

# **Strahldynamik der Niederenergie-Strahlführung von MESA unter Berücksichtigung von Raumladung und Multipol-Beiträgen höherer Ordnung**

**Dissertation  
zur Erlangung des Grades  
„Doktor der Naturwissenschaften“  
am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik  
der Johannes Gutenberg-Universität  
in Mainz**

Dipl.-Phys. Christoph Matejcek  
geb. am 14. März 1988 in Mainz

Mainz, den 30.09.2020



JOHANNES GUTENBERG  
UNIVERSITÄT MAINZ

Die mündliche Prüfung erfolgte am 18.1.2021.

# Zusammenfassung

Auf der Suche nach neuen physikalischen Phänomenen in der Teilchenphysik und einer Erklärung astrophysikalischer Beobachtungen sind Experimente mit immer höherer Präzision und/oder Energie nötig. Damit bei hochpräzisen Streuexperimenten mithilfe von Beschleunigern innerhalb einer angemessenen Zeit die Messgrößen mit einem kleinen statistischen Fehler gemessen werden können, sind deutlich höhere Strahlintensitäten notwendig, als sich mit einem konventionellen Linearbeschleuniger erzielen lassen. Im Fall des geplanten Beschleunigers MESA in Mainz werden Ströme bis zu 10 mA angestrebt. Um die hohe Strahlleistung bereitzustellen und auch thermisch zu beherrschen, wird der Strahl nach dem Durchlauf des Experiments erneut durch die Beschleunigerstrukturen gelenkt, die dann abbremsend wirken, und der Großteil der Leistung so zurückgewonnen. Dieses Konzept des energierückgewinnenden Linearbeschleunigers (ERL) kann auch für eine neue Generation von Synchrotronstrahlungsquellen zur Material- und Grundlagenforschung eingesetzt werden. Die Qualität des Strahls, beschrieben durch die Emittanzen, ist im Wesentlichen durch die Elektronenquelle bestimmt. Deshalb gestaltet sich ein ERL auch deutlich flexibler als ein Speicherring, wo die Emittanz durch das Gleichgewicht zwischen Strahlungsdämpfung und diversen Heizeffekten festgelegt ist.

Für eine gute Strahlqualität des geplanten ERL ist eine sorgfältige Auslegung der Elektronenquelle und der Niederenergiestrahlführung wichtig. Diese Arbeit umfasst die Auswahl der Strahlführungsmagnete, deren Simulation und Vermessung. Dasselbe trifft auf das für die longitudinale Strahlanpassung wichtige Choppersystem zu. Darüber hinaus wurde die gesamte Teststrahlführung simuliert und in Zusammenarbeit aufgebaut. Um Strahlen mit sehr kleiner Emittanz zu Kalibrierzwecken zu erzeugen, wurde ein neues Lasersystem installiert.

Normierte Emittanzen  $\epsilon < 1$  mm mrad sollen am Experiment zur Verfügung stehen. In Kombination mit den hohen Strahlströmen kommt es zu hohen Ladungsdichten und somit starken Raumladungskräften. Diese nicht linearen Kräfte führen zu einer ungewollten Vergrößerung der Emittanzen. Aufgrund der  $1/\gamma^3$ -Abhängigkeit sind diese Effekte besonders in der Niederenergiestrahlführung zu beachten. Die raumladungsbedingte Vergrößerung der Emittanzen wurde mithilfe der Simulationen der Strahlführung bestimmt und mit dem Experiment verglichen. Hinzu kommt das Emittanzwachstum durch ungewollte Multipolfelder. Deren Anteil kann mit Simulationen der modellierten Magnete bestimmt werden. Mit geeigneter Diagnose wurden an mehreren Orten entlang der Teststrahlführung die transversalen Strahleigenschaften bestimmt und anschließend mit den Ergebnissen der Simulationen verglichen. Somit konnte der starke Einfluss der Multipole nachgewiesen werden.



# Abstract

The research for new physical phenomena in particle physics and an explanation of astrophysical observations calls for experiments with ever-increasing precision and/or energy. In order to measure the observables with high statistics at accelerators as they are planned in Mainz within an appropriate time, a high number of events are needed, requiring higher beam currents than achievable with conventional linear accelerators. In the case of the planned accelerator MESA in Mainz, the goal is a beam current of 10 mA. To provide this high beam power on the one hand and to thermally control it on the other hand, the beam will be redirected through the accelerating cavities after passing the experiment. The cavities now decelerate the beam returning the beam energy to the field of the cavity and therefore recovering it. This concept of an energy recovery linear accelerator (ERL) can also be used as a new generation of synchrotron radiation sources for material and fundamental research. The quality of the beam, described by the emittance, is basically determined by the electron source. For this reason, ERLs turn out to be more flexible than storage rings, where the emittance is determined by the dynamical equilibrium between radiation damping and the emittance growth due to various heating effects.

A dedicated design of the electron gun and the low-energy beam transport is mandatory for good beam quality. This thesis describes the choice of beamline magnets, their simulation, and their measurements. The same applies to the chopper system, which is important for longitudinal beam preparation. Furthermore, the whole beamline was simulated and constructed collaboratively. To improve the emittance, a new laser system was installed.

The goal of providing a normalized emittance  $\epsilon < 1$  mm mrad at the experiment of the accelerator in combination with high beam current and therefore high charge density leads to strong space charge forces. These non-linear forces cause unwanted emittance growth. Due to the  $1/\gamma^3$  dependency, these effects have a particularly big influence in the low energy beamline. The increase of the emittance was determined by simulations of the whole beamline and compared with the experiment.

Additionally, unwanted multipole fields lead to emittance growth. Their contribution can be calculated from simulations of single magnets.

Dedicated diagnostic elements measured the transverse properties at several places along the beamline. Subsequently, these properties were compared with the simulation results, demonstrating the strong influence of non-linear magnetic fields.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung und Motivation</b>	<b>1</b>
1.1	Motivation . . . . .	1
1.2	Die geplanten Experimente an MESA . . . . .	1
1.2.1	P2-Experiment . . . . .	2
1.2.2	MAGIX . . . . .	3
1.2.3	BDX . . . . .	3
1.3	Der geplante Beschleuniger MESA . . . . .	3
1.4	Ziel der Arbeit . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1	Strahldynamik . . . . .	7
2.1.1	Twissparameter und Emittanz . . . . .	7
2.1.2	Emittanz der Elektronenquelle . . . . .	10
2.1.3	Transportmatrizen . . . . .	11
2.1.4	Emittanzmessungen . . . . .	15
2.1.5	Emittanzvergrößerung durch nichtlineare Optik . . . . .	15
2.2	Strahldynamik mit Raumladung . . . . .	17
2.2.1	Beschreibung von Teilchenstrahlen mit Raumladung . . . . .	17
2.2.2	Raumladungskraft . . . . .	18
2.2.3	Strahltransport mit Raumladung . . . . .	19
2.2.4	Konzept der äquivalenten Teilchenstrahlen . . . . .	20
2.3	Kenngrößen einer Elektronenquelle . . . . .	20
2.3.1	Quanteneffizienz . . . . .	20
2.3.2	Lebensdauer der Kathode . . . . .	21
2.4	Teilchenverlust in der Strahlführung . . . . .	21
2.4.1	Longitudinale Strahlstrombegrenzung . . . . .	21
2.5	Choppersystem . . . . .	22
2.5.1	Funktionsweise . . . . .	22
2.5.2	Der Hohlraumresonator . . . . .	24
2.5.3	Emittanzaufweitung durch Fehleinstellung . . . . .	26
<b>3</b>	<b>Die Niederenergiestrahlführung von MESA</b>	<b>29</b>
3.1	Teststrahlführung . . . . .	29
3.2	Photoemissionsquelle . . . . .	33
3.3	Lasersysteme . . . . .	34
3.3.1	Erstes Lasersystem (LD1) . . . . .	34
3.3.2	Zweites Lasersystem (LD2) . . . . .	38

## Inhaltsverzeichnis

3.4	Magnete . . . . .	39
3.4.1	Finite Integrationstheorie . . . . .	39
3.4.2	Finite-Elemente-Methode . . . . .	40
3.4.3	Quadrupole . . . . .	40
3.4.4	Solenoiden . . . . .	42
3.4.5	Alphamagnet . . . . .	47
3.4.6	Korrekturmagnete . . . . .	48
3.4.7	Abschirmung des Erdmagnetfeldes . . . . .	52
3.5	Choppersystem . . . . .	53
3.5.1	Kollimator . . . . .	53
3.5.2	Doppelsolenoid des Choppersystems . . . . .	53
3.5.3	Design-Änderungen der Kavitäten . . . . .	54
3.5.4	Simulation . . . . .	55
3.5.5	Störkörpermessstand . . . . .	59
3.5.6	Fabrikation und Messungen . . . . .	61
3.6	Bunchersystem . . . . .	66
3.7	Strahldiagnose . . . . .	68
3.8	Strahlfänger . . . . .	69
3.9	Spinrotationssystem und resultierende Veränderung der Strahlführung	71
3.9.1	Wien-Filter . . . . .	72
3.9.2	Solenoid . . . . .	73
3.9.3	Veränderung der Strahlführung . . . . .	73
<b>4</b>	<b>Simulation von Komponenten und der Strahlführung</b>	<b>75</b>
4.1	Particle-in-Cell-Simulationen . . . . .	75
4.2	CST-Simulationen . . . . .	76
4.2.1	PIC-Simulation der Quelle . . . . .	76
4.2.2	Tracking-Simulationen des Alphamagneten . . . . .	77
4.2.3	PIC-Simulation des Alphamagneten . . . . .	79
4.2.4	Emittanzwachstum durch nichtlineare Randfelder . . . . .	79
4.3	PIC Simulation mit Parmela . . . . .	84
4.3.1	Einfluss der kinetischen Energie . . . . .	85
4.3.2	Teilchenverlust am Chopperkollimator . . . . .	86
4.3.3	Amplitudeneinstellung des zweiten Buncherresonators . . . . .	87
4.4	Simulation der gesamten Strahlführung . . . . .	88
4.4.1	Konsistenz und nicht berücksichtigte Aspekte der Simulation	90
<b>5</b>	<b>Messungen</b>	<b>95</b>
5.1	Quanteneffizienz . . . . .	95
5.2	Laserstrahlgrößen . . . . .	96
5.3	Emittanz als Funktion des Laserstrahldurchmessers . . . . .	98
5.4	Einstellung des Choppersystems . . . . .	99
5.4.1	Kalibration des Kollimatorspaltes . . . . .	100
5.4.2	Abgleich der Choppersolenoiden . . . . .	101

5.4.3	Einstellung der Sollamplitude . . . . .	104
5.4.4	Einstellung der Sollphase . . . . .	104
5.4.5	Sekundärelektronen-Verlust am Kollimator . . . . .	107
5.5	Emittanzmessungen im niederenergetischen Testaufbau . . . . .	109
5.5.1	Emittanz der Quelle . . . . .	109
5.5.2	Emittanzmessungen entlang der Strahlführung . . . . .	110
5.5.3	Emittanzmessungen mit Choppersystem . . . . .	114
5.5.4	Emittanzmessungen mit Bunchersystem . . . . .	116
5.5.5	Emittanzvergrößerung durch Multipolanteile . . . . .	117
5.5.6	Emittanzmessungen unter Variation der kinetischen Energie . . . . .	119
5.6	Langzeitmessungen . . . . .	121
5.6.1	Verschiedene Messungen der Kathodenlebensdauer . . . . .	121
5.6.2	Einfluss der Anodenspannung . . . . .	123
5.6.3	Strahlverlust in der vertikalen Strahlführung . . . . .	124
<b>6</b>	<b>Fazit und Ausblick</b>	<b>129</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>131</b>
A.1	Felder und Kräfte eines Quadrupolmagneten . . . . .	131
A.2	Neues Konzept zum Ausheizen der Solenoide . . . . .	131
A.3	Choppersystem . . . . .	133
A.4	Matrizelemente des Alphamagneten . . . . .	137
A.5	Simulierte Magnetfeldverläufe . . . . .	138
A.6	Verzerrung des Phasenraums . . . . .	139
A.7	Emittanzwachstum durch den Alphamagnet . . . . .	140
A.8	Raumladungparameter . . . . .	141
A.9	Größe des Laserflecks in Abhängigkeit der Laserleistung . . . . .	142
A.10	Orientierung des Halbkreises nach dem Choppersystem . . . . .	142
A.11	Ströme ausgewählter Korrekturmagnete in Abschnitt 5.5.5 . . . . .	143
A.12	Ströme ausgewählter Korrekturmagnete in Abschnitt 5.5.6 . . . . .	143
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>145</b>



# Abkürzungen und Formelzeichen

<b>Allgemeines</b>	
CAD	Rechnergestützte Konstruktion (computer aided design)
CST	Computer Simulation Technology <sup>®</sup> [cst14, cst16, Com18]
FEM	Finite Elemente Methode
FIT	Finite Integrationstheorie
PIC	Particle-in-Cell
HF	Hochfrequenz
QE	Quanteneffizienz
rms	Quadratische Mittel (root mean square)
<b>Beschleuniger</b>	
MAMI	Mainzer Mikrotron
MESA	Mainz Energy-recovering Superconducting Accelerator
STEAM	Small Thermalized Electron source At Mainz
MELBA	MESA Low-energy Beam Apparatus
MAMBO	Milli AMpere BOoster
ERL	Energierückgewinnender Linearbeschleuniger
EXM	Externer-Strahl Modus
RM	Rückgewinnender Modus
MAGIX	MESA Gas Internal target eXperiment
BDX	Beam Dump eXperiment
<b>Komponenten</b>	
PMT	Lichtempfindlicher Sekundärelektronenvervielfacher (photomultiplier tube)
IGP	Ionengerätterpumpe
LD1	Erstes Lasersystem
LD2	Zweites Lasersystem
<b>Physikalische Konstanten[Mes01]</b>	
$c$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum: $299\,792\,452\text{ m s}^{-1}$
$e$	Elementarladung: $1,602\,176\,46 \times 10^{-19}\text{ A s}$
$m_0$	Ruhemasse des Elektrons: $0,510\,998\,90\text{ MeV } c^{-2}$
$k_B$	Boltzmann-Konstante: $8,617\,333 \times 10^{-5}\text{ eV K}^{-1}$
$\epsilon_0$	Elektrische Feldkonstante: $8,854\,188 \times 10^{-12}\text{ A s V}^{-1}\text{ m}^{-1}$
$\mu_0$	Magnetische Feldkonstante: $1,256\,637 \times 10^{-6}\text{ V s A}^{-1}\text{ m}^{-1}$
$h$	Plancksche Konstante: $4,135\,668 \times 10^{-15}\text{ eV s}$



# 1 Einleitung und Motivation

## 1.1 Motivation

Mit der Entdeckung des von P. W. Higgs 1964 postulierten Higgs-Bosons [Hig64, CER13] im Jahr 2012 wurde das Standardmodell der Teilchenphysik weiter gefestigt. Dieses Modell beschreibt die Wechselwirkungen aller bekannten Elementarteilchen. Die Vereinheitlichung der Kräfte zu einer Kraft ist ein erklärtes Ziel der heutigen Physik. Mit den zwischen 1861 und 1864 von Maxwell aufgestellten Maxwell-Gleichungen [Jac98, S. 238] wurden die magnetische und die elektrische Kraft als ein gemeinsames Resultat eines einzelnen Phänomens zusammengefasst. In den 1950er Jahren gelang es dann schließlich, die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung zur elektro-schwachen Wechselwirkung zu vereinheitlichen. Vorangegangen waren Experimente, wie z.B. das Wu-Experiment 1957 ( $\beta$ -Zerfall von  $^{60}\text{Co}$ ) [WAH<sup>+</sup>57], in denen die von Lee & Yang 1956 [LY56] theoretisch postulierte Verletzung der Parität der schwachen Wechselwirkung nachgewiesen wurde. Dieses Phänomen führte dann unter anderem durch Zeldovich [Zel59] zur elektro-schwachen Theorie. Somit können Abweichungen zu den Vorhersagen zur Paritätsverletzung Hinweise auf neue Physik jenseits des Standardmodells liefern. Auch am bestehenden Beschleuniger MAMI (Mainzer Mikrotron) in Mainz sind viele Experimente zur Paritätsverletzung mittels Elektronenstreuung durchgeführt worden [B<sup>+</sup>18, S. 2][M<sup>+</sup>04, B<sup>+</sup>11, P<sup>+</sup>98, ABG<sup>+</sup>01, MAB<sup>+</sup>05b, MAB<sup>+</sup>05a, HAB<sup>+</sup>06, ASB<sup>+</sup>06, BABR<sup>+</sup>09, BRAB<sup>+</sup>16, RAB<sup>+</sup>17]. Dadurch ist besonders für solche Untersuchungen eine hervorragende Expertise und Infrastruktur vorhanden. Einige astrophysikalische Beobachtungen lassen auf das Vorhandensein der sogenannten Dunklen Materie schließen. Dabei handelt es sich um nicht sichtbare, massereiche Teilchen, welche nicht über starke oder elektromagnetische Kräfte mit Baryonen oder Leptonen wechselwirken. Dieses Verhalten macht den direkten Nachweis von Dunkler Materie sehr schwierig.

## 1.2 Die geplanten Experimente an MESA

Um die gerade dargestellten Untersuchungen durchführen zu können, sind im Wesentlichen zwei Experimente geplant. Ersteres, P2 [B<sup>+</sup>18], soll mit einer hohen Präzision von 0,14 % bei niedrigem Impulsübertrag  $Q^2$  den elektro-schwachen Mischungswinkel oder auch Weinberg-Winkel  $\theta_W$  bestimmen, um so indirekt nach Physik abseits des Standardmodells zu suchen. Das zweite, MAGIX [Dor18, Mer16], ist für verschiedene Messungen ausgelegt, hat aber als Hauptziel das Erbringen ei-

## 1 Einleitung und Motivation

nes Nachweises für die Existenz der Dunklen Materie.

Die Experimente stellen gewisse Anforderungen an den Teilchenstrahl des sich im Aufbau befindlichen Beschleuniger MESA (Mainz Energy-recovering Superconducting Accelerator) und somit auch an die Niederenergie-Strahlführung des Beschleunigers, die im Folgenden erläutert werden sollen.

### 1.2.1 P2-Experiment

Das P2-Experiment [B<sup>+</sup>18] ist für eine präzise Messung der paritätsverletzenden Wirkungsquerschnitts-Asymmetrie  $A^{\text{PV}}$  durch elastische Elektron-Proton-Streuung ausgelegt. Hierbei werden Elektronen mit einer Energie von  $E_{\text{P2}} = 155 \text{ MeV}$  an Protonen gestreut. Das Protonentarget wird mit flüssigem Wasserstoff ( $\text{H}_2$ ) realisiert. Die gestreuten Elektronen werden dann in einem Cherenkov-Detektor nachgewiesen. Um eine paritätsverletzende Asymmetrie messen zu können, wird die longitudinale Spinpolarisation der Elektronen mit einer Frequenz von  $f_{\text{Spin}} = 1 \text{ kHz}$  umgekehrt. Die Teilchen besitzen also eine Helizität  $\pm 1$ . Die experimentelle Asymmetrie ergibt sich dann aus

$$A^{\text{exp}} \equiv \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}, \quad (1.2.1)$$

wobei  $N^\pm$  für die Zählrate der detektierten, gestreuten Elektronen mit der jeweiligen Helizität steht. Die Messgröße  $A^{\text{exp}}$  setzt sich aus der über das Target und die Detektorakzeptanz gemittelten Wirkungsquerschnitts-Asymmetrie  $A^{\text{PV}}$  ( $\langle A^{\text{PV}} \rangle$ ), der gemittelten Polarisation  $P$  und einer unerwünschten apparativen Asymmetrie  $A^{\text{app}}$  zusammen.

$$A^{\text{exp}} = P \langle A^{\text{PV}} \rangle + A^{\text{app}} \quad (1.2.2)$$

Letztere muss deutlich kleiner als  $A^{\text{PV}}$  sein, um die Unsicherheit der Messung von  $A^{\text{PV}}$  bzw., daraus abgeleitet,  $\theta_{\text{W}}$  zu minimieren. Es gilt:

$$A^{\text{PV}} \propto Q^2(1 - 4 \sin^2(\theta_{\text{W}})). \quad (1.2.3)$$

Insgesamt soll eine relative Genauigkeit von

$$\frac{\Delta \sin^2(\theta_{\text{W}})}{\sin^2(\theta_{\text{W}})} = 0,13 \% \quad (1.2.4)$$

erreicht werden, was bei den kleinen Impulsüberträgen  $Q^2$  eine Präzision von 0,44 ppb bei der Messung von  $PA^{\text{PV}}$  verlangt [BA<sup>+</sup>15, S. 2]. Dabei steht  $P$  für die Polarisation des Strahls, die fast  $90^\circ$  beträgt. Dafür ist insgesamt eine Messzeit von 10 000 h veranschlagt. Um die gewünschte Genauigkeit zu erzielen, muss mit einem mittleren Strahlstrom von  $150 \mu\text{A}$  gemessen werden. Dies entspricht einer Ladung der Teilchenpakete von  $0,116 \text{ pC}$ . Nach dem Passieren des Wasserstoffs wird der Strahl in einem Strahlfänger vernichtet.

### 1.2.2 MAGIX

Das MESA Gas Internal target eXperiment (MAGIX) [Dor18, Mer16] ist in der Lage, ein reichhaltiges Programm aus dem Bereich der Hadronen- und Kernphysik durchzuführen. Der Fokus liegt auf der Suche des dunklen Photons  $\gamma'$  durch Streuexperimente an einem Gas-Jet-Target, um einen Nachweis für die Existenz der Dunklen Materie zu erbringen. Grundlage sind Modelle, die eine Masse der hypothetischen Dunkle-Materie-Teilchen in der Größenordnung unter  $1 \text{ GeV } c^{-2}$  vorhersagen. Darauf aufbauend soll die Energie der Elektronen in diesem Experiment  $E_{\text{MAGIX}} = 105 \text{ MeV}$  betragen. Außerdem befindet sich die Energie unterhalb der Pionproduktionsschwelle, wodurch der Untergrund durch Pionen unterdrückt wird. Das Dunkle Photon  $\gamma'$  kann ähnlich der Bremsstrahlung an einem schweren Kern  $Z$  über die Reaktion  $e^- Z \rightarrow e^- Z \gamma'$  produziert werden. Danach kann  $\gamma'$  in normale Teilchen zerfallen, unter anderem in ein  $e^- e^+$ -Paar. Diese können dann in Koinzidenz in den beiden zur Verfügung stehenden Spektrometern nachgewiesen werden. Zerfällt  $\gamma'$  in Dunkle-Materie-Teilchen  $\chi\bar{\chi}$ , können diese nicht direkt nachgewiesen werden. Allerdings wird bei der Produktion ein Impuls auf das Elektron und den Kern übertragen. Die Differenz der Impulse vor und nach der Produktion des  $\gamma'$  lässt auf die Masse dieses Teilchens schließen. Der größte Teil der Elektronen passiert den Jet ohne eine Wechselwirkung. Deshalb wird für eine große Luminosität ein hoher mittlerer Strom von 1 mA gefordert. In einer zweiten Ausbaustufe soll dieser sogar auf 10 mA erhöht werden. Dies entspricht einer Ladung der Teilchenpakete von 0,77 pC bzw. 7,7 pC. Im Gegensatz zum P2-Experiment besitzt der Strahl nach dem Target eine gute Qualität (kleine Orts- und Winkelablagen) und kann somit in den Beschleuniger zurück geführt und dort entschleunigt werden, d.h. seine Energie an die beschleunigenden Strukturen zurückgeben.

### 1.2.3 BDX

Der Vollständigkeit halber soll kurz auf das Beam Dump eXperiment (BDX) [Dor18] eingegangen werden. Auch dort soll der Beweis für die Existenz der Dunklen Materie erbracht werden. Durch die Elektronen, die in den Strahlfänger des P2-Experimentes gelangen, können dort auch über die Produktion von  $\gamma'$  Dunkle-Materie-Teilchen  $\chi\bar{\chi}$  entstehen. Im Gegensatz zu normalen Teilchen können sie die massive Abschirmung durchfliegen und in einem Detektor über Streuung an Elektronen und Protonen nachgewiesen werden. Einzigartig an solchen Experimenten ist, dass gleichzeitig die Produktion von  $\gamma'$  und die Interaktion der dunklen Materie untersucht werden kann. Dieses Experiment stellt aber keine weiteren Anforderungen an den Beschleuniger, da es parasitär zum P2-Experiment betrieben wird.

## 1.3 Der geplante Beschleuniger MESA

Die Experimente stellen, wie zuvor beschrieben, Anforderungen an den Beschleuniger. Diese sind in Tabelle 1.3.1 aufgelistet. Die Verwendung von polarisierten

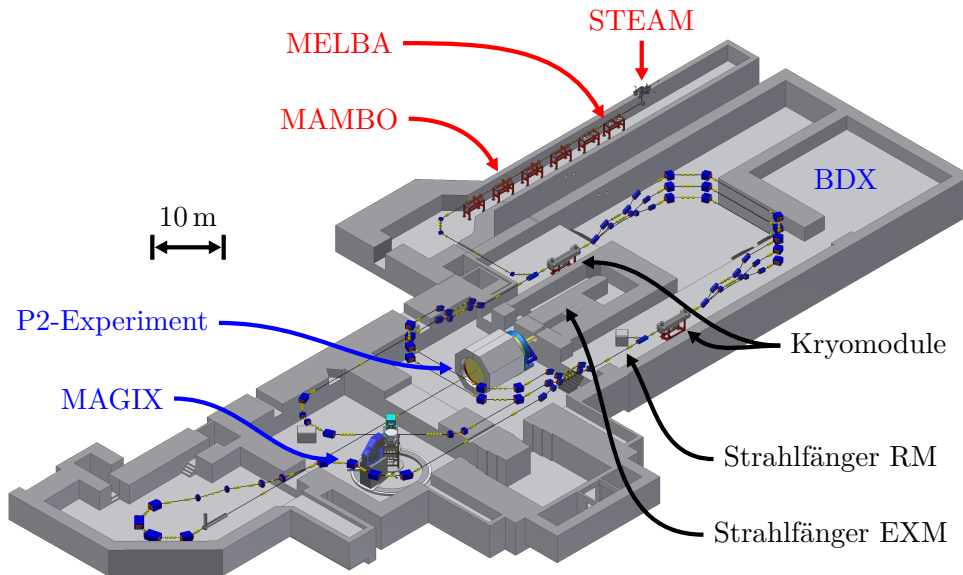
## 1 Einleitung und Motivation

	EXM	RM
$E$	155 MeV	105 MeV
$I$	150 mA	1 mA (10 mA)
Spinpolarisation	Ja	Nein

**Tabelle 1.3.1:** Parameter des Externer-Strahl-Modus (EXM) und des rückgewinnenden Modus (RM) des neuen Beschleunigers MESA. In Klammern sind die Werte für eine geplante zweite Ausbaustufe festgehalten.

Elektronen hat mehrere Auswirkungen auf die Auslegung des Beschleunigers. Zum einen muss die Elektronenquelle STEAM (Small Thermalized Electron source At Mainz) in der Lage sein, diese zu produzieren. Deshalb müssen spezielle Photokathoden verwendet werden. Vergleichbare Kathoden werden an MAMI schon lange benutzt und man erreicht Polarisierungen von fast 90 % [A<sup>+</sup>97, Aul11]. Des Weiteren müssen Geräte zur Spinmanipulation in der Niederenergie-Strahlführung MELBA (MESA Low-energy Beam Apparatus) eingebaut werden. Aufgrund der geringen Energie sind hier die benötigten Felder klein. Darüber hinaus ist es notwendig den Grad der Polarisierung zu bestimmen. Aus diesem Grund werden mehrere Polarimeter an verschiedenen Punkten des Beschleunigers installiert.

Die benötigte Energie gewinnen die Elektronen durch Beschleunigung im Injektor-Linac MAMBO (Milli AMPere BOoster) und in zwei Kryomodulen. Diese bestehen



**Abbildung 1.3.1:** Einfaches CAD-Modell von MESA und den Experimenten (mit freundlicher Genehmigung von und angepasst nach einer Vorlage von D. Simon [Sim]).

jeweils aus zwei supraleitenden 9-zelligen TESLA-Kavitäten [A<sup>+</sup>00], die wiederum jeweils einen Energiehub von 12,5 MeV ermöglichen. Während der Injektor-Linac einmalig auf 5 MeV beschleunigt, werden die Kryomodule mehrmals durchlaufen. Im EXM gibt es drei beschleunigende Rezirkulationen und im RM zwei beschleunigende, sowie zwei abbremsende. Die Länge des Rückführungsbogens, in dem sich MAGIX befindet, entspricht einem halbzahligen Vielfachen der HF-Wellenlänge. Diese ist durch die Resonanzfrequenz der Kavitäten  $f_0 = 1,3$  GHz festgelegt. Durch diese 180° Phasenverschiebung werden die zurückgeführten Elektronen in den Kryomodulen gebremst und geben so ihre Energie an deren elektromagnetisches Feld ab. Diese zurückgewonnene Energie steht dann zur Beschleunigung zur Verfügung. Nachdem die Teilchen wieder die Injektorenergie von 5 MeV erreicht haben, werden sie in einem Strahlfänger gestoppt, der aufgrund der niedrigeren Energie deutlich kleiner als der hinter dem P2-Experiment ausfällt. Dies hat auch den Vorteil einer kleineren Strahlenbelastung, weil es bei der genannten Energie nicht zur Erzeugung remanenter Radioaktivität kommt. Der RM bringt auch neue Herausforderungen mit sich, wie z.B. die getrennte Diagnose der beschleunigten und gebremsten Teilchenpakete in den gemeinsamen Strahlführungsbögen. Ein Modell der Strahlführung des energierückgewinnenden Linearbeschleunigers (ERL) und der Experimente ist in Abbildung 1.3.1 zu sehen. Weitere Details bezüglich der Strahlführung werden in der Arbeit [Sim] behandelt.

Im Hinblick auf die hohen Strahlströme muss insbesondere dem Niederenergiebereich und den Kryomodulen Beachtung geschenkt werden. Bei kleinen Energien ist die Wirkung der defokussierenden Raumladungskräfte groß, außerdem können in den Kryomodulen Instabilitäten durch höhere Resonatormoden angeregt werden. Die niedrige Elektronenenergie, was einem kleinen Impulsübertrag entspricht, gepaart mit der hohen Intensität des Strahls, ermöglicht es, konkurrenzfähige Experimente mit MESA durchzuführen. Das P2-Experiment profitiert von der kleinen Energie, da so ein systematischer Fehler, der mit der Energie wächst, minimiert wird. MAGIX bietet mit seinem dünnen Gas-Jet-Target für viele Experimente Vorteile, wie Belastbarkeit und Vermeidung von Vielfachstreuung. Für eine genügend hohe Luminosität werden aber hohe Strahlströme benötigt.

## 1.4 Ziel der Arbeit

Die moderaten Ströme, die vom P2-Experiment verlangt werden, sollten nach den Erfahrungen, die an MAMI und den Testquellen gesammelt wurden, auch bei niedrigen kinetischen Energien (100 keV) problemlos transportiert werden können [Den16, Ale19]. Herausfordernd dagegen kann der Transport von Strömen zwischen 1 und 10 mA sein, wie sie für das MAGIX-Experiment vorgesehen sind. Durch die erhöhte Ladung innerhalb eines Teilchenpaketes, auch Bunch genannt, kommt es zu stärkeren Interaktionen der Teilchen und daraus folgend zunehmenden ungünstigen Effekte während des Transports der Elektronen. Abgesehen von Raumladungseffekten gibt es auch einen Einfluss von nicht-linearen Randfeldern der Magnete. Der

## *1 Einleitung und Motivation*

Einfluss beider Effekte sinkt mit steigender kinetischer Energie. Deshalb sind sie besonders in einer Niederenergie-Strahlführung zu beachten. Das erste Ziel der Arbeit ist es, zu untersuchen, wie sich verschiedene Strahlströme während des Transports auf die transversalen Eigenschaften des Strahls auswirken und welche Maßnahmen unternommen werden können, um die Anforderungen der Experimente zu erfüllen. Der Strahl wird nach der Quelle zunächst im MAMBO von 54,8 % auf 99,6 % der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt. Damit an dieser Stelle keine Teilchen verloren gehen, dürfen deren Energieabweichung von der Sollenergie (100 keV) und die longitudinale Ausdehnung der Bunche bestimmte Werte beim Einschuss in MAMBO nicht überschreiten. Dies wird mithilfe des Choppersystems, welches die Bunche longitudinal begrenzt, und des Bunchersystems, welches longitudinal fokussiert, erreicht. Das zweite Ziel dieser Arbeit war das Überarbeiten des Designs der für das Chopper-System benötigten Resonatoren und die Überwachung deren Herstellung in der Industrie, genauso wie die Einstellung des gesamten Systems und die Untersuchung seines Einflusses auf den Elektronenstrahl.

# 2 Physikalische Grundlagen

## 2.1 Strahldynamik

In diesem Abschnitt soll auf die theoretische Beschreibung des dynamischen Verhaltens der Teilchen in einem Beschleuniger eingegangen werden. Außerdem wird die verwendete Methode zur Messung der für die Beschreibung benutzten Strahlparameter dargelegt. Anschließend wird auf nicht lineare Effekte eingegangen. Zum Schluss wird unter anderem die Funktionsweise des Choppersystems erläutert.

### 2.1.1 Twissparameter und Emittanz

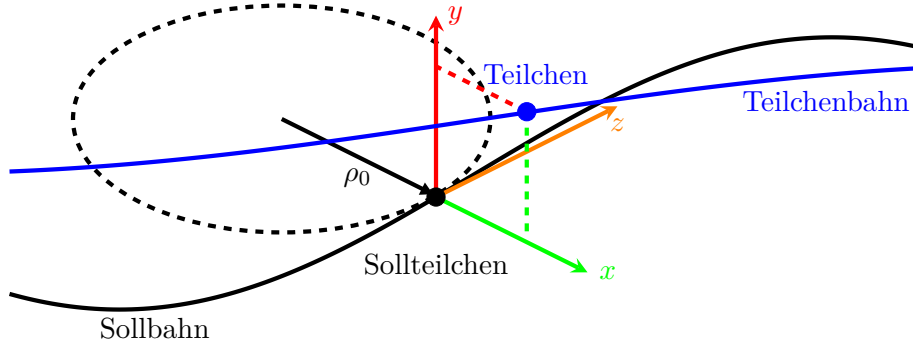
Die ideale Bahn, auch Sollbahn genannt, der Teilchen in einem Beschleuniger wird durch die Magnetstruktur definiert. Im Allgemeinen lassen sich die Magnetfelder in einer Umgebung der Sollbahn entwickeln [Wil96, S. 53].

$$\begin{aligned} \frac{e}{p} B_y(x) &= \frac{e}{p} B_{0,y} + \frac{e}{p} \frac{dB_y(x)}{dx} x + \frac{e}{p} \frac{1}{2!} \frac{d^2 B_y(x)}{dx^2} x^2 + \dots & (2.1.1) \\ &= \frac{1}{\rho_0} + kx + cx^2 + \dots \\ &\quad \text{Dipol} \quad \text{Quadrupol} \quad \text{Sextupol} \end{aligned}$$

Zunächst sollen die Teilchen nicht untereinander wechselwirken und sich nur in Raumbereichen aufhalten, in denen die Felder maximal linear von der Ortskoordinate abhängen. Man spricht von linearer Strahloptik, da die Methoden der linearen Optik zur Beschreibung der Dynamik herangezogen werden können. Dabei werden Dipolmagnete, charakterisiert durch den Ablenkradius  $\rho_0$ , zum Ablenken des Strahls benutzt. Die Teilchen besitzen nach dem Austritt aus der Kathode zur Sollrichtung transversale Impulse, sodass sie sich von der Sollbahn entfernen. Um die Teilchen zurück zur Sollbahn zu fokussieren, werden Magnete (Quadrupolmagnete, Solenoidmagnete) mit einer Fokussierstärke  $k$  verwendet. An dieser Stelle muss erwähnt werden, dass Solenoidmagnete kein transversales Feld proportional zu  $kx$  besitzen. Dennoch führt ihr longitudinales Feld zu einer Fokussierung, wie es in [Kum09] beschrieben ist.

Zur Beschreibung der Teilchenbahn wird ein sich mitbewegendes Koordinatensystem verwendet, dessen Ursprung sich mit der Sollgeschwindigkeit entlang der Sollbahn bewegt, sodass sich das Sollteilchen immer im Ursprung des Koordinatensystems befindet. Die horizontale Ablage wird dabei mit  $x$ , die vertikale mit  $y$  und die longitudinale mit  $z$  bezeichnet (Abbildung 2.1.1). Oft wird  $z$  auch in der entspre-

chenden Hochfrequenzphase  $\Delta\phi$  ausgedrückt. Zusammen mit den jeweiligen Impulsen lässt sich die Bewegung der Teilchen mit den Koordinaten  $(x, p_x, y, p_y, z, p_z)$  in einem sechsdimensionalen Phasenraum beschreiben. Setzt man magnetische Mittelebenensymmetrie voraus, so sind die transversalen Bewegungen entkoppelt [Hin08, S. 123]. Es ist zweckmäßig, die Unterräume  $x - p_x, y - p_y$  separat zu behandeln. Im Folgenden sollen  $x, p_x$  betrachtet werden. Für die andere transversale Richtung gelten analoge Aussagen. Wir nehmen an, dass sich die Teilchen mit relativisti-



**Abbildung 2.1.1:** Zu sehen ist die schematische Darstellung der Sollbahn und einer abweichenden Teilchenbahn. In der Momentaufnahme befindet sich das Sollteilchen auf einer gekrümmten Bahn mit dem Radius  $\rho_0$  und das Teilchen besitzt die Koordinaten  $x, y, z$  relativ zu diesem.

schen Geschwindigkeiten bewegen, sodass der Einfluss der Magnetfelder auf die longitudinale Geschwindigkeit vernachlässigt werden kann. Hinzu kommt, dass die transversalen Geschwindigkeiten viel kleiner sind als die longitudinale, sodass die Teilchen nahezu parallel zur Sollbahn fliegen. Geht man davon aus, dass nur lineare Magnetfelder vorliegen, erhält man die lineare Bewegungsgleichung vom Hill'schen Typ:

$$x''(z) + \left( \frac{1}{\rho^2(z)} - k(z) \right) x(z) = \frac{1}{\rho(z)} \frac{\Delta p}{p}. \quad (2.1.2)$$

Dabei steht  $\rho$  wieder für den Ablenkradius und  $k$  für die Fokussierstärke. Wichtig zu erwähnen ist, dass  $x'$  die Winkelablage ist und es aufgrund der Annahme von kleinen Winkeln gilt:

$$x' = \frac{dx}{dz} \approx \frac{p_x}{\langle p_z \rangle}. \quad (2.1.3)$$

Ausgehend von monoenergetischen Teilchen ( $\Delta p = 0$ ) ergibt sich die homogene Lösung der Differentialgleichung (2.1.2) zu:

$$x(s) = \sqrt{\epsilon \beta_T(z)} \cos(\Psi(z) + \phi), \quad \text{mit } \Psi(z) = \int_0^z \frac{d\zeta}{\beta_T(\zeta)}. \quad (2.1.4)$$

Die Teilchen führen also transversale Schwingungen um die Sollbahn aus, welche als Betatronschwingungen bezeichnet werden. Die Betafunktion  $\beta_T(z)$ , auch Amplitudenfunktion genannt, ist ein Maß für die lokale Strahlgröße. Die Phase  $\phi$  und die

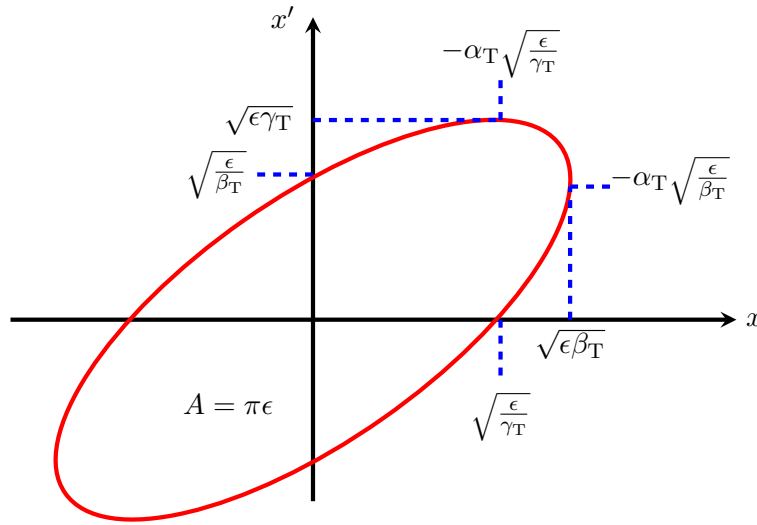
Amplitude  $\sqrt{\epsilon}$  ergeben sich als Integrationskonstanten aus den Anfangsbedingungen. Die Größe  $\epsilon$  wird Emittanz genannt. Als nächstes werden noch die Beziehungen

$$\alpha_T(z) = -\frac{\beta_T'(z)}{2} \quad \text{und} \quad \gamma_T(z) = \frac{1 + \alpha_T^2(z)}{\beta_T(z)} \quad (2.1.5)$$

eingeführt. Die Parameter  $\alpha_T, \beta_T$  und  $\gamma_T$  heißen Twiss-Parameter. Damit lässt sich ein Ausdruck für die Teilchenbewegung in der  $x - x'$ -Phasenraumprojektion finden.

$$\gamma_T(z)x^2(z) + 2\alpha_T(z)x(z)x'(z) + \beta_T(z)x'^2(z) = \epsilon \quad (2.1.6)$$

Diese allgemeine Gleichung beschreibt eine Ellipse. Abbildung 2.1.2 stellt eine solche Ellipse dar. Die Fläche  $A$  der Ellipse beträgt  $\pi\epsilon$ . Wenn die Bewegungsgleichungen



**Abbildung 2.1.2:** Phasenraumellipse der Teilchenbewegung in der  $x - x'$ -Ebene und die Zusammenhänge der Twissparameter  $\alpha_T, \beta_T, \gamma_T$  und der Emittanz  $\epsilon$ .

der Teilchen von kanonischer Art sind, ist nach dem Satz von Liouville jedes Phasenraumvolumen zeitlich konstant, das heißt die Emittanz ist eine Erhaltungsgröße. Die bisherigen Betrachtungen gelten für ein einzelnes Teilchen.

Nun besteht der Strahl aus vielen Teilchen, mit unterschiedlichen Koordinaten  $x$  und  $x'$ , die so ein gewisses Phasenraumvolumen einnehmen. Die projizierten Teilchenverteilungen sollen auch elliptische Symmetrie besitzen. Für diese lässt sich die rms-Strahlbreite, engl. root mean square für das quadratische Mittel, für  $N$  Teilchen definieren:

$$x_{\text{rms}} = \sqrt{\langle x^2 \rangle} \quad (2.1.7)$$

$$\text{mit } \langle x \rangle = \frac{1}{N} \sum_i^N x_i \quad \text{und} \quad \langle x^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_i^N (x_i - \langle x \rangle)^2. \quad (2.1.8)$$

## 2 Physikalische Grundlagen

Damit lässt sich eine rms-Emittanz  $\epsilon_{\text{rms}}$  für den Teilchenstrahl definieren:

$$\epsilon_{\text{rms}} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \quad (2.1.9)$$

Um die Emittanz von Beschleunigerabschnitten mit unterschiedlichen Energien vergleichen zu können, wird sie noch auf den Impuls normiert.

$$\epsilon_{\text{n,rms}} = \beta\gamma\epsilon_{\text{rms}} \quad (2.1.10)$$

Dabei ist  $\beta$  die relativistische Geschwindigkeit und  $\gamma$  der Lorentz-Faktor. In dieser Arbeit werden ausschließlich die transversalen Emittanzen des Elektronenstrahls untersucht.

Der Vollständigkeit wegen soll aber auch erwähnt sein, dass auch in longitudinaler Richtung eine Emittanz definiert werden kann.

$$\epsilon_{\text{long,rms}} = \sqrt{\langle \Delta\phi^2 \rangle \langle \Delta E^2 \rangle - \langle \Delta\phi\Delta E \rangle^2} \quad (2.1.11)$$

Dabei ist  $\Delta\phi = \frac{\omega_{\text{HF}}\Delta z}{\beta c}$  der longitudinale Abstand zum Sollteilchen durch die Hochfrequenzphase ausgedrückt und  $\Delta E$  die Energieabweichung zur Sollenergie. Differenzen zur Sollenergie führen in ablenkenden Magneten zu Abweichungen von der Sollbahn, auch als Dispersion bezeichnet. Ist die Bahn der Elektronen durch einen Abschnitt des Beschleunigers unabhängig von deren Energie, wird dieser Abschnitt als dispersionsfrei bezeichnet.

Die gerade definierten Emittanzen sind ein Maß für die Güte des Strahls. Je kleiner die Emittanzen sind, desto besser lässt sich der Strahl transportieren. An dieser Stelle muss die Akzeptanz eingeführt werden. Sie ist eine Eigenschaft des Beschleunigers und beschreibt an jeder Stelle, welchen Phasenraum die Teilchen einnehmen dürfen, damit diese nicht verloren gehen. Die Emittanzen dürfen also nur höchstens so groß wie die Akzeptanz sein. Dann spricht man auch von einem angepassten Strahl.

### 2.1.2 Emittanz der Elektronenquelle

Mit dem gefundenen Ausdruck für die Emittanz lässt sich auch eine Emittanz für die Elektronenquelle herleiten. Nach dem Gleichverteilungssatz gilt  $\frac{1}{2}m_0\langle v_x^2 \rangle = \frac{1}{2}k_{\text{B}}T_{\perp}$  [B<sup>+</sup>08, S. 2]. Des Weiteren wird angenommen, dass der Korrelationsterm  $\langle xx' \rangle$  in Gleichung (2.1.9) an der Kathodenoberfläche verschwindet. Damit ergibt sich für die thermische Emittanz der Quelle:

$$\epsilon_{\text{n,rms}} = \sigma\sqrt{\frac{k_{\text{B}}T_{\perp}}{m_0c^2}}, \quad (2.1.12)$$

mit der mittleren transversalen Energie  $k_{\text{B}}T_{\perp}$ .  $\sigma$  steht für den rms-Radius der Austrittsfläche der Elektronen. Im Falle von Photokathoden – bei diesen werden mittels Photoemission aus einem Halbleitermaterial oder Metall Elektronen extrahiert – entspricht sie der vom Laser beleuchteten Fläche auf der Photokathodenoberfläche gewichtet mit dessen Intensitätsverteilung.

### 2.1.3 Transportmatrizen

Mit der Bahngleichung (2.1.2) und mit den Anfangsbedingungen  $x_i, x'_i$  vor dem Strahlführungselement lässt sich ein Ausdruck für  $x_f, x'_f$  hinter dem Element finden. Weiterhin von linearen Kräften ausgehend, ergibt sich:

$$x_f = m_{11}x_i + m_{12}x'_i \quad (2.1.13)$$

$$x'_f = m_{21}x_i + m_{22}x'_i. \quad (2.1.14)$$

Der Strahltransport entlang der Strahlführung kann also in Analogie zur Lichtoptik mit Hilfe von Matrizen beschrieben werden. Es gilt

$$\vec{X}_f = M \vec{X}_i \text{ mit } \vec{X} = \begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ z \\ \delta \end{pmatrix}. \quad (2.1.15)$$

Dabei beschreibt  $\vec{X}_i$  die eingehenden Parameter und  $\vec{X}_f$  die Parameter nach Passieren der durch  $M$  beschriebenen Strahlführung. Außerdem bezeichnet  $\delta = \Delta p/p$  die relative Impulsabweichung. Im Folgenden werden die Matrizen für eine Drift, einen horizontal fokussierenden Quadrupol (FQ), einen horizontal defokussierenden Quadrupol (DQ) und ein Doppelsolenoid (DS) eingeführt.

Eine Drift der Länge  $l$  besitzt die Matrix

$$M_{\text{Drift}} = \begin{pmatrix} 1 & l & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & l & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & \frac{l}{\gamma^2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.1.16)$$

Das Vorhandensein einer Drift führt nach Gleichung (2.1.13) aufgrund der immer vorhandenen transversalen Impulse zu einer Vergrößerung des Strahls und damit unweigerlich zum Strahlverlust. Deshalb benötigt man Strahlführungselemente mit Matrixelementen  $M_{21} < 0, M_{43} < 0$  (Brechkraft zur Sollbahn), um diesen Effekt zu kompensieren. Der Betrag muss dabei so groß sein, dass sich nach Gleichung (2.1.14) insgesamt eine Ablenkung zur Sollbahn ergibt. Nachdem der Fokus durchlaufen ist und die Teilchenstrahlen wieder divergieren, wird erneut ein fokussierendes Element benötigt. Die Gestaltung der Matrixelemente bzw. Brechkräfte  $M_{21}, M_{43}$  ist daher wesentlich für den verlustfreien Strahltransport. Die Brechkraft ist mit dem Inversen der Brennweite gleichzusetzen.

Zur Fokussierung werden zwei Arten von Magneten benutzt: Quadrupolmagnete, auch einfach Quadrupol genannt, und Doppelsolenoiden. Die Brechkräfte bzw.

## 2 Physikalische Grundlagen

inversen Brennweiten hängen dabei von der effektiven Länge  $l_{\text{eff}}$  und über die Fokussierstärken  $k_q$  (Quadrupol),  $k_s$  (Solenoid) vom Impuls der Elektronen  $p$  und dem transversalen Feldgradient  $\frac{dB}{dx}$  (Quadrupol) bzw. dem longitudinalen Feld  $B_{\parallel}$  (Doppelsolenoid) ab.

$$\frac{1}{f_q} = -\sqrt{|k_q|} \sin(\sqrt{|k_q|} l_{\text{eff}}) \quad (2.1.17)$$

$$\frac{1}{f_s} = -k_s \sin(2k_s l_{\text{eff}}) \quad (2.1.18)$$

Die jeweiligen Fokussierstärken lassen sich wie folgt berechnen:

$$k_q = \frac{e}{p} \frac{d^2 B}{dx \cdot dI} I \quad (2.1.19)$$

$$k_s = \frac{1}{2} \frac{e}{p} \frac{dB_{\parallel}}{dI} I. \quad (2.1.20)$$

Je größer der Impuls der Teilchen ist, desto größere Gradienten und Felder werden benötigt. Die magnetische Steifigkeit  $B\rho$  ist ein Maß dafür, wie stark sich die Bahn eines Teilchens durch ein Magnetfeld  $B$  krümmen lässt. Mit dem Bahnradius  $\rho$  ist sie für Elektronen definiert als:

$$B\rho = \frac{p}{q} = \frac{\gamma\beta m_0 c}{e}. \quad (2.1.21)$$

Ein Quadrupolmagnet wirkt immer in einer transversalen Richtung fokussierend und in der anderen defokussierend (siehe Skizze A.1.1 im Anhang), wie aus den Abbildungsmatrizen (2.1.22) und (2.1.23) [Hin08] hervorgeht. Aus diesem Grund müssen für eine Gesamtfokussierung in beiden transversalen Ebenen auch mindestens zwei um  $90^\circ$  gedrehte Quadrupole verwendet werden.

$$M_{\text{FQ}} = \begin{pmatrix} \cos(\Omega) & \frac{\sin(\Omega)}{\sqrt{|k_q|}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\sqrt{|k_q|} \sin(\Omega) & \cos(\Omega) & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cosh(\Omega) & \frac{\sinh(\Omega)}{\sqrt{|k_q|}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{|k_q|} \sinh(\Omega) & \cosh(\Omega) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & \frac{l_{\text{eff}}}{\gamma^2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.1.22)$$

$$M_{\text{DQ}} = \begin{pmatrix} \cosh(\Omega) & \frac{\sinh(\Omega)}{\sqrt{|k_q|}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \sqrt{|k_q|} \sinh(\Omega) & \cosh(\Omega) & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(\Omega) & \frac{\sin(\Omega)}{\sqrt{|k_q|}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\sqrt{|k_q|} \sin(\Omega) & \cos(\Omega) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & \frac{l_{\text{eff}}}{\gamma^2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.1.23)$$

Es gilt  $\Omega = \sqrt{|k_q| l_{\text{eff}}}$ . In der Regel werden drei Stück zu einem Triplett zusammengefasst, da es so möglich ist, den Fokus in beiden Ebenen an denselben Ort zu legen. Dabei wechselt man fokussierende und defokussierende Quadrupole ab. Der mittlere Quadrupol wird dabei doppelt so stark eingestellt wie die äußeren. Quadrupole sind unverzichtbar, da es in der Strahlführung zum Beispiel durch den Umlenkmagneten oder die Wien-Filter zu Astigmatismen kommt, die mit Quadrupolmagneten kompensiert werden können.

Ein Solenoid währenddessen fokussiert in beiden transversalen Richtungen unabhängig von der Stromrichtung, dreht aber auch die transversalen Koordinaten. Um dieser Kopplung der Koordinaten entgegenzuwirken, werden zwei Solenoide mit gleicher Feldstärke, aber umgekehrter Polarität, hintereinander betrieben. Hinzu kommt die Rotation des Spinvektors durch ein Solenoid, die mit der Verwendung von zwei Solenoiden auch kompensiert wird. Die Transfermatrix  $M_{\text{DS}}$  eines solchen Doppelsolenoid ergibt sich aus der Multiplikation der Matrizen der Einzelsolenoid. Wie in den zuvor dargestellten Matrizen verschwinden die Kopplungselemente.

$$M_{\text{DS}} = \begin{pmatrix} \cos(\Sigma) & \frac{\sin(\Sigma)}{k_s} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -k_s \sin(\Sigma) & \cos(\Sigma) & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(\Sigma) & \frac{\sin(\Sigma)}{k_s} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -k_s \sin(\Sigma) & \cos(\Sigma) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & \frac{l_{\text{eff}}}{\gamma^2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.1.24)$$

Hierbei ist  $\Sigma = 2k_s l_{\text{eff}}$ . Durch die stigmatische Fokussierung bietet sich ein Doppelsolenoid als erstes Fokussierelement hinter der Elektronenquelle an. Der stark divergente Strahl wird so in beiden Ebenen fokussiert und man verhindert die Gefahr eines Strahlverlustes nahe der Quelle. Im Folgenden werden Doppelsolenoid als Solenoide und einzelne Solenoide explizit als Einzelsolenoid bezeichnet.

Typische Einzelbrennweiten der Fokussierelemente  $\geq 0,2$  m lassen sich mit den verwendeten Magneten mit vertretbarer Verlustleistung erreichen. Mit den Parametern der Quadrupolmagnete (3.4.3) und (3.4.4) ergeben sich Ströme  $< 0,24$  A. Mit einem Spulenwiderstand von etwa  $9 \Omega$  ergibt sich eine Verlustleistung von  $< 0,52$  W. Für den Doppelsolenoiden liest man in Abbildung 3.4.8 einen Strom  $< 0,68$  A ab. Somit ergibt sich mit einem Gesamtwiderstand der beiden Spulen von etwa  $20 \Omega$  eine höhere, aber immer noch moderate Verlustleistung von  $< 9,2$  W.

Hat das fokussierende Element eine geringe longitudinale Abmessung, sodass der Weg der Teilchen darin vernachlässigt werden kann, spricht man von einer dünnen Linse. Die transversalen Ablagen vor und hinter dem Magnet verändern sich näherungsweise nicht und man erhält somit für jede transversale Dimension die Transportmatrix

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.1.25)$$

$f$  bezeichnet die Brennweite. Der Zusammenhang mit der Fokussierstärke ergibt sich im Limit  $l_{\text{eff}} \rightarrow 0$  nach der Näherung der Sinusfunktion für kleine Argumente

## 2 Physikalische Grundlagen

zu:

$$\frac{1}{f_q} = |k_q| l_{\text{eff}} \quad (2.1.26)$$

$$\frac{1}{f_s} = 2k_s^2 l_{\text{eff}}. \quad (2.1.27)$$

Üblicherweise werden zur Ablenkung, wie auch im Hauptbeschleuniger von MESA [Sim], Dipolmagnete verwendet. Diese werden durch ihren Ablenkwinkel  $\alpha$  und ihren Biegeradius  $\rho_0$  beschrieben [Hin08, S. 137]. Im Fall der Ablenkung von der vertikalen in die horizontale Richtung der Niederenergie-Strahlführung handelt es sich dagegen um einen Alphamagneten. Namensgebend ist dabei die Ablenkung um  $270^\circ$ . Die Teilchen treten dabei an derselben Kante in das Magnetfeld ein und aus (siehe auch Abschnitt 3.4.5). Aufgrund der Translationssymmetrie der Felder bezüglich der Eintrittskante gilt für die Abbildungsmatrix der Ablenkebene:

$$M_{\text{hor}} = \begin{pmatrix} -1 & L_\alpha \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.1.28)$$

Nach [Eng63] hat dagegen in der dazu senkrechten Richtung die Abbildungsmatrix die Form:

$$M_{\text{ver}} = \begin{pmatrix} m_\alpha & f_\alpha(1 - m_\alpha^2) \\ -\frac{1}{f_\alpha} & m_\alpha \end{pmatrix}. \quad (2.1.29)$$

Die Elemente hängen nur vom Magnetfeld und dessen Gradienten ab und können somit unabhängig vom Ablenkwinkel eingestellt werden. Zudem ist wichtig, dass sich mithilfe dieser Art von Magneten eine dispersionsfreie Ablenkung realisieren lässt. Allerdings ergibt sich ein astigmatisches Verhalten, das mit Quadrupolmagneten kompensiert werden muss.

Bei den vorgestellten Strahlführungselementen sind die transversalen Phasenräume und der longitudinale Phasenraum voneinander entkoppelt. Eine Ausnahme bildet das Solenoid, das zum Drehen des Elektronenspins verwendet wird. Dieses kann nicht als Doppelsolenoid aufgebaut aus zwei Einzelsolenoiden mit gegenläufiger Polarität betrieben werden, da sich so der Spin im zweiten Einzelsolenoid wieder zurückdrehen würde. Somit kommt es zu einer Kopplung der transversalen Phasenräume. Zusätzlich besteht das Spinrotationssystem aus zwei Wien-Filtern. In der Rotationsebene des Spins verhält sich ein Wien-Filter wie ein stark fokussierender Quadrupol und in der dazu senkrechten transversalen Richtung wie eine Drift. Die Matrixelemente hängen dabei von der effektiven Länge  $l_{\text{eff, Wien}}$ , dem Spindrehwinkel  $\phi_{\text{Spin}}$  und über  $\gamma$  von der Energie der Teilchen ab [Aul07].

$$M_{\text{Wien}} = \begin{pmatrix} \cos(\gamma|\phi_{\text{Spin}}|) & \frac{l_{\text{eff, Wien}} \sin(\gamma\phi_{\text{Spin}})}{\gamma|\phi_{\text{Spin}}|} & 0 & 0 \\ -\frac{\gamma|\phi_{\text{Spin}}| \sin(\gamma\phi_{\text{Spin}})}{l_{\text{eff, Wien}}} & \cos(\gamma|\phi_{\text{Spin}}|) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & l_{\text{eff, Wien}} \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.1.30)$$

Somit handelt es sich auch um ein astigmatisches Element, wofür Quadrupole zur Kompensation herangezogen werden müssen. Das System wird genauer in Abschnitt 3.9 beschrieben.

#### 2.1.4 Emittanzmessungen

Um die Emittanz zu bestimmen, müssen die Größen in Gleichung 2.1.9 quantifiziert werden. Dazu wird die erste Zeile von Gleichung 2.1.15 quadriert und die Mittelwerte betrachtet. Die Matrixelemente  $M_{13}$ ,  $M_{14}$ ,  $M_{15}$  und  $M_{16}$  verschwinden in guter Näherung (siehe voriger Abschnitt).

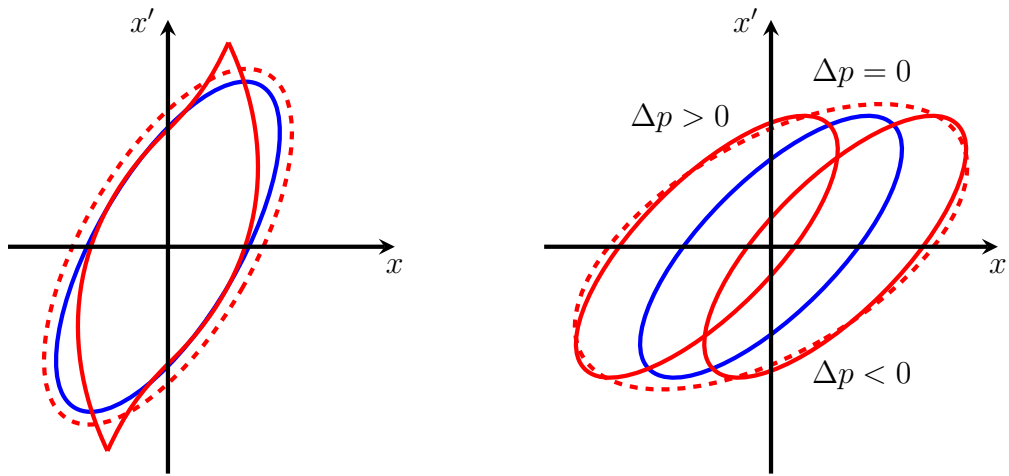
$$\langle x^2 \rangle_f = \langle x^2 \rangle_i m_{11}^2 + 2 \langle xx' \rangle_i m_{11} m_{12} + \langle x'^2 \rangle_i m_{12}^2 \quad (2.1.31)$$

Der quadrierte rms-Strahlradius und die Matrixelemente des Strahltransportes können gemessen werden, beziehungsweise sind bekannt. Mit einer Variation der Matrixelemente und der gleichzeitigen Messung des rms-Strahlradius können die unbekanntenen Größen bestimmt werden. In diesem Fall besteht der betrachtete Strahltransport aus einem Fokussierelement (Quadrupol oder Doppelsolenoid) und einer Driftstrecke. Verändert wird in dieser Arbeit die Fokussierstärke des jeweiligen Magneten, um die Emittanz vor diesem zu bestimmen. Dies ist ein Standardverfahren und wird zum Beispiel in [Ale19] ausführlicher beschrieben.

#### 2.1.5 Emittanzvergrößerung durch nichtlineare Optik

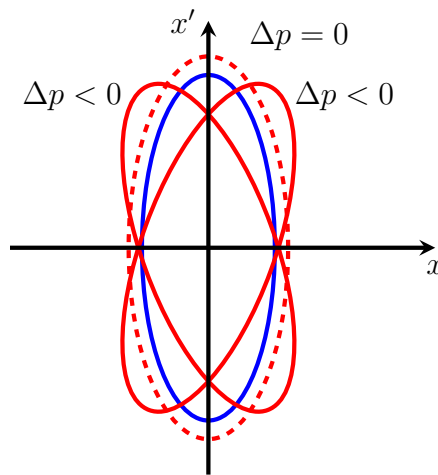
Können Strahlungsverluste und Kollisionen der Elektronen vernachlässigt werden, gilt das Liouville'sche Theorem. Nach diesem ändert sich das von einem Teilchenensemble eingenommene Phasenraumvolumen nicht mit der Zeit, wenn die Teilchen Hamiltonischen Bewegungsgleichungen gehorchen und nur von konservativen Kräften beeinflusst werden [LL76, Hin08]. Trotzdem kann sich die Form des Phasenraumvolumens verändern. Dies kann eine Vergrößerung der rms-Emittanz bedeuten. In Abbildung 2.1.3 sind die Auswirkungen mehrerer Mechanismen dargestellt, die für eine Vergrößerung der rms-Emittanz sorgen können. In 2.1.3a wird gezeigt, wie nicht lineare Felder durch Verformung des Phasenraumes, auch als Filamentierung bezeichnet, die rms-Emittanz anwachsen lassen. Dazu gehört auch die sphärische Aberration von Fokussierelementen [DNSM16]. Dabei werden Teilchen mit großen Ablagen schwächer abgelenkt, da das fokussierende Feld nicht mehr linear wächst. Eine Energieverteilung bewirkt auch eine Vergrößerung der rms-Emittanz, zum Beispiel beim Durchqueren eines Ablenkamagneten (Dispersion) oder eines Fokussierelementes (siehe 2.1.3b). Beim letztem Teilbild werden Teilchen mit unterschiedlicher Energie unterschiedlich stark fokussiert, was als chromatische Aberration bezeichnet wird.

In dieser Arbeit wird sich auf die Vergrößerung durch nicht lineare Felder konzentriert. Damit sind höhere Multipole beziehungsweise Felder mit nicht linearen Ortsabhängigkeiten gemeint. Es ziehen also, wie in [KBD<sup>+</sup>92] beschrieben, nicht lineare Felder in der Strahlführung eine Vergrößerung der rms-Emittanz nach sich,



(a) Einfluss nicht linearer Felder eines Magneten.

(b) Auswirkung der Dispersion in einem Ablenkmagnet.



(c) Vorhandensein von chromatischer Aberration in einem Fokussierelement.

**Abbildung 2.1.3:** Illustration verschiedener Mechanismen, die ein Wachstum der rms-Emittanz nach sich ziehen. In Blau ist dabei jeweils die ursprüngliche elliptische Verteilung dargestellt und in Rot die Verteilung nach Passieren des jeweiligen Elementes. Die gestrichelte rote Ellipse stellt die rms-Emittanz-Ellipse zur Verteilung danach dar.

denn es kommt zu einer Deformation des Phasenraums. Für die folgenden Überlegungen wird von einem „dünnen“ Element ausgegangen, sodass die Transformation durch das optische Element als

$$\begin{pmatrix} x_f \\ x'_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_i \\ x'_i + g(x, y) \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} y_f \\ y'_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} y_i \\ y'_i + h(x, y) \end{pmatrix} \quad (2.1.32)$$

beschrieben werden kann. Mit f sind die Größen hinter dem Element und mit i die Größen davor gekennzeichnet. Die Funktionen können entwickelt und in Gleichung (2.1.9) eingesetzt werden. Betrachtet man einen Dipol mit Symmetrieebene  $y = 0$ , so lauten die Entwicklungen

$$g(x, y) = Ax + Bx^2 + Cy^2 + Dx^3 + Exy^2 \quad (2.1.33)$$

$$h(x, y) = Fy + Gxy + Hy^3 + Ix^2y. \quad (2.1.34)$$

Damit ergeben sich folgende Ausdrücke:

$$\begin{aligned} \epsilon_{x,f}^2 - \epsilon_{x,i}^2 &= 2\zeta_1(B^2x_{i,rms}^6 + \frac{2}{3}BCx_{i,rms}^4y_{i,rms}^2 + C^2x_{i,rms}^2y_{i,rms}^4) \\ &+ (5\zeta_2 - 4\zeta_1^2)D^2x_{i,rms}^8 + 2(\zeta_2 - \frac{4}{3}\zeta_1^2)DEx_{i,rms}^6y_{i,rms}^2 \\ &+ (\zeta_2 - \frac{4}{9}\zeta_1^2)E^2x_{i,rms}^4y_{i,rms}^4 \end{aligned} \quad (2.1.35)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{y,f}^2 - \epsilon_{y,i}^2 &= \frac{2}{3}\zeta_1G^2x_{i,rms}^2y_{i,rms}^4 + (\zeta_2 - \frac{4}{9}\zeta_1^2)I^2x_{i,rms}^4y_{i,rms}^4 \\ &+ 2(\zeta_2 - \frac{4}{3}\zeta_1^2)HIx_{i,rms}^2y_{i,rms}^6 + (5\zeta_2 - 4\zeta_1^2)H^2y_{i,rms}^8. \end{aligned} \quad (2.1.36)$$

Die Faktoren  $\zeta_1$  und  $\zeta_2$  hängen von der Verteilung der Teilchen ab. Für eine Gaußverteilung, wie sie in dieser Arbeit angenommen wird, betragen sie  $\zeta_1 = 1,18$  und  $\zeta_2 = 1,57$ .

## 2.2 Strahldynamik mit Raumladung

In diesem Abschnitt soll auf die zuvor vernachlässigte Raumladung eingegangen werden. Zunächst soll von einer homogenen Ladungsdichte des Strahls ausgegangen werden und später auf den Zusammenhang zwischen rms-Größen und nicht-homogenen Strahlen eingegangen werden.

### 2.2.1 Beschreibung von Teilchenstrahlen mit Raumladung

Die Wechselwirkung der geladenen Teilchen mit der Ladung  $q$  setzt sich nach Reiser [Rei08] aus einer „Kollisions“-Kraft und einer „Kollektiven“ Kraft zusammen. Erstere tritt auf, wenn die Teilchen mit unmittelbaren Nachbarteilchen wechselwirken. In der Regel spielen diese Wechselwirkungen aber eine untergeordnete Rolle

## 2 Physikalische Grundlagen

und die Wechselwirkung kann größtenteils durch eine „geglättete Kraft“ beschrieben werden. Dabei geht die Verteilung von diskreten Teilchen in eine kontinuierliche Ladungsverteilung über. Die Größe, aus der hervor geht, welche der beiden Kräfte dominiert, ist die Debye-Länge  $\lambda_D$ , die ihren Ursprung in der Plasmaphysik hat. In der Tat betrachtet man den Teilchenstrahl nun als nicht-neutrales Plasma mit einer Teilchendichte  $n$ . Die Debye-Länge gibt dabei die Distanz an, wie weit sich eine lokale Störung der Gleichgewichtsladungsverteilung auswirkt. Definiert man die relativistische Plasmafrequenz  $\omega_p$  als

$$\omega_p = \sqrt{\frac{q^2 n}{\epsilon_0 \gamma^3 m_0}}, \quad (2.2.1)$$

ergibt sich für die Debye-Länge

$$\lambda_D = \frac{v_{\text{rms},x}}{\omega_p} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \gamma^3 m_0 v_{\text{rms},x}^2}{q^2 n}}. \quad (2.2.2)$$

Die Größe  $v_{\text{rms},x}$  ist die transversale, thermische oder auch rms-Geschwindigkeit und ist deutlich kleiner als die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Störung. Ist die Debye-Länge nun deutlich größer als der Strahlradius  $a$ , spielt das Einteilchenverhalten die dominierende Rolle; ist  $\lambda_D \ll a$ , wird der Strahl durch kollektive Effekte bestimmt und durch die Raumladungsfelder dominiert.

Ist die Distanz zwischen den Teilchen  $l_p$  kleiner als  $\lambda_D$ , so kann weiter von kontinuierlichen Funktionen für die Ladungsverteilung ausgegangen werden. Im anderen Fall beeinträchtigt der nächste Nachbar ein Teilchen mehr als das Feld der kollektiven Ladungsverteilung.

### 2.2.2 Raumladungskraft

In der in dieser Arbeit betrachteten Strahlführung werden die Teilchen nicht beschleunigt und somit kann man von einer konstanten Geschwindigkeit ausgehen. Außerdem soll hier eine um die Ausbreitungsrichtung rotationssymmetrische Ladungsverteilung angenommen werden. Der Strahl besitzt eine Ladungsdichte  $\rho(r)$  und eine Stromdichte  $j(r) = \rho(r)\beta c$  in Ausbreitungsrichtung. Die Variable  $r$  bezeichnet den Abstand zu Soll- bzw. Symmetrieachse. Die Elektronen besitzen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung deutlich kleinere Geschwindigkeiten und bewegen sich deshalb nahezu parallel zur Ausbreitungsrichtung. Die radiale Komponente des elektrischen Feldes im Abstand  $r$  ergibt sich dann zu:

$$E_r(r) = \frac{1}{\epsilon_0 r} \int_0^r \rho(\zeta) \zeta d\zeta \quad (2.2.3)$$

und die azimutale Komponente des magnetischen Feldes zu:

$$B_\theta(r) = \frac{\mu_0}{r} \int_0^r j(\zeta) \zeta d\zeta = \frac{\beta}{c} E_r(r). \quad (2.2.4)$$

Während die elektrische Kraft abstößt, wirkt die magnetische anziehend. Insgesamt resultiert dies in einer Raumladungs- bzw. Lorentzkraft

$$F_r(r) = qE_r(r)(1 - \beta^2) = \frac{qE_r(r)}{\gamma^2}. \quad (2.2.5)$$

Damit lässt sich die Bewegungsgleichung:

$$m_0\ddot{r} = \frac{qE_r(z)}{\gamma^3} \quad (2.2.6)$$

folgern. In der paraxialen Näherung gilt für die longitudinale Raumladungskraft

$$F_z(z) = qE_z(z). \quad (2.2.7)$$

Durch den Strom entstehen nur azimuthal gerichtete, magnetische Felder. Die Bewegungsgleichung [Wan08] lautet

$$F_z(z) = m_0c \frac{d(\gamma\beta)}{dt} = \gamma^3 m_0\ddot{z} \quad (2.2.8)$$

$$m_0\ddot{z} = \frac{qE_z(z)}{\gamma^3}. \quad (2.2.9)$$

In allen Raumrichtungen ergibt sich ein Faktor  $1/\gamma^3$ . Dadurch ist offensichtlich, dass gerade in der niederenergetischen Strahlführung die Wirkung der Raumladung einen starken Einfluss hat. Bei hohen Teilchenenergien kommt es dagegen in radialer Richtung zu einer stärkeren Kompensation des elektrischen Feldes durch das Magnetfeld und in Ausbreitungsrichtung verringert sich  $E_z$  durch die Lorentz-Transformation.

Bei einer homogenen Ladungsverteilung ergeben sich innerhalb des Strahls lineare Felder, während bei einer gaußförmigen Verteilung die Felder nicht linear vom Abstand  $r$  abhängen [Cha14]. Wie zuvor in Abschnitt 2.1.5 gezeigt führen nicht lineare Felder zu einer Vergrößerung der rms-Emittanz.

### 2.2.3 Strahltransport mit Raumladung

Um die rms-Envelope eines Strahls zu beschreiben, kann die K-V-Enveloppen Gleichung (Kapchinskij-Vladimirskij) aus den Bewegungsgleichungen hergeleitet werden [Wan08, Hin08].

$$x''_{\text{rms}} + k_x x_{\text{rms}} - \frac{K}{2(x_{\text{rms}} + y_{\text{rms}})} - \frac{\epsilon_{\text{rms},x}^2}{x_{\text{rms}}^3} = 0 \quad (2.2.10)$$

$$y''_{\text{rms}} + k_y y_{\text{rms}} - \frac{K}{2(x_{\text{rms}} + y_{\text{rms}})} - \frac{\epsilon_{\text{rms},y}^2}{y_{\text{rms}}^3} = 0 \quad (2.2.11)$$

Dabei sind  $k_x, k_y$  die Fokussierstärken der verwendeten Magnete in der jeweiligen Raumrichtung und somit eine Funktion der Strahlposition  $z$ . Der dritte Term wird

## 2 Physikalische Grundlagen

Raumladungsterm genannt, da der Faktor  $K$ , er wird auch als generalisierte Perveanz bezeichnet, ein Maß für die Stärke der defokussierenden Raumladung ist. Sie ist gegeben durch:

$$K = 2 \frac{I}{I_0} \frac{m_0}{M} \frac{1}{\beta^3 \gamma^3}, \text{ mit } I_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 m_0 c^3}{q} \quad (2.2.12)$$

$M$  ist die Masse der Teilchen,  $q$  die Ladung der Teilchen und  $I$  der Strom des Strahls. Hierfür werden paraxiale Strahlen angenommen. Aus diesen Gleichungen lässt sich auch eine Größe ableiten, mit der eine Aussage über den Einfluss der Raumladung auf den Strahl getroffen werden kann. Ist der Quotient aus dem dritten und vierten Term

$$\Lambda_{x,S} = \frac{\frac{K}{2(\bar{x}+\bar{y})}}{\frac{\epsilon_x^2}{\bar{x}^3}}, \quad \Lambda_{y,S} = \frac{\frac{K}{2(\bar{x}+\bar{y})}}{\frac{\epsilon_y^2}{\bar{y}^3}} \quad (2.2.13)$$

größer als 1, dominiert die Raumladung das Verhalten des Strahls. Für Werte kleiner als 1 ist der Strahl emittanzdominiert.

Diese Gleichungen gelten für einen kontinuierlichen Strahl (DC-Strahl, engl. direct current), wie er auch mit den verwendeten Lasersystemen zur Verfügung gestellt wurde. Man erkennt, dass beim Verkleinern einer Dimension durch Fokussierung die Kräfte auch in der anderen Dimension steigen. Das gilt auch bei einem frequenzmodulierten Strahl aus Teilchenpaketen in allen drei Dimensionen.

### 2.2.4 Konzept der äquivalenten Teilchenstrahlen

Das Konzept der äquivalenten Teilchenstrahlen besagt nach [LS70] und [Sac70], dass zwei Teilchenstrahlen mit derselben Teilchenart und mit derselben Teilchenenergie als äquivalent bezeichnet werden können, wenn ihre ersten und zweiten Momente, also auch die rms-Strahlgrößen, an einem Punkt im Beschleuniger gleich sind. Dieses Konzept ist im Hinblick auf den Vergleich von Simulationen und Messungen besonders wichtig. In Realität, aber auch in Simulationen, kann man nicht davon ausgehen, dass die anfängliche Verteilung beibehalten wird. So lassen sich aber rms-Verhalten beschreiben und vergleichen.

## 2.3 Kenngrößen einer Elektronenquelle

### 2.3.1 Quanteneffizienz

Die Quanteneffizienz ( $QE$ ) gibt die Effektivität der Elektronenerzeugung einer Photokathode wieder. Sie beschreibt das Verhältnis der emittierten Elektronen pro einfallendem Photon und ist definiert als

$$QE = \frac{N_e}{N_\gamma} = \frac{hc}{e\lambda_L} S = \frac{hc}{e} \frac{I_e}{P_L \lambda_L} \text{ mit } \frac{hc}{e} = 1,24 \text{ W nm mA}^{-1}. \quad (2.3.1)$$

Des Weiteren ist  $I_e$  der Elektronenstrom,  $P_L$  die Laserleistung,  $\lambda_L$  die Wellenlänge des Lasers und  $S = I_e/P_L$  die Photosensitivität des Kathodenmaterials. Mit dem

## 2.4 Teilchenverlust in der Strahlführung

verwendeten Kathodenmaterial GaAs erreicht man typischerweise Quanteneffizienzen in der Größenordnung von 0,1 – 1 % bei Verwendung von infrarotem Licht. Dies entspricht also bei einer verwendeten Wellenlänge von 800 nm etwa  $6 \text{ mA W}^{-1}$ . Um die für MESA nötigen Ströme zu erzeugen, werden daher Laser mit einer Leistung im Wattbereich gefordert.

### 2.3.2 Lebensdauer der Kathode

Die eben vorgestellte Quanteneffizienz folgt im Allgemeinen einer exponentiellen zeitlichen Abnahme gemäß:

$$QE(t) = QE_0 e^{-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}}, \quad (2.3.2)$$

mit der Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  und der Anfangsquanteneffizienz  $QE_0$ . Da mehrere Mechanismen eine negative Auswirkung auf die Lebensdauer haben, wird eine effektive Lebensdauer durch reziprokes Addieren der verschiedenen Effekte definiert.

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1}{\tau_{\text{V}}} + \frac{1}{\tau_{\text{T}}} + \frac{1}{\tau_{\text{FE}}} + \frac{1}{\tau_{\text{E}}} \quad (2.3.3)$$

Die Größe  $\tau_{\text{V}}$  ist die Vakuumlebensdauer, die durch Reaktion der Kathodenoberfläche mit dem Restgas im Vakuum hervorgerufen wird. Thermische Effekte werden durch  $\tau_{\text{T}}$  berücksichtigt und Feldemissionen sind für den Anteil  $\tau_{\text{FE}}$  verantwortlich. Der letzte Term fasst Effekte unter Einwirkung des Elektronenstrahls zusammen. Dazu gehört zum Beispiel das Ionen-Rückbombardement oder Strahlverlust. Weitere Erklärungen folgen an angebrachten Stellen in dieser Arbeit oder sind in [Aul07] zu finden.

## 2.4 Teilchenverlust in der Strahlführung

Ein Teilchenverlust führt zu einer Leistungsdeposition  $P_{\text{V}}$  an den betroffenen Stellen. Dadurch können Geräte oder Teile der Strahlführung beschädigt werden. Isolierende Materialien können sich durch auftreffende Elektronen statisch aufladen und ein Feld erzeugen, das den Strahl negativ beeinflusst. Außerdem lösen Elektronen beim Auftreffen auf den Wänden der Vakuumkammer Gasmoleküle aus, wodurch das Vakuum verschlechtert wird. Dies führt zu einer Verringerung der Vakuumlebensdauer  $\tau_{\text{V}}$ . Werden Gasmoleküle ionisiert, kann es zum Ionen-Rückbombardement kommen.

### 2.4.1 Longitudinale Strahlstrombegrenzung

In MELBA legen die Elektronenbunche eine große Distanz von 10,2 m bis zum Injektor zurück. Auf diesem Weg driften die Teilchen im Bunch aufgrund der Raumladungskräfte in longitudinaler und transversaler Richtung auseinander. Da die Akzeptanz in transversaler Richtung durch die Apertur des Strahlrohrs begrenzt ist,

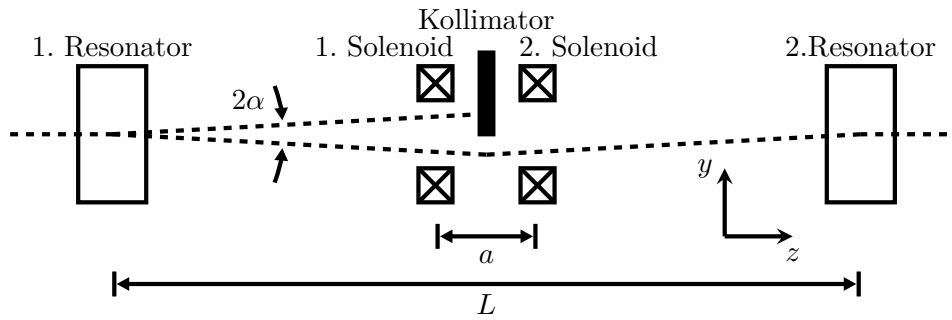
wird mithilfe von Magneten transversal fokussiert. Außerdem liegt meist die optimale Feldverteilung von Magneten und Kavitäten nur nahe der Strahlachse vor. In longitudinaler Richtung ist eine longitudinale Fokussierung erst vor dem Injektor nötig, da hier eine longitudinale Strahlausdehnung von  $\phi_{\text{rms}} \approx 5^\circ$  verlangt wird. Für diese Fokussierung sind die Buncherkavitäten verantwortlich. Diese besitzen auch eine endliche longitudinale Akzeptanz von  $170^\circ$ . Um zu gewährleisten, dass die Bunche nicht zu lang sind, werden alle Elektronen, die nicht innerhalb der  $170^\circ$  liegen, am Chopper gestoppt. Ansonsten kann es insbesondere bei höheren Energien zu Strahlverlust kommen, der ein erfolgreiches Experiment verhindert. Hier zeigt sich der Vorteil eines HF-gepulsten Elektronenstrahls gegenüber einem kontinuierlichen Strahl. Wenn die Pulslänge unterhalb von  $170^\circ$  liegt, kommt es zu keinem Verlust am Chopper. Bei hohen Strömen allerdings wächst die longitudinale Ausdehnung entlang der Strahlführung so stark, dass auch hier ein Strahlverlust unausweichlich ist. Dennoch fällt er geringer als bei einem kontinuierlichen Strahl aus. Neben dem geringeren Anstieg des Vakuums ist auch ein geringerer mittlerer Strom nötig und somit eine geringere Temperaturerhöhung der Kathode durch die eingebrachte Laserleistung. Dies führt zusätzlich zu einer Erhöhung der Lebensdauer ( $\tau_{\text{T}}$ ).

## 2.5 Choppersystem

Eine der wichtigsten Komponenten in der Niederenergie-Strahlführung ist das Choppersystem. An MESA sollen Bunche von 7,7 pC für den unpolarisierten und 0,115 pC für den polarisierten Strahl mithilfe einer elektrostatischen Photoquelle erzeugt werden. Die Frequenz, mit der die Teilchenpakete durch einen Laser erzeugt werden, ist gleich der Hochfrequenz der Beschleunigerstrukturen und beträgt somit 1,3 GHz. Nun kann es aus verschiedenen Gründen, wie Streulicht des Lasers, dazu kommen, dass ein Anteil der Elektronen nicht in der Phasenakzeptanz der Experimente liegt. Aufgrund der hohen Präzision, mit der an den Experimenten gemessen werden soll, sind schon sehr kleine Anteile ( $10^{-4}$ ) nicht zu vernachlässigen. Deshalb wird, um die Strahlqualität zu verbessern, ein Chopper-System installiert. Dieses besteht, wie das System am MAMI, aus zwei Hochfrequenzresonatoren, welche die Elektronen kreisförmig ablenken. Dessen Funktionsweise und Einflüsse sollen in den nächsten Unterkapiteln erläutert werden. Weitere Ausführungen können in [Bra88] gefunden werden.

### 2.5.1 Funktionsweise

Mithilfe des Choppersystems werden Teilchen, die nicht in der longitudinalen Phasenakzeptanz liegen, von denen innerhalb der Akzeptanz separiert. Es besteht hier aus zwei kreisförmig ablenkenden Hohlraumresonatoren, einem Doppelsolenoid und einem Kollimator. Der erste Resonator lenkt den Elektronenstrahl mithilfe eines



**Abbildung 2.5.1:** Skizze des Choppersystems. Die gestrichelte, schwarze Linie stellt den Elektronenstrahl dar, von dem ein Teil am Kollimator gestoppt wird.

magnetischen Hochfrequenzfeldes der Form:

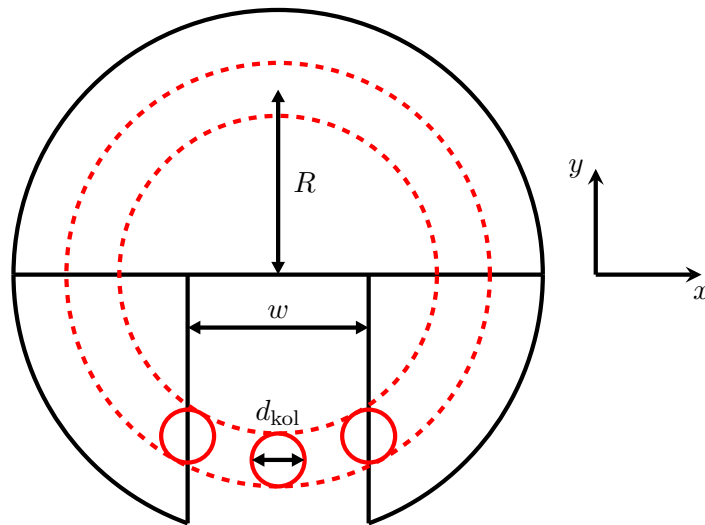
$$\begin{aligned}
 B_x &= B_0 \sin(2\pi ft) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} z\right), \\
 B_y &= B_0 \sin(2\pi ft) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} z\right), \\
 B_x = B_y &= 0 \quad \text{für } z \notin \left[-\frac{\lambda}{4}, \frac{\lambda}{4}\right]
 \end{aligned} \tag{2.5.1}$$

kreisförmig ab. Somit wird die longitudinale Ausdehnung des Strahls in eine transversale überführt. Die Resonanzfrequenz  $f$  beträgt 1,3 GHz und die Wellenlänge  $\lambda = 0,231$  m. Der Elektronenstrahl trifft dann auf einen Kollimator, an dem nur ein definierter Teil der Elektronen durchgelassen wird. Das Doppelsolenoid zwischen den beiden Resonatoren bildet den Elektronenstrahl vom ersten Resonator auf den zweiten ab (siehe Abbildung 2.5.1). Somit kann mit derselben Amplitude des Feldes im zweiten Resonator die Ablenkung durch den ersten kompensiert werden. Voraussetzung ist, dass die Teilchen mit derselben Phase in beiden Resonatoren ankommen. Die Skizze in Abbildung 2.5.2 zeigt die Ablenkung des Elektronenstrahls auf dem Kollimator. Der Kollimator besteht aus einer feststehenden Backe und zwei seitlichen Backen, die bewegt werden können, und somit ist die Spaltweite  $w$  einstellbar [Led16]. Die maximale Länge der durchgelassenen Bunche  $\phi_b$  ergibt sich dann zu

$$\sin \frac{\phi_b}{2} = \frac{w + d_{\text{kol}}}{2R} \quad \text{bzw.} \quad \phi_b \approx \frac{w + d_{\text{kol}}}{R} \approx \frac{2(w + d_{\text{kol}})}{\alpha L}. \tag{2.5.2}$$

Dabei ist  $d_{\text{kol}}$  der Strahldurchmesser und  $R$  der Radius des Ablenkkreises, welcher mit der Amplitude des ablenkenden Feldes gesteuert werden kann. Mit  $\alpha$  ist der Ablenkwinkel des Resonators bezeichnet (siehe Abbildung 2.5.1).

Zur Bestimmung der Brennweite des Doppelsolenoides werden die Einzelsolenoides als dünne Linsen mit gleicher Brennweite betrachtet. Der Abstand zwischen den einzelnen Spulen ist aufgrund des Kollimators zwischen ihnen relativ groß und muss



**Abbildung 2.5.2:** Skizze der Chopperkollimatorbacken und des abgelenkten Elektronenstrahls (rote, gestrichelte Linien). Die Weite des Kollimatorspaltes beträgt  $w$ , der Radius des durch den Strahl beschriebenen Kreises ist  $R$ . Die roten Kreise stellen Teile des Strahls dar, die zu unterschiedlichen Zeiten auf die Kollimatorbacken treffen. Der Strahldurchmesser wird mit  $d_{\text{kol}}$  bezeichnet.

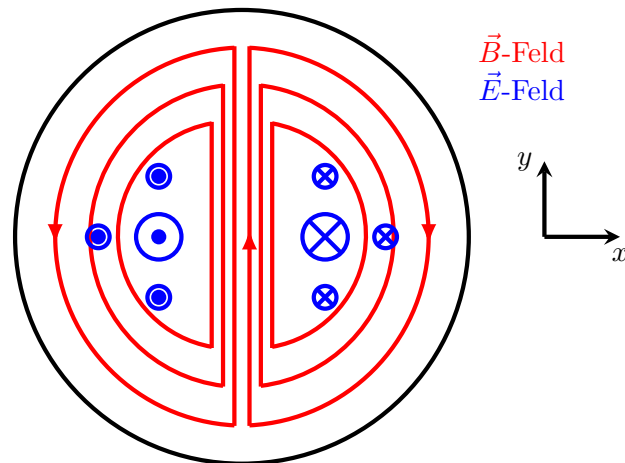
deshalb berücksichtigt werden. Beträgt die Brennweite  $f = \frac{1}{2}(L - a)$ , so ergibt sich für die Transport- bzw. Abbildungsmatrix von der ersten zur zweiten Kavität

$$M_{\text{Gesamt}} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ \frac{8a-4L}{(a-L)^2} & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.5.3)$$

Eine am ersten Resonator herbeigeführte Ablenkung  $\Delta x'$  kann also am zweiten Resonator mit derselben Amplitude kompensiert werden.

## 2.5.2 Der Hohlraumresonator

Die möglichen Eigenschwingungen in einem Hohlraumresonator werden in TE-Moden (keine longitudinalen elektrischen Felder) und TM-Moden (keine longitudinalen magnetischen Felder) unterteilt. Eine transversale Ablenkung mittels eines Hohlraumresonators lässt sich erreichen, wenn dieser in der  $\text{TM}_{110}$ -Mode angeregt wird. Wie in Abbildung 2.5.3 veranschaulicht, zeigt in dieser Mode das magnetische Feld entlang der Sollachse in eine transversale Richtung und das elektrische Feld verschwindet. Um eine zirkuläre Ablenkung zu erhalten, wird in den hier verwendeten Resonatoren mit einer speziellen Geometrie dafür gesorgt, dass sich die Feldkonfiguration vom Anfang der Kavität bis zum Ende um  $180^\circ$  dreht und somit ein Feld der Form von Gleichung 2.5.1 ergibt.



**Abbildung 2.5.3:** Schematische Darstellung des Feldverlaufes der magnetischen und elektrischen Felder einer  $TM_{110}$ -Mode in einem zylindrischen Hohlraumresonator.

Im Allgemeinen werden zylinderförmige Resonatoren gegenüber quaderförmigen bevorzugt, da Zylinderoberflächen mit einer geringeren Rauigkeit hergestellt werden können. Damit ist eine höhere Güte erreichbar. Die Güte eines Resonators ist ein Maß dafür, wie effektiv er die eingespeiste Leistung speichert [Hil]. Die unbelastete Güte  $Q_0$  ist definiert als

$$Q_0 = \frac{\omega_0 W}{P}. \quad (2.5.4)$$

Die gespeicherte Energie wird mit  $W$ , der Leistungsverlust mit  $P$  und die Resonanzfrequenz mit  $f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$  bezeichnet. Um die Leistung zur Erzeugung der elektromagnetischen Felder in einen Resonator einzuspeisen, wird eine externe Zuleitung in Form eines Wellenleiters benötigt. Generell wird am Übergang zwischen Resonator und Leitung ein Teil der elektromagnetischen Wellen bzw. Leistung reflektiert und der Rest in den Resonator transmittiert. Um eine reflexionsfreie Einkopplung zu erhalten, muss die Leitung mit ihrem Wellenwiderstand  $Z_0$  (Impedanz) abgeschlossen werden. Bezeichnet man den Abschlusswiderstand, den der Resonator darstellt, mit  $Z_a$ , so kann man den Kopplungsfaktor

$$\kappa = \frac{Z_a}{Z_0} \quad (2.5.5)$$

definieren. Im Resonanzfall gilt für den Reflexionsfaktor:

$$|\rho| = \left| \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \right|. \quad (2.5.6)$$

Für  $\kappa = 1$  ergibt sich eine reflexionsfreie Transmission, man spricht von kritischer Kopplung. Durch die Leitung wird der Resonator zusätzlich belastet, wodurch die

## 2 Physikalische Grundlagen

unbelastete Güte  $Q_0$  sinkt. Diese hängt mit der belasteten Güte  $Q_L$  folgendermaßen zusammen:

$$Q_L = \frac{f_0}{\Delta f_{3\text{dB}}} = \frac{Q_0}{1 + \kappa}. \quad (2.5.7)$$

Die belastete Güte lässt sich mit dem Messen der Resonanzfrequenz  $f_0$  und der Halbwertsbreite  $\Delta f_{3\text{dB}}$  bestimmen. Die Größe  $\Delta f_{3\text{dB}}$  bezeichnet die Breite zwischen beiden Punkten, bei denen der Maximalwert der Resonanzkurve um 3 dB gesunken ist.

### 2.5.3 Emittanzaufweitung durch Fehleinstellung

Es ist unvermeidlich, dass es zu einer fehlerhaften Kompensation des transversalen Impulses im zweiten Resonator kommt, da eine ortsabhängige Geschwindigkeitsmodulation [PW56], was einem ortsabhängigen Phasenfehler entspricht, vorliegt [Bra88, S. 30f].

$$\Delta\phi = L\alpha x \left( \frac{\omega}{\gamma v} \right)^2 \quad \text{mit } \alpha = \frac{p_x}{p_z} \quad (2.5.8)$$

Dies führt zu einer Vergrößerung der Bunchlänge  $\phi_b$  hinter dem Choppersystem. Die nicht kompensierten transversalen Impulse sind in Abbildung 2.5.4a exemplarisch für Teilchen am Anfang des Teilchenpaketes ( $A_{1,1}$ ,  $A_{2,1}$ ) und am Ende ( $A_{1,2}$ ,  $A_{2,2}$ ) zu sehen. Es ergeben sich in vertikaler Richtung größere Impulsunterschiede als in horizontaler. Deshalb wird sich ein Phasenfehler hauptsächlich auf die vertikale Emittanz auswirken, insbesondere bei kleinen Spaltweiten des Kollimators. Bei Vergrößern der Spaltweite, erhöht sich auch  $\Delta x'$  und sollte sich in einem Wachstum der horizontalen Emittanz bemerkbar machen. Der Impulsunterschied in vertikaler Richtung ergibt sich zu:

$$\Delta y' = 2\alpha\phi_b\Delta\phi \quad (2.5.9)$$

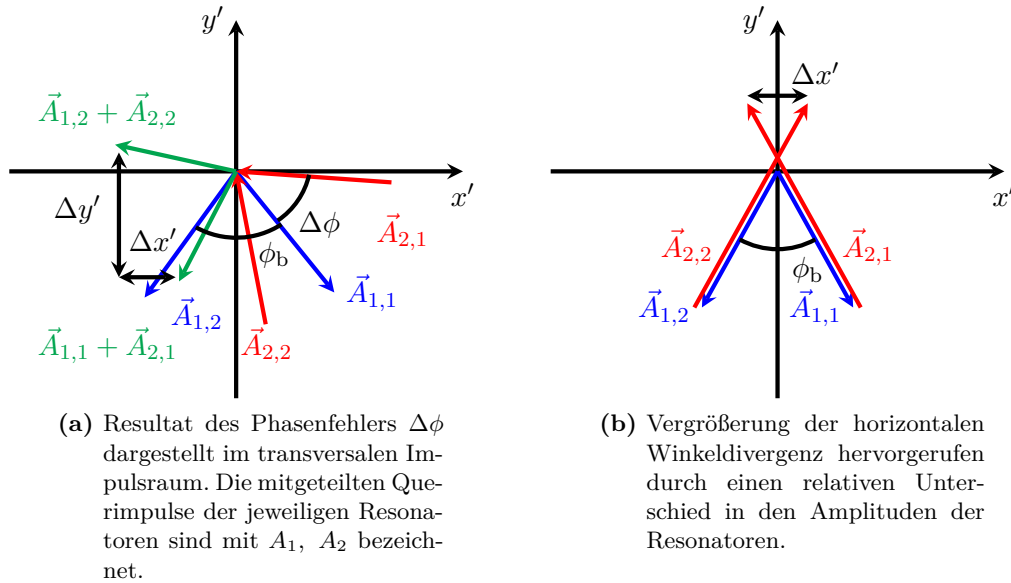
Mit dem Strahldurchmesser im ersten bzw. zweiten Resonator  $d_{\text{res}}$  lässt sich die Vergrößerung der Emittanz abschätzen:

$$\Delta\epsilon_y \approx \frac{d_{\text{res}}\Delta y'}{\pi} = \frac{2d_{\text{res}}\alpha\phi_b\Delta\phi}{\pi}. \quad (2.5.10)$$

Dieser Umstand kann sich bei der Einstellung des Choppersystems zunutze gemacht werden, denn eine falsche Einstellung der Phase des zweiten Resonators  $\phi_2$  wirkt sich wie gerade eben beschrieben aus. Durch Minimieren der vertikalen Emittanz kann also die richtige Phaseneinstellung des zweiten Resonators gefunden werden. Des Weiteren kommt es bei unterschiedlichen Amplituden der beiden Resonatoren zu einer größeren horizontalen Winkeldivergenz und somit zu einer Vergrößerung der horizontalen Emittanz (siehe Abbildung 2.5.4b):

$$\Delta x' = A_1\phi_b \left| 1 - \frac{A_2}{A_1} \right| \quad (2.5.11)$$

$$\Delta\epsilon_x \approx \frac{d_{\text{res}}}{\pi} A_1\phi_b \left| 1 - \frac{A_2}{A_1} \right|, \quad (2.5.12)$$



**Abbildung 2.5.4:** Es werden jeweils Teilchen am Anfang des Teilchenpaketes ( $A_{1,1}$ ,  $A_{2,1}$ ) und am Ende ( $A_{1,2}$ ,  $A_{2,2}$ ) betrachtet.

während die vertikale Emittanz nahezu konstant bleibt. Allerdings wird dem gesamten Strahl in vertikaler Richtung ein Impuls übertragen, der mit Korrekturmagneten kompensiert werden muss. Die Fehleinstellung der Choppersolenoiden, d.h. die Einstellung einer falschen Brennweite, zieht auch eine Vergrößerung der horizontalen Emittanz nach sich. Dies lässt sich aus den Transfermatrizen herleiten [Bra88, S. 39]:

$$\Delta\epsilon_x \leq \frac{2}{\pi}(w + d_{\text{kol}}) \left| 1 - \frac{f_S}{f} \right| \left( \frac{2d_{\text{res}}}{L} + \Gamma \right). \quad (2.5.13)$$

Dabei bezeichnet  $f_S$  die Sollbrennweite und  $\Gamma$  die Winkeldivergenz des Elektronenstrahls bei ausgeschaltetem Choppersystem am Ort des zweiten Resonators. Die hier aufgelisteten Vergrößerungen der Emittanzen sind alle proportional zur Öffnungsweite des Kollimators. Aus diesem Grund sollte eine gewünschte Bunchlänge mit möglichst kleiner Öffnungsweite  $w$  und entsprechend kleiner Amplitude der Resonatoren eingestellt werden.



# 3 Die Niederenergiestrahlführung von MESA

In diesem Kapitel soll die Strahlführung im niederenergetischen Teil von MESA vorgestellt werden. Dazu wird zunächst der Testaufbau beschrieben. Im Anschluss werden die einzelnen verwendeten Komponenten und deren Funktionsweise näher erläutert. Zum Schluss wird dann noch auf das Spinrotationssystem eingegangen, da dieses im Testaufbau nicht untergebracht werden konnte.

## 3.1 Teststrahlführung

In diesem Abschnitt wird auf Aspekte des Gesamtaufbaus der Teststrahlführung (siehe Abbildung 3.1.1<sup>1</sup>) eingegangen. Das Hauptaugenmerk dieses Aufbaus lag im Testen neu entwickelter Komponenten, wie der Quelle, des Chopper- und des Bunchersystems. Außerdem bietet sich dadurch die Möglichkeit, Simulationen und Messungen zu vergleichen.

Direkt hinter der Quelle ist ein Solenoid platziert, damit der divergente Strahl der Quelle so früh wie möglich in beiden transversalen Ebenen fokussiert werden kann. Hierfür wurde ein vorhandenes Solenoid benutzt.

Die Korrekturmagnete, auch Steerer genannt, sind so platziert, dass sich vor jeder Linse mindestens einer befindet. Mit ihnen lässt sich der Strahl in beiden transversalen Raumrichtungen ablenken; damit besteht die Möglichkeit, den Strahl auf die Sollachse zu steuern. Passiert der Strahl ein Fokussierelement abseits der Sollachse, bewegt sich der Strahlschwerpunkt hinter dem Magneten beim Verändern der Fokussierstärke, da er unterschiedlich stark abgelenkt wird (siehe auch Abbildungen A.1.1 und 3.4.2 im Anhang). Mit dem vorangestellten Korrekturdipol lässt sich der Strahl so ablenken, dass keine Bewegung des Strahlschwerpunktes mehr zu beobachten ist, da er sich auf der feldfreien Sollachse befindet. Dann wird der Strahl, bzw. der Magnet, auch als „schlagfrei“ bezeichnet. Mit den fluoreszierenden Schirmen, die in die Strahlführung gefahren werden können, kann somit optisch überprüft werden, ob sich der Strahl am Ort des betrachteten Quadrupolmagneten auf der Sollbahn befindet. Es werden drei Quadrupolmagnete hintereinander betrieben. Diese sogenannten Quadrupol-Triplets ermöglichen eine Fokussierung in beiden Ebenen. Hier sind zwischen den Quadrupolen jeweils noch Korrekturdipole

---

<sup>1</sup>Die Nummerierung kommt folgendermaßen zustande: Das erste Element wird mit 010 bezeichnet (Steerer 010). Alle folgenden, die sich von diesem unterscheiden, werden mit derselben Nummer versehen (Solenoid 010, ...), bis das gleiche Element erneut benannt werden muss. Dies erhält eine höhere Nummer (Steerer 020).

### 3 Die Niederenergiestrahlführung von MESA

Element	Funktion	Beitrag dieser Arbeit und Zitate	Abschnitt
Quelle	Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen	[Fri19]	3.2
LD1	Kleine Emittanz für Kalibrierzwecke	Aufbau, Charakterisierung	3.3.1
LD2	Erzeugung hoher Strahlströme	[Fri19]	3.3.2
Quadrupole	Fokussierung und Kompensation von Astigmatismen	[Ste93], Vermessung, Simulation des Emittanzwachstums	3.4.3
Alphamagnet	Ablenkung	[Ste93], Bestimmung der Matrixelemente mithilfe von Simulationen	3.4.5
Korrekturdipole	Kompensation von parasitären Magnetfeldern	[Ste93], Vermessung, Simulation und Messung des Emittanzwachstums	3.4.6
Solenoid	Fokussierung	Entwicklung, Vermessung, Simulation des des Emittanzwachstums	3.4.4
Differentielle Pumpstufe	Separation des Quellenvakuums	[Bün16]	
Scanner	Strahldiagnose	[Ale19], Optimierung und Aufbau	3.7
Choppersystem	Longitudinale Strahlbegrenzung	[Bra88, Bec13, Led16], Optimierung, Aufbau, Vermessung	3.5
Bunchersystem	Longitudinale Fokussierung	[Hei15]	3.6
Smith-Purcell-Kammer	Longitudinale Strahldiagnose	[Hei]	
Strahlstopper	Stoppen des Strahls	[Bar07, S. 34], Bestimmung der Transmission	3.8

**Tabelle 3.1.1:** Aufzählung der Elemente, deren Funktionen, der Beiträge dieser Arbeit und der Abschnitte, in denen sie diskutiert werden.

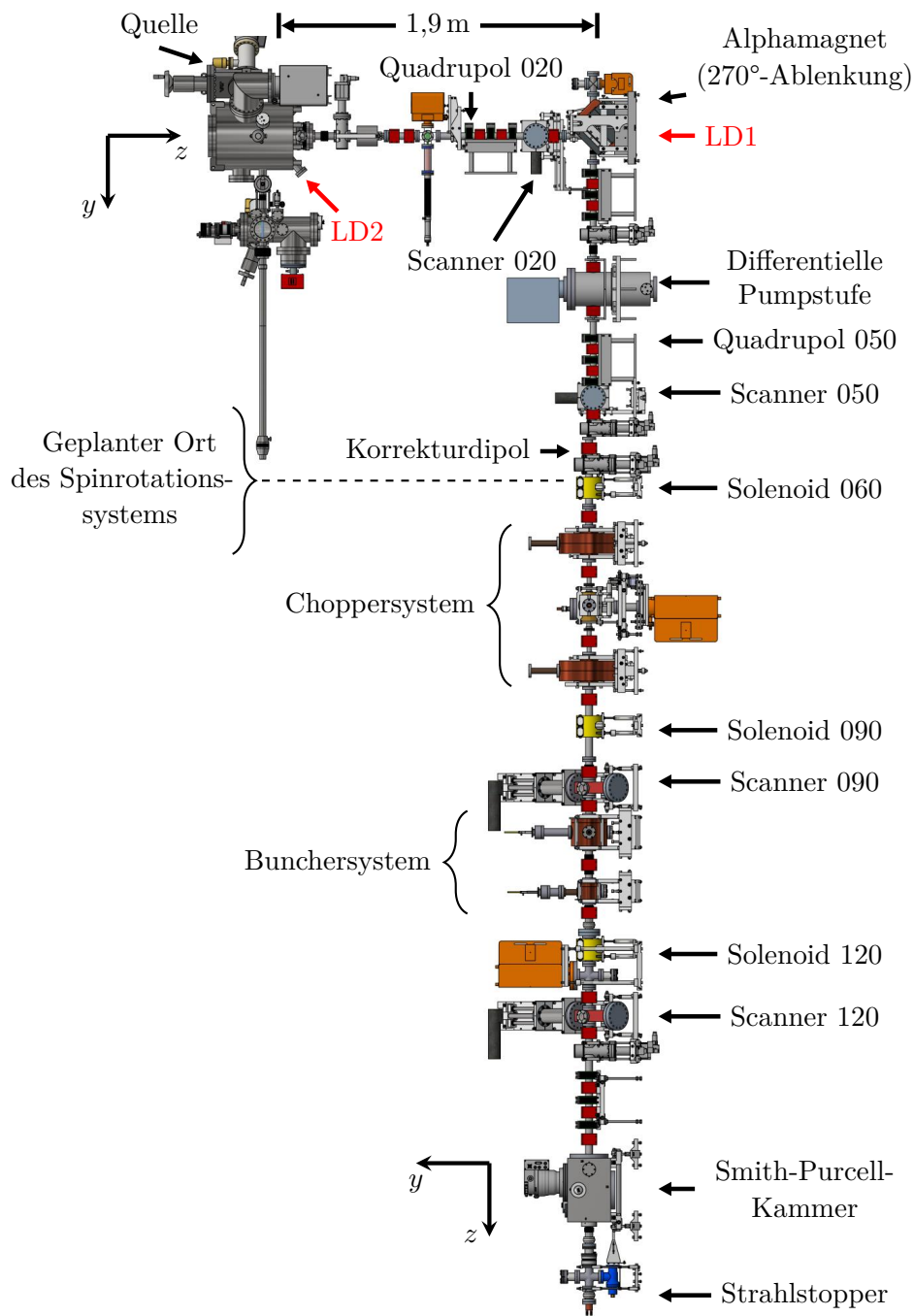


Abbildung 3.1.1: Teststrahlführung von MELBA mit der Elektronenquelle, Diagnoseelementen, Fokussierelementen, Ablenkmagneten und der longitudinalen Anpassung.

### 3 Die Niederenergiestrahlführung von MESA

installiert, um mit diesen den folgenden Quadrupol individuell schlagfrei machen zu können. Die Idee ist, dass der Strahl sich nach einem Quadrupol nahe der Sollbahn befindet und somit nur leicht für den nächsten Quadrupol korrigiert werden muss. Der Nachteil könnte eine gegenseitige Beeinflussung der Magnete sein. Als Alternative können mit mindestens zwei Steuerern vor dem Triplett alle Quadrupole gleichzeitig schlagfrei gemacht werden. Dies wird auch bei den Doppelsolenoiden in der Strahlführung praktiziert, da diese eine deutlich größere longitudinale Abmessung besitzen und aus zwei Einzelsolenoiden aufgebaut sind.

Die Gründe für die Verwendung von Quadrupolmagneten im vorderen Teil sind ihre leichte Einstellbarkeit bzgl. Schlagfreiheit und zur Kompensation von astigmatischen Elementen, wie dem Alphamagneten. Außerdem beobachtet man wie zuvor gezeigt und nach [Wan08, S. 225] in Solenoiden eine höhere Leistungsdissipation. Im hinteren Teil dagegen soll der Strahl möglichst rotationssymmetrisch durch die Hochfrequenzresonatoren befördert werden. Ist der Strahl einmal rotationssymmetrisch eingestellt, ist es einfacher, dies mit Solenoiden beizubehalten. Außerdem nehmen die verwendeten Solenoide weniger Platz ein.

Das Chopper- und das Bunchersystem sind für die longitudinale Anpassung des Elektronenstrahls für die weitere Beschleunigung im Injektor-Linac zuständig.

Entlang der Strahlführung sind vier Scanner installiert, um die transversalen Strahlparameter speziell hinter der Quelle, dem Choppersystem, dem Bunchersystem und generell entlang der Strahlführung messen zu können. Außerdem können mit diesen Scannern die Schirme in die Strahlführung gefahren werden. Zur Vermessung der longitudinalen Strahlausdehnung befindet sich nach dem Bunchersystem eine Smith-Purcell-Kammer [Hei].

Zum Vakuumsystem gehören mehrere Ionen-Getter-Pumpen<sup>2</sup> (IGP) sowie eine differentielle Pumpstufe [Bün16], die das um einen Faktor 20 bessere Vakuum in der Strahlführung direkt hinter der Quelle ( $\approx 7 \times 10^{-10}$  mbar) vom folgenden Abschnitt der Strahlführung separiert. Zur Drucküberwachung dienen zum einen die Druckanzeigen an den IGP selbst und zusätzlich installierte Druckmessköpfe<sup>3</sup>. Mehrere Ventile ermöglichen es, verschiedene Abschnitte des Vakuumsystems, insbesondere die Elektronenquelle, voneinander zu trennen.

Der Elektronenstrahl muss am Ende der Strahlführung aufgehalten werden. Dazu wird das Strahlrohr mit einem Faraday-Cup abgeschlossen, in dem der Strahl auf eine Kupferplatte fällt und der Strom über ein Amperemeter zur Masse abgeleitet wird. Die vom Strahl deponierte Leistung wird mit einer Wasserkühlung abgeleitet. Es soll noch erwähnt werden, dass die Strahlführung in zwei Schritten aufgebaut wurde. Im ersten Schritt wurde sie bis zu Solenoid 060 aufgebaut, um erste Experimente durchzuführen und insbesondere die Performance der Elektronenquelle zu untersuchen. Im zweiten Schritt folgte dann der Rest mit der longitudinalen Strahlanpassung und der Smith-Purcell-Kammer.

---

<sup>2</sup>Typ TiTan Ion Pump, Fa. Edwards GmbH

<sup>3</sup>Typ Barion-Extended, Fa. Vacom

## 3.2 Photoemissionsquelle

Hier sollen nur die wichtigsten Merkmale der Quelle zusammengefasst werden; für einen detaillierteren Einblick wird auf [Fri19] verwiesen. Im Gegensatz zur Photoemissionsquelle, die am MAMI mit einer Beschleunigungsspannung von 100 kV betrieben wird, kann an die hier verwendete Photoemissionsquelle STEAM eine Beschleunigungsspannung von bis zu 200 keV angelegt werden. Höhere Energien der Elektronen verringern die defokussierende Raumladungskraft des Elektronenstrahls und machen ihn magnetisch steifer und somit weniger beeinflussbar durch parasitäre magnetische Felder.

Da diese Elektronenquelle jedoch noch nicht getestet war und der Einsatz einer 100 keV-Quelle, wie sie an MAMI verwendet wird, als Rückfallposition dienen sollte, wurde die Niederenergie-Strahlführung auf 100 keV ausgelegt. Hinzu kommt auch, dass viele Elemente wie die Wien-Filter, das Choppersystem und das Bunchersystem neu entwickelt werden müssten. Aber auch bei dieser Beschleunigungsspannung ist die neue Quelle von Vorteil. Sie wurde so ausgelegt, dass ein höheres elektrisches Feld zur Beschleunigung zu Verfügung steht. Somit werden die Elektronen auf kürzeren Strecken beschleunigt und die Raumladungskräfte nehmen nach Emission aus der Kathode schneller ab. Ein weiterer Vorteil besteht darin, dass ein hohes elektrisches Feld auf der Kathodenoberfläche [H<sup>+</sup>73] die Austrittsarbeit senkt und somit die Quanteneffizienz erhöht. Zu beachten ist, dass sich dadurch auch die Gefahr der Feldemission erhöht. Im Rahmen der Arbeit von [Fri19] wurden maximal 150 kV ohne eine nennenswerte Beobachtung von Feldemission angelegt; somit war es möglich, Messungen bis zu einer kinetischen Elektronenenergie von 150 keV durchzuführen. Zur Erzeugung eines polarisierten Elektronenstrahls wird GaAs mit einer CsO-Schicht als Kathodenmaterial und eine Laserwellenlänge von etwa 800 nm verwendet. Damit lässt sich nach [BA07, S. 71] eine Ladung von 70 C extrahieren, was bei einem Strahlstrom von 150  $\mu$ A einer Verfügbarkeit des Strahls von 130 h entspricht. Für höhere Ströme nimmt die Nutzzeit durch eine stärkere Zerstörung der CsO-Schicht entsprechend ab. Verzichtet man auf die Spinpolarisation, kann das Senken der verwendeten Laserwellenlänge Abhilfe schaffen. Bei einer Wellenlänge von 532 nm steigt die Ladungslebensdauer auf 300 C [BA07, S. 79]. Die Alternative ist die Benutzung eines robusteren Materials, wie zum Beispiel K<sub>2</sub>CsSb [Bec18].

Um die Kathode nach Ablauf ihrer Lebensdauer erneut verwenden zu können, wird eine neue CsO-Schicht aufgebracht. Dabei wird eine Maske mit einem Durchmesser von 3 mm verwendet. Dieser ist kleiner als der Durchmesser der eigentlichen Kathode. Somit wird die Erzeugung von Elektronen durch Streulicht des Lasers unterdrückt.

Die Quellenkammer besitzt ein extrem gutes Vakuum von  $6 \times 10^{-12}$  mbar, um die Lebensdauer nicht durch Reaktionen mit den Restgasmolekülen zu verschlechtern. Das Vakuum in der anschließenden Strahlführung ist unvermeidlich schlechter und muss durch Ausheizen so weit wie möglich verbessert werden. Das Ausheizen bewirkt, dass an den Kammerwänden desorbierte Restgasmoleküle, u.a. Wasser, schneller freigesetzt werden und abgepumpt werden können. Deshalb ist es not-

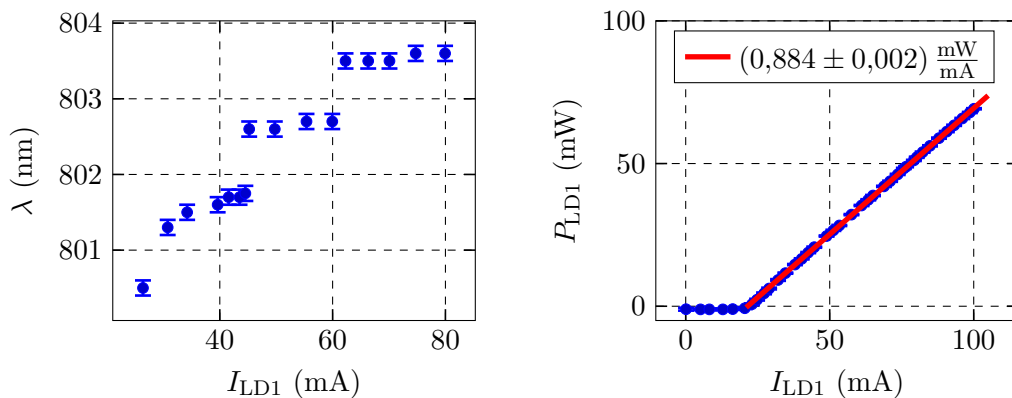
wendig, alle Elemente der Strahlführung mindestens bis zu einer Temperatur von 120 °C ausheizbar auszulegen. Um das Vakuum weiter zu verbessern, sind höhere Ausheiztemperaturen bis zu 200° anzustreben. In Falle der Teststrahlführung wurde ein Teil für etwa 330 h bei einer Temperatur von 180 °C ausgeheizt. Limitiert wurde das Ganze durch die Quadrupole, die nicht von der Strahlführung genommen werden konnten und deren Spulen nicht speziell für hohe Temperaturen ausgelegt wurden. Es wurde auch in Zusammenarbeit mit Dr. V. Tioukine ein neues Konzept zum Ausheizen von Strahlführungen mit Solenoiden entwickelt (siehe Anhang A.2).

### 3.3 Lasersysteme

Zur Erzeugung eines Elektronenstrahls wird mit einem Laser eine Photokathode beleuchtet, wo mittels Photoeffekt die Elektronen freigesetzt werden. Um einen kleinen Laserfleck und somit einen Elektronenstrahl mit kleiner Emittanz zu erhalten, wurde eine Laserdiode (LD1) unter der Quelle installiert (siehe auch Abbildung 3.1.1). Deren geringe Laserleistung bedingte den Aufbau eines zweiten Lasersystems (LD2), um Elektronenstrahlen mit hohen Ladungsdichten zu erzeugen, allerdings mit dem Nachteil größerer Emittanzen. Diese beiden Systeme sollen in diesem Abschnitt beschrieben werden.

#### 3.3.1 Erstes Lasersystem (LD1)

Beim ersten Lasersystem wird eine Laserdiode verwendet. Diese wird im DC-Modus betrieben. Die Charakterisierung eines solchen Systems findet man in [Arz04]. Zu den wichtigsten Eigenschaften einer Laserdiode gehören die Wellenlänge und die Diodenkennlinie (im Durchlassbereich). Abbildung 3.3.1 zeigt entsprechende Messungen. Das Diagramm in Abbildung 3.3.1a zeigt einen kleinen Anstieg der Wellen-



(a) Abhängigkeit der Wellenlänge vom Laserdiodenstrom.

(b) Abhängigkeit der Laserleistung vom Laserdiodenstrom.

Abbildung 3.3.1

länge mit dem Erhöhen des Laserdiodenstroms; deshalb sollte man, um verschiedene Ausgangsleistungen zu erzielen, einen konstanten Diodenstrom einstellen und externe Abschwächer (hier Neutralsichtfilter) verwenden. Zum einen ist die  $QE$  der Kathode wellenlängenabhängig und zum anderen verändert sich der Weg durch die sich an die Diode anschließenden optischen Elemente, was zu einer Variation des Strahlprofils auf der Kathode führen kann. In dieser Arbeit wurde nur zum Teil mit Abschwächern gearbeitet, da der ganze Arbeitsbereich der Laserdiode sonst nicht ausgenutzt werden konnte. Die mittlere Wellenlänge beträgt  $(802,5 \pm 1,0)$  nm, was eine Erzeugung von polarisierten Elektronen mit Hilfe einer GaAs-Kathode ermöglicht. Allerdings muss dazu das Laserlicht noch zirkular polarisiert werden, was in diesen Aufbau nicht integriert wurde. Dennoch hat die Verwendung einer größeren Wellenlänge den Vorteil, dass dadurch die thermische Emittanz der Quelle sinkt. Der Grund ist eine kleinere mittlere transversale Energie  $k_B T_\perp$  (siehe Gleichung 2.1.12).

Der Schwellenstrom beträgt 21 mA; ab diesem liefert die Laserdiode eine Laserleistung pro Laserdiodenstrom von  $(0,884 \pm 0,002)$  mW mA<sup>-1</sup>. Hier zeigt sich, dass bei einer typischen Photosensitivität der Kathode von einigen mA W<sup>-1</sup> keine Strahlströme in der Größenordnung von mA erreicht werden können, da der maximale Diodenstrom durch die Zerstörungsschwelle auf einige 100 mA begrenzt ist.

Generell besitzen Diodenlaser aufgrund der Anordnung der Halbleiter einen Astigmatismus. Das resultierende elliptische Strahlprofil der Laserdiode wird mit einem anamorphen Prismenpaar kreisförmig gemacht, indem dieses den Laserfokus nur in einer transversalen Dimension vergrößert. Um einen kleinen Laserfleck auf der Kathode zu gewährleisten, wird ein Linsensystem (Fernrohr) mit der entsprechenden Brennweite eingesetzt. Eine konkave Linse defokussiert den Laserstrahl, um einen großen Laserfleck am Ort der zweiten Linse zu erhalten, denn dadurch sinkt der minimale mögliche Laserstrahldurchmesser im Fokus.

Es besteht die Möglichkeit, die erste Linse des Fernrohrs in einer Richtung senkrecht zur optischen Achse des Lasersystems zu verfahren (siehe auch Abbildung 3.3.2). Dies ermöglicht das Verschieben des Laserspots auf der Kathode, um die Nutzungsdauer der Kathode zu verlängern. Wenn an einer Stelle die Quanteneffizienz der Kathode zu stark gesunken ist, wird eine andere Stelle mit höherer Quanteneffizienz angefahren. Eine längere Nutzung derselben Kathode und ein selteneres Präparieren sind das Resultat. Besonders im Hinblick auf die starke Belastung bei hohen Strahlströmen ist dies wichtig. Eventuell muss die Elektronenoptik nach dem Verfahren des Laserpunktes neu eingestellt werden. In Abbildung 3.3.3a ist der Ort des Zentrums des Laserflecks in Abhängigkeit des Verfahrweges  $d_{lm1}$  der ersten Linse aufgetragen. Die in diesem Abschnitt vorgestellten Messungen wurden auf einem optischen Tisch durchgeführt. Ein Photosensor<sup>4</sup> am Ort der späteren Kathode diente zur Aufnahme des Laserstrahlprofils. In  $x$ -Richtung zur optischen Achse ergibt sich eine Verschiebung des Laserstrahls auf der Kathode von  $(15,134 \pm 0,043)$  mm mm<sup>-1</sup>, wohingegen der Laserstrahl sich in  $y$ -Richtung fast

<sup>4</sup>Sony-IMX219-Raspberry-Pi-V2-CMOS

### 3 Die Niederenergiestrahlführung von MESA

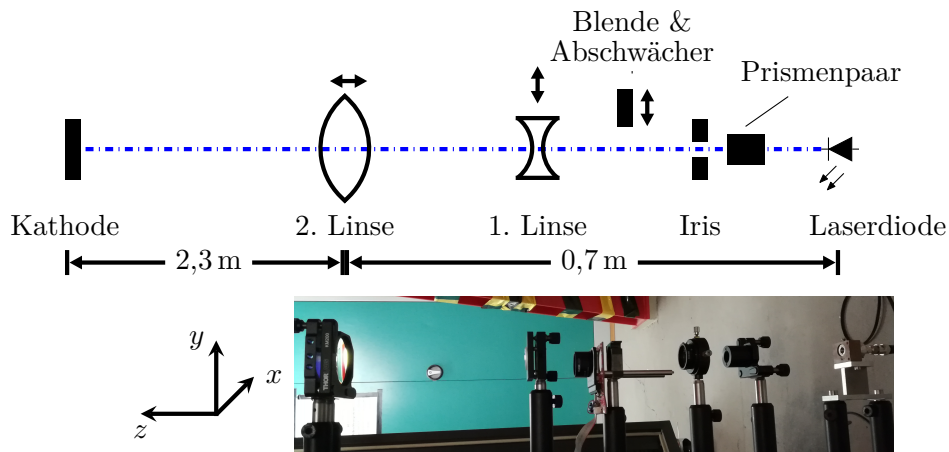
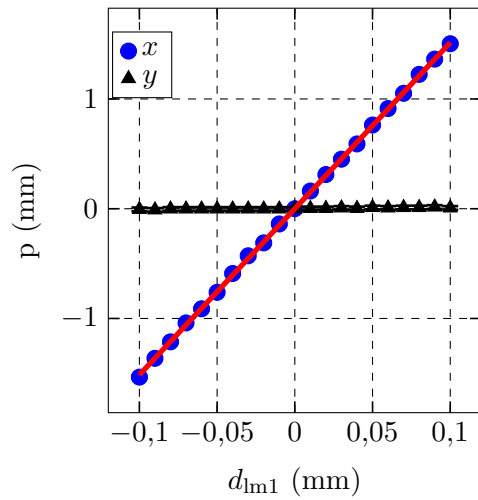


Abbildung 3.3.2: Aufbau des Lasersystems LD1 unter der Quelle.

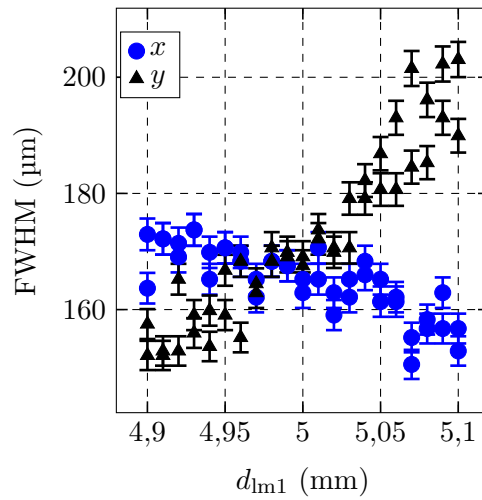
nicht verschiebt, und zwar um  $(0,097 \pm 0,011) \text{ mm mm}^{-1}$ . Ein weiterer Vorteil besteht in der Detektion und eventuellen Kompensation von lokalen Schädigungen der Kathode durch Ionen-Rückbombardement. Außerdem zeigt sich in Abbildung 3.3.3b eine Abhängigkeit der transversalen Ausdehnungen des Laserspots (Halbwertsbreite FWHM, engl. Full Width at Half Maximum) vom Fahrweg der ersten Linse, was in einer zusätzlichen Veränderung der Elektronenoptik resultieren kann. Die zweite Linse ist in Richtung der optischen Achse verschiebbar. Dadurch lässt sich die Größe des Laserflecks auf der Kathode verändern. Wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben ist die Emittanz des Elektronenstrahls proportional zum Durchmesser des Laserstrahls. Das Verhalten der Strahlbreiten im Bezug auf den Fahrweg der zweiten Linse  $d_{lm2}$  ist in Teilabbildung 3.3.4a zu sehen. Da der Laserstrahl aus der Laserdiode nicht nur unterschiedliche transversale Ausdehnungen, sondern auch unterschiedliche Divergenzen besitzt, ergibt sich trotz des anamorphen Prismenpaares kein runder Strahlfleck im Fokus. Dazu wird ein Prismenpaar mit variabler Vergrößerung der transversalen Dimension benötigt.

Nach dem Einbau einer Irisblende konnte die Größe des Strahlflecks verkleinert werden und es ist eine Einstellung der zweiten Linse mit rundem Strahlfleck möglich, wie Abbildung 3.3.4b zeigt. Der Nachteil des Einbaus einer Irisblende ist der Intensitätsverlust an dieser. Mit Irisblende ergibt sich für die Leistung in Abhängigkeit vom Diodenstrom  $(0,332 \pm 0,002) \text{ mW mA}^{-1}$ . Dies entspricht 40 % der ursprünglichen Leistung. Auch der Einfluss der Laserleistung auf die Strahlgröße wurde gemessen und ist in Abbildung 3.3.5 dargestellt. Über den gesamten einstellbaren Strombereich bleibt der Strahldurchmesser etwa konstant, wobei bei Strömen nahe der Laserschwelle ein starker Anstieg zu verzeichnen ist. Auf eine Beschreibung des Phänomens wird in dieser Arbeit verzichtet, da ausschließlich höhere Diodenströme verwendet wurden und es somit keine Auswirkung auf die Messungen gab.

In Abbildung 3.3.2 ist ein Bild vom Aufbau des Systems unter der Elektronenquelle zu sehen. Der Laserstrahl trifft unter  $90^\circ$  auf die Kathode. Um einen größe-

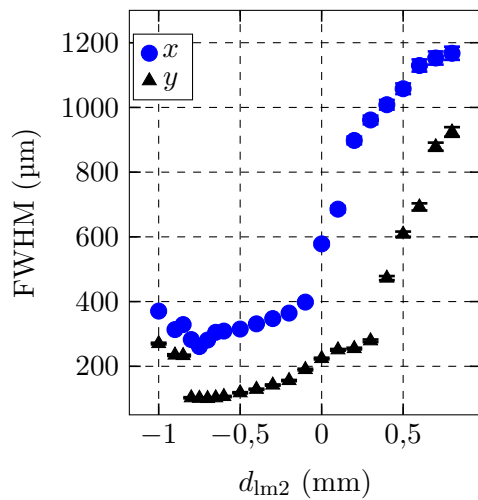


(a) Ort des Laserspotzentrums bei transversaler Bewegung der ersten Linse des Fernrohrs.  $p$ : Position des Laserpunktes bzgl. der Mitte der Kathode.

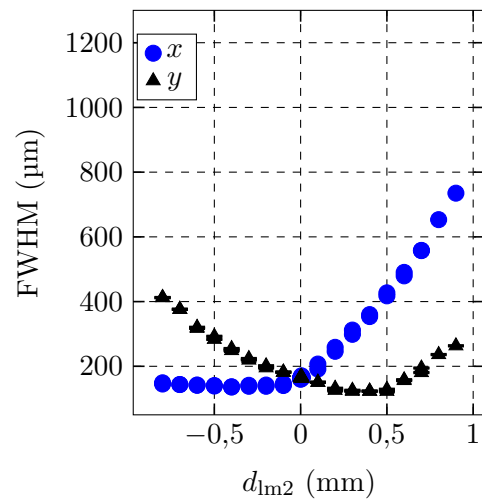


(b) Transversale Laserspotdimensionen in Abhängigkeit des transversalen Verfahrens der ersten Linse.

Abbildung 3.3.3



(a) Ohne Irisblende.



(b) Mit Irisblende.

Abbildung 3.3.4: FWHM der transversalen Laserstrahl-Dimensionen als Funktion der longitudinalen Position der zweiten Linse des Fernrohrs. Mit einer Irisblende ist es möglich, einen runden Laserfleck am Ort der Kathode zu erzeugen.

### 3 Die Niederenergiestrahlführung von MESA

ren Leistungsbereich der Laserdiode und somit Strombereich des Elektronenstrahls nutzen zu können, ist es möglich, Abschwächer in den Strahlengang zu fahren. Hinzu kommt, dass beim Einstellen der Strahlführung Leuchtschirme eingesetzt werden, die durch die thermische Belastung hoher Strahlströme leicht zerstört werden können. Deshalb werden Ströme der Größenordnung nA benötigt, was mit OD 6 Abschwächern (entspricht  $10^{-6}$ ) erreicht wird. Dies verringert auch die Raumladungskräfte und senkt das Risiko, Teile der Strahlführung zu beschädigen. Um eine noch größere Flexibilität zu erreichen, wird der Laserdiodentreiber<sup>5</sup> mittels eines Pulsgenerators<sup>6</sup> gesteuert. Damit lässt sich der Tastgrad, engl. Duty Cycle, verringern. Der Tastgrad bezeichnet das Verhältnis der Periodendauer  $T_0$  zur Pulsdauer  $t_p$  der generierten Laserpulse. Dies erhöht die Lebensdauer der Kathode, gerade im Hinblick auf Experimente mit hohen Bunchladungen. Darüber hinaus schützt man die verwendeten Diagnoseelemente vor Zerstörung. Für Bunchladungen im 0,1 pC-Bereich wurde kein Abschwächer verwendet und mit Erhöhen der Laserleistung die Pulsdauer  $t_p$  der sogenannten Makropulse von 200  $\mu$ s auf 30  $\mu$ s gesenkt. Die Periodendauer  $T_0$  betrug 400  $\mu$ s, womit limitiert durch den Laserdiodentreiber ein Dynamikbereich zwischen 1 und 0,01 zur Verfügung stand. Damit blieb der mittlere Strom zum Schutz der Kathode und Elemente relativ unverändert. Gleichzeitig konnte die für die Untersuchungen der Raumladungseffekte relevante Bunchladung erhöht werden. Kleinere Bunchladungen wurden mit entsprechenden Abschwächern oder mit einer geringeren  $QE$  der Kathode erzeugt. Anzumerken ist, dass die Makropulse mit den verwendeten Periodendauern im Prinzip einem DC-Strahl entsprechen, da sich zum Beispiel für die kleinste Periodendauer  $t_p = 30 \mu$ s eine Länge des Strahls von 5 km ergibt. Die deutlich kleinere Emittanz, die mit diesem Lasersystem erreicht werden kann, ist besonders nützlich, um kleinere absolute Änderungen der Emittanz, wie sie zum Beispiel beim Einstellen des Choppersystems auftreten können, nachzuweisen. Ein weiterer wichtiger Punkt ist, dass die verwendete Laserdiode einfach HF-moduliert werden kann [Poe95, Za198, Ale19]. Damit lässt sich ein gepulster Strahl realisieren, was die Lebensdauer der Kathode erhöht (siehe Abschnitt 2.4.1). Mit einem nachfolgenden Verstärker können dann bei Bedarf mithilfe des HF-synchronen Impulses auch höhere mittlere Leistungen erzielt werden. Außerdem sollen zum Einfahren von MESA Diagnosepulse verwendet werden. Dabei handelt es sich um einzelne oder auch eine geringe Anzahl von HF-synchronen Pulsen hoher Intensität.

#### 3.3.2 Zweites Lasersystem (LD2)

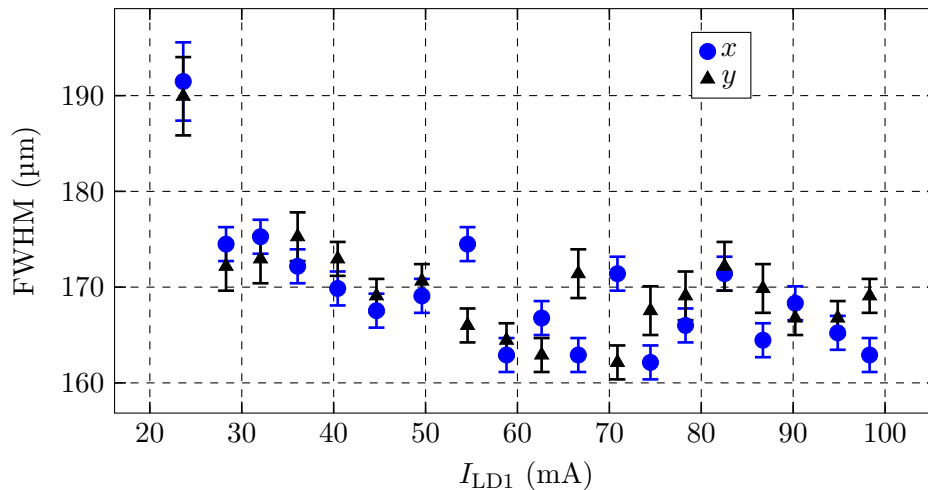
Im zweiten Lasersystem wird eine fasergekoppelte Laserdiode<sup>7</sup> verwendet. Mit Hilfe eines Lichtwellenleiters wird das Laserlicht zu einem zweiten optischen Aufbau vor der Kathode transportiert. Dieses System soll hier nur kurz vorgestellt werden, da für einen detaillierteren Einblick auf die Arbeit [Fri19] verwiesen wird. Auch

---

<sup>5</sup>LDC 202 C, Fa. Thorlabs

<sup>6</sup>9514 Pulse Generator, Fa. Quantum Composers

<sup>7</sup>Typ FL-FCSE01-7-808, Fa. Laser 2000, Faserdurchmesser 220  $\mu$ m, numerische Apertur 0,22



**Abbildung 3.3.5:** FWHM der transversalen Laserstrahl-Dimensionen in Abhängigkeit vom Laserdioden-Strom, welcher proportional zur Laserleistung ist.

dieser Laser arbeitet mit einer Wellenlänge von 808 nm im infraroten Spektralbereich. Weitere Gemeinsamkeiten mit dem oben beschriebenen System LD1 sind die Verwendung eines Fernrohrs zur Fokussierung und der variable Duty Cycle. Dieses System stellt aber eine deutlich größere Leistung von bis zu 5 W zur Verfügung. Dies ermöglicht im Gegensatz zu LD1 bei den oben erwähnten Photosensitivitäten von  $6 \text{ mA W}^{-1}$  Strahlströme, die über die Anforderungen von MESA hinausgehen. Außerdem wird der Laserstrahl von der Seite unter circa  $40^\circ$  auf die Kathode gelenkt. Dies hat den Vorteil, dass auch mit dem ersten Diagnoseelement in der vertikalen Strahlführung (siehe Abschnitt 3.1) der Elektronenstrahl charakterisiert werden kann. Besonders bei dem ersten Einstellen der Strahlführung ist dies hilfreich.

## 3.4 Magnete

Die in der Strahlführung verwendeten Magnete zur Fokussierung, Ablenkung, Orbitkorrektur und zur Spinmanipulation werden in diesem Abschnitt vorgestellt. Zunächst wird kurz auf die Methodik der Simulationsprogramme eingegangen, mit der diese die physikalischen Probleme lösen.

### 3.4.1 Finite Integrationstheorie

Das hier verwendete Programm CST (Computer Simulation Technology<sup>®</sup>) [cst16] löst die Maxwell-Gleichungen mittels Finiter Integrationstheorie (FIT). Dabei werden die Gleichungen mithilfe numerischer Diskretisierung in eine Matrixform gebracht, welche dann mit iterativen numerischen Methoden berechnet werden kann.

### 3 Die Niederenergiestrahlführung von MESA

Dazu werden die Integrale wie folgt diskretisiert:

$$\int_{x_0}^{x_0+\Delta} f(x)dx = \Delta f\left(x_0 + \frac{\Delta}{2}\right) + \mathcal{O}(\Delta^3), \quad (3.4.1)$$

$$\int_{x_0}^{x_0+\Delta} \int_{y_0}^{y_0+\Delta} f(x,y)dxdy = \Delta^2 f\left(x_0 + \frac{\Delta}{2}, y_0 + \frac{\Delta}{2}\right) + \mathcal{O}(\Delta^4). \quad (3.4.2)$$

Das zu untersuchende Objekt wird in Gitterzellen, engl. mesh cells, der Länge  $\Delta$  zerlegt. Die Materialien müssen stückweise linear, homogen und isotrop sein. Damit ist gemeint, dass die Teilgebiete mit konstanten Materialeigenschaften mindestens so groß wie die Zellen des Gitters sein müssen. Für eine genauere Ausführung der FIT sei auf [Lie07, S. 35f] verwiesen. Als Konvergenzkriterium kann angegeben werden, wie sich das Feld nach einem weiteren Iterationsschritt vom zuvor berechneten Feld höchstens unterscheiden soll. Dies repräsentiert die Genauigkeit der Simulation. Der Fehler der Integration bzw. Simulation skaliert mit  $\mathcal{O}(\Delta^3)$  bzw.  $\mathcal{O}(\Delta^4)$ , weshalb eine möglichst kleine Zellenlänge  $\Delta$  anzustreben ist. Dies bedeutet eine hohe Zelldichte, was zu einer Erhöhung der Rechenoperationen und somit Gesamt-Rechenzeit führt.

#### 3.4.2 Finite-Elemente-Methode

Das für Magnetfeldsimulationen eingesetzte Programm FEMM 4.2<sup>8</sup> [Mee18] nutzt die Finite-Elemente-Methode (FEM). Anders als in der FIT geht man nicht von der Integraldarstellung aus, sondern wählt einen differentiellen Ansatz. Dieser wird dann, unter der Berücksichtigung von bekannten Randbedingungen, auch mit numerischen Methoden gelöst. Genauso wird das zu betrachtende Gebiet in Teilgebiete unterteilt. Für eine detaillierte Einführung sei auf [Kle03] verwiesen.

#### 3.4.3 Quadrupole

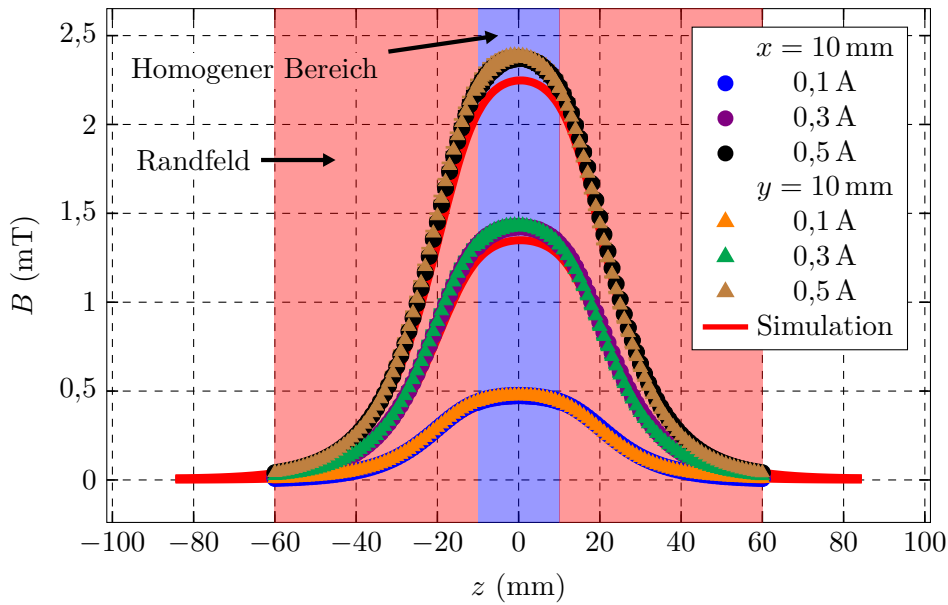
Es wurde beschlossen, keine neuen Quadrupolmagnete herzustellen und stattdessen Reservemagnete von MAMI zu verwenden. Als Material für die Polschuhe der Magnete wird HYPERM 766<sup>9</sup> [Ste93, S. 73] eingesetzt, da dies eine sehr geringe Remanenz besitzt. Die Magnete werden mittels Aluminiumblechen künstlich verlängert (siehe Bild in Abbildung 3.4.1), um das Verhältnis aus homogenem Anteil und Randfeld, das störend wirkt, zu verbessern.

Vor dem Einbau wurde das transversale Magnetfeld aller Quadrupole mit einer Messstation [Sto16] vermessen. Dazu wurde eine Hall-Sonde für transversale Magnetfelder<sup>10</sup> mittels eines in alle drei Raumrichtungen verfahrbaren Armes durch den Magneten bewegt. Vor jeder Messung wurden die Magnete schon einige Minuten lang mit Strom versorgt, damit sich ein thermisches Gleichgewicht einstellt. In

<sup>8</sup>Finite Element Method Magnetics

<sup>9</sup>Firma Krupp Widia GmbH, Essen. HYPERM besitzt vergleichbare Eigenschaften wie  $\mu$ -Metall

<sup>10</sup>Typ HMMT-6J02-VR, Fa. Lakeshore



**Abbildung 3.4.1:** Messung des transversalen Magnetfeldes eines Quadrupols parallel zur Strahlachse ( $z$ -Achse) im Abstand von 10 mm vom Zentrum für verschiedene Ströme und in Rot die dazugehörige Simulation (CST). Für  $x = 10$  cm gilt  $y = 0$  cm und es ist  $B_y$  aufgetragen. Analog gilt für  $y = 10$  cm  $x = 0$  cm und es ist  $B_x$  aufgetragen. Der Messfehler beträgt etwa 1%.

Abbildung 3.4.1 ist beispielhaft eine Messung gezeigt, wobei für jeden Magneten der Abstand zur Sollachse mehrfach variiert wurde, sodass sich im Mittel

$$\frac{d^2 B}{dI \cdot dx} = (0,473 \pm 0,003) \text{ T A}^{-1} \text{ m}^{-1} \quad (3.4.3)$$

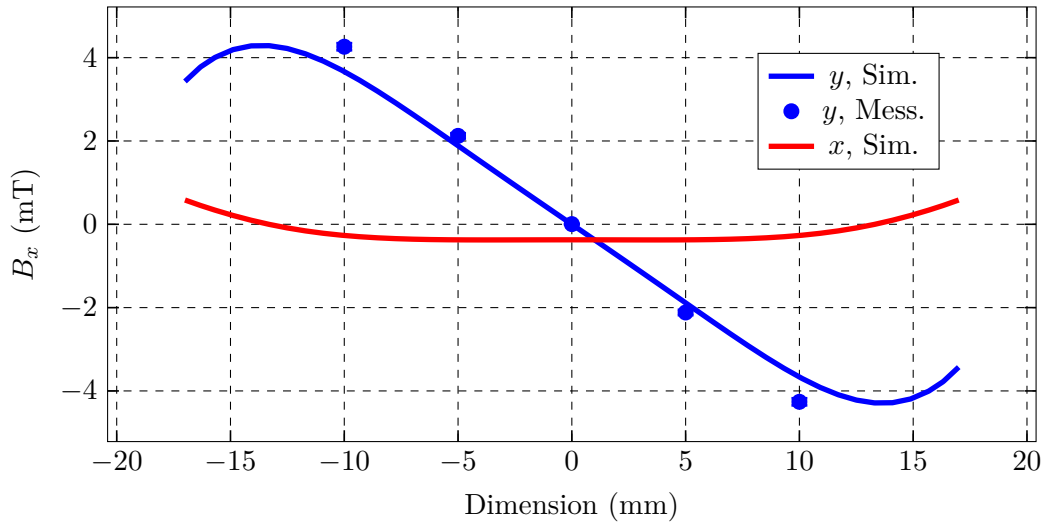
$$l_{\text{eff}} = (49,2 \pm 0,2) \text{ mm} \quad (3.4.4)$$

ergab. In Rot sind die Simulationsergebnisse mit der kommerziellen Software CST zu sehen, welche bis zu einer Genauigkeit von  $10^{-6}$  simuliert wurden. Die Felder der Simulation sind kleiner als die gemessenen. Grund hierfür kann eine unterschiedliche Windungsanzahl oder Permeabilität des Materials sein. Zur Erstellung der Simulation wurden die Parameter aus [Ste93, S. 75] benutzt. Diese Messergebnisse sind auch wichtig, da sie in die Simulationen der Strahlführung eingeflossen sind. Die geringe Abweichung der Felder in  $x$ - und  $y$ -Richtung zeigt, dass die geometrische und magnetische Achse zusammenfallen. Dadurch können die Magnete an ihrem Zentrum ausgerichtet werden. Zur Messung der  $y$ -Richtung wurde der Quadrupol um  $90^\circ$  gedreht.

Abbildung 3.4.2 zeigt den transversalen Feldverlauf exemplarisch an der  $x$ -Komponente. Um die Strahlachse erkennt man einen großen Bereich von etwa  $\pm 8$  mm, in dem ein linearer Zusammenhang zwischen Feld und Ablage gegeben ist. Darüber

### 3 Die Niederenergiestrahlführung von MESA

hinaus kommen die höheren Multipole stärker zum Tragen und Teilchen, die diesen Bereich durchqueren, tragen besonders zum Emittanzwachstum bei.



**Abbildung 3.4.2:** Feldverlauf der  $x$ -Komponente des magnetischen Feldes eines exemplarischen Quadrupols entlang der  $y$ -Richtung (bei einem Abstand  $x = 0$  mm) und der  $x$ -Richtung (bei einem Abstand  $y = 1$  mm) als Resultat einer Simulation mit CST und gemessene Werte entlang der  $y$ -Richtung jeweils bei einem Strom von  $I_q = 0,9$  A.

#### 3.4.4 Solenoide

Die Solenoide für die Strahlführung der longitudinalen Anpassung (siehe Abbildung 3.1.1 Solenoid 060, 090 und 120) wurden neu konzipiert. Dafür wurden verschiedene Parameter mittels Simulationen mit FEMM 4.2 untersucht. Das Konvergenzintervall wurde mit  $10^{-8}$  vorgegeben. Solenoidlinsen besitzen eine sphärische Aberration. Das heißt, dass es keinen linearen Zusammenhang zwischen Ablage und Brechungswinkel nach dem Magneten gibt. Somit ist die Entfernung des Fokus eines Teilchens abhängig von dessen Ablage. Ziel ist eine geringe sphärische Aberration, da diese eine Vergrößerung der rms-Emittanz nach sich zieht (siehe Abbildung 2.1.3a). Die sphärische Aberration  $C_s$  und die Brennweite  $f$  lassen sich nach [Bis13] folgendermaßen berechnen:

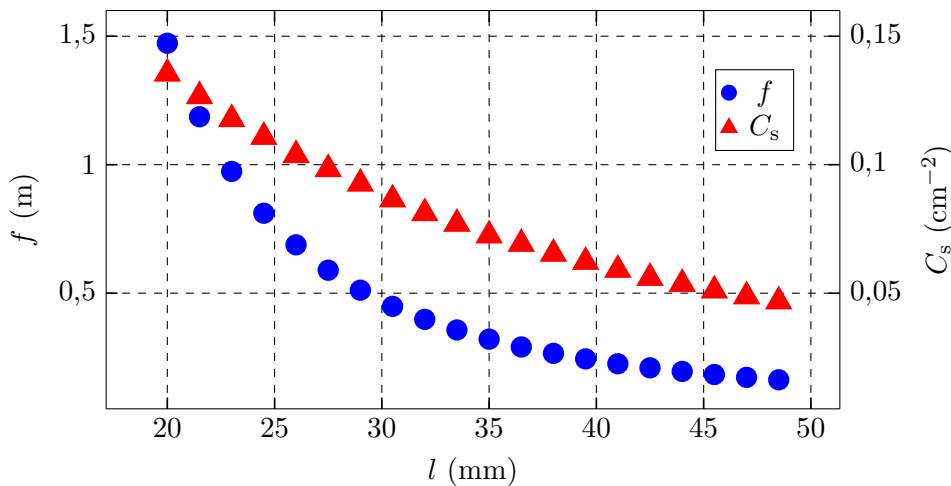
$$C_s = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} B_z'^2 dz}{2 \int_{-\infty}^{+\infty} B_z^2 dz} \quad (3.4.5)$$

$$\frac{1}{f} = \left( \frac{q}{2mc\beta\gamma} \right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} B_z^2 ds. \quad (3.4.6)$$

Die minimale Brennweite, d.h. die Brennweite bei maximaler Erregung der Spule, sollte auch klein genug sein, um nicht durch die Fokussierstärke limitiert zu

sein. Beziehungsweise sollte die maximale Fokussierstärke, d.h. die minimale inverse Brennweite, größer als die in Simulationen der Strahlführung gefundenen Werte sein. Dazu wurden Simulationen der gesamten Strahlführung von MELBA bis zu einer Bunchladung von 7,7 pC durchgeführt (siehe Abschnitt 4.4). Die minimale benötigte Brennweite betrug 0,26 m.

Eine Skizze des Aufbaus eines Doppelsolenoids ist in Abbildung 3.4.4 zu sehen. Das  $\mu$ -Metall, eine Nickel-Eisen-Legierung mit einer hohen Permeabilität  $\mu_r$ , sorgt für eine Konzentration des Feldes innerhalb der Solenoidlänge. Variiert man nur die Länge  $l$  der Spulen, zeigt sich, dass mit zunehmender Länge sich sowohl die minimale Brennweite  $f$  als auch die sphärische Aberration  $C_s$  verbessert (siehe Abbildung 3.4.3). Deshalb sollten die Solenoide so lang wie möglich gewählt werden. Allerdings soll die Strahlführung so kurz wie möglich gehalten werden, um den Transport bei niedriger Energie und somit hoher Raumladungskraft zu minimieren. Es wurde sich für eine Länge von etwa 50 mm entschieden, die vergleichbar mit der Länge der Quadrupole ist. Durchmesser des Drahtes und Gesamtwindungszahl legen die Höhe der Spule fest. Der Durchmesser des Drahtes darf nicht zu klein gewählt werden, da sich so der Widerstand erhöht und die Aufheizung steigt, sodass die Spule gekühlt werden muss. Zu dick darf der Draht aber auch nicht gewählt werden, da er sich sonst nicht gut wickeln lässt; daher sollte ein Durchmesser von weniger als 1,5 mm gewählt werden. Als Faustregel für den minimalen Durchmesser gilt  $d(\text{mm}) \geq 0,7\sqrt{I(\text{A})}$ . Mit einer Windungszahl von 2000 ergibt sich für das maximale Feld von 20 mT in den ersten Simulationen der Strahlführung näherungsweise ein Strom von 0,4 A, was einem minimalen Drahtdurchmesser von 0,443 mm entspricht. Um auch höhere Ströme bis zum maximalen Strom von 1,4 A, der durch das Netzgerät bereitgestellt werden kann, nutzen zu können, wurde sich für einen



**Abbildung 3.4.3:** Brennweite  $f$  und sphärische Aberration  $C_s$  in Abhängigkeit der Länge  $l$  der Spulen als Resultat von Simulationen mit FEMM 4.2.

### 3 Die Niederenergiestrahlführung von MESA

Durchmesser des Kupferdrahtes von 1 mm entschieden. Bei kleineren Durchmessern wäre der Spulenwiderstand zu groß für die vom Netzgerät vorgegebene Spannung von 19 V. Die Windungszahl pro Lage und die Gesamtwindungszahl wurden so gewählt, dass sich eine effektive Länge von etwa 48 mm ergibt und der typische Arbeitsbereich der Brennweite von 0,5 m bis 0,1 m sich nicht bei zu niedrigen oder hohen Strömen befindet. Mit abwechselnd 48 und 47 Windungen pro Lage ergibt sich bei 43 Lagen eine Gesamtwindungszahl von 2043. Zusätzlich wurde die Dicke des umgebenden  $\mu$ -Metalls  $d_\mu$  so gewählt, dass  $C_s$  und  $l_{\text{eff}}$  über den gesamten Strombereich von 1,4 A konstant bleiben und keine Sättigungseffekte, wie sie in Abbildung 3.4.5 zu sehen sind, auftreten. Weitere unabhängig voneinander unter-

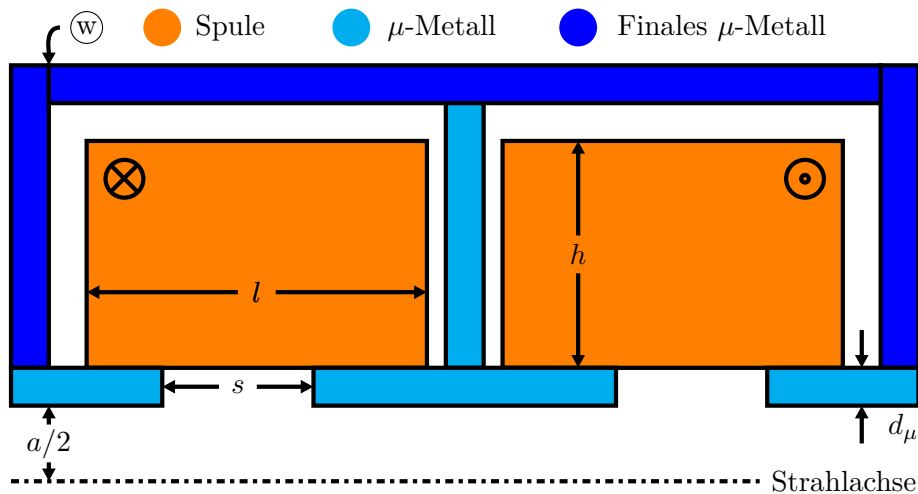
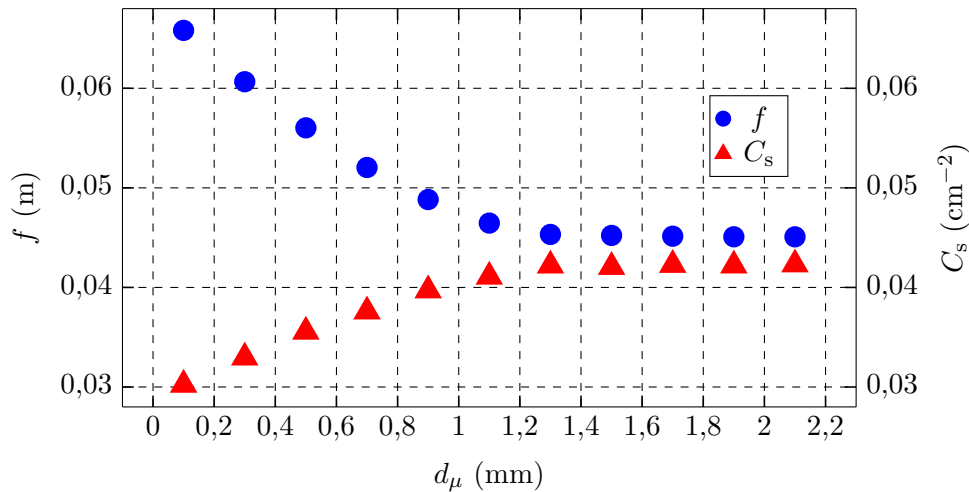


Abbildung 3.4.4: Querschnitt eines Doppelsolenoids mit den untersuchten Parametern.

suchte Parameter waren die Spulenhöhe  $h$  und die Apertur  $a$ .

Oft wird die Öffnung  $s$  auch verkleinert [Bis13], um das Feld noch weiter zu konzentrieren und so einer dünnen Linse näher zu kommen. In diesem Fall allerdings, wie in Abbildung 3.4.6 zu sehen ist, stieg die Brennweite zu stark an und auch der Verlauf der sphärischen Aberration zeigte keinen Vorteil, weshalb sich gegen diese Maßnahme entschieden wurde.

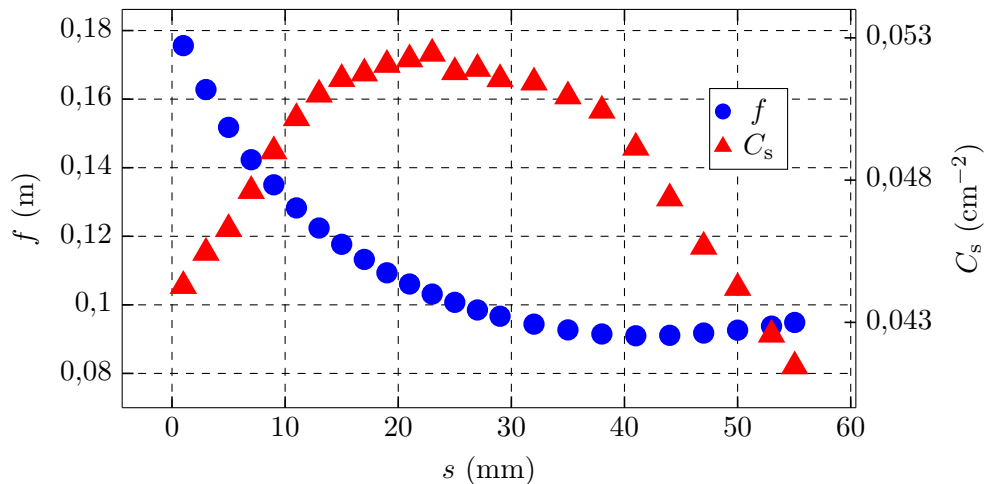
Eine weitere Überlegung war es, das Feld durch weiteres  $\mu$ -Metall im Innern zwischen den Spulen zu fokussieren und dadurch die sphärische Aberration zu senken. Das Hinzufügen einer solchen  $\mu$ -Metall-Scheibe führte allerdings zu einer Erhöhung der sphärischen Aberration und es ergibt sich ein nicht konstanter Verlauf der effektiven Länge über den Bestromungsbereich (siehe Abbildung 3.4.7). Dieser Zusatz wurde auch verworfen, sodass nur das in Abbildung 3.4.4 dunkelblau gefärbte  $\mu$ -Metall zur Verwendung kommt. Die finalen geometrischen Parameter sind in Tabelle 3.4.1 festgehalten. Das Verhalten der Brennweite  $f$  des Doppelsolenoids und der maximalen Feldstärke  $B_{\text{max}}$  im Zentrum eines Solenoids mit dem finalen Design sind in Abbildung 3.4.8 dargestellt. Die minimale Brennweite von 0,26 m,



**Abbildung 3.4.5:** Brennwerte  $f$  und sphärische Aberration  $C_s$  in Abhängigkeit der Dicke  $d_\mu$  des  $\mu$ -Metalls. Für Dicken kleiner als 1,2 mm kommt es zu einer Sättigung.

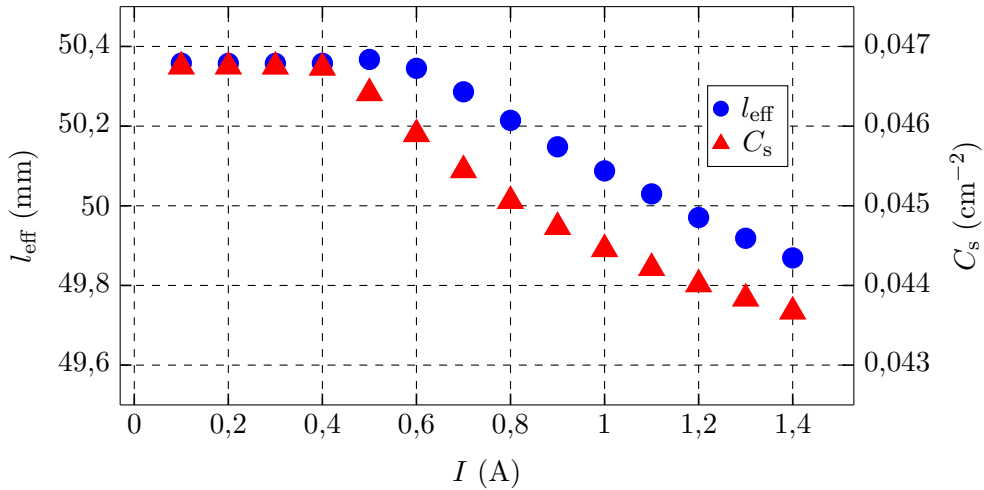
die in den Simulationen zum Tragen kam, kann mit diesem Magneten eingestellt werden.

In Abbildung 3.4.9a sind die Messungen und Simulationen von  $B_z$  entlang der Strahlachse dargestellt. Sowohl die Simulation mit CST als auch mit FEMM 4.2 zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten. In diesem Fall beträgt  $C_s = 0,0408 \text{ cm}^{-2}$  und  $l_{\text{eff}} = (48,8 \pm 0,2) \text{ mm}$  für ein Einzelsolenoid. Die Brennweite beträgt  $f = 9,673 \text{ cm}$  bei einem Strom von  $I = 1 \text{ A}$ . Nur ein Solenoid zeigt

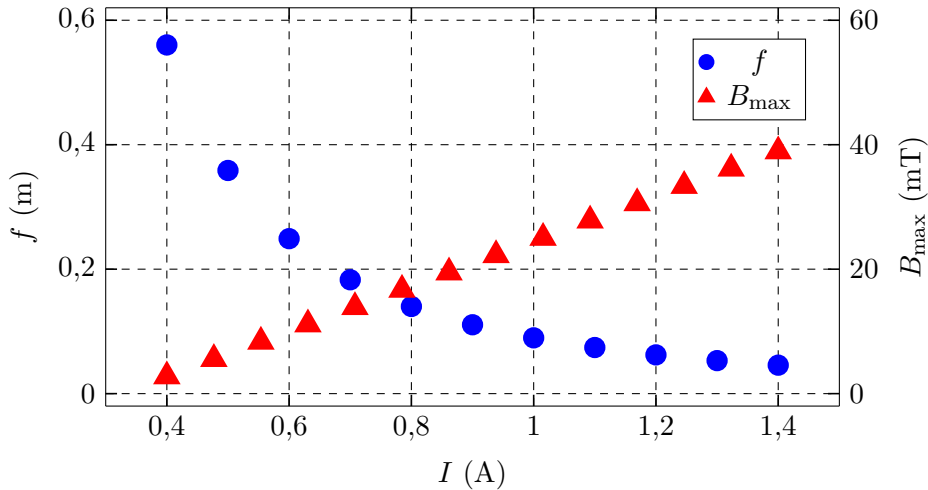


**Abbildung 3.4.6:** Brennwerte  $f$  und sphärische Aberration  $C_s$  in Abhängigkeit der Breite  $s$  bei einer Länge  $l = 54 \text{ mm}$ .

### 3 Die Niederenergiestrahlführung von MESA



**Abbildung 3.4.7:** Verhalten von  $l_{\text{eff}}$  und  $C_s$  bei Variation des Spulenstroms mit zusätzlichem  $\mu$ -Metall zwischen den Spulen.

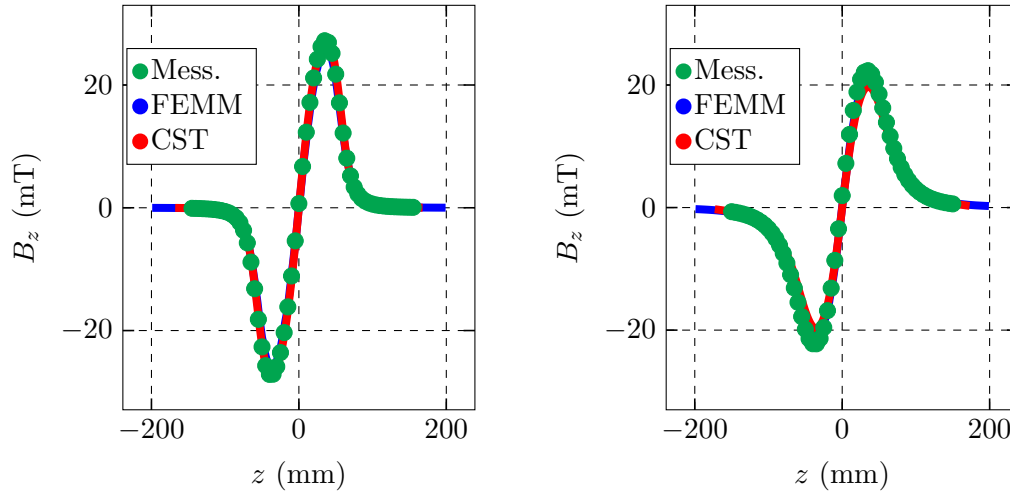


**Abbildung 3.4.8:** Finales Verhalten der Brennweite  $f$  des Doppelsolenoids und der maximalen Feldstärke  $B_{\text{max}}$  im Zentrum eines Solenoids.

dieses Verhalten. Die anderen zeigten bei demselben Strom eine breitere und niedrigere Feldverteilung. Davon ist eine Messung in Abbildung 3.4.9b zu sehen. Die dazu dargestellten Simulationen sind ohne  $\mu$ -Metall gemacht worden. Der Grund dafür könnte der schlechten Kontakt des  $\mu$ -Metalls an Stelle (w) in Abbildung 3.4.4 sein. Allerdings scheiterten alle Versuche, durch stärkeres Anpressen der beiden Teile das Feld zu verbessern. Bei diesen Solenoiden ergeben sich  $C_s = 0,0286 \text{ cm}^{-2}$  und  $l_{\text{eff}} = (64,3 \pm 0,3) \text{ mm}$ . Die Brennweite bei  $I = 1 \text{ A}$  liegt bei  $f = 13,023 \text{ cm}$ . Abbildung 3.4.12a zeigt ein fertigess Doppelsolenoid auf dem Kupfer-ummantelten Strahlrohr.

$a$	$d_\mu$	$l$	$h$
42 mm	1,5 mm	53 mm	40 mm

**Tabelle 3.4.1:** Finale geometrische Parameter der Doppelsolenoidmagnete.



(a) Messung des Doppelsolenoids mit Sollfeld und Simulationen mit  $\mu$ -Metall.

(b) Messung eines Doppelsolenoids mit breiterer Feldverteilung und Simulationen ohne  $\mu$ -Metall.

**Abbildung 3.4.9:** Messung des longitudinalen Magnetfeldes auf der Strahlachse ( $z$ -Achse) bei  $I = 1$  A und die entsprechenden Simulationen mit FEMM 4.2 und CST. Der Messfehler beträgt etwa 1%.

### 3.4.5 Alphamagnet

Im niederenergetischen Bereich von MESA werden zur Strahlableitung Alphamagnete verwendet, da sie eine dispersionsfreie Ablenkung ermöglichen [Eng63]. Dies verhindert ein Anwachsen der rms-Emittanz bzw. macht eine Kompensation mittels eines zweiten Magneten überflüssig. Mit dem richtigen Polschuhprofil lenken Alphamagnete den Strahl um  $270^\circ$  (effektiv  $90^\circ$ ) ab. Nach Steffens [Ste93, S. 61f] lässt sich leicht eine Ersatzoptik, wie sie in Abbildung 3.4.11 skizziert ist, für den Alphamagnet überlegen. Durch die unterschiedlichen Eintrittswinkel in das Magnetfeld kommt es zu einer Fokussierung oder Defokussierung [Ste93, S. 127]. Damit lässt sich für die Transfermatrix in der horizontalen bzw. ablenkenden Ebene ( $xz$ -Ebene)  $m_{11} = -1$ ,  $m_{22} = -1$  und  $m_{21} = 0$  folgern. In der dazu senkrechten Richtung bleibt eine Restfokussierung bestehen.

### 3 Die Niederenergiestrahlführung von MESA

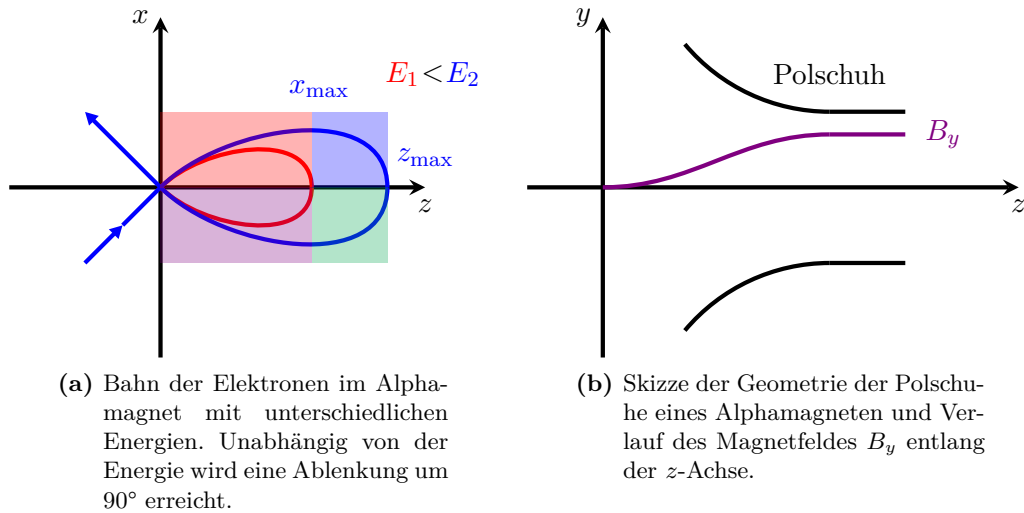
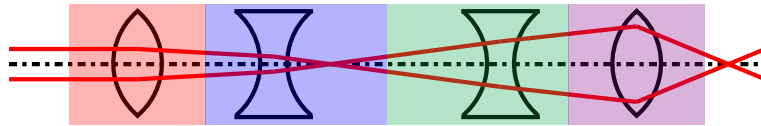


Abbildung 3.4.10

Vertikale Ebene:



Ablenkebene:

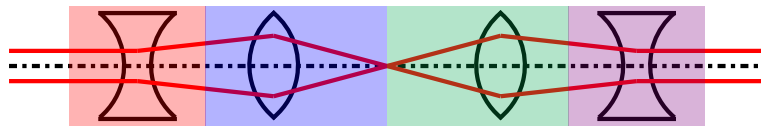
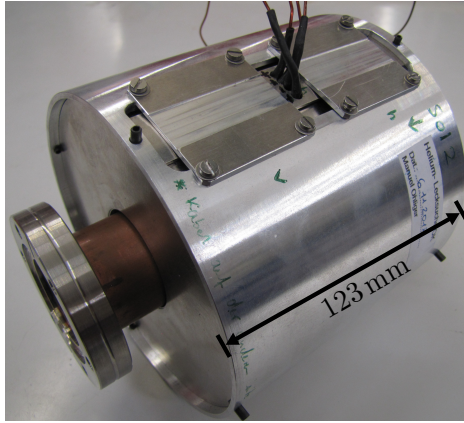


Abbildung 3.4.11: Optische Entsprechung des Alphamagneten. Die unterschiedlichen Bereiche entlang der Bahnkurve sind in Abbildung 3.4.10a markiert.

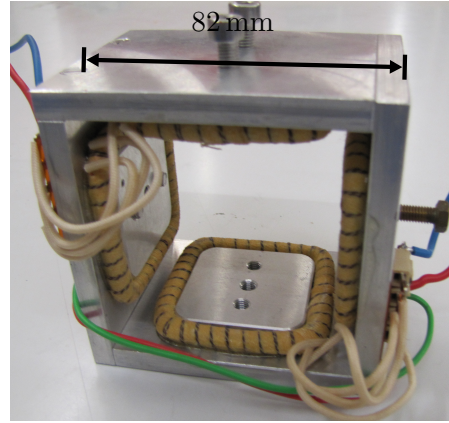
### 3.4.6 Korrekturmagnete

Durch parasitäre Magnetfelder kann der Elektronenstrahl von der Sollbahn gelenkt werden. Auch mechanische Ausrichtungsfehler führen zu einer von der Sollbahn verschiedenen Trajektorie. Deshalb werden entlang der Strahlführung Korrekturmagnete, engl. Steerer, installiert. Dabei handelt es sich um Dipolmagnete, die so ausgerichtet sind, dass sie die  $x$ - oder  $y$ -Richtung korrigieren können. Im niederenergetischen Bereich des Beschleunigers lassen sich die Elektronen wie erwähnt noch leicht durch magnetische Felder beeinflussen und es können daher einfache Luftspulen verwendet werden. Sie sollten so konstruiert sein, dass ein möglichst großer

Bereich mit homogenen Magnetfeld vorliegt, so dass alle Elektronen gleichermaßen abgelenkt werden. Dadurch gestaltet sich auch ihre Justage nicht kritisch. Es ist immer ein Paar Luftspulen für jeweils eine transversale Richtung auf einem Aluminiumhalter zusammen untergebracht. Ein Bild zeigt Abbildung 3.4.12b. Diese



(a) Aufnahme eines Solenoids auf dem mit Kupfer ummantelten Strahlrohr (siehe Anhang A.2).



(b) Aufnahme eines Korrekturmagneten.

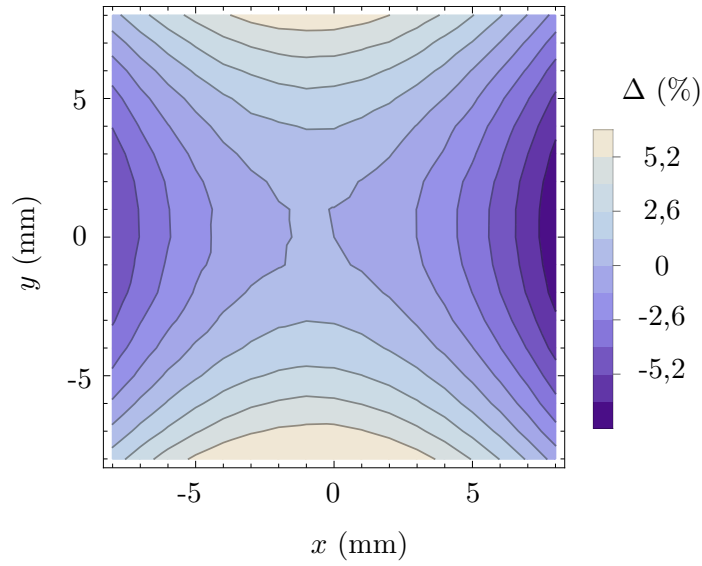
Abbildung 3.4.12

Magnete wurden ebenfalls vermessen. Eine Beispielmessung präsentiert Abbildung 3.4.13. Dort ist die relative Abweichung des Feldintegrals  $\Delta = \frac{\int B_y dz - \int B_{y, \text{Soll}} dz}{\int B_{y, \text{Soll}} dz}$  in % auf der Strahlachse in verschiedenen Abständen zu dieser dargestellt. Die Qualität der Magnete ist nicht optimal, da der homogene Bereich sich nur über einen kleinen Bereich erstreckt. Dies kann insbesondere bei großen Strahldurchmessern zu einer geringeren Strahlqualität führen, da dann viele Teilchen Bereiche des Magnetfeldes mit hohen Multipolen durchqueren. Aus Zeitgründen konnten aber keine neuen Korrekturmagnete hergestellt werden.

Im Mittel beträgt  $l_{\text{eff}} = (48,92 \pm 0,79)$  mm und  $\frac{d\hat{B}}{dI} = (0,78 \pm 0,02)$  mT A<sup>-1</sup>. Dabei bezeichnet  $\hat{B}$  das Feld im Zentrum des Korrekturmagneten. Somit ergibt sich bei einer maximalen Bestromung von 1,4 A eine maximale Winkelabweichung von

$$\tan \alpha \approx \alpha = \frac{v_{\perp}}{\beta c} = \frac{e \cdot \frac{d\hat{B}}{dI} \cdot I \cdot l_{\text{eff}} \cdot c}{\beta \cdot \gamma \cdot E_0} = 0,048 \text{ rad.} \quad (3.4.7)$$

Zusätzlich zu den Messungen wurde ein Steerer mit CST modelliert und die statischen Magnetfelder simuliert (siehe auch Abbildung A.5.1 im Anhang). Vergleicht man den Feldverlauf der Simulation mit dem der Messungen in Abbildung 3.4.14, so zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Die Abbildung zeigt  $B_y$  normiert auf das Feld an der Stelle  $x = 0$  entlang der  $x$ -Achse im Zentrum des Magneten ( $z = 0$ ). Das Konvergenzintervall betrug  $10^{-6}$ . Beim Vergleich mit den Quadrupolen (Abbildung



**Abbildung 3.4.13:** Konturdarstellung der relativen Abweichung der Feldintegrale  $\Delta = \frac{\int B_y dz - \int B_{y, \text{Soll}} dz}{\int B_{y, \text{Soll}} dz}$  in % ermittelt durch Messung eines Korrekturdipols.

3.4.2) erkennt man den Nachteil der Luftspulen: der homogene Bereich ist deutlich kleiner als der lineare Bereich der Quadrupole.

Mit den Überlegungen aus Abschnitt 2.1.5 lässt sich analytisch das aus den Multipolanteilen resultierende Emittanzwachstum berechnen. Nach [Hei18] gilt für das Magnetfeld der Steerer für einen Strom von 1 A (siehe auch Gleichung 2.1.1):

$$B_y(x) = a + bx + cx^2 \quad (3.4.8)$$

$$\int cdz = (69 \pm 3) \times 10^{-3} \text{ T m}^{-1} \quad (3.4.9)$$

$$\int bdz = (1,4 \pm 0,1) \times 10^{-6} \text{ T} \quad (3.4.10)$$

$$\int adz = (47,20 \pm 0,15) \times 10^{-6} \text{ T m}. \quad (3.4.11)$$

Der Strombereich der verwendeten Magnete lag typischerweise zwischen 0,5 und 1 A. Damit lassen sich nach [KBD<sup>+</sup>92]  $g(x, y)$  und  $h(x, y)$  berechnen. In Abbildung 3.4.15 ist für verschiedene  $\epsilon_i$  die relative Änderung der Emittanz gegenüber der Strahlgröße aufgetragen. Dabei wurde von einem runden Strahl ausgegangen. Die relative Änderung sinkt mit größeren  $\epsilon_i$  und kleineren Strahlbreiten. Ein kleinerer Strahl ist also weniger sensitiv auf Multipole. Wird zur Korrektur des Orbits der Teilchen ein größeres Feld benötigt, so steigen auch die Multipolanteile. Deshalb ist ein sorgfältiges Einstellen der Strahlführung wichtig und auch eine Abschirmung parasitärer Magnetfelder ist von Vorteil, um die Ablenkmagnete so gering wie möglich bestromen zu müssen.

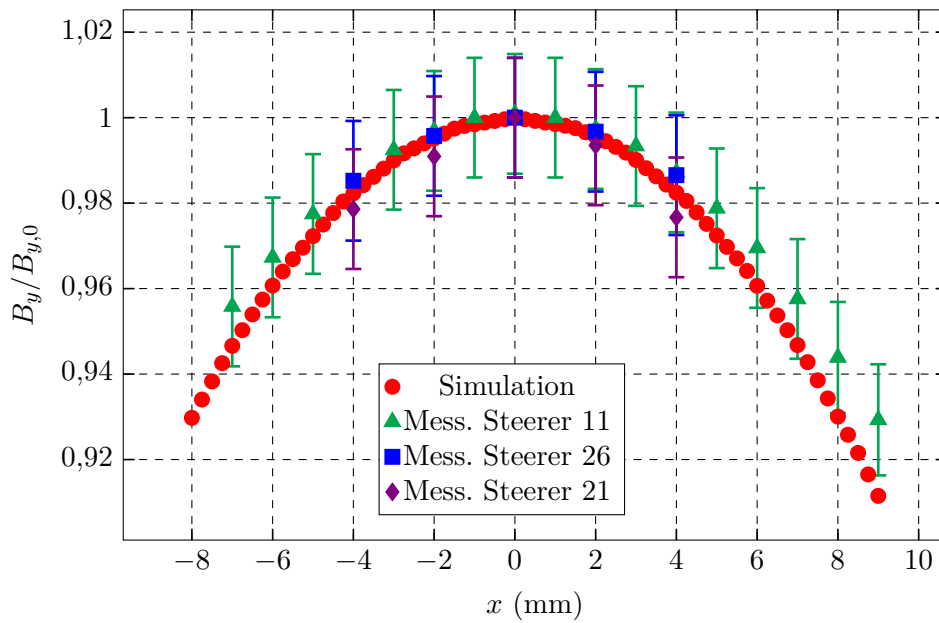


Abbildung 3.4.14: Simulation und Messungen des Feldverlaufes von  $B_y$  entlang der  $x$ -Achse einiger Steerer.

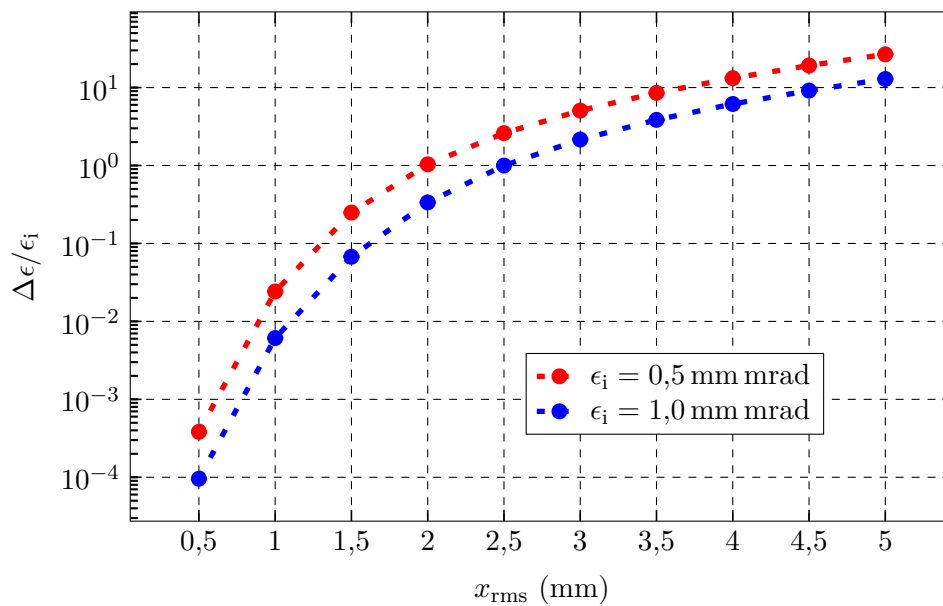
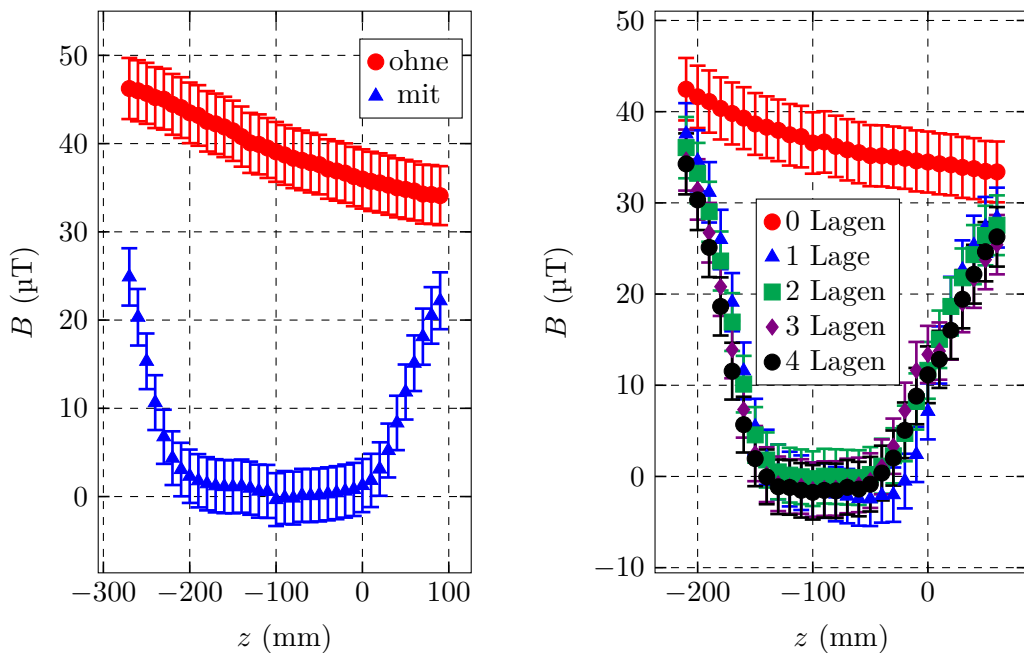


Abbildung 3.4.15: Emittanzwachstum hervorgerufen durch einen Strahlagekorrekturmagneten unter Berücksichtigung seiner höheren magnetischen Pole.

### 3.4.7 Abschirmung des Erdmagnetfeldes

Das Magnetfeld der Erde wirkt genauso wie die Magnetfelder der Magnete auf die Elektronen und resultiert in einer zusätzlichen Kraft, welche die Teilchen ablenkt. Dies ist nicht erwünscht und deshalb wird die Strahlführung mit einer magnetischen Abschirmung versehen. Die Abschirmung besteht aus  $\mu$ -Metall. Durch die hohe Permeabilität  $\mu_r$  eignet es sich hervorragend zur Abschirmung niederfrequenter Magnetfelder. Der magnetische Fluss konzentriert sich im Material, sodass das Magnetfeld um die Strahlführung herum gelenkt wird. Dies funktioniert, solange das Magnetfeld im Material kleiner als die Sättigungsmagnetisierung 0,76 T [mum09] des  $\mu$ -Metalls ist. Durch die begrenzte zur Verfügung stehende Zeit wurde auf eine Konstruktion und Herstellung von passgenauen Abschirmkästen aus  $\mu$ -Metall verzichtet. Stattdessen wurde eine 100  $\mu\text{m}$  starke  $\mu$ -Metall-Folie<sup>11</sup> verwendet. Der Vergleich der Messungen (Abbildung 3.4.16) mit Abschirmkästen und Folie, mit verschiedenen Lagenzahlen, zeigt auch schon mit einer Lage eine vergleichbare Abschirmung. Der Abschirmkasten hat eine Wandstärke von 1 mm. Für die Messungen wurde eine Hall-Sonde durch den Abschirmkasten bzw. die zu einem Zylinder gewickelte Folie gefahren. Zuvor wurde die Sonde in einem sehr gut abgeschirmten

<sup>11</sup>Aaronia AG, Germany



(a) Magnetfeldabschirmung mittels geschweißten und geblühten  $\mu$ -Metall-Platten.

(b) Erdmagnetfeldabschirmung mittels geblühter  $\mu$ -Metall-Folie mit verschiedener Lagenanzahl.

Abbildung 3.4.16

Kästchen kalibriert. Durch die größere Öffnung des Zylinders war hier die Abschwächung im Randbereich kleiner. Passgenaue Abschirmkästen hätten den Vorteil, dass damit die Öffnungen im  $\mu$ -Metall klein gehalten werden könnten. Außerdem ist es so leichter, die maximal mögliche Abdeckung zu erreichen.

Dennoch werden Korrekturmagnete benötigt, denn schon Felder von  $2\ \mu\text{T}$  führen nach Gleichung (2.1.21) zu einem Biegeradius von 560 m, was nach 1 m Strahlführung zu Winkelablagen von 2 mrad führt.

## 3.5 Choppersystem

Ein wichtiger Bestandteil dieser Arbeit war die Weiterentwicklung und Inbetriebnahme der Kavitäten des Choppersystems. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten des Systems vorgestellt und speziell auf die Simulation und Fertigung der Resonatoren eingegangen.

### 3.5.1 Kollimator

Zuerst soll anhand von Abbildung 3.5.1 der Aufbau des Kollimators [Led16] erläutert werden. Die obere Backe lässt sich manuell justieren und bleibt während des Strahlbetriebs in einer festen Position. Die seitlichen können mittels eines Schrittmotors über eine Hebelmechanik bewegt werden. Die Kollimatorbacken sind mit Stromdurchführungen versehen, sodass der Strom der auf sie treffenden Elektronen gemessen werden kann. Damit lässt sich auch der Elektronenstrahl zwischen den Kollimatorbacken platzieren.

### 3.5.2 Doppelsolenoid des Choppersystems

Die Brennweite aus Gleichung 3.4.6 kann auch geschrieben werden als

$$\frac{1}{f} = \left( \frac{q}{2\gamma\beta mc} \right)^2 B_{z,0}^2 l_{\text{eff}} \quad \text{mit} \quad l_{\text{eff}} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} B_z^2 ds}{B_{z,0}^2}. \quad (3.5.1)$$

Dabei ist  $B_{z,0}$  das longitudinale Magnetfeld auf der Achse des Solenoids und  $L_{\text{eff}}$  die effektive Länge. Da der Abstand zwischen den Solenoiden 0,113 m und die effektive Länge eines Solenoids 0,049 m betragen [Sto16], werden die beiden Solenoide als einzelne Linsen betrachtet. Damit man ein abbildendes System von der ersten Kavität auf die zweite erhält, muss die Brennweite der einzelnen Solenoide als

$$f_{\text{sol}} = \frac{1}{2}(L - a) = 0,284 \text{ m} \quad (3.5.2)$$

gewählt werden. Damit ergibt sich eine Transportmatrix  $M_{c1c2}$  von der ersten Kavität zur zweiten von der Form

$$M_{c1c2} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ -1/f_{\text{ges}} & -1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ -5,649 & -1 \end{pmatrix} \quad (3.5.3)$$

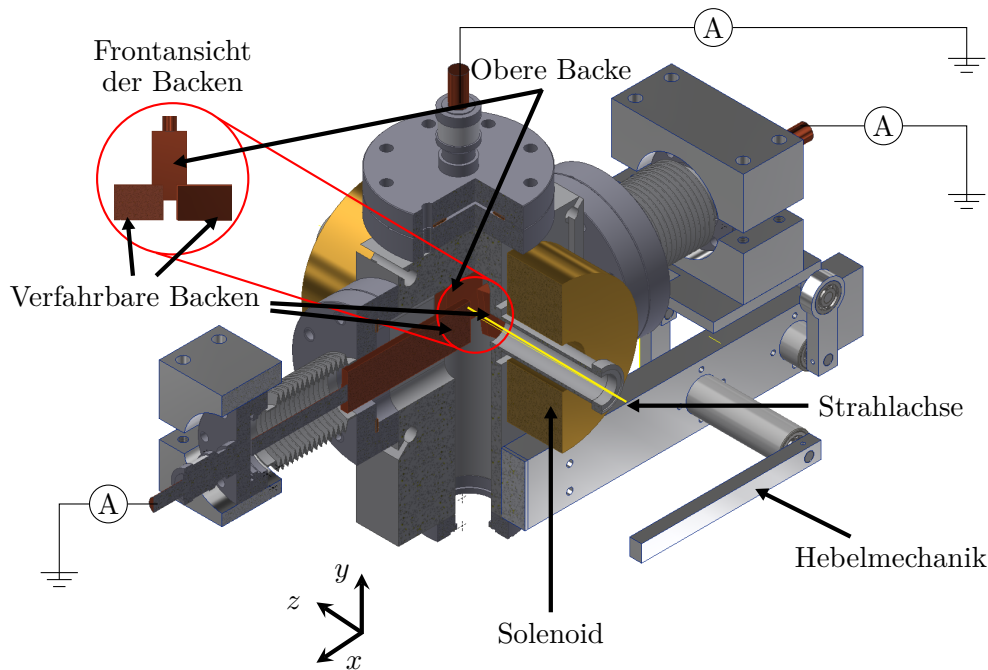


Abbildung 3.5.1: Dreiviertel-Schnitt eines CAD-Modells des Kollimators.

Um auf eine Brennweite von 0,284 m zu kommen, wird ein maximales Feld von 18,905 mT benötigt. Mit einem maximalen longitudinalen Magnetfeld pro angelegtem Spulenstrom von  $dB_{z,0}/dI = 19,835 \text{ mT A}^{-1}$  (Mittelwert) [Sto16, S. 59] muss ein Strom von 0,953 A eingestellt werden. Dies ist mit den in der Arbeit von [Sto16] entwickelten Solenoiden und mit dem hier verwendeten Netzteil möglich.

### 3.5.3 Design-Änderungen der Kavitäten

Obwohl ein erster Prototyp gebaut wurde (siehe [Bec13] und [Bra88]), wurde die Entscheidung getroffen neue, verbesserte Kavitäten zu bauen, um die Limitierungen des Prototyps zu beheben. Der erste Punkt ist, dass ein anderes Material, nämlich OFE-Kupfer (oxygen-free electronic-grade copper) verwendet wird, da das Löten mit diesem Material wesentlich leichter im Vergleich zu dem beim Prototyp verwendeten CuCrZr ist. Außerdem werden nun alle Flansche der HF-Durchführungen mit Kupfer- anstatt mit Indiumdichtungen versehen, um ein Ausheizen der Kavitäten zu ermöglichen. Der Schmelzpunkt von Indium liegt bei 157 °C [TRA19], wohingegen der von Kupfer bei 1083 °C [Deu05] liegt. Auch ohne Ausheizen passiert es, dass durch die hohen Leistungen oder den Anpressdruck der Flansche das Indium zu fließen beginnt. Zum einen verändert es die Resonanzfrequenz, wenn es in den Hohlraumresonator fließt, zum anderen kann es den Innenleiter der HF-Durchführung kurzschließen. Im neuen Entwurf ist die Einkoppelantenne direkt in den Flansch integriert und muss nicht angelötet werden, da sich diese Lösung als Schwachstel-

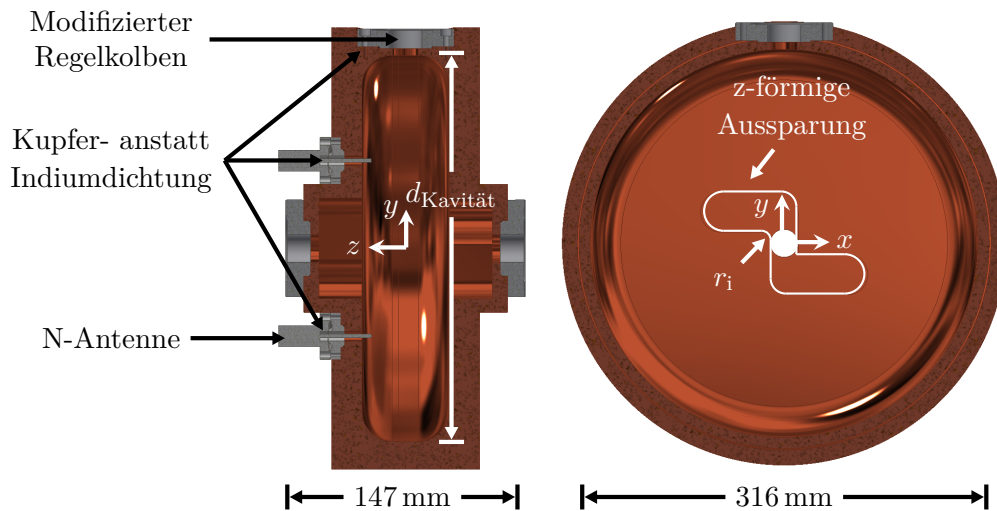


Abbildung 3.5.2: Halbschnitte eines CAD-Modells des Chopperresonators.

le im Betrieb zeigte. Bei hohen Leistungen wurde das Lot weich und die Antenne knickte ab, was zu einem Kurzschluss führte. Die Auskoppelantenne wird identisch zur Einkoppelantenne ausgeführt. Des Weiteren wurde der Regelkolben modifiziert, um einen optimalen Regelbereich zu erreichen.

Aufgrund dieser Änderungen müssen die geometrischen Parameter, insbesondere der Durchmesser  $d_{\text{Kavität}}$ , angepasst werden, um wieder die richtige Resonanzfrequenz von 1,3 GHz zu erreichen. In Abbildung 3.5.2 sind Halbschnitte eines CAD-Modells der Kavität zu sehen. Charakteristisch sind die z-förmigen Aussparungen im Innern, die für ein Feld der Form von Gleichung (2.5.1) und somit für die kreisförmige Ablenkung der Elektronen sorgen.

### 3.5.4 Simulation

Um die richtige Geometrie im Hinblick auf die Resonanzfrequenz zu finden, wurde die Kavität mit dem Eigenmode-Solver von CST [cst14] simuliert. Anschließend muss mit einer PIC-Simulation das Ablenkverhalten der Kavität untersucht werden. Ergibt sich am Ort des Kollimators kein Kreis in der transversalen Ebene, müssen die Parameter, insbesondere  $r_i$  in den z-förmigen Aussparungen, geändert werden.

In der PIC-Simulation wurde eine punktförmige Elektronenquelle benutzt, die Elektronen mit einer Energie von 100 keV emittiert. In folgender Tabelle sind die Resonanzfrequenz, die Güte und das Achsenverhältnis der abgelenkten Ellipse mit veränderten geometrischen Parametern aufgelistet.

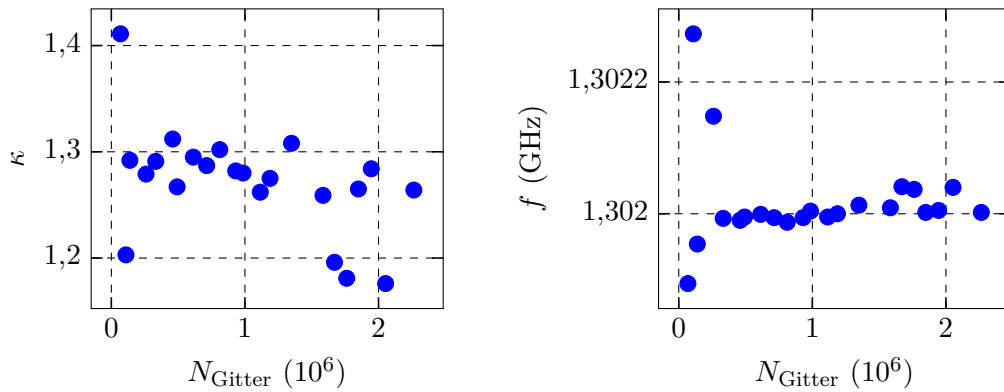
### 3 Die Niederenergiestrahlführung von MESA

Thermische Einflüsse:	ohne	mit
Frequenz	1,299 907 GHz	1,299 765 GHz
Qualitätsfaktor $Q_0$	22147	22543
Achsenverhältnis der Ellipse	0,994	0,994

**Tabelle 3.5.1:** Eigenschaften der simulierten Chopper-Kavität mit bzw. ohne Berücksichtigung von thermischen Effekten.

#### Fehler der Simulation

Die Anzahl der Zellen des verwendeten Gitters beeinflusst die Rechenzeit und die Genauigkeit der Ergebnisse der Simulation. Es müssen genügend Zellen verwendet werden, damit die Ergebnisse nur noch wenig von ihrer Anzahl abhängen, und andererseits soll die Rechenzeit, die mit Anzahl der Zellen überproportional ( $\mathcal{O}(N_{\text{Gitter}}^2)$  [LC17]) ansteigt, moderat gehalten werden. Dazu wurden Simulationen mit unterschiedlicher Zellenanzahl durchgeführt und deren Ergebnisse gegenüber der Zellenanzahl aufgetragen, wie in Abbildung 3.5.3 zu sehen ist. Es ist zu er-



**Abbildung 3.5.3:** Kopplung  $\kappa$  und Resonanzfrequenz  $f$  in Abhängigkeit von der Anzahl der verwendeten Gitterzellen.

kennen, dass die dargestellten Größen bei einer Anzahl größer als 500000 konvergieren und sich nur noch durch numerisches Rauschen ändern. Die größere Empfindlichkeit der Kopplung  $\kappa$  begründet sich mit den kleinen geometrischen Abmessungen der Antenne und somit der Modellierung durch eine geringe Anzahl von Zellen. Das Rauschen wird als Fehler der Simulation betrachtet. Es ergibt sich  $\Delta\kappa = 0,041$ ,  $\Delta Q_L = 167$  und  $\Delta f = 17$  kHz. Diese werden in den folgenden Tabellen und Angaben weggelassen. Diese Genauigkeit ist ausreichend, da die Kavitäten bei der Herstellung nicht direkt auf Sollmaß gefertigt werden, sondern die Innenmaße deutlich kleiner gewählt sind, das heißt die Frequenz ist deutlich höher (siehe Tabelle 3.5.2). Danach wird in mehreren Schritten Material abgetragen, bis die

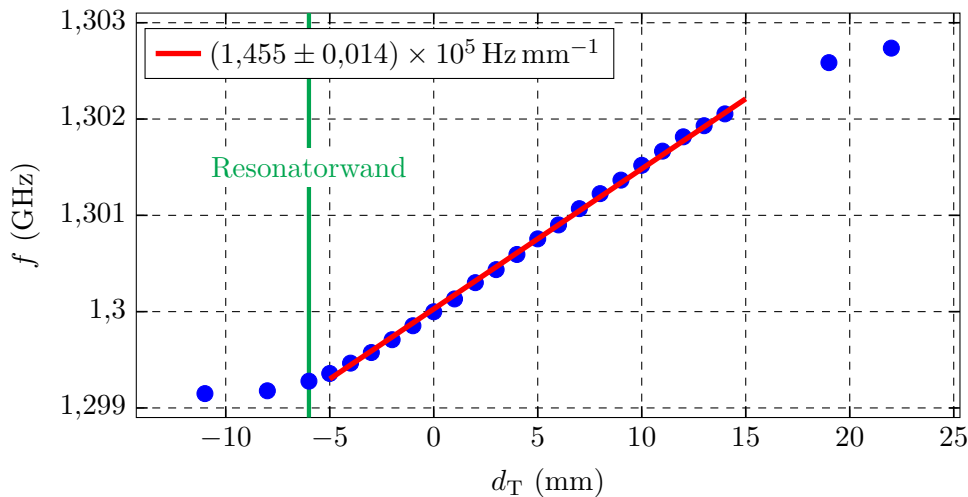
Resonanzfrequenz erreicht ist.

### Thermische Einflüsse

Im nächsten Schritt wurden thermische Einflüsse auf die Resonanzfrequenz und andere Charakteristiken untersucht. Auch diese Simulation wurde mit CST gemacht, wobei der Thermal Transient Solver benutzt wurde. Die elektromagnetischen Felder dringen in die Oberfläche der Kavität ein, was zu thermischen Verlusten und damit zu einer Erwärmung der Kavität führt (siehe Abbildung A.3.1 im Anhang). Für den gewünschten Durchmesser des Ablenk-Kreises am Ort des Kollimators muss die Kavität mit einer Leistung von 37,3 W gespeist werden. Es entstehen Verluste von 36,8 W. Wie auch in der Realität vorgesehen, wurde in der Simulation ein wassergekühlter Regelkolben verwendet. Die höchste Temperatur der Kavität betrug 31,3 °C. Beim Kühlwasser wurde im Gegensatz zur Umgebungsluft der Kavität der Wärmetransport über Konvektion berücksichtigt.

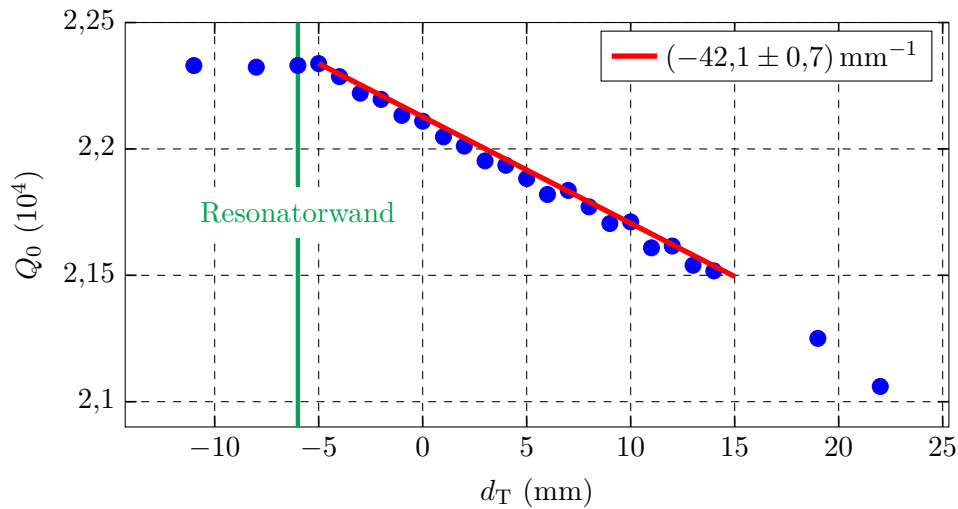
Natürlich führt die Erwärmung zu einer Deformation des Materials. Die maximale Deformation in den Simulationen beträgt 0,05 mm. Diese Deformation resultiert in einer Veränderung der Resonanzfrequenz und der anderen Parameter. Diese sind allerdings nicht signifikant, wie in Tabelle 3.5.1 abzulesen ist, und insbesondere die Veränderung der Resonanzfrequenz kann leicht mit dem Regelkolben kompensiert werden.

### Abstimmbereich des Regelkolbens

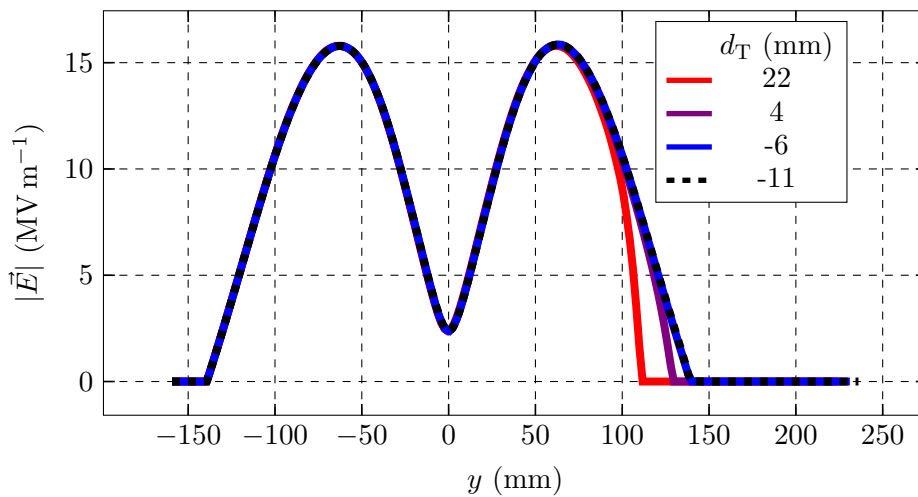


**Abbildung 3.5.4:** Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Position des Regelkolbens als Ergebnis einer CST-Simulation. Die Sollfrequenz von 1,3 GHz wird bei der Sollposition  $d_T = 0$  mm erreicht.

### 3 Die Niederenergiestrahlführung von MESA



**Abbildung 3.5.5:** Abhängigkeit der Güte von der Position des Regelkolbens als Ergebnis einer CST-Simulation.



**Abbildung 3.5.6:** Absolutes elektrisches Feld entlang der vertikalen Achse ( $y$ -Achse) durch die Mitte der Kavität ( $x = 0 \text{ mm}$ ,  $z = 0 \text{ mm}$ , Koordinatensystem wie in Abbildung 3.5.2). Bei  $y = 0$  ist die Sollposition des Strahls und an der Position der Maxima werden die Antennen installiert, um eine möglichst große Kopplung an das Feld zu haben. Bei  $y > 100$  ist der Effekt des Kolbens sichtbar. Diese Resultate wurden mithilfe CST-Simulationen gewonnen.

Abweichungen vom Sollmaß der Geometrie nach der Bearbeitung und Materialschumpfung während des Lötens führen zu einer von 1,3 GHz abweichenden Resonanzfrequenz. Temperaturschwankungen führen zu demselben Resultat. Aus diesen

Gründen wird ein fahrbarer Regelkolben angebracht, um die richtige Frequenz halten zu können. Denn durch das Ändern des Volumens eines Hohlraumresonators verschiebt sich seine Frequenz [MS52]. In dem Graph in Abbildung 3.5.4 sieht man die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Eintauchtiefe  $d_T$  des Regelkolbens. Hieraus lässt sich ein verfügbarer Frequenzbereich, in dem die Eintauchtiefe linear mit der Frequenzänderung zusammenhängt, von etwa 2,5 MHz ablesen, wobei die Steigung im linearen Bereich  $0,146 \text{ MHz mm}^{-1}$  beträgt. Wie im vorherigen Abschnitt erklärt wurde, sinkt die Resonanzfrequenz durch thermische Effekte. Deshalb ist es nötig, einen entsprechend großen regelbaren Bereich vorzusehen. Wie Abbildung 3.5.5 zeigt, sinkt die Güte  $Q_0$  mit der Eintauchtiefe  $d_T$  des Kolbens.

Ein weiterer Aspekt sind die Maxima des elektrischen Feldes, welche, da elektrisch gekoppelt wird, die Position der Antennen repräsentieren. In Abbildung 3.5.6 erkennt man, dass die Position der Maxima sich für verschiedene Positionen des Regelkolbens nicht ändert, obwohl der Kolben die Feldgeometrie verzerrt. Ab  $d_T = -6 \text{ mm}$  schließt der Kolben mit der inneren Oberfläche des Resonators ab, weshalb sich das Feld für kleinere Werte nicht mehr ändert. Die Sollposition  $d_T = 0 \text{ mm}$  liegt 6 mm im Inneren des Resonators.

Auch die richtige Wahl des Motors für den Regelkolben ist wichtig. Es wurde sich für einen Schrittmotor und ein Getriebe mit  $0,9^\circ/\text{Schritt}$  entschieden. Bei einem Hub der Gewindestange von 1 mm pro Umdrehung ergeben sich  $363 \text{ Hz/Schritt}$ , was bei einer Breite  $\Delta f$  der Resonanzkurve von größer 50 kHz ausreichend ist.

### 3.5.5 Störkörpermessstand

Bevor die Fertigung und die Abstimmung der Chopperkavitäten beschrieben werden, soll auf das Konzept und den Aufbau des Störkörpermessstandes, der im Rahmen dieser Arbeit installiert wurde, eingegangen werden. Denn um zu überprüfen, ob in den Resonatoren die richtige Feldform für eine zirkulare Ablenkung der Elektronen vorhanden ist, muss das Feld gemessen und mit den Simulation verglichen werden.

#### Konzept

Die elektromagnetischen Felder in einem angeregtem Resonator können als

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}_0(x, y, z)e^{i\omega_0 t} \quad (3.5.4)$$

$$\vec{H}(x, y, z, t) = \vec{H}_0(x, y, z)e^{i\omega_0 t} \quad (3.5.5)$$

geschrieben werden. Für das Medium im Resonator soll  $\epsilon = \epsilon_0$  und  $\mu = \mu_0$  gelten, was in diesem Fall für Luft in sehr guter Näherung zutrifft. Nun wird ein sehr kleiner Störkörper mit  $\epsilon \neq \epsilon_0$  und  $\mu \neq \mu_0$  in das Resonatorvolumen eingebracht. Dies führt zu einer Änderung der Felder und der Resonanzfrequenz [MS52, Ape03], sodass

$$\vec{E}(x, y, z, t) = (\vec{E}_0 + \delta\vec{E})(x, y, z)e^{i(\omega_0 + \delta\omega)t} \quad (3.5.6)$$

$$\vec{H}(x, y, z, t) = (\vec{H}_0 + \delta\vec{H})(x, y, z)e^{i(\omega_0 + \delta\omega)t} \quad (3.5.7)$$

### 3 Die Niederenergiestrahlführung von MESA

gilt. Mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen und der Annahme, dass  $\delta\omega \ll \omega$  ist, ergibt sich für die Frequenzabweichung

$$\frac{\delta\omega}{\omega_0} = \frac{\delta f}{f_0} \approx \frac{\int_{\delta V} (\vec{M}\vec{H}_0 - \vec{P}\vec{E}_0)dV}{\int_V (\vec{E}_0\vec{D}_0 - \vec{H}_0\vec{B}_0)} = \frac{\int_{\delta V} (\vec{M}\vec{H}_0 - \vec{P}\vec{E}_0)dV}{4(W_{\text{el}} + W_{\text{mag}})}. \quad (3.5.8)$$

Dabei ist  $\vec{P}$  die Polarisation und  $\vec{M}$  die Magnetisierung des Störkörpers. Ist der Störkörper ausreichend klein, kann das Feld in seinem Volumen  $\Delta V$  als konstant angesehen werden, und es gilt

$$\frac{\delta f}{f_0} \approx \frac{-F_1\epsilon_0 E_{0,p}^2 - F_2\epsilon_0 E_{0,s}^2 + F_3\mu_0 H_{0,p}^2 + F_4\mu_0 H_{0,s}^2}{4(W_{\text{el}} + W_{\text{mag}})}. \quad (3.5.9)$$

Dabei sind die  $F_i$  Formfaktoren des Störkörpers und die Felder wurden in parallele (p) und senkrechte (s) Komponenten zur Oberfläche des Störkörpers aufgeteilt. Die Änderung der Resonanzfrequenz lässt also auf die Felder im Resonator rückschließen.

#### Aufbau

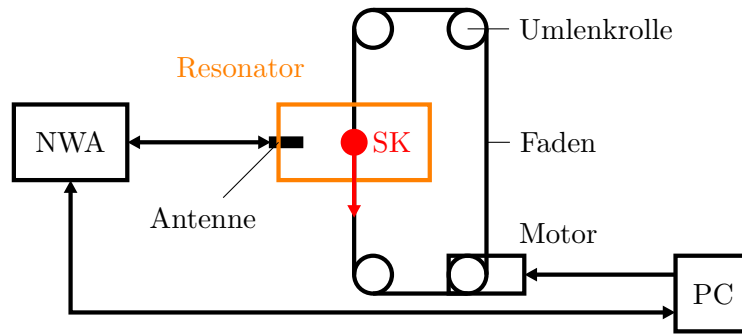
Um die Felder von Hohlraumresonatoren zu vermessen, wird ein kleiner Störkörper (SK) an einem Nylonfaden (200  $\mu\text{m}$  Durchmesser) durch den Resonator gezogen. Der Störkörper muss klein sein, damit die Feldverteilung nur sehr wenig gestört wird, und andererseits groß genug, damit das Signal nicht zu klein ist. Der Faden ist um vier Umlenkrollen gespannt, wobei eine von einem Motor angetrieben werden kann. Das vertikale Durchfahren des Störkörpers verhindert ein Durchhängen des Fadens im Resonator und damit Abweichungen bei der Messung des Feldes auf der Sollbahn. Ein Netzwerkanalysator<sup>12</sup> (NWA) misst über eine Antenne am Resonator die aktuelle Resonanzfrequenz.

#### Bestimmung der Störkörperkonstanten

Für einfache Geometrien, wie eine Kugel, können die Formfaktoren der Störkörper analytisch berechnet werden. Die Formfaktoren komplizierterer Geometrien müssen mit einer Kalibrationsmessung bestimmt werden. Dazu wird der Störkörper in eine Kavität mit bekannter Frequenz und Feldverteilung eingebracht. In diesem Fall wurde eine Pillboxkavität (Radius  $r_P$ , Länge  $l_K$ , Volumen  $V_P$ ), die mit einer Resonanzfrequenz von 2,447 874 GHz in der  $\text{TM}_{010}$ -Mode betrieben wird, verwendet. Dabei handelt es sich um einen zylindrischen Hohlraumresonator, für den die Feldverteilungen der Eigenschwingung analytisch berechnet werden können. Der Störkörper befindet sich im Zentrum der Pillboxkavität bei  $r = 0$  und  $z = l_K/2$ . Die theoretische Feldverteilung lautet:

$$\vec{E}_0(r) = E_0 J_0 \left( x_{0,1} \frac{r}{r_P} \right) \vec{e}_z. \quad (3.5.10)$$

<sup>12</sup>8753D, Fa. Hewlett Packard, 30 kHz - 6 GHz



**Abbildung 3.5.7:** Skizze des Aufbaus des Störkörpermessstandes: Der Störkörper (SK) wird an einem Faden durch den Resonator gezogen. Dabei misst ein Netzwerkanalysator (NWA) die Resonanzfrequenz. Ein PC speichert die Messwerte und steuert den Motor, der den Faden bewegt.

Dabei ist  $J_0$  die Besselfunktion nullter Ordnung und  $x_{0,1}$  deren erste Nullstelle. Damit lässt sich die gespeicherte Energie im Resonator zu

$$W_{\text{el}} = \frac{\epsilon_{\text{P}}}{2} E_0^2 \int_{V_{\text{P}}} \left[ J_0 \left( x_{0,1} \frac{r}{r_{\text{P}}} \right) \right]^2 \text{ mit } \epsilon_{\text{P}} = \epsilon_0 \epsilon_{\text{Luft}} \quad (3.5.11)$$

$$= \frac{\pi}{2} \epsilon_{\text{P}} l_{\text{K}} r_{\text{P}}^2 E_0^2 J_1^2(x_{0,1}) \quad (3.5.12)$$

bestimmen. In der  $\text{TM}_{010}$ -Mode verschwindet das magnetische Feld auf der Achse für  $r = 0$  und generell existieren keine transversalen elektrischen Felder. Gleichung (3.5.9) vereinfacht sich also zu

$$\frac{\delta f}{f_0} \approx \frac{-F_1 \epsilon_0 E_{0,\text{P}}^2}{4W_{\text{el}}} \quad (3.5.13)$$

Damit gilt für den Formfaktor  $F_1$  in der Pillboxkavität

$$F_1 = -2V_{\text{P}} \epsilon_{\text{Luft}} J_1^2(x_{0,1}) \frac{\delta f}{f_0} \quad (3.5.14)$$

### 3.5.6 Fabrikation und Messungen

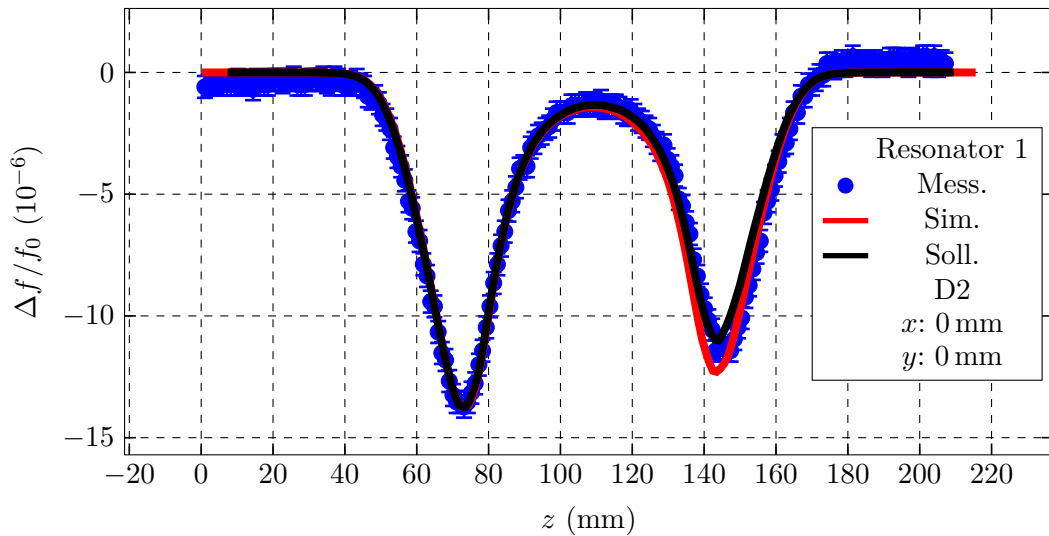
Die Fertigung der Resonatoren erfolgt in mehreren Schritten. Zunächst werden die Kavitäten mit kleineren Innenmaßen (einige  $100 \mu\text{m}$ ), d.h. kleinerem Volumen und somit höherer Frequenz als der Sollfrequenz, hergestellt. Danach werden die Resonanzfrequenz, Güte und Feldverteilung der Resonatoren vermessen. Anschließend wird von den Resonatoren in mehreren Schritten am Äquator etwas Material abgedreht, aber nur so wenig, dass das Volumen jeweils unter dem Sollvolumen liegt. Nun werden weitere Messungen durchgeführt und bestimmt, wie sich die Volumenänderung auf die Frequenz ausgewirkt hat. Damit lässt sich bestimmen, um wie viel sich in einem letzten Arbeitsschritt die Geometrie ändern muss, damit die Resonanzfrequenz der Sollfrequenz entspricht.

### 1. Abstimmschritt und Messungen

Beim ersten Abstimmschritt wurde eine 400  $\mu\text{m}$  starke Schicht vorgehalten. Der Durchmesser der Resonatoren weicht daher um 800  $\mu\text{m}$  vom Sollmaß ab. Es wurden zu jedem Schritt CST-Simulationen mit den entsprechenden Maßen durchgeführt, auf die sich in den jeweiligen Abschnitten bezogen wird. Die Simulationsergebnisse und Messungen nach dem ersten Abstimmschritt zeigt Tabelle 3.5.2. Die Mes-

	Messung Resonator 1	Messung Resonator 2	Simulation
$f_{0,\text{Vak}}$	1,304 339 GHz	1,304 173 GHz	1,304 333 GHz
$Q_L$	$7670 \pm 64$	$7902 \pm 68$	8549
$\kappa$	$0,870 \pm 0,005$	$0,833 \pm 0,005$	1,553
$Q_0$	$14342 \pm 125$	$14485 \pm 130$	21823

**Tabelle 3.5.2:** Die nach dem ersten Abstimmschritt mit den Messungen und der Simulation ermittelten Resonanzfrequenzen  $f_{0,\text{Vak}}$ , belasteten Güten  $Q_L$ , Kopplungen  $\kappa$  und unbelasteten Güten  $Q_0$ . Der Fehler der Frequenz  $f_{0,\text{Vak}}$  betrug 1 kHz.



**Abbildung 3.5.8:** Feldverteilung des elektrischen Feldes bei  $x = 0$  und  $y = 0$  nach der ersten Bearbeitung der Resonatoren. In Rot das simulierte und in Blau das mit zylindrischem Störkörper D2 gemessene Feld. Das Sollfeld (schwarz) ist noch nicht erreicht, weshalb weitere Bearbeitungsschritte folgen.

sungen wurden mit einem Netzwerkanalysator des Störkörpermessstandes durchgeführt. Hierbei ist zu beachten, dass bei den Messungen im Gegensatz zur Simulation kein Vakuum in den Kavitäten vorhanden war. Deshalb wurden zum Vergleich die

Frequenzen der Messung mit einem Faktor  $\sqrt{\epsilon_{r,\text{Luft}}\mu_{r,\text{Luft}}} = 1,000\,295$  multipliziert. Die Eintauchtiefen der Einkoppelantenne  $l_{\text{in}}$  und der Auskoppelantenne  $l_{\text{out}}$  betragen 5,4 mm. Da der Einfluss der Eintauchtiefen auf die Resonanzfrequenz relativ gering ist, wurde hier auf eine Messung des Einflusses verzichtet und erst nach den nächsten Arbeitsschritten durchgeführt.

Zudem wurde mit verschiedenen Störkörpern die Feldverteilung untersucht. Der erste Störkörper (D2) ist ein Zylinder aus Degussit ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) mit 4,1 mm Durchmesser und einer Länge von ca. 4 mm. Da die Permeabilität dieses Materials  $\mu_r = 1$  ist, wird nur das elektrische Feld gestört und kann somit auch nur gemessen werden. In Abbildung 3.5.8 sind die gemessenen relativen Frequenzabweichungen  $\Delta f/f_0$  in Blau aufgetragen. In Rot sind die mit dem simuliertem Feld nach Gleichung 3.5.13 berechneten dargestellt. Für D2 bestimmte sich der Formfaktor zu  $F_1 = (165,4 \pm 0,8) \text{ mm}^3$ . Außerdem sind die Amplituden der simulierten Felder auf die maximale Frequenzabweichung der Messung normiert, da unterschiedliche Leistungen eingespeist wurden und die Güten auch nicht übereinstimmen. Hierbei ist zu beachten, dass eine zu kleine Amplitude mit einer höheren Eingangsleistung kompensiert werden kann. Vielmehr ist wichtig, dass die Feldform übereinstimmt, damit eine kreisförmige Ablenkung aufgeprägt werden kann. Bei  $z \approx 145 \text{ mm}$  in Abbildung 3.5.8 ist die Abweichung vom Sollfeld deutlich zu erkennen.

Für den Störkörper K1 (Edelstahlkugel) gilt

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\frac{F_1}{4W} \left( \epsilon_0 E_0^2 - \frac{1}{2} \mu_0 H_0^2 \right) \quad (3.5.15)$$

und dies ist in Abbildung 3.5.9 (siehe auch Abbildung A.3.2) in Rot aufgetragen. Dabei kann der Formfaktor nach [Kho95] analytisch berechnet werden:

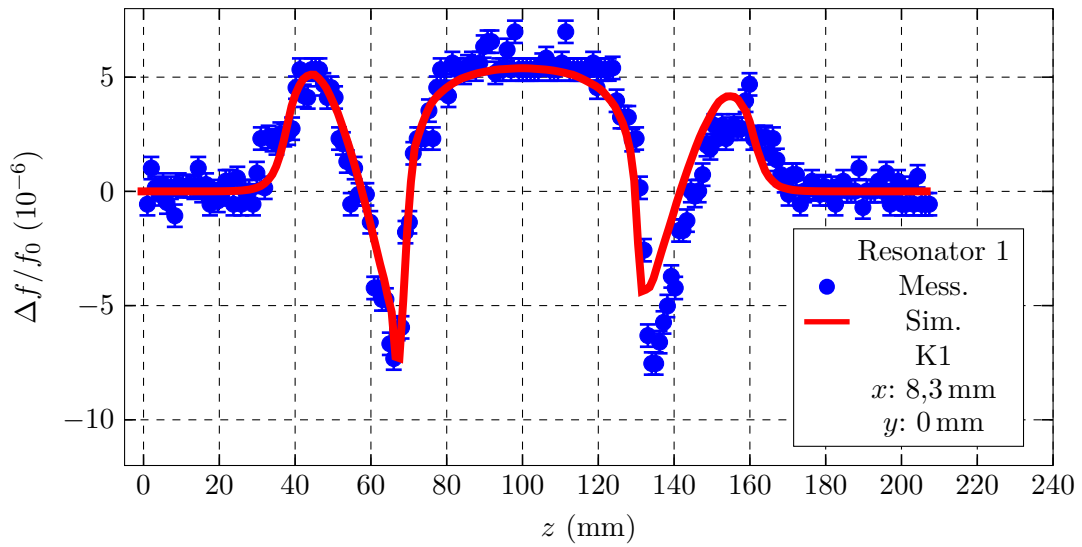
$$F_1 = 3V_{\text{Kugel}} = (46,8 \pm 2,3) \text{ mm}^3. \quad (3.5.16)$$

Dieses Ergebnis stimmt mit dem gemessenen von  $F_1 = (47,5 \pm 0,3) \text{ mm}^3$  überein. Durch den kleineren Formfaktor ist das Signal-Rausch-Verhältnis kleiner als bei Störkörper D2. Zu erkennen ist, dass K1 im Gegensatz zu D2 mit dem elektrischen und dem magnetischen Feld wechselwirkt, denn an Stellen mit einem größeren magnetischen Feld (inklusive Vorfaktoren) kommt es zu einer positiven Frequenzverschiebung. Dennoch sind diese Messungen nicht zum quantitativen Vergleich mit dem simulierten Feld geeignet.

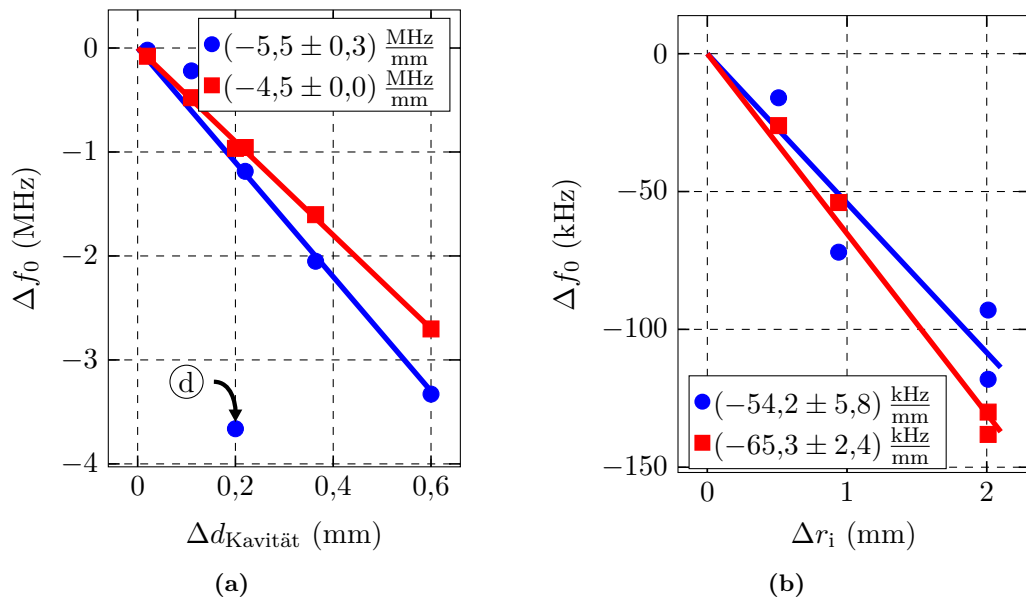
### Letzter Abstimmschritt und Messungen

Wie oben erwähnt sind mehrere Abstimm Schritte nötig, um alle geometrischen Parameter optimal im Hinblick auf Resonanzfrequenz und Feldverteilung zu bearbeiten. Diese sollen hier nicht einzeln diskutiert werden, sondern nur auf das Ergebnis nach dem letztem Schritt eingegangen werden. In den Graphen in Abbildung 3.5.10 sind die Abhängigkeiten der Resonanzfrequenz vom Durchmesser der Kavität  $d_{\text{Kavität}}$  und vom Radius  $r_i$  der z-förmigen Aussparung zu sehen. Messung

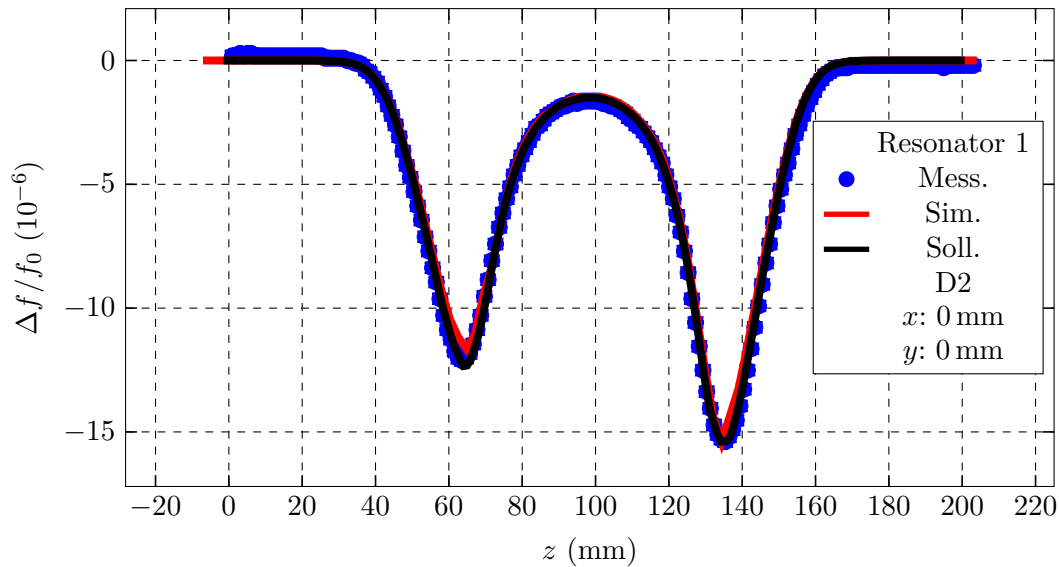
### 3 Die Niederenergiestrahlführung von MESA



**Abbildung 3.5.9:** Feldverteilung des elektrischen und magnetischen Feldes bei  $x = 8,3 \text{ mm}$ ,  $y = 0 \text{ mm}$ . In Rot das simulierte und in Blau das mit kugelförmigem Störkörper K1 gemessene Feld.



**Abbildung 3.5.10:** Abhängigkeit der Resonanzfrequenz vom Durchmesser  $d_{\text{Kavität}}$  und dem Radius  $r_i$  der Kavität. Der Bearbeitungsschritt (d) (Resonator 1) ist nicht in die Anpassung eingeflossen. ● stellen die Messwerte und ■ die Simulationsergebnisse dar.



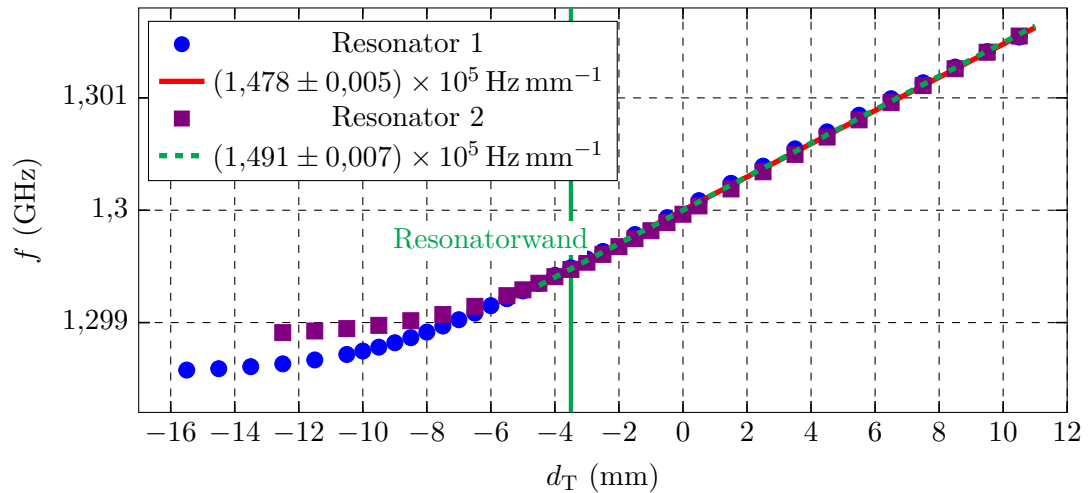
**Abbildung 3.5.11:** Feldverteilung des elektrischen Feldes bei  $x = 0$ ,  $y = 0$  nach der finalen Bearbeitung von Resonator 1. In Rot das simulierte, in Blau das gemessene und in Schwarz das Sollfeld.

und Simulation verhalten sich ähnlich, dennoch ist ein Fertigen direkt auf Sollmaß oder mit wenigen Zwischenschritten nicht zu empfehlen. Wie hier bei dem Abstimmschritt (d) (Resonator 1) kann es auch zu einem deutlich größeren Abfall der Frequenz kommen, der dann nicht mehr kompensiert werden kann. Die genaue Ursache hierfür ist unklar, da die Maße mit den vorgegebenen übereinstimmen. Nach den Abstimmritten wurde auch immer der Einfluss der Einkoppelantenne  $\Delta s_{\text{in}}$  und der Auskoppelantenne  $\Delta s_{\text{out}}$  auf  $f_0$  und  $\kappa$  untersucht. Die Resultate sind im Anhang in den Abbildungen A.3.4 und A.3.5 zusammengefasst. Es zeigt sich unabhängig vom Abstimmritt ein linearer Zusammenhang, weshalb der Einfluss für den letzten Abstimmritt gut abgeschätzt werden konnte.

Wie aus dem Vergleich von Messung und Sollfeld in Abbildung 3.5.11 (siehe auch Abbildung A.3.3) hervorgeht, konnte das Sollfeld erreicht werden. Auch die Resonanzfrequenz und die Kopplung entsprechen den angestrebten Werten. Die finalen Werte sind in Tabelle 3.5.3 festgehalten. Die Güten fallen kleiner aus, als in der Simulation. Den größten Anteil hat dabei die Oberflächenrauigkeit der Resonatoren, die in der Simulation nicht berücksichtigt wird.

Zusätzlich wurde der Einfluss der Eintauchtiefe des Kolbens auf die Resonanzfrequenz gemessen. Die Ergebnisse für beide Resonatoren sind in Abbildung 3.5.12 zu sehen. Die Steigung stimmt mit der simulierten (Abbildung 3.5.5) überein. Der Frequenzbereich, der eingestellt werden kann, reicht aus, um den Temperaturanstieg (siehe Tabelle 3.5.1) zu kompensieren. Der zweite Resonator hat allerdings zu kleineren Frequenzen 340 kHz weniger Variationsmöglichkeiten. Bei der Sollposition  $d_T = 0$  mm befindet sich hier aber der Kolben nur  $(3,5 \pm 0,5)$  mm von der Resona-

### 3 Die Niederenergiestrahlführung von MESA



**Abbildung 3.5.12:** Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Position des Regelkolbens als Ergebnis der Messungen mit beiden Kavitäten nach der letzten Bearbeitung.

torwand entfernt.

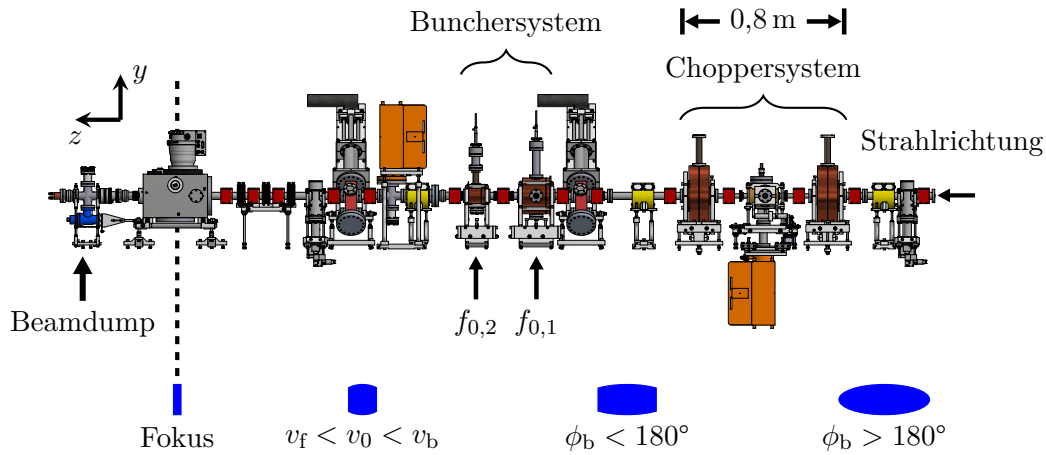
Es bot sich auch an, den Einfluss des Lötens zu bestimmen. Dies ist im Hinblick auf Herstellung weiterer Resonatoren hilfreich, da dieser Vorgang sehr schwer zu simulieren und vorherzusagen ist. Das Löten verursachte bei Resonator 1  $\Delta f = +261$  kHz,  $\Delta\kappa = +0.214$  und  $\Delta Q_L = +930$ . Dies resultiert aus einer Messung der entsprechenden Parameter vor und nach dem Lötvorgang.

	Messung Resonator 1	Messung Resonator 2	Simulation Resonator 1	Simulation Resonator 2
$f_{0,\text{Vak}}$	1,3 GHz	1,3 GHz	1,302 204 GHz	1,300 300 GHz
$Q_L$	$8550 \pm 80$	$8384 \pm 76$	9613	9482
$\kappa$	$1,037 \pm 0,006$	$0,986 \pm 0,006$	1,271	1,295
$Q_0$	$17414 \pm 170$	$16653 \pm 159$	21831	21761

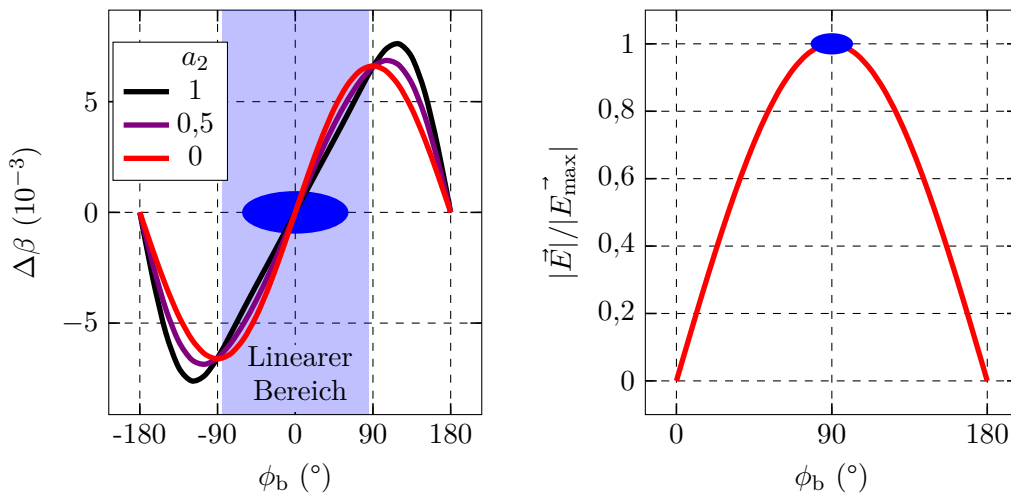
**Tabelle 3.5.3:** Die finalen, mit den Messungen und Simulationen ermittelten Resonanzfrequenzen  $f_{0,\text{Vak}}$ , belasteten Güten  $Q_L$ , Kopplungen  $\kappa$  und unbelasteten Güten  $Q_0$ . Der Fehler der Frequenz  $f_{0,\text{Vak}}$  beträgt 1 kHz.

## 3.6 Bunchersystem

Das Bunchersystem besteht aus zwei Hochfrequenzresonatoren (siehe [Hei15] und [S<sup>+</sup>96]). Hierbei handelt es sich aber im Gegensatz zu den Chopperresonatoren um longitudinal-fokussierende bzw. defokussierende Resonatoren. Durch die Anord-



**Abbildung 3.6.1:** CAD-Zeichnung der longitudinalen Anpassung im Testaufbau von MELBA. Am Ort des Fokus wird sich in MESA der Injektor-Linac MAMBO befinden.



(a) Geschwindigkeitsmodulation  $\Delta\beta$  in Abhängigkeit der relativen Amplitude  $a_2$  des zweiten Buncherresonators.

(b) Veranschaulichung des nicht konstanten Energiezuwachses über die longitudinale Ausdehnung des Teilchenpaketes.

**Abbildung 3.6.2**

nung eines Resonators mit  $f_{0,1} = 1,3 \text{ GHz}$  (fundamentaler Buncher, 1f-Buncher), eines zweiten mit  $f_{0,2} = 2f_{0,1}$  (harmonischer Buncher, 2f-Buncher) und einer Driftstrecke wird eine lineare Geschwindigkeitsmodulation über ca.  $170^\circ$  erreicht. Dies ist in Abbildung 3.6.2a skizziert. Ohne zweite Kavität ( $a_2 = 0$ ) ist der lineare Bereich

### 3 Die Niederenergiestrahlführung von MESA

deutlich kleiner als mit dem zweiten Resonator bei Sollfeld ( $a_2 = 1$ ). Der Phasenverschiebung zwischen den Kavitäten muss dabei  $180^\circ$  bezüglich der Grundfrequenz betragen. Langsamere Elektronen, die sich im hinteren Teil der Teilchenpakete befinden, werden beschleunigt ( $v_b$ ) und schnellere Elektronen gebremst ( $v_f$ ). Damit wird ein longitudinales Zusammenlaufen der Elektronen erreicht. Der Fokus befindet sich im ersten Resonator des Injektorbeschleunigers. Der untere Bereich von Abbildung 3.6.1 deutet noch einmal die Funktionsweise von Chopper- und Buncher-system an.

Da auch im Injektor harmonisch schwingende Felder vorliegen, ist der Energiezuwachs nicht konstant über die Länge der Bunche. Um diesen Effekt zu minimieren, wird ein möglichst kleiner longitudinaler Fokus in der Nähe des Anfangs von MAMBO angestrebt. Werden die Elektronen nun im Injektor beschleunigt, nähert sich die Geschwindigkeit aller Elektronen der Lichtgeschwindigkeit und die Unterschiede der Geschwindigkeiten verschwinden. Somit gibt es auch kein räumliches longitudinales Auseinanderdriften mehr.

Ausnahme bilden Elemente der auf MAMBO folgenden Strahlführung, die eine Korrelation zwischen der Energie und der longitudinalen Position bewirken, wie es zum Beispiel bei Dipolmagneten der Fall ist. Beschreibt man das Element mit einer  $6 \times 6$ -Matrix entspricht das einem von 0 verschiedenem Matrixelement  $M_{56}$ .

## 3.7 Strahldiagnose

Als Scanner werden in dieser Arbeit Diagnosegeräte bezeichnet, die dünne Drähte in den Strahlengang fahren können (siehe auch [Ale19]) und somit den Elektronenstrahl abtasten können. Auf diese Weise können die transversalen Eigenschaften des Strahls untersucht werden. Zusätzlich dazu sind Leuchtschirme auf dem Trägerrahmen

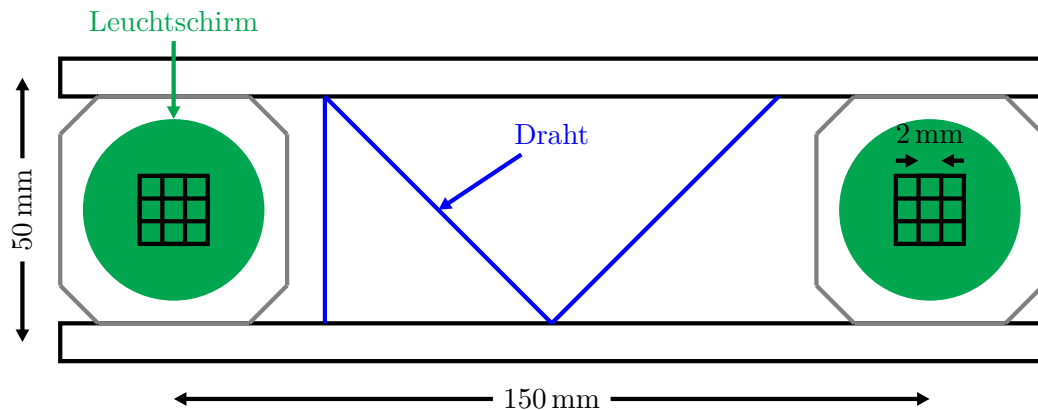


Abbildung 3.7.1: Skizze des Trägerrahmens eines Scanner.

men angebracht, mit denen der auftreffende Strahl betrachtet werden kann. Damit können z.B. die transversalen Strahlgrößen bestimmt oder die Lage des Strahls in der Strahlführung optimiert werden. Die absolute Position der Drähte wird mit

einem Potentiometer mit einer Genauigkeit von kleiner  $100\ \mu\text{m}$  ermittelt. Die Wiederholgenauigkeit liegt bei  $2\ \mu\text{m}$ . Die hier verwendeten Scanner sind im Vergleich zu denen in [Ale19] modifiziert worden. Zum einen wird der Wellbalg geführt, was verhindert, dass sich dieser durchbiegt und in Berührung mit der innen liegenden Führungsstange kommt. Dies kann im schlimmsten Fall zur Beschädigung des Balgs und so zum Brechen des Vakuums führen. Zum anderen befindet sich das Zentrum des Schauglases nun über dem Zentrum der Leuchtschirme, sodass diese ohne Parallaxenfehler betrachtet werden können. Zusätzlich wurde den Leuchtschirmen ein Gitternetz aufgeprägt; damit hat man einen Maßstab, an dem sich orientiert werden kann. Der Abstand der Gitterlinien beträgt  $2\ \text{mm}$ .

Die Leuchtschirme bestehen aus Yttrium-Aluminium-Granat, welches mit Cer aktiviert wird (YAG:Ce). Dieses Szintillatormaterial hat eine hohe Elektronen-Konversions-Effektivität, eine hohe Auflösung sowie eine hohe thermische Leitfähigkeit. Außerdem hängt die Lichtausbeute linear mit der Elektronenenergie zusammen. Von Vorteil ist auch, dass es weder hygroskopisch noch eine intrinsisch radioaktiv ist. Wie oben erwähnt dienen auch Drähte als Diagnosemittel. Diese bestehen aus Wolfram, da dieses Material eine hohe Zerstörschwelle besitzt. Die Elektronen erzeugen beim Auftreffen auf den Draht Röntgenstrahlung. Die erzeugte Röntgenstrahlung wird mithilfe von Szintillatoren und Photomultipliern<sup>13</sup> gemessen. Hier zeigt sich ein weiterer Vorteil von Wolfram, das durch seine große Kernladungszahl für eine hohe Röntgenausbeute sorgt. Die verwendeten Photomultiplier besitzen bei einer Wellenlänge von  $420\ \text{nm}$  die maximale Verstärkung. Deshalb sollte das Maximum im Emissionsspektrum der Szintillatorkristalle auch in der Nähe dieser Wellenlänge liegen. Die Wahl fiel aus den oben genannten Gründen auch hier auf YAG(Ce). Bei einer Wellenlänge von  $560\ \text{nm}$  besitzt der Photomultiplier immer noch von  $60\text{--}70\%$  seiner maximalen Empfindlichkeit.

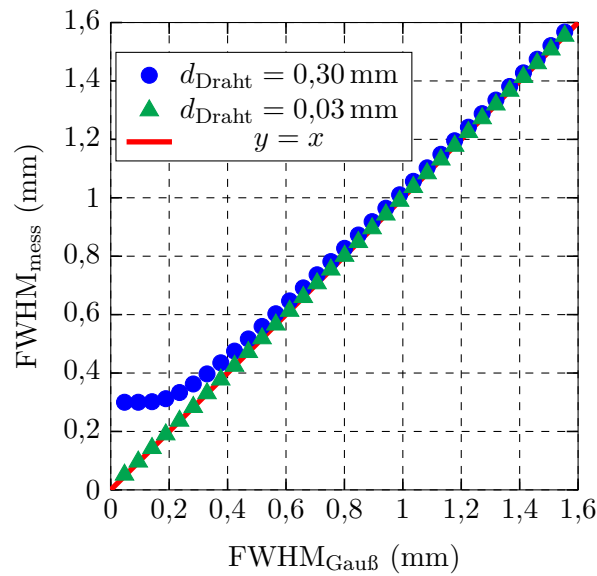
Bei der Messung der Strahlbreite mit dem Draht ist dessen Dicke  $d_{\text{Draht}}$  zu beachten. Die gemessene Intensität an einer bestimmten Position des Drahtes ist die über seine Dicke integrierte Intensität. Deshalb ist die gemessene Intensitätsverteilung näherungsweise die Faltung der Elektronen-Intensitätsverteilung und einer Rechteckfunktion mit einer Breite  $d_{\text{Draht}}$ . Geht man von einer gaußförmigen Intensitätsverteilung der Elektronen aus, zeigt Abbildung 3.7.2 die gemessene  $\text{FWHM}_{\text{mess}}$  in Abhängigkeit von der ursprünglichen  $\text{FWHM}_{\text{gauß}}$  der Elektronen bei einer Drahtdicke von  $0,3\ \text{mm}$ . Besonders bei Strahldurchmessern in der Größenordnung des Drahtes muss diese Abhängigkeit berücksichtigt werden. In dieser Arbeit kamen Drähte mit einem Durchmesser von  $30\ \mu\text{m}$  und  $300\ \mu\text{m}$  zum Einsatz.

### 3.8 Strahlfänger

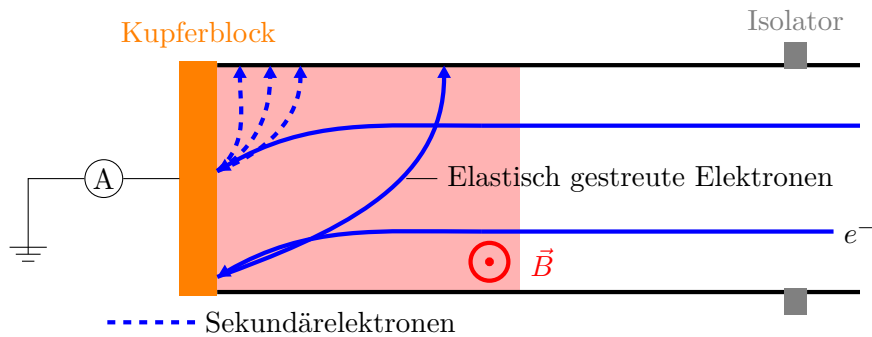
Als Strahlstopper, engl. beam dump, dient ein Kupferblock, der die Strahlführung abschließt. Um die Wärme, die der auftreffende Elektronenstrahl produziert, abtransportieren zu können, wird der Kupferblock mit fließendem Wasser gekühlt.

<sup>13</sup>PMT: Typ R1355, Fa. Hamamatsu, typ. Spannung  $-1\ \text{kV}$ ; Szintillatormaterial: YAG(Ce)

### 3 Die Niederenergiestrahlführung von MESA



**Abbildung 3.7.2:**  $\text{FWHM}_{\text{mess}}$  der Faltung einer Gaußverteilung mit einer Rechteckfunktion mit einer Breite von 0,3 mm und 0,03 mm als Funktion der  $\text{FWHM}_{\text{Gauß}}$  der Gaußverteilung. Daraus lässt sich schließen, dass mit einem dünneren Draht als die Strahlausdehnung der Messwert und die tatsächliche Größe übereinstimmen. Ist der Draht breiter, so lässt sich nur unter Berücksichtigung der Faltung ein realistischer Wert bestimmen. Allerdings führt das zu einem großen Fehler.



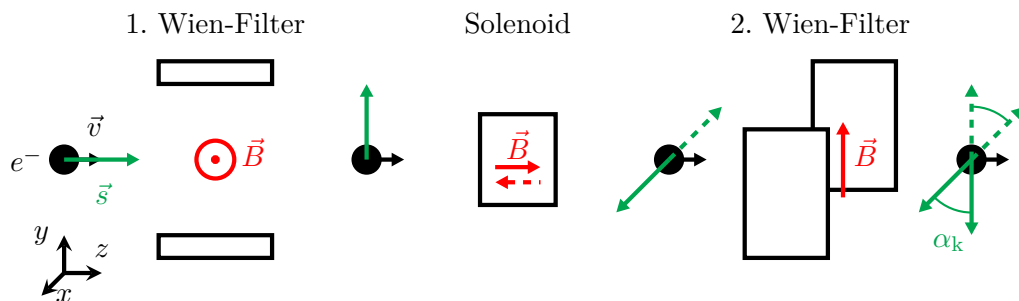
**Abbildung 3.8.1:** Strahlstopper der Teststrahlführung von MELBA. Durch die Isolation von der restlichen Strahlführung und durch Anlegen eines zur Strahlachse senkrechten Magnetfeldes ist es möglich, den gesamten gestoppten Strom mittels eines Amperemeters zu messen.

Das Design ist dem von [Bar07, S. 34] nachempfunden. Eine Skizze des Strahlfängers ist in Abbildung 3.8.1 dargestellt. Um den Strom, der diesen Strahlfänger trifft, messen zu können, ist dieser von der restlichen Strahlführung isoliert. Gestreute

### 3.9 Spinrotationssystem und resultierende Veränderung der Strahlführung

Primärelektronen oder dort erzeugte Sekundärelektronen, die aus dem Beamdump entkommen, tragen nicht zur Strommessung bei und es wird ein geringerer Strom als der tatsächlich vorhandene angezeigt. Als Gegenmaßnahme wurde in der zweiten Ausbaustufe des Testsetups der Strahlstopper verlängert und ein Dipolfeld angelegt. Das Dipolfeld lenkt die Elektronen, insbesondere die, die unter kleinem Winkel von der Kupferplatte emittiert werden, so ab, dass diese vor dem Isolator auf die Vakuumkammer treffen und somit zum gemessenen Strom beitragen. Außerdem findet die Verschlechterung des Vakuums durch die Sekundärelektronen so weit wie möglich von der Quelle entfernt statt.

### 3.9 Spinrotationssystem und resultierende Veränderung der Strahlführung



**Abbildung 3.9.1:** Skizze der Präzession des Spins  $\vec{s}$  entlang des Spinrotationssystems. Der erste Wien-Filter dreht den zuvor longitudinal ausgerichteten Spin in die vertikale Richtung. Anschließend wird er mithilfe eines Solenoids in die horizontale Richtung gedreht. Der zweite Wien-Filter verursacht eine Rotation in der horizontalen Ebene um einen Winkel  $\alpha_k$  zur Kompensation der Präzession im restlichen Beschleuniger.

Nicht nur die Bahn und Energie der Elektronen kann mit elektromagnetischen Feldern beeinflusst werden, sondern auch die Ausrichtung des Spins. Im Allgemeinen gilt für die Präzessionsfrequenz des Spins in elektromagnetischen Feldern  $\vec{\omega}_{\text{Spin}}$  die BMT-Gleichung [BMT59].

$$\vec{\omega}_{\text{Spin}} = \frac{e}{m_0 \gamma} \left( (1 + G) \vec{B}_{\parallel} + (1 + \gamma G) \vec{B}_{\perp} - \left( G + \frac{1}{1 + \gamma} \right) \frac{\gamma}{c^2} (\vec{v} \times \vec{E}) \right) \quad (3.9.1)$$

Die Größe  $G = \frac{g-2}{2} \approx \frac{1}{800}$  bezeichnet das anomale magnetische Moment des Elektrons und  $\gamma$  den relativistischen Faktor. Die Richtungen des magnetischen Feldes beziehen sich auf die Richtung des Impulses. Die Elektronen besitzen beim Verlassen der Kathode einen Spin parallel oder antiparallel zur Bewegungsrichtung, je nach Richtung der zirkularen Polarisation des Laserlichtes, das für die Emission der Elektronen verwendet wird. Am P2-Experiment soll der Spin ebenfalls longitudinal

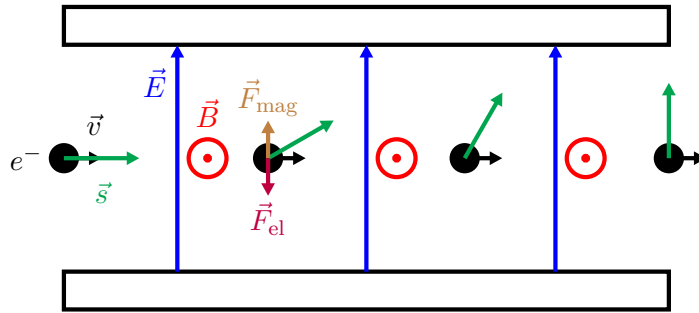
### 3 Die Niederenergiestrahlführung von MESA

ausgerichtet sein. Ein Wien-Filter kompensiert die Präzession im Beschleuniger aufgrund der dort zur Strahlführung vorhandenen Magnetfelder. Mit den Gleichungen (2.1.21) und (3.9.1) ergibt sich für den Präzessionswinkel während einer Ablenkung um  $180^\circ$ :

$$\phi_{\text{Spin},180^\circ} = \omega_{\text{Spin},180^\circ} \cdot t_{180^\circ} = (1 + G\gamma)\pi. \quad (3.9.2)$$

Nach Addition aller Ablenkungen im Beschleuniger unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Energien und des Drehsinns (siehe Abbildung 1.3.1) ergibt sich eine Gesamtpräzession von  $\phi_{\text{Be}} = 638^\circ$  im Uhrzeigersinn. Das heißt, der zweite Wien-Filter muss den Spin um  $\alpha_k = 82^\circ$  im Uhrzeigersinn drehen, damit der Spin am P2-Experiment in die gewünschte longitudinale Richtung zeigt. Zusätzlich dazu soll mittels eines Solenoids ein Spinflip, also die Rotation des Spinvektors um  $180^\circ$ , durchführbar sein. Somit besitzt man eine weitere von der optischen unabhängige Möglichkeit für eine Spinumkehr. Dies dient zur weiteren Untersuchung von Strahlsystematiken. Der Vorteil ist dabei, dass die Einstellung der Strahlführung nicht geändert werden muss. Dafür muss der Spinvektor aber zunächst von der longitudinalen in eine transversale Richtung, in diesem Fall die Vertikale, gedreht werden. Dies ermöglicht ein weiterer Wien-Filter vor dem Solenoid.

#### 3.9.1 Wien-Filter



**Abbildung 3.9.2:** Skizze der Felder, Kräfte und der Präzession des Spins  $\vec{s}$  innerhalb eines Wien-Filters beim Durchqueren eines Elektrons mit Geschwindigkeit  $\vec{v}$ .

Im Wien-Filter [TA06] sind das magnetische und das elektrische Feld so angeordnet, dass sie keine resultierende Kraft auf die Teilchen ausüben.

$$\vec{F}_L = \vec{F}_{el} + \vec{F}_{mag} = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) = \vec{0} \quad (3.9.3)$$

Dazu sind die Felder senkrecht zueinander und senkrecht zur Strahlachse, d.h. zur Geschwindigkeit der Elektronen, angeordnet und die Beträge erfüllen die Bedingung

$$\frac{E}{B} = v \quad (3.9.4)$$

### 3.9 Spinrotationssystem und resultierende Veränderung der Strahlführung

Mit dieser Anordnung der Felder ergibt sich aus Gleichung (3.9.1) eine Präzessionsfrequenz des Spins der Elektronen von

$$\omega_{\text{Spin,Wien}} = \frac{eB_{\perp}(1+G)}{m_0\gamma^2}. \quad (3.9.5)$$

Der gesamte Winkel, um den sich der Spin dreht, ergibt sich dann gerade aus der Präzessionsfrequenz und der Zeit, in der sich die Elektronen im Wien-Filter aufhalten, wobei hier von einer effektiven Länge  $l_{\text{eff,Wien}}$  ausgegangen wird. Es gilt

$$\phi_{\text{Spin,Wien}} = \omega_{\text{Spin,Wien}} \cdot t_{\text{Wien}} = \frac{eB_{\perp}(1+G)}{m_0\gamma^2} \frac{l_{\text{eff,Wien}}}{\beta c}. \quad (3.9.6)$$

Bei gleicher effektiver Länge muss die Amplitude des magnetischen Feldes bei einer Erhöhung der Energie von 100 keV auf 200 keV um einen Faktor 1,717 erhöht werden, um denselben Spindrehwinkel erreichen zu können. Die Feldstärke des elektrischen Feldes muss gleichzeitig um einen Faktor 2,178 erhöht werden, damit die Kräftefreiheit weiterhin gegeben ist.

#### 3.9.2 Solenoid

Für den Spindrehwinkel in einem Solenoid ergibt sich aus dem ersten Summanden der BMT-Gleichung (3.9.1):

$$\phi_{\text{Spin,Sol}} = \frac{e(1+G)}{m_0c\beta\gamma} \int B_{\parallel} dz = \eta_{\text{Spin}} \int B_{\parallel} dz. \quad (3.9.7)$$

Mit dem anomalen magnetischen Moment  $G = 0,001\,159\,65$  des Elektrons ergibt sich zum Erreichen eines Winkels von  $90^\circ$ :  $\int B_{\parallel} dz = 1,752 \text{ mT m}$  für 100 keV und für 200 keV  $\int B_{\parallel} dz = 2,585 \text{ mT m}$ . Es können die in Abschnitt 3.4.4 beschriebenen Doppelsolenoiden benutzt werden. Allerdings müssen die beiden Einzelsolenoiden mit gleicher Polarität betrieben werden und führen somit zu einer Kopplung der Phasenräume. Eine maximale Brennweite und gleichzeitig ein Spindrehwinkel von  $90^\circ$  ergeben sich nach der Einstellung gleicher Ströme  $I_1$  und  $I_2$  in beiden Einzelsolenoiden. Die zuvor in Abschnitt 3.4.4 beschriebenen Doppelsolenoiden erreichen dies mit einem Strom  $I_1 = I_2 = 0,63 \text{ A}$ . Die resultierende Brennweite beträgt  $f = 0,23 \text{ m}$ . Da das magnetische Feld linear in den Spindrehwinkel und quadratisch in die Brennweite eingeht, wird die Brennweite bei gleichem Spindrehwinkel größer für längere Solenoiden. Bei einem Elektronenstrahl mit höherer Energie wird ein höheres magnetisches Feld für denselben Spindrehwinkel benötigt, die Brennweite ist aber unabhängig von der Energie bei gleichem Spindrehwinkel.

#### 3.9.3 Veränderung der Strahlführung

Die zu erwartende zusätzliche Strahlführung wird etwa eine Länge von 1,5 m haben und neben den zuvor beschriebenen Elementen auch Korrekturmagnete und Quadrupole zur Kompensation der Astigmatismen beinhalten. Erreicht man mit dem

### 3 Die Niederenergiestrahlführung von MESA

System eine 1:1-Abbildung, würde sich an den derzeitigen Verhältnissen unter dem Gesichtspunkt linearer Optik nichts ändern.

Im RM, das heißt während des Betriebes von MAGIX mit unpolarisiertem Elektronenstrahl, stellt dies keine große Herausforderung dar. Die Wien-Filter stellen nun einfache Driftstrecken dar. Außerdem wird das Spinrotations-solenoid mit gegenläufiger Polarität der Einzelsolenoiden und mit variablem Feld, d.h. mit variabler Brennweite, betrieben. Man betrachtet das Solenoid als dünne Linse mit einer Brennweite  $f = \frac{L}{2}$ , welche sich in der Mitte der Strahlführung befinden soll. Die Driftstrecken vor und hinter ihm haben eine Länge von  $L$ , sodass die Gesamtlänge  $2L$  beträgt. Dann erhält man mit einem zusätzlichen identischen Solenoid am Ende der Strahlführung eine 1:1-Abbildung unter der Voraussetzung von Elektronenstrahlen, die bezüglich der Sollbahn in beiden transversalen Richtungen symmetrisch sind.

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (3.9.8)$$

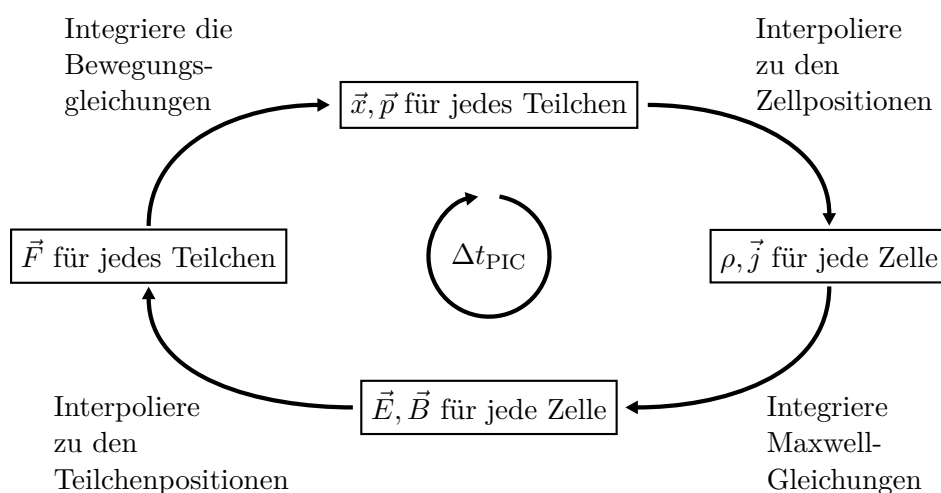
Somit können in diesem Fall auch die zusätzlichen Quadrupole ausgeschaltet werden. Natürlich kommt es in diesem Teilstück zu einem weiteren Emittanzanstieg hervorgerufen durch Raumladungseffekte, der nur mit einer möglichst kurzen Einbaulänge minimiert werden kann. Durch die niedrige Anzahl an Elementen verspricht das Wachstum der Emittanz durch höhere Multipole nicht stark ins Gewicht zu fallen.

Im Fall des Betriebs während des P2-Experiments gestaltet sich die Optik deutlich schwieriger. Es gibt keine Symmetrie bezüglich der Mitte der Strahlführung, da die Wien-Filter nicht um den gleichen Winkel drehen. Natürlich kann mit einer gewissen Anzahl an zusätzlichen Elementen auch hier eine 1:1-Abbildung erreicht werden, sodass die Strahlführung davor und dahinter in beiden Betriebsmodi (EXM, ER) unverändert gelassen werden kann. Allerdings wird das in Realität wegen der unterschiedlichen Strahlströme nicht möglich sein. Deshalb sollte man hier darauf achten, so wenig wie möglich zusätzliche Elemente zu installieren, um das Emittanzwachstum durch nicht lineare Felder zu minimieren, und zwei unterschiedliche Einstellungen der Strahlführung für beide Experimente in Kauf nehmen. Bezüglich des Anstiegs der Emittanz durch Raumladungseffekte gilt dieselbe Aussage wie im Betrieb mit MAGIX. Insgesamt wird das potentielle Emittanzwachstum im EXM größer sein, auch durch das noch nicht untersuchte Verhalten der Wien-Filter diesbezüglich. Allerdings ist hier der niedrigere Strahlstrom von Vorteil und man hat im Betrieb des Wien-Filters am MAMI keine nennenswerte Vergrößerung der Emittanz in Abhängigkeit des Spindrehwinkels beobachtet [Aul07, TA06].

## 4 Simulation von Komponenten und der Strahlführung

Die Simulation der Strahlführung und ihrer Komponenten wurde mit zwei Programmen realisiert, die beide den Particle-in-Cell-Algorithmus (PIC) verwenden. Dazu kamen CST [cst14] und PARMELA [You05] zum Einsatz. Dabei besitzt das Programmpaket CST auch die Möglichkeit der Simulation von statischen elektromagnetischen Feldern. PARMELA ist zur Simulation von Strahlführungen unter Berücksichtigung von HF-Feldern geeignet. Dieses Kapitel beinhaltet die Ergebnisse dieser Simulationen, die zum Vergleich mit den Messungen im nächsten Kapitel herangezogen werden.

### 4.1 Particle-in-Cell-Simulationen



**Abbildung 4.1.1:** Particle-in-Cell-Algorithmus: Gestartet wird in jedem Schritt mit einer Ladungsdichte  $\rho$  und einem Strom  $\vec{j}$  pro Zelle des erstellten Gitters.

Der Particle-in-Cell-Algorithmus ist eine effektive Herangehensweise zur Simulation von Problemen mit vielen Teilchen. Dabei wird eine bestimmte Anzahl von Teilchen zu Makroteilchen zusammengefasst, womit die Rechenzeit und der Speicherbedarf gesenkt werden. Außerdem wird die Umgebung in ein diskretes Gitter aus Elementen zerlegt. Die Größe der Meshzellen bestimmt den Zeitschritt  $\Delta t_{\text{PIC}}$  und

die Genauigkeit der Simulation. Abbildung 4.1.1 stellt das Schema des Algorithmus dar. Am Anfang eines Zeitschrittes besitzt jede Zelle eine Ladungsdichte  $\rho$  und einen Strom  $\vec{j}$ . Nach Lösen der Maxwell-Gleichungen erhält man die elektromagnetischen Felder  $(\vec{E}, \vec{B})$  der Zellen, die dann zu den aktuellen Teilchenposition interpoliert werden. Mit der resultierenden Kraft werden nun die Bewegungsgleichungen integriert und man erhält so neue Positionen  $\vec{x}$  und Impulse  $\vec{p}$  der Teilchen. Aus dieser neugewonnenen Verteilung lassen sich  $\rho$  und  $\vec{j}$  am Ende des Zeitschrittes bestimmen, die dann als Ausgangsgrößen für den nächsten Zeitschritt dienen. Zum Lösen der Gleichungen werden hier auch FEM und FIT verwendet.

## 4.2 CST-Simulationen

### 4.2.1 PIC-Simulation der Quelle

Das Modell für die Simulationen mit CST wurde im Zuge der Arbeit [Fri19] erstellt und für genauere Details, unter anderem das Emissionsmodell, soll auf jene Arbeit verwiesen sein. Hier sollen nur kurz die in dieser Arbeit verwendeten Startparameter in Tabelle 4.2.1 erläutert werden. Die Beschleunigungsspannung beträgt,

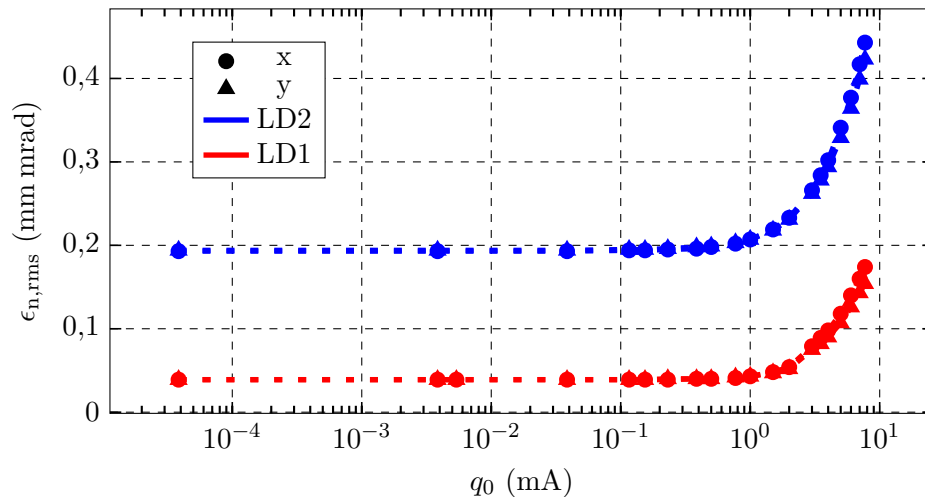
Simulationsparameter	Werte
Spannung	100 kV
RMS-Bunchlänge $\sigma_t$	50 ps
Maximale Bunchlänge	300 ps
Transversale rms-Bunchausdehnung	121 $\mu\text{m}$  675 $\mu\text{m}$
Maximale transversale Bunchausdehnung	1,5 mm
Maxwell-Boltzmann-Verteilung $k_B T$	60 meV
Emittierte Makroteilchenanzahl	343125

**Tabelle 4.2.1:** Startparameter der Simulation der Quelle. Dabei wurde einmal zum Vergleich mit LD1 eine transversale rms-Bunchausdehnung von 121  $\mu\text{m}$  vorgegeben und zum Vergleich mit LD2 675  $\mu\text{m}$ .

wie in den Experimenten, 100 kV. Eine HF-Periode dauert 770 ps. Die transversale rms-Bunchausdehnung  $\sigma_{b,i}$  entspricht den Werten der langen Halbachse der gemessenen Laserspots der beiden verwendeten Lasersysteme, während die maximale Ausdehnung durch die Maske für die Kathodenpräparation gegeben ist. Die Geschwindigkeiten der Teilchen nach dem Austritt aus der Kathode werden durch eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung bestimmt.

$$p(v) = 4\pi \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} \quad (4.2.1)$$

Die Größe  $p$  bezeichnet die Wahrscheinlichkeitsdichte. Für  $k_B T = 60$  meV ergibt sich die in [B<sup>+</sup>08] gemessene mittlere transversale Energie für eine verwendete Laserwellenlänge von 800 nm.



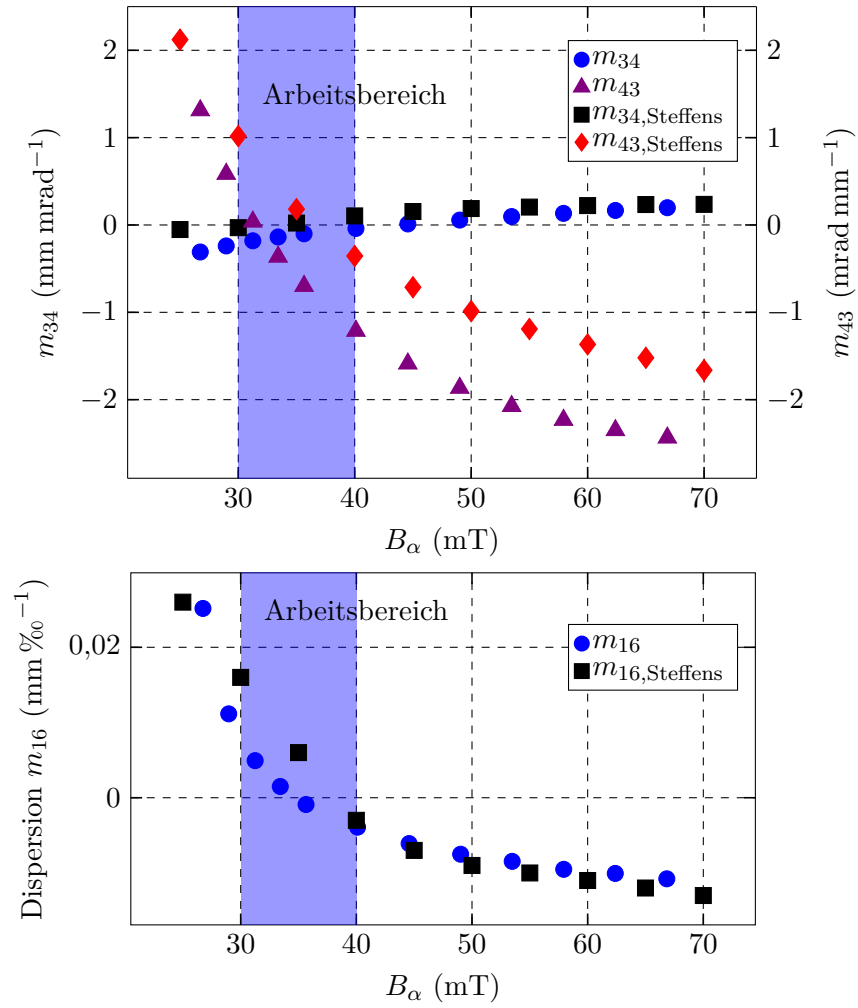
**Abbildung 4.2.1:** Simulierte Emittanzen 357 mm hinter der Kathode für die Laserstrahldurchmesser 675  $\mu\text{m}$  und 121  $\mu\text{m}$ .

In Abbildung 4.2.1 sind die simulierten Emittanzen bei  $d = 357$  mm hinter der Quelle (bis hier wurde mit CST simuliert) für die beiden transversalen Startausdehnungen aus Tabelle 4.2.1 dargestellt. Dabei bezeichnet  $q_0$  die Ladung pro Bunch, der aus der Kathode emittiert wird. Es zeigt sich, dass bei einem Betrieb mit 100 keV die Emittanz bei Bunchladungen von näherungsweise 0,5 pC zu steigen beginnt. Dies entspricht einem mittleren Strom von  $I = q_0 f_{\text{HF}} = 0,65$  mA. Dieser Anstieg, hervorgerufen durch Raumladungskräfte, kann nur durch Ändern der Quellenparameter verringert werden. Mit Gleichung 2.1.12 ergibt sich für 121  $\mu\text{m}$  RMS-Strahlradius eine Quellenemittanz von 0,041 mm mrad. Aus Abbildung 4.2.1 liest man für kleine Ströme eine Emittanz von 0,039 mm mrad ab, die somit kleiner als die theoretische Emittanz ist. Auch für 675  $\mu\text{m}$  ist die simulierte Emittanz mit 0,194 mm mrad kleiner als die theoretische Emittanz von 0,231 mm mrad. Ein Grund hierfür liegt im Emissionsmodell der Kathode. Dabei wird die emittierende Fläche in diskrete Flächen eingeteilt, in deren Zentrum jeweils ein Emissionspunkt für Makroteilchen ist. Dadurch verkleinert sich die emittierende Fläche um 93 % und somit die Emittanz der Kathode. Unter Berücksichtigung dieses Aspekts stimmen Theorie und Simulation gut überein.

#### 4.2.2 Tracking-Simulationen des Alphas magneten

Um das Verhalten des Simulationsmodells zu untersuchen und mit den Resultaten aus [Ste93] zu vergleichen, wurden zunächst Tracking-Simulationen durchgeführt. In [Ste93] wurden die Matrixelemente mithilfe von gemessenen Magnetfeldern eines realen Alphas magneten berechnet. Hier wird ein Modell des Magnetens erstellt, die Trajektorien einzelner Teilchen in Abhängigkeit der vorgegebenen elektromagnetischen Felder simuliert und daraus die Matrixelemente berechnet. Diese Simulatio-

#### 4 Simulation von Komponenten und der Strahlführung



**Abbildung 4.2.2:** Matrixelemente der Transfermatrix des Alphamagneten in Abhängigkeit der maximalen Feldstärke bestimmt aus Trackingsimulationen mit CST. Als Vergleich dienen die Matrixelemente aus Messungen in [Ste93].

nen vernachlässigen im Gegensatz zu den PIC-Simulationen die Wechselwirkung der Teilchen untereinander und somit die Raumladungseffekte, da hier nur die äußeren Felder berücksichtigt werden. Dies reicht für die Berechnung der Transfermatrizen aus. Es werden 9801 Teilchen mit unterschiedlichen Orts- und Winkelablagen untersucht. Außerdem wird separat ein Sollteilchen ohne Orts- und Winkelablage betrachtet. Dieses gibt die Sollbahn vor, mit deren Hilfe die Orts- und Winkelablagen der restlichen Teilchen hinter dem Alphamagnet bestimmt werden. In einem ersten Schritt simuliert man das Magnetfeld unter Verwendung des kompletten, komplexen Modells des Magneten. Um die Rechenzeit zu minimieren, betrachtet man für die Tracking-Simulation nur den Teil, in dem sich die Teilchen bewegen, in

diesem Fall das Vakuum.

Aus der Anfangs- und Endverteilung der Teilchen in den Phasenraumprojektionen lässt sich die Transfermatrix bestimmen. Das Koordinatensystem ist wie in Abschnitt 3.4.5 gewählt worden. Die Ablenkebene ist also die  $xz$ -Ebene. Die transversalen Matrixelemente  $m_{34}$  und  $m_{43}$  (Fokussierstärke), sowie die Dispersion, sind für verschiedene Magnetfeldwerte in Abbildung 4.2.2 dargestellt. Der Arbeitsbereich liegt zwischen 30 mT und 40 mT. In diesem Bereich verhält der sich der Alphamagnet wie in Abschnitt 3.4.5 beschrieben. Es gilt  $m_{11} \approx -1$ ,  $m_{22} \approx -1$  und  $m_{21} \approx 0$  (siehe Anhang A.4.1). Die Dispersion und die Fokussierstärke können hier sehr klein gewählt werden. Der Verlauf der Simulationsergebnisse stimmt mit den Ergebnissen von [Ste93] überein. Somit kann die Simulation zur Modellierung der Strahlführung benutzt werden. Die Ursache der Abweichungen liegt in der verwendeten Zellgröße des Modells. Außerdem hängen die Ergebnisse auch davon ab, in welcher Entfernung zum Magneten die Teilchenbahnen gestartet wurden, da sich die Felder auch über das Joch hinaus erstrecken.

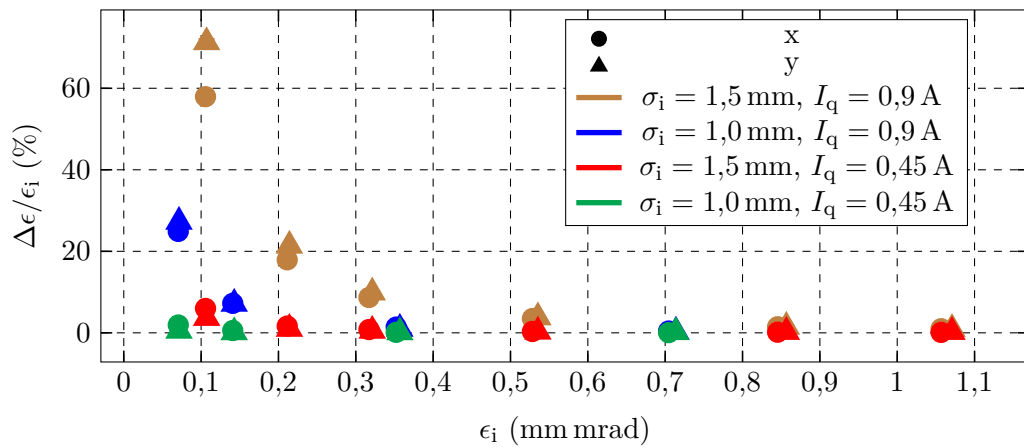
### 4.2.3 PIC-Simulation des Alphamagneten

Für die PIC-Simulation wurde nach den Ergebnissen der Tracking-Simulation ein maximales Magnetfeld von  $B_\alpha = 31,25$  mT gewählt. Einerseits möchte man eine verschwindende Dispersion und andererseits geringe Fokussierung in den transversalen Ebenen, damit der Alphamagnet möglichst neutral auf den Strahl wirkt. Mit dieser Einstellung ergibt sich für die Dispersion  $0,005 \text{ mm} \text{‰}^{-1}$ , für  $M_{21} = 0,037 \text{ mrad mm}^{-1}$  und für  $M_{43} = -0,104 \text{ mrad mm}^{-1}$ . Für die PIC-Simulation wurden dieselben Felder und dasselbe Modell wie für die Tracking-Simulation verwendet. Als Startverteilung dient allerdings nun die Endverteilung der PARMELA-Simulation (siehe 4.4) der vertikalen Strahlführung.

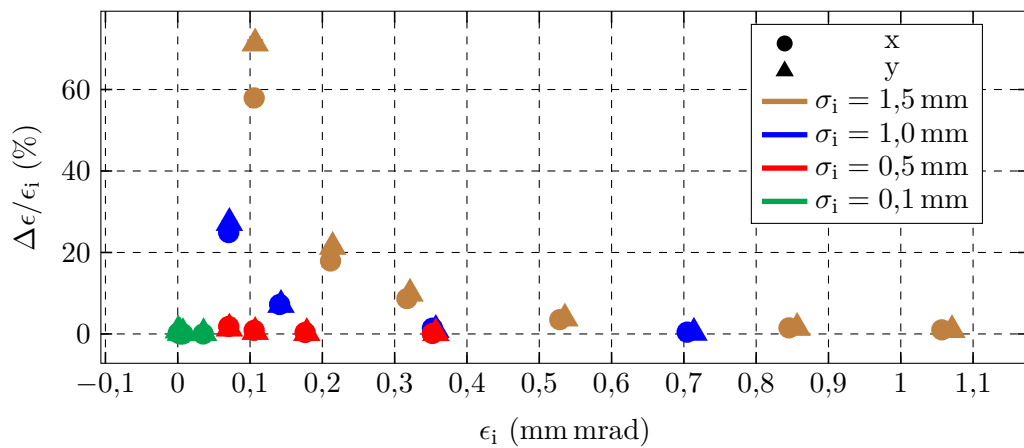
### 4.2.4 Emittanzwachstum durch nichtlineare Randfelder

Die verwendeten, realen Strahlführungsmagnete besitzen nicht lineare Feldkomponenten, deren Stärke mit steigender Abweichung von der Sollachse ansteigt. Ausgewählte Feldverläufe sind im Anhang 3.4.2 zu sehen. Diese Anteile können zu einer Vergrößerung der rms-Emittanz führen. Um abschätzen zu können, welchen Einfluss die verwendeten Elemente auf die Emittanz haben, werden diese in CST modelliert und Tracking-Simulationen durchgeführt. Variiert werden dabei die Ströme der Spulen und somit die Amplitude der magnetischen Felder, sowie der Durchmesser des Elektronenstrahls und die Eingangsemittanz. Am Beginn einer Simulation entspricht die maximale transversale Ausdehnung  $4\sigma_i$  der gaußförmigen Ladungsverteilung. Das Tracken der Teilchen startet und endet 171 mm vor und hinter dem Zentrum der Magnete. Die Felder sind dort auf unter 0,1 % der maximalen Feldstärke abgefallen. Aus der Startverteilung und der Endverteilung der 3500 getrackten Teilchen ergeben sich jeweils die rms-Emittanzen  $\epsilon_i$  und  $\epsilon_f$ .

**Quadrupolmagnete**



**Abbildung 4.2.3:** Vergrößerung der transversalen rms-Emittanzen für verschiedene Strahldurchmesser und verschiedene Erregerströme  $I_q$  hervorgerufen durch einen realen Quadrupol.



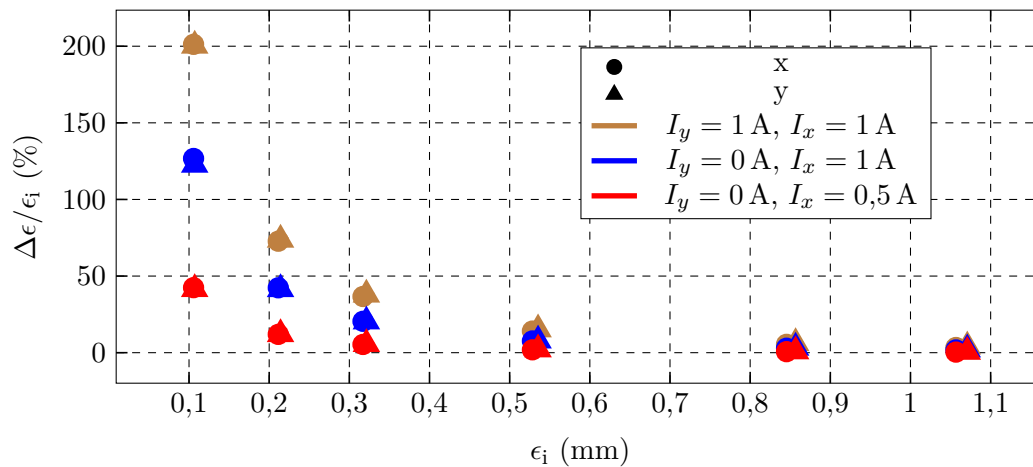
**Abbildung 4.2.4:** Vergrößerung der transversalen Emittanzen für verschiedene Strahldurchmesser in Abhängigkeit der Eingangsemittanz hervorgerufen durch einen Quadrupolmagneten. Dabei war  $I_q = 0,9$  A.

Im Anhang A.6 in Abbildung A.6.1 erkennt man deutlich die Filamentierung der Randteilchen nach dem Passieren eines Quadrupolmagneten, wie sie zuvor in Abschnitt 2.1.5 beschrieben wurde. Dies führt übereinstimmend mit der Vorhersage zur Vergrößerung der rms-Emittanz. In der genannten Abbildung sind die  $y$ ,  $y'$ -Koordinaten der Makroteilchen vor und nach dem Quadrupol aufgetragen. Die Vergrößerung der rms-Emittanz ( $\Delta\epsilon = \epsilon_f - \epsilon_i$ ) nimmt mit zunehmender Strahlgröße zu, da immer mehr Teilchen den nicht linearen Randbereich der Felder durchque-

ren. Genauso steigt mit Erhöhen des Erregerstroms  $I_q$  das relative Wachstum der Emittanz. Aus diesem Grund sollten große Strahldurchmesser und starke Fokussierung vermieden werden. Das Verhalten im Falle eines realen Quadrupols ist in Abbildung 4.2.3 dargestellt. Die Wahl der simulierten Parameter begründet sich damit, dass die Messungen etwa Emittanzen zwischen 0,1 mm mrad und 1 mm mrad ergaben. Außerdem betragen die mittleren rms-Strahlradien der Simulation der Gesamtstrahlführung etwa 0,4 mm bis 1,5 mm. Der Quadrupolmagnet fokussiert in der  $x$ -Richtung. Dies erklärt den Unterschied in der  $x$ - und  $y$ -Dimension. Durch die Fokussierung in  $x$ -Richtung und die Defokussierung in  $y$ -Richtung befinden sich die Teilchen während des Passierens des Magneten in  $y$ -Richtung im Mittel tiefer im Randbereich. Die Abhängigkeit der relativen Zunahme von der Eingangsemittanz ist in Abbildung 4.2.4 dargestellt. Je kleiner die Eingangsemittanz ist, desto größer ist die relative Vergrößerung. Gerade bei kleinen Emittanzen muss man große Strahldimensionen verhindern.

### Korrekturmagnete

Bei dem Korrekturmagneten bezeichnet  $I_x$  den Strom durch die Spulen, die für die Ablenkung in  $x$ -Richtung verantwortlich sind; dasselbe gilt für die  $y$ -Richtung. Betrachtet man Abbildung 4.2.5 und 4.2.6, so zeigen sich dieselben Abhängigkeiten des Emittanzwachstums von Eingangsemittanz, Eingangsstrahlgröße und Erregerstrom wie im Abschnitt zuvor beim Quadrupolmagneten. Der Unterschied in  $x$ - und  $y$ -Richtung hat numerische Gründe. In Übereinstimmung mit der analy-

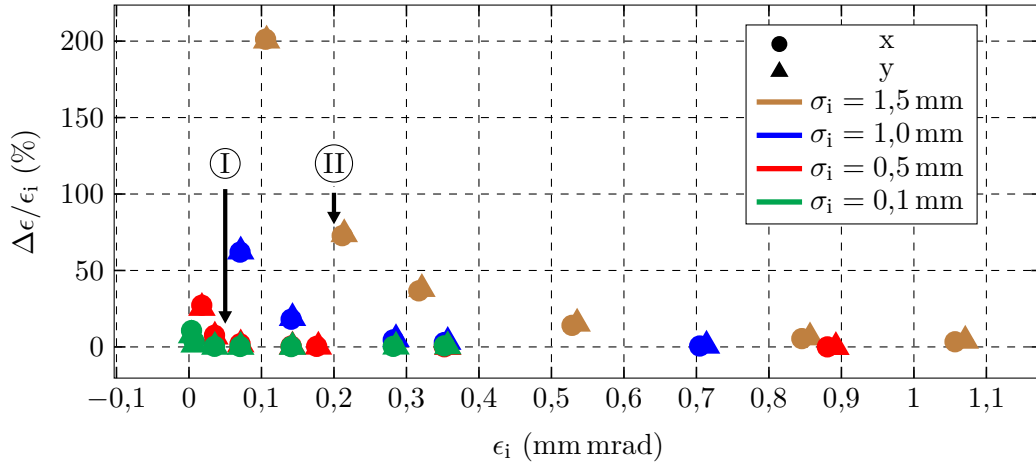


**Abbildung 4.2.5:** Relative Vergrößerung der transversalen Emittanzen für verschiedene Eingangsemittanzen und Erregerströme  $I_x, I_y$  hervorgerufen durch einen realen Steerer. Der Eingangsdurchmesser betrug dabei konstant  $\sigma_i = 1,5$  mm.

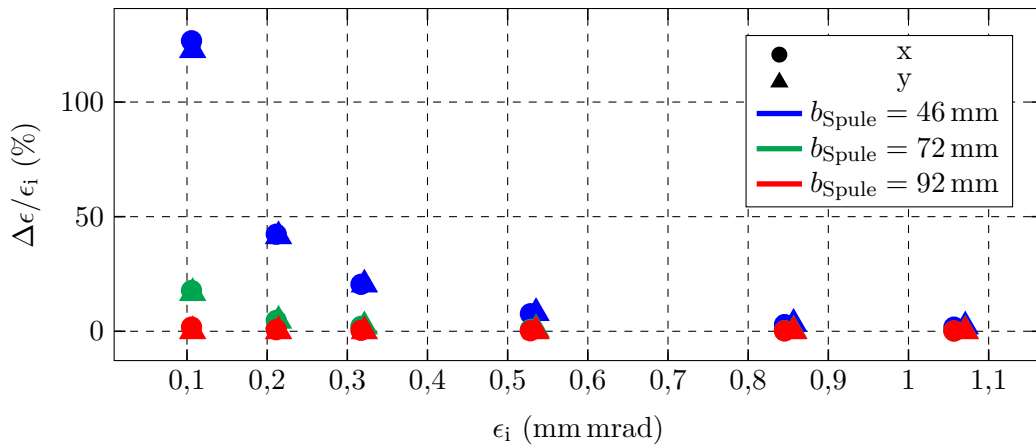
tischen Rechnung in Unterabschnitt 3.4.6 ist das relative Wachstum für kleinere Eingangsemittanzen größer. Je kleiner die gewünschte Zielemittanz ist, desto mehr

#### 4 Simulation von Komponenten und der Strahlführung

müssen diese Ursachen für das Wachstum vermieden werden. Bemerkenswert ist auch, dass unabhängig von der Bestromung der beiden Luftspulen die Emittanz in beiden transversalen Richtungen gleich stark beeinflusst wird. Außerdem hängt die



**Abbildung 4.2.6:** Vergrößerung der transversalen Emittanzen für verschiedene Strahldurchmesser in Abhängigkeit der Eingangsemittanz hervorgerufen durch einen Steerer. Dabei waren  $I_x = 1$  A und  $I_y = 1$  A.



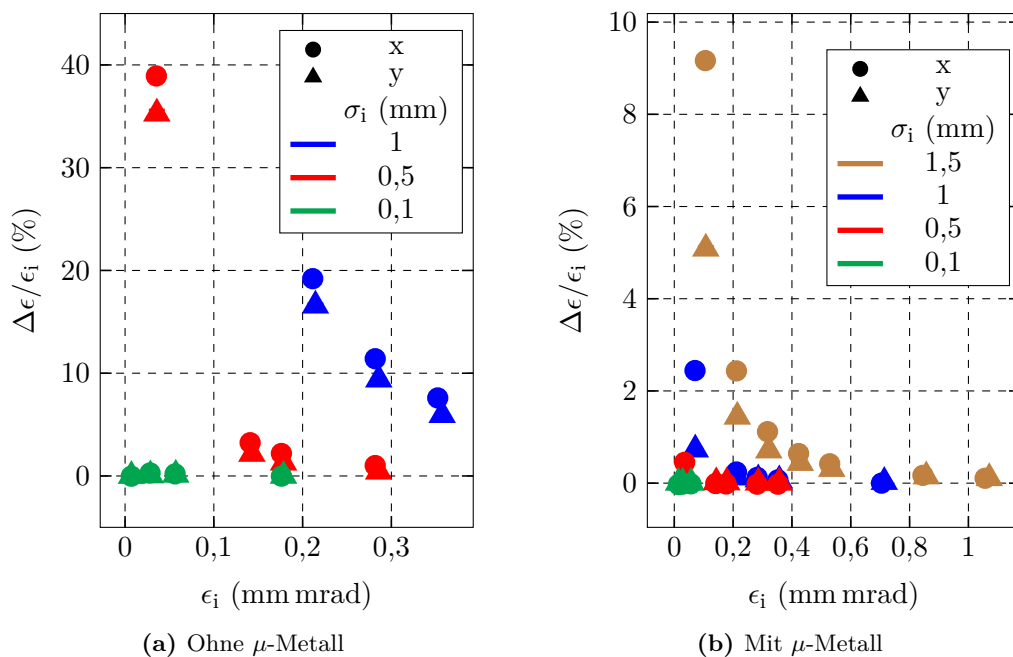
**Abbildung 4.2.7:** Vergrößerung der transversalen Emittanzen bei einem anfänglichen Strahldurchmesser von  $\sigma_i = 1,5$  mm hervorgerufen durch Steerer mit unterschiedlicher Spulenbreite  $b_{\text{Spule}}$ . Dabei musste der Strom  $I_x$  von 1 A für  $b_{\text{Spule}} = 46$  mm auf 1,88 A erhöht werden, um eine konstante Ablenkung zu erreichen. Der Strom  $I_y$  betrug jeweils 0 A.

Zunahme der Emittanz nicht linear vom Erregerstrom ab, weshalb es umso wichtiger ist, den Strom der Korrekturspulen so klein wie möglich zu halten. Deshalb

ist es extrem wichtig, parasitäre elektromagnetische Felder zu unterdrücken und abzuschirmen.

In der Arbeit [Hei18] sind zur Verkleinerung der Multipolanteile Korrekturmagnete mit breiterer Spulenbreite  $b_{\text{Spule}}$  vorgeschlagen. Zur Untersuchung des Effekts dieser Maßnahme auf das Wachstum der Emittanz wurden Steerer mit breiteren Spulen modelliert und simuliert. In Abbildung A.5.2 im Anhang erkennt man den deutlich breiteren homogenen Feldanteil im Zentrum des Magneten. Stellvertretend ist eine Ablenkung in  $x$ -Richtung untersucht worden. Das Integral  $\int B_x dz$  muss dabei konstant gehalten werden, damit dieselbe Ablenkung erzielt wird. Bei einer Erhöhung der Spulenbreite von 46 mm auf 92 mm musste der Spulenstrom von 1 A auf 1,88 A erhöht werden. Der Grund liegt im Randfeld entlang der Strahlachse, da sich dort das Vorzeichen des Feldes umkehrt (siehe Abbildung A.5.3 im Anhang). Abbildung 4.2.7 zeigt die enorme Verringerung des Emittanzwachstums, die damit erreicht wird.

### Doppelsolenoid



**Abbildung 4.2.8:** Vergrößerung der transversalen Emittanzen für verschiedene Strahldurchmesser in Abhängigkeit der Eingangsemittanz hervorgerufen durch ein Doppelsolenoid. Einmal mit  $\mu$ -Metall-Einhausung, womit das gewünschte Sollfeld erreicht wurde, und einmal ohne. Der Strom betrug dabei jeweils  $I_s = 0,9$  A.

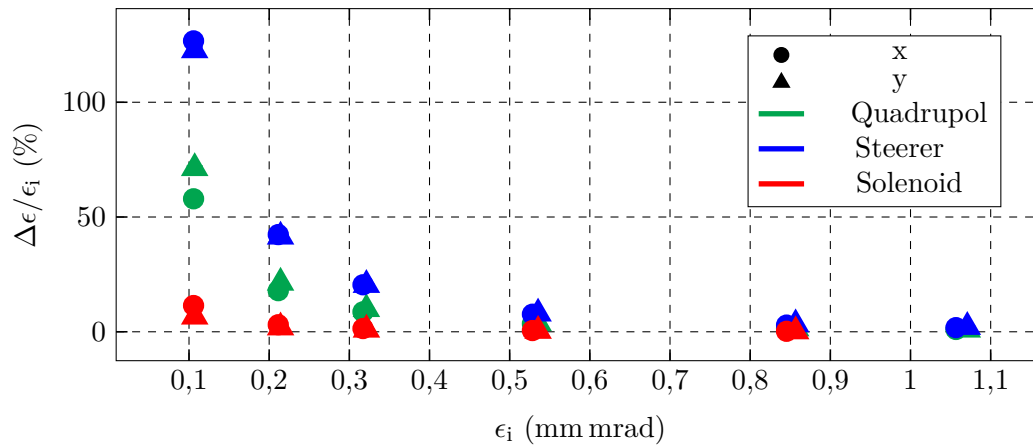
Wie im letztem Teil von Abschnitt 3.4.4 beschrieben, erreichten nicht alle Sole-

noide das gewünschte Feld. Um den Einfluss der beiden Arten von Solenoiden auf die Emittanz zu untersuchen, sind auch mit Modellen dieser Tracking-Simulationen durchgeführt worden. Das Solenoid mit Sollfeld zeigt ein deutlich kleineres relatives Emittanzwachstum als die anderen. Dies ergibt der Vergleich der beiden Graphen in Abbildung 4.2.8. Dieser Unterschied verdeutlicht, wie wichtig die korrekte  $\mu$ -Metall-Einhausung und damit einhergehend das Erreichen des Sollfeldes ist. Die Abhängigkeit ist von derselben Art wie bei den anderen beiden Magneten zuvor. Die Unterschiede in den beiden transversalen Richtungen lässt sich mit zufälligen Unterschieden beim Erzeugen der Teilchen am Start der Simulation erklären.

Wie in den Unterabschnitten 3.4.3, 3.4.6 und 3.4.4 gezeigt, stimmt das simulierte Feld der Magnete mit den gemessenen überein. Deshalb muss davon ausgegangen werden, dass die gerade dargestellten Vergrößerungen der rms-Emittanz entlang der Strahlführung auftreten. Der Vergleich der unterschiedlichen Magnete ist schwierig. Typische Stöme dieser lagen zwischen 0,5 A und 1 A. Deshalb sind in Abbildung 4.2.9 die Simulationen für  $I_q = 1$  A,  $I_x = 1$  A bzw.  $I_y = 0$  A und  $I_s = 1$  A gegenübergestellt. Im Vergleich zeigen die Korrekturspulen eine stärkere relative Zunahme der Emittanz als die Fokussierelemente. Bei diesen zeigt das Doppelsolenoid ein geringeres Wachstum als der Quadrupolmagnet. Darüber hinaus braucht man zur Fokussierung in beiden Ebenen mindestens einen zusätzlichen Quadrupol. Im Bereich von einer Eingangsemittanz  $\epsilon_i = 1$  mm mrad, was die obere Grenze der zu erreichenden Emittanz darstellt, kommt es bei allen Strahlführungsmagneten zwar mit einem Strahlradius  $\sigma_i = 1,5$  mm nur zu einem Zuwachs von der Größenordnung  $\Delta\epsilon/\epsilon_i \approx 1\%$ , aber dies gilt für einen Magneten. Bedenkt man nun, dass in der Strahlführung 47 Magnete verwendet werden, darunter insbesondere 27 Korrekturmagnete, kann dieser Effekt ein Emittanzwachstum von der Größenordnung von 10% bis 100% hervorrufen. Gerade bei hohen Bunchladungen ist es unvermeidlich, dass aufgrund der erhöhten Raumladung der mittlere Strahlradius entlang der Strahlführung ansteigt und so die Strahldynamik maßgeblich beeinflusst. Um die Vergrößerung der Emittanz zu minimieren, sollte der Strahl auf einem möglichst kleinen konstanten Strahlradius gehalten werden. Dies wirkt sich ebenso positiv auf Raumladungseffekte aus, da nach Gleichung (2.2.10) und (2.2.11) der Strahl bei kleinen Dimensionen emittanzdominiert ist.

### 4.3 PIC Simulation mit Parmela

Auch bei PARMELA [You05] handelt es sich zum Teil um einen PIC-Simulationscode. Die Felder des Strahls und von außerhalb des Programms zur Verfügung gestellte elektromagnetische Felder werden mittels PIC berücksichtigt. Die Felder der Elemente, die im Programm integriert sind, werden analytisch berechnet. Als Magnete werden „hard edge“-Magnete mit einer effektiven Länge verwendet. Dies reduziert die Rechenzeit und ermöglicht es somit, ganze Strahlführungen in einer moderaten Dauer zu simulieren. Allerdings werden dadurch Effekte, wie sie im vorigen Unterabschnitt 4.2.4 besprochen wurden, nicht berücksichtigt. Hinzu kommt



**Abbildung 4.2.9:** Vergrößerung der transversalen Emittanzen bei einem anfänglichen Strahldurchmesser von  $\sigma_i = 1,5$  mm hervorgerufen durch verschiedene Magnete. Die Ströme durch die jeweiligen Spulen betragen  $I_q = 1$  A,  $I_x = 1$  A bzw.  $I_y = 0$  A und  $I_s = 1$  A.

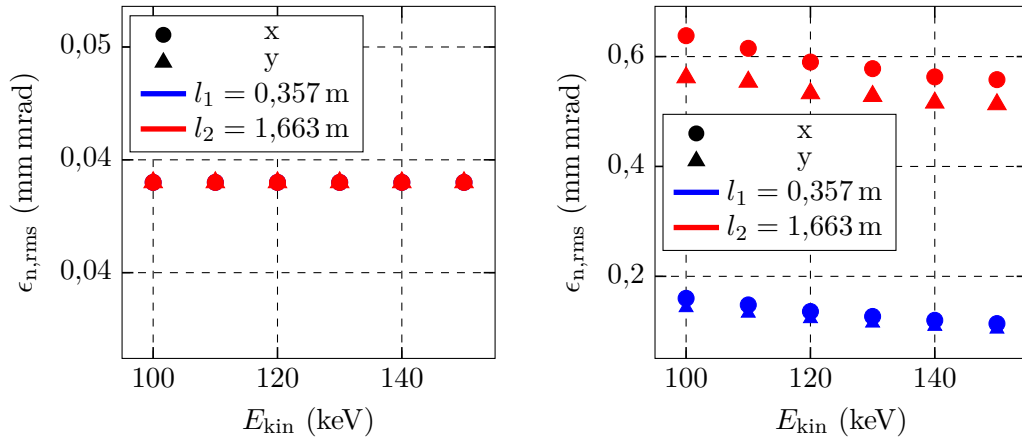
das Fehlen der Steerer, da der Strahl keinen mittleren Offset durch äußere Einflüsse erhält und sich auf der Sollbahn befindet. Auch wird das Emittanzwachstum durch die nicht linearen Felder vernachlässigt. Dies ist nötig, um die einzustellende Parameteranzahl niedrig zu halten und somit die Zeit zum Finden einer Strahlführung angemessen zu halten. Dennoch werden auch hier die Raumladungskräfte berücksichtigt. Ein weiterer Vorteil ist, dass Beschleunigungsstrukturen implementiert werden können.

### 4.3.1 Einfluss der kinetischen Energie

Abbildung 4.3.1 zeigt, dass bei raumladungsdominierten Elektronenstrahlen die Emittanz bei Verwendung einer höheren Beschleunigungsspannung gesenkt werden kann. Links ist die Emittanz für verschiedene Teilchenenergien und Abstände von der Kathode ( $l_1 = 0,357$  m,  $l_2 = 1,663$  m) simuliert worden, wobei der mittlere Strahlstrom  $I = 7 \mu\text{A}$  betrug. Es ist keine durch Raumladung hervorgerufene Zunahme der Emittanz entlang der Strahlführung zu erkennen und deshalb bewirkt hier ein Erhöhen der Energie auch keine kleinere Emittanz. Rechts dagegen wurde mit einem Strahlstrom von  $I = 9,1$  mA simuliert. Entlang der Strahlführung ist ein Wachstum der Emittanz zu verzeichnen. Erhöhen der Energie führt zu einer geringeren Aufweitung der Emittanz. Nach diesen Simulationen eignet sich das Erhöhen der Strahlenergie nicht zur kompletten Kompensation des Emittanzwachstums durch parasitäre Felder; ein Verkürzen der Strahlführung wiegt stärker ins Gewicht. Die Verringerung des raumladungsdominierten Emittanzwachstums ist durch Erhöhen der Energie aber größer als die des durch Randfelder hervorgerufenen Wachstums. Dies ist damit zu erklären, dass die Multipolstärke proportional

#### 4 Simulation von Komponenten und der Strahlführung

zu  $1/\gamma$  ist (Gleichung 2.1.1) und die Raumladungskraft sich dagegen proportional zu  $1/\gamma^2$  verhält (Gleichung 2.2.5).



(a) Strahlstrom  $I = 7 \mu\text{A}$ . Die Werte für  $l_1$  und  $l_2$  liegen übereinander.

(b) Strahlstrom  $I = 9,1$  mA.

**Abbildung 4.3.1:** Einfluss der kinetischen Energie auf die Emittanz bei verschiedenen Abständen  $l_1$ ,  $l_2$  zur Kathode und Strahlströmen.

#### 4.3.2 Teilchenverlust am Chopperkollimator

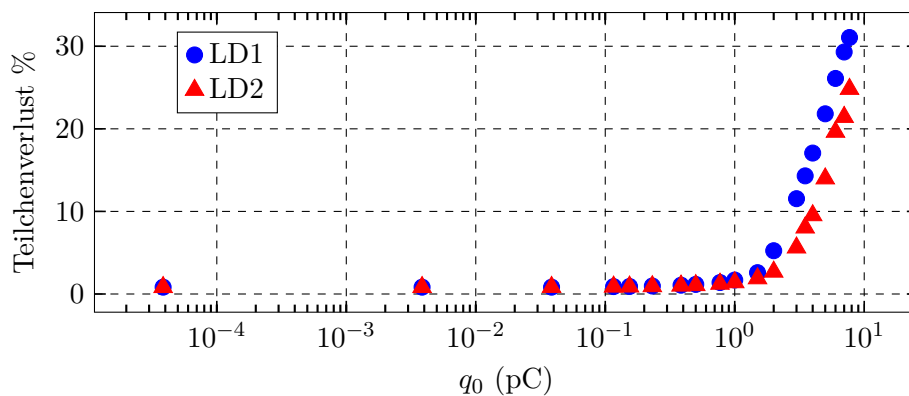
Auf Grund der Phasenakzeptanz des Bunchersystems von maximal  $170^\circ$  werden am Chopperkollimator nur Teilchen durchgelassen, die sich innerhalb dieses Phasenintervalls befinden. Bei einem DC-Strahl kommt es also mindestens zu einem Verlust von 53 % der Elektronen. Dies hat zwei nachteilige Effekte auf die Lebensdauer der Photokathode: Zum einen muss zum Erreichen eines Stroms am Experiment ein deutlich größerer aus der Quelle extrahiert werden. Dafür sind höhere Leistungen der Laser nötig, was zu einer Erhöhung der Temperatur der Kathode führt. Zum anderen verschlechtert sich das Vakuum der Strahlführung durch einen großen Teilchenverlust.

Aus diesen Gründen ist ein gepulster Elektronenstrahl von Vorteil. Dieser HF-Betrieb wurde experimentell noch nicht realisiert. Allerdings kommt es hier auch zu Verlusten: Verantwortlich hierfür ist neben der Energieabweichung der Teilchen von der Sollenergie die defokussierende Raumladungskraft. Die fehlende Kompensation durch longitudinale Fokussierung führt zu einem Anwachsen der longitudinalen Strahldimension, sodass die Länge am Chopperkollimator über  $170^\circ$  betragen kann. In Abbildung 4.3.2 ist der Teilchenverlust in Abhängigkeit von der Ladung der Teilchenpakete  $q_0$  aufgetragen. Mit LD1 besitzen die Elektronenpakete um etwa einen Faktor 5 kleinere transversale Dimensionen als mit LD2, somit ist die Raumladungskraft bei gleicher Ladung größer und bewirkt in longitudinaler Richtung ein stärkeres Auseinanderdriften. Dies ist der Grund für die höheren Verluste mit LD1

am Chopperkollimator. Weiterhin muss beachtet werden, dass der Strahl hinter dem Chopperkollimator durch die Raumladung weiterhin aufgeweitet wird. Deshalb muss für eine gewisse Länge am Bunchersystem eine kleinere am Kollimator durchgelassen werden, was wiederum die Verluste erhöht. Deshalb betrug die longitudinale Akzeptanz des Chopperkollimators in den Simulationen dieser Arbeit  $120^\circ$ . Dies entspricht  $257\text{ ps}$  und ist somit kürzer als die maximale Länge hinter der Kathode. Durch die nicht linearen Raumladungskräfte kommt es auch longitudinal zu Verzerrungen des Phasenraums insbesondere für Teilchen mit großen longitudinalen Ablagen. Da diese Teilchen im weiteren Beschleunigungsvorgang zu Problemen führen können, wurden sie so mithilfe des Chopperkollimators gestoppt.

Für einen mittleren Strom von  $I = 150\text{ }\mu\text{A}$ , was einer Bunchladung von  $q_0 = 0,115\text{ pC}$  entspricht, treten Verluste von unter  $1\%$  auf. Dies erhöht die Lebensdauer der Photokathode, was insbesondere im Hinblick auf P2-Experiment wichtig ist. Die Bunchladung, die ohne Verluste im restlichen Beschleuniger theoretisch am Experiment zur Verfügung stehen würde, wird im Folgenden mit  $q_{\text{ex}}$  bezeichnet.

Für Experimente mit deutlich höheren Elektronendichten, wie sie vom MAGIX-Experiment verlangt werden, wäre eine zweite Quelle direkt vor dem Choppersystem von Vorteil. Damit entfiel der lange Weg durch das Spinrotationssystem, was einen positiven Effekt auf die Strahldynamik hätte.



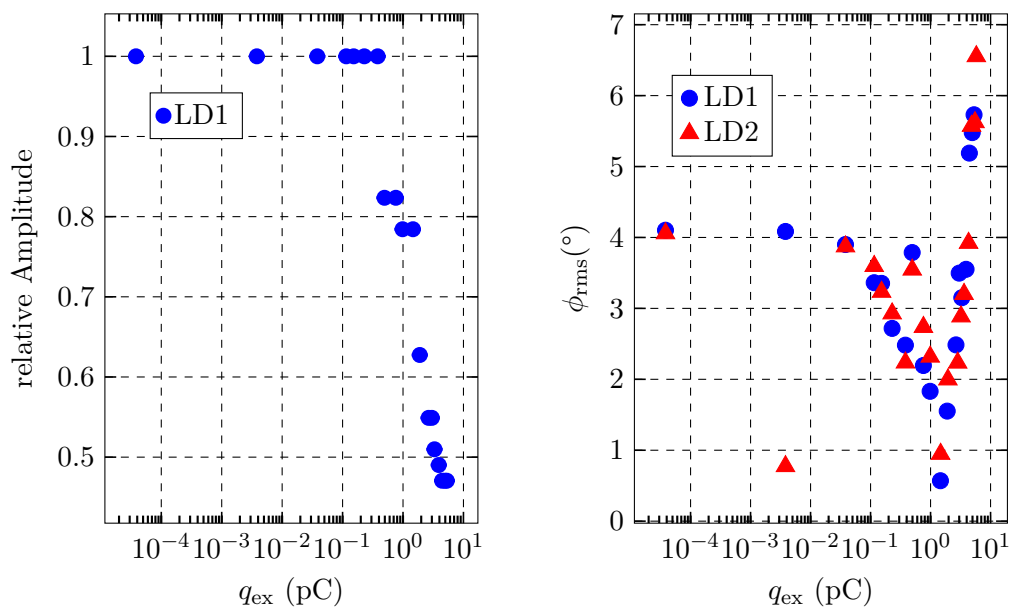
**Abbildung 4.3.2:** Teilchenverlust am Chopperkollimator in Abhängigkeit von der Bunchladung aus der Quelle für beide Lasersysteme. Der Kollimator stoppte alle Teilchen außerhalb von  $120^\circ$ .

### 4.3.3 Amplitudeneinstellung des zweiten Buncherresonators

Das Bunchersystem dient zur longitudinalen Fokussierung, damit die Elektronen möglichst gleichmäßig in MAMBO beschleunigt werden (siehe Unterkapitel 3.6). Wie zuvor erwähnt, wirkt die Raumladung defokussierend. Aus diesem Grund muss die Amplitude des zweiten Resonators bei höheren Strömen für die gleiche Gesamtfokussierung verringert werden, um am Fokuspunkt die erwünschte longitudinale

#### 4 Simulation von Komponenten und der Strahlführung

Strahlausdehnung  $\phi_{\text{rms}}$  zu erhalten. Dies ist aus Abbildung 4.3.3 ersichtlich. In Abbildung 4.3.3b ist  $\phi_{\text{rms}}$  nicht konstant. Dies war nicht das Ziel dieser Simulationen, sondern eine erste Einstellung des Bunchersystems für weitere Simulation mit dem Injektor-Linac zu finden. Die Solllänge liegt um  $\phi_{\text{rms}} = 5^\circ$ . Für einen optimalen longitudinalen Phasenraum hinter dem Injektor müssen die Amplituden und Phasen der Buncherkavitäten und der Beschleunigungsstrukturen von MAMBO noch untersucht werden. Eine weitere Möglichkeit besteht nämlich im Erhöhen der Amplitude des fundamentalen Resonators oder sogar beider Resonatoren. Hier muss noch untersucht werden, welche Einstellungen die beste lineare Geschwindigkeitsmodulation erzielen. Es wird aber deutlich, dass bei höherer Bunchladung die Einstellung der Strahlführung angepasst werden muss.



(a) Amplituden des zweiten Buncherresonators gegenüber der Bunchladung. Die zugehörigen longitudinalen Strahldimensionen sind in 4.3.3b dargestellt.

(b) Longitudinale Strahldimension im Fokus für verschiedene Bunchladungen.

Abbildung 4.3.3

#### 4.4 Simulation der gesamten Strahlführung

Zur Simulation der Strahldynamik der gesamten Strahlführung werden abwechselnd die beiden Programme CST und PARMELA benutzt. Dabei werden die Koordinaten und Impulse der Teilchen am Ende einer Teilsimulation als Startparameter für

#### 4.4 Simulation der gesamten Strahlführung

die darauf folgende verwendet. Die Photoemissionquelle und der Alphamagnet werden mit CST simuliert. Für die Strahlführung zwischen Quelle und Alphamagneten (SF1) und für die Strahlführung nach dem Alphamagneten (SF2) wird PARMELA benutzt (siehe auch Tabelle 4.4.1). Die Ergebnisse bzgl. der Emittanzen werden an

Element	Distanz	Programm
Quelle	0,36 m	CST
SF1	1,31 m	PARMELA
Alphamagnet	$\approx 0,83$ m	CST
SF2	5,65 m	PARMELA

**Tabelle 4.4.1:** Die Elemente werden von oben nach unten simuliert und jeweils die Endverteilung der Teilchen einer Simulation als Startverteilung für die Simulation des nächsten Teils der Strahlführung verwendet. SF1: Strahlführung zwischen Quelle und Alphamagnet, SF2: Strahlführung hinter dem Alphamagneten.

dieser Stelle nicht aufgeführt, sondern im nächsten Kapitel, damit sie direkt besser mit den Messungen verglichen werden können.

Hier sind in den Abbildungen 4.4.1 und 4.4.2 die Enveloppen, d.h. die Strahlgrößen entlang der Strahlführung, dargestellt. Dabei wurde auf eine Darstellung der Quelle und des Alphamagneten aufgrund der großen Datenmenge verzichtet. Für beide Lasersysteme LD1, LD2 sind jeweils beide transversale Richtungen und verschiedene Bunchladungen  $q_0$  aufgetragen. Die Vorgehensweise bei der Erstellung der Simulation war dabei, den Teilchenverlust zu minimieren und gleichzeitig die Felder der Strahlführungsmagnete (Solenoid, Quadrupole) so wenig wie möglich zu verändern, da es auch in Realität von Vorteil ist, wenn die Magnetereinstellungen für verschiedene Strahlströme nicht mehr verändert werden müssen. Zuerst wurden Ströme zwischen  $100 \mu\text{A}$  und  $1 \text{mA}$ , wie sie von P2 und MAGIX benötigt werden, optimiert. Bei allen Simulationen wurden die Magnetfelder der Strahlführung bis einschließlich zum Alphamagnet konstant gehalten. Darüber hinaus wurde das Feld der Einzelsolenoiden des Choppersystems sowie die longitudinale Akzeptanz des Chopperkollimators ( $120^\circ$ ) nicht verändert. Wie zuvor erläutert, wurde beim Bunchersystem nur die Amplitude des fundamentalen Resonators konstant gehalten, was aufgrund der Raumladung unvermeidlich ist. Weitere Vorgabe waren die Fokusse bei der differentiellen Pumpstufe (DP), beim Choppersystem (C1 bis C2) und beim Bunchersystem (B1 bis B2), da hier Verengungen der Strahlführung vorhanden sind. Bei den letzteren beiden Systemen möchte man auch eine konstante Wirkung der Felder, die auch von den transversalen Ablagen abhängen, über dem gesamten Bunch, weshalb hier kleine Strahldurchmesser wichtig sind. Für beide Lasersysteme konnte die Einstellung der Magnete bis zum Bunchersystem für Bunchladungen unterhalb von  $q_0 < 6 \text{pC}$  ohne nennenswerte Verluste unverändert gelassen werden. Hinter dem Bunchersystem müssen schon deutlich früher die Magnetfelder angepasst werden, da aufgrund der longitudinalen Fokussierung die

## 4 Simulation von Komponenten und der Strahlführung

transversalen defokussierenden Raumladungskräfte zunehmen. In diesem Abschnitt wird es unvermeidlich sein, bei Erhöhung der Bunchladungen  $q_0 > 1$  pC die Magnetfelder anzupassen. Generell erkennt man, dass sich der mittlere Strahldurchmesser für höhere Strahlströme erhöht, wodurch sich nicht lineare Magnetfelder stärker bemerkbar machen. Ist die Strahlführung nicht optimal angepasst, wie es im Fall von LD2 und einer Bunchladung von  $q_0 = 0,004$  pC zu beobachten ist, kann es auch für niedrige Strahlströme teilweise zu großen Strahldimensionen kommen. Auf Grundlage dieser Simulationen wurde die Teststrahlführung ausgelegt.

### 4.4.1 Konsistenz und nicht berücksichtigte Aspekte der Simulation

Dass das Kombinieren der beiden verwendeten Simulationsprogramme nicht zu Problemen führt, soll in diesem Abschnitt gezeigt werden.

Zur Überprüfung der Konsistenz wurde dieselbe Strahlführung mit beiden Programmen mehrfach simuliert und dabei die Länge einer Drift, die von dem jeweiligen Programm mit berücksichtigt werden soll, variiert. Das heißt: Einmal simuliert Parmela eine Drift der Länge 20 cm und CST die darauf folgenden 15 cm. In der nächsten Simulation simuliert dann Parmela eine Drift der Länge 20 cm  $- \Delta l_{\text{Drift}}$  und CST 15 cm  $+ \Delta l_{\text{Drift}}$ . Die Parameter des Strahls sollten am Ende beider Simulationen gleich sein. In Tabelle 4.4.2 sind ausgewählte Parameter am Ende der Simulation für verschiedene  $\Delta l_{\text{Drift}}$  zu sehen. Die Unterschiede der Parameter lie-

$\Delta l_{\text{Drift}}$ (cm)	$\beta_x$ (m)	$\gamma_x$ ( $\text{m}^{-1}$ )	$\alpha_x$	$\epsilon_x$ (mm mrad)
-5	0,509	34,128	4,045	0,190
0	0,509	34,152	4,046	0,190
5	0,507	34,261	4,047	0,190
10	0,503	34,111	4,019	0,191

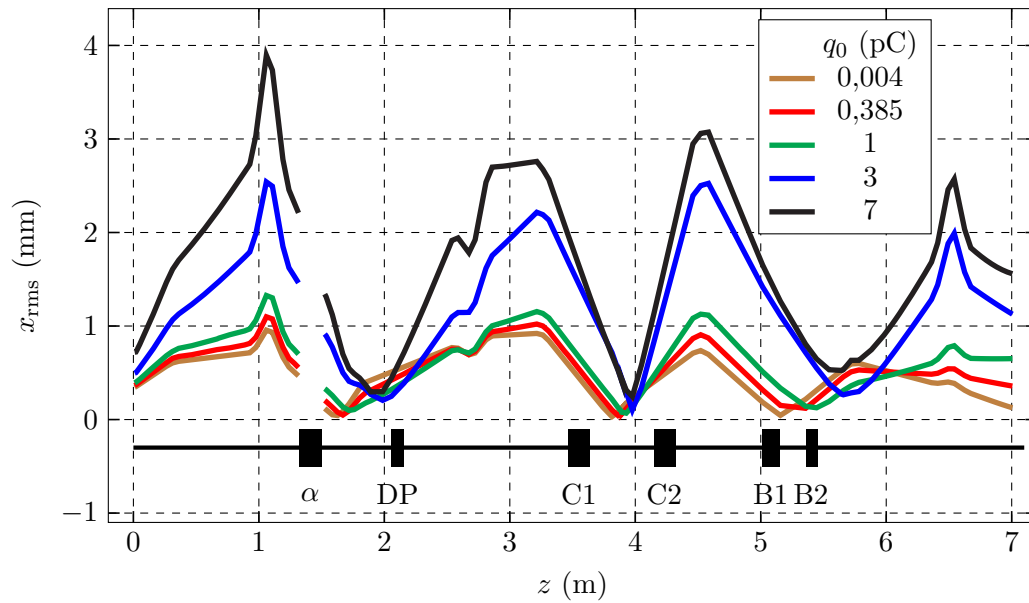
**Tabelle 4.4.2:** Konsistenzprüfung der kombinierten Simulation von CST und PARMELA

gen in der Größenordnung von weniger als 1%. Dies wird als zusätzlicher Fehler der Simulation betrachtet. Es gibt in der Simulation der Teststrahlführung insgesamt drei Übergänge von CST zu PARMELA und umgekehrt. Deshalb wird der Gesamtfehler mit 5% abgeschätzt.

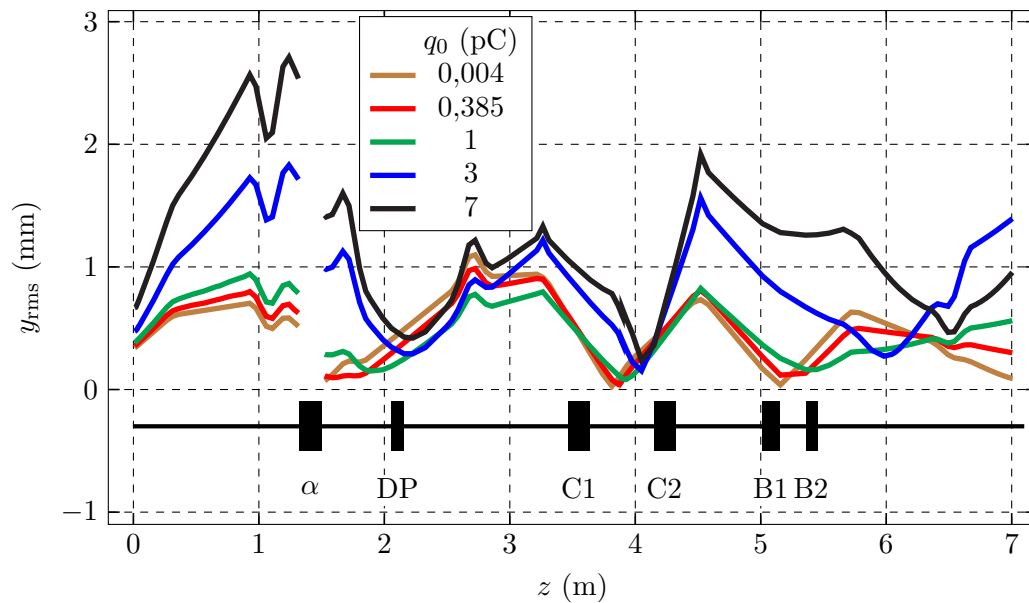
Im Folgenden werden einige Aspekte aufgelistet, die von den hier dargestellten Simulationen nicht berücksichtigt werden:

- Im Gegensatz zur Realität besitzen die Teilchenpakete eine zylindersymmetrische transversale Form. Inhomogenitäten des Lasers oder der Quanteneffizienz der Kathode lassen eine solche symmetrische Verteilung nicht zu.
- Auch das Verwenden von Makroteilchen mit einer höheren Ladung und einer geringeren Anzahl als die Elektronen im Experiment führt zu Abweichungen.

#### 4.4 Simulation der gesamten Strahlführung



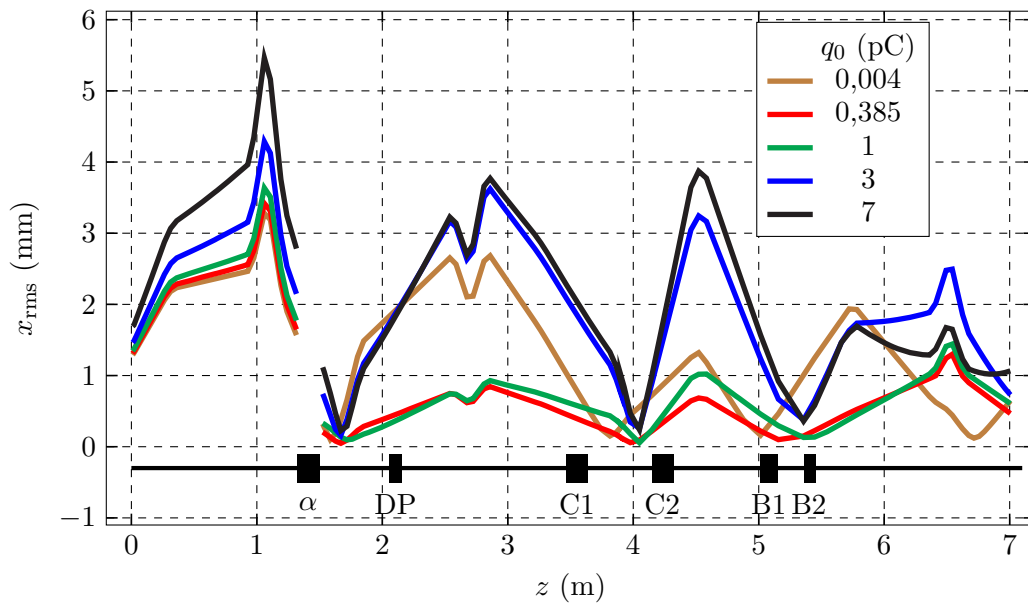
(a)  $x$ -Dimension, LD1



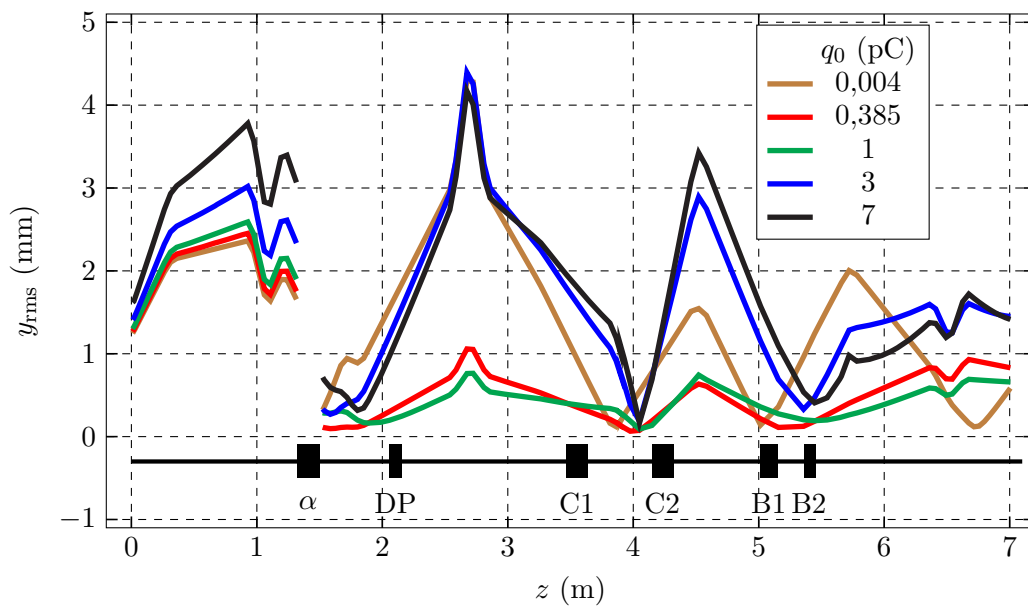
(b)  $y$ -Dimension, LD1

**Abbildung 4.4.1:** Strahlgröße entlang der mit PARMELA simulierten Teststrahlführung für verschiedene Bunchladungen. Abkürzungen:  $\alpha$  Alphamagnet, DP differentielle Pumpstufe, C1 erste Chopperkavität, C2 zweite Chopperkavität, B1 fundamentale Bunckerkavität und B2 harmonische Bunckerkavität.

#### 4 Simulation von Komponenten und der Strahlführung



(a)  $x$ -Dimension, LD2



(b)  $y$ -Dimension, LD2

**Abbildung 4.4.2:** Strahlgröße entlang der mit PARMELA simulierten Teststrahlführung für verschiedene Bunchladungen. Abkürzungen:  $\alpha$  Alphamagnet, DP differentielle Pumpstufe, C1 erste Chopperkavität, C2 zweite Chopperkavität, B1 fundamentale Bunckerkavität und B2 harmonische Bunckerkavität.

#### 4.4 Simulation der gesamten Strahlführung

- Die Elektronen erzeugen Spiegelladungen in der Strahlführung, mit denen die nachfolgenden Elektronen interagieren können. Diese sogenannten Wakefields werden nicht berücksichtigt.
- Auch die Erzeugung von Synchrotronstrahlung ist nicht vorgesehen. Diese spielt aber bei den niedrigen Energien und großen Ablenkradien eine vernachlässigbare Rolle.
- Obwohl in der Strahlführung ein sehr gutes Vakuum realisiert wurde, befindet sich weiterhin Restgas darin. Die Wechselwirkung, wie z.B. Streuung, mit diesem wird in den Simulationen nicht betrachtet.
- In der Simulation der Gesamtstrahlführung wurden die Chopperkavitäten nicht simuliert, sondern ein longitudinaler Kollimator ohne longitudinale Ausdehnung sorgte für zeitlich begrenzte Teilchenpakete. Wie in Abschnitt 2.5.3 erläutert, kann hier auch eine Vergrößerung der Emittanz durch die Resonatoren stattfinden.
- Einen großen Einfluss hat die Vernachlässigung des Erdmagnetfeldes und damit einhergehend das Nicht-Berücksichtigen von Korrekturmagneten. Dazu gehören auch andere parasitäre Magnetfelder, wie z.B. von IGP.
- Den wohl größten Einfluss hat das Vernachlässigen von nicht linearen Feldern, da diese zusammen mit der Raumladung der Grund für das Wachstum der Emittanz sind. Die beiden zuvor aufgeführten Punkte fallen auch unter diesen Aspekt, da sowohl die Chopperkavitäten als auch die Korrekturspulen nicht lineare Felder erzeugen. Gerade im Fall hoher Strahlströme sind hier große Abweichungen zu erwarten.

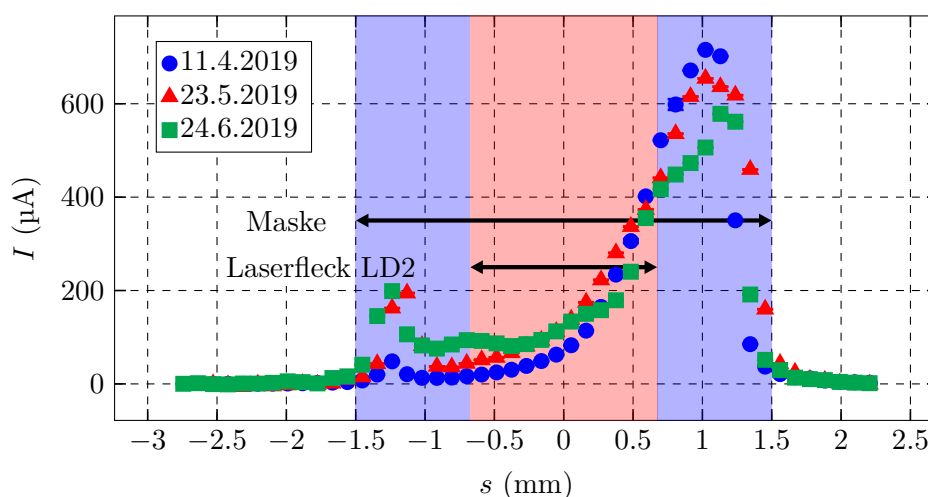


## 5 Messungen

In diesem Kapitel werden die Messungen, die an der Teststrahlführung durchgeführt wurden, vorgestellt. Um einen Elektronenstrahl zu erzeugen, wird mit einem Laser eine Photokathode beleuchtet. In den ersten drei Abschnitten wird auf die Messungen mit dem Lasersystem eingegangen. Im darauf folgenden Abschnitt werden die Messungen, die im Rahmen der Einstellung des Choppersystems durchgeführt worden sind, gezeigt. Verschiedene Emittanzmessungen folgen im anschließenden Abschnitt. Im letzten werden noch Langzeitmessungen beschrieben.

### 5.1 Quanteneffizienz

Mit dem Lasersystem LD1 lässt sich durch seitliches Verschieben einer Linse im Fernrohr der Laserfleck auf der Kathode auf den Ort mit maximaler Quanteneffizienz ( $QE$ ) positionieren. Das Verschieben der Linse in die zweite transversale Richtung oder das Rotieren der Kathode um die Laserstrahlachse würde ein Scannen der gesamten Kathodenoberfläche ermöglichen. Abbildung 5.1.1 zeigt Messungen des Strahlstroms entlang einer Achse auf der Kathode nach verschiedenen Präparationen der Kathode. Er verhält sich bei konstanter Laserleistung proportional zur Quanteneffizienz. Das Zentrum der Kathode liegt bei  $s = 0$ . Diese Messungen



**Abbildung 5.1.1:** Strahlstrom, welcher proportional zur Quanteneffizienz ist, entlang einer Achse auf der Kathode nach verschiedenen Präparationen der Kathode.

wurden nach einigen Strahlzeiten mit hohem Strom (mit LD2) durchgeführt. Der Laserpunkt von LD2 ist unbeweglich und trifft daher zentral auf die Kathode. Es ist eine deutliche Verschlechterung der  $QE$  um das Zentrum herum zu beobachten. Dies liegt am thermischen Energieeintrag des Lasers und an ionisierten Teilchen, die auf die Kathode treffen (siehe [Fri19]). Dadurch wird nicht nur die CsO-Schicht während des Betriebs zerstört, sondern auch das Kathodenmaterial darunter. Somit kommt es zu einem irreversiblen Schaden im Zentrum der Kathode.

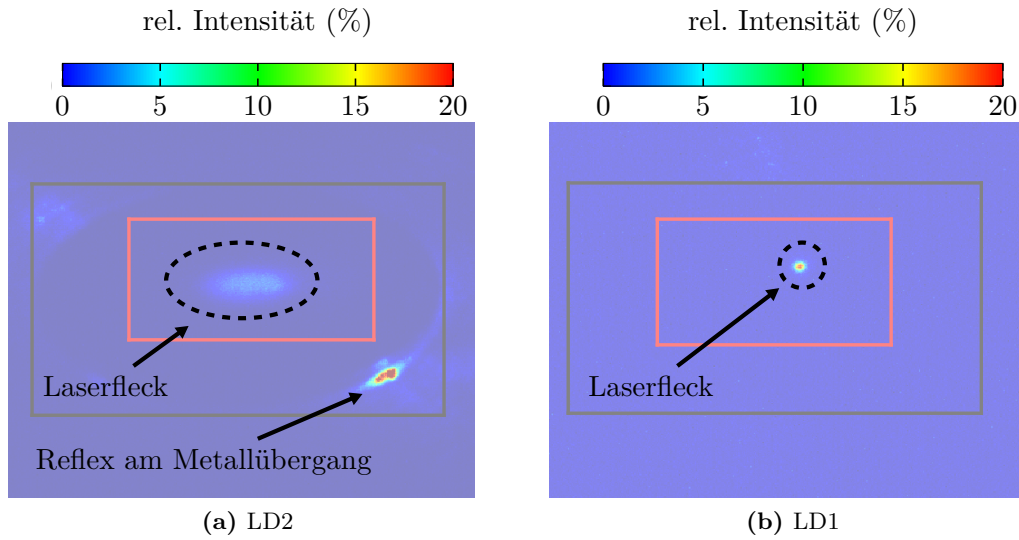
Der Unterschied zwischen den Kurven in Abbildung 5.1.1 liegt daran, dass nicht jede Präparation gleich gut gelingt. Bei der Präparation vom 11.4.2019 (blaue Kurve in Abbildung 5.1.1) ergibt sich bei einer verwendeten Laserleistung von 26 mW ein Elektronenstrom von 700  $\mu\text{A}$  und damit eine Quanteneffizienz von 4 %, was für das verwendete Kathodenmaterial GaAs ein guter Wert ist. Die anderen beiden Präparationen sind mit weniger Laserleistung (6 mW) gemessen und in Abbildung 5.1.1 unter Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen Laserleistung und Kathodenstrom skaliert worden. Es ist typisch, dass bei aufeinander folgenden Präparationen die  $QE$  abnimmt. Im Hochstrombetrieb ist ein beweglicher Laserfleck von großem Nutzen, da bei zu starker Verschlechterung der  $QE$  an einer Stelle eine andere bestrahlt werden kann. Damit können ohne eine zeitaufwendige Präparation oder sogar einen Wechsel der Kathode weiterhin hohe Ladungsmengen emittiert werden.

Zu erwähnen ist, dass auf Grund der inhomogenen Quanteneffizienz das Elektronenstrahlprofil nicht dem Laserstrahlprofil entspricht. Hier sind kleinere Laserstrahldimensionen wichtig, da so weniger Variation der  $QE$  zu erwarten ist. Durch einen verschiebbaren Laserstrahl kann eine Stelle mit wenig Variation der  $QE$  genutzt werden.

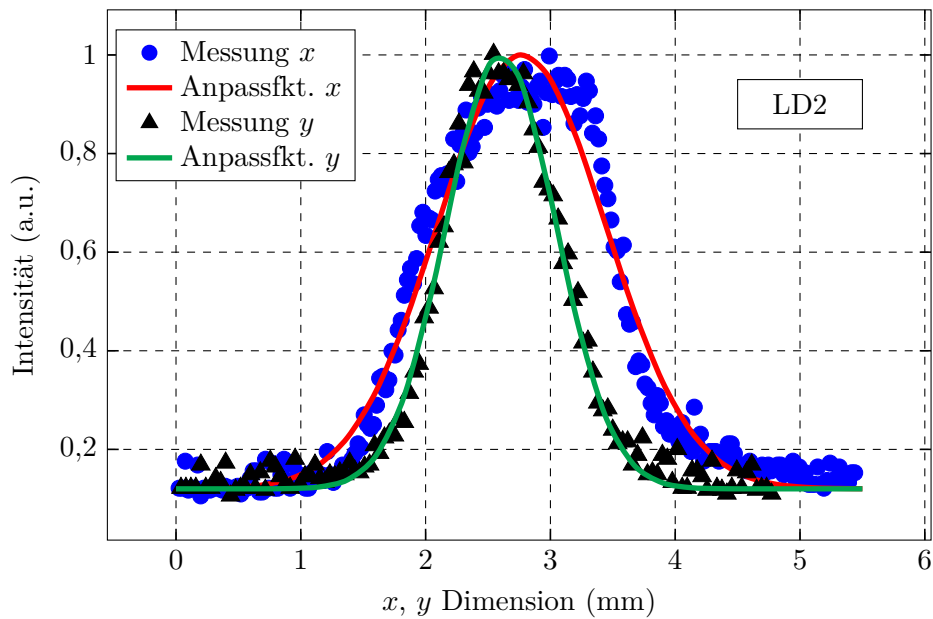
## 5.2 Laserstrahlgrößen

Ein wichtiger Parameter ist die Größe des Laserflecks auf der Kathode. Um diesen zu beobachten, ist an einem Schauglas an der Elektronenquelle eine CCD-Kamera<sup>1</sup> befestigt. Abbildung 5.2.1 zeigt beispielhaft Falschfarbenbilder der Kathode mit dem Laserfleck von LD2 (links) und LD1. Das schwarze Rechteck bestimmt den Rand der Kathode zur Umrechnung von Pixeln zu Metern. Der Bereich, der zur Bestimmung der Größe des Laserstrahlflecks herangezogen wurde, ist rot umrandet. Nach Bestimmung des Zentrums des Laserflecks kann an die Intensitätsverteilung entlang der Achsen eine Gauß-Funktion angepasst werden (siehe Abbildung 5.2.2). Somit ergab sich für die kleine und die große Halbachse von LD2  $\sigma_x = (442 \pm 15) \mu\text{m}$  und  $\sigma_y = (675 \pm 24) \mu\text{m}$ . In Abbildung 5.2.3 sind analog die Intensitäten mit den Anpassfunktionen für eine Messung mit LD1 dargestellt. Es ergeben sich für den Laserspot von LD1  $\sigma_x = (80 \pm 4) \mu\text{m}$  und  $\sigma_y = (121 \pm 4) \mu\text{m}$ . Der Grund des unterschiedlichen Achsenverhältnisses bei LD1 liegt in der unvollständigen Kompensation durch das anamorphe Prismenpaar, wohingegen bei LD2 der Einfallswinkel von  $40^\circ$

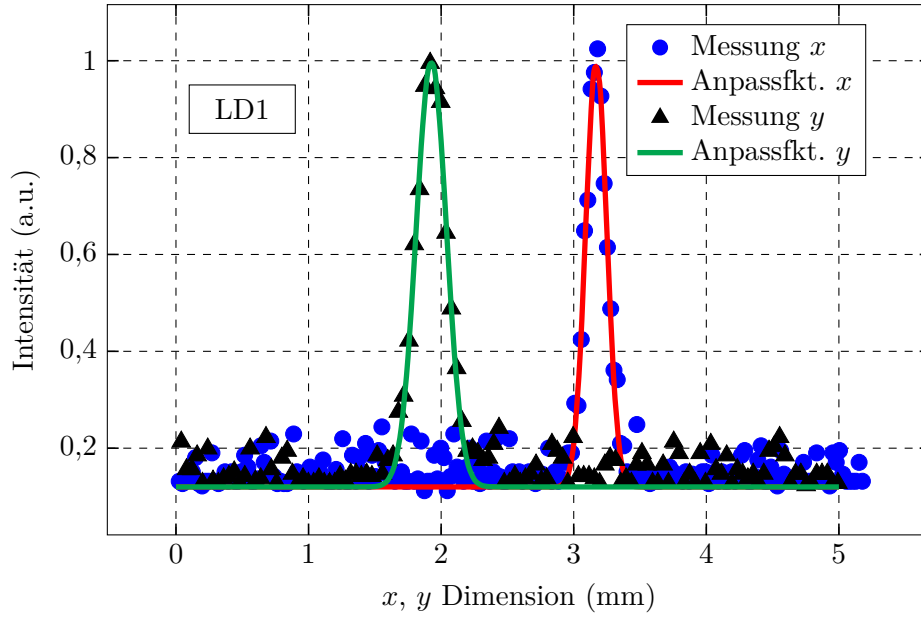
<sup>1</sup>Pi NoIR Camera V2, Fa. RS Components Ltd



**Abbildung 5.2.1:** Falschfarbenbild der Kathode mit Laserstrahlfleck. Mit LD1 wird ein deutlich kleinerer Laserfleck erzielt, wodurch auch ein Strahl mit kleinerer Emittanz möglich ist.



**Abbildung 5.2.2:** Projektion des Strahlflecks auf die beiden transversalen Dimensionen. Die angepasste Gauß-Funktion ergab in  $x$ -Richtung  $\sigma_x = (442 \pm 15) \mu\text{m}$  und in  $y$ -Richtung  $\sigma_y = (675 \pm 24) \mu\text{m}$ .



**Abbildung 5.2.3:** Projektion des Strahlflecks auf die beiden transversalen Dimensionen. Die angepasste Gauß-Funktion ergab in  $x$ -Richtung  $\sigma_x = (80 \pm 4) \mu\text{m}$  und in  $y$ -Richtung  $\sigma_y = (121 \pm 4) \mu\text{m}$ .

dafür sorgt.

An dieser Stelle wurden auch die Strahlgrößen für verschiedene Laserleistungen gemessen, da zur Änderung des Strahlstromes neben dem Verwenden von Abschwächern auch die Laserleistung variiert wurde. Die Ergebnisse sind im Anhang A.9.1 dargestellt. Innerhalb der Fehler kann über dem zur Verfügung stehenden Leistungsbereich von einer konstanten Laserstrahlgröße ausgegangen werden.

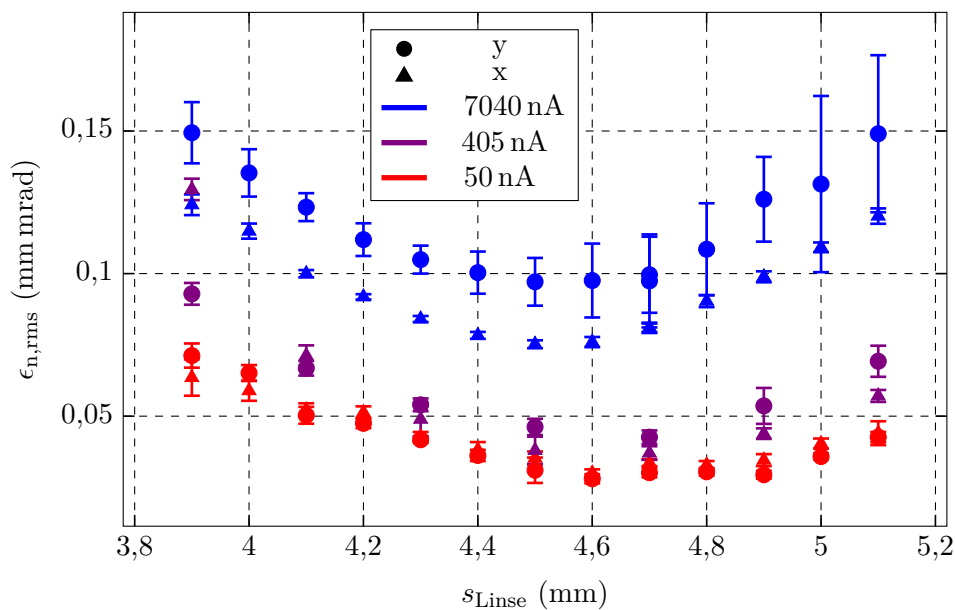
### 5.3 Emittanz als Funktion des Laserstrahldurchmessers

Dank der in Strahlrichtung beweglichen Linse konnte auch untersucht werden, wie die Emittanz des Elektronenstrahls von der Größe des Laserflecks abhängt. Betrachte man ein optisches System der festen Länge  $L$ , bestehend aus einer Drift der Länge  $s_1 = L - s_2$ , einer dünnen Linse mit der Brennweite  $f$  und einer Drift  $s_2$ , so erhält man eine quadratische Abhängigkeit der Endstrahlgröße  $r_f$  von  $s_2$ .

$$\begin{pmatrix} r_f \\ \alpha_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & s_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L - s_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_i \\ \alpha_i \end{pmatrix} \quad (5.3.1)$$

$$= \begin{pmatrix} 1 + s_2/f & L - Ls_2/f + s_2^2 \\ -1/f & 1 - (L - s_2)/f \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_i \\ \alpha_i \end{pmatrix} \quad (5.3.2)$$

Diese Abhängigkeit kann in Abbildung 5.3.1 identifiziert werden. Dort ist die Emittanz gegenüber dem Fahrweg  $s_{\text{Linse}}$  der zweiten Linse bzw. der Laserleistung aufgetragen. Es sind drei verschiedene Strahlströme untersucht worden. Bei diesen Strömen erwartet man noch keinen Anstieg durch Raumladungseffekte. Bei diesen kleinen Emittanzen können allerdings schon kleine Änderungen in den Strahldimensionen zu einem großen relativen Wachstum durch nicht lineare Felder führen. Das quadratische Verhalten der Emittanz lässt auf eine lineare Abhängigkeit vom Laserstrahldurchmesser schließen. Dies ist in Einklang mit Gleichung 2.1.12. Das Minimum liegt für alle Ströme bei ca. derselben Linsenposition (4,6 mm). In dieser Position liegt der Fokus des Lasers auf der Kathode. Diese Einstellung ist die optimale und wurde daher für die folgenden Messungen benutzt. Um ein Lasersystem im Bezug auf die Emittanz des Strahls optimal einstellen zu können, sollte also eine longitudinal bewegliche Linse vorgesehen werden.



**Abbildung 5.3.1:** Messungen der Emittanz in Abhängigkeit von der longitudinalen Position der vorderen Linse des Fernrohres. Man erkennt das erwartete quadratische Verhalten; außerdem ist das Minimum unabhängig vom Strahlstrom. Das Minimum zeigt die optimale Position der Linse an.

## 5.4 Einstellung des Choppersystems

Wie in Abschnitt 2.5.3 beschrieben, zieht eine falsche Amplitude des zweiten Chopperresonators  $A_2$  eine Vergrößerung der horizontalen Emittanz nach sich. Eine nicht korrekte Phaseneinstellung bedingt dagegen ein Anwachsen der vertikalen Emittanz. Das Vergrößern der Emittanz durch eine falsche Einstellung soll natürlich

## 5 Messungen

vermieden werden. Die Messungen in diesem Abschnitt wurden alle auf Grund der deutlich kleineren Emittanz von LD1 ausschließlich mit dieser durchgeführt. Eine korrekte Justage des Choppersystems ist u.a. wichtig für die Einstellung des Bunchersystems und den damit verbundenen Test der Smith Purcell-Kammer zur Bunchlängenmessung [Hei]. Außerdem wurde im Zuge der Arbeit [Kem20] ein hochpräziser Strahllagemonitor für P2 getestet. Auch dafür ist ein gut justiertes Choppersystem wichtig, da ein gebunchter Strahl zum Anregen des Resonators dieses Monitors benötigt wird. Den relevanten Teil der Strahlführung zeigt noch einmal die Abbildung 5.4.1.

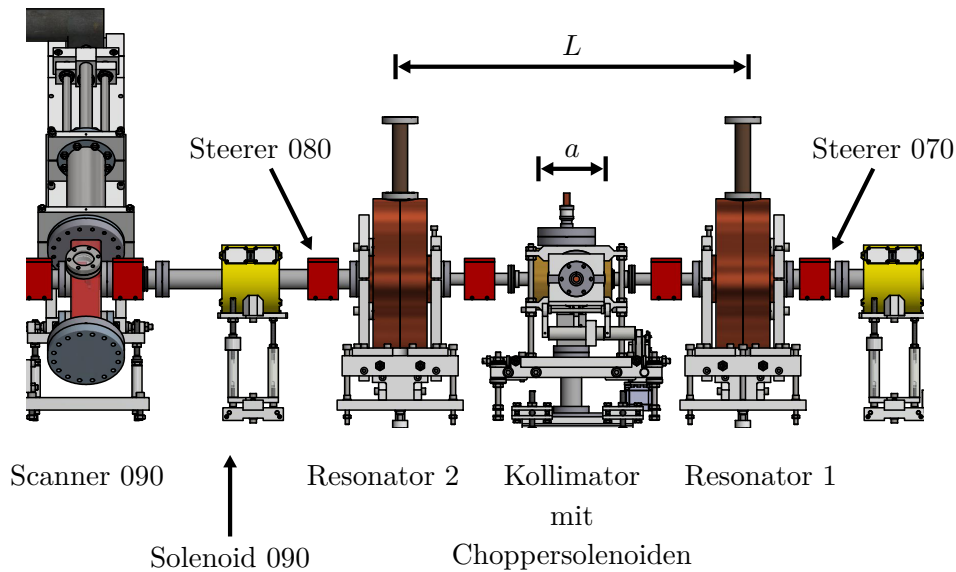


Abbildung 5.4.1: Choppersystem mit Peripherie.

### 5.4.1 Kalibration des Kollimatorspaltes

Zunächst muss ein Umrechnungsfaktor, welcher die Schritte des Schrittmotors der Kollimatorbacken in den Abstand  $w$  der Kollimatorbacken umrechnet, bestimmt werden. Dazu wird der Spalt mit Hilfe des Elektronenstrahls abgetastet. Der Abstand wird aus den Stromwerten des Ablenkmagneten (Steerer 070), bei denen der Strahlstrom auf der jeweiligen Kollimatorbacke gerade die Hälfte seines Maximalwertes beträgt, berechnet werden. Mit Gleichung 3.4.7 und den Werten für  $l_{\text{eff}}$  und  $d\hat{B}/dI$  aus Abschnitt 3.4.6 wird der Ablenkwinkel bestimmt. Aus dem Abstand des Magneten zum Kollimator ergibt sich dann die Strahlposition und somit  $w$ . Es ergab sich ein Umrechnungsfaktor von  $3,023 \mu\text{m}/\text{Schritt}$  (siehe Abbildung 5.4.2a). Damit lässt sich nun die Abhängigkeit des Ablenkradius  $R$  von der eingespeisten Hochfrequenzleistung im Resonator bestimmen. Der Ablenkradius lässt sich einfach mit Hilfe des Strahlversatzes gemessen auf einem Leucht-

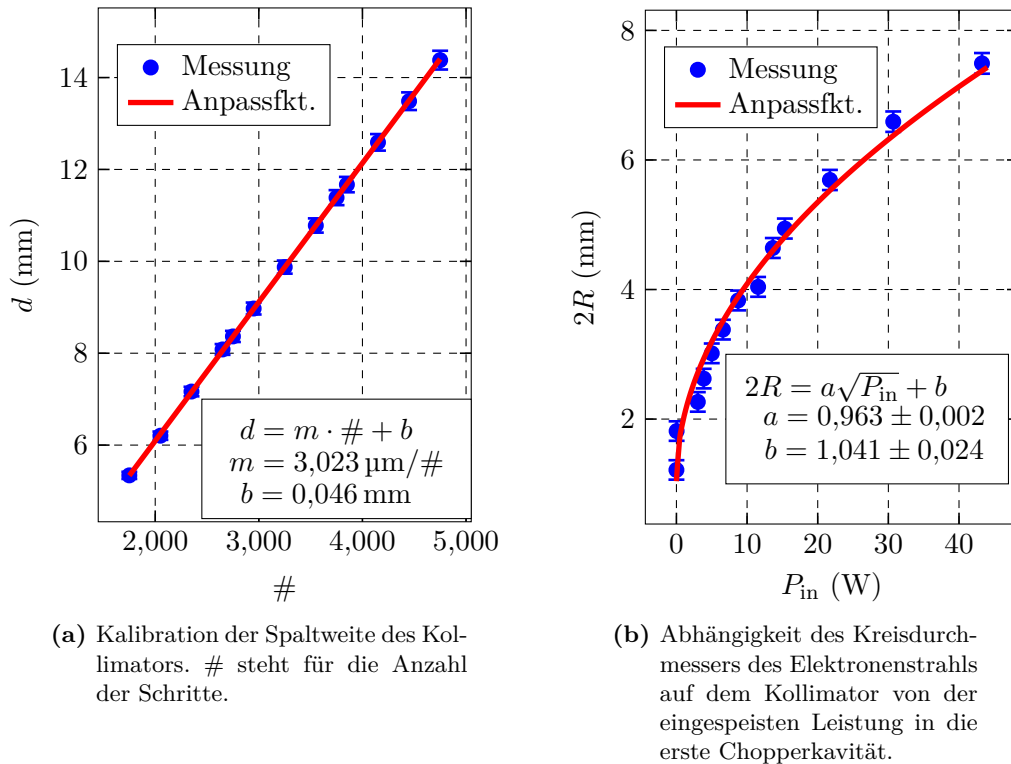


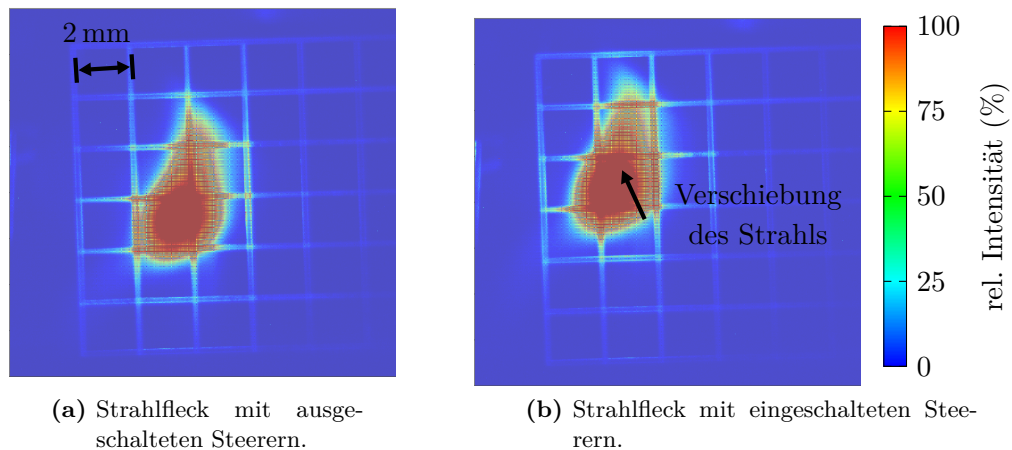
Abbildung 5.4.2

schirm von Scanner 090 optisch bestimmen. Eine weitere Methode ist, den Strom auf dem Kollimator bei festem Backenabstand zu messen, da er mit zunehmendem Radius ansteigt. Der Öffnungswinkel des Kegels ist proportional zum magnetischen Feld des Resonators und die eingespeiste Leistung hängt quadratisch mit diesem Feld zusammen. Deshalb sind die Datenpunkte in Abbildung 5.4.2b mit der Funktion  $2R = a\sqrt{P_{\text{in}}} + b$  angepasst. Die angepassten Parameter lauten  $a = (0,963 \pm 0,002)\text{mmW}^{-\frac{1}{2}}$ ,  $b = (1,041 \pm 0,024)\text{mm}$ . Der Offset rührt daher, dass bei eingeschaltetem HF-Verstärker die Ausgangsleistung nie null ist.

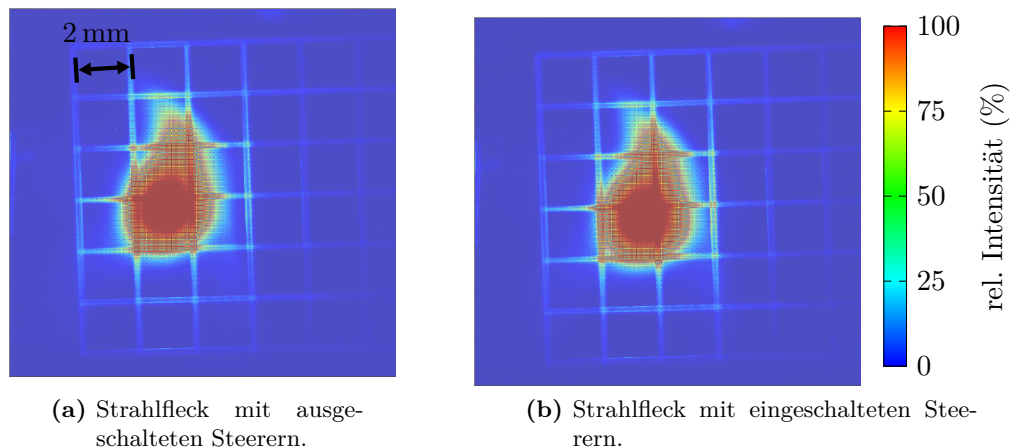
### 5.4.2 Abgleich der Choppersolenoid

Für die Einstellung des Choppersystems stellt man zunächst das Choppersolenoid auf den in Abschnitt 3.5.2 gefundenen Wert für das Sollfeld der Solenoid von  $I_{\text{Sol}} = 0,953\text{A}$  ein. Eine Möglichkeit, die richtige Einstellung des Choppersolenoids zu überprüfen, ist die Tatsache, dass das Solenoid einen Impuls im ersten Resonator in einen Impuls mit gegensätzlichem Vorzeichen in den zweiten Resonator abbildet. Um die Solenoid vor Einschalten der Resonatoren voreinzustellen, kann man folgenden Umstand nutzen: Lenkt ein Steerer nahe des ersten Resonators den Strahl ab, so kann dieser Impuls, bei richtiger SolenoidEinstellung, mit einem zwei-

## 5 Messungen



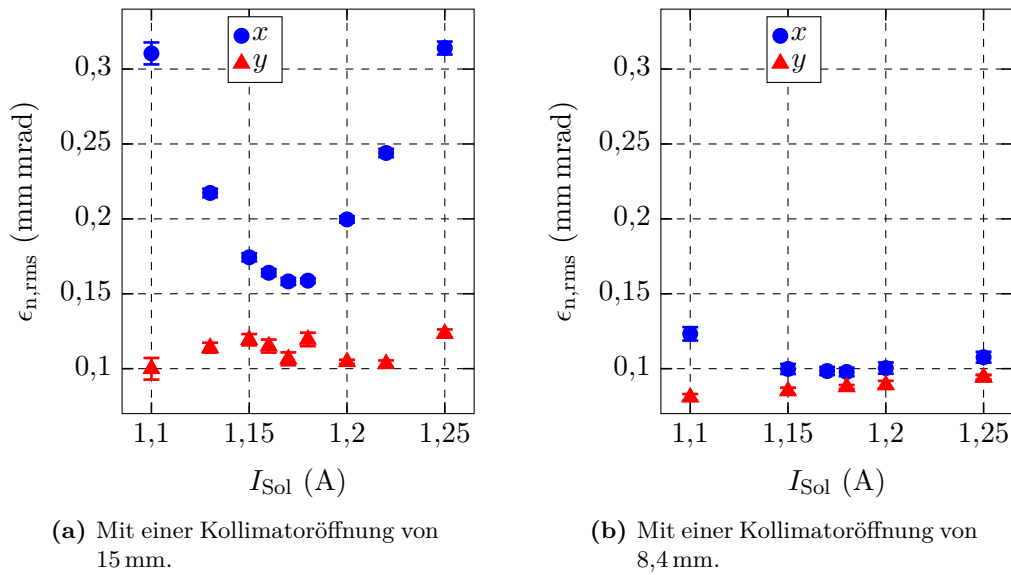
**Abbildung 5.4.3:** Der Strom des Solenoiden beträgt 0,953 A. Der Strahl ist um etwa 2 mm nach links-oben versetzt.



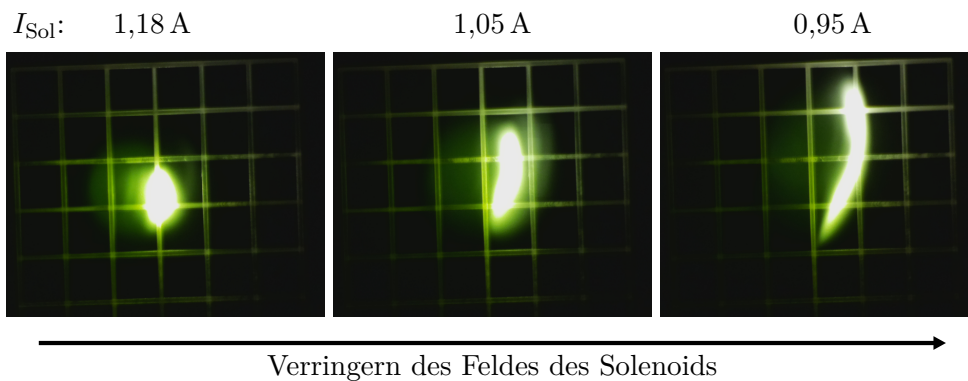
**Abbildung 5.4.4:** Der Strom des Solenoiden beträgt 1,033 A. Der Strahl wird nicht versetzt.

ten Steerer kompensiert werden, wenn dieser den gleichen Abstand zum Solenoid hat und gleich bestromt wird. Da die Steerer sich nicht an demselben Ort wie die Resonatoren befinden können, ist diese Methode nur ein erster Anhaltspunkt und es muss auf jeden Fall im Anschluss das Emittanzwachstum untersucht werden (siehe Abschnitt 2.5.3). Werden die Choppersolenoiden mit dem berechneten Strom von 0,953 A bestromt und Steerer 070 und 090 auf das gleiche Feld eingestellt, so kommt es zu einem Strahlversatz (siehe Abbildung 5.4.3). Daraus ist zu schlussfolgern, dass der transversale Impuls vom ersten Steerer nicht komplett kompensiert wird. Mit einem höherem Solenoidstrom von 1,033 A ändert sich dies, wie Abbildung 5.4.4 zeigt. Da der Abstand zu den Resonatoren kleiner als jener der Steerer ist, wird

mit einem noch höheren Sollfeld der Solenoide gerechnet, denn um eine kürzere Brennweite der Solenoide zu erreichen, muss deren Feld erhöht werden.



**Abbildung 5.4.5:** Vergrößerung der transversalen Emittanz durch nicht optimale Einstellung des Choppersolenoids.



**Abbildung 5.4.6:** Mittels eines Leuchtschirms und einer CCD-Kamera aufgenommene Bilder des Elektronenstrahls bei verschiedenen Einstellungen des Solenoids. Das Sollfeld wurde bei einem Strom von  $I_{Sol} = 1,18$  A erreicht.

Die Messungen der transversalen Emittanzen in Abhängigkeit vom Solenoidstrom in Abbildung 5.4.5 bestätigen die Erwartung aus Abschnitt 2.5.3, dass ein Ändern der Solenoidfeldstärke nur die horizontale Emittanz beeinflusst. Die Messungen wurden mit unterschiedlichen Spaltbreiten des Kollimators durchgeführt und zeigen unabhängig davon ein Minimum der horizontalen Emittanz bei einem Strom

$I_{\text{Sol}}$  von 1,18 A. Die vertikale Emittanz bleibt nahezu konstant, nimmt aber zu kleineren Solenoidströmen hin leicht ab. Da aber die horizontale Emittanz gleichzeitig deutlich stärker ansteigt, ist dies keine optimale Einstellung. Wie in Abschnitt 2.5.3 vorhergesagt, vergrößert sich außerdem die Emittanz stärker bei Vergrößerung der Kollimatoröffnung.

Abbildung 5.4.6 zeigt mittels eines Leuchtschirms und einer CCD-Kamera aufgenommene Bilder des Elektronenstrahls bei verschiedenen Einstellungen des Solenoids. Während der Aufnahme des linken Bildes war das Sollfeld eingestellt. Beim Verringern des Solenoidstroms wird die zirkulare Ablenkung des ersten Resonators nicht mehr vollständig kompensiert und führt somit zu einer Vergrößerung der Emittanz. Als Nächstes werden dann die Amplituden und Phasen der Kavitäten optimiert.

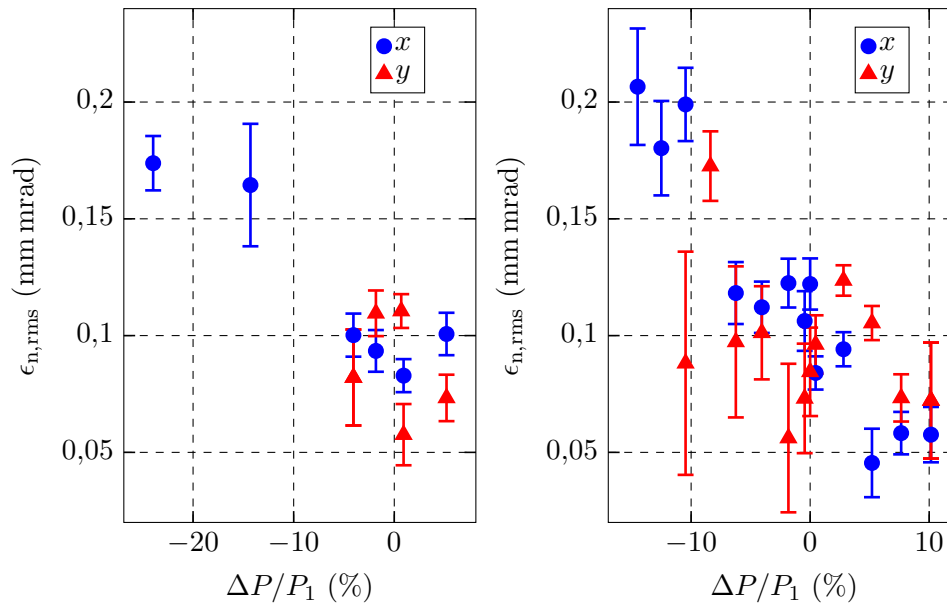
### 5.4.3 Einstellung der Sollamplitude

Wie in 2.5.3 gezeigt, resultiert eine Amplitudendifferenz der zwei Resonatoren in einer Vergrößerung der horizontalen Emittanz. Das Verhalten der transversalen Emittanzen bei Änderung der Amplitude, d.h der eingespeisten Leistung des zweiten Resonators  $P_2$ , ist in Abbildung 5.4.7 dargestellt. Es handelt sich um zwei unterschiedliche Messkampagnen an verschiedenen Tagen. Dabei ist  $\Delta P = P_2 - P_1$  die Differenz der eingespeisten Leistungen. In der linken Abbildung erkennt man bei gleicher Amplitude der Resonatoren ein Minimum der horizontalen Emittanz, während die vertikale Emittanz näherungsweise konstant bleibt. In der rechten Abbildung sinkt die Emittanz weiter, wenn die Eingangsleistung des zweiten Resonators erhöht wird. Dieser Effekt muss weiter untersucht werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Amplituden beider Resonatoren gleich eingestellt. Im Gegensatz zu den Messungen im vorherigen Abschnitt sind die Fehler und die Streuung der Messwerte deutlich größer. Grund hierfür könnte die Regelung des Resonators sein.

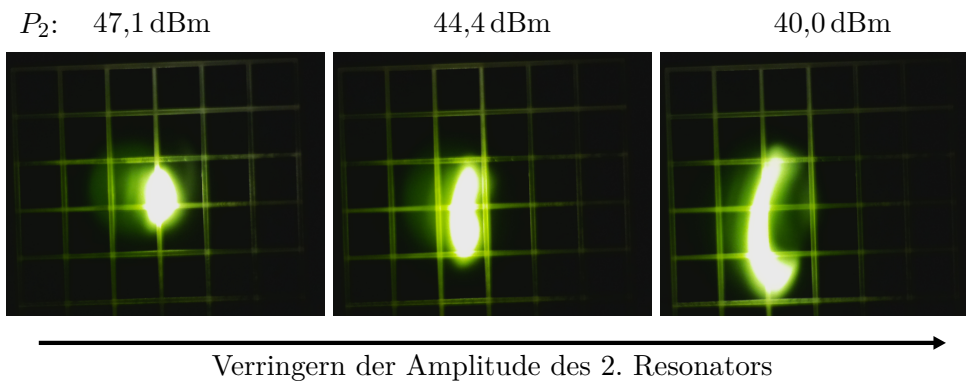
Abbildung 5.4.8 zeigt Aufnahmen des Elektronenstrahls für verschiedene Amplituden analog zu Abbildung 5.4.6. Dass die Orientierung des Kreisabschnittes sich gerade um  $180^\circ$  unterscheidet, lässt sich leicht anhand Abbildung A.10.1 im Anhang verstehen.

### 5.4.4 Einstellung der Sollphase

Die Messungen des Einflusses der Phase des zweiten Resonators  $\phi_2$  (siehe Abbildung 5.4.9) zeigen, auch unabhängig von der Öffnung des Kollimators, ein Minimum der vertikalen Emittanz bei  $\phi_2 = 320^\circ$ . Das Verhalten der horizontalen Emittanz bestätigt die Vorhersage aus Abschnitt 2.5.3, dass bei großer Spaltweite des Kollimators auch ein Wachstum der horizontalen Emittanz zu beobachten ist. Anzumerken ist, dass bei dem hier verwendeten kontinuierlichen Elektronenstrahl keine Einstellung von  $\phi_1$  nötig ist, da  $\phi_1$  die Referenzphase darstellt. Aus diesem Grund wurde sie konstant gehalten, aber nicht explizit gemessen. Verwendet man einen gepulsten Laser zur Erzeugung der Elektronen, muss diese Messung allerdings zusätzlich durchge-

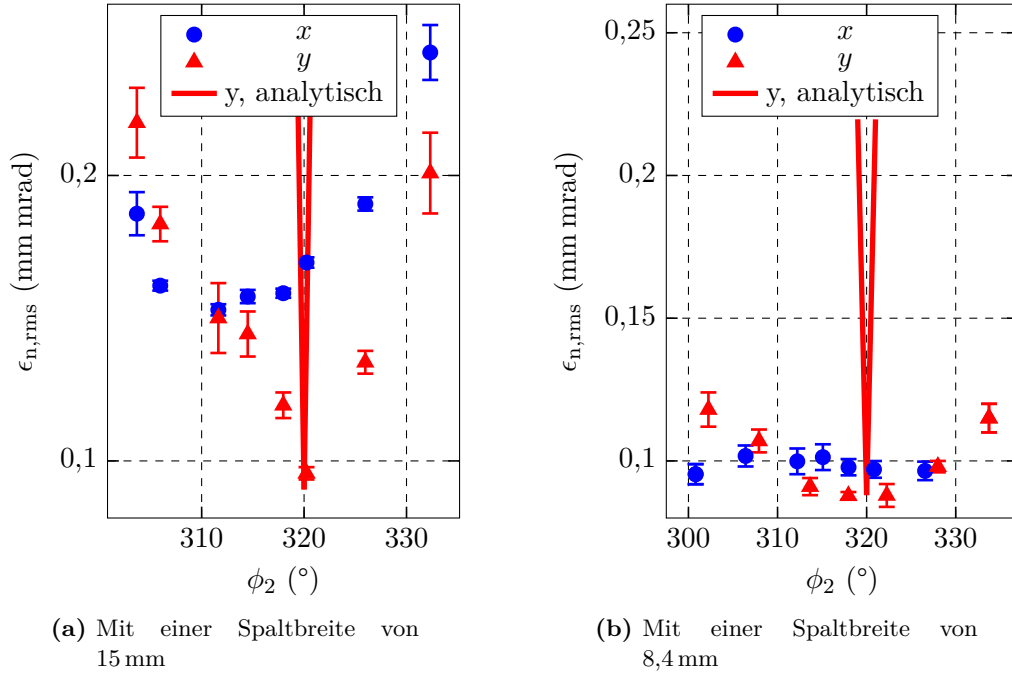


**Abbildung 5.4.7:** Vergrößerung der transversalen Emittanz bei falscher Einstellung der Amplitude des zweiten Resonators. Die Messungen erfolgten in unterschiedlichen Messkampagnen. Man erkennt, dass  $\Delta P$  sich im Wesentlichen auf die horizontale Emittanz auswirkt.



**Abbildung 5.4.8:** Mittels eines Leuchtschirms und einer CCD-Kamera aufgenommene Bilder des Elektronenstrahls bei verschiedenen Amplituden des zweiten Resonators. Das Sollfeld wurde bei einer Abweichung der Leistung von  $\Delta P = 0\%$  erreicht. Die eingespeiste Leistung des ersten Resonators betrug  $P_1 = 46,1$  dBm.

führt werden, da in diesem Fall die Laserpulse die Referenz darstellen. Abbildung 5.4.9 zeigt auch das mit Gleichung 2.5.10 abgeschätzte Verhalten der Emittanz: Die analytische Gleichung überschätzt das Wachstum der Emittanz allerdings deutlich.

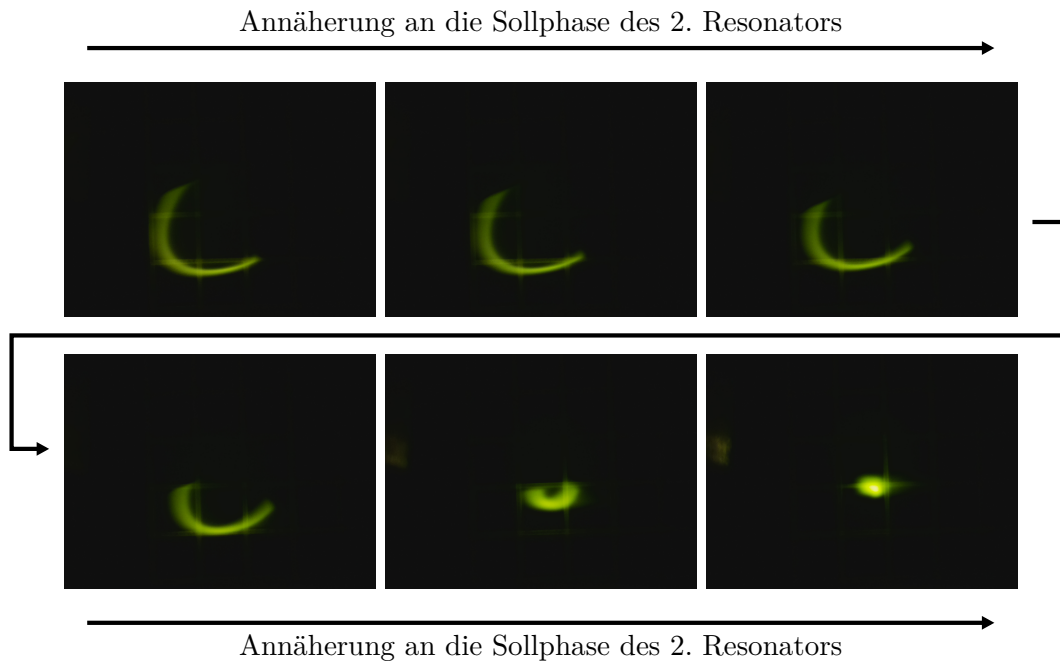


**Abbildung 5.4.9:** Vergrößerung der vertikalen Emittanz bei falscher Einstellung der Phase der zweiten Chopperkavität. Das analytisch berechnete Emittanzwachstum überschätzt das reale deutlich.

Abbildung 5.4.10 stellt das Verhalten des Elektronenstrahls bei Annäherung von  $\phi_2$  an die Sollphase dar. Auch hier bedeutet eine Verringerung des Kreisdurchmessers eine immer bessere Kompensation der Ablenkung des ersten Resonators. Die Veränderung der Phase  $\phi_2$  resultiert in einer Rotation des Kreisausschnitts. Die Stromauslese der Kollimatorbacken ermöglicht auch eine Vermessung des Elektronenstrahls bei ausgeschaltetem Choppersystem. Dabei wird der Strahl in mehreren Schritten auf die entsprechende Kollimatorbacke gelenkt und der auftreffende Strom gemessen, wie in Abbildung 5.4.11 dargestellt. Als Anpassfunktion dient das Integral über die Ladungsverteilung bzw. Stromverteilung des Elektronenstrahls. Aufgrund der gaußförmigen Intensitätsverteilung des Laserstrahls wird die Ladungsverteilung auch als gaußförmig angenommen.

$$I_{\text{Backe}} = \frac{\hat{I}}{\sqrt{2\pi}d} \int_s^\infty e^{-\frac{\zeta^2}{2d^2}} d\zeta \quad (5.4.1)$$

Dabei bezeichnet  $I_{\text{max}}$  den maximal gemessenen Strom auf der Kollimatorbacke, also wenn der komplette Strahl darauf trifft. Bei  $s = 0$  befindet sich gerade der halbe Elektronenstrahl auf der jeweiligen Backe. Die so am Ort des Kollimators bestimmte Größe des Strahls  $d_{\text{kol}}$  ermöglicht eine Abschätzung für den Strahldurchmesser  $d_{\text{res}}$



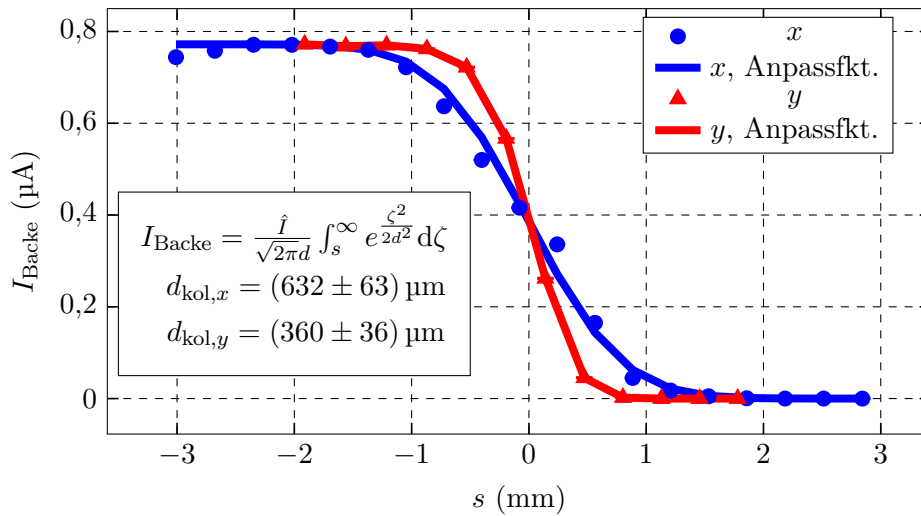
**Abbildung 5.4.10:** Die genauen Phasenwerte wurden nicht festgehalten, vielmehr soll das Verhalten der Form des Elektronenstrahls gezeigt werden. Die Phase des ersten Resonators  $\phi_1$  wurde dabei konstant gehalten.

innerhalb der Resonatoren in den analytischen Berechnungen in 2.5.3. In diesem Fall ergaben sich  $d_{\text{kol},x} = (632 \pm 63) \mu\text{m}$  und  $d_{\text{kol},y} = (360 \pm 36) \mu\text{m}$ .

#### 5.4.5 Sekundärelektronen-Verlust am Kollimator

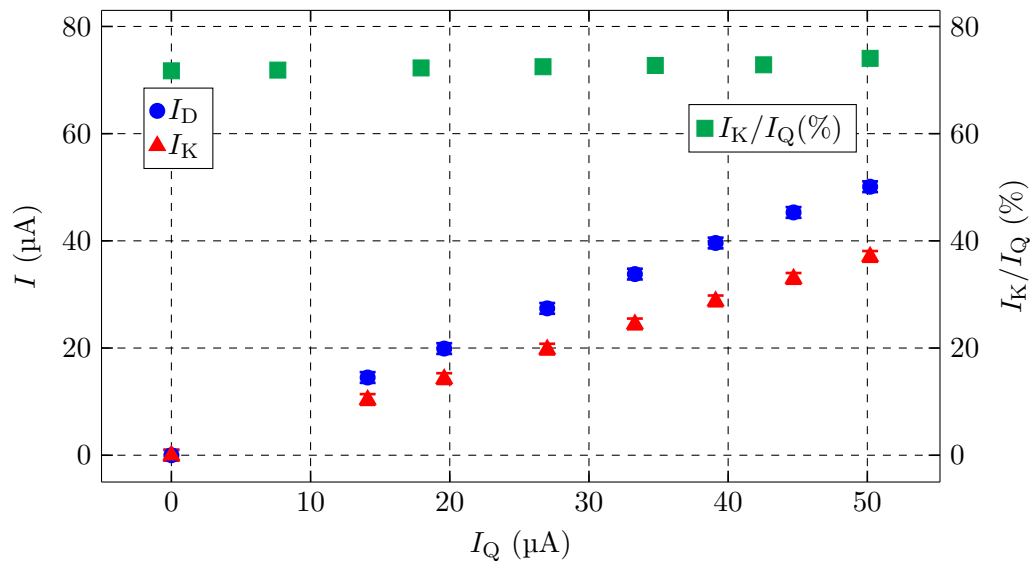
Die Stromauslese des Hochspannungs-Netzgerätes der Elektronenquelle besitzt eine Auflösung  $\geq 1 \mu\text{A}$ , weshalb für die Strommessung von kleineren Strömen der Strahl auf den Kollimator gelenkt wird. Außerdem lässt sich damit die Transmission des Elektronenstrahls bis zum Kollimator bestimmen und somit überprüfen, ob in der Strahlführung davor ein Teil des Strahls verloren geht. Allerdings tragen nicht alle Elektronen zum gemessenen Strom bei. Einige Primärelektronen werden so gestreut, dass sie das Material wieder verlassen. Außerdem können sie Sekundärelektronen erzeugen, die das Material verlassen und somit einen gegenläufigen Strom verursachen. Um den Anteil der Elektronen, der nicht zum Strom beiträgt, zu messen, wurde eine Transmission von nahezu 100 % zum Beamdump eingestellt. Im Gegensatz zum Kollimator ist der Beamdump so konzipiert, dass die Sekundärelektronen eingefangen werden und somit keinen gegenläufigen Strom verursachen. Damit wurde sichergestellt, dass vor dem Kollimator keine Elektronen verloren gehen und der gesamte Elektronenstrahl auf ihn trifft, wenn er geschlossen ist. In Abbildung 5.4.12 sind der gemessene Strom am Beamdump  $I_D$  und am Kollimator

## 5 Messungen



**Abbildung 5.4.11:** Messung der Strahlbreite  $d_{\text{kol}}$  mittels Ablenkung des Strahls über den Kollimator.

$I_{\text{K}}$ , nachdem dieser zugefahren wurde, gegenüber dem Quellenstrom  $I_{\text{Q}}$  aufgetragen. Das Verhältnis aus Kollimatorstrom und Quellenstrom ist konstant und beträgt  $I_{\text{K}}/I_{\text{Q}} = (73,6 \pm 0,3) \%$ .



**Abbildung 5.4.12:** Strom gemessen am Beamdump  $I_{\text{D}}$  und am geschlossenen Kollimator  $I_{\text{K}}$  gegenüber dem Quellenstrom  $I_{\text{Q}}$ . Außerdem das Verhältnis von Kollimatorstrom und Quellenstrom, das konstant  $I_{\text{K}}/I_{\text{Q}} = (73,6 \pm 0,3) \%$  beträgt.

## 5.5 Emittanzmessungen im niederenergetischen Testaufbau

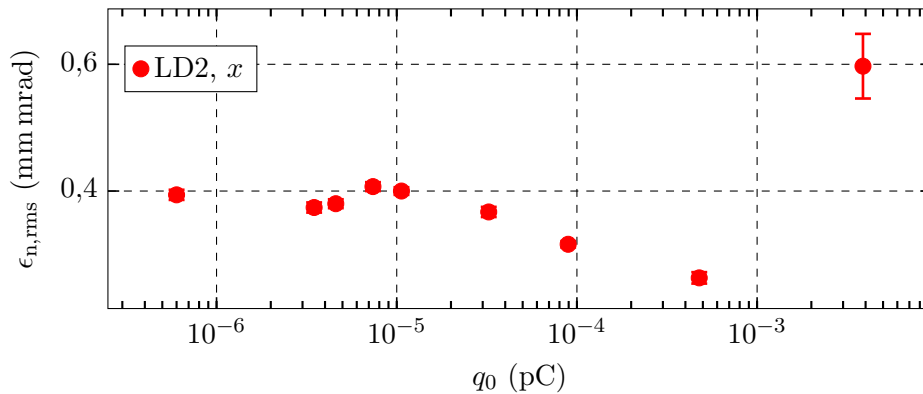
Die Experimente verlangen Emittanzen unter 1 mm mrad. Im Falle des P2-Experiments, für das ein Strahlstrom von 150  $\mu\text{A}$  vorgesehen ist, lässt sich dieses Ziel erreichen. Bei höheren Strahlströmen, wie sie das MAGIX-Experiment benötigt, ist das allerdings eine Herausforderung. In diesem Abschnitt werden die Emittanzmessungen an verschiedenen Positionen im Testaufbau bei verschiedenen Strahlströmen gezeigt. Außerdem wird der Einfluss einiger Elemente der Strahlführung untersucht. An dieser Stelle muss erwähnt werden, dass mit dem Testaufbau kein gepulster Betrieb, d.h. die Erzeugung von Pulsen mit einer Frequenz von 1,3 GHz, möglich war. Um dennoch Simulationen und Messungen vergleichen zu können, insbesondere im Hinblick auf Effekte hervorgerufen durch die Raumladung, werden im Folgenden die Bunchladungen der Messung und Simulation verglichen. Dabei wird zum einen bei den Messungen die Ladung  $q_0$  angegeben, die innerhalb von  $6\sigma_t = 300$  ps vorhanden ist. Dies entspricht der maximalen Bunchlänge am Start der Simulation und somit ist  $q_0$  im Fall der Simulation die gesamte Ladung eines simulierten Bunchs. Zum anderen wird die Ladung  $q_{\text{ex}}$  hinter dem Choppersystem angegeben, die sowohl bei der Messung als auch bei der Simulation das Choppersystem passiert. Damit werden Verluste an diesem berücksichtigt und es wird die Ladung, die theoretisch – d.h. falls im weiteren Beschleunigungsprozess keine Verluste auftreten – für die Experimente zur Verfügung steht, angegeben.

### 5.5.1 Emittanz der Quelle

Aus [B<sup>+</sup>08, S. 5] liest man für eine GaAs-Kathode bei einer verwendeten Laser-Wellenlänge von 800 nm eine transversale thermische Energie von  $k_{\text{B}}T_{\perp} \approx 32$  meV ab. Die longitudinal verfahrbare Linse im Lasersystem LD1 ermöglicht Emittanzmessungen mit verschiedenen Laserstrahldurchmessern. Für  $\sigma$  zwischen 214  $\mu\text{m}$  und 80  $\mu\text{m}$  wurden Emittanzen zwischen 0,071 mm mrad und 0,028 mm mrad gemessen (siehe auch Abbildung 5.3.1). Mit Gleichung (2.1.12) ergeben sich Emittanzen zwischen 0,054 mm mrad und 0,020 mm mrad. Aufgrund der Anordnung der Laserdiode unter der Quelle kann in diesem Fall nicht mit dem ersten Scanner strahlabwärts der Quelle die Emittanz bestimmt werden. Deshalb wird für den Vergleich mit der Quellenemittanz ein sehr kleiner Strahlstrom von 50 nA benutzt, um das Anwachsen der Emittanz durch Raumladung entlang des längeren Strahlweges vernachlässigen zu können. Der dennoch vorhandene Anstieg der Emittanz von etwa 50 % kann auf nicht lineare Felder zurückgeführt werden.

Mit LD2 können dagegen Emittanzmessungen mit Scanner 020 gemacht werden. Der dafür benutzte Quadrupol 020 befindet sich in einem Abstand von  $s_{\text{K}} = 1,2$  m zur Kathode. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.5.1 dargestellt. Durch die nötigen verschiedenen Einstellungen des zur Messung benutzten Quadrupolmagneten und das Fehlen der Kompensation durch die folgenden kommt es zu Strahlverlust. Dies bedingte auch hier das Einstellen kleiner Strahlströme, da sonst das Vakuum in der Quelle zu schlecht geworden wäre. Mit der gemessenen Laserfleckgröße von LD2 aus

## 5 Messungen



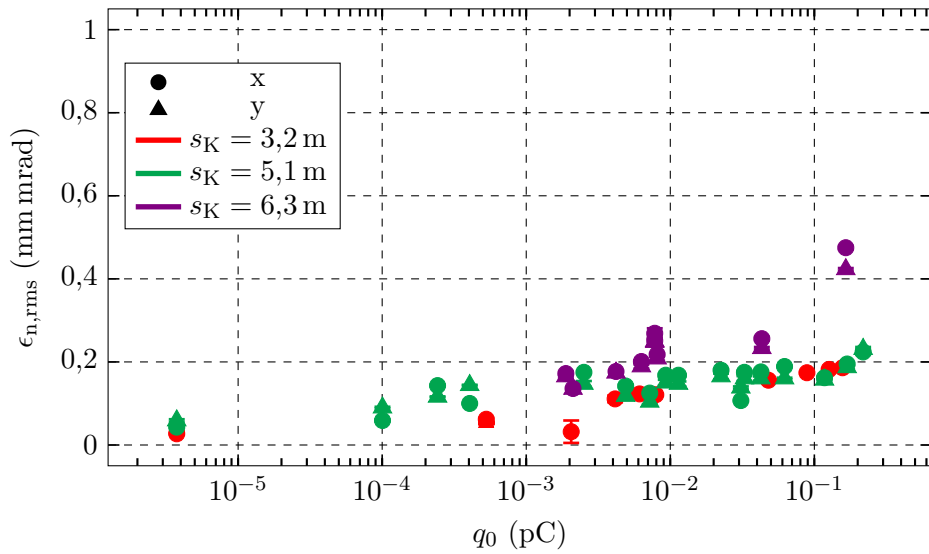
**Abbildung 5.5.1:** Messungen der Emittanz mit LD2 für verschiedene Ströme mit Hilfe von Scanner 020. Die Emittanz ist um einen Faktor vier größer, als die Theorie vorhersagt. Aufgrund der geometrischen Orientierung von Scanner 020 konnte nur die horizontale Emittanz gemessen werden.

Abschnitt 3.3.2 ergibt sich nach Gleichung 2.1.12 eine Emittanz von 0,111 mm mrad. Hier wird eine deutlich größere Emittanz als die theoretische Quellenemittanz gemessen: mögliche Ursachen für diese Vergrößerung sind das Magnetfeld der Erde und das der IGP an der Quelle, welches den Strahl direkt hinter der Kathode beeinflusst. Ein deutliches Indiz für dieses Magnetfeld war, dass ein hoher Strom am ersten Korrekturmagneten zur Kompensation eingestellt werden musste. Das hohe Feld des Steerers führt durch seine Multipole weiterhin zu einer Vergrößerung der Emittanz, insbesondere bei großen Strahldurchmessern (siehe auch Abschnitt 4.2.4). Das erste fokussierende Element folgt erst nach dieser Korrekturspule. Beim finalen Aufbau der Quelle innerhalb von MESA muss dieser Umstand durch entsprechende magnetische Abschirmung deutlich verbessert werden.

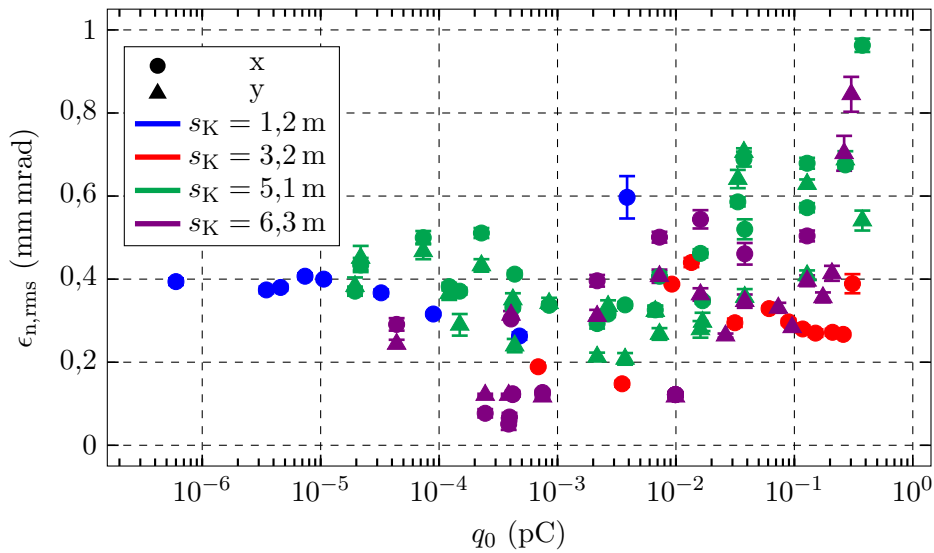
### 5.5.2 Emittanzmessungen entlang der Strahlführung

Drei weitere strahlabwärts eingebaute Scanner erlaubten es zusätzlich zu dem im letzten Abschnitt genannten Ort, die Emittanz zu messen. Die benutzten Fokussierelemente Quadrupol 050, Solenoid 090 und Solenoid 120 befinden sich dabei jeweils in einem Abstand von  $s_K = 3,2$  m, 5,1 m und 6,3 m zur Kathode. Bei diesen Messungen wurde das Chopper- und Bunchersystem ausgeschaltet, um deren Einfluss ausschließen zu können. Messungen mit diesen Systemen folgen in den nächsten Abschnitten. Der Schwerpunkt des Interesses lag auf der Charakterisierung der Emittanzaufweitung entlang der Strahlführung hervorgerufen durch Raumladung und nicht lineare Felder. Aus den Messungen in Abbildung 5.5.2 kann entnommen werden, dass für kleine Bunchladungen der Anstieg der Emittanz entlang der Strahlführung geringer ist als für große. Zum Vergleich wurden die Simulationen (siehe Abbildung 5.5.3) der Strahlführung auch ohne Chopper- und Bunchersystem

## 5.5 Emittanzmessungen im niederenergetischen Testaufbau



(a) LD1



(b) LD2

**Abbildung 5.5.2:** Messungen der Emittanz für verschiedene Bunchladungen entlang der Strahlführung mit Quadrupol 020, Quadrupol 050, Solenoid 090 und Solenoid 120. Das Chopper- und das Bunchersystem waren dabei ausgeschaltet.

durchgeführt. Im Falle von LD1 zeigt die Messung mit kleinstem Strom eine gute Übereinstimmung mit der Simulation. Hier spielt die Raumladung keine Rolle und aufgrund der kleinen Strahldimensionen kommen die nicht linearen Felder der Magnete weniger zum Tragen. Mit Erhöhen der Bunchladung nehmen diese Effekte

immer stärker zu. Die Simulationen zeigen einen Anstieg der Emittanz hervorgerufen durch Raumladungskräfte erst ab einer Bunchladung von etwa  $q_0 = 0,1 \text{ pC}$ , weshalb davon ausgegangen werden muss, dass in den Messungen die Multipolkomponenten der Magnete die Hauptgründe für den Anstieg sind.

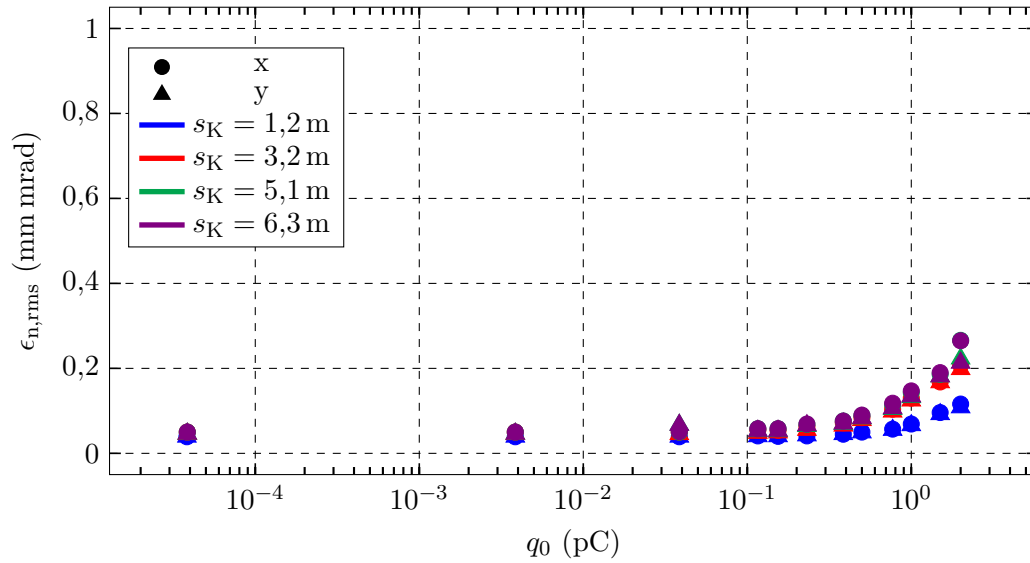
Während mit LD1 ein stetiger Emittanzanstieg mit Erhöhen der Ladung der Teilchenpakete zu erkennen ist, beobachtet man mit LD2 auch bei kleinen Strömen mit dem ersten Scanner eine doppelt so große Emittanz, wie in der Simulation vorhergesagt wird. Durch den großen Strahldurchmesser kommt es in den ersten Elementen zu einem großen relativen Anstieg der Emittanz. Insbesondere der erste Korrekturmagnet direkt hinter der Quelle musste mit hohem Magnetfeld betrieben werden, wodurch hohe Multipolfelder wirken. Mit einer Divergenz des aus der Kathode emittierten Strahls von  $2,2 \text{ mrad}$  [Fri19, S. 112] ergibt sich für LD2 ein Wachstum von etwa  $\Delta\epsilon/\epsilon_i = 73 \%$  in der Nähe von  $\textcircled{\text{II}}$  in Abbildung 4.2.6, während für LD1 in der Umgebung von  $\textcircled{\text{I}}$  das relative Wachstum nur ca.  $\Delta\epsilon/\epsilon_i = 9 \%$  beträgt. Dies erklärt die schon deutlich vergrößerte Emittanz von LD2 an Quadrupol 020, während mit dem Lasersystem LD1 für kleine Ströme auch nach  $s_K = 5,1 \text{ m}$  eine gute Übereinstimmung mit der Simulation beobachtet wird.

Die Simulation in Abbildung 5.5.3b macht zusätzlich deutlich, dass ein Element mit nicht linearen Feldern gerade bei kleinen Emittanzen zu einer Vergrößerung der Emittanz führt. In der mit PARMELA simulierten Strahlführung wurden nicht lineare Felder vernachlässigt, sodass bei Quadrupol 020 ( $s_K = 3,2 \text{ m}$ ) noch kein Anstieg der Emittanz entlang der Strahlführung zu beobachten ist. Zwischen Quadrupol 020 und Quadrupol 050 befindet sich der Alphamagnet, der mit CST und somit unter Berücksichtigung von Randfeldern simuliert wurde. Auch hier führt das erste Element mit nicht linearen Feldern, der Alphamagnet (vergleiche auch Abbildung A.7.1 im Anhang), zu einer Verdopplung der Emittanz aufgrund der größeren Strahldimensionen. Mit steigender Emittanz nimmt das relative Wachstum ab, wie in Abschnitt 4.2.4 (siehe z.B. Abbildung 4.2.6) gezeigt wurde, und man erhält ein ähnliches Verhalten wie mit LD1.

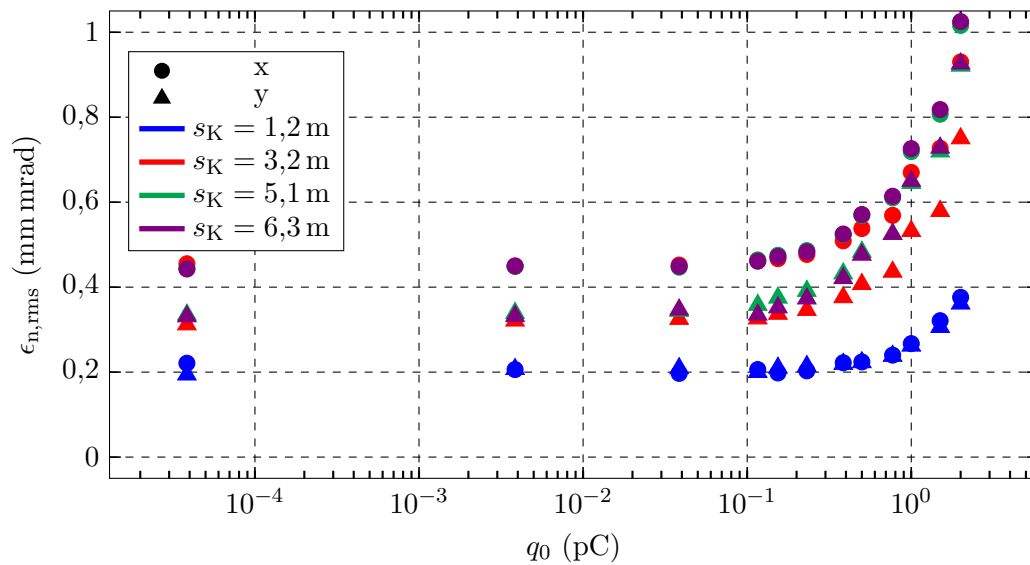
Interessant ist, dass in den Simulationen und auch zum Teil in den Messungen die Emittanz hinter dem Alphamagneten in  $x$ -Richtung größer ist als in  $y$ -Richtung. Dies lässt sich damit erklären, dass der Polschuhabstand in  $x$ -Richtung deutlich kleiner ist als die Polschuhbreite in  $y$ -Richtung. Dadurch kommen Randfeldeffekte in  $x$ -Richtung schon bei kleineren Ablagen der Elektronen zum Tragen und führen in dieser Dimension zu einem größeren Wachstum der Emittanz. Dieses Verhalten ist auch in den nächsten Abschnitten zu beobachten. Anders als in Abschnitt 3.4.5 ist die Ablenkebene die  $yz$ -Ebene, da aus der Vertikalen in die Horizontale abgelenkt wird.

Anzumerken ist, dass die Messungen an verschiedenen Tagen und zum Teil mit anderen Einstellungen der Strahlführung durchgeführt worden sind. Grund für eine andere Einstellung war zum Beispiel ein Umbau in der Strahlführung. Auch kam es zu Veränderungen der Lasersysteme, sodass diese neu positioniert und neu auf die Kathode fokussiert werden mussten. Deshalb kam es zu Schwankungen der Emit-

tanz.



(a) LD1



(b) LD2

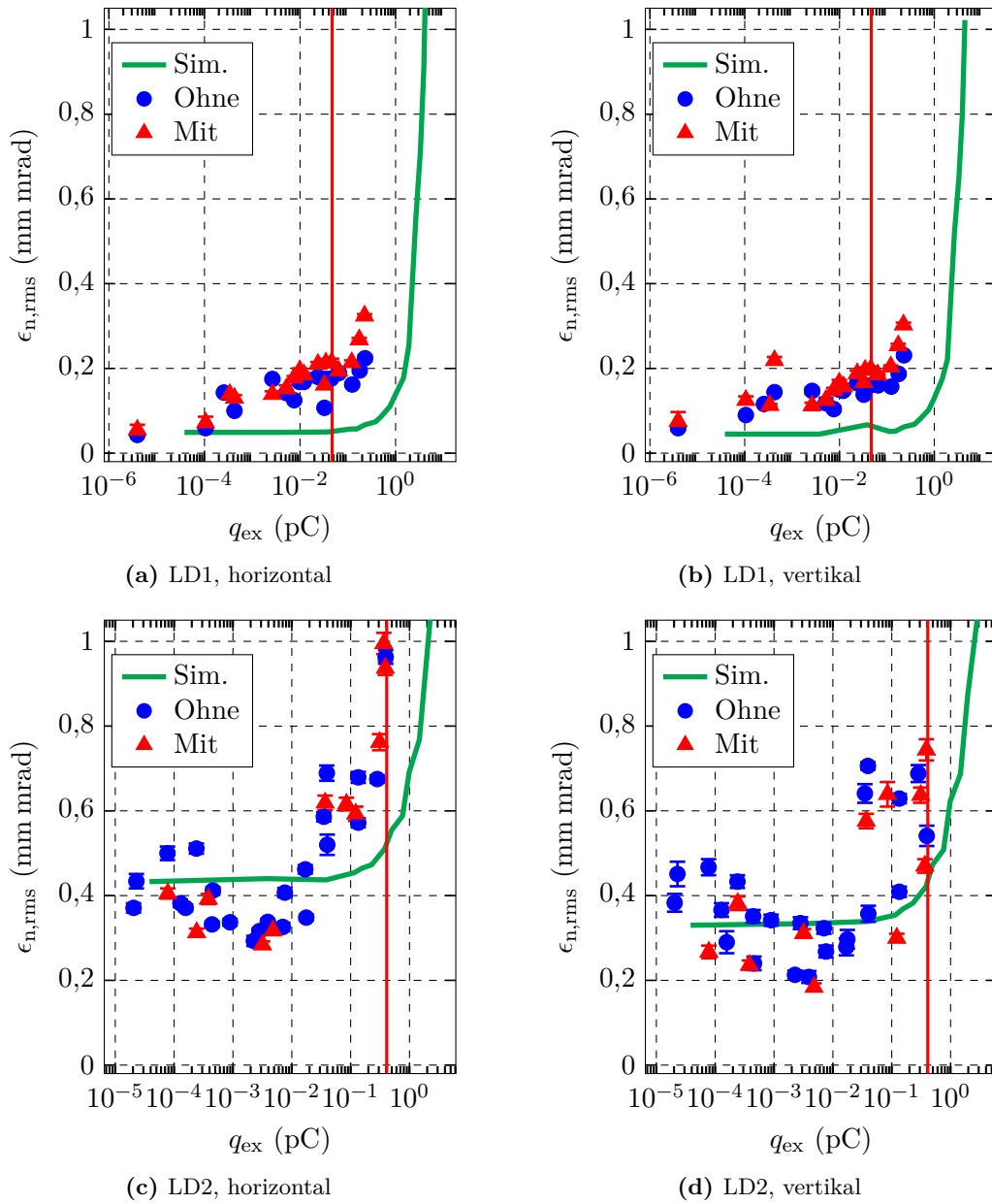
**Abbildung 5.5.3:** Simulationsergebnisse der Emittanz für verschiedene Bunchladungen entlang der Strahlführung vor Quadrupol 020, Quadrupol 050, Solenoid 090 und Solenoid 120. Die Raumladung bedingt eine Vergrößerung der Emittanz ab einer Bunchladung  $q_0 = 0,1$  pC. In den mithilfe von CST und PARMELA durchgeführten Simulationen wurden das Chopper- und das Bunchersystem weggelassen.

### 5.5.3 Emittanzmessungen mit Choppersystem

Für die in diesem Abschnitt dargestellten Messungen wird nun das Choppersystem eingeschaltet. Zunächst wird aber der Strahl im Kollimatorspalt zentriert. Außerdem wird der Strahl so eingestellt, dass die eine Hälfte des Strahls gerade auf die obere Kollimatorbacke fällt. Damit wird gewährleistet, dass die maximale longitudinale Ausdehnung der Bunche  $180^\circ$  beträgt. Danach wird das Choppersystem eingeschaltet und die Kollimatorbacken etwas zugefahren. Das Verhältnis aus Gesamtstrom auf den Kollimatorbacken unter Berücksichtigung des Sekundärelektronen-Verlusts und dem Quellstrom beträgt 65 % und daraus folgend werden  $126^\circ$  der HF-Phase durchgelassen. Allerdings muss hier noch der Anteil berücksichtigt werden, der durch die transversale Ausdehnung des Strahls hinzukommt (siehe Abschnitt 2.5.1). Aus der Amplitude der Resonatoren von 46,1 dBm (40,7 W) folgt der Radius des Ablenkkreises und damit die nötige Spaltweite des Kollimators. Mit Gleichung (2.5.2) und Strahlgrößen zwischen  $360\ \mu\text{m}$  und  $630\ \mu\text{m}$  folgt eine Bunchlänge von  $140 - 155^\circ$  hinter dem Choppersystem während dieser Messungen. Zur Berechnung der Bunchladung  $q_{\text{ex}}$  in Abbildung 5.5.4 wird der Mittelwert verwendet.

Die Messungen der Emittanz aus Abbildung 5.5.4 zeigen für beide Lasersysteme eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung bei kleinen Bunchladungen  $q_{\text{ex}} < 0,000\ 315\ \text{pC}$  ( $\equiv I < 410\ \text{nA}$ ). In Blau sind die Messungen mit ausgeschaltetem Choppersystem dargestellt, während sich mit eingeschaltetem System die Messungen in Rot ergaben. Die Ergebnisse der Simulationen mit vereinfachtem Chopper sind in Grün aufgetragen. Erhöht man die Ladung der Teilchenpakete, beginnt das Emittanzwachstum. Sowohl in der Simulation als auch bei den Messungen liegt der Grund in der steigenden Raumladungskraft. Bei den Messungen kommt zusätzlich noch der Effekt der nicht linearen Felder der Fokussier- und Korrekturmagneten hinzu, weshalb die Emittanzen bereits bei deutlich geringeren Ladungen anwachsen. Mit steigender Raumladung erhöhen sich die Strahldimensionen, wodurch der Einfluss der Randfelder steigt. Dass der Anstieg mit LD1 bei kleineren Bunchladungen als mit LD2 zu verzeichnen ist, bestätigt auch den Einfluss der Raumladung. Dazu kann man das in 2.2.3 definierte Verhältnis  $\bar{A}_S$  berechnen und die Bunchladung, ab welcher das Verhältnis größer als eins und somit der Strahl raumladungsdominiert ist, betrachten (siehe im Anhang Abbildung A.8.1). Diese Bunchladung ist mit der roten Linie in der Abbildung 5.5.4 markiert. Die größeren Ladungsdichten bei LD1 bewirken einen Einfluss der Raumladung bei kleineren Bunchladungen. Auch bestätigt sich, dass bei kleineren Emittanzen das relative Wachstum größer ist. Dennoch liegen die Emittanzen mit LD1 deutlich unter denen mit einem großen Laserstrahldurchmesser. Zusätzlich dazu zeigen die Messungen ohne Choppersystem kaum Abweichungen von den Messungen mit Choppersystem. Dies lässt auf eine gute Einstellung des Systems schließen.

Um die von MAGIX verlangte Bunchladung von  $q_{\text{ex}} = 0,77\ \text{pC}$ , was einem mittleren Strahlstrom von  $I = 1\ \text{mA}$  entspricht, hinter dem Choppersystem mit dieser Einstellung und LD2 zu erhalten, benötigt man vor diesem DC-Strahlstrom von 2,9 mA. Die Simulation sagt hier Emittanzen um  $1\ \text{mm mrad}$  voraus. Trotz der hö-

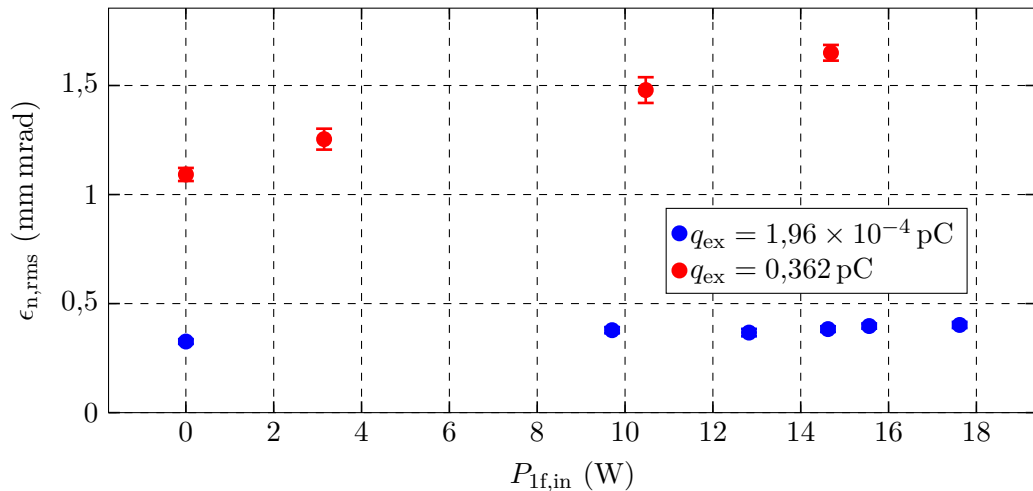


**Abbildung 5.5.4:** Messungen der Emittanz für verschiedene Bunchladungen mithilfe von Scanner 090; jeweils einmal mit eingeschaltetem Choppersystem und einmal ohne. Die Simulation berücksichtigt den vereinfachten Chopper. Die rote Linie markiert die Ladung, ab der  $\bar{\Lambda}_S \geq 1$  ist. Dies bedeutet, dass die Strahldynamik durch die Raumladung dominiert ist (siehe Abschnitt 2.2.3).

heren Ladungsdichte und somit des ungünstigeren Raumladungsparameters erzielt man mit LD1 kleinere Emittanzen. Mit einem Lasersystem wie LD1, das kleinere Emittanzen liefert, sollte die Strahlführung in der Lage sein, Strahlströme hinter dem Choppersystem von  $I = 1$  mA mit einer Emittanz von 1 mm mrad zu liefern. Der Grund liegt darin, dass die Multipole der Magnete stärker ins Gewicht fallen und deshalb der eigentliche Vorteil eines großen Strahls von LD2 sich zu einem Nachteil umkehrt. Nimmt man aber besondere Rücksicht auf das Minimieren der nicht linearen Felder, so kann ein Lasersystem wie LD2 wieder bessere Resultate erzielen.

#### 5.5.4 Emittanzmessungen mit Bunchersystem

Es wurde zunächst bei ausgeschaltetem harmonischen Buncher die eingespeiste Leistung  $P_{1f,in}$  des fundamentalen erhöht und dessen Einfluss auf die Emittanz untersucht. Der Graph in Abbildung 5.5.5 zeigt diese Abhängigkeit für zwei unterschiedliche Bunchladungen. Durch das longitudinale Fokussieren der Bunche er-



**Abbildung 5.5.5:** Abhängigkeit der Emittanz von der eingespeisten Leistung  $P_{1f,in}$  des 1f-Bunchers für verschiedene Bunchladungen ohne harmonischen Buncher.

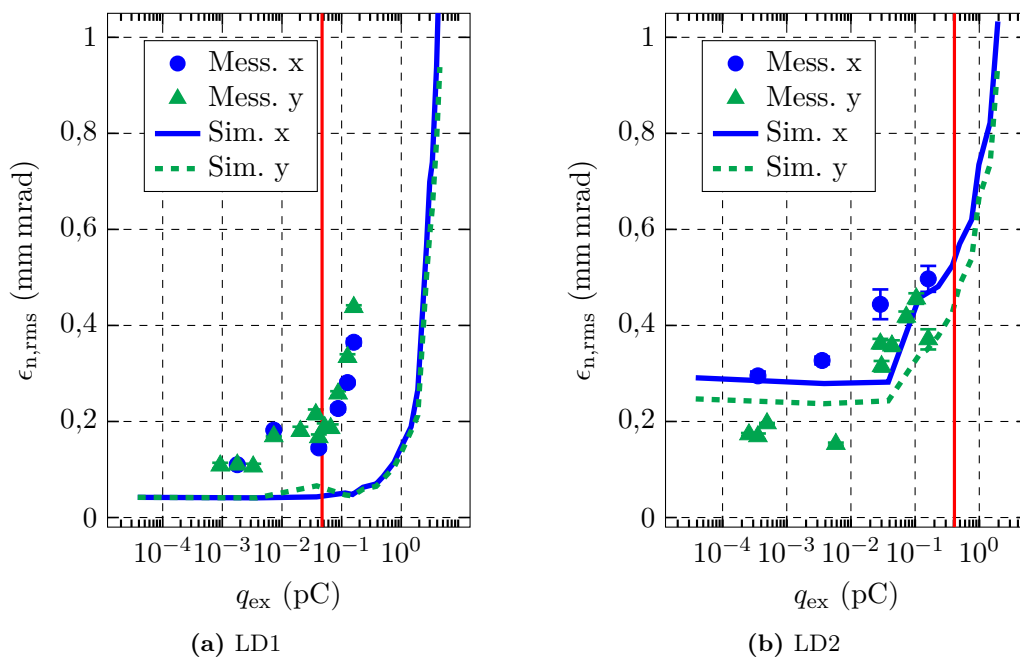
höht sich die defokussierende Raumladungskraft in transversaler Richtung (siehe Abschnitt 2.2.3). Dieser Effekt ist bei höheren Bunchladungen stärker ausgeprägt. Diese Messung zeigt deutlich, dass die Strahlführung hinter dem Bunchersystem zum Injektor für höhere Strahlströme besonders kritisch ist. Außerdem bestätigt diese Messung die richtige Phaseneinstellung vom 1f-Buncher relativ zum Choppersystem. Bei falscher Phase würde der 1f-Buncher defokussieren und der transversale Emittanzanstieg wäre nicht zu beobachten.

Zur Messung der Emittanz hinter dem komplett eingeschalteten Bunchersystem wurde bzgl. der Einstellung des Choppersystems analog zum letztem Kapitel ver-

fahren. Der Strahl war zwischen den Kollimatorbacken zentriert. Das Verhältnis des gesamten Kollimatorstromes unter Berücksichtigung des Sekundärelektronen-Verlusts und des Strahlstromes betrug 68 %, was einem Durchlass von  $115^\circ$  HF-Phase entspricht, bzw. unter Berücksichtigung der transversalen Strahlbreite  $130 - 145^\circ$ . Auch hinter dem Bunchersystem wird dasselbe Verhalten der Emittanzen wie im letzten Abschnitt beobachtet (siehe Abbildung 5.5.6). Für kleine Bunchladungen zeigen Simulation und Messungen eine gute Übereinstimmung. Der Anstieg hervorgerufen durch die Raumladung ist bei kleineren Elektronenstrahldimensionen schon bei kleinen Bunchladungen zu beobachten. Außerdem führt die Anwesenheit von nicht linearen Feldern in beiden Fällen zu einem früheren Wachstum, als in der Simulation vorhergesagt wird.

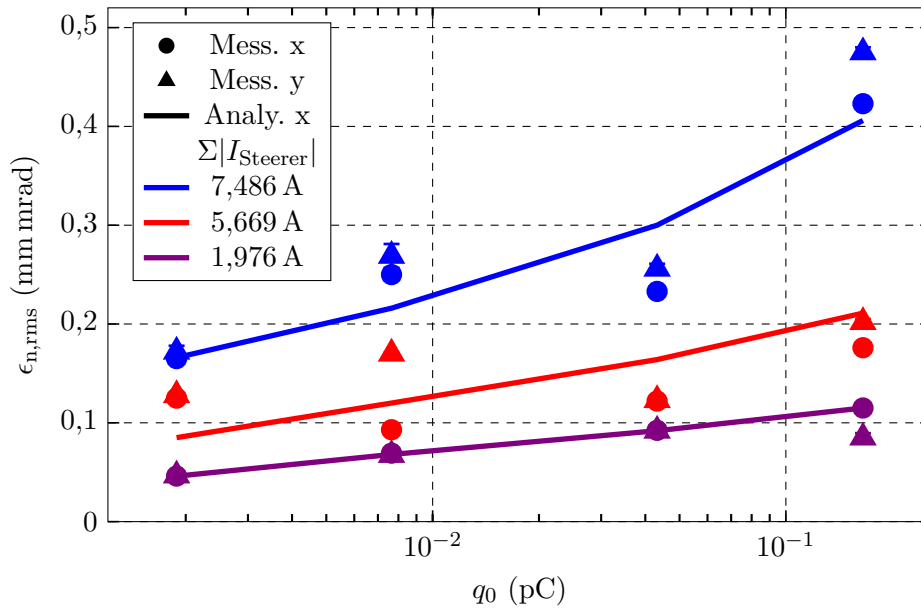
### 5.5.5 Emittanzvergrößerung durch Multipolanteile

Wie bereits gezeigt, hat das Magnetfeld der zur Korrektur des Strahlorbits verwendeten Magnete einen hohen Sextupolanteil und somit großen Einfluss auf die Strahldynamik. Dies führt, wie Abschnitt 2.1.5 erläutert, zu einer Vergrößerung der Emittanz. Zur Ermittlung dieser Vergrößerung wurden Messungen der Emittanz durchgeführt, wobei einige Steerer unterschiedlich stark bestromt wurden. Beim



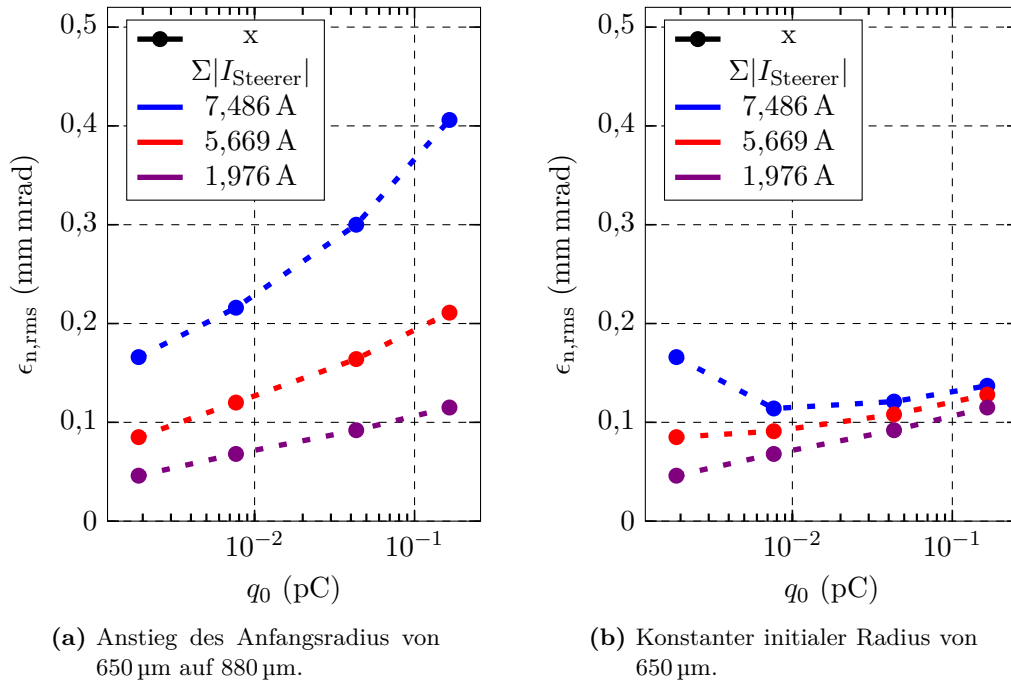
**Abbildung 5.5.6:** Messungen der Emittanz für verschiedene Bunchladungen mithilfe von Scanner 120 mit eingeschaltetem Bunchersystem. Die rote Linie markiert die Ladung, ab der  $\bar{\Lambda}_S \geq 1$  ist und die Strahldynamik durch die Raumladung dominiert ist.

Verändern der Ströme der Steerer wurde lediglich die Position des Strahls am messenden Scanner konstant gehalten, aber die Solenoide nicht schlagfrei gehalten. Dadurch befindet sich der Strahl in diesen nicht auf der Sollachse und somit weiter im Randfeld. Dies führt zusätzlich zu einer Vergrößerung der Emittanz. Die genaue Stromverteilung kann aus Graphik A.11.1 im Anhang entnommen werden. Außerdem waren das Chopper- und das Bunchersystem nicht eingeschaltet, um deren Einfluss ausschließen zu können. Die Messergebnisse sind in Abbildung 5.5.7 dargestellt. Dabei ist der angegebene Strom die Summe der Beträge der Ströme der Steerer  $\Sigma|I_{\text{Steerer}}|$ , deren Erregung verändert wurde. Mit den Überlegungen aus



**Abbildung 5.5.7:** Transversale Emittanzen als Funktion der Bunchladung bei verschiedener Erregung ausgewählter Steerer. Es ist ein generelles Anwachsen der Emittanz aufgrund von Multipolen der Magnetfelder zu beobachten. Für größere Strahlströme wird dieser Effekt durch die Vergrößerung des mittleren Strahldurchmessers aufgrund der Raumladung verstärkt.

Abschnitt 2.1.5 lassen sich die Ergebnisse der Messungen nachvollziehen. Als Anfangsemittanzen für Gleichung (2.1.35) werden die für  $\Sigma|I_{\text{Steerer}}| = 1,976$  A gemessenen Emittanzen verwendet. Es wird für jede Korrekturspule unter Zuhilfenahme der Multipole aus Abschnitt 3.4.6 und unter Annahme einer linearen Abhängigkeit dieser vom Spulenstrom mit dem entsprechenden Strom der Anstieg der Emittanz berechnet. In Abbildung 5.5.8a ist ein Anwachsen des mittleren Strahlradius für höhere Bunchladungen berücksichtigt, wohingegen in 5.5.8b der Anfangsradius konstant  $650 \mu\text{m}$  betrug. In Ersterer steigt der Anfangsradius von  $650 \mu\text{m}$  auf  $880 \mu\text{m}$ . Die Werte wurden so gewählt, dass die analytische Rechnung gut mit den Messungen übereinstimmt, da die Information des Strahldurchmessers entlang der



**Abbildung 5.5.8:** Mit den Überlegungen aus Abschnitt 2.1.5 analytisch berechnete Emittanz als Funktion der Bunchladung bei verschiedener Erregung ausgewählter Steerer. Links ist ein Anwachsen des Strahlradius berücksichtigt.

Teststrahlführung nicht zur Verfügung steht. Zur Veranschaulichung sind die analytischen Rechnungen aus Abbildung 5.5.8a auch in Abbildung 5.5.7 aufgetragen. Vergleicht man die Messwerte mit den Rechnungen, so zeigt sich eine bessere Übereinstimmung, wenn man dort den Strahlradius anwachsen lässt. Ein Grund dafür besteht in der Vergrößerung der Strahldimensionen durch die Raumladung. Zusätzlich befindet sich der Strahl im Mittel weiter von der Sollachse entfernt und wird somit stärker von den Randfeldern beeinflusst. Deshalb wirkt sich dies effektiv wie eine Vergrößerung des Strahls aus.

Diese Messungen zeigen, dass es durch Multipole von Magnetfeldern in Kombination mit der Raumladungskraft zu einem verstärkten Anstieg der Emittanzen kommt. Damit lässt sich der frühe Anstieg in den vorigen Abschnitten erklären, insbesondere da der Strahl bis zum letzten Scanner die hohe Zahl von 34 Steerer- ( $x$ - und  $y$ -Richtung) und neun Quadrupolmagneten, die im Mittel einen Strom von 0,485 A bzw. 0,222 A führen, passiert.

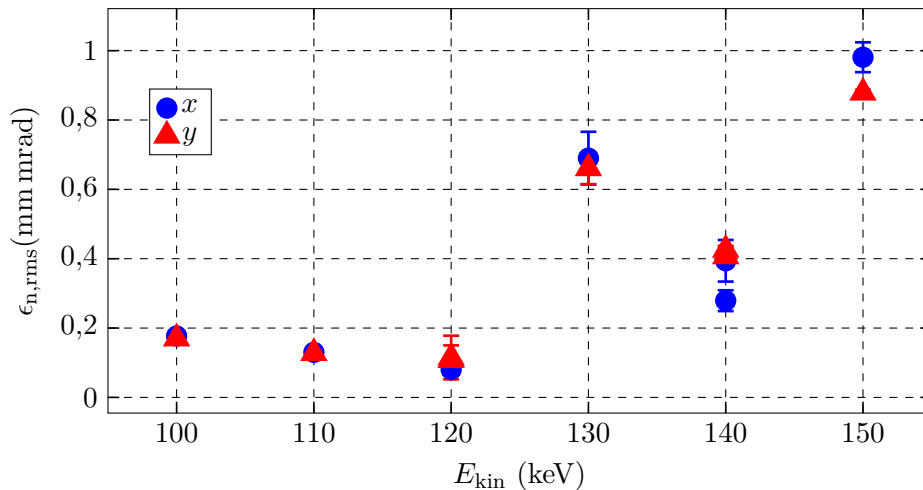
### 5.5.6 Emittanzmessungen unter Variation der kinetischen Energie

Wie in 3.2 erwähnt, ist die Quelle für eine Beschleunigungsspannung bis 200 kV ausgelegt. Im Zuge der Tests mit höheren Spannungen war es möglich, auch Emit-

tanzmessungen am Ende der Strahlführung mit Solenoid 120 durchzuführen, um auch das Verhalten der Strahlführung bei höheren kinetischen Energien zu untersuchen, allerdings mit ausgeschalteten Chopper- und Bunchersystem, da diese nicht für diese Energie ausgelegt sind und deshalb deren Einflüsse nicht berücksichtigt werden sollen. Generell sinkt die integrierte Wirkung der einzelnen Kavitäten, was mit mehr Eingangsleistung kompensiert werden kann. Allerdings funktionieren die Systeme als Ganzes nicht mehr wie gewünscht. Beim Bunchersystem erhält man keine lineare Geschwindigkeitsmodulation und das Choppersystem muss auch komplett neu eingestellt werden, sonst lässt es die Emittanz ansteigen. Gerade dies soll bei diesen Emittanzmessungen ausgeschlossen werden können.

An dieser Stelle soll erwähnt werden, dass die normierte rms-Emittanz  $\epsilon_{n,rms}$  unabhängig von der Energie sein soll. Ohne eine Änderung der rms-Emittanz  $\epsilon_{rms}$  durch nicht lineare Felder bleibt sie konstant (siehe Gleichung (2.1.10)). Unter der Verwendung eines moderaten Strahlstroms von  $I = 7,08 \mu\text{A}$  wurden die Resultate in Abbildung 5.5.9 gemessen. Bei der Auswertung ist zu beachten, dass sich mit steigender Energie auch die Fokussierstärke der Magnete verringert, wie aus den Gleichungen 2.1.19 und 2.1.20 zu entnehmen ist. Das Verhalten von 100 keV bis einschließlich 120 keV lässt sich nach den Simulationen in Abbildung 4.3.1 nicht mit dem Abnehmen der Raumladungskraft (siehe Abschnitt 4.2.4) erklären. Vielmehr kommt es durch die größere magnetische Steifigkeit zu kleineren Ablagen und deshalb zu dem Abnehmen des Einflusses von Randfeldern, die nicht linear von den Ortskoordinaten abhängig sind (siehe Abschnitt 4.3.1). Außerdem verkleinert sich die rms-Emittanz  $\epsilon_{rms}$ , wodurch sich die Strahlgrößen tendenziell verkleinern und somit der Einfluss der Multipole geringer wird. Bei diesen Messung wurde die Strahloptik nicht verändert, genauso bei den Messungen mit 130 keV und 140 keV. Deshalb verkleinert sich die Emittanz auch zwischen diesen beiden Messungen. Bei der Erhöhung der Energie von 120 keV auf 130 keV und von 140 keV auf 150 keV musste die Strahloptik verändert werden, da der Strahlschwerpunkt sich mit Erhöhen der Energie bewegte, aber weiterhin mit Scanner 120 beobachtet und vermessen werden musste. Dabei wurden nicht erneut alle Magnete schlagfrei gemacht, weshalb sich der Strahl im Mittel weiter von der Sollbahn entfernt befindet. Aufgrund der höheren Energie und somit der höheren Steifigkeit bezüglich Magnetfeldern mussten die Magnetfelder im Mittel erhöht werden. Der Betrag des Stromes der jeweils ersten sieben Magnete hinter der Quelle ist in Abbildung A.12.1 aufgetragen. Das Erhöhen der Felder bedingt höhere Multipolanteile, die das Emittanzwachstum zum Teil begründen. Allerdings wirkt die höhere magnetische Steifigkeit diesem Effekt entgegen und kompensiert diesem zum Teil. Der dennoch beobachtbare starke Anstieg der Emittanz resultiert hier vor allem aus der Abweichung des Strahls von der Sollachse. Bei diesen Messungen ist auch die gesamte Strahlführung betroffen, während bei den Messungen aus dem letzten Abschnitt nur ein Drittel an Magneten betroffen ist.

Diese Messungen zeigen, dass ein Erhöhen der Strahlenergie durchaus hilft, die Emittanz zu verringern. Allerdings muss die Strahlführung optimiert bzw. mit größter Sorgfalt eingestellt werden. Für den Einsatz einer zweiten Elektronenquelle an



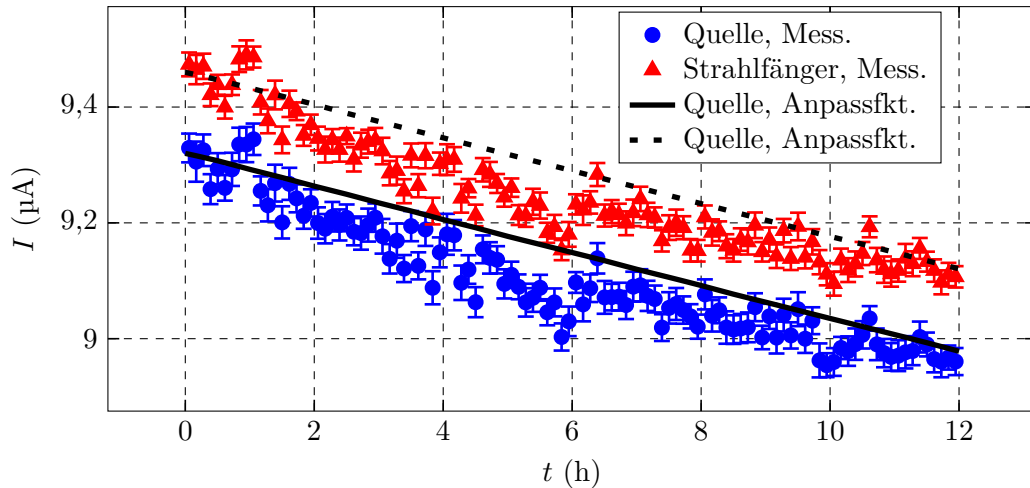
**Abbildung 5.5.9:** Transversale Emittanz in Abhängigkeit von der kinetischen Energie. Zwischen den Messungen bei 120 keV und 130 keV bzw. 140 keV und 150 keV mussten die Magnetfelder der Strahlführung erhöht werden. Dies führt zum beobachteten Emittanzanstieg. Ansonsten sinkt die Emittanz als Funktion der Energie.

MESA mit höherer Energie sollten weitere Experimente und Messungen durchgeführt werden.

## 5.6 Langzeitmessungen

### 5.6.1 Verschiedene Messungen der Kathodenlebensdauer

Die mit MESA vorgesehenen Experimente benötigen zum Erreichen der gewünschten Genauigkeit Messzeiten von mehreren 1000 h; deshalb ist eine hohe Verfügbarkeit des Beschleunigers unbedingt notwendig. Somit muss eine Kathode über Wochen Elektronen liefern können, bevor sie getauscht oder neu präpariert werden muss. Um Langzeitmessungen zu simulieren, wurde der Elektronenstrahl mit einer maximalen Transmission von nahezu 100 % in den Strahlfänger transportiert. In Abbildung 5.6.1 sind der Quellenstrom und der transmittierte Strom mit dem Strahlstopper gemessen über 12 h aufgetragen. Die Laserpulsdauer von LD1 betrug  $200 \mu\text{s}$  bei einer Periode von  $400 \mu\text{s}$ , was einem Tastverhältnis von 0,5 entspricht. Die Laserleistung war auf  $P_{LD1} = 26 \text{ mW}$  eingestellt, was in einem mittleren Strahlstrom von  $I = 9,4 \mu\text{A}$  resultierte. Ein exponentieller Fit an den Quellenstrom ergibt für die Lebensdauer  $\tau_0 = (320 \pm 59) \text{ h}$  und an den Strom auf dem Beamdump  $\tau_0 = (327 \pm 60) \text{ h}$ . Diese fallen um eine Größenordnung niedriger aus als die Vakuumlebensdauer von  $(3260 \pm 220) \text{ h}$ , die innerhalb der Arbeit [Fri19, S. 116] ohne Strahlstrom bestimmt wurde. Ein Grund liegt im Ionen-Rückbombardement: Elektronen lösen beim Auftreffen auf der Wand der Vakuumkammer adsorbierte Gasmo-



**Abbildung 5.6.1:** Langzeitmessung des Quellenstroms und Stroms auf dem Strahlfänger bei geringem Strahlstrom. Die Anpassfunktion ist  $I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau_0}}$ . Für den Quellenstrom ergab sich  $I_0 = 9,32 \mu\text{A}$  und  $\tau_0 = (320 \pm 59) \text{h}$ . Vergleichbare Werte von  $I_0 = 9,46 \mu\text{A}$  und  $\tau_0 = (327 \pm 60) \text{h}$  ergeben sich für den Strom gemessen am Strahlfänger. Im Rahmen des Fehlers stimmen die  $\tau_0$  gut überein.

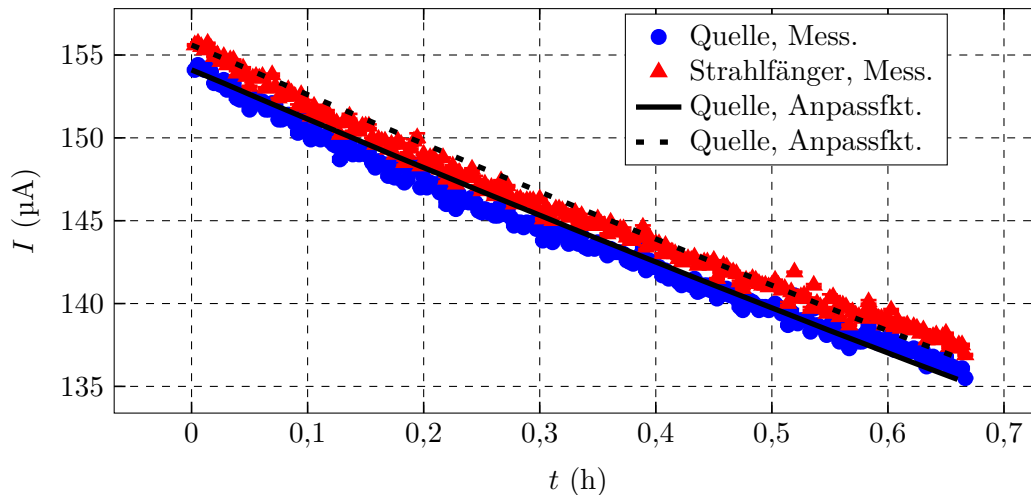
leküle aus, die dann ionisiert werden und anschließend auf die Kathode beschleunigt werden können. Auch auf ionisierte Gasmoleküle des Restgases im Vakuum trifft dies zu. Der hintere Teil der Strahlführung konnte aus Zeitgründen nicht ausgeheizt werden. In diesem Abschnitt lösen sich dann besonders viele Gasmoleküle.

Dass das Rückbombardement einen großen Einfluss hat, zeigt der Vergleich von Abbildung 5.6.1 und 5.6.2. Für die Messung in Abbildung 5.6.2 wurde die Laserpulsdauer bei gleicher Periode und gleicher Laserleistung halbiert. Der Grund für einen dennoch deutlich höheren mittleren Strahlstrom  $I = 155 \mu\text{A}$  ist, dass die Kathode vor dieser Messung präpariert wurde. Die Lebensdauer sinkt auf  $\tau_0 = (5,10 \pm 0,02) \text{h}$ , was ausschließlich an Effekten hervorgerufen durch den Elektronenstrahl liegt, da die Laserleistung nicht erhöht wurde. Aus dieser Art der Messung lässt sich die Ladung  $Q_0$  ermitteln, die maximal aus der Kathode bis zur nächsten Präparation extrahiert werden kann.

$$\int_0^{\infty} I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} dt = I_0 \tau = Q_0 \quad (5.6.1)$$

Für die Messung aus Abbildung 5.6.1 und 5.6.2 ergeben sich jeweils Ladungslebensdauern von 11 C und 3 C. Dies liegt deutlich unter den in Abschnitt 3.2 erwähnten 70 C [BA07].

Des Weiteren hat auch der Ort des Strahlverlusts einen Einfluss auf die Lebensdauer der Kathode. Je näher dieser an der Kathode stattfindet, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass erzeugte positiv geladene Ionen auf die Kathode tref-

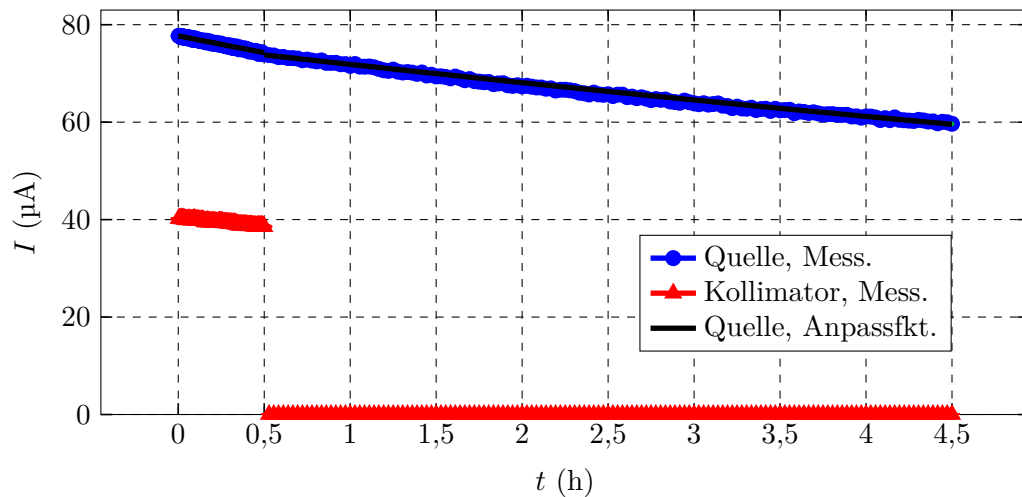


**Abbildung 5.6.2:** Langzeitmessung des Quellenstroms und Stroms auf dem Strahlfänger bei hohem Strahlstrom. Die Anpassfunktion ist  $I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau_0}}$ . Für den Quellenstrom ergab sich  $I_0 = 154,1 \mu\text{A}$  und  $\tau_0 = (5,10 \pm 0,02) \text{h}$ . Vergleichbare Werte von  $I_0 = 155,6 \mu\text{A}$  und  $\tau_0 = (5,10 \pm 0,02) \text{h}$  ergeben sich für den Strom gemessen am Strahlfänger. Im Rahmen des Fehlers stimmen die  $\tau_0$  gut überein.

fen und diese degradieren. Das elektrische Feld zwischen Anode und Kathode beschleunigt die positiv geladenen Ionen zur Kathode. Der Chopperkollimator liegt deutlich näher an der Kathode als der Beamdump. Ein Strahlverlust dort, wie er im Beschleunigerbetrieb in der Regel aber durch einen HF-gepulsten Laser vermieden wird, wirkt sich negativ auf die Lebensdauer aus. Eine entsprechende Messung zeigt Abbildung 5.6.3. Hier wurde einmal der Strahl am Kollimator vorbeigelenkt und einmal etwa 70 % vom Kollimator abgeschnitten. Hier ist die Abschnitt in 5.4.5 erwähnte Erzeugung von Sekundärelektronen zu beachten. Die Lebensdauer sinkt von  $\tau_0 = (18,64 \pm 0,02) \text{h}$  ohne Verlust am Kollimator auf  $\tau_0 = (11,00 \pm 0,03) \text{h}$  mit Verlust am Kollimator. Aus diesem Grund sollte im finalen Aufbau von MESA ein HF-gepulster Laser verwendet werden, um die Verluste am Chopperkollimator zu minimieren.

### 5.6.2 Einfluss der Anodenspannung

Der Elektronenstrahl ionisiert das Restgas in der Strahlführung. Geschieht dies nahe der Quelle, werden die niederenergetischen Ionen vom negativen Potential der Kathode angezogen. Treffen die beschleunigten Ionen auf die Kathode, zerstören sie deren Oberfläche und verringern somit die Quanteneffizienz [Bar07]. Dieser Effekt kann durch das Anlegen eines positiven Gegenpotentials unterdrückt werden. Um dies zu verifizieren, wurde die Lebensdauer der Kathode bei verschiedenen an der Anode angelegten Gegenspannungen gemessen. Der mittlere Strahlstrom betrug



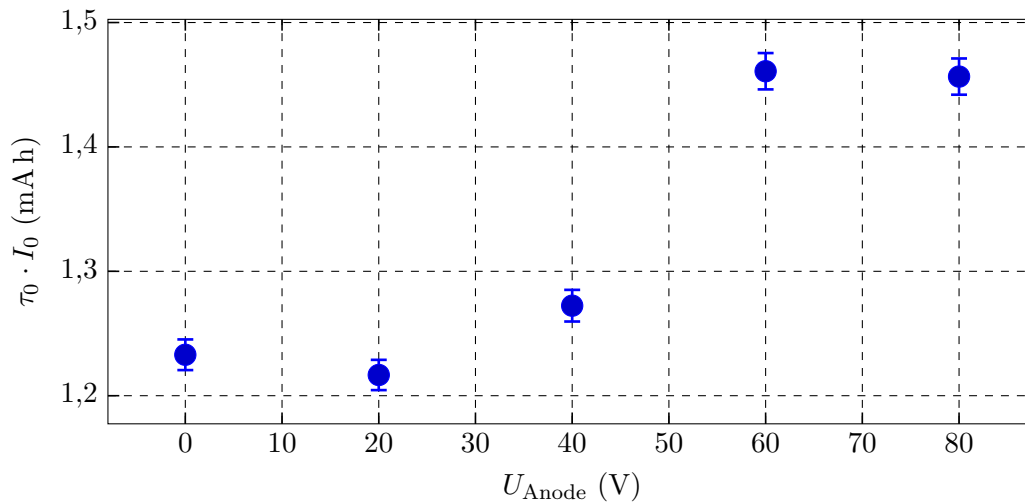
**Abbildung 5.6.3:** Langzeitmessung des Quellenstroms und Stroms auf dem Chopperkollimator. In der ersten halben Stunde wurde unter Berücksichtigung der Erzeugung von Sekundärelektronen etwa 70% des Strahls vom Kollimator abgeschnitten. Dort ergab sich mit der Anpassfunktion  $I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau_0}}$  für den Quellenstrom  $I_0 = 77,7 \mu\text{A}$  und  $\tau_0 = (11,00 \pm 0,03) \text{ h}$ . Danach stieg die Lebensdauer auf  $\tau_0 = (18,64 \pm 0,02) \text{ h}$  an.

dabei etwa  $I = 120 \mu\text{A}$ . Es zeigt sich ein Ansteigen der Lebensdauer mit dem Erhöhen der Anodenspannung. Wie die Messungen im vorangegangenen Abschnitt, die mit einer Anodenspannung von 60 V durchgeführt wurden, zeigen, hat die leicht positive Spannung der Anode keinen Einfluss auf die Transmission.

### 5.6.3 Strahlverlust in der vertikalen Strahlführung

Einen wesentlichen Einfluss auf die Lebensdauer der Kathode und somit auf die Langzeit-Performance der Strahlführung haben Strahlverluste nahe der Quelle, insbesondere stromaufwärts der differentiellen Pumpstufe, welche die Quelle vor schlechten Druckverhältnissen strahlabwärts schützen soll. Wie in Abschnitt 5.6.1 zuvor gezeigt, ist die Lebensdauer deutlich kürzer als erwartet. Deshalb muss davon ausgegangen werden, dass ein Teil des Strahls schon in der vertikalen Strahlführung (siehe Abschnitt 3.1) verloren geht.

Ein Grund dafür, dass Elektronen aus dem Rand des Strahls auf die Vakuumkammer nahe oder sogar in der Quelle treffen, kann in parasitären Magnetfeldern bestehen. Gerade nahe der Kathode, wo die Elektronen noch sehr langsam sind, haben Magnetfelder einen immensen Einfluss auf die Bahn der Teilchen. Ein Indiz für die Anwesenheit solcher Magnetfelder nahe bzw. in der Quelle ist die Tatsache, dass der erste Korrekturmagnet für optimale Transmission stark erregt werden musste. Eine mögliche Quelle ist durch das Erdmagnetfeld vorhanden, das nahe der Kathode nicht effektiv abgeschirmt werden konnte. Das Feld beträgt in Deutsch-



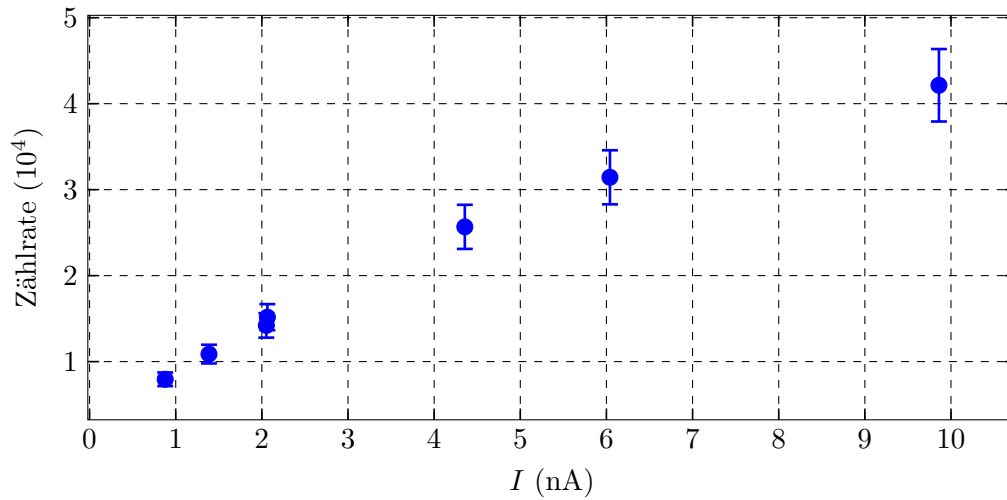
**Abbildung 5.6.4:** Einfluss der leicht positiven an der Anode angelegten Gegenspannung auf die Ladungsmenge, die aus der Kathode extrahiert werden kann. Dabei wurde jeweils über eine Zeit gemessen und  $I_0$  und  $\tau_0$  mit einer Anpassfunktion  $I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau_0}}$  ermittelt.

land nach [Har16] etwa  $50 \mu\text{T}$ . Hinzu kommt das Magnetfeld der IGP direkt an der Quelle. Messungen mit einer baugleichen IGP ergaben Felder bis zu  $(54 \pm 10) \mu\text{T}$  [Fri19, S. 43].

Um eine Aussage über den Strahlverlust in der vertikalen Strahlführung machen zu können, wurden jeweils an das Strahlrohr, am ersten Solenoid (PMT<sub>050</sub>) und am ersten Scanner (PMT<sub>020</sub>) zwei baugleiche PMT<sup>2</sup> angebracht. Ein Maß für den Strahlverlust wurde bestimmt, indem ein bekannter Strom in der Nähe eines PMT gestoppt wurde. Dies ist in Abbildung 5.6.5 zu sehen. Die ausgewählten Ströme begründen sich damit, dass in [Bar07, S. 66f] bei Verlusten in der vertikalen Strahlführung von der Größenordnung  $0,25 \text{ nA}$  Lebensdauern von ca. 1800 h erreicht wurden. Die Zählraten im Normalbetrieb mit LD1 deuten auf einen Verlust geringer als  $1 \text{ nA}$  hin (siehe Abbildung 5.6.6). Mit LD2 dahingegen ergeben sich die Zählraten in Tabelle 5.6.1. Es kommt schon bei mittleren Strahlströmen von  $I = 100 \mu\text{A}$  zu einem Verlust in der Größenordnung von nA, auch nahe der Quelle. Hier zeigt sich ein Vorteil eines kleineren Laserflecks. Der größere Verlust spiegelt sich auch direkt in der geringeren Lebensdauer wider. Bei  $I = 1 \mu\text{A}$  ergeben sich Zählraten wie bei den Messungen mit LD1. Es lässt sich trotz der kleinen Zählraten nicht ausschließen, dass Elektronen nahe der Quelle auf die Vakuumkammer treffen. Vielmehr muss man aufgrund der geringen Lebensdauer davon ausgehen und entsprechende Gegenmaßnahmen, wie z.B. zusätzliche Magnetfeldabschirmung, einplanen. Ein weiterer Nachweis für den Verlust von Teilchen nahe der Quelle, bzw. im schlimmsten Fall

<sup>2</sup>PMT: Typ R1355, Fa. Hamamatsu, typ. Spannung  $-1 \text{ kV}$ ; Szintillatormaterial: YAG(Ce)

## 5 Messungen



**Abbildung 5.6.5:** Mittelwert der maximalen Zählraten der PMT ermittelt durch Gaußfit in Abhängigkeit vom mittleren Strahlstrom. Dazu wurde LD1 verwendet.

$I$ ( $\mu\text{A}$ )	$\tau_0$ (h)	Zählrate <sub>020</sub>	Zählrate <sub>050</sub>
104	6	12612	13013
1	22	904	608

**Tabelle 5.6.1:** Zählraten der PMT bei verschiedenen mittleren Strahlströmen unter der Verwendung von LD2.

auch in der Quellenkammer, ist ein Druckanstieg in dieser. Abbildung 5.6.7 zeigt den Druckanstieg nach dem Einschalten von LD1 mit einem Strom von  $I = 130 \mu\text{A}$  und nach dem Einschalten von LD2 mit einem Strom von  $I = 100 \mu\text{A}$ . Diese Messung bestätigt noch einmal den deutlich größeren Strahlverlust von LD2 nahe der Quelle.

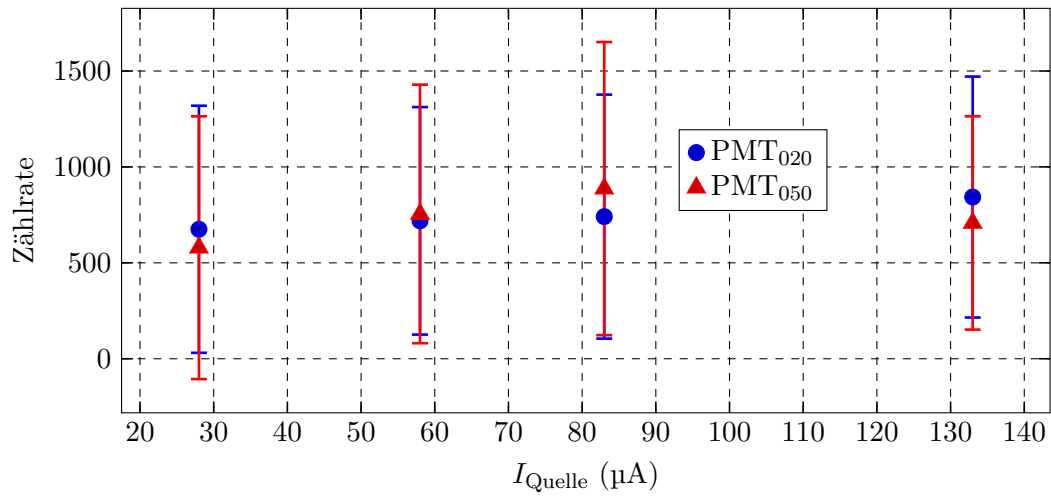


Abbildung 5.6.6: Maximale Zählrate der PMT's gegen mittleren Strahlstrom.

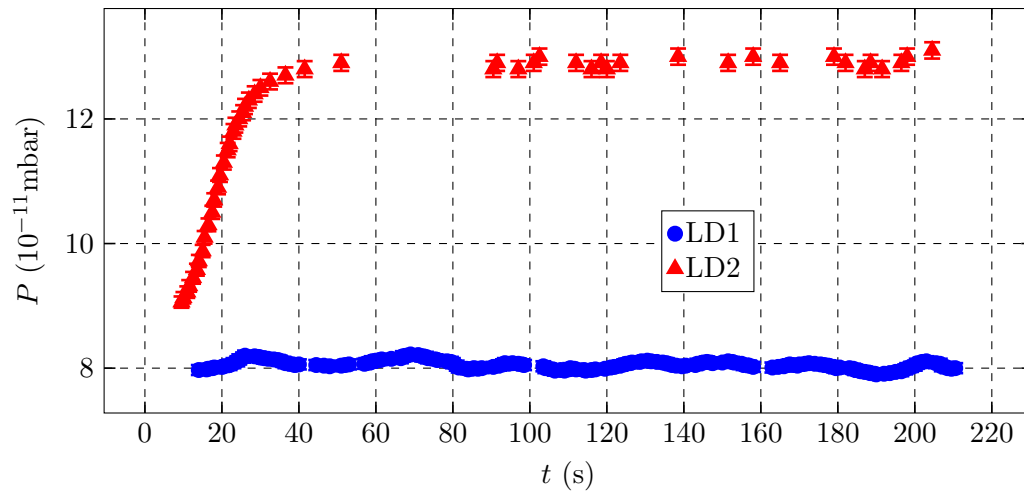


Abbildung 5.6.7: Druckanstieg in der Quelle unmittelbar nach dem Einschalten der Lasersysteme LD1 und LD2.



## 6 Fazit und Ausblick

Die geplanten Experimente P2 und MAGIX stellen hohe Anforderungen an den Beschleuniger. Besonders die hohen Bunchladungen führen zu einer Herausforderung die Strahldynamik der Niederenergie-Strahlführung betreffend: Starke Raumladungskräfte resultieren durch eine Deformation des Phasenraums in einem Wachstum der rms-Emittanz, was mit einer geringeren Strahlqualität gleichzusetzen ist. Außerdem führen sie zu größeren mittleren Strahldimensionen, wodurch sich nicht lineare Feldanteile der Strahlführungsmagnete, die ebenso eine Vergrößerung der Emittanz nach sich ziehen, stärker bemerkbar machen.

Um diese Effekte zu untersuchen, wurde ein Testaufbau des Niederenergiebereichs, bestehend aus der Photoemissionsquelle und einer ca. 8 m langen Strahlführung, realisiert. Diese beinhaltet unter anderem die longitudinale Strahlanpassung für den Injektor-Linac, welche aus dem Chopper- und dem Bunchersystem aufgebaut ist. Zur Diagnose der transversalen Strahlparameter dienten vier Drahtscanner.

Darüber hinaus wurden Messungen mit Simulation verglichen. Zur Simulation wurde auf eine Kombination aus zwei Programmen gesetzt, um einerseits die Simulationszeit gering zu halten und andererseits komplexere Komponenten, insbesondere die Elektronenquelle, realitätsnäher modellieren zu können. Die Simulationen zeigen eine Vergrößerung der Emittanz hervorgerufen durch Raumladung ab Bunchladungen von  $q_0 = 0,1$  pC. Ab einer Bunchladung von etwa  $q_{ex} = 1,9$  pC mit LD2 und einer Ladung von ca.  $q_{ex} = 4,4$  pC mit LD1 wird eine rms-Emittanz von 1 mm mrad hinter der longitudinalen Strahlanpassung überschritten. Damit kann die Strahlführung unter idealen Bedingungen ein Mehrfaches der Anforderung der ersten Ausbaustufe von MESA (0,77 pC) liefern. Für höhere Bunchladungen muss ein anderes Konzept der Niederenergie-Strahlführung herangezogen werden. Die einzelnen Arten von Fokussier- und Korrekturmagneten wurden zusätzlich detailgetreu modelliert und in Einzelsimulationen untersucht. Schon hier zeigte sich, wie auch in analytischen Rechnungen, besonders bei großen initialen Strahldimensionen ( $\sigma_i > 1$  mm) ein nicht zu vernachlässigendes Wachstum der Emittanz, hervorgerufen durch nicht lineare Feldanteile.

Die Messungen der Emittanz entlang der Strahlführung zeigten bei geringer Ladung der Teilchenpakete eine gute Übereinstimmung mit der Simulation. Bei Erhöhung der Teilchendichte konnte schon vor Bunchladungen von  $q_0 = 0,1$  pC ein Anstieg der Emittanz beobachtet werden, was als stärkerer Einfluss von nicht linearen Feldern identifiziert wurde. Eine separate Messung, bei der die Magnetfelder von ausgewählten Korrekturmagneten und somit deren Multipole erhöht wurden, bestätigte die starke Auswirkung der höheren Multipole. Die Erhöhung der Ströme in 7 von 34 Korrekturmagneten führte zu einer Erhöhung der Emit-

tanz um einen Faktor 4. Es gelang auch, das gesamte System der longitudinalen Strahlanpassung einzustellen und dahinter Messungen der Emittanz durchzuführen. Mit LD1 und einer Bunchladung von  $q_{ex} = 0,16 \text{ pC}$  wurde eine Emittanz  $\epsilon_{n,rms} = 0,4 \text{ mm mrad}$  bestimmt. Mit derselben Bunchladung wurde mit dem zweiten Lasersystem LD2  $\epsilon_{n,rms} = 0,5 \text{ mm mrad}$  gemessen. Dies entspricht etwa einem mittleren Strom  $I = 200 \text{ }\mu\text{A}$  hinter der longitudinalen Strahlanpassung. Somit erfüllt die Strahlführung die Anforderungen, die von P2 gestellt werden.

Vor der Fertigstellung durch eine externe Firma wurde das Design der Chopperresonatoren überarbeitet und angepasst. Die Resonanzfrequenz betrug nach der Fertigung wie gefordert  $f_0 = 1,3 \text{ GHz}$  bei einer kritischen Kopplung  $\kappa = 1$ . Auch der mit einem eigens dafür aufgebautem Messstand gemessene Feldverlauf entspricht dem Sollfeld, das aus Simulationen mit CST hervorging. Nach Einbau konnte die erwartete kreisförmige Ablenkung auf einem Leuchtschirm beobachtet werden. Das Gesamtsystem ließ sich dank der Drahtscanner optimal einstellen, da aus einer Abweichung von dieser Einstellung eine Vergrößerung der Emittanz folgt. Messungen der Emittanz mit eingeschaltetem und ausgeschaltetem Choppersystem zeigten eine gute Übereinstimmung und somit ein neutrales Verhalten des Choppersystems. Es wurde eine Transmission von nahezu 100 % erreicht. Dennoch zeigten Langzeitmessungen mit Elektronenstrahl eine deutlich kleinere Kathodenlebensdauer. Naheliegend war ein Strahlverlust nahe der Quelle, der im Falle von LD2 mithilfe von PMT nachgewiesen wurde. Um dem entgegenzuwirken, sollten große Strahldurchmesser und parasitäre Magnetfelder nahe der Quelle dringend vermieden werden. Der Strahlverlust am Kollimator des Choppersystems führte auch zu einer Verringerung der Lebensdauer. Die Erzeugung von Elektronenpaketen durch einen HF-gepulsten Laser wird dies deutlich verbessern. Außerdem verringert sich dadurch die thermische Belastung der Kathode. Weiterhin wurde bestätigt, dass ein geringes positives Anodenpotenzial die mögliche zu extrahierende Ladungsmenge erhöht, da die Gegenspannung verhindert, dass ionisiertes Restgas im Feld der Quelle zur Kathode beschleunigt wird.

Für den finalen Aufbau müssen das Spinrotationssystem und ein gepulstes Lasersystem integriert werden. Das Laserlicht muss dabei zirkular polarisiert sein, um polarisierte Elektronen erzeugen zu können. Besonders wichtig ist eine optimale Abschirmung parasitärer Magnetfelder entlang der gesamten Strahlführung, damit die Magnetfelder der Korrekturmagnete so gering wie möglich gehalten werden können. Um das Emittanzwachstum weiter zu verringern, muss die Fertigstellung neuer Magnete mit geringeren Multipolanteilen in Betracht gezogen werden. Darüber hinaus muss die Länge der Strahlführung und damit die Anzahl der Magnete möglichst klein gehalten werden. Auch die Erhöhung der kinetischen Energie resultiert in einer kleineren Emittanz. Aus diesen Gründen wird neben der Strahlführung für spinpolarisierte Elektronen eine zweite, deutlich kürzere mit einer Quelle, die eine höhere Beschleunigungsspannung besitzt, geplant. Allerdings liefert diese keine Elektronen mit variierbarem Spinwinkel und erfordert den Bau einer auf die höhere Energie angepassten longitudinalen Strahlanpassung sowie einer modifizierten ersten Sektion des Injektor-Linac.

# A Anhang

## A.1 Felder und Kräfte eines Quadrupolmagneten

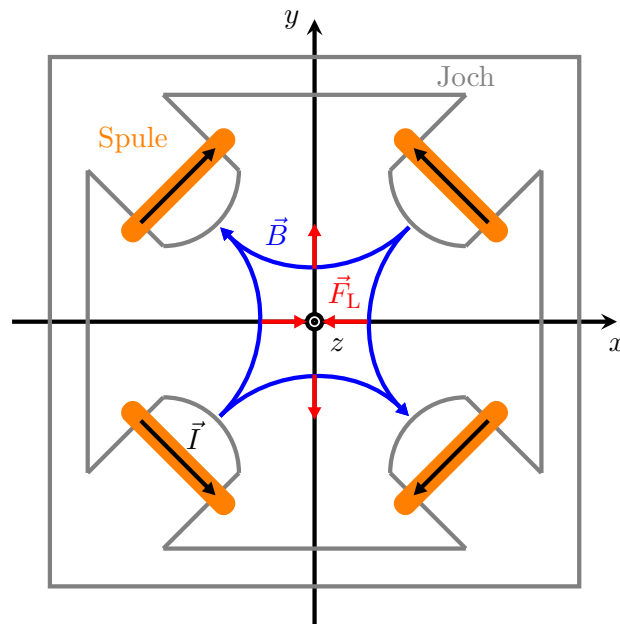
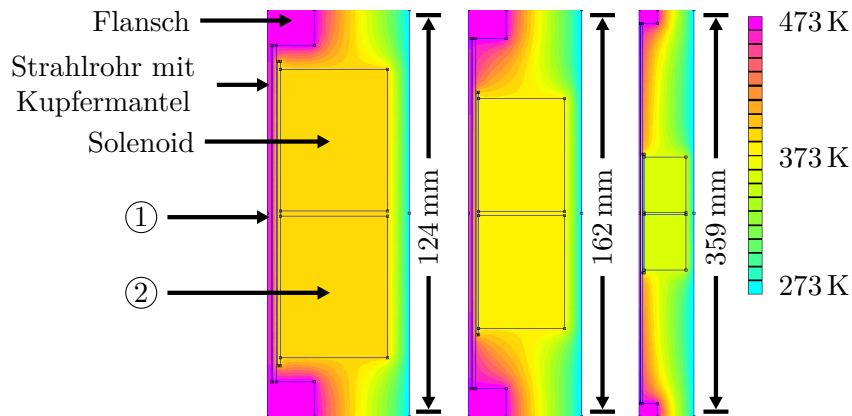


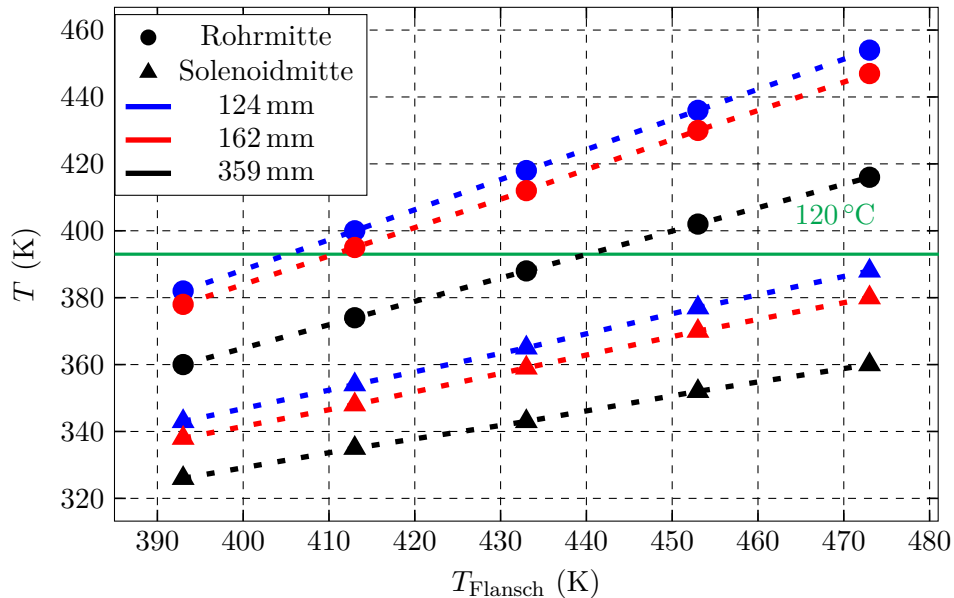
Abbildung A.1.1: Skizze des Feldes und der Kräfte in einem Quadrupolmagneten, der horizontal fokussiert. Die Elektronen bewegen sich dabei in positive  $z$ -Richtung.

## A.2 Neues Konzept zum Ausheizen der Solenoide

Im Gegensatz zu den Solenoiden [Sto16] des Choppersystems in Unterkapitel 3.5.2 ist der Isolationslack der übrigen Solenoide nicht für hohe Temperaturen ausgelegt, da eine andere Methode des Ausheizens angewendet wird. Das Strahlrohr wird mit Kupfer ummantelt, welches für einen größeren Wärmetransport entlang des Strahlrohrs sorgen soll, insbesondere entlang der Stelle, die durch das Solenoid für Heizbänder unzugänglich ist. Um die Temperaturen entlang des Strahlrohrs und die Temperatur des Solenoids zu simulieren, wurde erneut FEMM 4.2 verwendet, welches auch die Möglichkeit zur Simulation von Temperaturverläufen bietet. In Abbildung A.2.1 sind Simulationen des Ausheizens von Strahlrohren mit So-



**Abbildung A.2.1:** Simulation der Temperatur beim Ausheizen von Strahlrohren mit einer Länge von 124, 162, 359 mm mit Solenoid. Das Temperaturverhalten an ① und ② ist in Abbildung A.2.2 dargestellt.



**Abbildung A.2.2:** Verhalten der Temperatur an ① und ② (siehe Abbildung A.2.1) beim Ausheizen eines Strahlrohrs mit Solenoid in Abhängigkeit der Flanschttemperatur  $T_{\text{Flansch}}$ . Die Länge des Strahlrohrs betrug dabei jeweils 124 mm, 162 mm und 359 mm.

lenoid mit unterschiedlicher Länge (124, 162, 359 mm) zu sehen. Zu erkennen ist der Temperaturverlauf entlang des mit Kupfer ummantelten Strahlrohrs und des Doppelsolenoids bei einer vorgegebenen Temperatur der Flansche von 473 K. Die

Temperaturen in der Rohrmittle ① und im Doppelsolenoid ② sind in Abbildung A.2.2 als Funktion der Flanschttemperatur  $T_{\text{Flansch}}$  aufgetragen. Damit in der Mitte des Strahlrohrs mindestens eine Temperatur von  $120^\circ\text{C}$  erreicht wird, müssen die Flansche am jeweiligen Ende auf mindestens  $175^\circ\text{C}$  aufgeheizt werden. Die Temperatur liegt in jedem Fall deutlich unter der höchsten zulässigen Temperatur von  $200^\circ\text{C}$  des Backlackdrahtes der Spulen. Das ist ein spezieller Lack, der den Draht umgibt und so die einzelnen Wicklungen der Spule gegeneinander isoliert. Der Vorteil dieser Methode ist, dass so die Apertur des Solenoids verringert werden kann, da kein Heizband zwischen Strahlrohr und Solenoid passen muss. Eine kleine Apertur sorgt für eine kleine sphärische Aberration und eine kürzere Brennweite. Außerdem wird der Ausheizvorgang dadurch vereinfacht.

Es wurden auch alle Solenoide mit der im vorigen Unterabschnitt erwähnten Magnetmessstation vermessen.

### A.3 Choppersystem

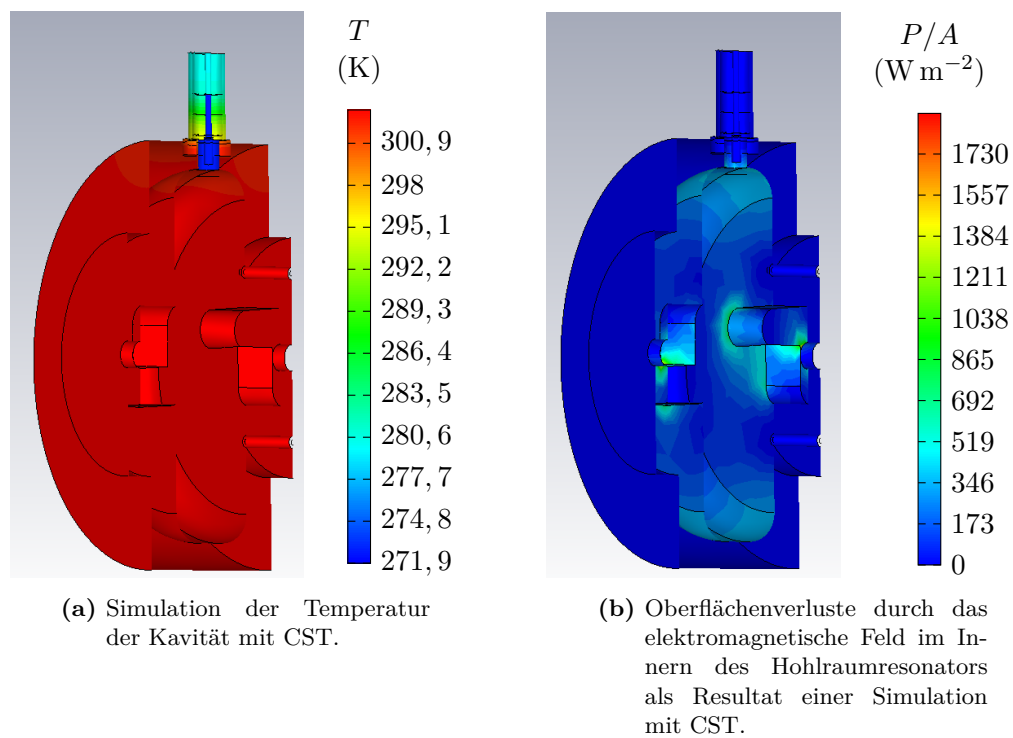
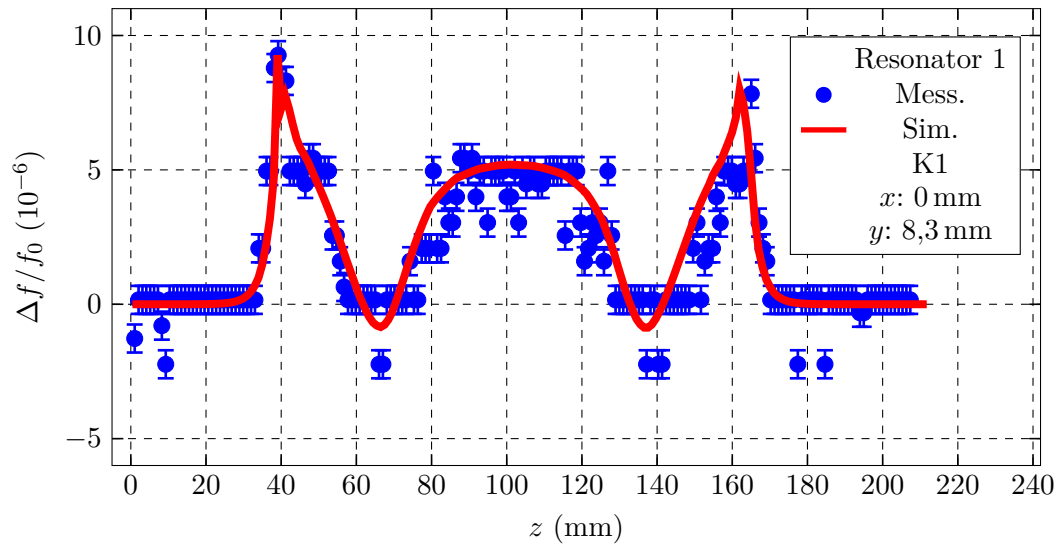
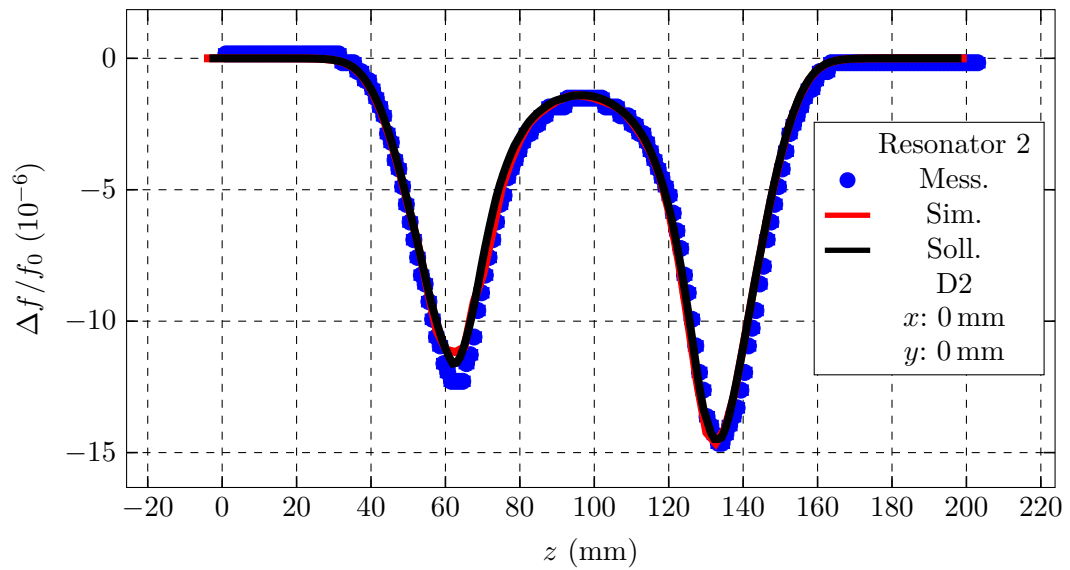


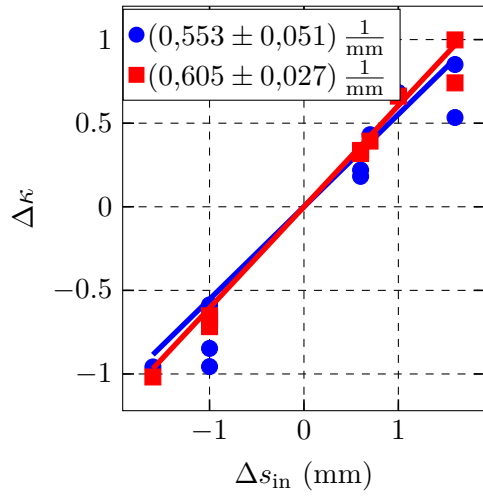
Abbildung A.3.1



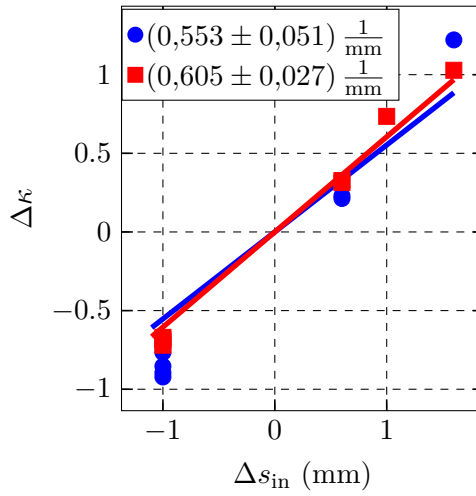
**Abbildung A.3.2:** Feldverteilung des elektrischen und magnetischen Feldes bei  $x = 0$  mm,  $y = 8,3$  mm. In Rot das simulierte und in Blau das mit kugelförmigem Störkörper K1 gemessene Feld.



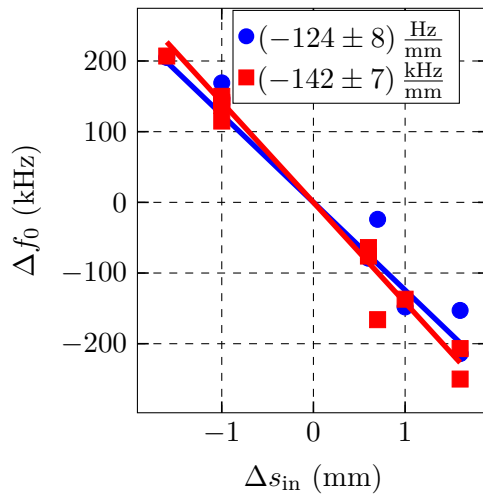
**Abbildung A.3.3:** Feldverteilung des elektrischen Feldes bei  $x = 0$ ,  $y = 0$  nach der finalen Bearbeitung des zweiten Resonators. In Rot das simulierte, in Blau das mit zylindrischem Störkörper D2 gemessene und in Schwarz das Sollfeld.



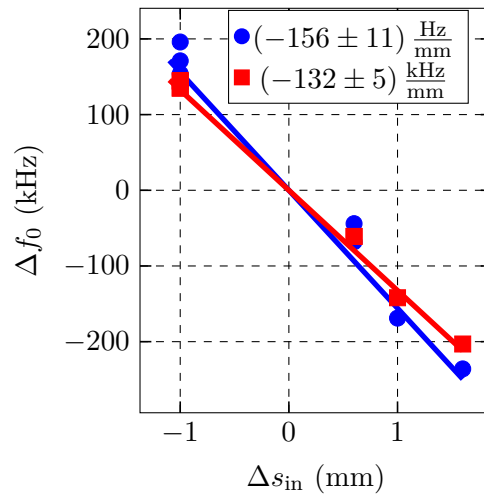
(a) Resonator 1



(b) Resonator 2

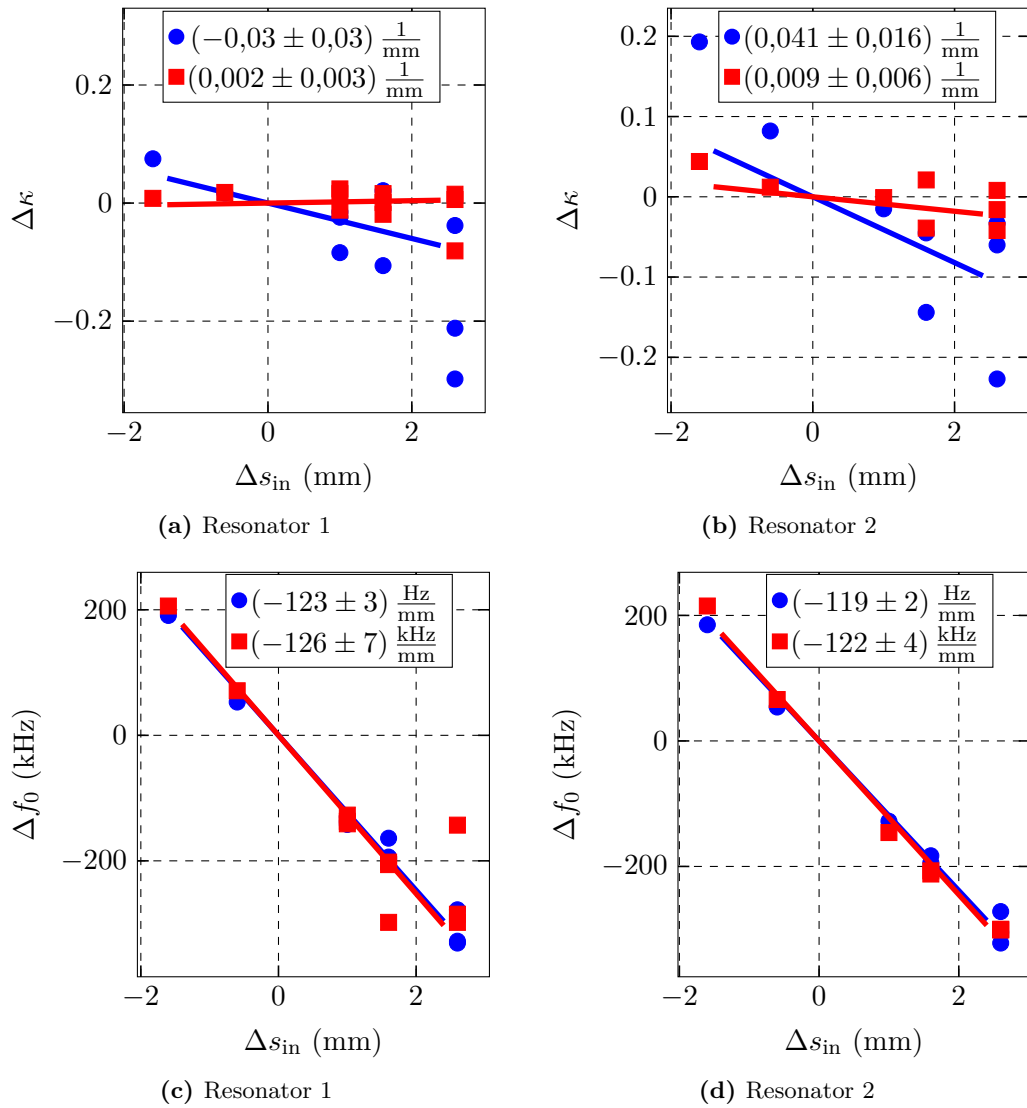


(c) Resonator 1



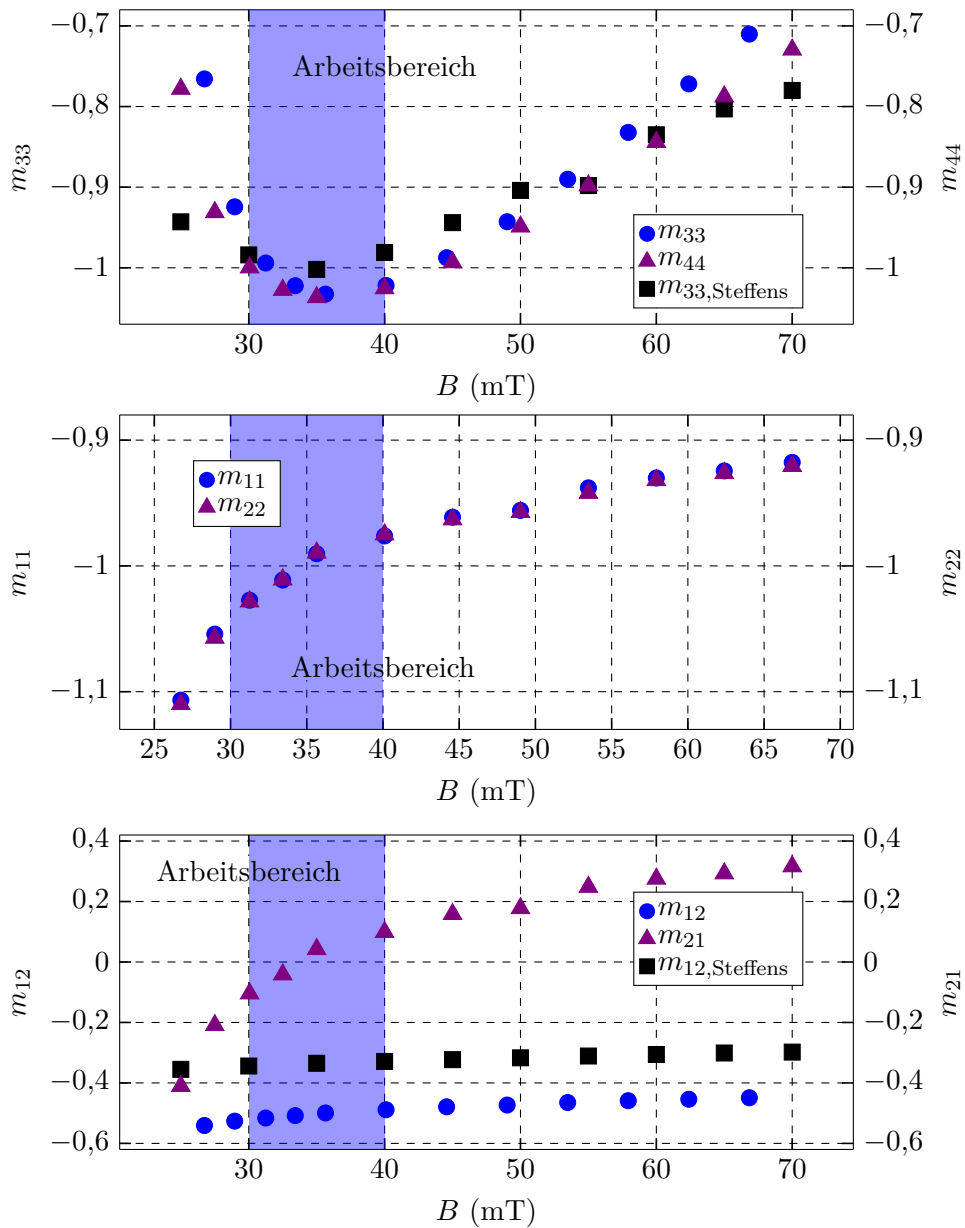
(d) Resonator 2

**Abbildung A.3.4:** Auswirkung der Eintauchtiefe  $s_{\text{in}}$  der Einkoppelantenne auf die Resonanzfrequenz  $f_0$  und die Kopplung  $\kappa$  bei beiden Kavitäten. ● stellen die Messwerte und ■ die Simulationsergebnisse dar.



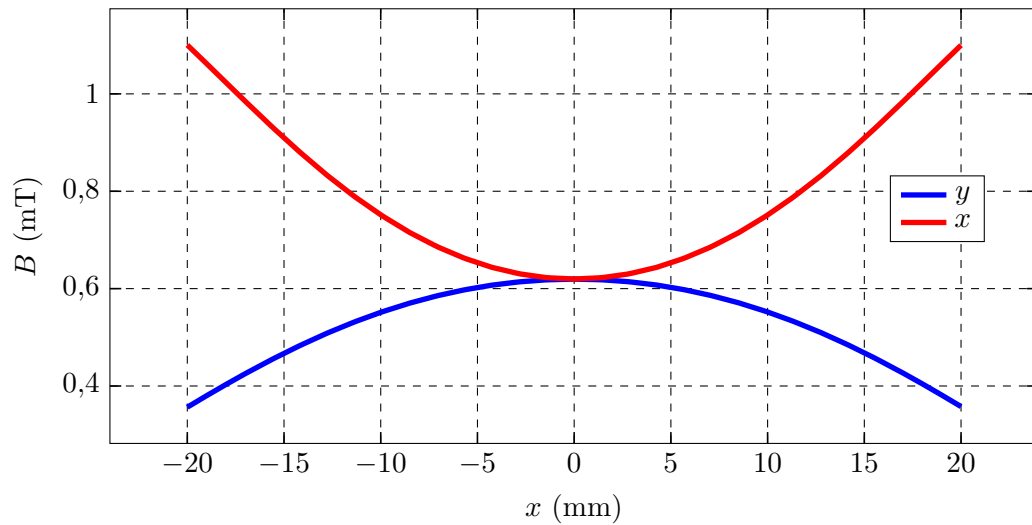
**Abbildung A.3.5:** Auswirkung der Eintauchtiefe  $s_{\text{out}}$  der Auskoppelantenne auf die Resonanzfrequenz  $f_0$  und die Kopplung  $\kappa$  bei beiden Kavitäten.  $\bullet$  stellen die Messwerte und  $\blacksquare$  die Simulationsergebnisse dar.

### A.4 Matrixelemente des Alphamagneten

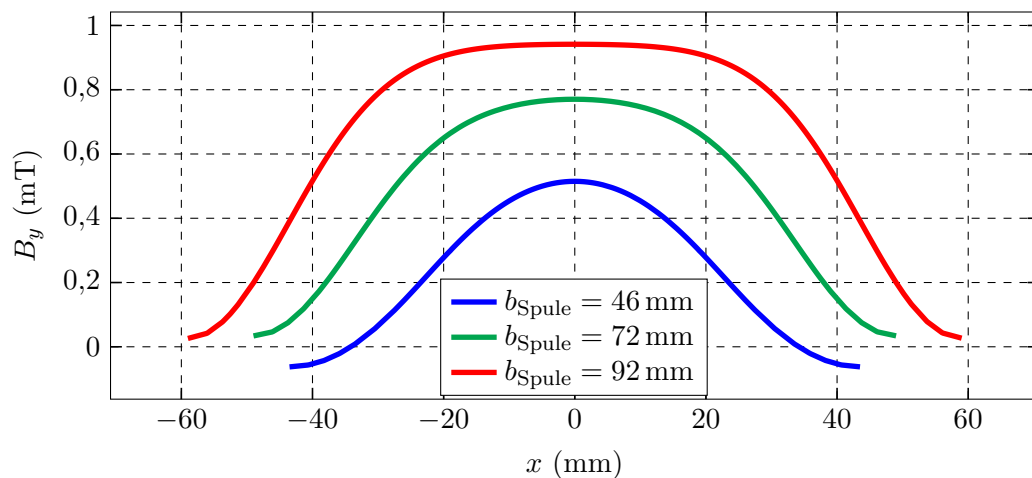


**Abbildung A.4.1:** Matrixelemente der Transfermatrix des Alphamagneten in Abhängigkeit der maximalen Feldstärke bestimmt aus Trackingsimulationen mit CST. Als Vergleich dienen die Matrixelemente aus Messungen in [Ste93].

## A.5 Simulierte Magnetfeldverläufe



**Abbildung A.5.1:** Qualitativer Feldverlauf der  $x$ - und  $y$ -Komponente des magnetischen Feldes eines exemplarischen Korrekturmagneten entlang der  $x$ -Richtung als Resultat einer Simulation mit CST. Dabei betrug  $I_x = 1\text{ A}$  und  $I_y = 1\text{ A}$ .



**Abbildung A.5.2:** Qualitativer Feldverlauf der  $y$ -Komponente des magnetischen Feldes eines exemplarischen Korrekturmagneten entlang der  $x$ -Richtung als Resultat einer Simulation mit CST für verschiedene Spulenbreiten  $b_{\text{Spule}}$ . Dabei musste der Strom  $I_x$  von  $1\text{ A}$  für  $b_{\text{Spule}} = 46\text{ mm}$ , über  $1,5\text{ A}$  auf  $1,88\text{ A}$  erhöht werden, um eine konstante Ablenkung zu erreichen. Der Strom  $I_y$  betrug jeweils  $0\text{ A}$ .

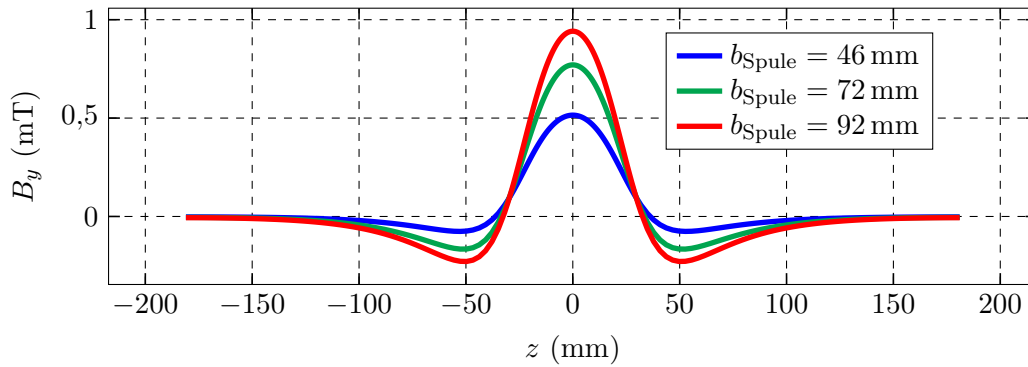


Abbildung A.5.3: Qualitativer Feldverlauf der  $y$ -Komponente des magnetischen Feldes eines exemplarischen Korrekturmagneten entlang der  $z$ -Richtung als Resultat einer Simulation mit CST für verschiedene Spulenbreiten  $b_{\text{Spule}}$ . Dabei musste der Strom  $I_x$  von 1 A für  $b_{\text{Spule}} = 46$  mm auf 1,88 A erhöht werden, um eine konstante Ablenkung zu erreichen. Der Strom  $I_y$  betrug jeweils 0 A.

## A.6 Verzerrung des Phasenraums

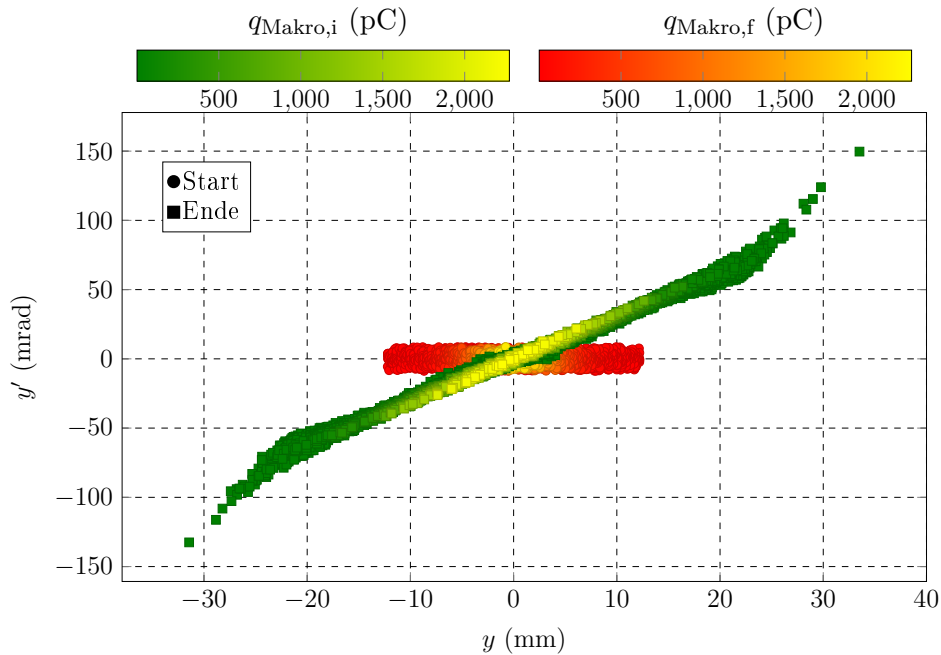
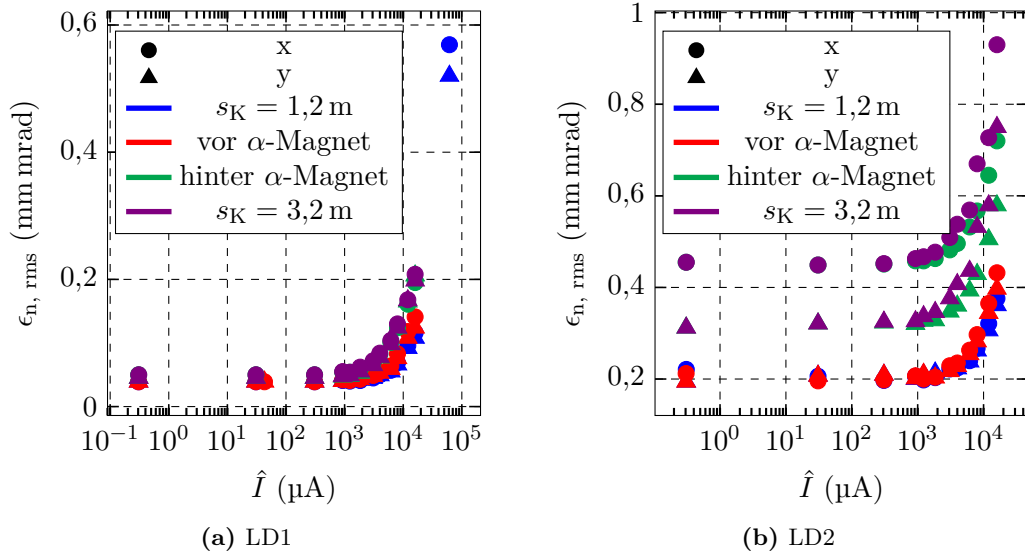


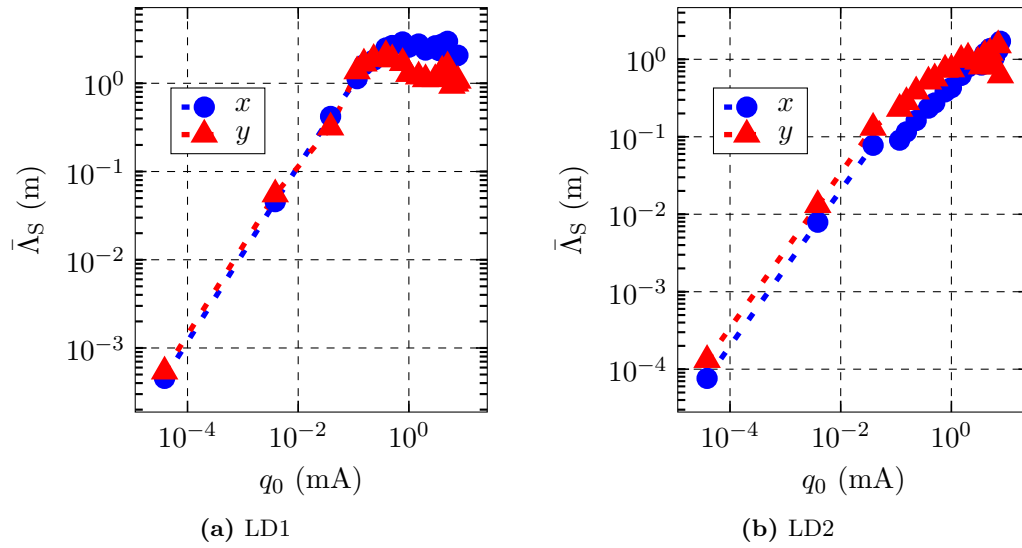
Abbildung A.6.1:  $y$ ,  $y'$ - Koordinaten der Makroteilchen vor und hinter dem Quadrupol. Nach dem Passieren des Magneten ist eine Filamentierung des Phasenraumes zu erkennen.

## A.7 Emittanzwachstum durch den Alphas magnet



**Abbildung A.7.1:** Simulationsergebnisse der Emittanz mit LD1 (links) und LD2 für verschiedene Ströme entlang der Strahlführung vor Quadrupol 020, vor bzw. hinter dem Alphas magnet und vor Solenoid 120.

## A.8 Raumladungsparameter



**Abbildung A.8.1:**  $\bar{\Lambda}_S$  in Abhängigkeit der Bunchladung  $q_0$  berechnet aus den Ergebnissen der Simulation der Strahlführung mit PARMELA.

Zur Berechnung von  $\bar{\Lambda}_S$  wurden die rms-Strahlgrößen und die rms-Emittanzen entlang der Strahlführung, die mithilfe von Simulationen mit PARMELA und CST ermittelt wurden, gemittelt und dann in Gleichung (2.2.13) eingesetzt.

## A.9 Größe des Laserflecks in Abhängigkeit der Laserleistung

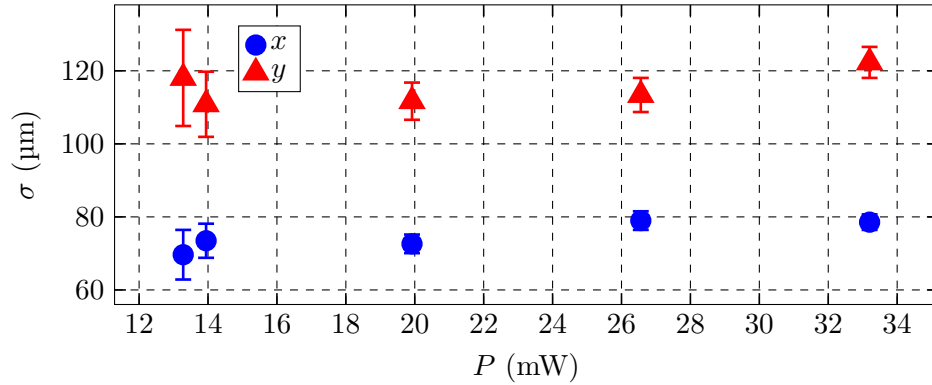


Abbildung A.9.1: Strahlfleckdimension für verschiedene Laserleistungen gemessen mit dem Lasersystem LD1.

## A.10 Orientierung des Halbkreises nach dem Choppersystem

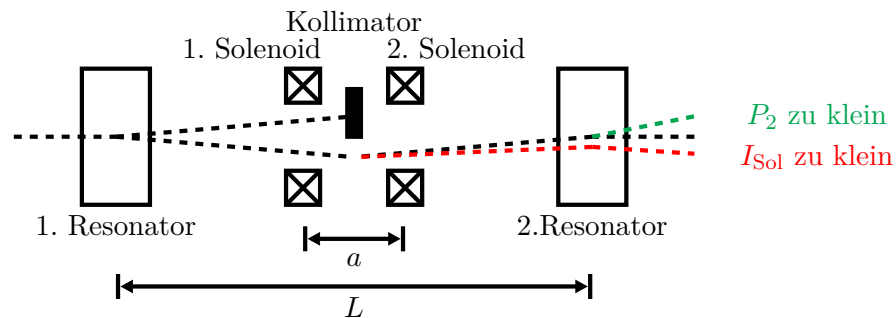


Abbildung A.10.1: Skizze des Choppersystems. Die gestrichelte schwarze Linie stellt den Elektronenstrahl bei optimaler Einstellung dar. In Rot ist der Strahl bei zu kleiner Amplitude des Solenoids und in Blau bei zu kleiner Amplitude des zweiten Resonators skizziert.

### A.11 Ströme ausgewählter Korrekturmagnete in Abschnitt 5.5.5

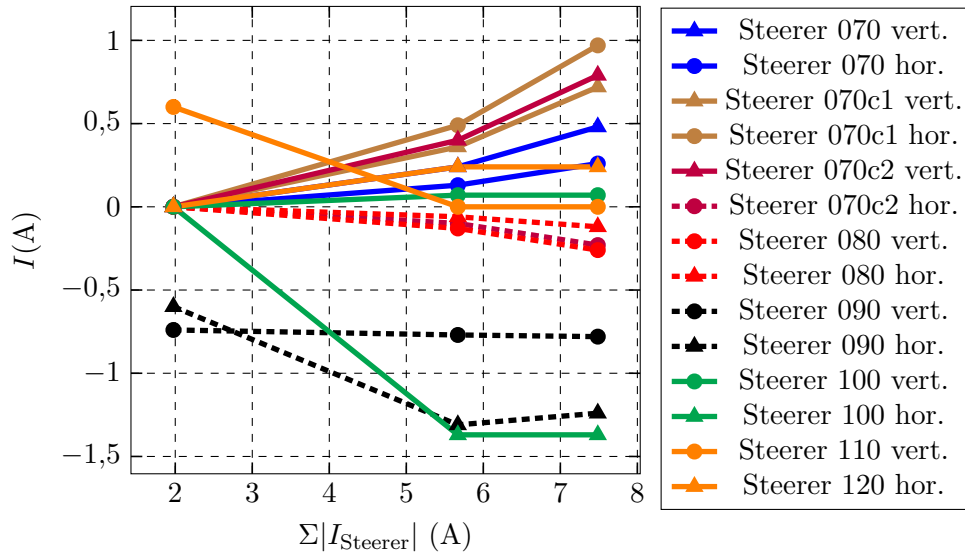


Abbildung A.11.1: Betrag der Ströme ausgewählter Magnete während der Messung dargestellt in Abbildung 5.5.7.

### A.12 Ströme ausgewählter Korrekturmagnete in Abschnitt 5.5.6

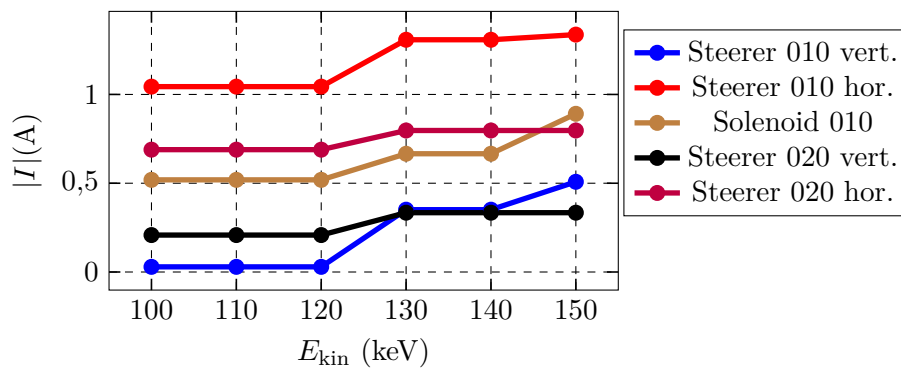


Abbildung A.12.1: Betrag der Ströme ausgewählter Magnete während der Messung dargestellt in Abbildung 5.5.9.



# Literaturverzeichnis

- [A<sup>+</sup>97] AULENBACHER, K. u. a.: The MAMI source of polarized electrons. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 391 (1997), S. 498–506. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)00528-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00528-7). – DOI 10.1016/S0168-9002(97)00528-7
- [A<sup>+</sup>00] AUNE, B. u. a.: Superconducting TESLA cavities. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 3 (2000), Sep, 092001. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.3.092001>. – DOI 10.1103/PhysRevSTAB.3.092001
- [A<sup>+</sup>14] AULENBACHER, K. u. a.: Elementary Design Report for the Mainz Energy Recovering Superconducting Accelerator MESA / Institut für Kernphysik. Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Okt. 2014. – Forschungsbericht
- [ABG<sup>+</sup>01] ACHENBACH, P. ; BAUNACK, S. ; GRIMM, K. ; HAMMEL, T. ; VON HARRACH, D. ; LOPES GINJA, A. ; MAAS, F.-E. ; SCHILLING, E. ; STRÖHER, H.: Measurements and simulations of Cherenkov light in lead fluoride crystals. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 465 (2001), Nr. 2, 318 - 328. [http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00668-4](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00668-4). – DOI [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00668-4](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00668-4). – ISSN 0168-9002
- [Ale19] ALEXANDER, I.: *Experimental investigation of the beam dynamics of the MESA photoinjector*. Mainz, Johannes Gutenberg-Universität, Diss., 2019
- [Ape03] APEL, R.: *Entwurf und Realisierung einer planaren Stehwellenstruktur für Millimeterwellen*. Berlin, Technische Universität Berlin, Diss., 2003
- [Arz04] ARZ, G.: *Optimierung des MAMI-Lasersystems im Hinblick auf erhöhte Ausgangsleistung und Diagnose der Intensitätsstabilität*. Mainz, Johannes Gutenberg-Universität, Diplomarbeit, 2004
- [ASB<sup>+</sup>06] ALTAREV, I. ; SCHILLING, E. ; BAUNACK, S. ; CAPOZZA, L. ; DIEFENBACH, J. ; GRIMM, K. ; HAMMEL, T. ; VON HARRACH, D. ; IMAI, Y. ; KABUSS, E.-M. ; KOTHE, R. ; LEE, J.-H. ; LOPES GINJA, A. ; MAAS, F.-E. ; SANCHEZ LORENTE, A. ; STEPHAN, G. ; WEINRICH, C.: A high power liquid hydrogen target for the Mainz A4 parity

- violation experiment. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 564 (2006), Nr. 1, 13 - 25. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.03.022>. – DOI <https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.03.022>. – ISSN 0168–9002
- [Aul07] AULENBACHER, K.: *Erzeugung intensiver hochpolarisierter Elektronenstrahlen mit hoher Symmetrie unter Helizitätswechsel*. Shaker Verlag, 2007. – ISBN 978–3–8322–6429–1
- [Aul11] AULENBACHER, K.: Polarized beams for electron accelerators. In: *Eur. Phys. J. Special topics* 198 (2011), S. 361–380
- [B<sup>+</sup>08] BAZAROV, I.-V. u. a.: Thermal emittance and response time measurements of negative electron affinity photocathodes. In: *Journal of Applied Physics* (2008), Nr. 103
- [B<sup>+</sup>11] BAUNACK, S. u. a.: Realtime calibration of the A4 electromagnetic lead fluoride (PbF<sub>2</sub>) calorimeter. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 640 (2011), Nr. 1, 58 - 68. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.02.099>. – DOI <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.02.099>. – ISSN 0168–9002
- [B<sup>+</sup>18] BECKER, D. u. a.: The P2 experiment. A future high-precision measurement of the weak mixing angle at low momentum transfer. In: *arXiv preprint arXiv:1802.04759* 54 (2018). <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2018-12611-6>. – DOI 10.1140/epja/i2018-12611-6. – ISSN 1434–6001
- [BA07] BARDAY, R. ; AULENBACHER, K.: Polarized electron source operation at average currents of several milliamperes. In: *AIP Conference Proceedings* 915 (2007), 06. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2750946>. – DOI 10.1063/1.2750946
- [BA<sup>+</sup>15] BERGER, N. ; AULENBACHER, K. u. a.: Measuring the weak mixing angle with the P2 experiment at MESA. In: *Proceedings of PhiPsi15*, 2015
- [BABR<sup>+</sup>09] BAUNACK, S. ; AULENBACHER, K. ; BALAGUER RÍOS, D. ; CAPOZZA, L. ; DIEFENBACH, J. ; GLÄSER, B. ; HARRACH, D. von ; IMAI, Y. ; KABUSS, E.-M. ; KOTHE, R. ; LEE, J.-H. ; MERKEL, H. ; MORRA ESPÍ, M.-C. ; MÜLLER, U. ; SCHILLING, E. ; STEPHAN, G. ; WEINRICH, C. ; ARVIEUX, J. ; EL-YAKOUBI, M.-A. ; FRASCARIA, R. ; KUNNE, R. ; MAAS, F.-E. ; MORLET, M. ; ONG, S. ; WIELE, J. van d. ; KOWALSKI, S. ; PROK, Y. ; TAYLOR, S.: Measurement of

- Strange Quark Contributions to the Vector Form Factors of the Proton at  $Q^2 = 0.22$  (GeV/c)<sup>2</sup>. In: *Phys. Rev. Lett.* 102 (2009), Apr, 151803. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.151803>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.102.151803
- [Bar07] BARDAY, R.: *Untersuchungen zur Lebensdauer von NEA-Photokathoden bei der Extraktion sehr hoher mittlerer Ströme*. Mainz, Johannes Gutenberg-Universität, Diss., 2007
- [Bec13] BECHTHOLD, V.: *Eine Deflektor-Kavität für den MESA-Beschleuniger*. Mainz, Johannes Gutenberg-Universität, Diplomarbeit, 2013
- [Bec18] BECHTHOLD, V.: *Untersuchung von Multi-Alkali-Verbindungen im Hinblick auf ihre Eignung zur Erzeugung hochbrillanter Elektronenpulse*. Mainz, Johannes Gutenberg-Universität, Diss., 2018
- [Bis13] BISWAS, B.: A model of field and spherical aberration in soft/hard edge solenoid magnets. In: *Review of Scientific Instruments* 84 (2013), S. 103301. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4824359>. – DOI 10.1063/1.4824359
- [BMT59] BARGMANN, V. ; MICHEL, L. ; TELEGDI, V.-L.: Precession of the Polarization of Particles Moving in a Homogeneous Electromagnetic Field. In: *Phys. Rev. Lett.* 2 (1959), May, 435–436. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.2.435>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.2.435
- [Bor91] BORLAND, M.: *A high-brightness thermionic microwave electron gun*. Stanford, SLAC, Diss., 1991
- [Bra88] BRAUN, H.-H.: *Das Choppersystem für den Injektorlinac des Mainzer Mikrotrons*. Mainz, Johannes Gutenberg-Universität, Diplomarbeit, 1988
- [BRAB<sup>+</sup>16] BALAGUER RÍOS, D. ; AULENBACHER, K. ; BAUNACK, S. ; DIEFENBACH, J. ; GLÄSER, B. ; HARRACH, D. von ; IMAI, Y. ; KABUSS, E.-M. ; KOTHE, R. ; LEE, J.-H. ; MERKEL, H. ; MORA ESPÍ, M.-C. ; MÜLLER, U. ; SCHILLING, E. ; WEINRICH, C. ; CAPOZZA, L. ; MAAS, F.-E. ; ARVIEUX, J. ; EL-YAKOUBI, M.-A. ; FRASCARIA, R. ; KUNNE, R.-A. ; ONG, S. ; WIELE, J. van d. ; KOWALSKI, S. ; PROK, Y.: Measurement of the parity violating asymmetry in the quasielastic electron-deuteron scattering and improved determination of the magnetic strange form factor and the isovector anapole radiative correction. In: *Phys. Rev. D* 94 (2016), Sep, 051101. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.94.051101>. – DOI 10.1103/PhysRevD.94.051101

- [Bün16] BÜNNING, A.: *Auslegung einer differentiellen Pumpstufe für das niedere-nergetische Strahlführungssystem am Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator*. Mainz, Johannes Gutenberg-Universität, Diplomarbeit, 2016
- [CER13] CERN: *New results indicate that particle discovered at CERN is a Higgs boson*. <https://home.cern/news/press-release/cern/new-results-indicate-particle-discovered-cern-higgs-boson>, 2013
- [Cha93] CHAO, A.-W.: *Physics of collective beam instabilities in high energy accelerators*. John Wiley & Sons, Inc., 1993
- [Cha14] CHAUVIN, N.: Space-Charge Effect. (2014), Oct, Nr. arXiv:1410.7991, 63-83. 21 p. <http://dx.doi.org/10.5170/CERN-2013-007.63>. – DOI 10.5170/CERN-2013-007.63. – CAS-CERN Accelerator School: Ion Sources, Senec, Slovakia, 29 May - 8 June 2012, edited by R. Bailey
- [Com10] COMPUTER SIMULATION TECHNOLOGY: *Understanding Time Domain Meshing in CST MICROWAVE STUDIO®*. <http://www.cst.com/>, July 2010
- [Com18] COMPUTER SIMULATION TECHNOLOGY: *CST Particle Studio - Workflow and Solver Overview*. <http://www.cst.com/>, 2018
- [CRY20] CRYTUR, SPOL. S R.O.: *Physical properties, Scintillation properties*. <https://www.crytur.cz/materials/yagce/>, 2020
- [cst14] *Computational Simulation Software*. <http://www.cst.com/>, 2014
- [cst16] *Computational Simulation Software*. <http://www.cst.com/>, 2016
- [Den16] DENIG, A.: Recent results from the Mainz Microtron MAMI and an outlook for the future. In: *AIP Conference Proceedings* Bd. 1735, 2016, S. 020006
- [Deu05] DEUTSCHES KUPFERINSTITUT: *Cu-OFE*. [https://www.kupferinstitut.de/fileadmin/user\\_upload/kupferinstitut.de/de/Documents/Shop/Verlag/Downloads/Werkstoffe/Datenblaetter/Kupfer/Cu-OFE.pdf](https://www.kupferinstitut.de/fileadmin/user_upload/kupferinstitut.de/de/Documents/Shop/Verlag/Downloads/Werkstoffe/Datenblaetter/Kupfer/Cu-OFE.pdf), 2005
- [DNSM16] DASH, R. ; NAYAK, B. ; SHARMA, A. ; MITTAL, K.-C.: Analysis of transverse RMS emittance growth of a beam induced by spherical and chromatic aberration in a solenoidal field. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 807 (2016), 94 - 100. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2015.10.074>. – DOI 10.1016/j.nima.2015.10.074. – ISSN 0168-9002

- [Dor18] DORIA, L.: Search for light dark matter with the MESA accelerator. In: *13th Conference on the Intersections of Particle and Nuclear Physics (CIPANP 2018) Palm Springs, California, USA, May 29-June 3, 2018*, 2018
- [Eng63] ENGE, H.-A.: Achromatic Magnetic Mirror for Ion Beams. In: *Review of Scientific Instruments* 34 (1963), S. 385–389. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1718372>. – DOI 10.1063/1.1718372
- [Fri19] FRIEDERICH, S.: *Entwicklung einer hochbrillanten Photoemissionsquelle für spinpolarisierte Strahlen*. Mainz, Johannes Gutenberg-Universität, Diss., 2019
- [Gri99] GRIFFITHS, D.-J.: *Introduction to Electrodynamics*. Prentics Hall, 1999
- [GSA<sup>+</sup>11] GRAMES, J. ; SULEIMAN, R. ; ADDERLEY, P.-A. ; CLARK, J. ; HANSKNECHT, J. ; MACHIE, D. ; POELKER, M. ; STUTZMAN, M.-L.: Charge and fluence lifetime measurements of a DC high voltage GaAs photogun at high average current. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 14 (2011), Apr, S. 043501. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.14.043501>. – DOI 10.1103/PhysRevSTAB.14.043501
- [H<sup>+</sup>73] HOWORTH, J.-R. u. a.: Electric field enhancement of escape probability on negative-electron-affinity surfaces. In: *Applied Physics Letters* 23.3 (1973), S. 123–124. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1654828>. – DOI 10.1063/1.1654828
- [HAB<sup>+</sup>06] HAMMEL, T. ; ACHENBACH, P. ; BAUNACK, S. ; CAPOZZA, L. ; DIEFENBACH, J. ; GRIMM, K. ; VON HARRACH, D. ; IMAI, Y. ; KABUSS, E. ; KOTHE, R. ; LEE, J.-H. ; LOPES GINJA, A. ; MAAS, F.-E. ; SANCHEZ LORENTE, A. ; SCHILLING, E. ; STEPHAN, G. ; WEINRICH, C. ; ALTAREV, I.: A luminosity monitor for the A4 parity violation experiment at MAMI. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 564 (2006), Nr. 1, 1 – 12. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.03.028>. – DOI <https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.03.028>. – ISSN 0168–9002
- [HAH<sup>+</sup>17] HUG, F. ; AULENBACHER, K. ; HEINE, R.-G. ; LEDROIT, B. ; SIMON, D.: MESA — an ERL Project for Particle Physics Experiments. In: *Proc. of Linear Accelerator Conference (LINAC'16), East Lansing, MI, USA, 25–30 September 2016*. Geneva, Switzerland : JACoW, May 2017 (Linear Accelerator Conference 28). – ISBN 978–3–95450–169–4, 313–315. – <https://doi.org/10.18429/JACoW-LINAC2016-MOP106012>

- [Har97] HARTMANN, P.: *Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen*. Mainz, Johannes Gutenberg-Universität, Diss., 1997
- [Har16] HARCKEN, D.-I.-H.: Messung des Erdmagnetfeldes in der PTB. (2016), Aug. [https://media.gfz-potsdam.de/gfz/wv/doc/infothek/leaflets/Faltblatt\\_Magnetfeld\\_dt.pdf](https://media.gfz-potsdam.de/gfz/wv/doc/infothek/leaflets/Faltblatt_Magnetfeld_dt.pdf)
- [Hei] HEIL, P.: *Longitudinale Bunchprofilmessung mit Smith-Purcell-Strahlung an MELBA*. Mainz, Johannes Gutenberg-Universität, Diss.. – In Vorbereitung
- [Hei15] HEIL, P.: *Longitudinale Emittanzanpassung durch Geschwindigkeitsmodulation im Injektorsystem am MESA*. Mainz, Johannes Gutenberg-Universität, Masterarbeit, 2015
- [Hei18] HEIDRICH, S.: *Entwurf strahloptischer Elemente für MESA und Untersuchung des Einflusses extremer Strahlleistungen auf die Strahlqualität und -diagnose*. Mainz, Johannes Gutenberg-Universität, Diss., 2018
- [Her76] HERMINGHAUS, H.: The design of a cascaded 800 MeV normal conducting C.W. race track microtron. In: *Nuclear Instruments and Methods* Bd. 138.1, 1976, S. 1–12
- [Hig64] HIGGS, P.-W.: Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), Oct, 508–509. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.508>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.13.508
- [Hil] HILLERT, W.: *E 106 Hohlräumresonatoren/Cavities*. <http://www-elsa.physik.uni-bonn.de/Lehrveranstaltungen/FP-E106/E106-Erlaeuterungen.pdf>, . – Universität Bonn
- [Hin08] HINTERBERGER, F.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. 2. Springer, 2008
- [Jac98] JACKSON, J.-D.: *Classical Electrodynamics*. 3. John Wiley & Sons, Inc., 1998
- [KBD<sup>+</sup>92] KLEEVEN, J.-G.-M. ; BOTMAN, J.-I.-M. ; DELHEZ, J.-L. ; HAGEDOORN, H.-L. ; TIMMERMANS, C.-J. ; WEBERS, G.-A.: Emittance Growth in Nonlinear Beam Guiding and Focusing Elements. In: *Proc. Cyclotrons'92*, 1992, S. 384–387
- [Kem20] KEMPF, R.: *Stabilisation der Strahlparameter für das P2-Experiment an MESA*. Mainz, Johannes Gutenberg-Universität, Diss., 2020
- [Kho95] KHOE, T.: The effect of small ellipsoidal material on the resonant frequency of a cavity / Argonne National Laboratory. Version: 1995. <http://dx.doi.org/10.2172/105757>. Illinois, USA, 1995. – Forschungsbericht

- [Kle03] KLEIN, B.: *FEM Grundlagen und Anwendungen der Finite-Element-Methode*. 5. Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, 2003
- [Kum09] KUMAR, V.: Understanding the focusing of charged particle beams in a solenoid magnetic field. In: *American Journal of Physics* 77 (2009), 08, S. 737. <http://dx.doi.org/10.1119/1.3129242>. – DOI 10.1119/1.3129242
- [LC17] LIU, Andreas Chee-Seng ; CIESLA, Catharina-Sophie: *Simulation eines Hochspannungsisolators mit CST EM Studio*. [https://www.tet.tu-berlin.de/fileadmin/fg277/Paper\\_LiuCiesla.pdf](https://www.tet.tu-berlin.de/fileadmin/fg277/Paper_LiuCiesla.pdf), 2017
- [Led16] LEDROIT, B.: *Aufbau und Test des MESA-Choppers*. Mainz, Johannes Gutenberg-Universität, Masterarbeit, 2016
- [Lie07] LIEBERMANN, H.: *Entwicklung einer supraleitenden CH-Beschleuniger-Struktur für leichte und schwere Ionen*. Frankfurt am Main, Johann Wolfgang Goethe Universität, Diss., 2007
- [LL76] LANDAU, L.-D. ; LIFSHITZ, E.-M.: *COURSE OF THEORETICAL PHYSICS*. Bd. 1 Mechanics. 3. Butterworth Heinemann, 1976
- [LS70] LAPOSTOLLE, P.-M. ; SEPTIER, A.-L.: *Linear Accelerators*. North-Holland Publishing Company - Amsterdam, 1970
- [LY56] LEE, T.-D. ; YANG, C.-N.: Question of Parity Conservation in Weak Interactions. In: *Phys. Rev.* 104 (1956), Oct, 254–258. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.104.254>. – DOI 10.1103/PhysRev.104.254
- [M<sup>+</sup>04] MAAS, F.-E. u. a.: Measurement of Strange-Quark Contributions to the Nucleon's Form Factors at  $Q^2 = 0.230 \text{ (GeV/c)}^2$ . In: *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004), Jul, 022002. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.022002>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.93.022002
- [MAB<sup>+</sup>05a] MAAS, F.-E. ; AULENBACHER, K. ; BAUNACK, S. ; CAPOZZA, L. ; DIEFENBACH, J. ; GLÄSER, B. ; HAMMEL, T. ; HARRACH, D. von ; IMAI, Y. ; KABUSS, E.-M. ; KOTHE, R. ; LEE, J.-H. ; LORENTE, A. ; SCHILLING, E. ; SCHWAAB, D. ; SIKORA, M. ; STEPHAN, G. ; WEBER, G. ; WEINRICH, C. ; ALTAREV, I. ; ARVIEUX, J. ; EL-YAKOUBI, M. ; FRASCARIA, R. ; KUNNE, R. ; MORLET, M. ; ONG, S. ; WIELE, J. van d. ; KOWALSKI, S. ; PLASTER, B. ; SULEIMAN, R. ; TAYLOR, S.: Evidence for Strange-Quark Contributions to the Nucleon's Form Factors at  $Q^2 = 0.108 \text{ (GeV/c)}^2$ . In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), Apr, 152001. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.152001>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.94.152001

- [MAB<sup>+</sup>05b] MAAS, F.-E. ; AULENBACHER, K. ; BAUNACK, S. ; CAPOZZA, L. ; DIEFENBACH, J. ; GLÄSER, B. ; IMAI, Y. ; HAMMEL, T. ; HARRACH, D. von ; KABUSS, E.-M. ; KOTHE, R. ; LEE, J.-H. ; SANCHEZ-LORENTE, A. ; SCHILLING, E. ; SCHWAAB, D. ; STEPHAN, G. ; WEBER, G. ; WEINRICH, C. ; ALTAREV, I. ; ARVIEUX, J. ; ELYAKOUBI, M. ; FRASCARIA, R. ; KUNNE, R. ; MORLET, M. ; ONG, S. ; VANDEWIELE, J. ; KOWALSKI, S. ; SULEIMAN, R. ; TAYLOR, S.: Measurement of the Transverse Beam Spin Asymmetry in Elastic Electron-Proton Scattering and the Inelastic Contribution to the Imaginary Part of the Two-Photon Exchange Amplitude. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), Mar, 082001. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.082001>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.94.082001
- [Mee18] MEEKER, D.: *Finite Element Method Magnetics*. <http://www.femm.info/>, 2018. – Version 4.2
- [Mer16] MERKEL, H.: Internal Target Experiments at the MESA accelerator. In: *Proceedings of 54th International Winter Meeting on Nuclear Physics – PoS(BORMIO2016)* Bd. 272. Sissa Medialab, 12 2016
- [Mes01] MESCHEDÉ, D.: *Gerthsen Physik*. 21. Springer-Verlag, 2001
- [MS52] MAIER, L.-C. ; SLATER, J.-C.: Field Strength Measurements in Resonant Cavities. In: *Journal of Applied Physics* (1952), Nr. 23, S. 68–77
- [mum09] *MU METAL SPECIFICATIONS*. <http://mumetal.co.uk/?p=100>, Mar. 2009
- [P<sup>+</sup>98] P., Achenbach u. a.: Radiation resistance and optical properties of lead fluoride Cherenkov crystals. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* (1998), S. 357–363
- [Poe95] POELKER, M.: High power gain-switched diode laser master oscillator and amplifier. In: *Applied Physics Letters* 67 (1995), S. 2762–2764
- [PW56] PANOFSKY, W.-K.-H. ; WENZEL, W.-A.: Some Considerations Concerning the Transverse Deflection of Charged Particles in Radio-Frequency Fields. In: *Review of Scientific Instruments* (1956), Nr. 11, S. 967–967. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1715427>. – DOI 10.1063/1.1715427
- [RAB<sup>+</sup>17] RÍOS, D. B. ; AULENBACHER, K. ; BAUNACK, S. ; DIEFENBACH, J. ; GLÄSER, B. ; HARRACH, D. von ; IMAI, Y. ; KABUSS, E.-M. ; KOTHE, R. ; LEE, J.-H. ; MERKEL, H. ; MORA ESPÍ, M.-C. ; MÜLLER, U. ; SCHILLING, E. ; WEINRICH, C. ; CAPOZZA, L. ; MAAS, F.-E. ; ARVIEUX, J. ; EL-YAKOUBI, M.-A. ; FRASCARIA, R. ; KUNNE, R. ;

- MORLET, M. ; ONG, S. ; WIELE, J. van d. ; KOWALSKI, S. ; PROK, Y.: New Measurements of the Beam Normal Spin Asymmetries at Large Backward Angles with Hydrogen and Deuterium Targets. In: *Phys. Rev. Lett.* 119 (2017), Jul, 012501. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.012501>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.119.012501
- [Rei08] REISER, M.: *Theory and Design of Charged Particle Beams*. 2. WILEY-VCH, 2008
- [S<sup>+</sup>96] SHVEDUNOV, V.-I. u. a.: Design of a prebuncher for increased longitudinal capture efficiency of MAMI. In: *EPAC 96* Bd. 2, 1996, S. 1556–1558
- [Sac70] SACHERER, F.-J.: RMS envelope equations with space charge. (1970), Nov, Nr. CERN-SI-INT-DL-70-12. <https://cds.cern.ch/record/322516>
- [Sim] SIMON, D.: *MESA als Gesamtkonzept mit Schwerpunkt auf Kryotechnik und Strahloptik*. Mainz, Johannes Gutenberg-Universität, Diss.. – In Vorbereitung
- [Ste93] STEFFENS, K.-H.: *Konzeption und Optimierung eines 100 keV Injektionssystems zur Erzeugung eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahls an MAMI*. Mainz, Johannes Gutenberg-Universität, Diss., 1993
- [Sto16] STOLL, C.: *Solenoid-Fokussierungsmagnete für den niederenergetischen Strahltransport an MESA*. Mainz, Johannes Gutenberg-Universität, Masterarbeit, 2016
- [TA06] TIOUKINE, V. ; AULENBACHER, K.: Operation of the MAMI accelerator with a Wien filter based spin rotation system. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* Bd. 568.2, 2006, S. 537–542
- [TRA19] TRADIUM GMBH: In. <https://www.indium.de/>, 2019
- [WAH<sup>+</sup>57] WU, C.-S. ; AMBLER, E. ; HAYWARD, R.-W. ; HOPPES, D.-D. ; HUDSON, R.-P.: Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay. In: *Phys. Rev.* 105 (1957), Feb, 1413–1415. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.105.1413>. – DOI 10.1103/PhysRev.105.1413
- [Wan08] WANGLER, T.-P.: *RF linear accelerators*. WILEY-VCH, 2008
- [Wie07] WIEDEMANN, H.: *Particle Accelerator Physics*. 3. Springer, 2007
- [Wil96] WILLE, K.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. 2. B. G. Teubner Stuttgart, 1996

- [You05] YOUNG, L.-M. ; LOS ALAMOS NATIONAL LABORATORY (Hrsg.): *PAR-MELA*. Los Alamos National Laboratory, December 2005. – revised version LA-UR-96-1835, Internal Report
- [Zal98] ZALTO, C.: *Verwendung hochfrequenzmodulierter Laserdioden zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen am Mainzer Mikrotron*. Mainz, Johannes Gutenberg-Universität, Diplomarbeit, 1998
- [Zel59] ZELDOVICH, Ya.-B.: Parity nonconservation in the first order in the weak interaction constant in electron scattering and other effects. In: *Sov. Phys. JETP* 36 (1959), S. 964–966

# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name: Christoph Matejcek  
Anschrift: Bonifaziusplatz 3  
55118 Mainz  
Geburtstag und -ort: 14.3.1988, Mainz  
Staatsangehörigkeit: deutsch

## Werdegang

1994–1998 St. Martins-Grundschule in Uelversheim  
1998–2007 Gymnasium zu St. Katharinen in Oppenheim mit Abschluss Abitur  
2007–2008 Zivildienst im Altenzentrum Oppenheim  
2008–2011 Karlsruher Institut für Technologie in Karlsruhe, Physikstudium  
2011–2013 Johannes Gutenberg-Universität in Mainz,  
Fortsetzung Physikstudium mit Abschluss Diplom  
Thema: *Schnelle Helizitätswechsel für das P2-Projekt an MESA*  
2014–2020 Johannes Gutenberg-Universität in Mainz,  
Promotionsstudium in Physik  
Thema: *Strahldynamik in der Niederenergie-Strahlführung von MESA  
unter Berücksichtigung von Raumladung und  
Multipol-Beiträgen höherer Ordnung*

## Lehrtätigkeit innerhalb der Promotionszeit

Sommersemester 2014 Übungsassistent Höhere Beschleunigerphysik  
Wintersemester 2014/15 Übungsassistent Experimentalphysik 2  
Wintersemester 2015/16 Übungsassistent Experimentalphysik 2

## Sprachkenntnisse

Deutsch: Muttersprache  
Englisch: fließend in Wort und Sprache  
Französisch: vier Jahre Schulkenntnis