen.

In den Skalierungsfaktor  $u_{\text{scale}}$  gehen dabei unterschiedliche Größen ein:

**Konstante Parameter des Resonators:** Einmalig müssen die belastete Güte  $Q_{\text{L}}$  und der Koppelfaktor  $\kappa$  per Messung bestimmt werden. Die ebenfalls gemessene und über den Abstimmstempel eingestellte Resonanzfrequenz  $\nu_0$  ist leichten Verstimmungen  $\Delta\nu$  im Rahmen der Temperaturschwankungen des Kühlwassers unterworfen. Im Falle der Lagemessung kommt zu Gunsten der Stabilisierung der Phasenbeziehung noch eine zusätzliche, in Abschnitt 10.2 erläuterte und bewusst gewählte Verstimmung hinzu. Die bisher genannten Größen sind in Tabelle 7.1 aufgelistet. Der Proportionalitätsfaktor  $\tilde{c}$  bei der Lagemessung geht aus den in Abschnitt 4.3 beschriebenen Simulationen hervor.

Bauteil	Quelle	$\Delta P_x / \text{dB}$	$\Delta P_y / \text{dB}$
Verstärker	Datenblatt	+62,27	+61,99
Mischer	Datenblatt	-4,75	-4,75
Tiefpass	Datenblatt	-0,20	-0,20
Stecker und Minibend	Abschätzung	-0,65	-0,65
Kabel Box→Rack	Messung	-0,89	-0,87
Gesamteffekt		55,78	55,52

**Tabelle 8.1:** Die von den einzelnen Elementen im Signalweg von den Resonatoren zur Strahlmessung bis zum jeweiligen Lock-In-Verstärker verursachte Änderung  $\Delta P_u$  in der Signalleitung.

**Konstante Größen in der Signalverarbeitung:** Bekannt ist der Wellenwiderstand der Kabel  $R_{\text{koax}} = 50 \Omega$ , bestimmt werden muss der Faktor  $V$ , welcher sich aus dem Verstärkungsfaktor der Vorverstärker sowie der Summe aller Dämpfungen durch Hochfrequenzbauteile und Kabelverbindungen ergibt. Tabelle 8.1 gibt einen Überblick über die eingehenden Größen.

**Einstellbare Strahlparameter:** Der Bunchfaktor  $B$  wird in der Software mittels einer dedizierten Funktion berechnet, er ist typischerweise über weite Zeitabschnitte einer Strahlzeit konstant. In ihn gehen neben den in Abschnitt 3.3 angegebenen festen Größen noch zwei Variable ein. Es handelt sich um den in (3.8) auftretenden relativistischen Gammafaktor, der aus der Endenergie der Elektronen bestimmt wird. Der zu letzterer gehörende Kontrollsystem-Parameter wird im Programmablauf überwacht und bei Meldung einer Änderung erneut ausgelesen. Außerdem wird die in (3.9) eingehende Synchrotronschwingungsfrequenz  $\nu_s$  benötigt. Sie ergibt sich mittelbar aus der Beschleunigungsspannung  $U_{\text{acc}}$ , also derjenigen Potentialdifferenz, die ein Strahlteilchen beim Passieren der Hochfrequenzresonatoren durchläuft. Sie wird aus dem Kontrollsystem je nach Betriebsmodus entweder als der eingestellte, konstante Zahlenwert oder, im Falle einer aktivierten Hochfrequenzrampe, als Endwert des Rampenvektors ausgelesen.

Zur Berechnung der Strahlposition werden die laufend erfassten Werte für die Spannungsamplitude der Messsignale, normiert auf den Strahlstrom  $I_B$  in der externen Strahlführung, herangezogen. Letzterer wird über eine Regelung stabilisiert, die wahlweise auf die Tagging-Rate am Experiment oder auf den über den entsprechenden Diagnoseresonator erfassten Wert zurückgreift, und ist typischerweise Schwankungen im Bereich einiger Picoampère unterworfen.

### 8.6.2 Berechnung der Skalierungsfaktoren

Durch Einsetzen der relevanten Größen in die Definition aus (8.9) erhält man für den  $x$ -Resonator einen Skalierungsfaktor von  $x_{\text{scale}} = (27,2 \pm 1,3) \text{ mm pA}/\mu\text{V}$ . Für den  $y$ -Resonator ergibt sich  $y_{\text{scale}} = (28,9 \pm 1,3) \text{ mm pA}/\mu\text{V}$ . Der Einfluss der Unsicherheit der einzelnen eingehenden Größen ist in Tabelle 8.2 aufgeschlüsselt, als Grundlage wurden für die meisten Größen die Werte in Tabelle 7.1 herangezogen. Der Bunchfaktor  $B$  ist für jede Strahlperiode neu zu bestimmen, seine Unsicherheit für verschiedene Energiewerte kann man Tabelle 3.1 entnehmen. Für die vorliegende Abschätzung wurde das Doppelte des Maximalwertes bei 3,2 GeV angesetzt, um etwaige systematische Abweichungen mit zu berücksichtigen. Eine konkrete experimentelle Überprüfung, ob die theoretisch modellierten Bunchlängen im Stretcherring mit den realen Werten

Größe	Zeichen	Fehler	Einheit	$\Delta u_{\text{scale}} / \%$
Lastgüte	$Q_L$	200		0,2
Verstimmung	$\Delta\nu$	9	kHz	2,0
Wellenwiderstand	$R_{\text{koax}}$	1	Ohm	1,0
Verstärkung	V	0,3	dB	3,5
Shuntimpedanz/mm <sup>2</sup>	$\tilde{c}$	20	$\Omega/\text{mm}^2$	2,3
Bunchfaktor	$B$	0,01		1,1
Koppelfaktor	$\kappa$	0,04		0,1
Gesamteffekt				4,9

**Tabelle 8.2:** Zusammenfassung der Einflussfaktoren auf die Unsicherheit bei der Bestimmung der Skalierungsfaktoren zwischen auf den Strom normierter Messspannung und Strahlage.

übereinstimmen, steht noch aus.

Die Verstimmung  $\Delta\nu$  des Resonators gegenüber der dritten Harmonischen der Beschleuniger-Hochfrequenz nimmt eine Sonderstellung ein, da sie einer durch Temperaturschwankungen bedingten Drift unterworfen ist. Für die angegebene Fehlerabschätzung wurde eine Temperaturabweichung des für die Kühlung der Resonatoren verwendeten Kühlwassers von einem Viertel Grad Celsius angenommen, was zu der angegebenen Frequenzverschiebung führt [Pus05]. Die Unsicherheit für die per Simulationsrechnung bestimmte Shuntimpedanz konnte nur grob abgeschätzt werden. Die angegebenen fünf Prozent befinden sich in etwa im Einklang mit dem am Beispiel einer ähnlichen Fragestellung angestellten Vergleich von Mess- und Simulationsergebnis aus Abschnitt 5.2.5.

### 8.6.3 Berücksichtigung des Bunchfaktors

Für eine reine Positionsbestimmung ist die Kenntnis des Bunchfaktors  $B$  nicht erforderlich, da er sich beim Einsetzen von (6.1) in (8.9) herauskürzt. Wenn also die einmalige Kalibration der Strahlstrommessung sowie der Lagemessung bei den gleichen Einstellungen des Beschleunigers erfolgen, so ist die Normierung des Strahlstroms auf den aktuellen Bunchfaktor nicht zwingend erforderlich.

Die Strommessung auf Grundlage der logarithmischen Verstärkerschaltung wird, wie in Abschnitt 6.4.5 geschildert, momentan noch nicht auf der lokalen VME-Rechnerplatine um den Einfluss des Bunchfaktors korrigiert. Die aktuellen Kalibrationsdaten für Lage- und Strommessung wurden bei dem gleichen Wert von  $B = 0,808$  für den Bunchfaktor ermittelt, weswegen die Lagebestimmung ohne Kenntnis des aktuellen Bunchfaktors möglich wäre.

In Vorgriff auf einen zukünftig in korrigierter Form zur Verfügung stehenden Stromwert, erfolgt in der Software zur Lagebestimmung schon jetzt ein Einbezug des Bunchfaktors auf die Zurückrechnung der Messspannung in eine Position gemäß (8.9). Der regelmäßig aus dem VME-Rechner ausgelesene Wert für den Strahlstrom wird demgemäß auf den aktuellen Bunchfaktor umskaliert, bevor die Stromnormierung des Lagesignals erfolgt. Der korrigierte Stromwert wird als Referenz im Kontrollsystemmenü für die Lage angezeigt, bei Bedarf kann auch der zeitliche Verlauf über einen Zyklus angezeigt werden.

## 8.7 Ermittlung des Vorzeichens der Strahlage

Gemäß den Erläuterungen in den vorangegangenen Abschnitten kann der Betrag  $|\Delta u|$  der Strahl-  
ablage bei Kenntnis der zentralen Kenngrößen des Messsystems sowie des Strahlstroms aus dem  
Spannungsmesswert am Lock-In-Verstärker gemäß (8.9) berechnet werden. Wie in Abschnitt 8.2  
angedeutet, stellt dieser zusätzlich einen Wert für den Phasenwinkel zwischen Messsignal und  
anliegendem Referenzsignal zur Verfügung. Aus dieser Information kann auf das Vorzeichen der  
Strahlablage geschlossen werden.

Wie Abbildung 7.1(a) zu entnehmen ist, werden bei der  $TM_{110}$ -Mode durch eine Ebene ver-  
schwindenden Feldes im Resonator zwei separate Hälften ausgezeichnet. Das rein longitudinale  
elektrische Feld zeigt in ihnen jeweils in die entgegengesetzte Richtung. In Abbildung 7.2 ist  
der Ort für die Montage der Koppelantenne kenntlich gemacht. Er fällt mit einem der beiden  
Feldmaxima zusammen. Je nach vom Strahl durchquerter Resonatorhälfte unterscheiden sich  
die dort ausgekoppelten Signale um  $180^\circ$  in ihrer Phase. Anhand von Messungen mit Szintilla-  
tionsschirmen kann man das Vorzeichen der Position des Strahls relativ zur Resonatormitte in  
beiden Messrichtungen einem bestimmten Wert für den Phasenwinkel zuordnen. Dieser kann im  
Lock-In-Verstärker noch um einen einstellbaren Offset verschoben werden.



## 9 Software für die Strahlagebestimmung

Wie in Abschnitt 8.5 dargestellt, werden die zu Erfassung der Messwerte verwendeten Komponenten in einem Geräteschrank im Experimentierbereich untergebracht. Am gleichen Ort steht zur Datenverarbeitung und Kommunikation mit dem Kontrollsystem ein Industrie-PC zur Verfügung. Als Betriebssystem wurde die Linux-Distribution „Red Hat 9“ ausgewählt, da sie die größte Kompatibilität mit den Kernel-Modulen für die eingesetzten PCI-Steckkarten aufwies.

Auf dem PC laufen im Regelbetrieb folgende Programme:

- Eine lokale Instanz der Kontrollsystemsoftware, welche den Datenverkehr mit der zentralen Parameter-Datenbank übernimmt [Gö95].
- Das für die Zwecke der auf Lock-In-Verstärkern basierenden Strahldiagnose in der externen Strahlführung entwickelte C++-Programm `measure_pos`<sup>61</sup>.

Die Aufgaben der Software gestalten sich dabei wie folgt:

**Gerätekommunikation:** Die zur Auslese und Steuerung der verwendeten Hardware-Komponenten vorgesehenen PCI-Steckkarten müssen eingebunden werden, um sie im Programmablauf ansprechen zu können. Im Fall der Lock-In-Verstärker sollte das Hauptprogramm um eine Bibliothek aus Funktionen für die verwendeten Steuerbefehle ergänzt werden.

**Regelung:** Auf Grund äußerer Einflüsse wie beispielsweise Temperaturänderungen ist eine Regelung bestimmter Betriebsparameter erforderlich, um sie im Bereich akzeptabler Werte zu halten.

**Auslese:** Die von den mit dem Industrie-PC verbundenen Geräten erfassten Messwerte müssen unter vorgegebenen Zeitabständen regelmäßig ausgelesen werden, um die Entwicklung der zu messenden Strahlparameter sowie wichtige Regelgrößen erfassen zu können.

**Verarbeitung:** Aus den erfassten Messgrößen wie beispielsweise Spannungen müssen die interessierenden Größen wie Strahlstrom und -lage abgeleitet werden. Die in den zugehörigen Funktionszusammenhang eingehende Proportionalitätskonstante kann aus den wesentlichen Kenngrößen des Messaufbaus sowie den Betriebsparametern des Beschleunigers errechnet werden oder geht wahlweise als ein empirisch mittels einer Kalibrationsmessung bestimmter Zahlenfaktor ein. Weiterhin ist zur Einschätzung der beobachteten Strahlparameter die Bildung von Mittelwerten hilfreich, zur Veranschaulichung der Zeitentwicklung ist eine Langzeitaufzeichnung nützlich.

**Übermittlung:** Im Beschleuniger-Kontrollsystem sollen sowohl die Rohdaten als auch abgeleitete Größen in Zahlen sowie grafisch dargestellt werden. Im Programm werden die entsprechenden Größen gemäß den Anforderungen des Kontrollsystems aufbereitet werden müssen.

**Interaktion:** Über die Bedienelemente in den Kontrollsystem-Menüs können verschiedene Einstellungen und Messparameter beeinflusst werden. Die Betätigung von Schaltflächen und Schieberegler sowie Eintragungen in Eingabefelder müssen überwacht und im Programmablauf berücksichtigt werden.

**Ausgabe:** Zur Durchführung gezielter Untersuchungen ist eine Datenausgabe in Tabellenform nützlich.

---

<sup>61</sup>Das Grundgerüst für die Einbindung von Hardware und die Anbindung an das Beschleuniger-Kontrollsystem wurde durch Dr. F. Frommberger zur Verfügung gestellt.

Auf die Umsetzung der oben genannten Aufgaben in der Messsoftware soll im Folgenden eingegangen werden. Es konnte auf ein schon bestehendes Software-Grundgerüst, welches die Einbindung der verwendeten PCI-Steckkarten sowie die Kommunikationsschnittstellen mit den Lock-In-Verstärkern und dem Beschleunigerkontrollsystem beinhaltete, zurückgegriffen werden.

## 9.1 Einbindung von externen Geräten über PCI-Steckkarten

Im Experimentebereich steht in unmittelbarer Nähe zum für die Strahllagebestimmung vorgesehenen Resonator der 19"-Geräteschrank, in welchem ein Großteil der zum Diagnose-System gehörenden Hardware eingebaut ist. Der dort installierte Industrie-PC wurde dabei um die folgenden PCI-Steckkarten ergänzt, die zur Ansteuerung externer Hardwarekomponenten im Rahmen der Messsoftware benötigt werden:

**GPIO-Karte ↔ Lock-In-Verstärker:** Die drei Lock-In-Verstärker SR830<sup>62</sup>, jeweils einer für Strom und jede transversale Richtung, sind über GPIO<sup>63</sup>-Kabel seriell an eine entsprechende Schnittstellenkarte<sup>64</sup> angeschlossen. Die anliegenden Messwerte für die Frequenz des Referenzsignals sowie die Spannung und die relative Phase der Resonator-Signale werden regelmäßig ausgelesen. Im Programm werden die Lock-In-Verstärker als Objekte der Klasse `sr830` eingebunden. Für die Gerätekommunikation wurden Member-Funktionen in der für diese Arbeit bereitgestellten Headerdatei `sr830_acclib.h` deklariert. In der Datei `sr830_acclib.cc` finden sich die zugehörigen Definitionen. Für jeden der im Programmablauf benötigten, aus vier ASCII-Zeichen und in manchen Fällen einer Zahl als zusätzlichem Argument bestehenden SR830-Steuerbefehle wurde dabei jeweils eine entsprechende Funktion definiert.

**D/A-Karte → Lokaler Oszillator:** In einem hochfrequenzdichten Einschubgehäuse befinden sich die in Abschnitt 8.4 beschriebenen Elektronik-Komponenten, welche zur Verarbeitung der Resonator-Signale verwendet werden. Im Rahmen der Auslesesoftware ist dabei der spannungsgesteuerte Oszillator<sup>65</sup> von Bedeutung, der zur Frequenzmischung der Referenz- und Messsignale in den Arbeitsbereich der Lock-In-Verstärker verwendet wird. Frequenzdrifts von etwa 30 kHz pro °C sollen durch die Regelung der Abstimmspannung kompensiert werden. Dafür steht eine PCI-Steckkarte<sup>66</sup> zur Verfügung, die mehrere D/A-Wandler-Ausgänge aufweist. Die Ausgangsspannung kann im unipolaren Modus im Bereich von 0 bis +10 V variiert werden. Bei der gegebenen Auflösung von 12 Bit beträgt die Schrittweite etwa 2,5 mV. Es ergibt sich jeweils eine Verstimmung der Oszillator-Frequenz um etwa 4,6 kHz. Im Programm wird die Header-Datei `dask.h` eingebunden, mit der darin definierten Funktion `A0_WriteChannel` kann der gewünschte Wert an den D/A-Wandler übermittelt werden.

## 9.2 Stabilisierung von Betriebsparametern über Regelschleifen

Während des Programmablaufs findet in regelmäßigen Abständen ein Soll-/Istwert-Vergleich wichtiger Betriebsparameter statt. Dabei handelt es sich zum einen um die Zwischenfrequenz, auf die Referenz- und Messsignal heruntergemischt werden, damit sie im Arbeitsbereich der Lock-In-Verstärker liegen. Sie unterliegt allmählich erfolgenden Veränderungen, da sich die Frequenz des zum Mischen verwendeten lokalen Oszillators mit Temperaturschwankungen ändert.

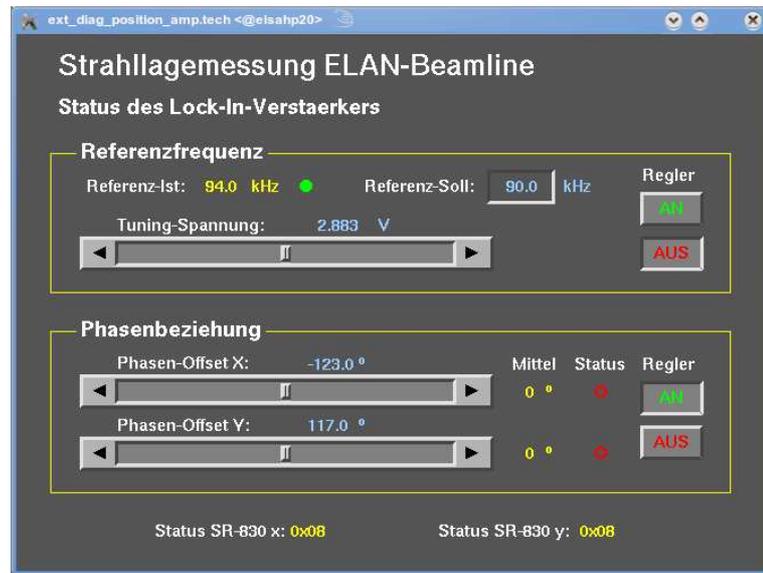
<sup>62</sup>Stanford Research Systems SR830 — 100 kHz DSP lock-in amplifier.

<sup>63</sup>IEEE-488-Standard.

<sup>64</sup>TAMS 80488 HP-IB Card (PCI) für Linux.

<sup>65</sup>EMF Systems, Inc., Model No. 521020, Coaxial Resonator Oscillator.

<sup>66</sup>ADLINK PCI-6308V, 8 Channel 12-Bit Isolated Analog Output Card.



**Abbildung 9.1:** Kontrollsystem-Menu zu den Regelgrößen Referenzfrequenz und Phasenbeziehung.

Zusätzlich unterliegt die Phasenbeziehung zwischen Resonator-Signal und vom Hauptgenerator der Anlage abgeleiteten Referenzsignal einer allmählichen Drift, die im Wesentlichen auf Temperatureffekte zurückzuführen ist. Regt der Teilchenstrahl einen Resonator wegen dessen Verstimmung nicht mehr resonant an, so verschiebt sich die Phase des ausgekoppelten Signals. Weiterhin ist der Hochfrequenzgenerator der Anlage als Quelle des Referenzsignals über einige zehn Meter Koaxialleitung mit dem Messaufbau verbunden. Auch hier beeinflussen Temperatureffekte die Signalphase.

Da im Falle der Positionsmessung aus der Phasenbeziehung zwischen Mess- und Referenzsignal das Vorzeichen der Strahlblage gewonnen wird, ist eine Stabilisierung wichtig, um die Eindeutigkeit der Phasenwerte zu erhalten. Auf beide genannten Regelkreisläufe soll im Folgenden eingegangen werden, das zugehörige Menü im Beschleuniger-Kontrollsystem ist in Abbildung 9.1 abgebildet.

### 9.2.1 Stabilisierung der Referenzfrequenz

Wie in Abschnitt 8.3 erörtert, müssen die Resonator-Signale sowie das Referenz-Signal zur Verarbeitung mit den verwendeten Lock-In-Verstärkern in deren nur bis zur Frequenz von 102 kHz reichenden Arbeitsbereich heruntergemischt werden. Das Referenzsignal wird generiert, indem ein vom Hochfrequenz-Hauptgenerator der Anlage abgeleitetes Signal mit einer Frequenz von typischerweise 499,67 MHz mittels eines Verdreifachers auf etwa 1,499 010 GHz angehoben wird. Gemeinsam mit den Resonator-Signalen gleicher Frequenz wird es dann über von einem gemeinsamen Oszillator angesteuerte Mischer auf die gewünschte Frequenz herabgesetzt. Dabei sind Oszillator-Frequenzen möglich, die in einem Bereich von 0 bis  $\pm 102$  kHz um die Resonator-Frequenz liegen. Sie werden über die am Oszillator anliegende Abstimmspannung im Bereich von 0 bis 10 V eingestellt. Die Lock-In-Verstärker bestimmen die Frequenz des an ihrem Referenzeingang anliegenden Signals, welche dann in der Steuersoftware ausgelesen werden kann.

Ziel für den Regelbetrieb ist es, die im Kontrollsystem über ein Eingabefeld vorgegebene Sollfrequenz mit dem gemessenen Istwert zu vergleichen und im Bedarfsfall die mittels der in

Abschnitt 9.1 erwähnten D/A-Karte generierte Abstimmspannung anzupassen. Aufgrund der 12 Bit-Auflösung der Wandlerbausteine sind Frequenzschritte von 4,6 kHz möglich.

Die aktuell anliegende Referenzfrequenz wird vom Lock-In-Verstärker im Bereich von 0 bis etwa 256 kHz gemessen, was die Frequenzregelung bei größeren Abweichungen erleichtert. Der bei Frequenzabweichungen jenseits von 212,5 kHz am per Software ausgelesenen Wert auftretende Vorzeichenfehler sowie fehlerhaft erneut bei Null beginnende Werte für Frequenzen jenseits von 256 kHz werden mittels der Funktion `get_reference_frequency` abgefangen. Sie liefert einen eindeutigen Wert für die aktuell anliegende Referenzfrequenz, auf den geregelt werden kann.

Über die Funktion `set_reference_frequency` erfolgt dann die Regelung auf den als Parameter übergebenen Sollwert. Folgende Fälle werden dabei unterschieden:

**Frequenz außerhalb des Messbereichs:** Typischer Zustand nach einem Neustart des verwendeten PCs, die richtige Abstimmspannung muss neu bestimmt werden. Dazu wird ein deutlich unter den für gängige Betriebssituationen typischen Größen liegender Spannungswert von 2,45 V eingestellt und dann in 10 mV-Schritten erhöht, bis das vom Lock-In-Verstärker mit jedem Schritt ausgelesene Status-Byte die Messung einer Referenzfrequenz bestätigt.

**Frequenz innerhalb des Messbereichs:** Der Frequenz-Istwert wird mit dem Vorgabewert verglichen und solange die Frequenzdifferenz größer als 4 kHz beträgt, wird die Abstimmspannung iterativ um jeweils einen D/A-Wandler-Schritt angepasst. Da wegen des Mischprozesses jeweils zwei LO-Frequenzen möglich sind, welche zur gleichen Referenzfrequenz führen, wird im Rahmen der Regelung überprüft, welches Vorzeichen die Steigung der Frequenz-Spannungs-Kennlinie aufweist. Der folgende Regelschritt beruht dann auf diesem Vorzeichen.

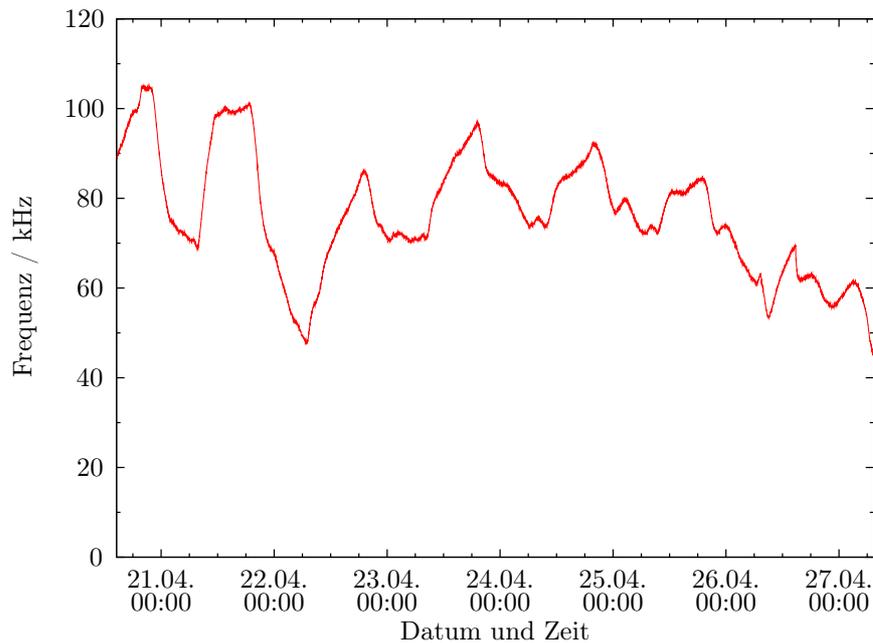
Die Temperaturstabilität der Oszillator-Frequenz wird vom Hersteller mit etwa 30 kHz/°C beziffert, ein typischer Verlauf der Zwischenfrequenz als Ergebnis des Mischvorgangs über einige Tage findet sich in Abbildung 9.2.

### 9.2.2 Stabilisierung der relativen Phase

Die  $TM_{110}$ -Mode weist zu beiden Seiten ihrer Symmetrieebene elektrische Felder unterschiedlichen Vorzeichens auf. Da die Koppelantenne ein Signal aus einer der beiden Hälften auskoppelt, ändert sich die Phasendifferenz zwischen dem gewonnenen Cavity-Signal und dem Referenzsignal um 180°, wenn der Teilchenstrahl durch die jeweils andere Hälfte des Lagecavities tritt. Für die Angabe der Strahlposition wurden die Vorzeichen in  $x$ - und  $z$ -Richtung so gewählt, dass Abweichungen nach rechts und nach oben aus Sicht der Strahlteilchen jeweils zu positiven Ablagen führen.

Der Lock-In-Verstärker liefert die Phasendifferenz zwischen Cavity und Referenzsignal in Grad, wobei die interne Addition eines Phasenoffsets möglich ist. Zu Beginn einer Strahlzeit muss bei Justage der externen Strahlführung anhand der Szintillations-Schirme die Strahlposition überprüft werden und der Offset für die beiden Positions-Lock-In-Verstärker im Kontrollsystem jeweils so angepasst werden, dass der Zyklusmittelwert je nach Vorzeichen der Positionswerte bei etwa +90° beziehungsweise -90° liegt. Nach dieser Justage kann das Vorzeichen des Phasen-Mittelwerts direkt für die aus der Spannungsamplitude berechnete Strahlposition übernommen werden.

Damit die unvermeidliche, allmähliche Drift des Phasenunterschieds nicht über längere Betriebszeiten zu falschen Positionswerten führt, wird alle 60 Zyklen die betragsmäßige Abweichung des Mittelwerts von 90° überprüft. Abweichungen von größer als 10° werden durch Anpassung des Offsets korrigiert. Dabei ist zu beachten, dass die Phasenregelung den Zyklusmittelwert als



**Abbildung 9.2:** Verlauf der Frequenz des mit einer temperaturabhängigen Oszillator-Frequenz heruntergemischten Referenzsignals über einige Tage bei abgeschalteter Regelung.

Regelgröße heranzieht. Eventuell können Unregelmäßigkeiten in der Füllung des Speicherrings dazu führen, dass er in der folgenden Extraktionsphase vorzeitig entleert wird. Da nur bei endlichen Stromwerten eine Aufzeichnung erfolgt, stehen unter Umständen nur wenige Daten zur Bildung des Zyklusmittelwerts zur Verfügung. Der gemessene Wert für die Phase stabilisiert sich gemäß der bisherigen Erfahrungen erst innerhalb einiger Sekundenbruchteile nach Extraktionsbeginn. Daher könnte die Regelung irrtümlich auf der Grundlage eines für reguläre Verläufe nicht repräsentativen Zyklusmittelwerts erfolgen. Aus diesem Grund erfolgt eine Regelung nur dann, wenn im vorangegangenen Zyklus über die Dauer der Extraktionsphase mehr als acht Messwerte erfasst werden konnten. Dies sollte bei typischen Ausleseraten als Kriterium für einen gültigen Phasenmittelwert genügen.

Zum Teil wurde in Strahlzeiten bei einer eingestellten Endenergie von 3,2 GeV auf den Szintillationsschirmen in der externen Strahlführung ein doppelter Teilchenstrahl beobachtet. Dieser Effekt scheint bei bestimmten Einstellungen der langsamen Resonanzextraktion aufzutreten und führt zu zwei in ihrem Ort getrennten Lichtflecken auf dem beobachteten Szintillationsschirm. Bei Strahlbetrieb mit dieser Endenergie sollte beobachtet werden, ob auf Grund dieses Effekts unter bestimmten Bedingungen der Phasenmittelwert verfälscht wird und eventuell eine Anpassung der Regelung erforderlich ist.

### 9.3 Zeitverhalten der Auslese von Spannung und Referenzfrequenz

Im Regelbetrieb werden mit einer per Eingabefeld im Kontrollsystem vorgegebenen Rate die aktuelle Referenzfrequenz, die Spannungs-Amplituden der Resonator-Signale sowie deren Phasendifferenz zum Referenz-Signal ausgelesen. Für die Verarbeitung der zugehörigen Auslesebefehle benötigt der Lock-In-Verstärker in der Summe etwa 70 ms, was die Ausleserate unter Berücksichtigung der für die weitere Programmausführung benötigten Zeit auf etwa 8 Hz limitiert. Die ebenfalls getestete sogenannte *Snapshot*-Funktion, die das gleichzeitige Abfragen mehrerer Pa-

parameter erlaubt, bringt keinen Geschwindigkeitsvorteil, in der Summe beläuft sich die Zeit für das Auslesen von sechs Parametern, also jeweils drei pro Verstärker, auf etwa 90 ms.

Um die Messwerte von Zyklus zu Zyklus zum jeweils gleichen Zeitpunkt erfassen zu können, wird zu Beginn der für die Messwerteerfassung zuständigen Programmschleife die aktuelle Systemzeit auf die Millisekunde genau erfasst. Dies ermöglicht es, am Ende der Schleife die bis Ablauf des vorgegebenen Messintervalls verbleibende Restzeit abzuwarten. Weiterhin wird die Messwerteerfassung zu Beginn eines neuen Extraktionszyklus mit Eintreffen des sogenannten Zyklustriggersignals gestartet, welches im Timing-System der Anlage den Beginn eines neuen Zyklus kennzeichnet.

Untersuchungen haben ergeben, dass der Startzeitpunkt der Messung bezüglich des Zyklustriggers auf etwa eine Hundertstelsekunde genau getroffen wird. Die gleiche Genauigkeit gilt im Regelfall für den Zeitabstand zwischen zwei Messungen. Diese zeitliche Kontrolle des Programmablaufs ermöglicht es, entsprechende Mittelwertbildungen von Verlaufskurven über mehrere Zyklen hinweg zuverlässig durchzuführen. Sollte der vorgegebene Zeitabstand zweier Messwerte mehr als einmal während eines Zyklus überschritten werden, so zeigt eine Statusleuchte die offenkundig zu hohe Vorgabe für die Ausleserate an.

Da der Spannungs-Messwert am Lock-In-Verstärker erst nach einigen Zeitkonstanten der Tiefpassfilter die real anliegende Signalspannung widerspiegelt, zeigt sich zu Beginn der Extraktionsphase das Einschwingverhalten der Filter durch zu niedrige Messwerte. Um je nach eingestellter Zeitkonstanten bei der Bildung des Zyklusmittelwerts die Einschwingzeit aussparen zu können, lässt sich im Kontrollsystemmenü ein Zeitversatz für den Messbeginn einstellen. Bei der in Abschnitt 10.1.2 beschriebenen empirischen Kalibration des Systems sollte die aus einer Variation der Verzögerungszeit resultierende systematische Änderung des Zyklusmittelwerts bei identischer Strahlposition berücksichtigt werden.

An das Beschleuniger-Kontrollsystem werden die Rohdaten wie Spannung und Phase typischerweise mit einer kleineren Rate als der Ausleserate übermittelt, um die Last durch den Datentransfer zu begrenzen. Vorgabe sind 3 Hz, der jeweils nächstgelegene Teiler der Ausleserate wird verwendet.

## 9.4 Weiterverarbeitung der Rohdaten

### 9.4.1 Umrechnung der Signalspannungen in Positionswerte

Die ausgelesenen Werte für die Signalamplitude liegen in Volt vor und müssen, nach der Normierung auf den Strahlstrom, noch mittels des gemäß Gleichung (8.9) ermittelten Skalierungsfaktors in Abstandswerte umgesetzt werden, was im Folgenden näher erläutert wird. Für die Stromnormierung soll von der Auslese des Resonators zur Strommessung ein Wert für den Strahlstrom  $I_B$  geliefert werden. Bei den in den Skalierungsfaktor  $u_{scale}$  eingehenden Größen handelt es sich zum Teil um feststehende Eigenschaften des betreffenden Resonators, aber auch um zwei variable Größen.

Der Bunchfaktor  $B$  wird im Programm mittels der Funktion `get_bunch_factor` berechnet, er ist typischerweise über weite Zeitabschnitte einer Strahlzeit konstant. In ihn gehen dabei neben den in Abschnitt 3.3 angegebenen festen Größen noch zwei Variable ein. Es handelt sich um den in (3.8) auftretenden relativistischen Gamma-Faktor, der aus der Endenergie der Elektronen bestimmt wird. Der zu letzterer gehörende Kontrollsystem-Parameter wird im Programmablauf überwacht und bei Meldung einer Änderung erneut ausgelesen.

Außerdem wird die in (3.9) eingehende Synchrotron-Schwingungsfrequenz  $\nu_s$  benötigt. Sie ergibt sich mittelbar aus der an den Hochfrequenzresonatoren abfallenden Beschleunigungsspannung  $U_{acc}$ , welche aus dem Kontrollsystem je nach Betriebsmodus entweder als der eingestellte,

konstante Zahlenwert oder, im Falle einer für die Beschleunigungsphase aktivierten Hochfrequenzrampe, als Endwert des Rampenvektors ausgelesen wird.

Wie bereits in Abschnitt 8.6.3 angedeutet, werden sowohl der mittels der logarithmischen Verstärkerschaltung ermittelte Stromwert als auch die Spannungsmesswerte der Lagesignale um den Einfluss des aktuell gültigen Bunchfaktors  $B$  korrigiert. Dieser geht wegen (6.1) beziehungsweise (8.9) linear in die jeweilige Diagnosegröße ein, weswegen die mittels der empirisch bestimmten Skalierungsfaktoren berechneten Strom- und Lagewerte mit einem Faktor  $B_{\text{cal}}/B$  multipliziert werden. Zum Zeitpunkt der letzten empirischen Kalibration der beiden Messsysteme lag jeweils ein Bunchfaktor von  $B_{\text{cal}} = 0,808$  vor.

#### 9.4.2 Aufzeichnung und Mittelung

Folgende Größen sind zur Anzeige im Beschleuniger-Kontrollsystem vorgesehen:

**Aktuelle Werte:** Die jeweils ermittelten aktuellen Spannungs- und Phasenwerte sowie die mit Hilfe der Skalierungsfaktoren errechneten Positionswerte werden mit einer Rate von etwa 3 Hz übermittelt.

**Zyklus-Verlauf:** Der Verlauf der Positionswerte über einen Zyklus wird in einem Array festgehalten. Am Zyklusende wird die Verlaufskurve zur grafischen Anzeige im Kontrollsystem übermittelt.

Weiterhin werden folgende Mittelwerte gebildet:

**Zyklus-Mittel:** Über alle während eines Zyklus gemessenen Positions- und Phasenwerte wird gemittelt.

**Verlaufs-Mittel:** Über eine wählbare Zahl an Verlaufskurven wird der gleitende Mittelwert gebildet und im Kontrollsystem angezeigt.

Schließlich steht zur Langzeit-Beobachtung noch ein hundert Werte umfassendes Array zur Verfügung, in das regelmäßig der Positions-Mittelwert nach einer wählbaren Anzahl an Zyklen hineingeschrieben wird. Im Kontrollsystem lassen sich so die hundert letzten erfassten Werte grafisch darstellen, was eine direkte Analyse des Langzeitverhaltens ermöglicht. In Abbildung 9.3 sind beispielhaft einige Werte und Messkurven zu sehen.

#### 9.4.3 Kurvenfit an die Messpunkte zur horizontalen Strahlposition

Bei bestimmten Extraktions-Einstellungen und hohen Strahlenergien wie etwa 3,2 GeV tritt der bisherigen Erfahrung gemäß eine Drift der horizontalen Strahlposition während eines Extraktionszyklus auf. Um diese bei Bedarf über eine entsprechende Ansteuerung von Magneten kompensieren zu können, ist eine funktionale Beschreibung ihrer Zeitentwicklung über einen Extraktionszyklus hilfreich. In die Software wurde deshalb eine Routine zum Anfitzen eines Polynoms zweiter Ordnung an die entsprechende Messkurve in der Horizontalen implementiert.

Zu diesem Zweck kam die Funktion `gsl_multifit_fdfsolver` aus der GNU Scientific Library zum Einsatz [GDT09]. Über mehrere Iterationen werden mit Hilfe der Jacobi-Matrix der Fit-Funktion die Abweichungen der Datenpunkte von der Fitkurve minimiert. Als Abbruchbedingung wurde festgelegt, dass der letzte Iterationsschritt die Werte der Fitparameter nur noch um weniger als zwei Prozent geändert hat. Im Regelfall reichen so etwa zwei Iterationen für das Konvergieren des Fits aus. Um die Ausführung des Hauptprogramms bei irregulären Messkurven nicht zu verzögern, wurde zusätzlich ein Maximum von zehn Iterationen vorgegeben.

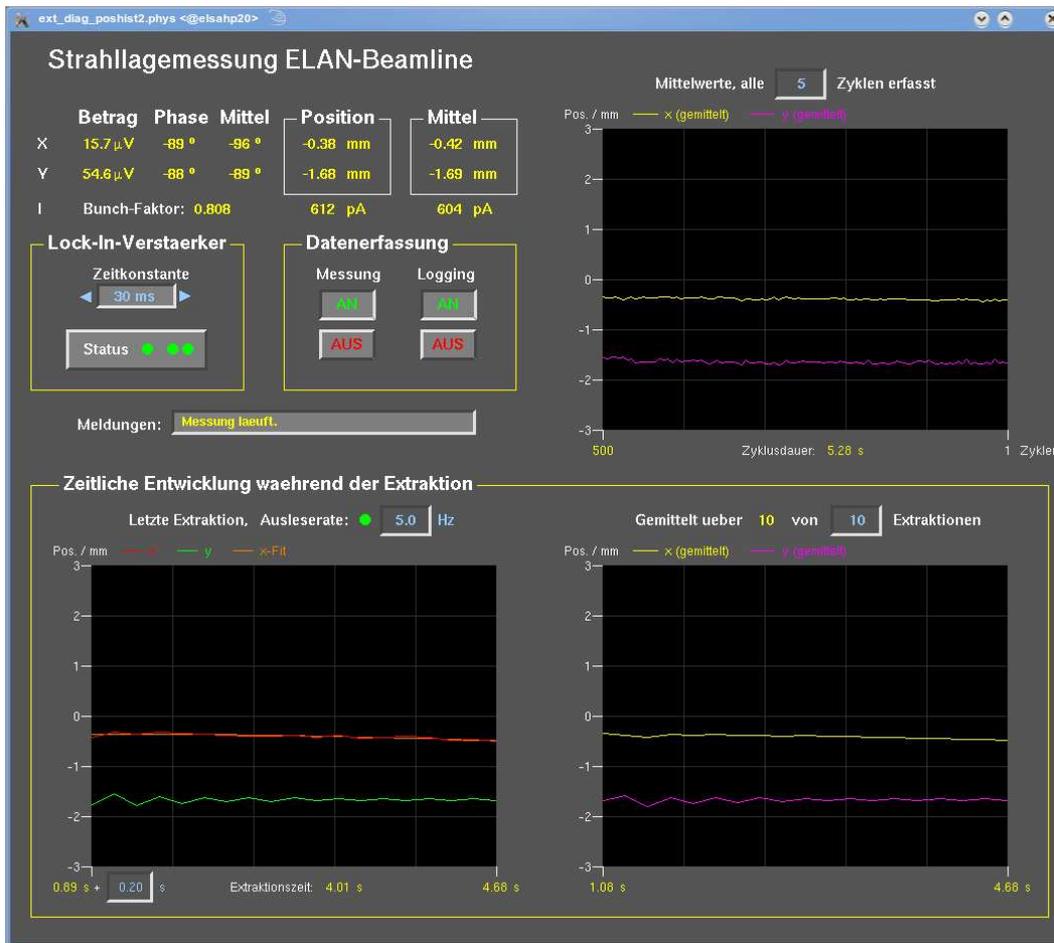


Abbildung 9.3: Kontrollsystem-Menu zur Steuerung des Messsystems zur Positionsmessung.

Mit Hilfe der sich aus dem Fit ergebenden Parameter werden mit der aktuell durch die Ausleserate vorgegebenen Zeitauflösung Stützstellen für eine zusätzliche Kurve berechnet, welche einmal pro Zyklus an das Kontrollsystem geschickt wird. In Abbildung 9.3 ist links unten die graphische Darstellung der in Überlagerung zu den Messdaten gezeichneten Kurve zu erkennen.

Bei einer zukünftigen Strahlzeit mit Beschleuniger-Einstellungen im oben erwähnten Energiebereich kann eine Lagekorrektur anhand der Fitkurve erwogen werden. In Frage käme zum Beispiel die Modulation der bisher linearen Steuerkurve für den Strom des Hauptseptums, welches die Strahlrichtung in der horizontalen Ebene beeinflusst.

## 9.5 Übermittlung der Daten an das Beschleuniger-Kontrollsystem

Da die im Kontrollsystem eingerichteten Variablen zum Teil von ganzzahligem Typ sind, werden in der Steuersoftware für einige Werte zwei Variablen vorgehalten. Die zur internen Verarbeitung verwendeten Fließkommazahlen werden für die Übermittlung an das Kontrollsystem in ganze Zahlen überführt.

Um die mit vielen einzelnen Sendebefehlen verbundene Auslastung zu vermeiden, werden im Programm mehrere Einzelwerte in einem Buffer zusammengefasst und dann gemeinsam übermittelt. Weiterhin erfolgt die Übermittlung der Rohdaten nur mit einer kleineren Frequenz als

die Erfassung der Messwerte vor Ort.

Um den Betriebszustand des Messsystems auf einen Blick erfassbar zu machen, werden wichtige Parameter auch über Statusleuchten angezeigt. Die Farbe grün kennzeichnet den ordnungsgemäßen Zustand.

## 9.6 Interaktion der Kontrollsystem-Menüs mit der Messsoftware

In der Steuersoftware werden über einen Signal-Handler ständig Änderungen wichtiger Kontrollsystemparameter überwacht. Bei Änderung von Steuergrößen über Schalter, Schieberegler oder Eingabefelder wird die entsprechende Programmstelle angesprungen, an der die Änderung verarbeitet wird. Im Einzelnen finden sich folgende Möglichkeiten zur Einflussnahme:

- Im Hauptmenü des Lage-Messsystems im Kontrollsystem können über entsprechende Schalter die Messung an sich sowie das Mitloggen der Zykluswerte von Strom- und Position an- und ausgeschaltet werden. Die Ausgabe erfolgt dabei über die Linux-Shell, in der das Programm gestartet wurde. Bei Programmstart sollte daher die Umleitung in eine Log-Datei vorgenommen werden.
- Weiterhin gibt es eine Schalterfläche zur Einstellung der Zeitkonstanten der Tiefpassfilter im Lock-In-Verstärker sowie einen Schalter zum Aufrufen dessen Statusmenüs, welches in Abbildung 9.1 zu sehen ist. Dort werden die Abstimmspannung für den lokalen Oszillator sowie die zu addierenden Phasenoffsets zwischen Referenz- und Cavity-Signal wahlweise automatisch geregelt oder manuell eingestellt.
- Die Zeitdifferenz zwischen Beginn eines Extraktionszyklus und der ersten Messung lässt sich ebenfalls frei wählen, um den Bereich des Einschwingvorgangs der Tiefpassfilter aus der Messung und damit der Zyklus-Mittelwert-Bildung auszuschließen. Ebenfalls wählbar ist die Ausleserate für die Rohdaten über einen Zyklus.
- Die Anzahl der Zyklen, über die der gleitende Mittelwert der Lagekurven gebildet wird, kann ebenso eingestellt werden wie die Anzahl an Zyklen, die bis zu einer neuen Eintragung in den Historienplot verstreichen.
- Zuletzt wurde noch eine Schaltfläche eingerichtet, über die eine grafische Darstellung des um den aktuellen Bunchfaktor korrigierten Strahlstromwerts über einen Extraktionszyklus aufgerufen werden kann.



## 10 Erfahrungen mit dem Messsystem

### 10.1 Empirische Kalibration der Strahlungsmessung

#### 10.1.1 Vorrichtung für Drahtscans

Um die gemessenen Signalspannungen in Positionswerte des Elektronenstrahls umsetzen zu können, ist für beide Messrichtungen die Kenntnis der zugehörigen Skalierungsfaktoren erforderlich. In Abschnitt 8.6.2 wurde die rechnerische Bestimmung anhand der dort vorgestellten, theoretischen Zusammenhänge erörtert. Die Faktoren lassen sich aber auch empirisch bestimmen.

Einen knappen Meter strahlabwärts von den Resonatoren befindet sich der Radiator-Behälter mit einem *Goniometer*-Aufbau. Es handelt sich um ein präzises, mechanisches Positionierungssystem, welches aus zwei Verschiebetischen und drei Rotationstischen<sup>67</sup> besteht [Els07]. Neben einer Vorrichtung zur Messung der Elektronenstrahlpolarisation<sup>68</sup> ist in dem System auch eine drehbare Scheibe montiert, die nahe des Randes über acht kreisförmige Aussparungen verfügt. In diesen sind die zur Verfügung stehenden Radiatoren sowie Einrichtungen zur Strahldiagnose befestigt. Zu letzteren gehören die in zwei der Öffnungen montierten, etwa einen Millimeter starken Eisendrähte. Sie zeigen genau dann in horizontale beziehungsweise vertikale Richtung, wenn die zugehörige Aussparung über die Drehung der Scheibe in den Strahl geschoben wird.

Während eines sogenannten *Drahtscans* wird der jeweilige Draht über die Verschiebetische senkrecht zu seiner Laufrichtung durch den Elektronenstrahl geschoben. Die Abtastung des Strahls in einer Richtung dauert bei einer Schrittweite von typischerweise 0,3 mm einige Minuten. Über die bei einer speziellen Trigger-Einstellung im Tagging-Detektor erfassten Ereignisse wird die Zahl der durch den Draht an einer bestimmten Position in der transversalen Ebene entstandenen Bremsstrahlungsphotonen bestimmt [Els07]. An das Histogramm der Ereigniszahl gegen die durch Weggeber ermittelte Drahtposition lässt sich eine Gaußfunktion anfitten, deren Maximum gibt dabei die Position des Strahlschwerpunkts in einer der ausgezeichneten Richtungen an. Die Messung wird für eine vollständige Positionsbestimmung in der transversalen Ebene mit dem anderen Draht wiederholt. Die Ungenauigkeit des Kurvenfits an das Histogramm beträgt typischerweise etwa 0,02 mm.

Mit der Einrichtung für Drahtscans steht also ein Diagnosewerkzeug zur Verfügung, das die Ermittlung der absoluten Strahlposition in der transversalen Ebene am Ort des Radiator-Targets erlaubt. Sie kann deshalb zur Kalibration des Messsystems zur Strahl Lagebestimmung mittels Hohlraumresonatoren herangezogen werden.

#### 10.1.2 Bestimmung der Skalierungsfaktoren

Zur Kalibration des Systems wurde der Elektronenstrahl in beiden Messrichtungen jeweils im Rahmen einer eigenen Messreihe an fünf verschiedene Positionen gelegt. In der jeweils anderen Koordinate wurde die bei Strahlbetrieb typische Position gewählt. Ein Kurvenfit an das an jeder Position per Drahtscan generierte Ereignisratenhistogramm erlaubte die Bestimmung der jeweiligen Strahlposition in Einheiten von Millimetern relativ zur Nullposition des jeweiligen Verschiebetisches. Die so bestimmten Werte wurden dann gegen die Mittelwerte der am entsprechenden Lock-In-Verstärker gemessenen und auf den Strahlstrom normierten Signalspannungen aufgetragen.

Der jeweilige Skalierungsfaktor lässt sich über die Steigung einer durch die entsprechenden Messpunkte gelegten Ausgleichsgeraden bestimmen. In Abbildung 10.1 findet sich eine graphische

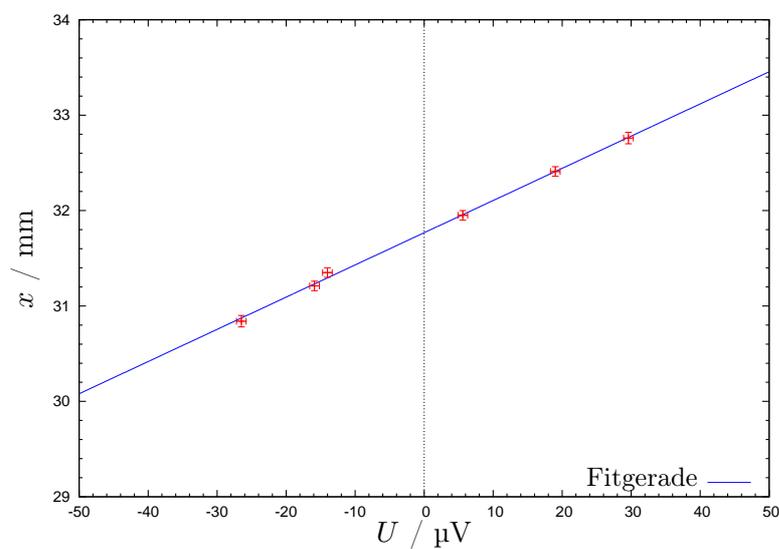
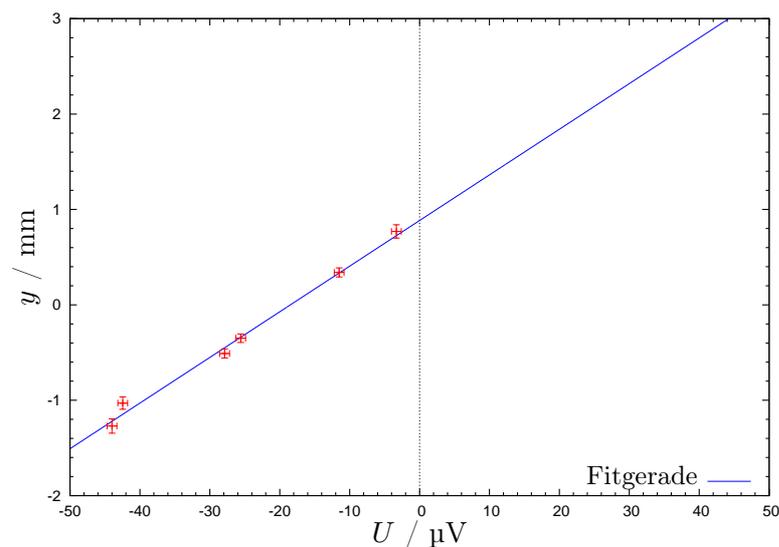
---

<sup>67</sup>Der Stellwinkel gegen den Strahl kann über mehrere Rotationsachsen mit einer Genauigkeit von einem tausendstel Grad variiert werden [Els07].

<sup>68</sup>Es handelt sich um ein Møller-Polarimeter [Kam09].

Darstellung der Ergebnisse einer im Abstand weniger Monate zur Abstimmung der Resonatoren vorgenommenen Kalibrationsmessung. Es ergeben sich Werte von  $x_{\text{scale}} = (27,1 \pm 0,6)$  mm pA/ $\mu\text{V}$  und  $y_{\text{scale}} = (38,4 \pm 1,7)$  mm pA/ $\mu\text{V}$  für die in (8.9) eingehenden Skalierungsfaktoren.

Für die  $x$ -Richtung ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit dem theoretisch berechneten Wert aus Abschnitt 8.6, in der Vertikalen zeigt sich aber eine deutliche Abweichung um etwa 30 %. Eine mögliche Erklärung bestünde in einer trotz Temperaturstabilisierung unerwartet deutlichen Verstimmung eines der beiden Resonatoren. Allerdings ergibt selbst eine Frequenzdifferenz von 100 kHz zum Sollwert nur eine Abweichung um etwa 20 % im berechneten Skalierungsfaktor. Gemäß den Erläuterungen aus Abschnitt 7.2.3 wäre eine solche Verstimmung auf eine Temperaturabweichung um etwa 3 °C zurückzuführen, welche im Rahmen der Regelung auf Gradbruchteile eigentlich auszuschließen sein sollte.

(a)  $x$ -Richtung(b)  $y$ -Richtung

**Abbildung 10.1:** Messwerte zur Strahlposition aus Drahtscanmessungen, aufgetragen gegen die am Lock-In-Verstärker anliegende Spannung.

Als Ursache vorstellbar wären auch aus dem üblichen Rahmen fallende und bei der Rechnung nicht berücksichtigte Signalverluste in einem der eigentlich symmetrisch aufgebauten Signalpfade. Schließlich ist auch eine Abweichung der Eigenschaften bestimmter Hochfrequenzbauteile von den Herstellerspezifikationen nicht gänzlich auszuschließen.

Die Kalibration des Systems zur Lagemessung wurde im Laufe mehrerer Monate zu verschiedenen Zeiten wiederholt, die Abweichung der Werte für die Kalibrationsfaktoren erreichte dabei zum Teil den zweistelligen Prozentbereich. Dies ist zum Teil auf die im Laufe der Software-Entwicklung vorgenommene Anpassung der Timing-Einstellungen der Messung zurückzuführen. Nimmt man über den in Abschnitt 9.3 beschriebenen einstellbaren Zeitversatz des Messbeginns den Einschwingvorgang der Tiefpassstufen des Lock-In-Verstärkers aus der Messung und damit der Zyklusmittelung heraus, so steigt der Mittelwert an und der empirisch bestimmte Skalierungsfaktor muss kleiner werden. Bei allen Veränderungen des Timings der Messsoftware sowie der Zeitkonstanten der Lock-In-Verstärker sollten demnach die Auswirkungen auf die per Drahtscan ermittelten Skalierungsfaktoren berücksichtigt werden.

Bei der Veränderung der Skalierungsfaktoren könnten auch jahreszeitlich bedingte Temperaturunterschiede in der Experimentierhalle eine Rolle spielen, welche sich auf viele der nicht über eine Wasserkühlung stabilisierten Schaltungsbestandteile des Gesamtsystems auswirken könnten.

Im vorliegenden Aufbau beträgt die relative Genauigkeit bei der Bestimmung der Position des Elektronenstrahls gemäß der oben angegebenen Unsicherheiten etwa 0,1 mm. Die absolute Genauigkeit sollte über Kontrollmessungen mittels der Drahtscan-Einrichtungen von Zeit zu Zeit überprüft werden. Sollten sich die Eigenschaften des Messsystems mit der Zeit geändert haben, so sollte bei Bedarf eine Neubestimmung der Skalierungsfaktoren vorgenommen werden.

Eventuell könnte die jeweils aktuelle Verstimmung  $\Delta\nu$  der Resonatoren gemäß (7.2) über den Messwert einer fest installierten Vorrichtung zur Temperaturbestimmung berechnet werden. In (8.9) kann dann der tatsächliche Wert für  $\Delta\nu$  eingesetzt werden. Damit würde eine der gemäß Tabelle 8.2 größeren Fehlerquellen reduziert.

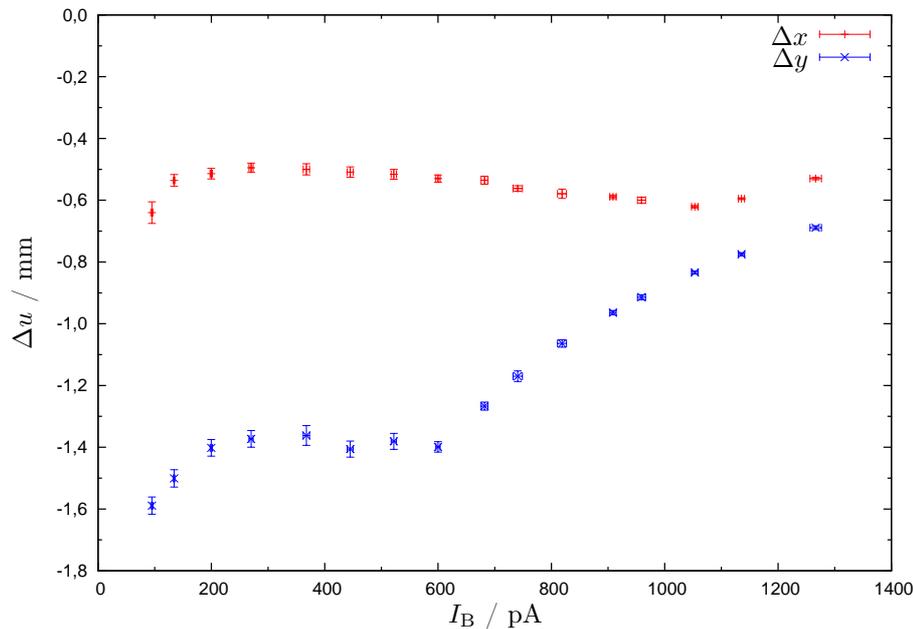
## 10.2 Sprunghaftes Verhalten der Phasenbeziehung

Wie in Abschnitt 9.2.2 erläutert, wird im Rahmen der Auslesesoftware das Vorzeichen der Strahlablage aus dem Vorzeichen des Phasenwinkels zwischen Mess- und Referenzsignal am Lock-In-Verstärker ermittelt. Über den dort verstellbaren Phasenoffset werden die anhand von Strahlschirmmessungen für beide Ablagerichtungen ermittelten Referenzwerte des Phasenwinkels auf  $+90^\circ$  beziehungsweise  $-90^\circ$  geschoben.

Während des Messbetriebs über eine mehrwöchige Strahlzeit erwies es sich, dass in unregelmäßigen Abständen von mehreren Stunden die Bestimmung des Vorzeichens nicht zuverlässig funktionierte. Betroffen war die horizontale Messrichtung, für einige Zeit änderte sich immer wieder über einige Zyklen die Polarität des Messwerts. Dies konnte unter den gegebenen Bedingungen nicht mit der dazu erforderlichen, tatsächlichen Bewegung des Teilchenstrahls über mehrere Millimeter korreliert sein. Der Effekt trat trotz der in Abschnitt 9.2.2 beschriebenen Regelschleife auf, welche während des Messbetriebs eine allmähliche Phasendrift durch eine Anpassung der Offsets im Lock-In-Verstärker kompensiert.

Als mögliche Erklärung wurde eine thermisch bedingte Drift der Resonanzfrequenz der Resonatoren in Betracht gezogen. Sollte letztere dabei die Anregungsfrequenz des Elektronenstrahls überstreichen, so würde sich ein Phasensprung ergeben, der zum erwähnten Vorzeichenwechsel führt. Es wurde demzufolge beschlossen, die Differenz der aktuellen Resonanzfrequenzen der Resonatoren vom Sollwert zu überprüfen. Die Messung erfolgte mittels eines vor Ort kalibrierten vektoriiellen Netzwerkanalysators.

Es ergaben sich für den  $x$ -Resonator eine Resonanzfrequenz von  $(1,499\,028 \pm 0,000\,002)$  GHz



**Abbildung 10.2:** Die Position des Elektronenstrahls in den Lagerresonatoren, aufgetragen gegen den über den alten Stromresonator bestimmten Strahlstrom. Die Fehlerbalken geben die Standardabweichung bei Mittelung über die aufgezeichneten Zyklen an.

und für den  $y$ -Resonator eine Frequenz von  $(1,499\,042 \pm 0,000\,002)$  GHz. Der systematische Fehler in den Frequenzangaben des Netzwerkanalysators konnte im Gegensatz zu den früheren Messungen herausgerechnet werden. Durch den Einsatz eines bis in den Sub-Kilohertz-Bereich genau messenden Frequenzzählers konnte er zu  $+9$  kHz bestimmt werden. Es verblieb die Unsicherheit bei der Bestimmung des Minimums der Messkurve.

Der für die Messung von Strahlablagen in  $x$ -Richtung vorgesehene Resonator wies offenkundig einen geringeren Frequenzabstand von der Sollfrequenz auf. Dies stand im Einklang mit der beobachteten Empfindlichkeit gegenüber Phasensprüngen. Über den Abstimmstempel wurde die Abweichung seiner Resonanzfrequenz vom Sollwert derjenigen des  $y$ -Resonators angeglichen. Bei den Messungen in der folgenden Strahlzeit trat der oben beschriebene Effekt nicht mehr auf.

### 10.3 Überprüfung der Stromnormierung

Um die Unabhängigkeit der Lagebestimmung vom Strahlstrom zu überprüfen, wurde über die Logging-Funktion der Auslesesoftware für verschiedene Stromwerte der Positionsmesswert mitgeschrieben. Dabei wurde zunächst der neue Sollwert für die Regelung des extrahierten Strahlstroms im Kontrollsystem eingetragen. Als Regelgröße diente der Messwert des alten Resonators für die Strommessung. Nachdem sich stabile Verhältnisse eingestellt hatten, wurde die Aufzeichnung der Messwerte über mindestens zehn Zyklen abgewartet, bevor dann die Einstellung des nächsten Stromwertes erfolgte.

In Abbildung 10.2 ist die anhand der Signale aus den Resonatoren zur Strahlagemessung ermittelte Ablage  $\Delta u$  des Strahls von der Resonatorachse gegen den Strahlstrom aufgetragen. Die Datenpunkte ergeben sich aus der Mittelung über die bei jedem Stromwert aufgezeichnete Anzahl an Zyklen. Die Fehlerbalken geben die zugehörige Standardabweichung wieder. Bei der Auswertung der Daten wurde die deutliche Änderung der Strahlposition in  $y$ -Richtung erkennbar.

Sie konnte im Rahmen einer kurzen Kontrollmessung anhand der Beobachtung der Strahlposition auf einem Szintillator-Schirm auf eine tatsächliche Positionsänderung des Strahls bei veränderten Extraktionsbedingungen zurückgeführt werden. Wie man der Abbildung entnehmen kann, fällt diese in  $x$ -Richtung deutlich geringer aus.

Für eine eindeutige Bestätigung der gewünschten Unabhängigkeit müsste der Strahl idealerweise am Ort der Resonatoren in seiner Position stabilisiert werden. Dies könnte näherungsweise eine Sichtkontrolle an den in der externen Strahlführung installierten Szintillatorschirmen ermöglichen. Verschiebungen des vom Strahl verursachten Lichtflecks könnten über eine manuelle Ansteuerung der Korrektormagnete rückgängig gemacht werden. Eine andere Möglichkeit bestünde in der Kontrolle der Strahlposition mittels der in Abschnitt 10.1.1 beschriebenen Drahtscan-Vorrichtung am Radiator-Aufbau. Über die iterative Positionsbestimmung bei schrittweiser Variation der Korrektorfeldstärken könnte ebenfalls die Ursprungsposition wieder hergestellt werden.

Allerdings konnte durch die in den Abschnitten 6.4.5 und 6.5 vorgestellten Ergebnisse zur Strommessung per Faraday-Cup und zur Messung der Taggingrate am Experiment untermauert werden, dass sich der Messwert aus der Strahlstrombestimmung per Resonator mit guter Genauigkeit linear zu den entsprechenden Vergleichsgrößen verhält. Damit sollte für die Normierung der aus den Resonatoren zur Strahllagebestimmung extrahierten Signale eine geeignete Referenzgröße zur Verfügung stehen.

## 10.4 Positionsmessung hinter dem Experimentaufbau per Photonkamera

Wie in Abschnitt 1.3 angedeutet, besteht in beiden Strahlführungen die Möglichkeit, die Position des Photonenstrahls hinter dem Experimentaufbau zu bestimmen. Die Messsysteme gleichen sich in der Konstruktion und der verwendeten Hardware. Auf zwei an einer kreisrunden Bodenplatte befestigten Aluminiumstreben ist unter einem Winkel von  $45^\circ$  gegen die Vertikale ein Rahmen mit einer eingespannten Szintillationsfolie befestigt, welche bei Strahlzeiten vom Photonenstrahl getroffen wird. Eine Beschichtung zur Wellenlängenkonversion sorgt für die Wandlung des entstehenden Szintillationslichtes in den Empfindlichkeitsbereich einer CCD-Kamera mit Restlichtverstärker<sup>69</sup>. Letztere wird von unten an die Bodenplatte geschraubt, welche eine Öffnung für das verwendete Zoom-Objektiv aufweist.

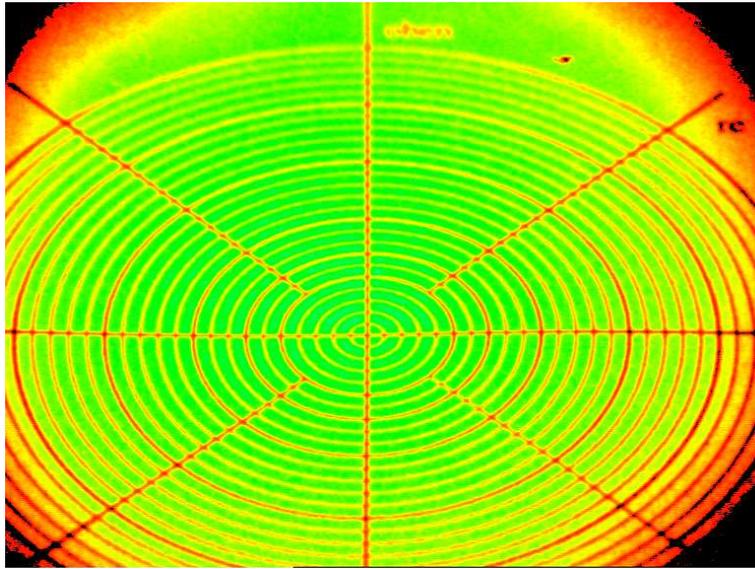
### 10.4.1 Justage der Optik

Die Einstellung der Zoomoptik vor dem Restlichtverstärker erfolgte im abgedunkelten Labor. Als Referenzbild diente dabei ein auf eine transparente Folie gedrucktes Fadenkreuz. Dieses wurde um konzentrische Kreise mit einem Radienabstand von zwei Millimetern zueinander und einem Maximalradius von fünf Zentimetern ergänzt. Die Folie wurde in dem Halterahmen vor der Wandlerfolie befestigt. Das von der CCD-Kamera gelieferte Bild konnte bei schwacher Beleuchtung mit Streulicht bezüglich Bildausschnitt und Fokussierung optimiert werden. Die endgültig gewählten Einstellungen wurden am Objektiv durch entsprechende Markierungen an den Stellringen kenntlich gemacht.

Am jeweiligen in Abbildung 1.3 eingezeichneten Installationsort steht für die starr mit dem Folienhalter verbundene Kamera eine Haltesäule zur Verfügung. Eine Schutzhaube in Form eines abgeschlossenen Rohrstücks sorgt für die Abschirmung des Umgebungslichtes in der Experimentierhalle, sie weist auf der Photonenstrahlachse Ein- und Austrittsöffnungen auf. Bei der Einmessung des Systems konnte durch letztere das vor der Detektorfolie angebrachte Fadenkreuz angepeilt werden.

---

<sup>69</sup>Firma Hamamatsu Photonics K.K.



**Abbildung 10.3:** Von der Photonkamera aus der BGO-OD-Strahlführung erfasstes Bild von dem zur Einmessung und Kalibration verwendeten Fadenkreuz. Die Falschfarbendarstellung wurde anhand des von einem Framegrabber digitalisierten und im Rahmen der Auslesesoftware über 25 Einzelaufnahmen gemittelten Bildes erzeugt. Der Abstand der konzentrischen Kreise voneinander beträgt 2 mm.

Für die digitale Bilderfassung wird das Kamerasignal an einen Framegrabber weitergeleitet. Die Software für die Bilderfassung und -verarbeitung läuft auf einem dedizierten PC im Kontrollraum der Anlage. Bei der Einrichtung konnte über Bildschirmfotos des mit einer maximalen Wiederholrate von 25 Bildern pro Sekunde angezeigten Kamerabildes die Position der Fadenkreuzmitte auf dem Bildpunkte-Raster ermittelt werden. Die entsprechenden Koordinaten stehen für die spätere Bestimmung der Strahlposition als Mittenreferenz zur Verfügung.

#### 10.4.2 Bestimmung des Abbildungsmaßstabes

Weiterhin erlaubten die konzentrisch um das Fadenkreuz gedruckten Kreise die Bestimmung des Abbildungsmaßstabes in Millimetern pro Bildpunkt in beiden Raumrichtungen. Auf den Achsen des Fadenkreuzes wurden pro Raumrichtung acht Messpunkte ausgezeichnet. Deren Abstand von der Fadenkreuzmitte wurde am Bildschirm in Bildpunkten und über die Abzählung der Kreise in Millimetern bestimmt. In der  $y$ -Richtung musste über den Faktor  $\sin(45^\circ)$  die mit dem Stellwinkel des Folienhalters gegen die Beobachtungsrichtung verbundene Stauchung des Fadenkreuzbildes herausgerechnet werden.

Über Mittelwertbildung erhält man für die Kamera in der Crystal Barrel-Strahlführung einen Maßstab von  $(0,098 \pm 0,001)$  mm/Pixel in  $x$ -Richtung und  $(0,098 \pm 0,002)$  mm/Pixel in  $y$ -Richtung. Die entsprechenden Skalierungsfaktoren für die Einrichtung in der BGO-OD-Strahlführung wurden ebenfalls ermittelt, sie belaufen sich auf  $(0,114 \pm 0,001)$  mm/Pixel in  $x$ -Richtung und  $(0,118 \pm 0,003)$  mm/Pixel in  $y$ -Richtung. Abbildung 10.3 zeigt beispielhaft das für die Maßstabsbestimmung des Kamerabildes in der BGO-OD-Strahlführung herangezogene Bildschirmfoto in Falschfarben-Darstellung. Die Beleuchtung der Fadenkreuzfolie für die Messungen erfolgte bei Abschattung des Umgebungslichtes durch das Streulicht einer LED-Lichtquelle.

### 10.4.3 Genauigkeit des Messsystems

Nach der Einrichtung des Systems wurden für den Regelbetrieb dünne, lichtdichte Plastikfolien vor die Strahlöffnungen gespannt, um das Umgebungslicht abzuschirmen. Bei Strahlbetrieb erfolgt softwareseitig ein Kurvenfit an eine Schnittkurve durch das zweidimensionale Intensitätsprofil des Kamerabilds. Die Strahlposition kann so mit einer Genauigkeit von etwa einem zehntel Millimeter bestimmt werden.

Die in Abschnitt 2.2 am Beispiel des Crystal Barrel-Experiments angegebene und eine Aufnahme verlässlicher Experimentierdaten noch ermöglichende kritische Verkippung des Strahls um etwa  $0,02 \text{ mrad}$  am Radiator-Target lässt sich in eine Verschiebung des Strahlabbildes an der Photon-Kamera umrechnen. Über den Hebelarm von etwa  $15 \text{ m}$  Länge zwischen Radiator und Kamera erhält man für den Versatz einen Wert von etwa drei zehntel Millimetern. Die Messgenauigkeit des Systems erlaubt also in diesem Fall eine ausreichend genaue Kontrolle der Strahlposition hinter dem Experiment.



## 11 Strahlstrommessung mit Lock-In-Methoden

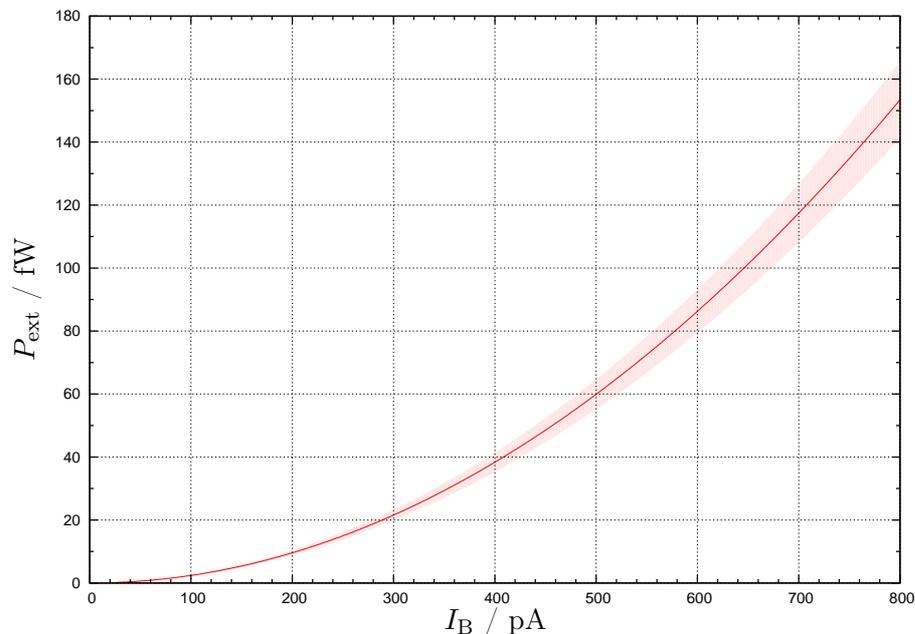
Um den Messbereich der Strahlstrombestimmung zu kleineren Strömen hin zu erweitern, bietet sich die Nutzung des für die Lagemessung umgesetzten Detektionskonzeptes an. Im Vergleich zum in Abschnitt 6.2 geschilderten Verfahren weist es wegen der schmalbandigeren Signalverarbeitung ein besseres Signal- zu Rauschverhältnis auf. Außerdem kann bei der Integration der Strahlstrommessung in den bisherigen Aufbau zur Lagemessung die Verarbeitung beider Diagnosegrößen synchron und an gleicher Stelle erfolgen.

### 11.1 Erwartete Signalleistung

Analog zu den Betrachtungen in Abschnitt 6.1 wurde für den neuen Stromresonator gemäß (4.10) die zu erwartende Signalleistung an der Auskopplung berechnet, die einzusetzenden Resonator-Kenngrößen finden sich in Tabelle 5.2. Wieder wurde der typische Wert von  $B = 0,808$  für den Bunchfaktor angesetzt. In Abbildung 11.1 ist die Signalleistung für typische Strahlströme zu sehen. Durch die verbesserten Resonatoreigenschaften und die Wahl eines kleineren Koppelfaktors ist sie im Vergleich zum alten Resonator-Modell in etwa doppelt so groß.

### 11.2 Anpassung der signalverarbeitenden Elektronik

Wie schon in Abschnitt 8.5 angedeutet, wurde in Ergänzung der beiden für die Bestimmung der Strahlage eingesetzten Lock-In-Verstärker ein weiteres Gerät gleichen Typs für die Gleichrichtung der Signale aus einem der Strahlstrom-Resonatoren erworben. Die Vorverstärkung sowie das Heruntermischen der Signalfrequenz erfolgt wie im Fall der Lagemessung in einem direkt an der Resonator-Auskopplung installierten Verstärker-Modul. Dieses wird mit den gleichen Kompen-



**Abbildung 11.1:** Die bei einer Strahlenergie von 2,35 GeV an der Resonatorauskopplung zu erwartende Signalleistung  $P_{\text{ext}}$  für typische Strahlströme  $I_B$ . Der Fehler als Folge der Unsicherheiten der eingehenden Größen ist durch eine farbliche Hinterlegung gekennzeichnet.



**Abbildung 11.2:** Hochfrequenzdichtes Gehäuse zur Montage oberhalb der Koppelvorrichtung des neuen Stromresonators. Es enthält die Komponenten zur Vorverstärkung, Frequenzmischung und Filterung der Messsignale.

ten wie die bisherigen, in Abschnitt 8.4.4 beschriebenen Module bestückt. Bei der Konzeption wurde die Lage der Einkopplung bei den Resonatoren für die Strommessung berücksichtigt. Es entstand ein Gehäuse mit nahezu quadratischem Grundriss, welches mittig auf den Anpressring geschraubt werden kann, welcher die Vakuum-Durchführung des Resonators in Position hält.

In Abbildung A.5 ist die Konstruktionszeichnung zu sehen. Wie im Fall der Lagemessung wurde eine separate Kammer vorgesehen, um vor dem Übergang in den Innenraum mittels einer speziellen Durchführung Störsignale dämpfen zu können, welche auf die in der Beschleunigerhalle verlegten Zuleitungen der Gleichstromversorgung einstrahlen können. Durch die mittig angelegte Bohrung in der Hauptkammer kann ein Adapter auf die Anschluss-Buchse des Resonators geschraubt werden, welcher das für die dortige Schraubverbindung gewählte N-Format auf den von den Steckermaßen her kleineren SMA-Standard überführt. Die lichte Höhe des Gehäuses wurde für die Aufnahme des Adapters angepasst, alle inneren Hochfrequenz-Verbindungen wurden mittels flexibler minibend<sup>®</sup>-Koaxialleitungen mit Steckern nach dem SMA-Standard hergestellt. In Abbildung 11.2 ist das Innere des fertig bestückten Gehäuses zu sehen, Abbildung 5.6(b) zeigt es montiert auf dem Resonator in der BGO-OD-Strahlführung.

Da im Gegensatz zur Lagemessung die räumliche Nähe des Stromresonators zum Geräteschrank nicht notwendigerweise gegeben ist, wurde zur Spannungsversorgung des Vorverstärkers im Verstärkermodul ein zusätzliches Netzteil vom in Abschnitt 8.4 beschriebenen Typ in ein externes Gehäuse montiert. Zur Frequenzmischung wird wie im Falle der Lagemessung das Signal des lokalen Oszillators aus der in Abbildung 8.4 dargestellten Schaltung verwendet. Das am bisher mit  $50\ \Omega$  abgeschlossenen Ausgang des Vierfach-Leistungsteilers anliegende Signal wurde über nachträglich in das Oszillator-Modul und die Frontplatte des 19"-Einschubs integrierte Hochfrequenz-Durchführungen zur Nutzung bereitgestellt.

Bauteil	Quelle	$\Delta P$ / dB
Verstärker	Datenblatt	+63,0
Mischer	Datenblatt	-4,8
Tiefpass	Datenblatt	-0,2
Stecker und Minibend	Abschätzung	-0,7
Kabel Box → Rack	Messung	-1,8
Gesamt		+55,5

**Tabelle 11.1:** Die von den Bauteilen im Weg der Cavity-Signale bis zum Lock-In-Verstärker verursachte Änderung  $\Delta P$  der Signalleistung.

### 11.3 Messung des Strahlstroms an verschiedenen Positionen

Für erste Testmessungen stand einer der beiden gemäß dem neuen Konzept gefertigten Stromresonatoren zur Verfügung. Er wurde an der in Abbildung 1.3 gekennzeichneten Stelle in die BGO-OD-Strahlführung eingebaut. Die Strommessung nach der Lock-In-Methode konnte somit in direktem Vergleich zur parallel am alten Strom-Resonator auf Basis des logarithmischen Verstärkers betriebenen Schaltung erfolgen.

Für den Signaltransport des lokalen Oszillator-Signals vom 19"-Einschub im Geräte-Rack bis zum Vorverstärker-Gehäuse am Resonator kam ein Hochfrequenzkabel<sup>70</sup> von zwölf Metern Länge und geringer Dämpfung zum Einsatz. Von den 9,3 dBm Pegel am Ausgang des Leistungsteilers bleiben am Eingang des Verstärkermoduls noch 7,3 dBm übrig, welche zur Aussteuerung des Frequenzmischers ausreichen. Betrieb nach Spezifikation garantiert dessen Hersteller für einen Mindestpegel am Oszillator-Eingang von 7 dBm.

### 11.4 Rechnerische Bestimmung der Skalierungsfaktoren

In Anlehnung an die Überlegungen in Abschnitt 8.6 kann die Ausgangsspannung des Lock-In-Verstärkers verwendet werden, um den Strahlstrom im Resonator zu rekonstruieren. Stellt man die Gleichsetzung von (8.6) und (8.8) nach dem Strahlstrom  $I_B$  um, so erhält man

$$I_B = U \cdot \sqrt{\frac{1 + 4Q_L^2 \left(\frac{\Delta\nu}{\nu_0}\right)^2}{\underbrace{R_{\text{koax}} \cdot V \cdot R_S \cdot B^2 \cdot \frac{\kappa}{(1+\kappa)^2}}_{i_{\text{scale}}}}} \quad (11.1)$$

Die geringfügige Lageabhängigkeit der Shuntimpedanz  $R_S$  wird hier vernachlässigt, es wird der über Störkörpermessungen auf der Resonatorachse bestimmte Wert eingesetzt. Die eingehenden Kenngrößen können Tabelle 5.2 entnommen werden. In die Berechnung des Verstärkungsfaktors  $V$  geht die Pegelanhebung durch den Vorverstärker abzüglich der auf dem Signalpfad erfolgenden Dämpfung ein, einen Überblick über den Einfluss der einzelnen Komponenten gibt Tabelle 11.1. Der Skalierungsfaktor berechnet sich dann bei einem für eine Strahlenergie von 2,35 GeV typischen Bunchfaktor von  $B = 0808$  zu  $i_{\text{scale}} = (0,479 \pm 0,024)$  pA/ $\mu$ V.

In Tabelle 11.2 sind, analog zu Tabelle 8.2 für den Fall der Lagemessung, der Einfluss der einzelnen eingehenden Größen auf die Unsicherheit des Skalierungsfaktors  $i_{\text{scale}}$  zusammengefasst. Für die Abschätzung der Frequenzverstimmung  $\Delta\nu$  wurde eine Abweichung der Kühlwassertem-

<sup>70</sup>Aircom<sup>®</sup>Plus, SSB-Electronic GmbH.

Größe	Zeichen	Fehler	Einheit	$\Delta i_{\text{scale}} / \%$
Lastgüte	$Q_L$	200		0,1
Verstimmung	$\Delta\nu$	6	kHz	0,5
Wellenwiderstand	$R_{\text{koax}}$	1	Ohm	1,0
Verstärkung	V	0,3	dB	3,6
Shuntimpedanz	$R_S^L$	220	k $\Omega$	3,5
Bunchfaktor	$B$	0,01		1,1
Koppelfaktor	$\kappa$	0,04		0,2
Gesamteffekt				5,3

**Tabelle 11.2:** Zusammenfassung der Einflussfaktoren auf die Unsicherheit bei der Bestimmung des Skalierungsfaktors  $i_{\text{scale}}$  zwischen Messspannung und Strahlstrom.

peratur um ein Viertel Grad angenommen, was bei einem Resonator aus OFHC-Kupfer zu einer Frequenzverschiebung von etwa 6 kHz führt [Sch09]. Bei dieser Abweichung von der Resonanzfrequenz wurde der Einfluss der Unsicherheit bei der Gütenbestimmung ermittelt.

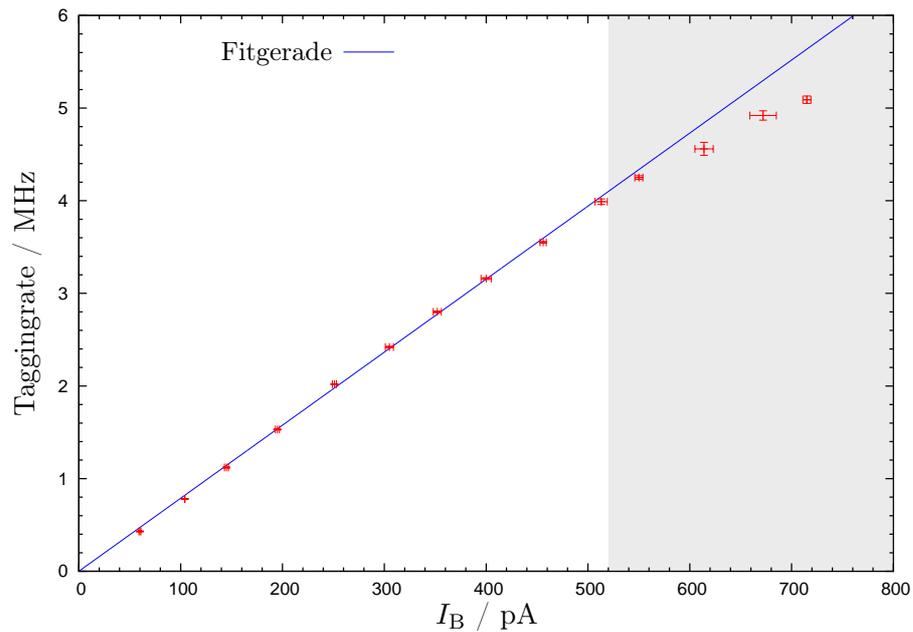
### 11.5 Adaptierung der Auslesesoftware

Um die Messwerte des für die Strommessung vorgesehenen Lock-In-Verstärkers für die Weiterverarbeitung auszulesen, wurde die in Kapitel 9 vorgestellte Software zur Lagemessung adaptiert. Die Grundstruktur wurde übernommen, allerdings konnten alle Programmteile bezüglich der Phasenbeziehung von Referenz- zu Resonator-Signal weggelassen werden. Weiterhin wird der Skalierungsfaktor  $i_{\text{scale}}$  unter Berücksichtigung der eingehenden Resonator-Parameter in der Software selbst berechnet und bei Änderungen des Bunchfaktors aktualisiert.

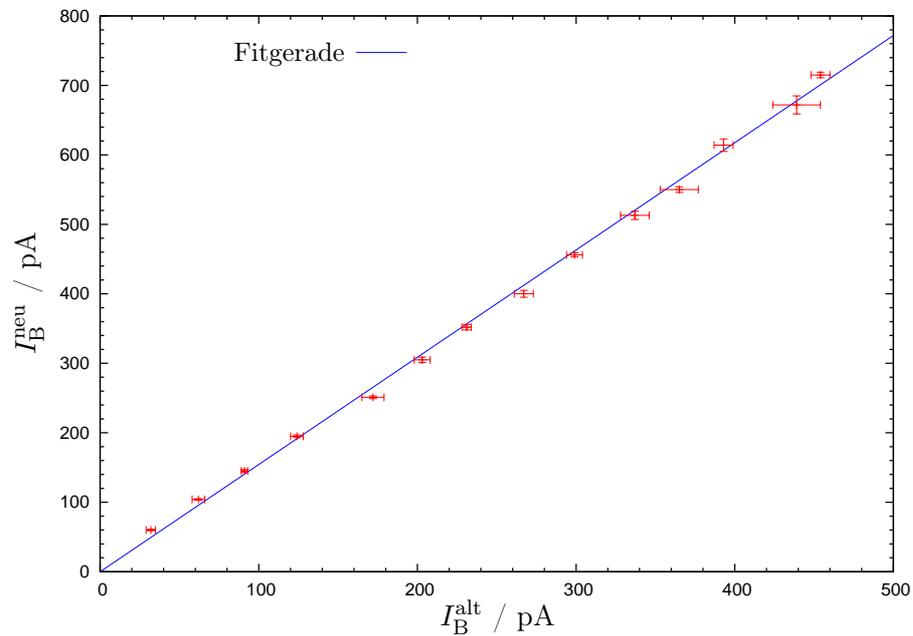
### 11.6 Vergleichsmessungen

Um die Linearität der Strommessung zu überprüfen, wurde der mit Lock-In-Methoden rekonstruierte Strahlstrom bei einer Strahlenergie von 2,35 GeV mit der Ereignisrate im Taggingssystem der BGO-OD-Strahlführung verglichen. Dabei wurde für jeden Messwert das Mittel aus fünf Extraktionszyklen berechnet. Die analoge Messung mit dem alten Stromresonator und der zugehörigen Ausleseschaltung wurde schon in Abschnitt 6.5 beschrieben. In Abbildung 11.3 ist der erwartete, über einen weiten Wertebereich des Strahlstroms lineare Zusammenhang erkennbar. Bei Ereignisraten jenseits von 4 MHz beginnt die Elektronik im Tagging-System allerdings Sättigungseffekte aufzuweisen. In direktem Vergleich zur Messung mit dem alten Resonator fällt die deutlich kleinere statistische Schwankung der Messwerte auf.

In Abbildung 11.4 ist der mit dem neuen Resonator ermittelte Stromwert gegen den über den alten Resonator bestimmten aufgetragen. Der lineare Zusammenhang zwischen beiden Messwerten ist durch die eingezeichnete Fitgerade verdeutlicht, die Unsicherheit beider Messwerte entspricht den statistischen Schwankungen über die fünf aufgezeichneten Beschleunigerzyklen. Die Strommessung mit dem alten Resonator beruht für diese Messung noch auf der ursprünglichen, provisorischen Kalibration, was den Skalierungsfaktor von etwa 1,5 zwischen beiden Messwerten zum Teil erklären dürfte. Inzwischen wurde in der anderen Experimente-Strahlführung anhand des dort installierten Faraday-Cups eine Kalibration der Strommessung vorgenommen, vergleiche dazu Abschnitt 6.4.5. Seitdem konnte eine erste Probemessung in der BGO-OD-Strahlführung bereits vorgenommen werden. Es ergab sich gemäß der Neukalibration des Stromresonators zu



**Abbildung 11.3:** Ereignisrate im alten Tagging-System des BGO-OD-Experimentaufbaus in Abhängigkeit des per neuem Resonator gemessenen Strahlstromwertes. Der lineare Fit berücksichtigt alle Datenpunkte, bei denen die Zählerelektronik noch keine Sättigungseffekte erkennen lässt.



**Abbildung 11.4:** Mittels des neuen Resonators ermittelter Messwert für den Strahlstrom, aufgetragen gegen den Wert des alten Systems.

kleineren Strömen hin eine Vergrößerung des Verhältnisses, der neue Wert liegt bei etwa 1,9.

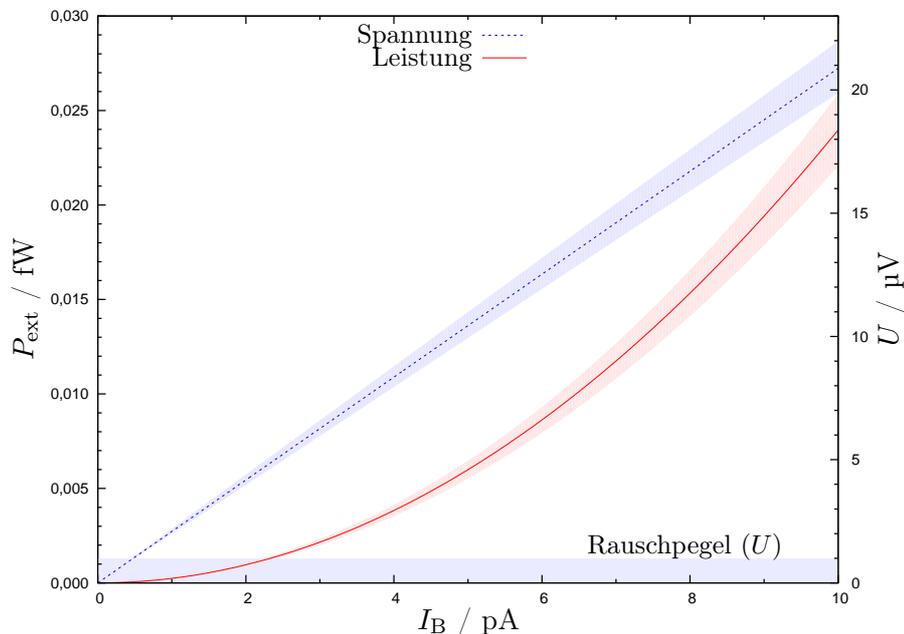
Die vorliegende Diskrepanz konnte bisher nicht abschließend aufgeklärt werden. Wegen des identischen Konzepts der Signalverarbeitung sind die in Abschnitt 10.1.2 erläuterten potentiellen

Einflussfaktoren auf die Kalibration der Lagemessung als Ursachen in Betracht zu ziehen. Zur Klärung des Sachverhalts könnte unter Umständen auch eine Überprüfung des über den Faraday-Cup gewonnenen Strommesswerts beitragen. Dieser könnte bisher unbekannt, systematischen Abweichungen unterliegen, welche bei der Kalibration der Strommessung über den alten Resonator nicht berücksichtigt wurden. Zudem sollte ein eventuell durch den Abstand der Messorte bedingter, systematischer Unterschied in den bestimmten Stromwerten ausgeschlossen werden.

### 11.7 Untere Messschwelle der Strommessung

Für Teile der seitens der Hadronenphysik-Experimentatoren geplanten zukünftigen Messprogramme sollen kleinere Strahlströme als bisher genutzt werden. Aus diesem Grunde ist die untere Messschwelle des Diagnosesystems von Interesse. In Abbildung 11.5 ist eine Ausschnittsvergrößerung von Abbildung 11.1 zu sehen. Der Wertebereich des Strahlstroms wurde für diese Darstellung auf  $I_B = 10 \text{ pA}$  begrenzt. In Ergänzung zu der am Resonator ausgekoppelten Signalleistung ist auch die mittels Umstellung von (11.1) ermittelte zugehörige Messspannung am Lock-In-Verstärker eingetragen. Der Strahlstrom wurde zu deren Berechnung durch den Skalierungsfaktor  $i_{\text{scale}}$  aus Abschnitt 11.4 dividiert. Die Unsicherheit in beiden aufgetragenen Größen ist durch eine farbliche Hinterlegung verdeutlicht.

Strahlstromwerte, die am Lock-In-Verstärker zu Spannungen oberhalb des Rauschens führen, lassen sich noch zuverlässig rekonstruieren. Eine Abschätzung des typischen Rauschpegels wurde in der Abbildung durch Schattierung kenntlich gemacht. Für die Messempfindlichkeit des Systems lässt sich eine untere Schwelle von etwa  $1 \text{ pA}$  ablesen. Dieser Wert ist bei den bisher am Lock-In-Verstärker für den regulären Messbetrieb vorgenommenen Einstellungen gültig und wird im



**Abbildung 11.5:** Die bei einer Strahlenergie von  $E = 2,35 \text{ GeV}$  an der Resonatorauskopplung zu erwartende Signalleistung  $P_{\text{ext}}$  für kleine Strahlströme  $I_B$ . Die nach der Signalverarbeitung am Lock-In-Verstärker messbare Spannung  $U$  wurde ebenfalls eingetragen. Die Unsicherheit beider Größen ist durch eine farbliche Hinterlegung kenntlich gemacht, ebenso wie der bei Standardeinstellungen vom Rauschen in der Ausgangsspannung des Verstärkers dominierte Bereich.

Allgemein durch die Bandbreite des Systems bestimmt. Wie in Abschnitt 8.2 geschildert, hängt diese insbesondere von den Eigenschaften der Tiefpassfilter ab, welche auf das Ausgangsprodukt des phasensensitiven Detektors einwirken. Bei den typischen Strahlströmen von einigen zehn bis hundert Picoampère hat sich die Wahl von vier Filterstufen mit einer jeweiligen Zeitkonstanten von 1 ms als günstig erwiesen. Die Empfindlichkeit des Systems kann aber bei Bedarf durch eine Erhöhung der Zeitkonstanten der im digitalen Signalprozessor des Lock-In-Verstärkers emulierten Tiefpassfilter gesteigert werden. Allerdings reagiert das System dann träger auf Veränderungen im Eingangssignal, was für den Fall der Regelung des extrahierten Strahlstroms auf der Grundlage des Messwerts bedacht werden muss.



## 12 Zusammenfassung

An der Elektronen-Stretcheranlage ELSA werden in zwei verschiedenen Arealen Experimente zur Hadronenphysik durchgeführt. Man bedient sich der an einem Bremsstrahlungstarget erzeugten Photonen für die Untersuchung der Struktur der Nukleonen. Eine genaue Kenntnis der kinematischen Eingangsparameter der zu Grunde liegenden Prozesse ist zur korrekten Interpretation der in den Detektoraufbauten registrierten Ereignisse unabdingbar. Es ist aus diesem Grunde erstrebenswert, die Lage des aus dem Speicherring extrahierten Primärstrahls aus Elektronen in unmittelbarer Nähe zum Bremsstrahlungs-Target während der Datennahme kontinuierlich zu erfassen. Eine ergänzende Messung des Strahlstroms erlaubt eine unabhängige Kontrolle der für die Ereignisrate bestimmenden Kenngröße.

Für den Regelbetrieb parallel zum Experimentprogramm kommen nur Diagnosemethoden in Frage, welche einen minimalen Einfluss auf den Teilchenstrahl ausüben. Im Rahmen des in dieser Arbeit vorgestellten Aufbaus macht man sich die Tatsache zu nutze, dass die in regelmäßigen Zeitabständen aufeinanderfolgenden Teilchenpakete des Elektronenstrahls hochfrequente Wechselfelder im Inneren metallischer Hohlräume aufbauen können. Mit besonderer Intensität erfolgt dabei die Anregung bei den Harmonischen der Abfolgefrequenz der Bunche. Diese ist durch die Grundfrequenz der zur Teilchenbeschleunigung verwendeten Wechselfelder vorgegeben.

Die leitenden Wände der verwendeten zylindrischen Hohlraumresonatoren führen zu Einschränkungen bezüglich der möglichen Feldkonfigurationen. Die genaue Struktur der zu einer solchen Eigenmode gehörenden Verteilung elektrischer und magnetischer Felder sowie die zugehörige Eigenfrequenz lässt sich durch den Einsatz von Simulationssoftware ermitteln. Insbesondere können so auch für einen Resonator komplexerer Geometrie aus den berechneten Werten weitere zentrale Kenngrößen wie Güte und Shuntimpedanz abgeleitet werden.

Das elektrische Feld der  $TM_{mn0}$ -Moden weist ausschließlich eine longitudinale Feldkomponente auf. Es ist deshalb besonders dazu geeignet, dem Elektronenstrahl zu Messzwecken Energie zu entziehen, welche dann in den Resonatorfeldern gespeichert wird. Durch deren prinzipbedingte Ortsabhängigkeit ist das über eine Koppelvorrichtung extrahierte Diagnosesignal nicht nur von der Intensität, sondern auch von der Lage eines den Resonator durchquerenden Teilchenstrahls abhängig.

Die  $TM_{010}$ -Mode eignet sich durch ihre azimuthale Symmetrie und die geringe Variation des Feldes nahe der Symmetrieachse besonders zur Bestimmung des Strahlstroms. An ELSA wird das aus einem Kupfer-Resonator ausgekoppelte Signal in seiner Frequenz in den Arbeitsbereich eines logarithmischen Verstärkers herabgemischt. Dessen Ausgangsspannung kann nach einer Kalibration des Systems in einen Wert für den Strahlstrom umgerechnet werden. Als Kalibrationsnormal dient die über einen Extraktionszyklus im Strahlvernichter der Crystal Barrel-Strahlführung integrierte Ladung. Der Strahlstrom kann während des Messbetriebs am Experiment auf wenige Picoampère genau erfasst und über eine Regelung stabilisiert werden.

Auf der Grundlage der  $TM_{110}$ -Mode ist eine Detektion der Strahlmenge möglich. Ausgehend von der Symmetrieachse des zugehörigen Resonators wird den Teilchen mit wachsendem Abstand immer mehr Energie entzogen. Dies gilt allerdings nur für eine einzige, durch Geometriedetails vorgegebene Raumrichtung, weswegen zwei Resonatoren zur vollständigen Positionsbestimmung erforderlich sind. Das Ergebnis der Strahlstrommessung muss zu jedem Zeitpunkt verwendet werden, um die inhärente Stromabhängigkeit der gewonnenen Lagesignale herauszurechnen.

Da zu kleinen Ablagen hin Messsignale mit verschwindend geringem Pegel auftreten, kommt einer schmalbandigen Detektion besondere Bedeutung zu. Über den Einsatz von Lock-In-Verstärkern können Signalleistungen von Bruchteilen von Femtowatt nach einer Vorverstärkung registriert werden. Zu diesem Zweck ist allerdings eine Schaltung zur Frequenzmischung erforderlich, da die Arbeitsfrequenz der verwendeten Geräte um etwa vier Größenordnungen unter

der Signalfrequenz liegt.

Besonderes Augenmerk musste beim Aufbau des Messsystems auf die Eliminierung von Rauschquellen sowie weiteren Störeinflüssen gelegt werden. Die Zusammenfassung einzelner Hochfrequenzkomponenten zu Funktionseinheiten sowie deren Kapselung in individuell angepassten Gehäusen trug einen wesentlichen Teil zur Entstörung der Signalverarbeitung bei.

Zur Auslese der Messwerte sowie Stabilisierung wichtiger Betriebsparameter kommt ein PC-System zum Einsatz. Über die eingebaute GPIB-Steckkarte können die Lock-In-Verstärker angesteuert werden. Über die Ausgangsspannung einer Digital/Analog-Wandlerkarte kann die Oszillatorfrequenz für die Mischprozesse geregelt werden. Im Rahmen der Auslesesoftware wurde besonderes Augenmerk auf die präzise Steuerung der Zeitabläufe gelegt, so dass die zur Einschätzung der Strahlparameter hilfreichen Mittelwerte zuverlässig gebildet werden können. Über die neu entworfenen Kontrollsystemmenüs ist die Steuerung des Messsystems sowie eine umfangreiche Visualisierung der Messdaten möglich. Die eingerichteten Regelschleifen erlauben die Überwachung und Stabilisierung zentraler Parameter.

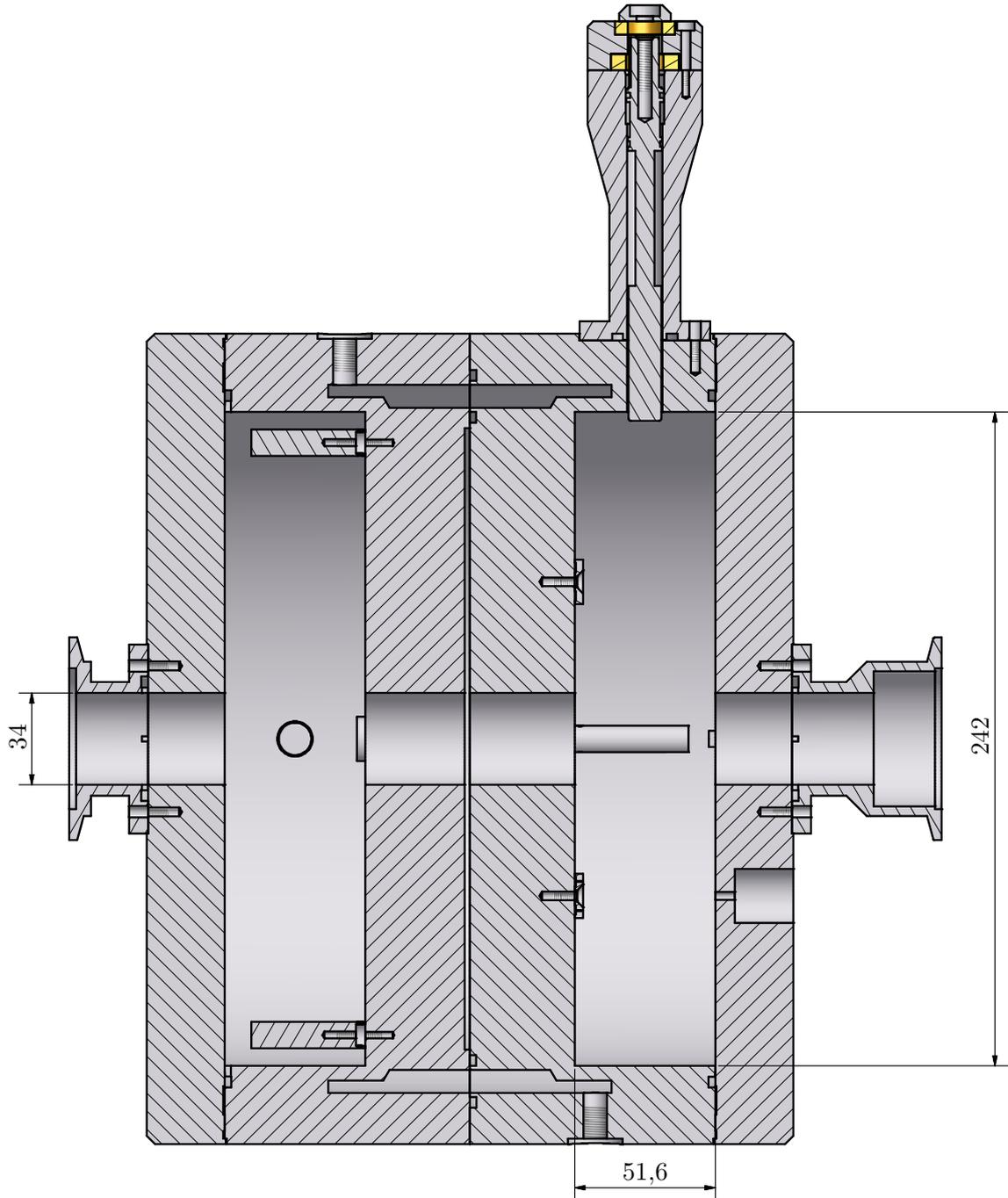
Nach der Kalibration mit Hilfe einer Einrichtung für Drahtscans lässt das Messsystem die routinemäßige und auf den für Strahlzeiten typischen Zeitskalen von mehreren Wochen reproduzierbare Bestimmung der Strahlage mit einer Genauigkeit von etwa einem Zehntel Millimeter zu. Damit kann während des Regelbetriebs zur Datennahme am Experiment der erhebliche Zeitaufwand für dedizierte Kontrollmessungen mit strahlvernichtenden Methoden vermieden werden. Allmählich erfolgende Abweichungen von der Sollposition lassen sich so frühzeitig detektieren.

Um zusätzlich zur Position des Strahls auch seinen Winkel beim Eintritt in den Experimentenaufbau kontrollieren zu können, ist die Bestimmung eines zweiten Stützpunkts zur vollständigen Festlegung der Strahlachse erforderlich. Dieser wird mit Hilfe der hinter den jeweiligen Experimentenaufbauten installierten Photonkameras bestimmt. Die hinter einen Restlichtverstärker geschaltete CCD-Kamera erfasst den durch Abstrahlung von Szintillationslicht und anschließender Wellenlängenkonversion auf einer Folie sichtbar gemachten Strahlfleck. Nach einer Justage der Optik erfolgte die Bestimmung des Abbildungsmaßstabes. Die Bestimmung der absoluten Strahlposition ist so mit einer Genauigkeit von etwa einem Zehntel Millimeter möglich.

Um den Dynamikbereich der Strahlstrommessung zu erweitern, wurde die Auslese eines optimierten Resonators zur Strommessung mit den erprobten Lock-In-Methoden umgesetzt. Er wurde zur Vermeidung von im Beschleunigertunnel auftretenden Störeinflüssen in der BGO-OD-Strahlführung installiert. Auf Grund der schmalbandigen Detektion ist die Erfassung von Strahlströmen weniger Picoampère möglich.

## A Anhang

### A.1 Schnittansicht der Resonatoren zur Lagemessung



**Abbildung A.1:** Schnitt durch die beiden Lage-Resonatoren, Seitenansicht mit den wesentlichen Maßen. Erstellt mit Autodesk® Inventor® nach Konstruktionszeichnungen von Herrn B. Neff.

A.2 Konstruktionszeichnungen

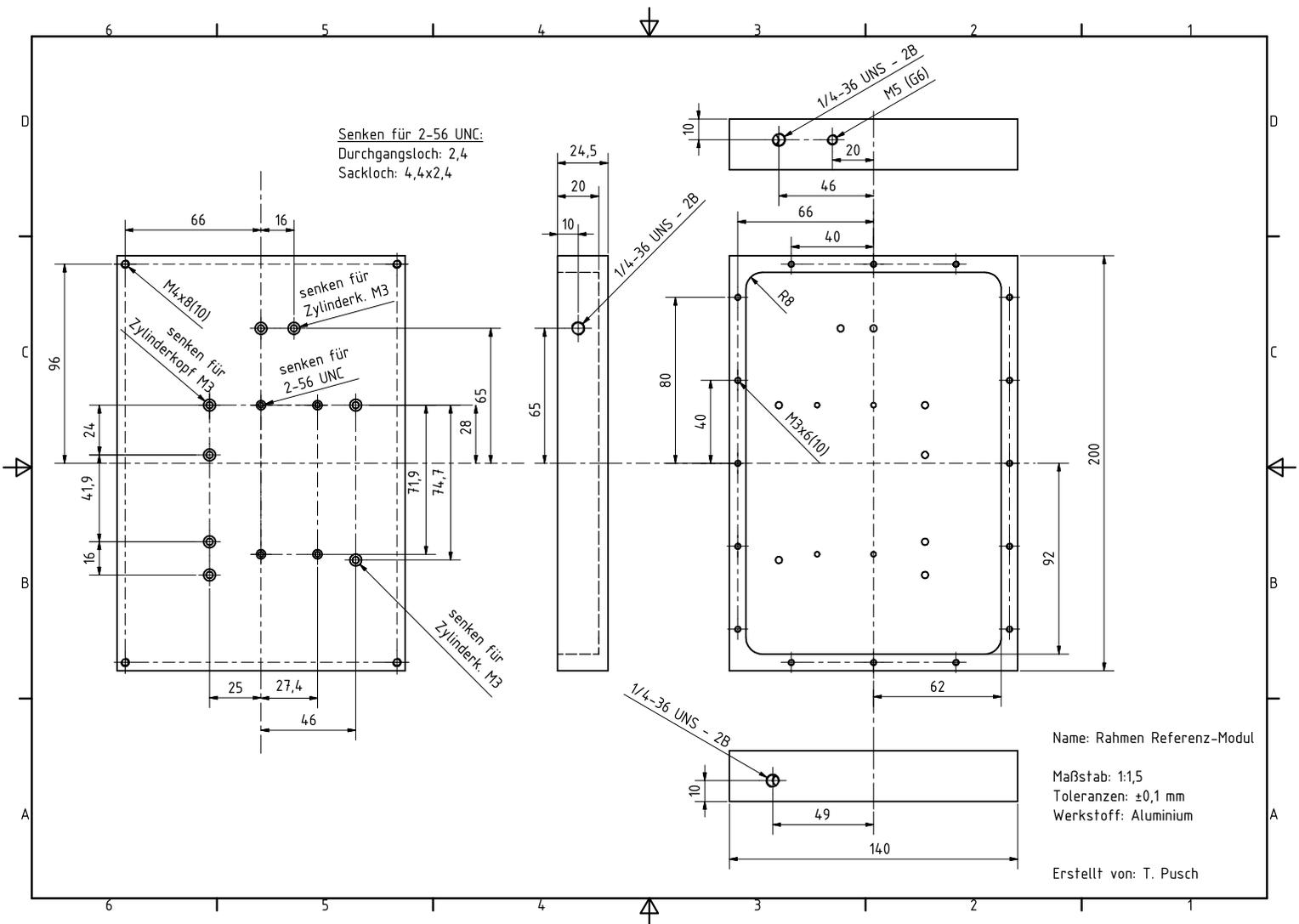


Abbildung A.2: Konstruktionszeichnung zum hochfrequenzdichten Gehäuse für die Aufbereitung der Beschleuniger-Hochfrequenz.

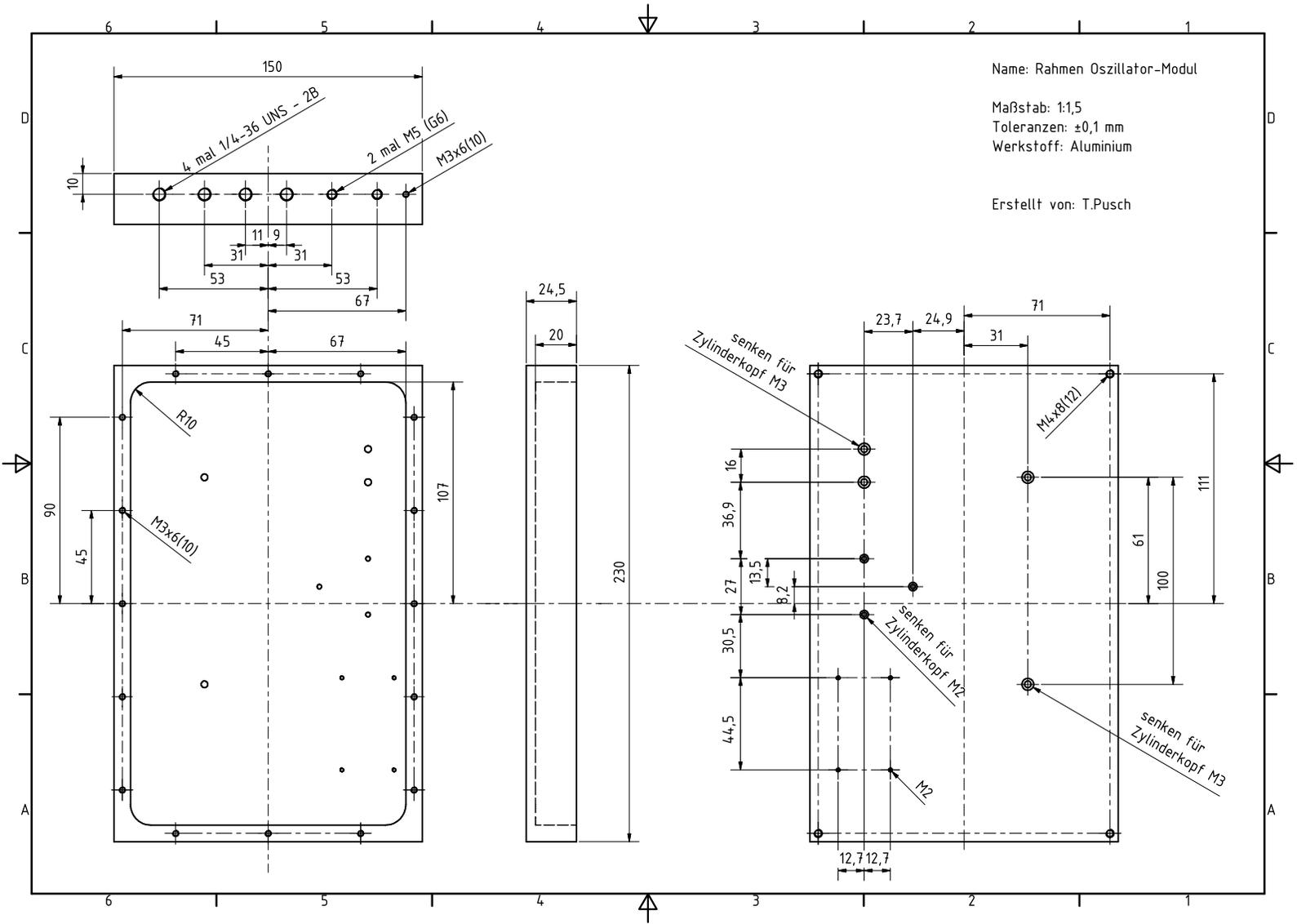
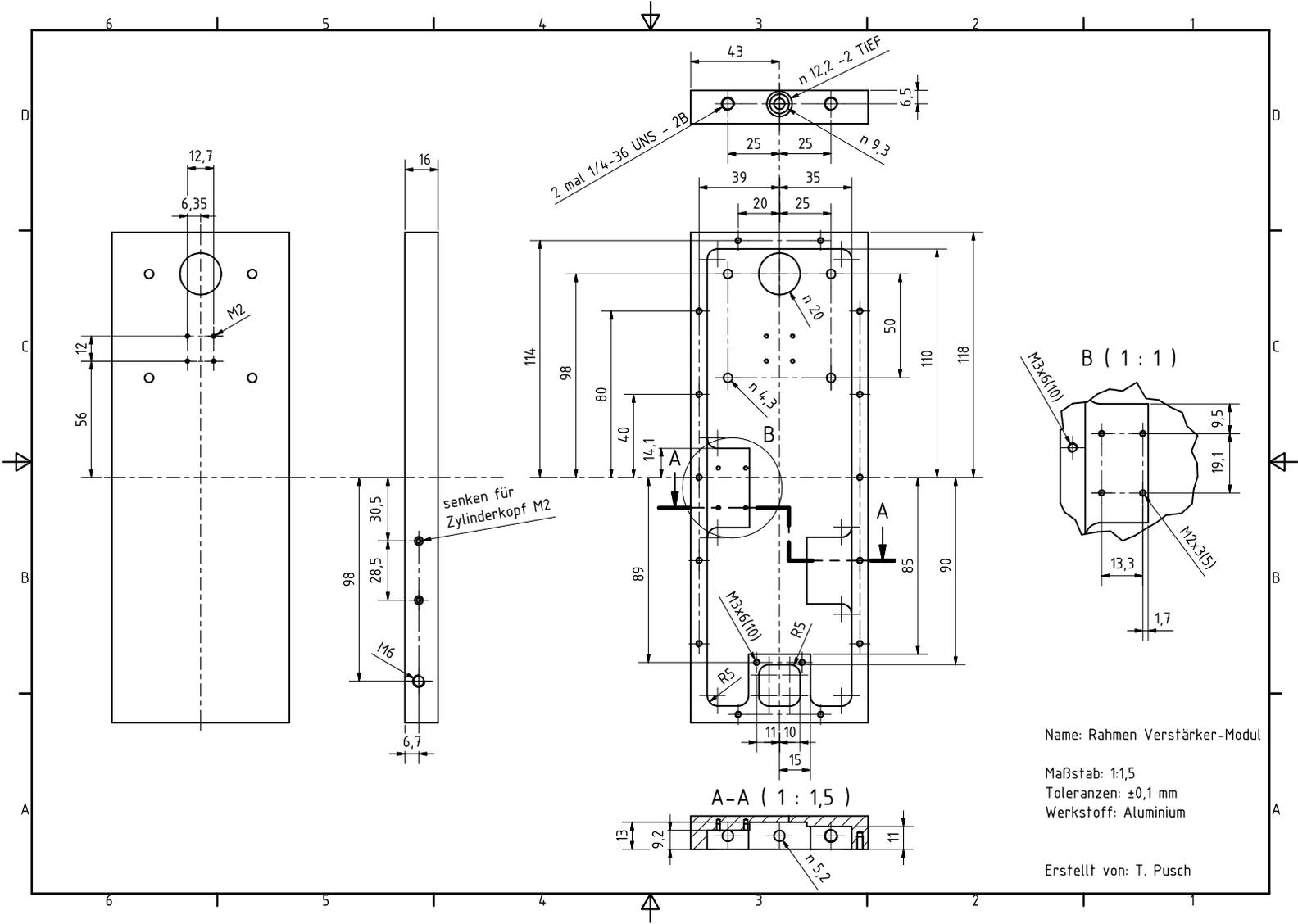


Abbildung A.3: Konstruktionszeichnung zum hochfrequenzdichten Gehäuse für die Bereitstellung des lokalen Oszillator-Signals.



**Abbildung A.4:** Konstruktionszeichnung zum hochfrequenzdichten Gehäuse für die Vorverarbeitung des aus einem der Lageresonatoren ausgekoppelten Signals (Version für BGO-OD).

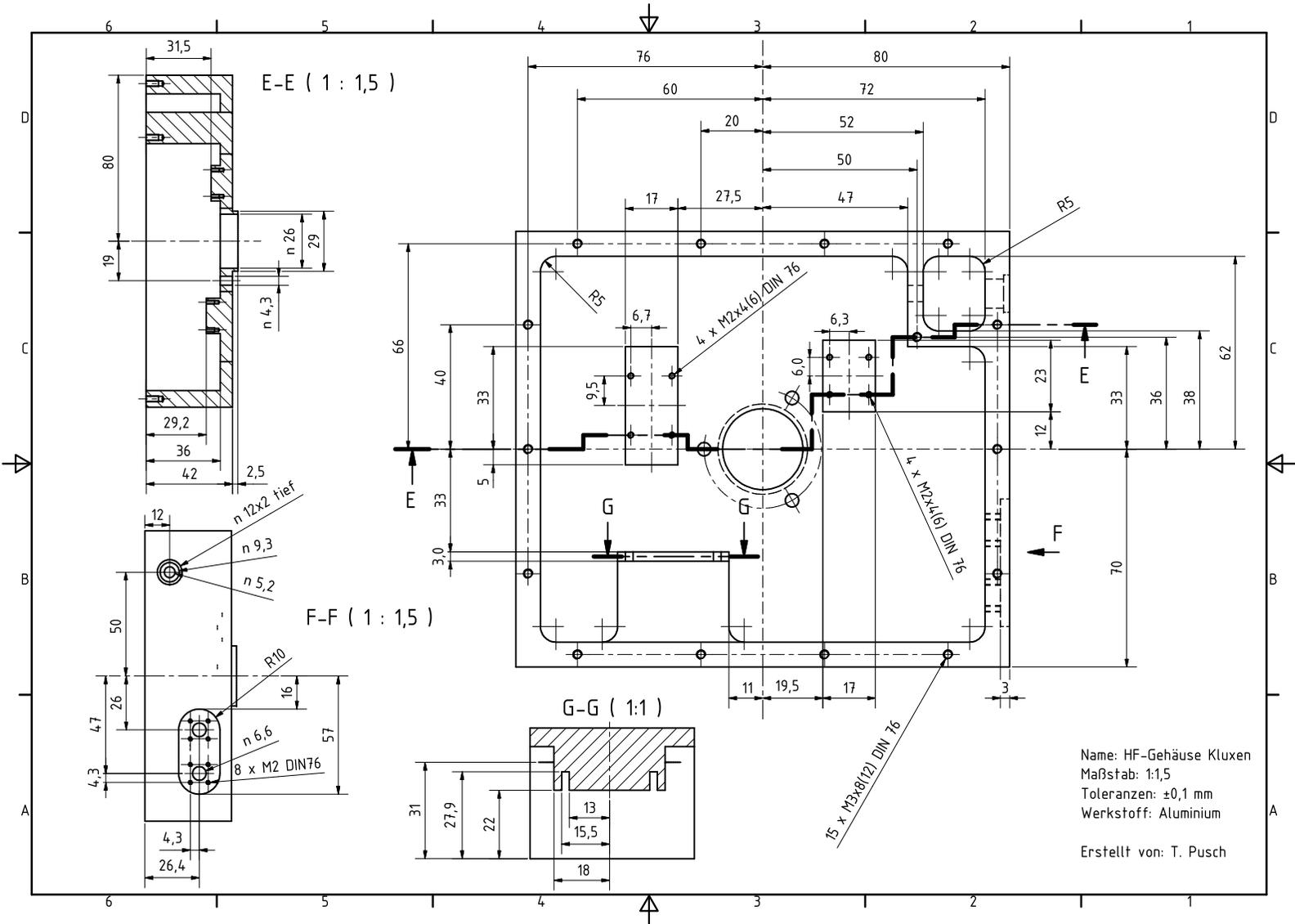


Abbildung A.5: Konstruktionszeichnung zum hochfrequenten Gehäuse für die Vorverarbeitung des aus einem der Stromresonatoren ausgekoppelten Signals.



## Literatur

- [Ach78] ACHILLES, Dietmar: *Die Fouriertransformation in der Signalverarbeitung*. Berlin; Heidelberg; New York : Springer-Verlag, 1978
- [Dem06] DEMTRÖDER, Wolfgang: *Experimentalphysik 2, Elektrizität und Optik*. 4. Auflage. Springer-Verlag, 2006
- [Dô92] DÔME, Georges: Basic rf theory, waveguides and cavities. In: TURNER, Stuart (Hrsg.): *CAS - CERN Accelerator School : RF Engineering for Particle Accelerators* Bd. Volume 1, 1992
- [Ebe87] EBELING, H.: *Konzeption, Bau und Test eisenloser Quadrupole für die Resonanzextraktion aus ELSA*, Universität Bonn, Diplomarbeit, 1987
- [Ebe10] EBERHARDT, Maren: *Messung und Korrektur der Arbeitspunkte während der Energierampe am Stretcherring von ELSA*, Bonn, Diss., November 2010
- [Els07] ELSNER, Daniel: *Untersuchung kleiner Partialwellenbeiträge in der Nähe dominierender Resonanzzustände des Protons mit linear polarisierten Photonen*, Universität Bonn, Diss., April 2007
- [Fey67] FEYNMAN, Richard P. ; LEIGHTON, Robert B. (Hrsg.) ; SANDS, Matthew (Hrsg.): *The Feynman Lectures on Physics*. Bd. 2. Reading, Massachusetts : Addison-Wesley Publishing Company, 1967
- [FP09] FORNET-PONSE, Kathrin: *Die Photonenmarkierungsanlage für das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an ELSA*, Universität Bonn, Diss., November 2009
- [GDT09] GALASSI, M. ; DAVIES, J. ; THEILER, J.: *GNU Scientific Library Reference Manual*. Network Theory Ltd., 2009
- [Gen99] GENTNER, Michael: *Präparation von Teilchenstrahlen für Experimente der Hadronenphysik: langsame Extraktion an ELFE@DESY und ELSA, sowie Strahlkühlung an HERA*, Universität Bonn, Diss., Februar 1999
- [GMR02] GOERTZ, St. ; MEYER, W. ; REICHERZ, G.: Polarized H, D and  $^3\text{He}$  targets for particle physics experiments. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 49 (2002), Nr. 2, S. 403 – 489
- [Gö95] GÖTZ, Thomas: *Entwicklung und Inbetriebnahme eines verteilten Rechnerkontrollsystems zur Steuerung der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA, unter besonderer Berücksichtigung der Anforderungen des Nachbeschleunigungsbetriebes bis 3.5 GeV*, Universität Bonn, Diss., Januar 1995
- [Hil00] HILLERT, Wolfgang: *Erzeugung eines Nutzstrahls spinpolarisierter Elektronen an der Beschleunigeranlage ELSA*, Bonn, Habilitation, 2000
- [Hil06] HILLERT, W.: The Bonn electron stretcher accelerator ELSA: Past and future. In: *Eur. Phys. J. A* 28S1 (2006), S. 139–148
- [Hin08] HINTERBERGER, Frank: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. 2. Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008

- [HM92a] H. MEINKE, F.W. G. ; KLAUS LANGE, Karl-Heinz L. (Hrsg.): *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*. Bd. Band 1: Grundlagen. Berlin; Heidelberg; New York : Springer-Verlag, 1992
- [HM92b] H. MEINKE, F.W. G. ; KLAUS LANGE, Karl-Heinz L. (Hrsg.): *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*. Bd. Band 2: Komponenten. Berlin; Heidelberg; New York : Springer-Verlag, 1992
- [Jac98] JACKSON, John D.: *Classical Electrodynamics*. 3. Auflage. John Wiley & Sons, Inc., 1998
- [Kam09] KAMMER, Susanne: *Strahlpolarimetrie am CBELSA/TAPS Experiment*, Universität Bonn, Diss., Oktober 2009
- [KK09] KAMMEYER, Karl-Dirk ; KROSCHER, Kristian: *Digitale Signalverarbeitung - Filterung und Spektralanalyse mit MATLAB®-Übungen*. 7. Auflage. Wiesbaden : Vieweg+Teubner, 2009
- [Kla76] KLAGES, Gerhard: *Einführung in die Mikrowellenphysik*. 3. Auflage. Darmstadt : Dr. Dietrich Steinkopff Verlag, 1976
- [Kla11] KLARNER, Fabian: *Konzeption, Aufbau und Inbetriebnahme eines neuen Vorbeschleunigersystems an ELSA*, Universität Bonn, Diss., 2011. – in Vorbereitung
- [Klu94] KLUXEN, David: *Ein Hochfrequenz-Intensitätsmonitor für die Strahlführung des ELAN/SAPHIR-Experiments an ELSA*, Universität Bonn, Diplomarbeit, November 1994
- [KSTW98] KRIETENSTEIN, B. ; SCHUHMAN, R. ; THOMA, P. ; WEILAND, T.: The Perfect Boundary Approximation Technique Facing the Big Challenge of High Precision Field Computation. In: *Proceedings of the XIX International Linear Accelerator Conference (LINAC'98)*. Chicago, USA, 1998, S. 860–862
- [Mer80] MERTIN, Burkhard: *Das Hochfrequenz-Strahlmonitorsystem für die 14 MeV-Stufe des MAMI-Projektes*. Mainz, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg Universität Mainz, Diplomarbeit, 1980
- [Mü00] MÜLLER, Wolfgang F.: *Untersuchungen zu Moden höherer Ordnung in konstanten und variierten Beschleunigerstrukturen für zukünftige lineare Kollider*, Frankfurt a.M., Diss., Dezember 2000
- [Pat09] PATZELT, Stefan: *Eine neue externe Strahlführung für Detektortests an ELSA*, Universität Bonn, Diplomarbeit, November 2009
- [Pus05] PUSCH, Thorsten: *Lagemessung des extrahierten Strahls am Elektronenbeschleuniger ELSA mittels Hochfrequenzresonatoren*, Universität Bonn, Diplomarbeit, August 2005
- [San70] SANDS, Matthew: *The Physics of Electron Storage Rings - An Introduction* / Stanford Linear Accelerator Center. Stanford, CA, November 1970 (SLAC-121 UC-28). – SLAC-Report
- [Sch09] SCHEDLER, Manuel: *Optimierung von Hochfrequenz-Intensitätsmonitoren am Elektronenbeschleuniger ELSA*, Universität Bonn, Bachelorarbeit, September 2009

- [Sch10] SCHMIEDEN, H.: The BGO-Opendipole Setup at Elsa. In: *International Journal of Modern Physics E* 19 (2010), S. 1043–1054
- [Sch11] SCHEDLER, Manuel: Persönliche Mitteilung / Universität Bonn. 2011. – Forschungsbericht
- [Sta04] Stanford Research Systems: *MODEL SR830 DSP Lock-In Amplifier*. Revision 2.1. Juli 2004
- [Tho10] *Baryon spectroscopy: Recent results from the Crystal Barrel/TAPS experiment at ELSA*. Bd. *AIP Conf.Proc.1257*. 2010
- [Wei77] WEILAND, T.: A discretization model for the solution of Maxwell's equations for six-component fields. In: *Archiv Elektronik und Übertragungstechnik* 31 (1977), März, S. 116–120
- [Wie07] WIEDEMANN, Helmut: *Particle Accelerator Physics*. 3. Auflage. Berlin; Heidelberg; New York : Springer-Verlag, 2007
- [Zha04] ZHAO, Zhentang: RF Systems for Light Source Storage Rings. In: CHAO, Alexander W. (Hrsg.) ; MOSER, Herbert O. (Hrsg.) ; ZHAO, Zhentang (Hrsg.): *ACCELERATOR PHYSICS, TECHNOLOGY AND APPLICATIONS*. Singapore : World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2004, S. 423–425



## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zur Entstehung der vorliegenden Arbeit beigetragen haben. An erster Stelle gilt mein Dank Herrn Priv.-Doz. Dr. Wolfgang Hillert für die Vergabe des interessanten Themas. Er stand immer als freundlicher, hilfreicher Ansprechpartner zur Verfügung und aus vielen Gesprächen ergaben sich neue Impulse zur Lösung der aufgetretenen Probleme.

Weiterhin bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. K.-T. Brinkmann dafür, dass er sich freundlicherweise zur Übernahme des Koreferats bereit erklärt hat. Herrn Prof. Dr. H.-W. Hammer und Herrn Prof. Dr. R. Stamminger danke ich für ihre Bereitschaft, sich als Mitglieder der Promotionskommission zur Verfügung zu stellen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. F. Frommberger, der in vielerlei Hinsicht Hilfestellung geleistet hat. In vielen Gesprächen mit ihm ergaben sich neue Einsichten. Bei der Software-Entwicklung sowie der Eingliederung des Messaufbaus in das Kontrollsystem der Beschleunigeranlage war er ein stets ausnehmend hilfsbereiter und geduldiger Ansprechpartner.

Herrn B. Neff möchte ich für die stete Bereitschaft danken, bei allen konstruktions- und ingenieursspezifischen Fragestellungen zur Unterstützung zur Verfügung zu stehen. Herr H. Bücking hat sich mit viel Sorgfalt bei der Konfektionierung von Verbindungsleitungen und dem Schaltungsaufbau engagiert. Ihm gilt genauso mein Dank wie Herrn A. Offermanns, der bei der Einrichtung von Netzgeräten half. Bei der Gestaltung des Geräteschranks war Herr M. Holzhäuser eine große Hilfe, Herrn R.-W. Müller bin ich für das Verlegen vieler Signalleitungen dankbar. Herr F. G. Engelmann stand mir als Betriebsingenieur in vielen Dingen hilfreich zur Seite.

Meinen früheren und jetzigen Bürokollegen, Frau M. Eberhardt, Herrn F. Klarner, Herrn A. Roth und Herrn O. Preisner sowie Herrn D. Heiliger und Herrn M. Schedler möchte ich für die uneingeschränkte Hilfsbereitschaft, die vielen anregenden Diskussionen sowie für das angenehm freundschaftliche Klima danken, welches die Arbeit in der Gruppe begleitet hat. Dies gilt auch für die Kollegen Herrn S. Zander und Herrn O. Boldt, welche sich neben Herrn D. Heiliger und Herrn A. Roth außerdem auch am Korrekturlesen der Arbeit beteiligt haben. Herrn A. Balling und Herrn J. Wittschen bin ich ebenfalls für die freundschaftliche und konstruktive Zusammenarbeit zu Dank verpflichtet.

Auch allen hier nicht genannten Mitgliedern der Arbeitsgruppe gilt ein großes, herzliches Dankeschön! Zu jeglicher Fragestellung fand sich immer ein freundlicher Ansprechpartner, der sich mit großem Engagement an der Lösung von Problemstellungen beteiligt hat. Das freundschaftliche Betriebsklima hat die Arbeit in der Gruppe maßgeblich geprägt.

Die liebevolle Unterstützung meiner Frau Natalie hat mich während der ganzen Zeit begleitet, ich danke ihr sehr herzlich! Meiner kleinen Tochter Zoë gilt ebenfalls mein Dank, sie hat in kürzester Zeit das Familienleben in vorher kaum vorstellbarer Weise bereichert. Meinem Bruder gilt ein besonderer Dank für das begleitende Korrekturlesen, ebenso wie meinem Vater. Ohne die Unterstützung meiner Eltern wäre mein Studium so nicht möglich gewesen, dafür und auch für die stets konstruktive Begleitung ein herzliches Dankeschön!