

Entwicklung und Anwendung schneller Strahldiagnose für Ionenstrahlen

DISSERTATION
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich 13 - Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von
Dipl.-Ing. (FH) JOCHEN PFISTER
aus Frankfurt am Main

Frankfurt 2010
D30

vom Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe-Universität als
Dissertation angenommen.

Dekan:	Prof. Dr. Rischke
1.Gutachter:	Prof. Dr. Ratzinger
2.Gutachter:	Prof. Dr. Schempp
Datum der Disputation:	7. Juni 2010

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	I
1 Einleitung	1
2 HITRAP	3
2.1 Der HITRAP-Komplex als Teil des GSI-Beschleunigers	3
2.2 Herstellung hochgeladener Ionen	4
2.3 Beschleunigerstrukturen	5
2.3.1 Linearbeschleunigerstrukturen	8
2.3.1.1 Doppel-Drift-Buncher (DDB)	8
2.3.1.2 Interdigitale H-Struktur (IH)	10
2.3.1.3 Radiofrequenzquadrupol (RFQ)	13
2.4 Niederenergiesektion und Kühlerfalle	15
2.4.1 Niederenergiestrahllinie (LEBT)	15
2.4.2 Kühler-Penningfalle	17
2.4.3 Vertikale Strahllinie und EBIT-Quelle (VBL und EBIT)	18
2.5 Experimente an HITRAP	20
2.5.1 Massenmessung in einer Falle	20
2.5.2 g-Faktor-Falle	21
2.5.3 SPECTRAP	21
2.5.4 Oberflächenexperiment	22
3 Emittanz und Emittanzmessung	23
3.1 Grundlagen	23
3.1.1 Der Satz von Liouville	24
3.1.2 Die Phasenraumellipse	26
3.1.3 Emittanzdefinitionen	30
3.1.3.1 Randemittanz	30
3.1.3.2 Effektive Emittanz	31
3.1.3.3 KV-Emittanz	31
3.1.3.4 rms-Emittanz	31
3.1.3.5 Normierte Emittanz	32
3.1.3.6 90%/95% Emittanz	32
3.2 Emittanzmessung	32
3.2.1 Schlitz-Gitter/Folien-Messung	33

3.2.2	Electrical Sweep-Scanner-Messung	34
3.2.3	Allison Scanner-Messung	35
3.2.4	Emittanzbestimmung über Profilmessungen bei variablen Fokussierstärken (Gradienten-Methode)	36
3.2.5	Einzelschuss-Pepperpot-Messung	38
3.3	Fehlerbetrachtung bei der Emittanzmessung	40
3.4	Die longitudinale Emittanz	43
4	Longitudinales Bunchen eines Ionenstrahls	45
5	Design-Strahldynamik vom ESR zu HITRAP	53
6	Strahlungsmessungen zur HITRAP-Inbetriebnahme	57
6.1	GSI-Pepperpot-Einzelschuss-Emittanzmessanlage	57
6.1.1	Die Hardware	57
6.1.2	Die Auswertungssoftware	60
6.1.3	Fehleranalyse in der Software	69
6.2	CVD-Diamantdetektor zur Messung der longitudinalen Bunchstruktur	70
6.3	Vergleichsmessungen am Hochladungsinjektor der GSI	73
6.4	Messungen der transversalen Emittanz hinter dem DDB	76
6.5	Messung der transversalen Emittanz hinter der IH-Struktur	82
6.6	Messungen der longitudinalen Bunchstruktur hinter dem DDB	85
7	Strahldynamik-Rechnungen zur Inbetriebnahme der Beschleunigerstrukturen	89
7.1	Strahltransport vom ESR zur IH-Struktur	89
7.2	Inverse Strahldynamik	91
7.2.1	Nickel-Strahl 2008	91
7.2.2	Nickel-Strahl 2009	92
7.3	Strahldynamik vom ESR bis zum RFQ-Einschuss	94
7.4	Strahldynamiksimulation und Strahlspotmessung zwischen ESR und IH	99
8	Entwicklung und Aufbau einer Emittanzmessanlage für hoch- und niederenergetische Ionen bei kleinsten Intensitäten	103
8.1	Gesamtkonzept	103
8.2	Blende und Kalibrierung	105
8.3	Micro Channel Plate	107
8.4	Auswertesoftware für das neue System	110
8.5	Testmessungen der neuen Anlage mit HITRAP-Strahl	111
8.6	Benchmarking mit einer Schlitz-Gitter-Emittanzmessanlage	114
8.6.1	Referenzmessung der Emittanz mit der Schlitz-Gitter-Anlage	114
8.6.2	Messung mit der Pepperpot-Einzelschuss-Anlage	118
8.6.3	Messung mit der Pepperpot-Einzelschuss-Anlage an der Gabor-Plasmalinse und Vergleich mit simulierten Daten	120
9	Zusammenfassung und Ausblick	123

Appendices	129
A Messwerttabellen	129
Literaturverzeichnis	135
Abbildungsverzeichnis	145
Tabellenverzeichnis	149
Danksagung	151
Lebenslauf	153

Kapitel 1

Einleitung

Teilchenphysiker streben zu immer höheren Teilchenenergien, um die Struktur der Materie eingehender erforschen zu können und theoretisch vorhergesagte Teilchen zu finden. Beispielsweise sollen Protonen am *Large Hadron Collider* am *CERN* in Genf auf 7TeV beschleunigt werden, um Stoßexperimente durchzuführen, die Aufschlüsse über die Bestandteile der Materie geben sollen [CER09]. Andererseits sind für Physiker aber auch Teilchenenergien im Bereich von nur einigen meV vor allem für atomphysikalische Präzisionsexperimente interessant. Im Wesentlichen interessiert man sich in diesem Fall für hochgeladene Ionen und deren extrem starke elektrische Felder, welche die Felder von Hochleistungslasern um viele Größenordnungen übersteigen. Eine Anlage, die hochgeladene Ionen bei solch geringen Energien in naher Zukunft bereitstellen soll, ist *HITRAP* (Highly Charged Ion Trap) bei der *Gesellschaft für Schwerionenforschung* (GSI) in Darmstadt [TDR03]. Hochpräzisionsexperimente werden erst bei diesen geringen Teilchenenergien möglich. Die in dieser Anlage den Experimentatoren zu Verfügung gestellten Ionen besitzen genau diese minimalen Energien im Bereich von wenigen meV entsprechend einer Temperatur von Millikelvin. So soll der *g-factor* des gebundenen Elektrons in wasserstoffähnlichen Systemen noch genauer bestimmt werden, wodurch eine Überprüfung der Theorie der Quanten-Elektro-Dynamik starker Felder (QED) möglich wird. Auch sollen Massenspektroskopie sowie Kollisionsexperimente bei diesen niedrigsten Energien im meV-Bereich durchgeführt werden. Über Kern-Atomhülle-Wechselwirkungen können auch Eigenschaften von Atomkernen über atomphysikalische Methoden ermittelt werden.

Um hochgeladene Ionen zu erzeugen, gibt es prinzipiell zwei Methoden: *Elektronenstrahl-Ionenquellen* (EBIS/T) und das sog. *in-flight stripping*, bei dem beschleunigte und niedrig geladene Ionen durch eine Folie (Festkörper) oder ein Gastarget geschossen werden und beim Durchfliegen einen Teil ihrer Elektronen verlieren. Die von HITRAP geforderte Strahlintensität von ungefähr 10^5 hochgeladenen schweren Ionen pro Bunch kann mit einer EBIT nicht erreicht werden. Die LLNL-Super-EBIT konnte in einem dem HITRAP-Zyklus entsprechenden Zeitraum maximal Intensitäten von 10 bis 10^2 nackten Uranionen demonstrieren, diese jedoch nicht aus der Falle extrahieren. Bei HITRAP wird daher die Methode des *in-flight stripping* angewendet, um die hochgeladenen Schwerionen in ausreichender Zahl zu erzeugen. Man benutzt dazu die bereits bestehenden Beschleu-

nigeranlagen. Die nackten oder wasserstoffähnlichen Teilchen werden nach ihrer Erzeugung bei mehreren hundert MeV/u im Experimentierspeicherring (ESR) abgebremst und gekühlt. Anschließend bremst der Linearbeschleuniger von HITRAP die Teilchen weiter ab und injiziert sie in eine Kühler-Penningfalle. Von dort werden sie den Experimenten zur Verfügung gestellt.

Bei HITRAP ist nun der weltweit erste invers betriebene Beschleuniger dieser Art für schwerste Ionen aufgebaut worden. Die Teilchen werden zuerst mit einer interdigitalen H-Moden-Struktur auf eine Zwischenenergie und anschließend mit einem Radiofrequenzquadrupol weiter abgebremst, bevor die Ionen in eine Kühler-Penningfalle injiziert werden, um dort bei kryogenen Temperaturen auf meV bzw. mK gekühlt zu werden. Anschließend profitieren die Hochpräzisionsexperimente von weltweit einzigartigen Teilchenstrahlen mit sehr guten Strahlqualitäten bei niedrigsten Energien.

Im Rahmen des Zukunftsprojektes *Facility for Antiproton and Ion Research* (kurz FAIR) bei GSI soll HITRAP auch für die Abbremsung von Antiprotonen genutzt werden. Dies wird weitere vielfältige Experimentiermöglichkeiten mit niederenergetischen Anti-Teilchen-Strahlen eröffnen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Aufbau und die Inbetriebnahme des Linearbeschleunigers von HITRAP, im Besonderen des Bunchers und der IH-Struktur maßgeblich unterstützt. Während der Inbetriebnahme der Kavitäten wurden Einzelschuss-Emittanzmessungen sowie Emittanzbestimmung bei Verwendung der Gradienten-Methode durchgeführt, die die Basis für weitergehende transversale Strahldynamiksimulationen bildeten. Dadurch wurde es möglich, den Beschleuniger systematisch in Betrieb zu nehmen.

Da der HITRAP-Beschleuniger während der Inbetriebnahme bedingt durch den ESR-Superzyklus nur alle 40 bis 50 Sekunden einen Ionenbunch erhält, konnte keine Schlitz-Gitter-Messung erfolgen, um die Emittanz des Strahls zu bestimmen. Die Einzelschuss-Pepperpot-Methode war die einzig logische Alternative um der niedrigen Wiederholrate gerecht zu werden.

Zur Inbetriebnahme wurde im HITRAP-Linearbeschleuniger die transversale Emittanz unter Zuhilfenahme der Einzelschussmessungen sowie der Methode über Quadrupolvariation ermittelt. Die longitudinale Bunchstruktur wurde gemessen. Die Validierung der Pepperpot-Messungen erfolgte am Hochladungsinjektor im Vergleich mit der Gradienten-Methode sowie einer Schlitz-Gitter-Messung.

Kapitel 2

HITRAP

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die Einbettung des HITRAP-Komplexes in die bestehende Beschleunigeranlage bei GSI–Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt, den linearen Teil des Abbremsers sowie die geplanten Experimente. Es wird der Verlauf von der Ionenproduktion in der Quelle bis hin zum Experiment beschrieben. Die Abbremsstrukturen werden detailliert dargestellt und schließlich die wichtigsten Experimente an HITRAP vorgestellt.

2.1 Der HITRAP-Komplex als Teil des GSI-Beschleunigers

Die einzelnen Beschleuniger, die zur Erzeugung der hoch geladenen Ionen bis hin zur HITRAP-Anlage verwendet werden, lassen sich in verschiedene Beschleunigerabschnitte unterteilen (siehe Abbildung 2.1). Am Anfang der Beschleunigerkette stehen die Ionenquellen. Verschiedene Typen mit unterschiedlichen Charakteristika kommen hierbei zum Einsatz. Ein- und zweifach-geladene Ionen werden entweder in einer Multi Cusp-Ionenquelle (MUCIS) oder Cold or Hot Reflex Discharge-Ionenquelle (CHORDIS) erzeugt. Metal Vapor Vacuum Arc-Ionenquellen (MEV-VA) können schon bis vierfach geladene Ionen produzieren. Die Penning-Ionenquelle (PIG) erzeugt mittlere Ladungszustände bis U^{10+} . Von dort werden Ionen bis hin zu den schwersten Ionen, wie z.B. ^{238}U über einen Vorbeschleuniger zum ersten Gasstripper beschleunigt und danach im Poststripperbereich mit vier Kavitäten vom Typ Alvarez bis auf $11,4 \text{ MeV}/u$ weiterbeschleunigt. Findet eine Injektion aus dem Hochladungsinjektor (HLI) statt, so kommen die Ionen aus einer Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle (EZR), die Ladungszustände bis hin zu U^{28+} erzeugen kann. Diese werden auch vorbeschleunigt und dann direkt hinter dem Gasstripper in die Alvarez-Kavitäten injiziert.

Nach einem Folienstripper, der sich im Transferkanal befindet, wird in das Schwerionensynchrotron (SIS-18) injiziert, das eine maximale magnetische Steifigkeit von 18 Tm aufweist. Dort wird bis zu einer Energie von einem GeV/u beschleunigt. Im Transferkanal zwischen SIS-18 und Experimentierspeicherring (ESR) können mit einem weiteren Folienstripper wasserstoffähnliche Systeme, aber auch nackte Atomkerne erzeugt werden.

Typischerweise werden die Ionen hinter dem Stripper mit $400 \text{ MeV}/u$ in den ESR injiziert. Dort findet eine stochastische Kühlung und dann ein erster Abbremszyklus auf eine Zwischenenergie von $30 \text{ MeV}/u$ statt. Auf diesem Energieniveau wird mit Elektronen zwischengekühlt und dann auf die ESR-Endenergie von $4 \text{ MeV}/u$ abgebremst. Lässt die Lebensdauer der Ionen im Ring einen weiteren Kühlzyklus zu, wird dieser appliziert und der Ionenbunch danach in Richtung des früheren Reinjektionskanals zum SIS hin extrahiert, wo sich schließlich der Linearbeschleuniger von HITRAP befindet. Dieser wird in Abschnitt 2.3 genauer betrachtet.

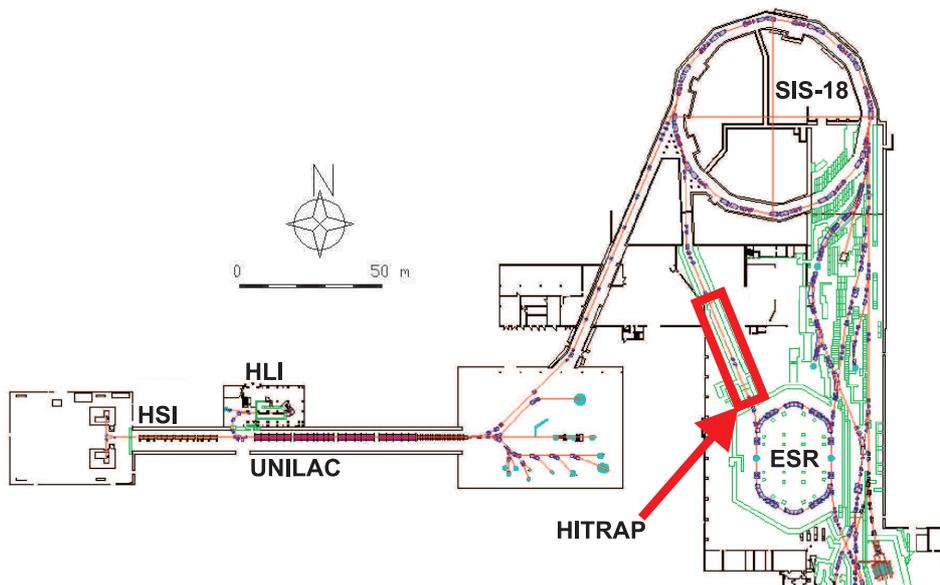


Abbildung 2.1: Campus der GSI – Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung mit Beschleunigern und Strahlwegen. Die Ionen für HITRAP werden in den Ionenquellen des Hochstrominjektors (HSI) oder des Hochladungsinjektors (HLI) erzeugt und im UNILAC beschleunigt. Gestrippt und ins Schwerionensynchrotron (SIS-18) injiziert, werden sie weiterbeschleunigt und im Transferkanal zum Experimentierspeicherring (ESR) mit einer Kupferfolie bis hin zu nackten Kernen geladen. Im ESR findet die Abbremsung auf $4 \text{ MeV}/u$ statt, um die Ionen dann dem HITRAP-Linearbeschleuniger zur Verfügung zu stellen.

2.2 Herstellung hochgeladener Ionen

Für die Herstellung von hochgeladenen Ionen können grundsätzlich zwei Prinzipien unterschieden werden:

- Mehrfachionisation bei Stoßprozessen mit Elektronen (EZR und Elektronenstrahl-Ionenquellen (EBIS/T))
- *in-flight stripping* in einer größeren Beschleunigeranlage.

In Elektron-Zyklotron-Resonanz-Quellen (EZR) wie auch Elektronenstrahl-Ionenquellen (EBIS/T) wird die Energie, die zur Ionisation benötigt wird, aus hochenergetischen Elektronen gewonnen. Für die Produktion großer Mengen von wasserstoff- und heliumähnlichen oder sogar nackten Ionen sind diese Methoden allerdings nicht geeignet. Daher können sie auch nicht für HITRAP eingesetzt werden. In EZR-Quellen werden nur mittlere Ladungszustände der Ionen erreicht. In den Elektronenstrahl-Ionenquellen hauptsächlich $q \leq Z - 2$. Beispielsweise wurden mit der SuperEBIT des Lawrence Livermore National Laboratory in Kalifornien innerhalb von 3 Sekunden $10 U^{92+}$ - sowie $500 U^{91+}$ -Ionen erzeugt. Die weitaus häufiger vorkommenden Ladungszustände in diesem Experiment waren U^{89+} und U^{88+} . Dazu war ein 198 keV -Elektronenstrahl sowie ein 3 T -Magnetfeld bei 4 K nötig [Mar94]. Aber selbst diese weltweit einzigartigen Produktionsraten in dieser EBIT erfüllen nicht die Anforderungen, die HITRAP stellt.

Beim *in-flight stripping* hingegen trifft ein hochenergetischer Ionenstrahl auf ein Festkörper- oder Gastarget. Die Elektronen werden hierbei durch Kollisionen mit den Targetatomen abgestrippt. Die Effizienz hängt hierbei von der Ionenenergie, der Ionensorte sowie des Targetmaterials und seiner Dicke ab. Mit dieser Methode lassen sich im Vergleich zu EZR und EBIS/T in kürzerer Zeit bedeutend mehr hochgeladene Ionen erzeugen. Typisch für einen Festkörperstripper ist eine Effizienz von 30% für U^{92+} -Ionen bei einem 400 MeV -Primärstrahl mit U^{73+} aus dem SIS-18, der auf einer Kupferfolie ($\rho = 40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) auftrifft [TDR03, Dah04a]. Damit können ungefähr 10^8 Ionen pro Zyklus in den ESR zum Abbremsen injiziert werden.

2.3 Beschleunigerstrukturen

Kommen im HITRAP-Projekt Uranionen zum Einsatz, werden diese entweder in der Metal Vapor Vacuum Arc-Quelle (MEVVA) oder der Penning-Quelle (PIG) erzeugt. Für andere Ionensorten können auch andere Quellen verwendet werden (z.B. Ni aus der EZR des Hochladungs-Injektors). Das aus der Quelle extrahierte U^{4+} wird auf $1,4 \text{ MeV}/u$ mit dem Hochstrominjektor (HSI), dem ersten Abschnitt des UNiversal Linear ACcelerator (UNILAC), beschleunigt. Das Stickstofftarget [Bar00, Bar08] strippt die Ionen bis auf U^{28+} , damit die Teilchen in den Alvarezstrukturen weiter beschleunigt werden können. Die Ionen verlassen den UNILAC mit $11,4 \text{ MeV}/u$ und werden mit einem Folienstripper ($\rho = 600 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) im Transferkanal zum SIS-18 bis zu U^{73+} hochgeladen. Dort werden sie auf bis zu $1 \text{ GeV}/u$ weiterbeschleunigt und treffen nach der Extraktion auf das oben beschriebene Kupfertarget. Mit einer Energie von $400 \text{ MeV}/u$ werden die Ionen in den Experimentierspeicherring (ESR, siehe Abbildung 2.2) eingeschossen.

Dort findet zuerst ein stochastischer Kühl-Zyklus für die Dauer von 10 Sekunden statt, damit die Abbremseneffizienz möglichst groß ist. Es kommt zur ersten Abbremsung auf die Zwischenenergie von $30 \text{ MeV}/u$ innerhalb von 7 Sekunden. Auf diesem Energieniveau wird mit dem Elektronenkühler die Phasenraumdicke ver-

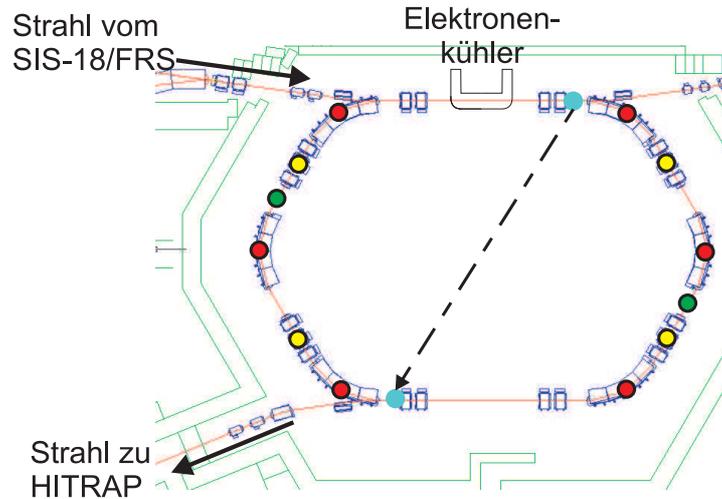


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Experimentierspeicherrings (ESR) bei GSI: Biegemagnete (rot), Linsen (gelb) sowie Beschleunigungsstrecken (grün) und Pickup- und Kicker-Elektroden zur Lagekorrektur der Teilchen bei stochastischer Kühlung (türkis).

kleinert und der der Strahl von der zweiten auf die vierte Harmonische umgebündelt. Danach folgt die zweite Abbremskaskade. Die minimale im Ring erreichbare Energie beträgt $4 \text{ MeV}/u$, ohne dass Strahlverluste inakzeptabel groß werden. Sind alle Ringparameter (Vakuum etc.) optimal und ist dadurch die Lebensdauer des Strahls im Ring ausreichend lang, wird bei dieser Energie erneut gekühlt, bevor mit dem Extraktionskicker die Ionen aus dem Ring in Richtung des HITRAP-Beschleunigers ausgeschossen werden. Dabei können die Ionen entweder in einem quasi-kontinuierlichen Strahl oder in bis zu drei „Paketen“ zur Verfügung gestellt werden [Ste09]. Der ESR-Superzyklus, der das Kühlen und Abbremsen beschreibt, ist in Abbildung 2.3 dargestellt.

Nachdem der Extraktionskicker die Teilchen aus der ESR-Flugbahn ausgelenkt hat, werden sie mit den Dipolmagneten *TR1MU0* und *TR1MU1* auf die Achse der HITRAP-Strahllinie gelegt sowie mit der Quadrupoldublette *TR1QD1* ihr Fokus für den Einschuss optimiert (siehe Abbildung 2.4).

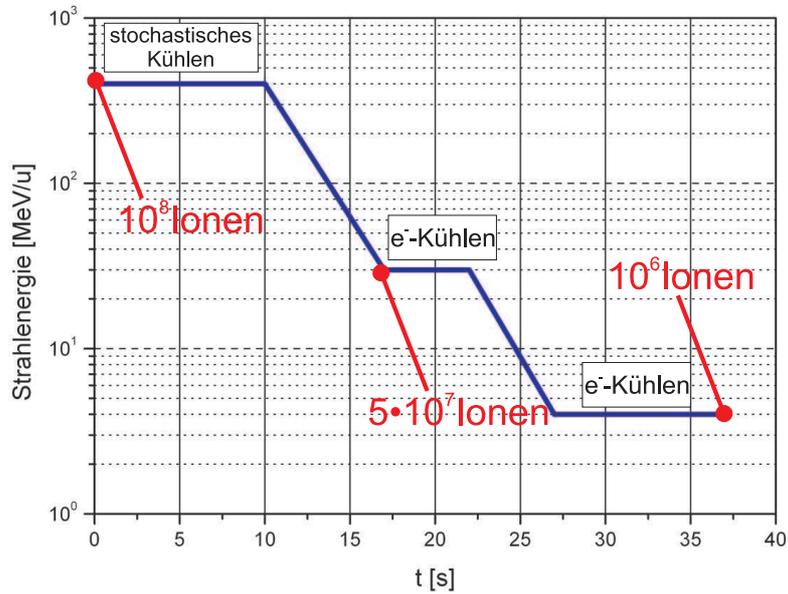


Abbildung 2.3: Abbremschema für die Ionen im ESR. Die Teilchen werden bei $400 \text{ MeV}/u$ injiziert und primär stochastisch gekühlt. Danach werden sie innerhalb von 7 Sekunden auf die Zwischenenergie von $30 \text{ MeV}/u$ abgebremst und erneut gekühlt. Der Strahl wird umbündelt und daraufhin auf die Ausschussenergie von $4 \text{ MeV}/u$ abgebremst. Ist die Lebensdauer der Teilchen im Ring ausreichend groß, wird auf diesem Energielevel erneut gekühlt, um die transversalen Teilchenverluste im weiteren Verlauf zu minimieren.

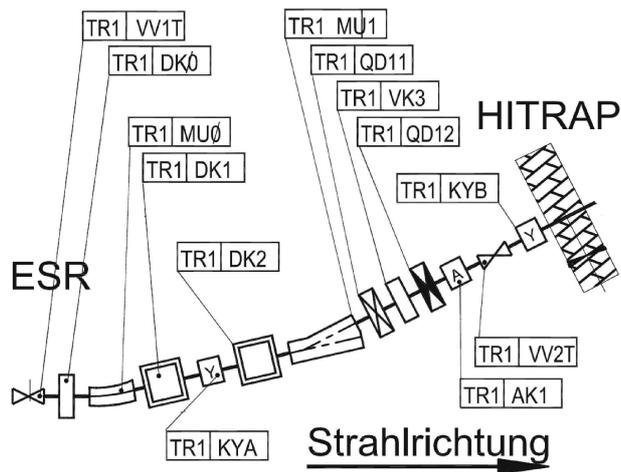


Abbildung 2.4: Strahlführung vom ESR zu HITRAP. Vakuumentile (VV1T & VV2T), Diagnosekammern (DK0, DK1 & DK2), Ablenkmagnete (MU0 & MU1), vertikale Ablenker (KYA & KYB), Quadrupoldoublette (QD11 & QD12) sowie Vakuummesskammer (VK3) und die Anpumpkammer (AK1). nach [Fis09]

2.3.1 Linearbeschleunigerstrukturen

In Abbildung 2.5 sind die im Folgenden beschriebenen Beschleunigerstrukturen von HITRAP dargestellt.

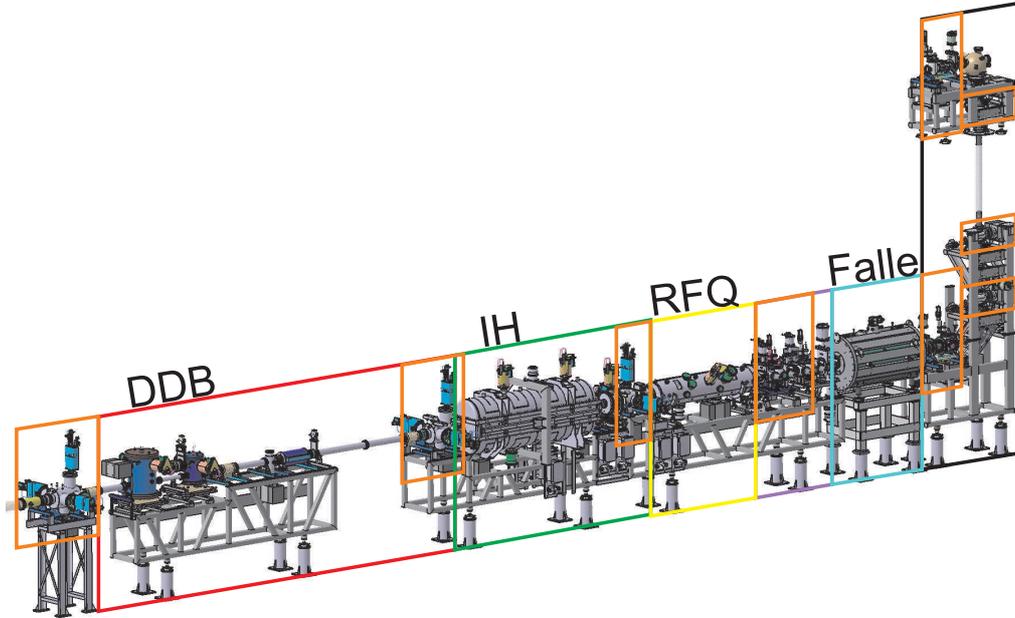


Abbildung 2.5: Schematische Zeichnung des HITRAP-Beschleunigers.

Der Strahl kommt mit $4 \text{ MeV}/u$ aus dem ESR von links in den Aufbau. Er kann in der ersten Diagnosekammer (orange) analysiert werden. Danach findet im Doppel-Drift-Buncher (rot) das Microbunching/die Phasenfokussierung statt, bevor in einer weiteren Diagnoseeinheit (orange) die Strahlgeometrie sowie der Strom vor Eintritt in die IH-Struktur bestimmt werden können. Die IH (grün) bremst die Ionen auf eine Energie von $500 \text{ keV}/u$ ab. Nach einem Rebuncher und einer weiteren Diagnostikkammer (orange) wird der Strahl im RFQ (gelb) mit anschließendem Debuncher auf $6 \text{ keV}/u$ abgebremst und zur Injektion in die Kühlerfalle (türkis) vorbereitet. Die Niederenergiestrahllinie (LEBT, lila) macht erneut eine Strahlanpassung und -diagnose (orange) sowie Vakuumabschnittseparation, bevor die Ionen in die Falle eingeschossen werden. Dort werden sie durch Elektronen- und Widerstandskühlung auf eine Energie von ca. $1 \text{ meV}/u$ gebracht [TDR03]. Durch die vertikale Strahlleitung (VBL, schwarz) können sie den Experimenten auf dem Dach des Reinjektionskanals zugeführt werden.

2.3.1.1 Doppel-Drift-Buncher (DDB)

Da dieser Beschleuniger invers aufgebaut ist, werden die Ionen primär mit einer IH-Struktur und anschließend mit einem RFQ abgebremst. Die IH-Struktur kann die Teilchen, die in einem $1\text{--}2 \mu\text{s}$ langen Makrobunch aus dem ESR extrahiert werden, in einem nur sehr kleinen Phasenbereich akzeptieren. Daher muss der Makro-

bunch in viele kleine Microbunche „zerhackt“ werden. Die Phase der Teilchen ist bei der Extraktion aus dem ESR über 360° gleichmäßig verteilt. Eine IH-Struktur akzeptiert typischerweise $\pm 5^\circ$ Phasenverschiebung (siehe Abbildung 4.2). Der Doppel-Drift Buncher besteht aus zwei Koaxial-Resonatoren im Abstand von $0,9\text{ m}$, wobei die erste bei $108,408\text{ MHz}$ und die zweite bei $216,816\text{ MHz}$ arbeitet. Diese Konfiguration hat die gleiche Buncheffizienz wie drei harmonische Buncher und ist zudem einfacher in der Handhabung. Die Kavitäten, die in Abbildung 2.6 dargestellt sind, werden von zwei 2 kW -Hochfrequenzverstärkern angetrieben.

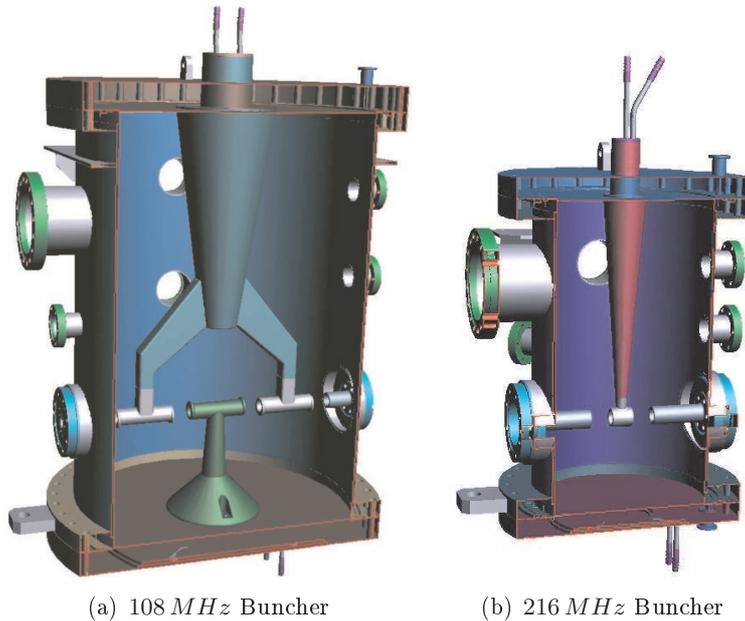


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der beiden Kavitäten des Doppel-Drift-Bunchers. (a) zeigt den ersten, den 4-Spalt- 108 MHz Buncher (Tankdurchmesser 471 mm), (b) den $0,9\text{ m}$ entfernten 2-Spalt-Buncher mit 216 MHz (Tankdurchmesser 247 mm).

Die beiden Tanks wurden 2007 im Reinjektionskanal in der Strahllinie aufgebaut und angeschlossen. In zwei Strahlzeiten mit $^{64}\text{Ni}^{28+}$ und $^{20}\text{Ne}^{10+}$ wurden sie in Betrieb genommen. Da diese Buncher für HITRAP essentiell sind, wird das Bunchen des Ionenstrahls in Kapitel 4 noch genauer beschrieben. Diese Inbetriebnahme stellt einen beträchtlichen Teil dieser Arbeit dar und wird in Abschnitt 6 eingehend betrachtet.

Die Designwerte für den HITRAP-Beschleuniger sind in Tabelle 2.1 dargestellt.

Tabelle 2.1: Design-Werte des HITRAP-Beschleunigers. Angegeben sind die Eingangs- sowie Ausgangsenergie, -phasen und -emittanzwerte. Außerdem Transmission sowie Energie- und Phasenverschmierung [TDR03].

	DDB	IH	Rebuncher	RFQ
E_{ein} [Mev/u]	4	4	0,5	0,5
E_{aus} [Mev/u]	4	0,5	0,5	0,006
β Ausgang	0,093	0,033	0,033	0,0036
$\varepsilon_{ein,norm.,90\%}$ [mm·mrad]	0,2	0,21	0,3	0,34
$\delta\varphi_{ein}$ [°]	360	15	75	45
δE_{ein} [%]	0,01	3,5	5	5
$\varepsilon_{aus,norm.,90\%}$ [mm·mrad]	0,21	0,3	0,34	0,36
$\delta\varphi_{aus}$ [°]	150	20	70	300
δE_{aus} [%]	3,5	6	5	8
Transmission [%]	98	70	95	85

2.3.1.2 Interdigitale H-Struktur (IH)

Die IH-Struktur (siehe Abbildung 2.7) ist ein spezieller Typ von Driftröhrenbeschleuniger (DTL). Sie gehört zur Familie der H-Feld-Strukturen wie die CH (Cross Bar H-Struktur), IH-RFQ und 4-vane RFQ [Rat98a]. Sie wird über das parallel und antiparallel zur Strahlachse anliegende magnetische Hochfrequenzfeld definiert. Im Gegensatz zur CH-Struktur (H_{211} -Modus) operiert die IH-Struktur im H_{111} -Modus (ideal: H_{110}). IH-Strukturen arbeiten vornehmlich bei niedrigeren und mittleren Energien ($\beta \lesssim 0,3$; $f \lesssim 300 \text{ MHz}$) [Rat98a]. Im Gegensatz zu Alvarezbeschleunigern, die im Transversal Magnetischen Modus (TMM) betrieben werden, verwendet die IH-Struktur den Transversal Elektrischen Modus (TEM). Dieser enthält keine longitudinale elektrische Feldkomponente (siehe Gleichung 2.6). Die Beschleunigungskomponente wird durch die Stems erzeugt, die die Driftröhren halten [Cle07]. Dieser Sachverhalt wird in Abbildung 2.8 verdeutlicht. Die Shuntimpedanz wird durch lange, schmale Driftröhrensektionen positiv beeinflusst, was zum Erreichen von sehr großen effektiven Feldgradienten von bis zu 10 MV/m führt [Bro98]. In Abhängigkeit von der Betriebsfrequenz können Shuntimpedanzen von über $400 \text{ M}\Omega/\text{m}$ erreicht werden.

Um die Feldverteilung einer IH zu verstehen, kann man zunächst die *Maxwell Gleichungen* für einen zylindrischen leeren Resonator mit Radius R und Länge L betrachten. Ist dieser im H_{111} -Modus angeregt, erhält man die folgende Feldver-

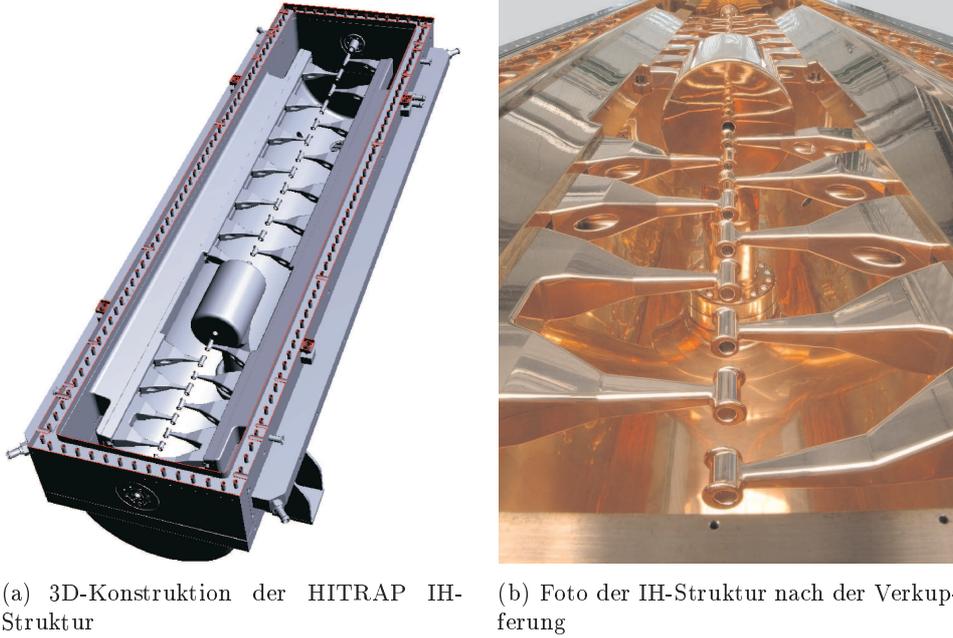


Abbildung 2.7: Darstellung der HITRAP-IH-Struktur: Konstruktionsmodell (a): der Strahl tritt von oben mit $E = 4 \text{ MeV/u}$ ein. Die Driftröhrenlänge nimmt von oben nach unten stetig ab. Nach ungefähr $2/3$ der Tanklänge befindet sich die Quadrupoltriplettlinse mit integriertem Ablenker, die den bereits auf ca. $1,7 \text{ MeV/u}$ abgebremsten Strahl erneut fokussiert, bevor er in der Niederenergiesektion der Struktur bis auf $0,5 \text{ MeV/u}$ weiter abgebremst werden kann. (b) zeigt ein Foto der IH-Struktur nachdem alle Bauteile verkupfert und wieder justiert wurden.

teilung:

$$B_z = B_0 J_1 \left(1,841 \frac{r}{R} \right) \cos \vartheta \sin \left(\frac{\pi z}{l} \right) e^{i\omega t} \quad (2.1)$$

$$B_r = \frac{\pi}{l} \frac{R}{1,841} B_0 J_1' \left(1,841 \frac{r}{R} \right) \cos \vartheta \cos \left(\frac{\pi z}{l} \right) e^{i\omega t} \quad (2.2)$$

$$B_\vartheta = -\frac{\pi}{l} \frac{R^2}{1,841^2 r} B_0 J_1 \left(1,841 \frac{r}{R} \right) \sin \vartheta \cos \left(\frac{\pi z}{l} \right) e^{i\omega t} \quad (2.3)$$

$$E_r = i\omega \frac{R^2}{1,841^2 r} B_0 J_1 \left(1,841 \frac{r}{R} \right) \sin \vartheta \sin \left(\frac{\pi z}{l} \right) e^{i\omega t} \quad (2.4)$$

$$E_\vartheta = i\omega \frac{R}{1,841} B_0 J_1' \left(1,841 \frac{r}{R} \right) \cos \vartheta \sin \left(\frac{\pi z}{l} \right) e^{i\omega t} \quad (2.5)$$

$$E_z = 0 \quad (2.6)$$

Dabei ist die Resonanzfrequenz ω des leeren zylindrischen Resonators gegeben durch

$$\omega = \frac{c}{\sqrt{\left(\frac{1,841}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{l}\right)^2}}. \quad (2.7)$$

Um IH-Strukturen zu berechnen, wird eine spezielle Strahldynamik angewendet. Der Ansatz der Kombinierten NULL Grad Struktur (KONUS) trennt Beschleu-

nigung sowie longitudinale und transversale Fokussierung voneinander [Rat87, Wan08]. Dabei besteht eine KONUS-Periode aus einer Hauptbeschleunigungsstrecke von 10 bis 20 Spalten bei einer Phase des Synchronteilchens von $\varphi_s = 0^\circ$, danach einem transversal fokussierenden Element – meist einem magnetischen Quadrupoltriplett – und einem Abschnitt zur longitudinalen Fokussierung aus 3 bis 7 Spalten bei $\varphi_s = -35^\circ$ wie auch bei der konventionellen negativen Sollphasenstruktur [Tie09].

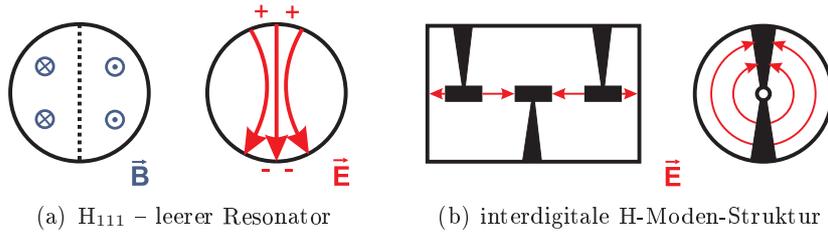


Abbildung 2.8: Darstellung der Felder im leeren Resonator und in der IH-Struktur. (a) zeigt einen leeren Hohlraumresonator im H_{111} -Modus. (b) illustriert den dazugehörigen IH-Beschleuniger. Die Änderung des elektrischen Feldes aufgrund der eingebrachten Kapazität (Driftröhren) ist erkennbar. nach [Cle07]

Bereits 1988 konnte Ratzinger bei GSI in Messungen zeigen, dass es möglich ist, solch eine Struktur mit einer in den Resonatortank integrierten Linse zu betreiben [Rat88]. Später wurde bei der HLI-IH bei einer Resonanzfrequenz von 108 MHz ein Q -Wert von 20000 und eine Shuntimpedanz von $320\text{ M}\Omega/m$ gemessen [Rat98a, Rat91].

Die allgemeine Definition der Shuntimpedanz Z_0 lautet

$$Z_0 = \frac{(\int |E_z| dz)^2}{P_{\text{Verlust}} \cdot l} = \frac{\sum U_0^2}{P_{\text{Verlust}} \cdot l} \quad (2.8)$$

mit P der Verlustleistung, l der Resonatorlänge und U_0 den Spaltspannungen. Im speziellen Fall der IH-Struktur kann die folgende Relation für die Shuntimpedanz Z genutzt werden [Rat87]:

$$Z_0 \propto \frac{A^2 \cdot \omega^{7/2}}{U \cdot \bar{\beta}^2} \quad (2.9)$$

mit A der Querschnittsfläche des Tanks, U der Weglänge des elektrischen Stroms und β der mittleren Geschwindigkeit im Resonator in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit. Wenn nun die obere und untere Halbschale eine runde Querschnittsfläche aufweisen, wird der Term A^2/U maximal und somit die Shuntimpedanz größer.

Die Driftröhrenstrukturen erhöhen die Kapazität des Resonators im Vergleich zum leeren Resonator erheblich und reduzieren somit seine Resonanzfrequenz. Die hohe Effizienz der IH-Struktur basiert genau auf diesen Kapazitäten, die sich

zwischen den Driftröhren befinden. Die spezielle Geometrie am Zellenende (undercuts) resultiert in einer flachen Spannungsverteilung des elektrischen Feldes, welches sich an den H_{110} -Modus annähert [Cle07].

Der Stahl-Tank der bei HITRAP eingesetzten Struktur ist $2,7\text{ m}$ lang und hat 25 Beschleunigungsspalten zwischen den Driftröhren. Vom Hochenergieende zum Niederenergieende der Struktur hin werden die Driftröhren und Beschleunigungsspalten kürzer [Rat98b]. Der Innendurchmesser der Driftröhren beträgt im Hochenergieende der Struktur 12 mm . Des Weiteren befindet sich im Tank eine magnetische Quadrupoltriplettlinse zur transversalen Strahlfokussierung und ein Ablenker zur Strahllagekorrektur, die einen freien Innendurchmesser von 20 mm aufweisen, da der Strahldurchmesser an dieser Stelle stark ansteigt. Beim Transport durch die Linse befinden sich die Teilchen auf einer Zwischenenergie von ungefähr $1,7\text{ MeV/u}$. Die Driftröhren im Niederenergieende der IH-Struktur haben einen Innendurchmesser von 10 mm . Das gesamte Innere der Struktur ist kupferbeschichtet. Die Struktur arbeitet bei der UNILAC-Frequenz von $108,408\text{ MHz}$ bei einer maximalen Leistung von 200 kW mit einem Tastverhältnis von $\approx 0,5\%$. Die effektiven Spaltspannungen liegen zwischen 189 und 557 kV . Die Güte der Kavität beträgt 25810 und die effektive Shuntimpedanz Z_{eff} liegt bei $285\text{ M}\Omega/\text{m}$ [Kes07b]. Um Ionensorten mit einem Masse-Ladungs-Verhältnis $A/q \leq 3$ auf 500 keV/u abbremsen zu können, ist eine Effektivspannung von $10,5\text{ MV}$ nötig [Kit04].

Im abgepumpten Betriebszustand der Struktur bei einem Innendruck im Bereich von 10^{-8} mbar wirken enorme Kräfte auf den Mittelrahmen, die diesen verformen. Um dieser Kraft entgegenzuwirken, ist ein Verstärkungsrahmen um die Struktur angebracht. Dadurch versucht man, die Verformung des Mittelrahmens durch das Vakuum auf weniger als $0,1\text{ mm}$ zu reduzieren. Komplettiert wird die Struktur durch zwei Tauchkolben zur Variation der Resonanzfrequenz – jeweils ein Kolben im Hochenergie- und einer im Niederenergieabschnitt der Struktur. Kleine Unterschiede in den Driftröhrenkapazitäten zwischen Hoch- und Niederenergiesektion können durch die relative Position der beiden Tauchkolben kompensiert werden [Rat87].

Da der abgebremste Strahl in beiden transversalen Ebenen sehr divergent aus der Struktur austritt, musste die Driftstrecke bis zur nächsten Quadrupol-Linse mit 32 mm zwischen äußerer Tankwand und der Feldkante der Doublette sehr kurz gehalten werden.

2.3.1.3 Radiofrequenzquadrupol (RFQ)

Radiofrequenzquadrupole (RFQ) gehören heutzutage zu den Standard-Beschleunigerstrukturen, deren Vorteil in der gleichzeitigen Beschleunigung und Fokussierung des Ionenstrahls liegt. Dabei werden die Hochfrequenzfelder auf Stäbe (Rods) oder Schienen (Vanes) mit longitudinaler Modulation gegeben. Diese bewirken eine alternierende Fokussierung wie auch die Beschleunigung [Wan08]. Der HITRAP-RFQ (siehe Abbildung 2.9) wurde in der Dissertation von B. Hofmann

beschrieben. Das Design ist an das des RFQs am Hochladungsinjektor (HLI) der GSI angelehnt. Da das maximale Masse-Ladungs-Verhältnis $A/q < 3$ beträgt, kann die Struktur mit einer Länge von $1,98\text{ m}$ und einer maximalen Spannung von $77,5\text{ kV}$ betrieben werden [Hof07].

Da die Ionen aus der IH-Struktur mit einer Phasenverschmierung von ungefähr 45° austreten, der RFQ aber nur maximal 20° Phasenverschmierung akzeptiert, wurde ein vorhandener Zwei-Spalt-Spiral-Rebuncher für diesen speziellen Einsatzzweck angepasst und zwischen IH und RFQ in der Strahllinie platziert.

Nach dem Abbremsen der Ionen im RFQ von 500 keV/u auf 6 keV/u werden die Teilchen in einem finalen Debuncher für den Einschuss in die Kühlerfalle vorbereitet. Dieser reduziert die Energieverteilung der Ionen von $\pm 7\%$ auf $\pm 4\%$. Somit hat die RFQ-Debuncher-Kombination eine Transmission von 85% .

Die Ionen werden im HITRAP-Linearbeschleuniger von 4 MeV/u auf 6 keV/u abgebremst (siehe Tabelle 2.1). Die Gesamttransmission des linearen Teils der Anlage liegt laut Designvorgaben bei 55% , d.h. dass 10^5 hochgeladene Ionen bis zum Niederenergieeteil des Beschleunigers transportiert bzw. abgebremst werden können [TDR03].



Abbildung 2.9: HITRAP-RFQ. An den Stützen sind die vier sinusmodulierten Stäbe fixiert, die das Quadrupolfeld erzeugen.

2.4 Niederenergiesektion und Kühlerfalle

Die Niederenergiesektion (LEBT – Low Energy Beam Transport) zwischen RFQ und Kühlerfalle hat die Aufgabe, die Ionen mit maximaler Effizienz in die Falle einzuschießen. Die Falle kühlt die Ionen bis auf 4 Kelvin ($1\text{ meV}/u$) und die vertikale Strahllinie (VBL) bringt die Ionen auf das Dach des Reinjektionskanals, wo sie den verschiedenen Experimenten zur Verfügung gestellt werden. Des Weiteren befindet sich auf der Experimentierplattform eine Elektronenstrahl-Ionenquelle (EBIT – Electron Beam Ion Trap), die als Offline-Ionenquelle verwendet werden soll, wenn HITRAP auf Grund von eingeschränkter Strahlzeit keine Ionen aus dem GSI-Beschleuniger bekommen kann.

2.4.1 Niederenergiestrahlinie (LEBT)

Die LEBT hat im Wesentlichen zwei Aufgaben:

- Zum einen ist sie die Schnittstelle zwischen zwei Vakuumabschnitten von HITRAP und
- zum anderen führt sie die transversale Anpassung des Strahls zur Injektion in die Kühlerfalle durch.

Wenn die Ionen in die Kühlerfalle (siehe Abschnitt 2.4.2) eingeschossen werden, verweilen sie dort mindestens 10 s bis sie auf eine Temperatur von 4 K gekühlt sind. Danach werden sie zu den Experimenten transportiert. Die Lebensdauer bzw. die Dauer bis zu einem Ladungsaustausch mit dem Restgas hängt ganz erheblich vom Vakuumdruck im Falleninneren ab. Der Druck im Linearbeschleuniger von HITRAP liegt – wie bei anderen Beschleunigern auch – im Bereich von 10^{-8} mbar . Die Druckverhältnisse in der LEBT, der Falle sowie den Strahllinien zu den Experimenten müssen bedeutend besser sein. Für hochgeladene Ionen im Energiebereich von einigen eV bis zu einigen keV existieren keine experimentellen Daten. Für Energien von einigen eV bis zu 25 keV kann für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts für den Einfang eines Elektrons die halb-empirische Formel von Schlachter angewendet werden [Sch84]:

$$\sigma_{q,q-1} = 1,43 \cdot 10^{-12} \cdot q^{1,17} \cdot I^{-2,76} [\text{cm}^2] \quad (2.10)$$

wobei q der ursprüngliche Ladungszustand des Ions und I das Ionisationspotential des Restgases ist. Für die folgenden Berechnungen ist ein Ionisationspotential von 10 eV für die Restgasatome angenommen, da dies eine sehr pessimistische Schätzung für die Ionisationspotentiale des Restgases ist. Die exakten Potentiale sind in Tabelle 2.2 dargestellt.

Für U^{92+} ergibt sich damit ein Wirkungsquerschnitt $\sigma_{q,q-1}$ von $4,8 \cdot 10^{-13}\text{ cm}^2$. Die freie Weglänge im Vakuum ist definiert durch

$$\lambda = \frac{1}{n \cdot \sigma_{q,q-1}} \text{ mit } n = 3,2 \cdot 10^{16} \frac{p}{1\text{ Torr}} \text{ cm}^{-3}. \quad (2.11)$$

Tabelle 2.2: Ionisationspotentiale im Restgas.

Element/Molekül	Ionisationspotentiale
O_2	$I = 12,1 eV$
N_2	$I = 15,6 eV$
CO_2	$I = 13,7 eV$
H_2	$I = 15,7 eV$
H_2O	$I = 12,6 eV$

Nimmt man einen Vakuumdruck von ungefähr 10^{-8} mbar an, so ergibt sich aus der Schlachter-Formel eine freie Weglänge λ von etwa 630 m . Abbildung 2.10 zeigt die Umladungsverluste bei unterschiedlichen Vakuumdrücken. Ein Druck von 10^{-9} mbar bringt Verluste von $0,1\%/m$ mit sich. Werden U^{92+} -Ionen für mindestens 10 s in der Falle gespeichert, muss mit einem Verlust im Bereich von 10^{-3} gerechnet werden, wenn der Druck im Fallinneren 10^{-13} mbar beträgt [Her05].

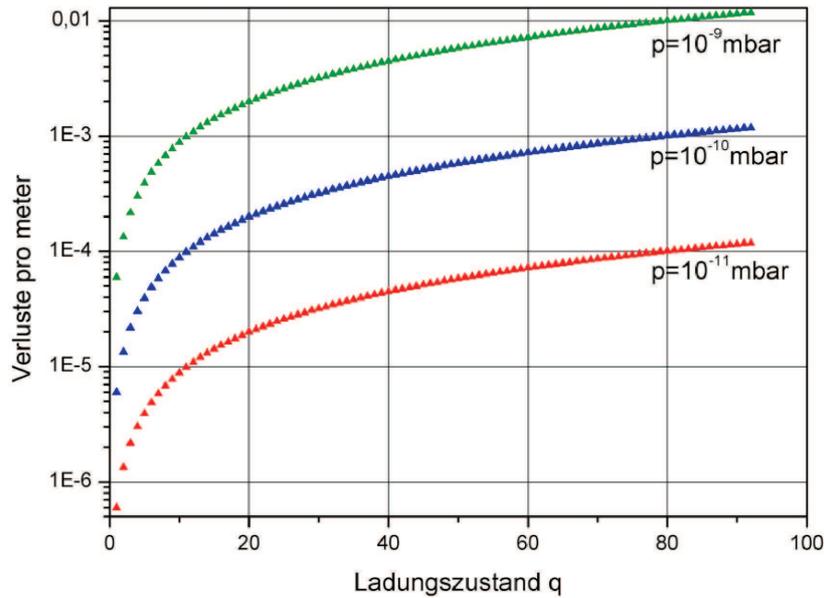


Abbildung 2.10: Ladungsaustauschverluste bei unterschiedlichen Vakuumdrücken und Ladungszuständen nach Schlachter [Sch84]. Dieses Modell ist bei Ionenenergien unterhalb 25 keV/u anwendbar. Dabei wird keine Abhängigkeit von der Geschwindigkeit betrachtet.

Die zweite Aufgabe der LEBT ist die Anpassung des Strahls, damit dieser mit möglichst hoher Transmission in die Falle injiziert werden kann. Für die Vakuumentrennung zwischen Beschleuniger und Falle gibt es in der LEBT zwei Diaphragmen mit einem Durchmesser von jeweils 8 mm und einer Länge von 30 mm . Ein drittes Diaphragma bildet die Endkappe der Falle. Dadurch können differentielle Pumpabschnitte realisiert werden. Erreicht werden soll die Druckabnahme von 10^{-9} auf 10^{-11} mbar durch die differentielle Pumpstrecke, die mit zwei Turbomolekularpumpen (TMP) mit 300 l/s sowie zwei Ionengetterpumpen (IG-Pumpe) realisiert

wird. Die TMPs befinden sich vor der ersten LEBT-Kammer und im vorderen Teil des zweiten LEBT-Rezipienten. Die IG-Pumpen sind mit den beiden Differentialsektionen dazwischen verbunden. Der Aufbau ist ausheizbar bis 200°C.

Zum einen muss der Strahl durch diese Engstellen der Diaphragmen fokussiert und schließlich durch die Endkappe der Falle ins Falleninnere injiziert werden. Hierzu kommen sechs elektrostatische Einzellinsen zum Einsatz. Aufgrund der relativ großen Emittanz in diesem Bereich der Strahllinie wurden den Quadrupolen Einzellinsen vorgezogen. Ionenoptische Simulationen zeigten, dass ein rms-Strahlradius von 0,7 mm und eine Transmission von über 90% beim Einschuss der Teilchen in die Penningfalle zu erwarten ist [Her05].

2.4.2 Kühler-Penningfalle

Die Kühlerfalle (Abbildung 2.12) ist ein sehr wichtiges Element der HITRAP-Anlage. Es ist eine Penningfalle. Die Teilchen werden radial durch ein starkes Magnetfeld und longitudinal durch ein elektrostatisches Quadrupolfeld, das durch $V \propto V_0 (z^2 - r^2/2)$ beschrieben werden kann, eingeschlossen (Penningfallen-Prinzip). Dieses wird dadurch erzeugt, dass Spannung an die Endkappen der Falle sowie eine zentrale Ringelektrode angelegt wird. Bei einer zylindrischen Penningfalle ist dies sehr einfach, da die zylindrischen Elektroden verwendet werden können. Das radiale Feld wird von einem 6-Tesla-Solenoid erzeugt. Das longitudinal laufende Magnetfeld $\vec{B} = B\hat{z}$ übt eine Lorentzkraft in radialer Richtung auf die Ionen aus.

Die Bewegung der Ionen in der Falle kann durch die Superposition von drei Eigenbewegungen beschrieben werden: Die axiale wird mit der Frequenz $\omega_z = \sqrt{qV_0/md^2}$ (d =geometrischer Fallenparameter) beschrieben. Des Weiteren treten zwei radiale Bewegungen auf, die sogenannte Zyklotronbewegung (ω_+) und die Magnetronbewegung (ω_-).

Die Falle muss 10^5 Ionen pro 10 s aufnehmen können. Ein weiterer Designparameter ist der Einschuss, der mit 6 keV/u stattfindet. Die ersten Ionen eines Bunches werden vom Potential am hinteren Fallende reflektiert. Bis diese wieder das Eingangsende erreichen, muss die Beladung mit allen 10^5 Ionen stattgefunden und das Eingangspotential der Falle angehoben sein, so dass die Teilchen wirklich in der Falle eingesperrt sind (siehe Abbildung 2.11). Dazu wurde eine effektive Fallenlänge von 400 mm berechnet (siehe Abbildung 2.12). Da bei geringen Ionenenergien in der Falle die unerwünschte Rekombinationswahrscheinlichkeit stark zunimmt, muss am Ende des Kühlprozesses das Elektronenkühlen durch Widerstandskühlen ersetzt werden. Am Ende des Kühlzykluses sollen die Ionen eine thermische Energie von 4 K haben [Mae08].

Die Abkühlung des Falleninneren auf 4 K hat weiterhin den Sinn, dass die Falle an sich als Kryopumpe agiert, um den Falleninnendruck auf die bereits beschriebenen 10^{-13} mbar zu senken.

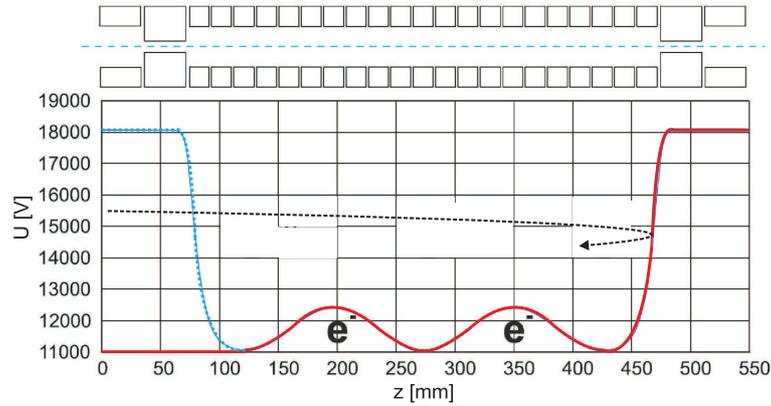


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung des Ioneneinfangs in der HITRAP-Kühlerfalle. Die Ionen (schwarz-gestrichelte Linie) werden vom Endpotential im Einfangstadium (rot) der Falle reflektiert. Bis sie den Falleneingang erreichen, muss das Eingangspotential (cyan) angehoben sein [Mae08].

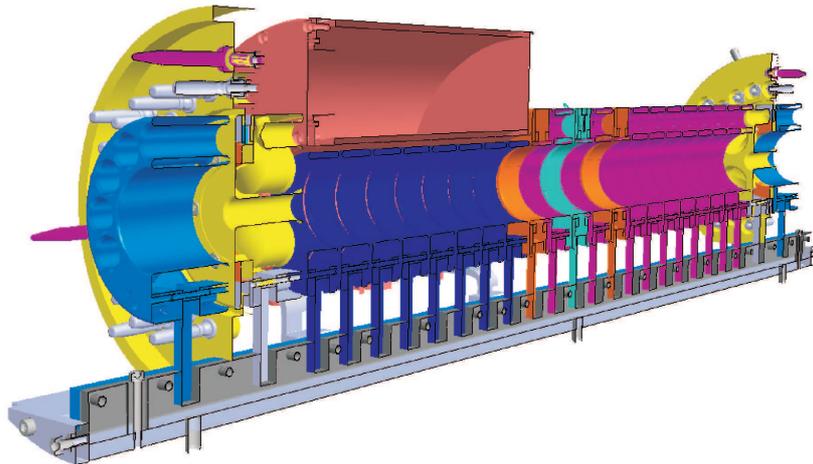


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung der HITRAP-Kühlerfalle und ihre Komponenten: Fallenelektroden (blau und rosa), Endkappen (gelb – weitere differentielle Pumpstufe) und Elektronikbox (rot). Die Gesamtlänge des Fallenninneren beträgt 40 Zentimeter.

2.4.3 Vertikale Strahllinie und EBIT-Quelle (VBL und EBIT)

Die Extraktion des Ionenstrahls aus der Kühlerfalle und der Transport zu den Experimenten (siehe Abschnitt 2.5) muss in unterschiedlichen Modi erfolgen. Fallenexperimente benötigen eher kurze Bunche, wohingegen beispielsweise für das Oberflächenexperiment ein Quasi-Dauerstrich-Strahl bevorzugt wird.

Die vertikale Strahllinie transportiert die Teilchen aus dem auch strahlungstechnisch abgeschirmten Reinjektionskanal auf die HITRAP-Experimentierplattform. Dabei muss ein Höhenunterschied von $4,85\text{ m}$ überwunden werden. Um die Ionen, die die Falle kontrolliert verlassen, umzulenken, wird ein unter 90° doppeltfokussierender Dipolmagnet, zum Umlenken aus der vertikalen in die horizontale Richtung auf der Plattform ein sphärischer elektrostatischer Biegemagnet verwenden

det. Durch die Fokussiereigenschaften kann gleich nach dem horizontalen Biegen des Strahls auf der Plattform ein transversal symmetrischer Strahl erzeugt werden.

Das Vakuum für die ca. 10 m lange Strecke aus der Kühlerfalle bis zu den ersten Experimenten ist ebenso kritisch wie in der Falle selbst. Auch hier wurde das Modell von Schlachter (siehe Abbildung 2.10) angewendet und ein maximaler Druck von 10^{-10} mbar bestimmt, um die Verluste – über die gesamte Strecke gesehen – in der Größenordnung von 10^{-4} halten zu können [Mae08]. Um dieses Ziel zu erreichen, werden in der VBL insgesamt drei TMPs mit je 300 l/s Saugvermögen und vier IG-Pumpen eingesetzt. Das 1,6 m lange Vakuumrohr, das durch das Betonschild führt, ist mit non-evaporable getter Material (NEG) innenbeschichtet [Her05].

Da der ESR nicht dauerhaft Ionen an HITRAP liefert, wurde eine offline-Ionenquelle eingeplant. Diese steht – wie die Experimente – auf dem Dach des Reinjektionskanals. Die Elektronenstrahl-Ionenquelle SPARC-EBIT [Gey09] (siehe Abbildung 2.13) ist eine kommerzielle Quelle, die in Dresden entwickelt und gebaut wurde und bei Raumtemperatur mit einem Permanentmagneten arbeitet. Die Fallenlänge beträgt 20 mm und das Magnetfeld hat auf der Achse eine Stärke von 250 mT. Der Elektronenstrahl hat eine maximale Energie von 15 keV und einen Elektronenstrahlstrom von bis zu 50 mA. Dadurch ist diese EBIT in der Lage, mittelschwere hochgeladene Ionen wie Ar^{17+} oder Xe^{46+} entweder den Experimenten als offline-Ion oder aber zum Einschuss von hinten in die Kühlerfalle bereitzustellen [DRE08].



Abbildung 2.13: Elektronenstrahl-Ionenquelle bei HITRAP. Diese wurde bei DreEBIT kommerziell erworben. Im massiven Metallkörper in der Mitte des Apparates befindet sich die Falle und der sie umschließende Permanentmagnet. Im linken Teil ist die Elektronenkanone und im rechten der Kollektor für den Elektronenstrahl wie auch das Extraktionssystem für die Ionen zu finden. Von oben werden die in der Quelle benötigten Hochspannungen zugeführt. An der Unterseite wird das Vakuumsystem angeschlossen. Die Zuführung eines Arbeitsgases findet von der dem Betrachter abgewandten Seite über ein magnetisches Ventil statt [DRE08].

2.5 Experimente an HITRAP

HITRAP ist der Injektorlinac für verschiedene Experimente, die vor allem im Rahmen eines EU-Netzwerks seit dem Jahr 2001 geplant werden. Diese lassen sich unterschiedlich gruppieren: Präzisionsexperimente mit einzelnen Ionen, Experimente mit niederenergetischen Schwerionenstrahlen und Spektroskopie hochgeladener Ionen in Ruhe. Vier Experimente sollen an dieser Stelle kurz erläutert werden.

2.5.1 Massenmessung in einer Falle

Die Masse eines Nukleids gehört zu den fundamentalen Größen und ist daher von großem Interesse – bei stabilen wie auch instabilen Kernen. Die Masse gibt u.a. Einblicke in die Kernstruktur: Beim Vergleich verschiedener Nukleide können Bindungsenergien und Q -Werte berechnet werden. Die Masse gibt außerdem Aufschluss über Prozesse bei der stellaren Kernsynthese [Sch06]. Des Weiteren ist die Masse nötig, um die Hypothese des Conserved-Vector-Currents (CVC) und die unitäre Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix) zu bestätigen, die ein Teil des Standard-Modells sind [Har01]. QED-Tests werden ebenfalls mit hochgenauen Massenmessungen möglich. Die lange Einschlusszeit der Ionen in Penningfallen macht eine Massenspektrometrie möglich. Die Masse wird aus den Eigenbewegungen in der Falle berechnet, die aus der Zyklotronfrequenz hergeleitet werden: $\omega_c = qB/m$, wobei die Relation $\omega_c = \omega_+ + \omega_-$ (ideale Falle) bzw. $\omega_c^2 = \omega_Z^2 + \omega_+^2 + \omega_-^2$ (Invarianz-Theorem – reale Falle) gilt [Bro82]. Die Magnetfeldstärke B wird über die Frequenz einer Referenzmasse m_{ref} genau bestimmt. Danach benutzt man nur die Proportionalität

$$\frac{m_i}{m_{ref}} = \frac{\omega_{ref}}{\omega_i}. \quad (2.12)$$

Die Zyklotronfrequenz erhält man entweder über destruktive Methoden, wie z.B. Flugzeitmessung (TOF) oder nicht-destruktive Messungen einzelner Ionen über die Detektion induzierter Spiegelladungen [Bla06]. Bisher wurden relative Genauigkeiten im Bereich von 10^{-11} bei einfach geladenen Ionen erreicht. Da das Massenaufhebungsvermögen R über

$$R = \frac{m}{\Delta m} = \frac{\omega_c}{\Delta \omega_c} \quad (2.13)$$

definiert ist, ist auch ersichtlich, dass bei hochgeladenen Ionen eine viel höhere Messgenauigkeit vorhanden ist. Die Menge der möglichen Massen, die bei HITRAP bestimmt werden können, wird dabei durch die Lebensdauer des Ions oder Nukleids im Vergleich zur Dauer der Beschleunigung, des Strippens und der Abbremsung eingeschränkt. Ein weiteres Ziel der Massenmessungen ist das „Wiegen“ der Bindungsenergien. Dies kann schon mit wenigen stabilen Elementen geschehen. Das Ziel der Massenmessungen bei HITRAP soll einen Gesamtfehler $\delta m/m < 10^{-11}$ sein [Bla08].

2.5.2 g-Faktor-Falle

An der Universität Mainz wurden zwei Penningfallen konstruiert und gebaut, mit denen der g-Faktor von gebundenen Elektronen gemessen werden kann. Diese Fallen sind Vorbilder der Falle, die zur Zeit für HITRAP konstruiert wird, um die Messung des g-Faktors eines gebundenen Elektrons in schweren Ionen durchzuführen [Alo07, Qui09]. Diese Messung ist ein Test der Quantenelektrodynamik (QED) in starken Feldern. Der g-Faktor kann wie folgt geschrieben werden:

$$g_{\text{gebunden}} = 2 \frac{q m_e \omega_L}{e M_i \omega_c}, \quad (2.14)$$

wobei m_e und M_i die Massen des Elektrons und Ions sowie e und q ihre Ladungen sind. ω_L ist die Lamorfrequenz des Elektrons und ω_c die Zyklotronfrequenz des Ions. Von den wasserstoffähnlichen Zuständen konnten in den Fallen in Mainz bisher der g-Faktor von $^{12}\text{C}^{5+}$, $^{16}\text{O}^{7+}$, $^{40}\text{Ca}^{19+}$ sowie des Protons gemessen werden, die sehr gut mit der Theorie übereinstimmen (Genauigkeit 10^{-9}). HITRAP wird es weiterhin möglich machen, Elemente mit viel höheren Kernladungszahlen zu messen. Zusammen mit einer verbesserten QED-Rechnung könnte die Feinstrukturkonstante α auf ganz neue Weise bestimmt werden [Bei02].

Die Falle ist in zwei funktionelle Teilbereiche gesplittet: die Präzessionsfalle und die Analysefalle. ω_c kann auf Grund induzierter Spiegelströme in der Präzisionsfalle bestimmt werden. ω_L wird wie folgt gemessen: Es wird ein einzelnes Ion in der Analysefalle gehalten. Dieses erfährt ein magnetisches Potential mit unterschiedlichen Vorzeichen für die beiden Spins. Daraus resultiert eine Gegenkraft die proportional zu $\mu \delta B / \delta z$ ist (μ = magnetisches Moment des Teilchens) und eine unterschiedliche axiale Frequenz erzeugt (*kontinuierlicher Stern-Gerlach-Effekt*). Spinflips werden in der Präzisionsfalle resonant induziert, danach wird das Ion in die Analysefalle transportiert, wo die Spinflips detektiert werden können. ω_L ist die Frequenz, die die meisten Spinflips enthält.

2.5.3 SPECTRAP

Die Energie des Grundzustandes der Hyperfeinstrukturaufspaltung skaliert mit der Ordnungszahl Z des entsprechenden Elements in Form von Z^3 . Das bedeutet, dass bei schweren Ionen ($Z > 60$) die Wellenlänge im optischen Bereich liegt und somit Laserspektroskopie zum Einsatz kommen kann. Außerdem skaliert die Lebensdauer der optisch-gepumpt angeregten Zustände mit Z^{-9} , was bedeutet, dass die Menge an Fluoreszenzphotonen von magnetischen Dipolübergängen (M1) bei hochgeladenen Ionen stark ansteigt. Genaue Messungen dieses Übergangs von wasserstoff- und heliumähnlichen Ionen des gleichen Typs beschreiben die Kerneffekte und machen den Vergleich mit QED-Effekten im gebundenen Zustand möglich. Bisher wurden solche Experimente in Speicherringen durchgeführt, wo der Dopplereffekt die Messgenauigkeit drastisch eingeschränkt hat [Kla94, See98]. Außerdem wurden Messungen an EBITs vollzogen, wo der limitierende Faktor ein schlechtes Signal-zu-Rausch-Verhältnis war [Cre96, Bei01]. Um diese Messung mit hoher Genauigkeit durchzuführen, wurde die vormals am Berkeley National

Laboratory eingesetzte RETRAP zu GSI gebracht und wird hier unter dem Namen SPECTRAP (SPECTroscopy TRAP) wieder aufgebaut. Die neu eingebaute Penningfalle hat Schlitze in der mittleren Elektrode, damit die Detektion des Fluoreszenzlichtes möglich wird. Die Messung in der neuen Falle wird durch die hohe Dichte an Teilchen sowie deren niedrige Energie (Reduzierung der Dopplerverschiebung sowie -verbreiterung) positiv beeinflusst. Es wird erwartet, dass die daraus resultierende Genauigkeit der Messung um drei Größenordnungen über den bisher durchgeführten Messungen liegen wird [Vog05].

2.5.4 Oberflächenexperiment

Durch Kollisionsexperimente können fundamentale Wechselwirkungen, aber auch besonders atomare Strukturen bei niedrigsten Energien beobachtet werden. Deshalb bereitet das KVI Groningen zusammen mit den Universitäten in Wien, St. Petersburg und Krakau ein Experiment vor, bei dem die Reaktion bei Energieabladung auf einer Oberfläche untersucht werden soll [Lem05]. Die Elektronenemission soll in Abhängigkeit der Ionenladung, -energie sowie der beschossenen Oberfläche gemessen werden. Des Weiteren liegt ein Augenmerk auf dem sog. *Trampolineffekt*, der theoretisch vorhergesagt, aber noch nicht experimentell bewiesen ist. Dabei wird die Abstoßung eines Ions von einer bereits positiv aufgeladenen Oberfläche untersucht. Außerdem sollen die sog. *hollow atoms*, d.h. mehrfach angeregte Elektronen, die Röntgenstrahlung aussenden, spektroskopiert werden, um neue Informationen über Niveauschemata in hochgeladenen Ionen zu finden.

Eine weitere Kollisions- und Spektroskopieanwendung bei HITRAP ist das am MPI-K in Heidelberg entwickelte Reaktionsmikroskop. Dabei werden hochgeladene Ionen auf ein Gasjetttarget geschossen und die Kollisionen mit der COLTRIMS-Technik (Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy) studiert. Die Detektoren können die Flugbahn des Projektils, des Rückstoß-Ions sowie der Elektronen zurückverfolgen und geben so Aufschlüsse über die Kinematik des Ladungsaustauschprozesses bei niedrigster Energie [Ull03].

Kapitel 3

Emittanz und Emittanzmessung

In diesem Kapitel wird der Emittanzbegriff hergeleitet, da die Emittanzmessung ein Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit ist. Des Weiteren werden verschiedene Möglichkeiten aufgezeigt, wie die Emittanz eines Teilchenstrahls mit den unterschiedlichsten Methoden gemessen werden kann.

3.1 Grundlagen

Um die Emittanz herleiten und erklären zu können, muss zuerst ein wichtiges Theorem der Physik, das *Liouville-Theorem*, betrachtet werden. Anschließend wird auf die Möglichkeiten der Darstellung der Emittanz eingegangen.

Für die vollständige Beschreibung der Bewegung eines Teilchens im 3-dimensionalen Raum sind drei Ortskoordinaten und drei Impulskoordinaten notwendig. Man benötigt für die Beschreibung also einen 6-dimensionalen Phasenraum. Die Strahlachse wird allgemein als z definiert und der Schwerpunkt des Strahlpulses liegt im Koordinatenursprung. Man beschreibt das einzelne Teilchen durch $f_6(x, y, z, p_x, p_y, p_z)$. Das Phasenraumvolumen aller Teilchen hat die Form eines Hyperellipsoids mit Halbachsen a_i

$$r^2 = \sum_{i=1}^6 a_i k_i^2 \text{ mit } k_i = (x, y, z, p_x, p_y, p_z) \quad (3.1)$$

Durch Integration der 6-dimensionalen Funktion f_6 nach den komplementären Koordinaten k_j des 6-dimensionalen Raumes, mit $k_j \neq k_i$, lassen sich die Verteilungen in den n -dimensionalen Unterräumen der Koordinaten k_i mit $i=1, \dots, n$ bestimmen [Rie85]. Vernachlässigt man Raumladung und *intra-beam scattering*, so sind die axialen und transversalen Bewegungen in einem Strahl nicht gekoppelt. Man unterteilt dann in die 4-dimensionale transversale Emittanz $f_4(x, y, p_x, p_y)$ sowie die 2-dimensionale longitudinale Emittanz $f_2(z, p_z)$ [Sto06]. Die transversale Emittanz wird weiter nach ihren beiden Raumrichtungen aufgeteilt. Dabei

erhält man $f_2(x, p_x)$ und $f_2(y, p_y)$.

$$f_4(x, p_x, y, p_y) = \int \int f_6 dz dp_z \quad (3.2)$$

$$f_3(x, y, z) = \int \int \int f_6 dp_x dp_y dp_z \quad (3.3)$$

$$f_2(x, p_x) = \int \int \int \int f_6 dy dp_y dz dp_z \quad (3.4)$$

$$f_2(y, p_y) = \int \int \int \int f_6 dx dp_x dz dp_z \quad (3.5)$$

Diese Integrationen entsprechen einer Projektion der 6-dimensionalen Ladungsverteilung auf die n-dimensionalen Unterräume.

Da die Impulse von Teilchen nur sehr aufwändig messbar sind, werden in der Beschleunigerphysik statt den Impulsen p_x und p_y die Winkel x' und y' , die zwischen Flugbahn des Teilchens und der Strahlachse eingeschlossen werden, angegeben (siehe Abbildung 3.1). In einem beschleunigten Ionenstrahl sind die transversalen Impulse viel kleiner als der longitudinale Impuls in Strahlrichtung p_z . Daher sind x' und y' sehr klein. Es wird angenommen:

$$x' \approx \tan x' = \frac{dx}{dz} = \frac{p_x}{p_z}. \quad (3.6)$$

Gleiches gilt für die vertikale Komponente y' . Die Emittanz ε ist durch das Phasenraumvolumen, in dem sich die Teilchen bewegen, definiert [Lej80]. Dieses wird aus dem *Satz von Liouville* hergeleitet.

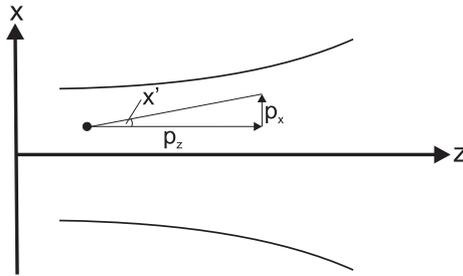


Abbildung 3.1: Darstellung von Impulsen und korrespondierendem Winkel im Teilchenstrahl.

3.1.1 Der Satz von Liouville

Der *Satz von Liouville* wird im Folgenden für den 6-dimensionalen Raum hergeleitet [Str06b].

Die Hamiltonfunktion für ein nicht wechselwirkendes Teilchen in einem Kraftfeld $F_q = F(q, p_q, t)$ lautet $\mathcal{H} = \mathcal{H}(q, p_q, t)$ mit $q = x, y, z$.

Die Kontinuitätsgleichung besagt, dass die zeitliche Änderung der Teilchendichte $f = f(q, p_q, t)$ eines Volumens gleich dem Fluss der Teilchen durch die

Oberfläche dieses Volumens ist [Lio38].

Die Phasenraumgeschwindigkeit \vec{u} wird beschrieben durch

$$\vec{u} = \dot{q} \cdot \vec{e}_q + \dot{p}_q \cdot \vec{e}_{p_q} \quad (3.7)$$

Man bildet die Divergenz $\left(\frac{\delta}{\delta q}, \frac{\delta}{\delta p_q}\right)$ der Phasenraumgeschwindigkeit mit

$$\text{div}(\vec{u}) = \frac{\delta}{\delta q} \dot{q} + \frac{\delta}{\delta p_q} \dot{p}_q \quad (3.8)$$

und führt die Hamilton'schen Bewegungsgleichungen $\dot{p}_q = -\frac{\delta \mathcal{H}}{\delta q}$ und $\dot{q} = \frac{\delta \mathcal{H}}{\delta p_q}$ ein:

$$\text{div}(\vec{u}) = \frac{\delta}{\delta q} \left(\frac{\delta \mathcal{H}}{\delta p_q} \right) - \frac{\delta}{\delta p_q} \left(\frac{\delta \mathcal{H}}{\delta q} \right) \quad (3.9)$$

$$= \left(\frac{\delta^2 \mathcal{H}}{\delta q \delta p_q} \right) - \left(\frac{\delta^2 \mathcal{H}}{\delta p_q \delta q} \right) \quad (3.10)$$

Nach Anwendung des Satzes von Schwarz (Möglichkeit der Vertauschung der Differenzierungsreihenfolge bei Bildung der partiellen Ableitungen 2. Ordnung) erhält man

$$\text{div}(\vec{u}) = \left(\frac{\delta^2 \mathcal{H}}{\delta q \delta p_q} \right) - \left(\frac{\delta^2 \mathcal{H}}{\delta q \delta p_q} \right) = 0 \quad (3.11)$$

Man verwendet die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\delta f}{\delta t} + \text{div}(f \cdot \vec{u}) = 0 \quad (3.12)$$

Durch Ausführen der Divergenz aus Gleichung 3.12 entsteht

$$\frac{\delta f}{\delta t} + \frac{\delta}{\delta q} (f \cdot \dot{q}) + \frac{\delta}{\delta p_q} (f \cdot \dot{p}_q) = 0 \quad (3.13)$$

und weiterhin

$$\frac{\delta f}{\delta t} + \frac{\delta f}{\delta q} \dot{q} + f \frac{\delta}{\delta q} \dot{q} + \frac{\delta f}{\delta p_q} \dot{p}_q + f \frac{\delta}{\delta p_q} \dot{p}_q = 0 \quad (3.14)$$

Nun werden die beiden Terme, die das reine $f(q, p_q, t)$ enthalten, zusammengefasst und man erhält für diesen neuen Term $\text{div}(\vec{u}) = 0$, was in Gleichung 3.9 bereits gezeigt wurde.

$$\frac{\delta f}{\delta t} + f \underbrace{\left(\frac{\delta}{\delta q} \dot{q} + \frac{\delta}{\delta p_q} \dot{p}_q \right)}_{\text{div}(\vec{u})=0} + \frac{\delta f}{\delta q} \dot{q} + \frac{\delta f}{\delta p_q} \dot{p}_q = 0 \quad (3.15)$$

$$\Rightarrow \frac{\delta f}{\delta t} + \frac{\delta f}{\delta q} \dot{q} + \frac{\delta f}{\delta p_q} \dot{p}_q = 0 \quad (3.16)$$

$$\boxed{\Rightarrow \frac{df}{dt} = 0 \text{ (Satz von Liouville)}} \quad (3.17)$$

Somit wurde der *Satz von Liouville* hergeleitet, der besagt, dass bei der Bewegung von Teilchen deren Dichte im mitbewegten Phasenraumvolumen konstant bleibt, solange nur konservative Kräfte darauf wirken.

In den folgenden Abschnitten wird hauptsächlich auf die transversalen Richtungen eingegangen. Die Betrachtung der longitudinalen Emittanz erfolgt im Abschnitt 3.4.

3.1.2 Die Phasenraumellipse

Normalerweise kann die transversale Emittanz in ihre zueinander orthogonalen Komponenten separiert werden. Es gibt aber Fälle, wo dies zu Fehlern führen kann. So fliegen zum Beispiel bei niederenergetischen Strahlen die Teilchen auf spiralförmigen Bahnen durch einen Solenoiden – somit sind die beiden orthogonal zur Strahlachse stehenden Komponenten stark gekoppelt [Sto06]. Da an solchen Stellen aber normalerweise keine Emittanzmessung stattfindet, geht man von ungekoppelten Systemen aus und separiert (x, p_x) und (y, p_y) .

Es wird daher im Folgenden nur die Betrachtung von zwei Dimensionen (z.B. x und p_x bzw. der Winkel x') durchgeführt. Die Ellipse kann zudem jede beliebige Drehung um den Koordinatenursprung aufweisen, da dies vom Messort im Strahlverlauf abhängt, wie im folgenden ersichtlich wird. Weiterhin wird auf die sog. Twiss-Parameter α , β und γ eingegangen.

Die Ellipsengleichung in Hauptachsenlage im Phasenraum in karthesischen Koordinaten lautet

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{x'^2}{b^2} = 1, \quad (3.18)$$

wobei a und b die beiden Halbachsen der Ellipse sind.

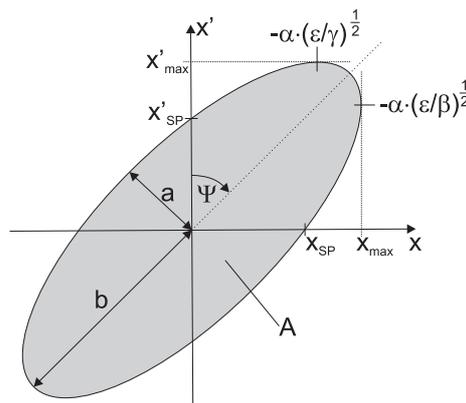


Abbildung 3.2: Darstellung der Emittanzellipse sowie deren geometrisch wichtige Punkte: Schnittpunkte mit den Achsen, maximale Auslenkung sowie Halbachsen und Verkippungswinkel Ψ . nach [Sto06].

Nun muss die Drehung der Ellipse betrachtet werden. Dreht man eine Ellipse um

den Koordinatenursprung mit dem Winkel Ψ , so können alle Punkte, die sich auf der gedrehten Ellipse befinden, durch Gleichung 3.19 beschrieben werden. Dabei ist φ die Menge aller möglichen Drehwinkel.

$$\begin{pmatrix} x_{neu} \\ x'_{neu} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a \cos \varphi \\ b \sin \varphi \end{pmatrix}, \text{ mit } 0 \leq \varphi \leq 2\pi \quad (3.19)$$

Für die Beschreibung der gedrehten Ellipse nutzt man die Drehmatrix D

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = D \begin{pmatrix} x_{neu} \\ x'_{neu} \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

$$= \begin{pmatrix} \cos \Psi & \sin \Psi \\ -\sin \Psi & \cos \Psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_{neu} \\ x'_{neu} \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

Durch Zusammenführen von Gleichung 3.19 und Gleichung 3.21 erhält man

$$x = a \cos \varphi \cos \Psi + b \sin \varphi \sin \Psi \quad (3.22)$$

$$x' = -a \cos \varphi \sin \Psi + b \sin \varphi \cos \Psi \quad (3.23)$$

Löst man nach $\cos \varphi$ und $\sin \varphi$ auf, erhält man

$$\cos \varphi = \frac{x - b \sin \varphi \sin \Psi}{a \cos \Psi} \quad (3.24)$$

$$\sin \varphi = \frac{x - a \cos \varphi \cos \Psi}{b \sin \Psi} \quad (3.25)$$

$$\cos \varphi = \frac{x' - b \sin \varphi \cos \Psi}{-a \sin \Psi} \quad (3.26)$$

$$\sin \varphi = \frac{x' + a \cos \varphi \sin \Psi}{b \cos \Psi} \quad (3.27)$$

Aus dem Gleichsetzten der vier Gleichungen folgt

$$\sin \varphi = \frac{x' \cos \Psi + x \sin \Psi}{b} \quad (3.28)$$

$$\cos \varphi = \frac{x + \cos \Psi - x' \sin \Psi}{a} \quad (3.29)$$

Durch Anwenden des trigonometrischen Satzes des Pythagoras $\sin^2 + \cos^2 = 1$ werden die beiden Gleichungen zusammengeführt und somit der freie Parameter φ eliminiert:

$$\begin{aligned} a^2 b^2 &= b^2 (x \cos \Psi - x' \sin \Psi)^2 + a^2 (x \sin \Psi + x' \cos \Psi)^2 \\ &= (b^2 \sin^2 \Psi + a^2 \cos^2 \Psi) x'^2 + 2(a^2 - b^2) \cos \Psi \sin \Psi x x' \\ &\quad + (b^2 \cos^2 \Psi + a^2 \sin^2 \Psi) x^2 \end{aligned} \quad (3.30)$$

Man definiert die Ellipsen-/Twiss-Parameter wie folgt:

$$\beta = \frac{b}{a} \sin^2 \Psi + \frac{a}{b} \cos^2 \Psi \quad (3.31)$$

$$\alpha = \left(\frac{a^2 - b^2}{ab} \right) \cos \Psi \sin \Psi \quad (3.32)$$

$$\gamma = \frac{b}{a} \cos^2 \Psi + \frac{a}{b} \sin^2 \Psi \quad (3.33)$$

Mit diesen drei Parametern sowie der Emittanz ε ist die Ellipse eindeutig definiert. Die allgemeine Emittanzellipsengleichung lautet daher:

$$\varepsilon = \frac{A}{\pi} = \gamma \cdot x^2 + 2\alpha \cdot xx' + \beta \cdot x'^2 \quad (3.34)$$

$$\text{mit der Normierung } \beta\gamma - \alpha^2 = 1 \quad (3.35)$$

Aus dieser Gleichung ist ebenfalls ersichtlich, dass der Emittanzwert ε das Produkt der beiden Halbachsen der Ellipse beschreibt und immer positiv sein muss. Die Emittanz ist nicht die Fläche der Ellipse. Im Folgenden wird daher immer die Notation $m \cdot rad$ und nicht wie in vielen Publikationen $\pi \cdot m \cdot rad$ verwendet.

Der Twiss-Parameter α ist dimensionslos und hängt mit der Korrelation zwischen x und x' zusammen. Er ist negativ für divergente und positiv für konvergente Strahlen. In der Strahltaile wird er zu Null. β ist laut Definition positiv ($\beta > 0$) und hat die Einheit Länge pro Winkel (m/rad). γ ist ebenfalls positiv und wird in Winkel pro Länge (rad/m) gemessen. Er hängt von α und β ab:

$$\gamma = \frac{1 + \alpha^2}{\beta}, \text{ mit } \gamma > 0 \quad (3.36)$$

In Abbildung 3.3 ist die Transformation der Emittanzellipse entlang eines beispielhaften Strahlverlaufs bzw. dessen Envelope gezeigt.

Der Zusammenhang zwischen Twiss-Parametern und rms-Emittanz kann wie folgt berechnet werden:

$$\alpha = -\overline{xx'}/\varepsilon_{rms} \quad (3.37)$$

$$\beta = \overline{x^2}/\varepsilon_{rms} \quad (3.38)$$

$$\gamma = \overline{x'^2}/\varepsilon_{rms} \quad (3.39)$$

Durch Zuhilfenahme der allgemeinen Ellipsengleichung lassen sich nun die Schnittpunkte mit den Achsen sowie Maxima der Ellipse (siehe Abbildung 3.2) bestimmen:

$$\pm x_{max} = \pm \sqrt{\beta \cdot \varepsilon} \quad (3.40)$$

$$\pm x'_{max} = \pm \sqrt{\gamma \cdot \varepsilon} \quad (3.41)$$

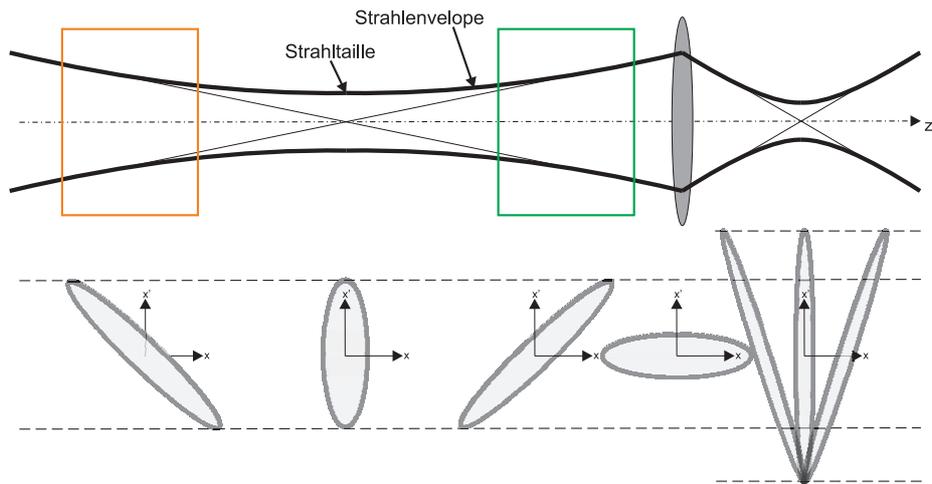
$$\pm x_{SP} = \pm \sqrt{\varepsilon/\gamma} \quad (3.42)$$

$$\pm x'_{SP} = \pm \sqrt{\varepsilon/\beta} \quad (3.43)$$

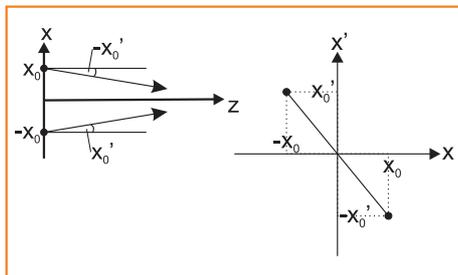
Außerdem lässt sich über die eingeführten Twiss-Parameter sehr einfacher Kippwinkel Ψ der Ellipse berechnen:

$$\tan(2\Psi) = \frac{2\alpha}{\gamma - \beta} \quad (3.44)$$

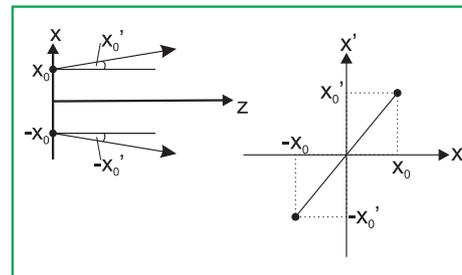
Man erkennt, dass x_{max} und x'_{max} den Strahlradius bzw. den maximalen Winkel beschreiben.



(a) Ellipsenverkippung und -größe entlang der Strahlachse



(b) konvergenter Strahl



(c) divergenter Strahl

Abbildung 3.3: Darstellung der Entwicklung der Emittanzellipse entlang der Strahlachse. V.l.n.r.: konvergenter Strahl und deshalb nach oben links geneigte Ellipse. In der Strahltaile steht die Ellipse aufrecht. Beim divergenten Strahl ist sie nach oben rechts geneigt. In der schematisch angedeuteten Linse kommt die Ellipse in Hauptachsenlage. Dahinter werden die Winkel größer, aber dafür die Ausdehnung kleiner – das Halbachsenprodukt wie auch daraus resultierend die Fläche der Ellipse bleiben gleich. nach [Sto06, Kes07a]

3.1.3 Emittanzdefinitionen

In diversen Publikationen werden unterschiedlichste Definitionen der Emittanz verwendet, ohne dass in einigen Fällen ersichtlich ist, welcher Zahlenwert angegeben ist. Man unterscheidet folgende Bezeichnungen:

- Randemittanz,
- effektive Emittanz,
- Kapchinskij–Vladimirskij (KV)-Emittanz,
- root-mean-square (rms)-Emittanz,
- normierte Emittanz und
- 90 %- oder 95 %-Emittanz.

3.1.3.1 Randemittanz

Die Phasenraumfläche, die von einer Projektionsverteilung $I_2(x, x')$ belegt wird, nennt man Randemittanz. Diese muss nicht gezwungenermaßen die Form einer Ellipse haben. Treten nicht-lineare Kräfte, wie zum Beispiel in elektrostatischen Linsensystemen, auf, können Filamentierungen der Emittanzfigur entstehen. Die Ionen schwingen im Transportkanal um die Strahlachse. Wirkt nun eine lineare Kraft, so sind die Winkelgeschwindigkeiten aller Teilchen im Phasenraum gleich. Ihre Bahn ist elliptisch, die Verteilung ist zeitlich konstant und deckt sich nach einem Umlauf wieder. Sind die Kräfte hingegen nicht-linear, haben Teilchen fern der Strahlachse höhere Winkelgeschwindigkeiten als jene nahe der Strahlachse. Daher überholen nach einigen Durchläufen die äußeren Teilchen die weiter innen fliegenden. Die Phasenraumdiagramme erhalten dadurch die typische S-Form, wie sie in Abbildung 3.4 beispielhaft dargestellt ist.

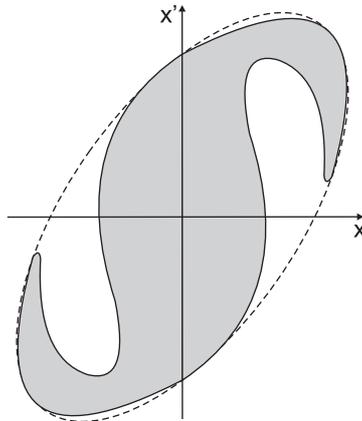


Abbildung 3.4: Vergleich zwischen Randemittanz und effektiver Emittanz. Die gestrichelte Ellipse zeigt die effektive Emittanz sowie die grau eingefärbte Fläche die Randemittanz.

3.1.3.2 Effektive Emittanz

Die kleinste Fläche einer Ellipse im Phasenraum, mit der die wirkliche Dichteverteilung umfasst werden kann, wird als *effektive Emittanz* eines Ionenstrahls bezeichnet. Dabei gilt stets: $\varepsilon_{Rand} \leq \varepsilon_{eff}$.

Die effektive Emittanz umschließt die durch Filamentierung der Randemittanz entstandenen leeren Phasenraumbereiche (siehe Abbildung 3.4). Wird die Randemittanz stärker filamentiert, vergrößern sich die leeren Phasenraumflächen und die effektive Emittanz wächst somit an. Anzumerken ist, dass der Betrag der Randemittanz jedoch gleich bleibt. Das bedeutet, dass der *Satz von Liouville* zwar für die Randemittanz erfüllt bleibt – jedoch nicht für die *effektive Emittanz*. Beim Aufbau von Beschleunigerstrukturen ist die effektive Emittanz die entscheidende Größe, da nur diese die gesamten Orts- und Winkelinformationen des Strahls enthält und genau diese auf die Akzeptanz einer darauffolgenden Struktur angepasst werden muss [Sie01].

3.1.3.3 KV-Emittanz

Entlang der Achse eines Ionenstrahls bleibt die Ladungsverteilung im allgemeinen nicht konstant. Man bezeichnet dies als „nicht selbstkonsistent“. Deshalb führten Kapchinskij und Valdimirskij eine nach ihnen benannte „selbstkonsistente“ Verteilung $I_4(x, x', y, y')$ ein [Kap59]. Diese 4-dimensionale KV-Verteilung erzeugt bei der Projektion auf 2-dimensionale Unterräume homogen gefüllte Ellipsen. Diese Annahme entspricht zwar nicht der Realität, aber trotzdem wird diese Art der Teilchenverteilung sehr oft für Strahldynamikrechnungen verwendet, da sich Felder ergeben, deren Kraftwirkung mit zunehmendem Abstand zur Strahlachse linear bleibt [Str85].

3.1.3.4 rms-Emittanz

Die rms-Emittanz wurde 1970 von Lapostolle und Sacherer [Sac70] eingeführt. Diese dient vor allem dem Vergleich von Ionenstrahlen mit unterschiedlichen Ladungsdichte-Verteilungsfunktionen. Sie berücksichtigt nicht nur die genutzte Phasenraumfläche, sondern auch die Dichteverteilung innerhalb dieser Fläche, da hierbei auch die zweiten Momente berücksichtigt werden. Mit x als den Ortskoordinaten, x' den Winkeln, ϱ der Intensität in jedem Phasenraumelement sowie N der Anzahl aller möglichen Orte bzw. Winkel wird sie definiert als:

$$\varepsilon_{rms} = \sqrt{\overline{x^2} \cdot \overline{x'^2} - \overline{xx'^2}} \text{ mit} \quad (3.45)$$

$$\overline{x^2} = \frac{1}{\varrho_{ges}} \sum_{i=1}^N \varrho_i x_i^2, \quad (3.46)$$

$$\overline{x'^2} = \frac{1}{\varrho_{ges}} \sum_{j=1}^N \varrho_j x_j'^2 \text{ und} \quad (3.47)$$

$$\overline{xx'^2} = \left[\frac{1}{\varrho_{ges}} \sum_{i=1}^N \varrho_i x_i x_i' \right]^2 \quad (3.48)$$

Liegt im Ionenstrahl eine Gaußverteilung vor, so ist die rms-Emittanz an die 90%-Emittanz (siehe Abschnitt 3.1.3.6) über einen Faktor gekoppelt. Dabei gilt:
 $\varepsilon_{90\%} = 4 \cdot \varepsilon_{rms}$

3.1.3.5 Normierte Emittanz

Die Normierung kann für jede Art der Emittanz (Rand, effektive, KV, rms) durchgeführt werden. Sie dient dazu, um die Strahlenergie zu eliminieren, um so Strahlen bei unterschiedlichen Energien vergleichen zu können. Man schreibt:

$$\varepsilon_n = \beta_z \cdot \gamma_z \cdot \varepsilon. \quad (3.49)$$

Bei β_z und γ_z handelt es sich nicht um die oben beschriebenen Twiss-Parameter, sondern um relativistische Faktoren, wobei gilt:

$$\beta_z = \frac{v_z}{c} \quad \text{und} \quad (3.50)$$

$$\gamma_z = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_z^2}} \quad (3.51)$$

mit v_z der Geschwindigkeit des Teilchens in Strahlrichtung und c der Lichtgeschwindigkeit.

3.1.3.6 90%/95% Emittanz

Eine Angabe einer Prozentzahl bei der Emittanz bedeutet, dass sich der genannte Anteil von Teilchen innerhalb der Emittanzellipse befindet. Die Prozentangabe ist also keine gesonderte Emittanz, sondern vielmehr ein Attribut, mit dem gezeigt werden sollte, wie viele Teilchen in die Betrachtung einbezogen wurden. Dies ist wichtig, da der Unterschied der Emittanzgröße bei Betrachtung von beispielsweise 90% oder 100% der Teilchen je nach Verteilung im Strahl durchaus einen Faktor 2 hervorrufen können. Die üblichsten Teilmengen sind die 90%- und die 95%-Emittanz. Diese Angabe steht normalerweise im Index.

3.2 Emittanzmessung

In diesem Abschnitt werden verschiedene Möglichkeiten der Emittanzmessung aufgezeigt sowie ihre Tauglichkeit für den Einsatz bei der Inbetriebnahme der HITRAP-Beschleunigersektion bewertet. Die Messprinzipien können unterschiedlich gruppiert werden:

- strahlzerstörend (alle Schlitzmessungen, Scanner-Messungen, Pepperpot-Messung) oder strahlerhaltend (Strahlprofilmessungen mit Gitter)
- Mehrfachschuss / Scanverfahren (alle Schlitzmessungen, Scanner-Messungen) oder Einzelschuss (Pepperpot-Messung)
- hochstromtauglich (Pepperpot-Messung, Strahlprofilmessungen) oder niederstromtauglich (Pepperpot-Messung mit Bildverstärker, Schlitzmessungen, Electric Sweep-Scanner, Allison Scanner)

3.2.1 Schlitz-Gitter/Folien-Messung

Die Schlitz-Gitter- wie auch die Schlitz-Folien-Messung ist eine scannende Messung und benötigt daher vergleichsweise viele Ionenbunche für die Messung, was bei HITRAP von Nachteil ist. Bei dieser Messung, deren Funktionsprinzip in Abbildung 3.5 dargestellt ist, wird ein großer Teil des Strahls ausgeblendet und nur die Ionen, die sich an einer bestimmten Position im Strahl befinden, durch die Schlitzblende transmittiert. Nach einer Driftstrecke z hat sich der „ausgeschnittene“ Teilstrahl aufgeweitet und am Detektor – z.B. einem Drahtgitter mit sensitiver Strommessung – kann eine Ladungs- bzw. Intensitätsverteilung in Abhängigkeit des Winkels zwischen Strahlachse, Schlitz und detektierendem Draht registriert werden. Der Schlitz fährt nun kontrolliert Schritt für Schritt durch den Strahl. Für jede Schlitzposition wird eine winkelabhängige Verteilung aufgenommen. Daraus ergibt sich direkt die Phasenraumverteilung, aus der die Emittanz berechnet werden kann. Statt einem Drahtgitter kann auch ein Folienstapel verwendet werden, der ebenso eine in einer Raumrichtung aufgelöste Intensitäts- bzw. Stromverteilung detektieren kann.

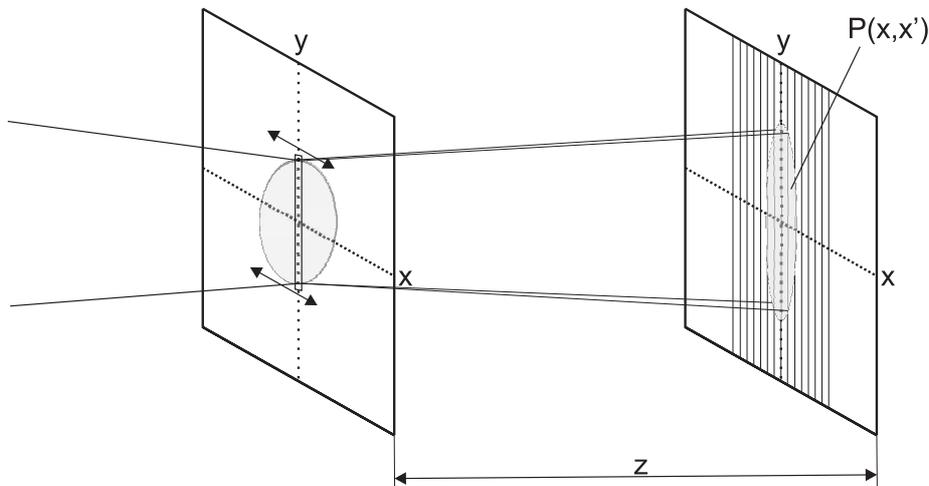


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Funktionsprinzips der Schlitz-Scan-Messung. Die Drahtdichte auf dem rechts dargestellten Detektor ist wesentlich höher als gezeichnet. Die gezeigte Anzahl unterstützt nur die Übersichtlichkeit.

Solch ein Scan liefert die Phasenraumverteilung für eine Raumrichtung. Da normalerweise die Emittanzmessung in beiden Raumrichtungen x und y erfolgt, muss dazu ein um 90 Grad gedrehter Schlitz sowie das dazugehörige Drahtgitter oder der Folienstapel erneut durch den Strahl gefahren werden. Für jede Messart wird eine kleine Aufstellung mit deren Vor- und Nachteilen gezeigt.

Vorteile:

- diese Methode misst mit „beliebig“ genauer Ortsauflösung
- in der Community als genaue Messmethode anerkannt
- misst elektrisch

Nachteile:

- benötigt sehr viele Ionenbunche schon für die Vermessung nur einer Ebene
- gemessenes Signal ist sehr klein – sensitives Messequipment ist erforderlich

3.2.2 Electrical Sweep-Scanner-Messung

Beim Electrical Sweep-Scanner wird die Emittanz durch bewusst induzierte Ablenkung des Strahls gemessen. Dieser Scanner arbeitet rein elektrisch, ohne dass dazu Schlitze oder andere Komponenten mechanisch verfahren werden müssen. Dies wirkt sich positiv auf Lebensdauer und Messgeschwindigkeit aus. Diese Methode wurde schon vor mehr als 30 Jahren angewendet – lange bevor es die heutigen Computer gab. Der Scanner besteht, wie in Abbildung 3.6 gezeigt, im Wesentlichen aus drei Elektrodenpaaren, die hintereinander parallel zur Strahlachse angeordnet sind. Außerdem benötigt man zwei Schlitzblenden und eine Faraday-Tasse zur Strommessung. An den ersten beiden Plattenpaaren werden gegensätzliche Sägezahn-Potentiale angelegt, um die Teilchen über den ersten Schlitz zu scannen, ohne ihre Winkel zueinander zu verändern. Dabei ist essentiell, dass für die Spannung am zweiten Plattenpaar eine Verzögerung geschaltet wird. Die ebenfalls zeitlich definiert verzögerte hochfrequenzere Umpolung der Spannung am dritten Plattenpaar hinter dem Schlitz im Vergleich zum zweiten davor lenkt die Teilchen erneut ab. Es kann nur eine Fraktion der Trajektorien durch den Schlitz fliegen und wird in der dahinterliegenden Faraday-Tasse detektiert. Somit kann die Winkelverteilung der Teilchen am hinteren Schlitz differenziert betrachtet werden. Mit dem Wissen über Spannungen, zeitliche Verzögerungen sowie die Strommessung in der Tasse kann instantan beispielsweise auf einem Oszilloskop oder heutzutage auf einem Computer die Phasenraumverteilung dargestellt werden [Bil75].

Vorteile:

- hohe Funktionssicherheit
- lange Lebensdauer der Aperatur
- sehr schnelle Messung, da keine beweglichen Komponenten

Nachteile:

- nur bei niedrigen Energien einsetzbar
- große Baulänge – meist separate Strahllinie nötig
- genaue Positionierung beider Schlitze essenziell
- Aperturbegrenzung durch Elektrodenabstand

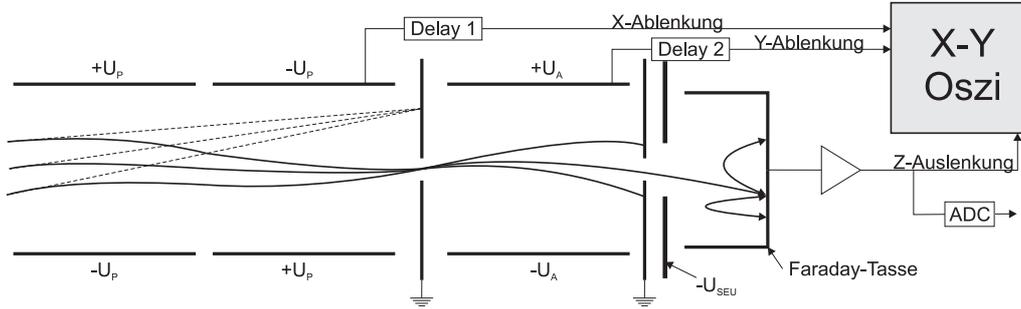


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des Funktionsprinzips des Electrical Sweep-Scanners. Die Teilchen fliegen von links in den Aufbau, werden durch Ablenkspannungen an den ersten beiden Plattenpaaren über den ersten Schlitz gewedelt. Eine weitere hochfrequentere Spannung am dritten Plattenpaar scannt in Verbindung mit dem zweiten Schlitz die Trajektorienwinkel ab. In der Faraday-Tasse wird ein Stromsignal detektiert. Mit dem Wissen über dieses gemessene Stromsignal und die Ablenkspannungen sowie zeitliche Verzögerungen kann direkt die Phasenraumverteilung auf einem Oszilloskop angezeigt werden. nach [Sto06]

3.2.3 Allison Scanner-Messung

Der Allison Scanner wurde zum ersten Mal von Allison et al. beschrieben [All83]. Er ist eine Weiterentwicklung des Konzepts des Electrical Sweep-Scanners. Wie in Abbildung 3.7 dargestellt, wird die Ähnlichkeit zum eben beschriebenen Scanner deutlich. Dieser ist um ca. 2/3 der Gesamtlänge kürzer als der Electrical Sweep-Scanner. Dies wird dadurch erreicht, dass der Messort durch einen verfahrbaren Schlitz definiert wird und nur der Scan der Winkelverteilung über das Anlegen eines Potentials auf zwei gegenüberliegenden Platten geschieht. Die Intensität der Winkelverteilung wird – wie auch beim Electrical Sweep-Scanner – durch eine Strommessung in einer Faraday-Tasse realisiert. Da beide Schlitze bei dieser Anlage auf einem Block montiert werden können, ist deren Justage bedeutend genauer und auch einfacher. Die Umrechnung von Spannung in Winkel geschieht bei diesem Gerät wie folgt:

$$x' = \frac{U \cdot L_{eff}}{2 \cdot g \cdot E_{kin}} \quad (3.52)$$

mit g als dem Abstand zwischen den beiden Elektroden, U als dem mit unterschiedlichen Vorzeichen an den Elektroden angelegten Potential, L_{eff} der effektiven Länge des elektrischen Ablenkfeldes [Wol65] und E_{kin} der kinetischen Energie des Ions pro Ladung [Sto05b]. Weiterhin limitiert die Breite g die Winkelakzeptanz des Gerätes mit

$$x'_{max} = \frac{2 \cdot g}{L_{eff}}. \quad (3.53)$$

Die Winkelakzeptanz wird außerdem durch die maximale Ablenkspannung V_0 begrenzt. Daraus erhält man die wenig bekannte Design-Gleichung

$$V_0 \cong x'_{max}{}^2 \cdot U_0 \quad (3.54)$$

mit U_0 der höchsten Ionenenergie pro Ladung, die in der Anlage gemessen werden soll [Sto05b].

Lange Zeit gab es bei dieser Methode Probleme durch Sekundärelektronen und gestreute Teilchen, aber Anpassungen der Geometrie des Scanners, die Stockli et al. in diversen Veröffentlichungen [Sto05a, Sto05b, Sto06] beschreibt, konnten dieser Problematik sehr stark entgegenwirken.

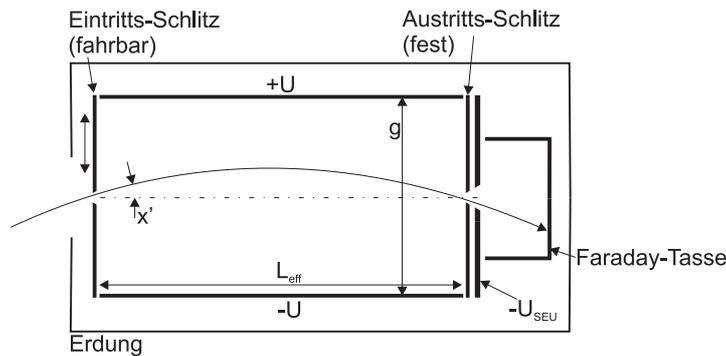


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung des Funktionsprinzips des Allison Scanners. nach [Sto06]

Vorteile:

- Emittanzmessung mit größter Genauigkeit im Niederenergiebereich
- Faradaytasse misst designbedingt nur den Strom des Teilchenstrahls, jedoch keine Sekundärteilchen

Nachteile:

- nur bei niedrigen Energien einsetzbar
- zeitaufwändig: ≈ 10000 Positions-Spannungs-Kombinationen notwendig
- Nur bei stabilen Strahlen verlässliche Ergebnisse
- Emittanzänderung durch Raumladungseffekte mit Sekundärelektronen

3.2.4 Emittanzbestimmung über Profilmessungen bei variablen Fokussierstärken (Gradienten-Methode)

Die „nicht-destruktive“ Emittanzbestimmung kann im Vergleich zu den anderen Methoden nicht als Messung, sondern nur als Näherung betrachtet werden, da einige Parameter gefittet werden müssen und dabei relativ große Fehler auftreten können. Sie bringt jedoch, im Fall einer sorgfältigen Evaluation der Daten, ein recht genaues Ergebnis. Die Bezeichnung „nicht-destruktiv“ basiert auf der Tatsache, dass die Messung des Strahlprofils auf einem Gitter erfolgen kann und damit ein Großteil der Teilchen weitergeleitet werden kann. Durch die Fokussierung des Strahls wird allerdings die Verwendbarkeit für die Dauer der Messung stark eingeschränkt. Die Messung an sich besteht aus der Variation der Fokallänge einer Linse, einer feldfreien Driftstrecke und der Bestimmung des Radius des Strahlspots auf einem Leuchtschirm, einem Gitter oder einem Beam Profile Monitor

(BPM). Diese Methode wird vorwiegend als Offline-Emittanzbestimmung durchgeführt, da nach der Messung einige Rechnungen gemacht werden müssen. Steht entsprechende Software zur Verfügung, kann diese Emittanzmessung jedoch auch fast in Realzeit durchgeführt werden. Die Linse muss sehr genau charakterisiert werden, um diese Rechnung durchführen zu können. Man benötigt mindestens drei Messungen bei verschiedenen Fokuseinstellungen der Linse, um damit drei Gleichungssysteme mit drei freien Variablen zu erzeugen. Mit jeder weiteren Messung wird die Genauigkeit der Beschreibung der Emittanzellipse größer. Die Analyse basiert auf dem „normalen Strahl-Modell“. Benutzt man dieses, kann der Radius auf dem Schirm oder BPM als Funktion von β dargestellt werden. Weiterhin kann β als Funktion der Twiss-Parameter α_I, β_I und γ_I (I=initial) sowie ε , den Strahlparametern bei Eintritt in die Linse, notiert werden. Für den Strahltransport durch die Linse und über die Driftstrecke bis zum Schirm stehen die Strahltransport-Matrixelemente R_{ij} . Für jeden gemessenen Strahlradius r_k zur Fokallänge f_k kann eine Gleichung als Differenz geschrieben werden, die dann verschwindet.

$$r_k^2 - \varepsilon \cdot \beta_k = r_k^2 - \varepsilon \cdot (R_{11,k}^2 \cdot \beta_I - 2 \cdot R_{11,k} \cdot R_{12,k} \cdot \alpha_I + R_{12,k}^2 \cdot \gamma_I) = \Delta_k \approx 0 \quad (3.55)$$

Man benötigt nun mindestens drei Gleichungen/Messungen sowie die Identität $\beta \cdot \gamma = (1 + \alpha^2)$, um die vier Unbekannten zu ermitteln. Drei Gleichungen ergeben exakte Lösungen und alle Δ_k verschwinden. Stehen mehr Messungen zur Verfügung, ist das Problem überbestimmt. Nimmt man an, dass die Abweichungen Δ_k gauss-verteilt sind, kann ihre Wahrscheinlichkeit maximiert werden, indem die Summe ihrer Quadrate minimiert wird.

$$\begin{aligned} \sum_{k=1}^N \Delta_k^2 &= \sum_{k=1}^N (r_k^2 - \varepsilon \cdot (R_{11,k}^2 \cdot \beta_I - 2 \cdot R_{11,k} \cdot R_{12,k} \cdot \alpha_I + R_{12,k}^2 \cdot \gamma_I))^2 \\ &= S \stackrel{!}{=} \min \end{aligned} \quad (3.56)$$

Differenzierung der Summe der Quadrate S in Bezug auf $\varepsilon \cdot \beta_I$, $\varepsilon \cdot \alpha_I$ und $\varepsilon \cdot \gamma_I$ erhält man nach Danilov [Dan05] folgendes Gleichungssystem:

$$\begin{bmatrix} A & -2 \cdot B & C \\ -2 \cdot B & 4 \cdot C & -2 \cdot D \\ C & -2 \cdot D & E \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \varepsilon \cdot \beta_I \\ \varepsilon \cdot \alpha_I \\ \varepsilon \cdot \gamma_I \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sum_{k=1}^N R_{11,k}^2 \cdot r_k^2 \\ -2 \cdot \sum_{k=1}^N R_{11,k} \cdot R_{12,k} \cdot r_k^2 \\ \sum_{k=1}^N R_{12,k}^2 \cdot r_k^2 \end{bmatrix} \quad (3.57)$$

mit

$$\begin{aligned}
 A &= \sum_{k=1}^N R_{11,k}^4 \\
 B &= \sum_{k=1}^N R_{11,k}^3 \cdot R_{12,k} \\
 C &= \sum_{k=1}^N R_{11,k}^2 \cdot R_{12,k}^2 \\
 D &= \sum_{k=1}^N R_{11,k} \cdot R_{12,k}^3 \\
 E &= \sum_{k=1}^N R_{12,k}^4
 \end{aligned}$$

Die Lösung des Gleichungssystems zusammen mit der Identität $\beta \cdot \gamma = (1 + \alpha^2)$ ergeben wie oben beschrieben ε , α_I, β_I und γ_I .

Vorteile:

- keine neuen Apparaturen in der Strahllinie notwendig – vorhandene Linse und Leuchtschirm können genutzt werden
- keine Kosten für Emittanzmessanlage

Nachteile:

- verhältnismäßig ungenau im Vergleich zu anderen Messmethoden
- nicht verlustfrei im laufenden Beschleunigerbetrieb einsetzbar, da auf Strahlfokussierung Einfluss genommen wird

3.2.5 Einzelschuss-Pepperpot-Messung

Die Pepperpot-Messung ist die einzige Methode, mit der es möglich ist, innerhalb eines Schusses, die Emittanz in x- und in y-Richtung sowie deren eventuelle Kopplung zu bestimmen. Um die unabhängige Messung in beiden Ebenen durchführen zu können, wird eine Lochblende mit einer regelmäßigen Matrix von Löchern in den Strahl gestellt (siehe Abbildung 3.8). Nur an den Stellen, an denen sich ein winziges Loch (im Fall der GSI-Anlage $\varnothing \approx 0,1 \text{ mm}$) befindet, können Ionen die Blende passieren. Diese Löcher werden als Punktquellen angesehen. Die Teilchen driften danach eine definierte Strecke bis zu einem Target und erzeugen dort eine Szintillationserscheinung, die beispielsweise mit einer CCD-Kamera aufgenommen werden kann. Das schematische Funktionsprinzip ist in Abbildung 3.8 dargestellt.

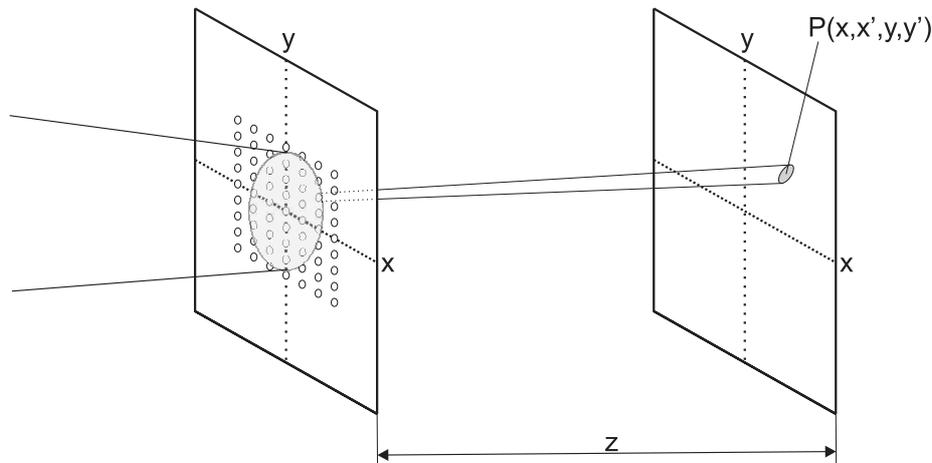


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung des Funktionsprinzips der Pepperpot-Messung. Die von links kommenden Ionen treffen auf die Lochblende. Einzig die auf Löcher treffenden Ionen werden transmittiert – alle anderen werden geblockt. Diese erzeugen nach der Driftstrecke z eine Leuchterscheinung auf dem Schirm (hier beispielhaft nur für ein Loch dargestellt). Diese Intensitätsverteilung wird dann nach x und y projiziert und die gleiche Emittanzauswertung wie bei Schlitz-Messungs-Daten durchgeführt.

Vorteile:

- **Einzelsschussmessung**
- thermische Spannungen werden minimiert, da nur Einzelschuss
- eventuelle Kopplung zwischen x und y erkennbar
- hochenergie- und hochstromtauglich
- Schuss-zu-Schuss-Variation detektierbar

Nachteile:

- Nicht-Linearität von Leuchtschirm und Kamera
- Messung nahe der Strahltaile schwierig
- lediglich $\approx 0,1\%$ des Strahls wird verwendet

Diese Messtechnik ist das ideale Instrument für den Einsatz bei der Inbetriebnahme des HITRAP-Beschleunigers. Hier werden nur alle 50 bis 60 Sekunden Strahlpulse vom ESR in die HITRAP-Strahllinie extrahiert. Deshalb ist eine scannende Messung völlig ungeeignet, da ein Scan für nur eine Ebene Stunden an Strahlzeit kosten würde. Die Pepperpot-Messung kann dies innerhalb eines Schusses für beide Ebenen x und y durchführen. In Kapitel 6 wird genauer auf die zum Einsatz kommende Messanlage eingegangen.

3.3 Fehlerbetrachtung bei der Emittanzmessung

Um den Fehler der Emittanz zu berechnen [Jol09], muss der Fehler aller gemessenen Größen durch die Emittanzdefinition verfolgt werden.

Da die rms-Emittanz mathematisch genau definiert ist, kann dieser Ansatz hieran besonders einfach verfolgt werden. Die folgende Herleitung ist auf Pepperpot-Messungen bezogen, kann aber auch auf die scannenden Methoden übertragen werden. In der xx' -Ebene ist die Emittanz, wie in Abschnitt 3.1.3.4 beschrieben, definiert als:

$$\varepsilon_{rms} = \sqrt{\overline{x^2 \cdot x'^2} - \overline{xx'}^2} \quad (3.58)$$

$$= \sqrt{\frac{\left(\sum_{i=1}^N \varrho_i x_i^2\right) \cdot \left(\sum_{j=1}^N \varrho_j x_j'^2\right) - \left(\sum_{i=1}^N \varrho_i x_i x_i'\right)^2}{\left(\sum_{i=1}^N \varrho_i\right)^2}} \quad (3.59)$$

mit ϱ_i und ϱ_j , den Intensitäten in den Pixeln am Ort x_i , mit den Winkeln x'_i und x'_j sowie N , der Anzahl der Pixelzeilen und -spalten. Um einen Fehler bzw. die Standardabweichung $\sigma_{\varepsilon_{rms}}$ der Emittanz berechnen zu können, muss die Varianz $\sigma_{\varepsilon_{rms}}^2$ hergeleitet werden. Die Varianz des Terms $\sum_{i=1}^N \varrho_i x_i^2$ ist gegeben durch

$$\sigma_{\varrho x^2}^2 = 4\varrho^2 x^2 \sigma_x^2 + x^4 \sigma_\varrho^2. \quad (3.60)$$

Da sich bei der Addition auch die Varianzen addieren, ist die komplette Varianz der Summe $\sigma_{\sum \varrho x^2}^2$ gegeben durch

$$\sigma_{\sum \varrho x^2}^2 = \sum_{i=1}^N 4\varrho_i^2 x_i^2 \sigma_{x_i}^2 + x_i^4 \sigma_{\varrho_i}^2, \quad (3.61)$$

da jede Positionsmessung x_i ihren eigenen Fehler σ_{x_i} und jede Intensitätsmessung ϱ_i einen Fehler σ_{ϱ_i} hat.

Die gleiche Rechnung gilt auch für den zweiten Term $\sum_{j=1}^N \varrho_j x_j'^2$ und die dazugehörige Varianz $\sigma_{\sum \varrho x'^2}^2$:

$$\sigma_{\varrho x'^2}^2 = 4\varrho^2 x'^2 \sigma_{x'}^2 + x'^4 \sigma_\varrho^2 \quad (3.62)$$

$$\sigma_{\sum \varrho x'^2}^2 = \sum_{j=1}^N 4\varrho_j^2 x_j'^2 \sigma_{x_j'}^2 + x_j'^4 \sigma_{\varrho_j}^2 \quad (3.63)$$

Die Varianz des Produktes dieser beiden Terme $\sigma_{\sum \varrho x^2 \sum \varrho x'^2}^2$ ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} \sigma_{\sum \varrho x^2 \sum \varrho x'^2}^2 &= \left(\sum_{i=1}^N 4\varrho_i^2 x_i^2 \sigma_{x_i}^2 + x_i^4 \sigma_{\varrho_i}^2 \right) \cdot \left(\sum_{j=1}^N \varrho_j x_j'^2 \right)^2 + \\ &+ \left(\sum_{i=1}^N 4\varrho_i^2 x_i'^2 \sigma_{x_i'}^2 + x_i'^4 \sigma_{\varrho_i}^2 \right) \left(\sum_{j=1}^N \varrho_j x_j^2 \right)^2 \end{aligned} \quad (3.64)$$

Man benötigt zwei weitere Varianzen, nämlich für den $x x'$ - und den ϱ^2 -Term aus Gleichung 3.59. Man geht identisch vor:

$$\sigma_{\varrho x x'}^2 = x^2 x'^2 \sigma_{\varrho}^2 + \varrho^2 x'^2 \sigma_x^2 + \varrho^2 x^2 \sigma_{x'}^2 \quad (3.65)$$

$$\sigma_{\sum \varrho x x'}^2 = \sum_{i=1}^N x_i^2 x_i'^2 \sigma_{\varrho_i}^2 + \varrho_i^2 x_i'^2 \sigma_{x_i}^2 + \varrho_i^2 x_i^2 \sigma_{x_i'}^2 \quad (3.66)$$

$$\sigma_{(\sum \varrho x x')^2}^2 = 4 \left(\sum_{i=1}^N x_i^2 x_i'^2 \sigma_{\varrho_i}^2 + \varrho_i^2 x_i'^2 \sigma_{x_i}^2 + \varrho_i^2 x_i^2 \sigma_{x_i'}^2 \right) \cdot \left(\sum_{j=1}^N \varrho_j x_j x_j' \right)^2 \quad (3.67)$$

und

$$\sigma_{\sum \varrho}^2 = \sum_{i=1}^N \sigma_{\varrho_i}^2 \quad (3.68)$$

$$\sigma_{(\sum \varrho)^2}^2 = 4 \left(\sum_{i=1}^N \sigma_{\varrho_i}^2 \right) \left(\sum_{j=1}^N \varrho_j \right)^2 \quad (3.69)$$

So ergibt sich die Varianz für den Zähler aus Gleichung 3.59 zu

$$\begin{aligned} \sigma_{\sum \varrho x^2 \sum \varrho x'^2 + (\sum \varrho x x')^2}^2 &= \\ &\left(\sum_{i=1}^N 4\varrho_i^2 x_i^2 \sigma_{x_i}^2 + x_i^4 \sigma_{\varrho_i}^2 \right) \cdot \left(\sum_{j=1}^N \varrho_j x_j'^2 \right)^2 + \\ &\left(\sum_{i=1}^N 4\varrho_i^2 x_i'^2 \sigma_{x_i'}^2 + x_i'^4 \sigma_{\varrho_i}^2 \right) \cdot \left(\sum_{j=1}^N \varrho_j x_j^2 \right)^2 + \\ &4 \left(\sum_{i=1}^N x_i^2 x_i'^2 \sigma_{\varrho_i}^2 + \varrho_i^2 x_i'^2 \sigma_{x_i}^2 + \varrho_i^2 x_i^2 \sigma_{x_i'}^2 \right) \cdot \left(\sum_{j=1}^N \varrho_j x_j x_j' \right)^2 - \\ &8 \left(\sum_{i=1}^N \varrho_i^2 x_i^4 x_i'^4 \sigma_{\varrho_i}^2 + \varrho_i^4 x_i^2 x_i'^4 \sigma_{x_i}^2 + \varrho_i^4 x_i^4 x_i'^2 \sigma_{x_i'}^2 \right). \end{aligned} \quad (3.70)$$

wobei die Subtraktion durch die Kürzung der Terme aus Gleichung 3.59 geschieht. Verfolgt man die Fehler durch die Division und die Wurzel, erhält man die Varianz von ε_{rms} , $\sigma_{\varepsilon_{rms}}^2$:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\varepsilon_{rms}}^2 = & \frac{\left(\sum_{i=1}^N \varrho_i^2 x_i^2 \sigma_{x_i}^2 + \frac{x_i^4 \sigma_{\varrho_i}^2}{4} \right) \cdot \left(\sum_{j=1}^N \varrho_j x_j'^2 \right)^2}{\varepsilon_{rms}^2 \left(\sum_{k=1}^N \varrho_k \right)^4} + \\
 & \frac{\left(\sum_{i=1}^N \varrho_i^2 x_i'^2 \sigma_{x_i'}^2 + \frac{x_i'^4 \sigma_{\varrho_i}^2}{4} \right) \cdot \left(\sum_{j=1}^N \varrho_j x_j^2 \right)^2}{\varepsilon_{rms}^2 \left(\sum_{k=1}^N \varrho_k \right)^4} + \\
 & \frac{\left(\sum_{i=1}^N x_i^2 x_i'^2 \sigma_{\varrho_i}^2 + \varrho_i^2 x_i'^2 \sigma_{x_i}^2 + \varrho_i^2 x_i^2 \sigma_{x_i'}^2 \right) \cdot \left(\sum_{j=1}^N \varrho_j x_j x_j' \right)^2}{\varepsilon_{rms}^2 \left(\sum_{k=1}^N \varrho_k \right)^4} \quad (3.71) \\
 & + \frac{2 \left(\sum_{i=1}^N \varrho_i^2 x_i^4 x_i'^4 \sigma_{\varrho_i}^2 + \varrho_i^4 x_i^2 x_i'^4 \sigma_{x_i}^2 + \varrho_i^4 x_i^4 x_i'^2 \sigma_{x_i'}^2 \right)}{\varepsilon_{rms}^2 \left(\sum_{k=1}^N \varrho_k \right)^4} + \\
 & \frac{\varepsilon_{rms}^2 \left(\sum_{i=1}^N \sigma_{\varrho_i}^2 \right)}{\left(\sum_{k=1}^N \varrho_k \right)^2}
 \end{aligned}$$

Der Fehler der rms-Emittanz $\sigma_{\varepsilon_{rms}}$ ist die Wurzel des Ausdrucks (3.71).

Der nächste Schritt ist es, die Fehler jeder gemessenen Größe für das jeweilige System zu identifizieren und $\sigma_{\varepsilon_{rms}}$ zu berechnen. Für Pepperpot-Messungen sind die dominanten Größen, die zum Fehler beitragen, der Lochabstand σ_x sowie die Winkelauflösung $\sigma_{x'}$, die sich aus der Auflösung des CCD-Chips der Kamera sowie dem Kameraobjektiv und der Driftstrecke zwischen Pepperpot-Blende und Szintillationsschirm berechnet. Weiterhin hat die Intensitätsschwankung von Schuss-zu-Schuss auf dem Szintillator Einfluss auf σ_{ϱ} .

Systematische Fehler wie z.B. die Rundheit des Lochs in der Blende wirken sich auf den Positionsfehler σ_x und den Intensitätsfehler σ_{ϱ} aus. Nichtsdestotrotz ist der dominierende Anteil des Fehlers σ_x der Loch-zu-Loch-Abstand. Dieser kann durch eine feinstmögliche Evaluation der Löcher und deren Positionsgenauigkeit eliminiert werden.

Es wird angenommen, dass die Lochgröße der Apertur kleiner als die Auflösungsgrenze der Kamera ist, die durch Pixelgröße und Abbildungsoptik bestimmt

wird. Dadurch können Winkelschritte einfach über die Winkelfunktion $\tan \varphi$ berechnet werden. Diese Fehler, wie auch der Fehler, der bei der Ausrichtung der Kamera zum Target gemacht wird, tragen ausschließlich zum Fehler $\sigma_{x'}$ bei.

3.4 Die longitudinale Emittanz

In den vorangegangenen Abschnitten wurde ausführlich auf die transversale Emittanz des Ionenstrahls eingegangen. Die Dimension in Strahlrichtung wurde bisher nicht betrachtet. Obwohl während der Inbetriebnahmen des HITRAP-Beschleunigers die longitudinale Emittanz nicht gemessen wurde, muss sie hier der Vollständigkeit halber Erwähnung finden.

Auch longitudinal gilt das in Kapitel 3.1.1 ausgeführte *Liouville-Theorem*. Wirken nur konservative Kräfte auf den Strahl, so ist die von den Teilchen besetzte Fläche im $(\varphi, \Delta W)$ -Phasenraum konstant. Sie definiert sich nach Strehl [Str06a] über:

$$\varepsilon_\varphi = \frac{1}{\pi} \int \int dz dp_z = \frac{1}{\pi} \int \int d\varphi dW. \quad (3.72)$$

Im Folgenden beschreibt der Index s immer das synchrone Teilchen. Man betrachtet die Beschleunigung von Teilchen zwischen dem Spalt $n-1$ und n . Ist für alle Teilchen und alle Spalte n die Geschwindigkeitsdifferenz $\delta\beta = \beta - \beta_s \ll 1$ klein, dann gilt:

$$\frac{1}{\beta} - \frac{1}{\beta_s} \approx -\frac{\delta\beta}{\beta_s^2}. \quad (3.73)$$

Mit der kinetischen Energie pro Nukleon $W = m_p(\gamma - 1)c^2$ folgt aus $\delta\beta = \delta W / (m_p c^2 \gamma_s^3 \beta_s)$

$$\Delta(\varphi - \varphi_s)_n = -2\pi \frac{W_{n-1} - W_{s,n-1}}{m_p c^2 \gamma_{s,n-1}^3 \beta_{s,n-1}^2} \quad (3.74)$$

Die Differenzgleichung für die Energiedifferenz lautet:

$$\Delta(W - W_s)_n = \frac{Z}{A} e V_0 (\cos \varphi_n - \cos \varphi_{s,n}) \quad (3.75)$$

mit Z als der Kernladungszahl und A der Massenzahl.

Koppelt man die Gleichungen 3.74 und 3.75, so beschreiben diese die Bewegung eines Teilchens durch die Driftröhrenstruktur. Zur Vereinfachung konvertiert man die Differenzgleichungen unter Verwendung von

$$\Delta(\varphi - \varphi_s) \rightarrow \frac{d(\varphi - \varphi_s)}{dn} \quad \text{und} \quad \Delta(W - W_s) \rightarrow \frac{d(W - W_s)}{dn} \quad (3.76)$$

sowie der nun kontinuierlichen Variablen $n = z / (\beta_s \lambda)$ in die Differentialgleichungen

$$\gamma_s^3 \beta_s^3 \frac{d(\varphi - \varphi_s)}{dz} = -2\pi \frac{W - W_s}{m_p c^2 \lambda} \quad (3.77)$$

und

$$\frac{d(W - W_s)}{dz} = \frac{Z}{A} e E_0 (\cos \varphi - \cos \varphi_s) \quad (3.78)$$

mit $E_0 = V_0/(\beta_s \lambda)$. Dabei ist V_0 die Spaltspannung. Nach der Substitution und der Annahme, dass nur langsam beschleunigt wird ($\gamma_s \beta_s \approx \text{const.}$), folgt für die Phasendifferenz

$$\frac{d^2(\varphi - \varphi_s)}{ds^2} = -\frac{2\pi Z e E_0}{A m_p c^2 \lambda \gamma_s^3 \beta_s^3} (\cos \varphi - \cos \varphi_s). \quad (3.79)$$

Man betrachtet nur Teilchen mit kleinen Phasendifferenzen zum Synchronteilchen, d.h.

$$\cos \varphi - \cos \varphi_s \approx (\varphi - \varphi_s) \sin \varphi_s. \quad (3.80)$$

Daraus erhält man eine Schwingungsgleichung

$$\frac{d^2(\varphi - \varphi_s)}{ds^2} = -k_0^2 (\varphi - \varphi_s) \quad (3.81)$$

mit der longitudinalen Schwingungszahl

$$k_0^2 = -\frac{2\pi Z e E_0 \sin(-\varphi_s)}{A m_p c^2 \lambda \gamma_s^3 \beta_s^3}. \quad (3.82)$$

Die nicht-synchronen Teilchen führen harmonische Schwingungen mit Frequenz $\omega_0 = k_0 \beta_s c$ um das synchrone Teilchen aus. $\Delta\varphi$ und ΔW bezeichnen die Phasen- und Energieabweichung vom Synchronteilchen. In der linearen Approximation bewegen sich alle Teilchen kleiner $\Delta\varphi$ auf einer Ellipse, die durch

$$\left(\frac{\Delta W}{\Delta W_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\varphi}{\Delta\varphi_0}\right)^2 = 1 \quad (3.83)$$

beschrieben wird. Daher bestimmt auch die maximale Phasenabweichung eines Teilchens $\Delta\varphi_0$ die maximale Energieabweichung ΔW_0 bei $\Delta\varphi = 0$ mit

$$\frac{\Delta W_0}{m_p c^2} = \sqrt{\frac{Z e E_0 \beta_s^3 \gamma_s^3 \lambda \sin(-\varphi_s) \Delta\varphi_0^2}{2\pi A m_p c^2}}. \quad (3.84)$$

In Gleichung 3.72 bestimmt also das Teilchen mit der größten Schwingungsamplitude die longitudinale Emittanz [Boi02].

Die longitudinale Emittanz kann in $\text{Grad} \cdot \text{keV}/u$ angegeben werden. Gebräuchlicher ist allerdings die Angabe in $\varepsilon_\varphi = \Delta W \Delta t$, die über die Gleichung $\Delta\varphi = \omega \cdot \Delta t$ hergeleitet werden kann. Sie trägt dann die Einheiten $\text{keV}/u \cdot \text{ns}$ [Boi02].

Die normierte longitudinale Emittanz ergibt sich nach Wangler [Wan08] aus

$$\varepsilon_{\varphi, \text{norm.}} = \frac{\Delta z \Delta p}{m c} = \frac{\Delta t \Delta W}{m c} = \frac{\Delta\varphi \Delta W}{\omega m c} \quad (3.85)$$

wobei die Verhältnisse $v \Delta p = \Delta W$, $\Delta z = v \Delta t$ und $\Delta\varphi = \omega \Delta t$ ausgenutzt werden.

Der Vorteil der Schreibweise, die in Gleichung 3.72 dargestellt wird, ist, dass die Emittanz proportional zur normierten Emittanz ist und sich bei Beschleunigung nicht ändert. Sie hängt allerdings von der Beschleuniger-Hochfrequenz ab und ändert sich somit, wenn die Beschleunigungsfrequenz im Verlauf eines Beschleunigers geändert wird. Für einen Beschleuniger mit Frequenzübergang ändert sich die Emittanz nicht, die sich durch $\Delta t \Delta W$ definiert.

Kapitel 4

Longitudinales Bunchen eines Ionenstrahls

Die Strahlgeometrie bei Ionenbeschleunigern darf nicht nur transversal betrachtet, es muss ebenso auf die longitudinale oder zeitliche Geometrie des Strahls bzw. Bunches eingegangen werden. Um diese zu verändern, setzt man Buncher ein, die die Geschwindigkeit der einzelnen Teilchen modulieren bzw. die Phasen- oder Energieverteilung reduzieren. Nur so ist eine effiziente Abbremsung der Ionen bei HITRAP möglich. Es soll hier kurz auf Funktionsweise eines Bunchers eingegangen sowie ein Vergleich zwischen verschiedenen Resonatorkonfigurationen angestellt werden.

Die Geschwindigkeitsmodulation bzw. das *microbunching* wird durch die Modulation eines elektrischen Feldes mit sinusförmiger Zeitabhängigkeit realisiert. Ein idealer Buncher würde die Geschwindigkeit der Teilchen proportional zur Phasendifferenz zur Synchroneteilchenphase ändern (siehe auch das Beispiel des Doppel-Drift-Bunchers am Münchner-Tandem-Nachbeschleuniger in Abbildung 4.3). Laut Definition hat das Synchroneteilchen im Buncher keine Geschwindigkeitsmodulation [Gol68] und erreicht die nachfolgende Beschleunigungsstruktur mit der Synchronphase φ_s . Diese Eigenschaft würde eine sägezahnmodulierte Buncherspannung $V(\varphi)$ bei der Beschleunigerfrequenz erfordern.

$$V(\varphi) = V_1\varphi/\pi \text{ mit } -\pi \geq \varphi \geq \pi. \quad (4.1)$$

Die Geschwindigkeit am Buncherausgang wäre dann:

$$v_{out} = v_0 \{1 + (V_1/V_0)(\varphi/\pi)\}^{\frac{1}{2}} \simeq v_0 \left\{1 + \left(\frac{1}{2}x_1\varphi/\pi\right)\right\} \text{ mit } x_1 = V_1/V_0. \quad (4.2)$$

Ideal wäre also ein sägezahnmoduliertes Feld, was bei hohen Betriebsfrequenzen und hohen Leistungen nur schwer zu erreichen ist [Pan01a]. Die Ionen treten mit der Energie E_0 und Geschwindigkeit v_0 in den Buncher ein. Beim Austritt haben die Teilchen die Energie $E_0 + \Delta E$. Ist diese Modulation richtig gewählt, laufen die Ionen nach einer Drift l zusammen. Ist die Flugzeitänderung der Teilchen

$\Delta t \ll t_0 = \frac{l}{v_0}$ mit $v_0 \lesssim 0,1c \stackrel{\wedge}{=} E_0 \lesssim 5 \text{ MeV}/u$, also nichtrelativistisch, erhält man aus dem Ausdruck der kinetischen Energie $E = \frac{m \cdot v^2}{2}$ die Beziehung

$$\frac{\Delta E}{E_0} = 2 \frac{\Delta t}{t_0}. \quad (4.3)$$

Durch Auflösen nach ΔE ergibt sich

$$\Delta E = \frac{2E_0 v_0 \Delta t}{l} = \frac{2\beta E_0^{2/3} \Delta t}{l \cdot A^{1/2}} \quad (4.4)$$

mit $\beta = 1,39 \frac{cm}{ns \cdot \sqrt{\text{MeV}}}$, A = Massenzahl und E_0 = Energie in MeV.

Die Buncherspannung (durchfallene Spannung) berechnet sich aus $\Delta U = \frac{\Delta E}{q}$ mit q = Ladungszustand des Teilchens. Ideal wäre hierbei also eine Spannung mit „sägezahn-förmiger“ Zeitabhängigkeit: $U(t) = \text{const} \cdot t$ für $|t| \leq \Delta t$ bei einer Eingangspulsbreite von $2\Delta t$. Da eine sägezahnförmige Modulation technisch nicht einfach realisierbar ist, wird oft eine sinusmodulierte Spannung verwendet:

$$u(t) = U_0 \sin \omega t. \quad (4.5)$$

Für $|\sin \omega t| < 0,5$ ist der Spannungsverlauf annähernd linear mit der Zeit. D.h. man nützt ungefähr $\pm 30^\circ$ der Phase aus [Sch81].

Um einen noch größeren Phasenbereich ausnutzen zu können, muss man eine Superposition der Fundamentalfrequenz ω mit ihren höheren Harmonischen $2\omega, 3\omega, 4\omega$ etc. durchführen.

Das Ziel ist es, dass sich am Eintrittspunkt in den Driftröhren-Beschleuniger eine maximale Anzahl von Teilchen innerhalb eines *Microbunches* und des Akzeptanzphasenbereichs der nachfolgenden Struktur befinden, die dann beschleunigt werden können. Die Buncherkonfiguration und die Driftstrecken müssen also so abgestimmt werden, dass der zeitliche Fokus genau am Ende der Driftstrecke zum Beschleunigerelement liegt.

Im Folgenden werden der Einharmonische Buncher, der Multiharmonische Buncher und der Doppel-Drift-Buncher (DDB) verglichen (siehe Abbildung 4.1).

Im Einharmonischen Buncher wird die Energiemodulation der Ionen mit einer „sägezahn-artigen“ Spannungskurve erzielt, die durch die Frequenzanteile der Sägezahn-schwingung aus deren Fourierspektrum erzeugt wird:

$$f(t) = -V_0 \sum_n \frac{1}{n} \sin(n\omega t) \quad (4.6)$$

Sei V die Buncherspannung, die zum Bunchen der Teilchen an einem Ort mit Abstand L zum Beschleunigungsspalt des Bunchers benötigt wird, dann ist die Phase eines beliebigen Teilchens im Vergleich zu einem unmodulierten Teilchen nach der Strecke L gegeben durch

$$\theta = \varphi - \sum \mu_n \sin(n\varphi) \quad \text{mit} \quad \mu_n = \omega L \left(\frac{qV_0}{m} \right)^{-1/2} \left[T(d) \frac{V_n}{V_0} \right]. \quad (4.7)$$

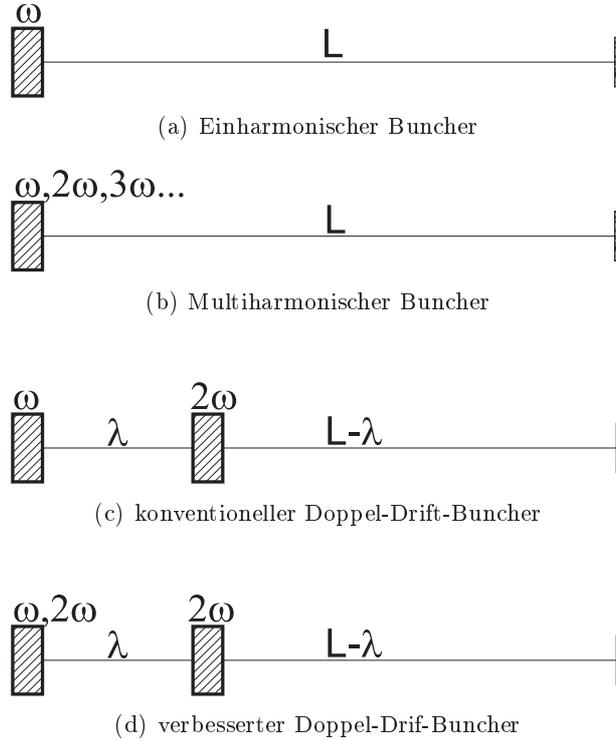


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung möglicher Buncherkonfigurationen. (a) zeigt einen Einharmonischen Buncher, der nur in seiner Fundamentalfrequenz arbeitet, (b) einen Multiharmonischen Buncher, der auch höhere Harmonische verwendet, (c) einen konventionellen DDB dessen erste Kavität nur in der Fundamentalfrequenz und die zweite Kavität mit der doppelten Grundfrequenz arbeitet. (d) zeigt einen verbesserten DDB, der zusätzlich zur Fundamentalfrequenz auch die zweite Harmonische (2ω) in der ersten Kavität hat. (b), (c) und (d) nach [Pan01a]

$T(d)$ ist der aus dem transit time effect entstehende Faktor für einen Spalt der Breite d . Die Initialenergie des Ions mit der Masse m und Ladung q wird durch qV_0 beschrieben. Die Phase der HF-Spannung, wenn das Ion den Spalt durchfliegt, wird mit φ und die Frequenz mit ω angegeben.

Ein Doppel-Drift-Buncher-System besteht aus zwei Kavitäten. Dadurch werden Beschleunigungsspalte örtlich weiter separiert und können unabhängig voneinander gesteuert werden. Ihre Phasendifferenz wird dabei festgehalten. Der zweite Buncher wird mit der doppelten Frequenz des ersten betrieben. Dieses System wurde bereits von Goldstein und Laine beschrieben [Gol68], von Milner numerisch berechnet [Mil79] und liefert eine bessere Buncheffizienz als ein Multiharmonischer Buncher, der die ersten drei Harmonischen verwendet. Sind die beiden Kavitäten durch eine Driftstrecke λ separiert und hat die Strecke vom ersten Buncher bis zum zeitlichen Fokus die Länge L (siehe Abbildung 4.1), dann ist die Phase eines modulierten im Vergleich zu einem unmodulierten Teilchen an diesem

Ort nach Pandit [Pan01b] gegeben durch

$$\theta = \varphi - \sum_n \mu_{1n} \sin(n\varphi) - (1 - b) \sum_p \mu_{2p} \sin \left[p \left\{ \phi - b \sum_n \mu_{1n} \sin(n\phi) \right\} \right]. \quad (4.8)$$

Dabei ist $b = \lambda/L$. μ_{1n} ist identisch mit μ_n aus Gleichung 4.7. μ_{2p} ist der entsprechende Term aus obiger Gleichung für den zweiten Buncher. n und p sind die jeweils zugehörigen Harmonischen an der jeweiligen Kavität. Beim konventionellen DDB ist $n = 1$ und $p = 2$. Die Buncheffizienz wird über das Verhältnis der Ionen im Bunch gegenüber der Gesamtzahl der Ionen in einer HF-Periode mit

$$\varepsilon = \frac{n(\phi_m)}{n(\pi)} \quad (4.9)$$

definiert [Pan01a].

Die Untersuchungen von Pandit et al. [Pan01a] haben gezeigt, dass es möglich ist, mit einem konventionellen DDB (Buncher 1: ω , Buncher 2: 2ω) besser zu bunchen als ein Multiharmonischer Buncher mit drei Harmonischen. Mit dem verbesserten DDB (Buncher 1: $\omega, 2\omega$, Buncher 2: 2ω) erreicht man sogar Buncheffizienzen im Bereich eines Multiharmonischen Bunchers, der alle Frequenzen bis zur sechsten Harmonischen verwendet.

Die Phasenverschmierung der aus dem ESR extrahierten Teilchen ist mit $\delta\varphi=360^\circ$ maximal. Daher können die Ionen mit einer Energie von $4 \text{ MeV}/u$ nicht direkt in die IH-Struktur injiziert werden, da der Verlust von Teilchen bei einer Phasenakzeptanz der IH von $\approx \pm 5^\circ$ sonst ebenfalls maximal wäre. Die Phasenverteilung muss daher vermindert werden.

Der Strahl vom ESR wird in einem sog. Makrobunch extrahiert, der zwischen 1 und $2 \mu\text{s}$ lang ist. Für den weiteren Abbremsvorgang in der IH-Struktur ist es nötig, diesem eine Mikrobunchstruktur aufzuprägen, welche der Akzeptanz des nachfolgenden Driftröhrenbeschleunigers angepasst ist. Einzelspaltbuncher mit einer sinusförmigen Modulation sind die Art von Bunchern, die sehr oft genutzt werden. Werden diese nur mit einer Harmonischen (Grundfrequenz) betrieben, so bunchen diese normalerweise lediglich 30 % und bei Multiharmonischen Bunchern ungefähr 50 % des angebotenen Dauerstrichs in einen Phasenbereich $\delta\varphi$ von 30° [Pan01a]. Diese Leistungsdaten sind allerdings nicht ausreichend für die Anwendung bei HITRAP.

In Abbildung 4.2 sind zwei unterschiedliche Buncherkonfigurationen mit ihrer Eingangs- und Ausgangsphase dargestellt. daraus wird deutlich, warum während der Projektplanung die Wahl auf ein DDB-System fiel. Im Vergleich zwischen dem Einharmonischen und dem Doppel-Drift Buncher können beim ersteren $< 37\%$, beim zweiten $< 67\%$ in die Phasenakzeptanz gebuncht werden.

Die Leistungsdaten für den in Abbildung 4.2 gemachten Vergleich sind in Tabelle 4.1 dargestellt.

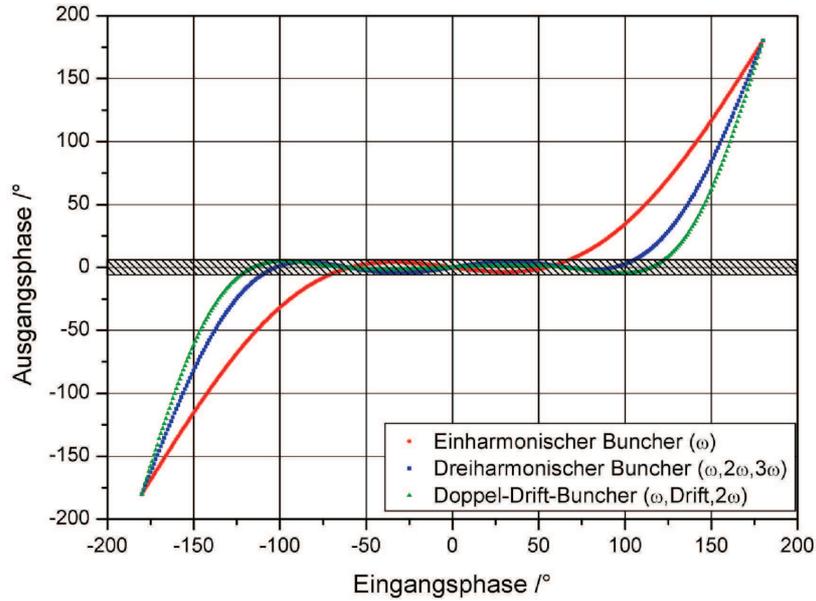


Abbildung 4.2: Vergleich der Buncheffizienzen bei unterschiedlichen Buncherkonfigurationen. Die schraffierte Fläche um die Abszisse stellt den Akzeptanzbereich von $\pm 5^\circ$ der IH-Struktur dar. Der Einharmonische Buncher (rot) hat die höchsten Verluste. Besser bündelt der Dreiharmonische Buncher (blau), aber beste Ergebnisse erreicht man mit dem DDB (grün). Hier befinden sich bis zu 67% der Teilchen im Akzeptanzbereich der IH-Struktur.

Tabelle 4.1: Leistungsdaten für den Vergleich der beiden Buncherkonfigurationen.

	Einharmonischer Buncher	DDB	
		1	2
Kavität	4-Spalt, $\lambda/4$	4-Spalt, $\lambda/4$	2-Spalt, $\lambda/4$
f [MHz]	108,408	108,408	216,816
V_{eff} [kV]	250	245	-86
Drift [m]	4	0,8	5,8
Buncheffizienz	< 37%	< 67%	

Beispielhaft für das Bunchen mit mehreren Bunchkavitäten und Harmonischen soll hier kurz der Dreiharmonische Doppel-Drift-Buncher am Münchner Tandem beschrieben werden. Dort sind die Kavitäten, die auf der Grundschwingung (ω) und der doppelten Grundschwingung (2ω) betrieben werden, direkt hintereinander geflanscht und mit 20 m Abstand zum Postaccelerator positioniert. Die Kavität mit der dreifachen Grundfrequenz (3ω) befindet sich 2,5 m von den ersten beiden Resonatoren entfernt und hat somit 17,5 m Abstand zur Beschleunigungskavität [Rat82]. Abbildung 4.3 zeigt die Abhängigkeiten von Energieverschmierung und Phasen bei der Anwendung mehrerer Harmonischer.

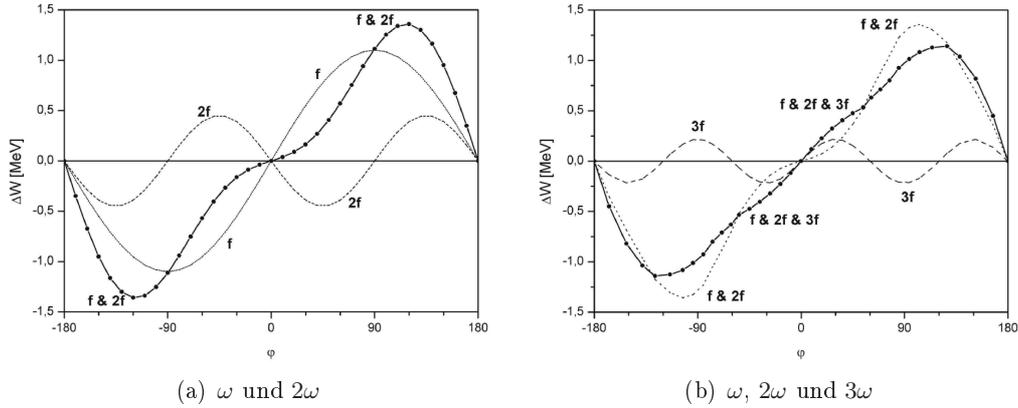


Abbildung 4.3: Darstellung des Bunchens am Münchner Tandem-DDB. In Abbildung (a) sind die beiden ersten Kavitäten und die Überlagerung der beiden Frequenzen dargestellt. In Abbildung (b) ist die Überlagerung am Ort des dritten Bunchers mit dem Dreifachen der Grundfrequenz gezeigt. [Rat82]

In diesem Beispiel wurde ein $^{58}\text{Ni}^{22+}$ -Strahl bei $2,3 \text{ MeV}/u$ mit den drei Kavitäten gebuncht. In Abbildung 4.3(a) werden die ersten beiden Kavitäten dargestellt und in Abbildung 4.3(b) kommt die dritte hinzu. Die Schwingungen sind jeweils bezeichnet. Final resultiert daraus die durchgezogene Linie in Abbildung 4.3(b), die eine fast lineare Abhängigkeit der Energie über einen Phasenbereich von circa 270° aufweist.

Wird dieser Strahl nun in die $17,5 \text{ m}$ entfernte IH-Struktur injiziert, stellt sich die Situation im ersten Beschleunigungsspalt wie in Abbildung 4.4 dar.

In dieser Darstellung sind die Energien der nachbeschleunigten Teilchen als Konturplot dargestellt. Diese Daten wurden für ein $^{58}\text{Ni}^{22+}$ -Synchroneteilchen mit einer Beschleunigung von $140,7$ auf 250 MeV gerechnet, wobei die Synchroneteilchenphase bei -5° lag. Die Phase des gebunchten Strahls wird durch eine Stripperfolie vor der IH-Struktur auf ungefähr 14° verschmiert, wenn man eine Streuung von 160 keV in der $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Folie annimmt. Die durchgezogene Linie in Abbildung 4.4 in der Energie-Phasen-Ebene repräsentiert den Nickel-Strahl im ersten Gap. Die Grafik zeigt die gute Charakteristik des nachbeschleunigten Strahls, wenn der Strahl wirklich mit den angegebenen Parametern in die Kavität injiziert wird. Die schraffierte und mit A bezeichnete Fläche, in der sich die gebunchten Ionen im ersten Beschleunigungsspalt bewegen, sollte mit dem Energieplateau der nachbeschleunigten Ionen übereinstimmen.

Aus der Grafik wird deutlich, dass in dem Fall, dass ein Teilchen mit 600 keV über der Einschussenergie des Synchroneteilchens von $140,7 \text{ MeV}$ und 1° injiziert wird, innerhalb von A auf $250 \text{ MeV} \pm 1 \text{ MeV}$ beschleunigt wird. 70% der Teilchen werden in diesem Fall vom Booster akzeptiert. Dieses Ergebnis ist allerdings nur durch das gute vorangegangene Bunching möglich.

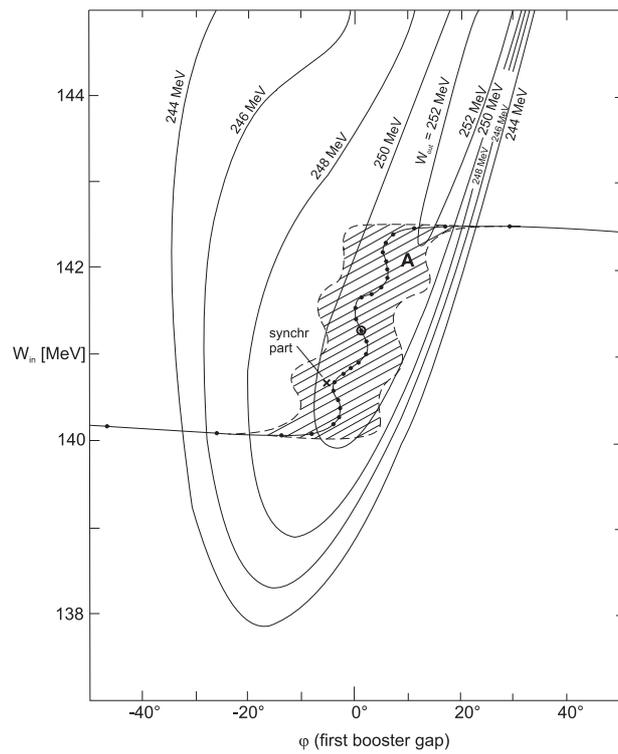


Abbildung 4.4: Darstellung der Beschleunigung in der IH-Struktur am Münchner Tandem-Beschleuniger. Die durchgezogene Linie repräsentiert den Nickel-Strahl im ersten Beschleunigungs-Gap. Die schraffierte Fläche *A* zeigt die Phasenverschmierung, die durch eine Stripperfolie hervorgerufen wird. Die Energien der nachbeschleunigten Ionen sind als Konturlinien wiedergegeben. [Rat82]

Kapitel 5

Design-Strahldynamik vom ESR zu HITRAP

In diesem Kapitel werden die Design-Strahldynamikrechnungen beschrieben, die 2003 im Vorfeld der Konstruktion durchgeführt wurden, um eine optimale Extraktion der Ionen aus dem ESR in Richtung der HITRAP-Strahllinie zu gewährleisten. Diese wurden nicht im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt, sollen aber der Vollständigkeit halber kurz erläutert und diskutiert werden.

Die ionenoptischen Elemente, die in der Strahlführung vom ESR zu HITRAP verwendet werden, sind nach dem ESR-Kicker zwei Dipolmagnete *TR0MU0* und *TR0MU1*, mit denen der Strahl auf die HITRAP-Achse gelegt wird, sowie eine Quadrupoldoublette *TR1QD11* und *TR1QD12* zur Strahlfokussierung (siehe Abbildung 2.4). Während der Vorstudien wurde im Experiment ein $^{238}\text{U}^{92+}$ -Strahl im ESR lediglich auf $5\text{ MeV}/u$ bzw. $3\text{ MeV}/u$ abgebremst. Für die letztendlich dazwischenliegende Designenergie von $4\text{ MeV}/u$ wurden Werte nur berechnet oder abgeschätzt – nicht gemessen. Bei einer kinetischen Energie von $5\text{ MeV}/u$ werden 10^6 Teilchen aus dem ESR extrahiert, bei der niedrigen Energie nur $2 \cdot 10^5$ Teilchen. Daraus wurde eine Ausschussteilchenzahl für HITRAP von $6 \cdot 10^5$ abgeschätzt. Die Teilchenzahl bei niedriger Energie kommt durch den Teilchenverlust im ESR bei längerer Verweildauer (längerer Abbremsvorgang) im Ring zustande. Die normierte Emittanz beim Ausschuss aus dem ESR beträgt in horizontaler wie auch vertikaler Richtung für den Fall mit $5\text{ MeV}/u$ $0,093\text{ mm} \cdot \text{mrad}$, für $3\text{ MeV}/u$ lediglich $0,06\text{ mm} \cdot \text{mrad}$ [TDR03]. Um ausreichend Sicherheitsmarge zu gewährleisten, wurde sie mit $\varepsilon_{n,90\%,x/y} = 0,2\text{ mm} \cdot \text{mrad}$ (Faktor 2) für den $4\text{ MeV}/u$ -Fall angegeben.

Die für das Design der Anlage ausgeführten transversalen Strahldynamikrechnungen wurden alle mit der bei GSI entwickelten Software MIRKO EXPERT [Fra05] durchgeführt.

Allein mit den o.g. Elementen ist es nicht möglich, den Strahl mit einem Doppel-Drift-Buncher zu bunched und auch transversal in die IH-Struktur mit gewünschter maximaler Effizienz zu injizieren. Daher wurden Strahldynamikrechnungen in

MIRKO durchgeführt, um den Bedarf und die eventuelle Position weiterer strahlformender Elemente zu prüfen. In Abbildung 5.1 ist die bestmögliche transversale Fokussierung in die IH-Struktur ohne den Einsatz weiterer Linsen gezeigt, ohne dass Strahlverluste an den Buncheraperturen auftreten.

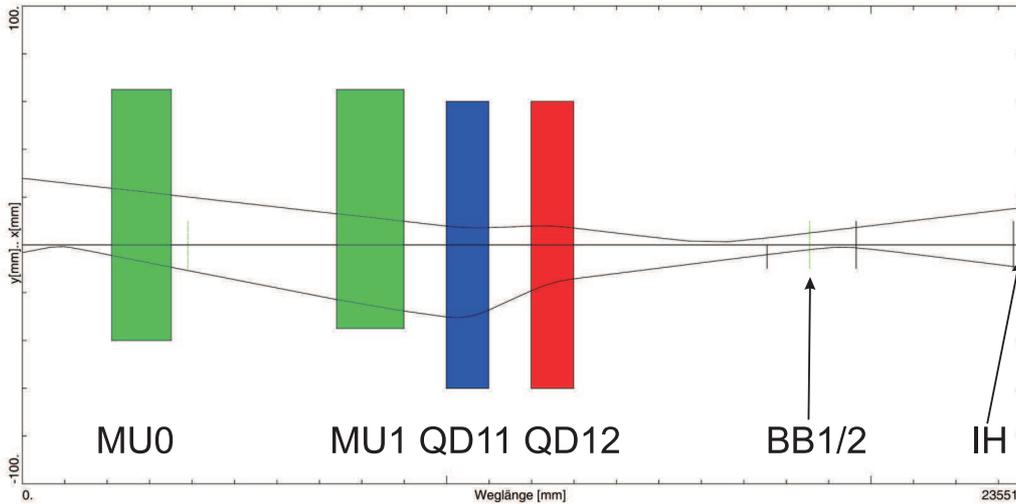


Abbildung 5.1: Design-Strahldynamik-Simulation vom ESR zu HITRAP ohne weitere strahlformende Elemente. Am linken Bildrand befindet sich der Ausschuss aus dem ESR und am rechten Rand der Eintritt in die IH-Struktur. Die beiden Ablenkmagnete *TR1MU0* und *TR1MU1* (grün) haben kaum Einfluss auf den Strahlfokus und auch nur in der ablenkenden Richtung. Die genaue Anpassung des Strahls erfolgt im Quadrupoldoublett (blau & rot), das horizontal defokussierend und fokussierend wirkt. Oberhalb der Achse ist die halbe horizontale Enveloppe dargestellt, unterhalb die halbe vertikale. Bis zum Eintritt in die IH-Struktur ist der Strahl so weit aufgeplatzt, dass ein Großteil der Teilchen an dieser Apertur (rot) verloren gehen.

Eine gute Strahlanpassung kann mit einem zusätzlichen Quadrupoltriplett und zwei weiteren Ablenkerpaaren zur Strahllagekorrektur erreicht werden. Das Triplet sollte sich ungefähr in der Mitte zwischen dem Doppel-Drift-Buncher und der IH-Struktur befinden. Mit der gefundenen Position kann erreicht werden, dass der Strahl in den Bunchern relativ klein und rund ist und trotzdem transversal gesehen nahezu 100% der Teilchen in die IH injiziert werden können. Somit können die magnetischen Feldgradienten klein gehalten werden. Würde das Triplet weiter in Richtung der IH-Struktur verschoben werden, könnte der Strahldurchmesser in den Bunchern sogar noch kleiner gemacht werden, würde aber auch einen deutlich größeren Feldgradienten für das dahinterliegende Triplet erfordern.

In den ersten Designrechnungen wurde das Triplet *TR2QT2* noch mit drei Linsen mit jeweils 100 mm Länge und 40 mm Innendurchmesser berechnet, die einen maximalen Feldgradienten von 15 T/m aufweisen. Der große Innendurchmesser lässt genug Sicherheitsmarge für variierende Strahldurchmesser. Wie in Kapitel 7 gezeigt wird, wurde schließlich eine UNILAC-Triplettlinse eingesetzt, die als effektive Längen 97 mm , 165 mm und nochmals 97 mm sowie einen Feld-

gradienten von 30 T/m aufweist. In Abbildung 5.2 ist die Strahldynamikrechnung mit integriertem und zugeschaltetem Triplettsystem dargestellt.

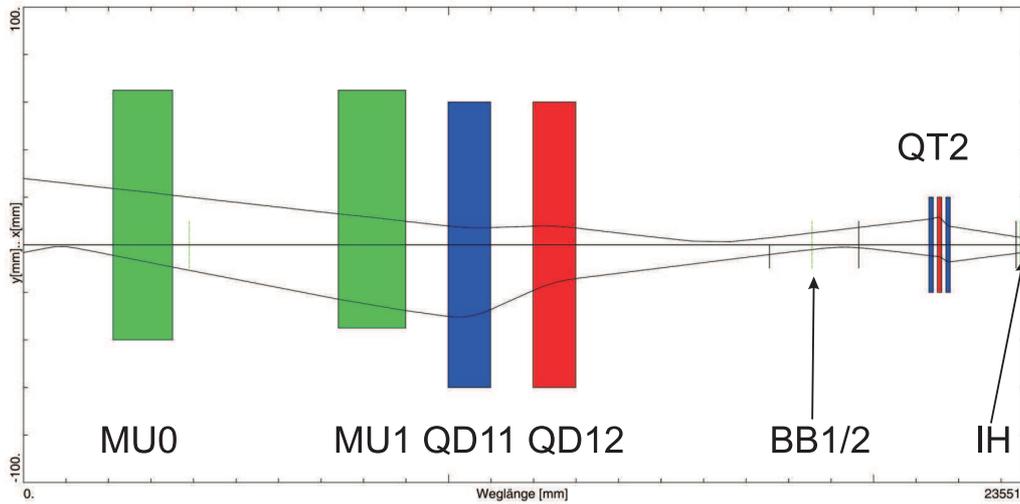


Abbildung 5.2: Design-Strahldynamik-Simulation vom ESR (links) zur HITRAP-IH-Struktur (rechts) mit Triplettsystem. Die Simulation zeigt, dass die Fokussierung des Strahls in die IH (rot) möglich ist.

Die Studien haben gezeigt, dass man den Abstand zwischen Quadrupoldoublette und IH-Struktur auch einige Meter größer hätte wählen können, ohne dass weitere optische Elemente als die in der Simulation verwendeten nötig gewesen wären.

Ein Problem in Bezug auf das Steering sind die beiden Ablenkmagnete $TR1MU0$ und $TR1MU1$, da diese für 100-fach höhere Energien als die 4 MeV/u ausgelegt sind (normalerweise zur Reinjektion des ESR-Strahls in das SIS-18) und somit bei HITRAP nur bei wenigen Prozent der Design-Magnetfeldstärke arbeiten. Damit schrumpft die Auflösung der beiden Elemente auf einige Zehntel Milliradian. Um sicher zu gehen, diese mindere Auflösung ausgleichen zu können, wurden zwei magnetische Ablenkpaare hinter dem DDB und direkt vor der IH vorgeschlagen und eingebaut.

Während der ersten Inbetriebnahme-Strahlzeiten wurde festgestellt, dass zwei weitere vertikale Steerer, nämlich $TR1KYA$ und $TR1KYB$ (siehe Abbildung 2.4) benötigt werden, um den Strahl durch das nachträglich eingebaute Diaphragma ($d = 12\text{ mm}$, $l = 150\text{ mm}$, Vakuumentkopplung zwischen ESR und HITRAP) zu lenken, ohne dass diese als Apertur den Strahl beschneidet. Ersterer wurde hinter dem ersten Ablenkmagneten ($TR1MU0$) und der zweite vor der Wand zum Reinjektionskanal installiert.

Diese Simulation wurde mit identischen Start-, Magnet- sowie Linsensettings auch mit COSY Infinity [Mak99] im Rahmen der Inbetriebnahme der Beschleunigerstrukturen durchgeführt und angepasst und wird in Abschnitt 7.1 beschrieben.

Kapitel 6

Strahlungsmessungen zur HITRAP-Inbetriebnahme

In diesem Kapitel wird die Messapparatur vorgestellt und beschrieben, wie diese durch Vergleichsmessungen am GSI-Hochladungsinjektor für den späteren Einsatz bei HITRAP „kalibriert“ wurde. Es wird ausführlich auf die Kalibrierproblematik und die Datenverarbeitung der Pepperpot-Messungen eingegangen. Weiterhin werden die Messungen beschrieben, die während der Inbetriebnahme des Doppel-Drift-Bunchers und der IH-Struktur durchgeführt wurden. Dabei werden transversale Einzelschuss-Emittanzmessungen und die Emittanzbestimmung über Quadrupolvariation mit Strahlprofilmessungen betrachtet, sowie die Bunchstrukturmessung unter Verwendung eines Diamantdetektors dargestellt.

6.1 GSI-Pepperpot-Einzelschuss-Emittanzmessanlage

Eine erste Pepperpot-Einzelschuss-Anlage wurde Ende der 1990er Jahre bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung von Hoffmann et al. entwickelt [Hof00]. Ein Foto sowie eine schematische Funktionszeichnung sind in den Abbildungen 6.1 und 6.2 dargestellt.

6.1.1 Die Hardware

Die Pepperpot-Aperturblende besteht aus einer $100\ \mu\text{m}$ dicken Wolframfolie. Auf dieser sind im Abstand von $1,6\ \text{mm}$ in beiden Raumrichtungen 19×19 Löcher in einer regelmäßigen Matrix angeordnet. Diese hat also eine Fläche von knapp $30 \times 30\ \text{mm}^2$. Die Löcher haben einen Durchmesser von $100\ \mu\text{m}$. Für die während einer Messung durch diese Löcher transmittierten Teilchen wird jedes Loch als eine Punktquelle angenommen. Die dünne Wolframfolie ist zwischen zwei $4\ \text{mm}$ dicken Kupferplatten fixiert, die zum einen mechanische Stabilität geben, wie auch die beim Auftreffen der Ionen auf der Folie entstehende Wärme schnell verteilen können. Es sind auch Lochblenden mit $1,0\ \text{mm}$ und $2,5\ \text{mm}$ Lochabstand für die Anwendung bei diversen Strahleigenschaften vorhanden. Bei HITRAP wurde die

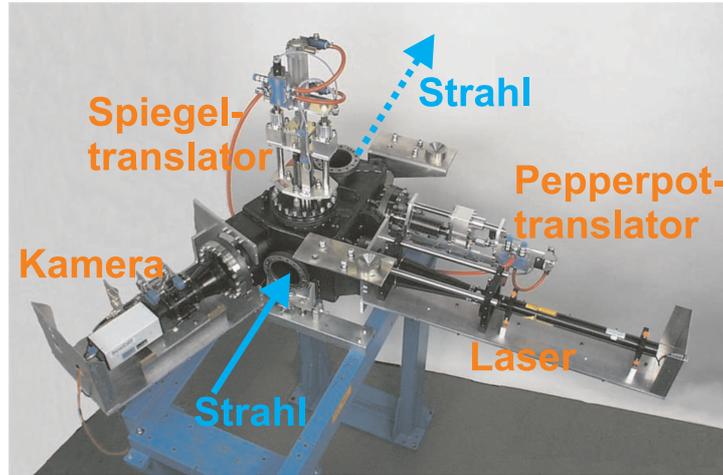


Abbildung 6.1: GSI-Einzelschuss-Emittanzmessanlage. Der Ionenstrahl tritt durch den vorne im Bild befindlichen CF-100-Port ein. Von rechts kann ein Kalibrierlaser (HeNe-Gaslaser, $\lambda = 543\text{nm}$, $P_{out} \leq 4\text{mW}$) das Target zur Kalibrierung durch die Lochmaske beleuchten, links der Strahlachse ist eine gekühlte 8-bit CCD-Kamera auf das Target gerichtet. Alle Elemente können so aus der Kammer gefahren werden, dass der Strahl die Kammer als reine Driftstrecke passieren kann.

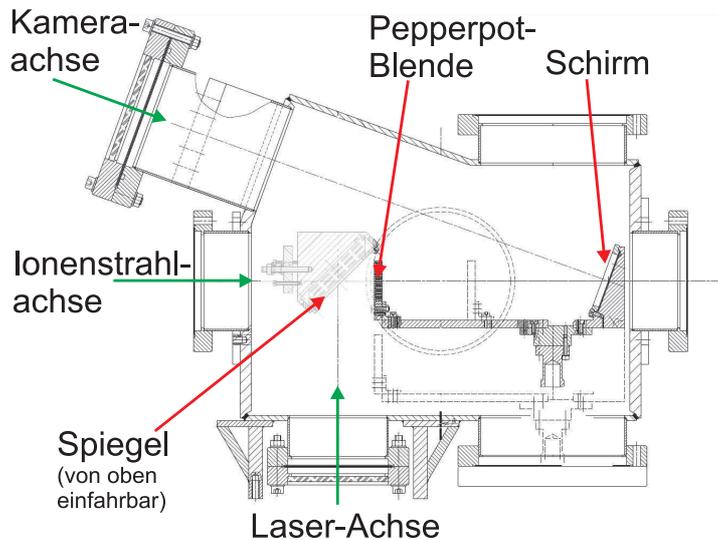


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung der GSI-Einzelschuss-Emittanzmessanlage. Der Ionenstrahl tritt von links ein, passiert den nach oben herausgefahrenen Spiegel und trifft auf die Blende. Die transmittierten Ionen driften nun bis zum Schirm, wo sie eine Leuchterscheinung hervorrufen. Diese wird mit der CCD-Kamera aufgenommen. Zur Kalibrierung kann zusätzlich der 90° -Spiegel von oben in den Strahlweg gefahren werden. Dann bestrahlt der aufgeweitete Laserstrahl die Blende. Die Laser-Leuchterscheinung auf dem Schirm wird zur Kalibrierung von Pixeln und Weltkoordinaten verwendet (siehe Abschnitt 6.1.2).

2,5 mm-Blende nur einmalig und die 1 mm-Blende nie eingesetzt.

Der Szintillationsschirm ist ein P-43, der auf eine Aluminiumscheibe (Durchmesser 70 mm) aufgesputtert ist. Die Driftstrecke zwischen Blende und Schirm ist in dieser Anlage variabel. Es sind Fixierungsmöglichkeiten für 150 mm und 250 mm Driftstrecke vorhanden. Für die in dieser Messung verwendete Lochblende mit $1,6\text{ mm}$ Lochabstand war auf Grund des Kalibrierungsverfahrens nur die Driftstrecke mit 150 mm Länge verwendbar. Das Innere der Vakuumkammer ist geschwärzt, um Fehler bei der Bildaufnahme zu minimieren, die durch Lichtreflexion an der Kammerwand entstehen könnten. Bei der Auswahl der Kamera wurde darauf geachtet, dass ein Fast-Shutter-Betrieb möglich ist, da zum Konstruktionszeitpunkt der Anlage sehr kurze Belichtungszeiten realisiert werden mussten. Die technischen Daten der Kamera sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Tabelle 6.1: Technische Spezifikationen der CCD-Kamera.

Sensor	gekühlter CCD Interline-transfer Chip (-11°C)
Auflösung	1280×1024 Pixel (SVGA)
Farbtiefe	12-bit, 8-bit effektiv (s/w)
Pixelgröße	$6,7 \times 6,7\ \mu\text{m}^2$
Sensorgöße	$2/3''$
CCD-Empfindlichkeit	$280 - 1000\text{ nm}$
Trigger	Software & externer TTL
Belichtungszeiteinstellung	Fast Shutter
Belichtungszeitgenauigkeit	100 ns
Belichtungszeiten	100 ns bis 100 ms
Steuerung/Datentransfer	PC mit Glasfaser-Link

Da auf der Bildaufnahmeseite des Systems keine unnötigen Fehler eingeführt werden sollten, wurde ebenfalls auf die Auswahl des Kameraobjektivs sehr viel Wert gelegt. Verwendet wird das Vario-Tevidon 15-150 der Firma Carl-Zeiss aus Jena. Das Objektiv hat eine Blendenzahl $f = 2$, um den Lichtverlust zu minimieren. Um auch Fokuseinstellungen im Makrobereich zu ermöglichen, die auf Grund der Gesamtkonstruktion der Anlage notwendig sind, wurde eine Vorsatzlinse mit 2 dpt am Objektiv angebracht, die eine scharfe Bilddarstellung des Targets auf dem CCD-Chip möglich macht. Die Eintrittsapertur des Linsensystems beträgt 117 mm .

Die Kalibrierung des Systems wird mit einem HeNe-Laser bei $\lambda=543\text{ nm}$ durchgeführt. Der Laserstrahl wird unter einem Winkel von 90° zur Ionenstrahlachse mit einem Teleskop auf einen Durchmesser von ca. 50 mm aufgeweitet. Anschließend wird er über einen unter 45° in der Vakuumkammer montierten Spiegel um 90° parallel zur Ionenstrahlachse umgelenkt. Der Strahl trifft nun auf die Lochblende und wirft dann eine Matrix von Laser-Leuchtpunkten auf den P-43-Schirm, die von der Kamera aufgenommen werden können. Diese Prozedur muss nur einmal pro Messkampagne durchgeführt werden, solange am Aufbau nicht mechanisch manipuliert wird. Dabei wird angenommen, dass der Laser mit parallelen Strahlen

auf die Blende trifft und somit diese unverzerrt auf dem Leuchttarget abgebildet wird.

Die Triggerung der Bildaufnahmen geschieht über die GSI-Pulszentrale. Die Pepperpot-Anlage nutzt den gleichen Trigger, den die Standard-Strahldiagnosekomponenten ebenfalls verwenden. Dieser hat eine Verzögerung zwischen Strahlpuls im Reinjektionskanal und Triggerung von $70\mu\text{s}$. Dieser Trigger wird auf der PCI-Karte der Kamera am PC direkt weiterverarbeitet und via Glasfaserstrecke zur Kamera zur Bildaufnahme übertragen. Dieser PC befindet sich außerhalb des Reinjektionskanals im Experimentatorencontainer neben der Experimentplattform und wird per remote-Verbindung aus dem Hauptkontrollraum gesteuert.

Die Anlage wurde 1999 für Inbetriebnahme-Messungen am neuen $1,4\text{ MeV/u}$ -Hochstrominjektor des UNILAC gebaut. Sie ist daher unter Designaspekten von Ionenstrahlen mit einigen MeV und einem Strahlstrom im mA-Bereich konstruiert. Diese Anforderungen stehen beim Einsatz bei HITRAP nicht zur Diskussion. Im weiteren Verlauf hinter der IH oder gar dem RFQ ist das Messsignal zu gering für diese Anlage. Daher wurde für niedrige Intensitäten eine neue Anlage entwickelt, die in Kapitel 8 beschrieben wird. Dass ein reiner P-43-Szintillationsschirm für solch niedrige Energien im keV/u-Bereich nicht mehr geeignet ist, wird auch aus der Arbeit von Ernst deutlich [Ern07].

6.1.2 Die Auswertungssoftware

Da die bereitgestellte Auswertungssoftware für die Messungen mit dieser Anlage keine zuverlässigen Ergebnisse lieferte, wurde eine komplett neue Auswertung in MATLAB realisiert. Bis dahin war es nötig, einen Teil der Auswertung in der Bildaufnahmesoftware zu machen und diese Daten zusammen mit anderen Informationen zur Messung manuell in eine Emittanzauswertung in MATLAB einzugeben. Daher wurde beim Neudesign darauf geachtet, dass die Aufnahme-software wirklich nur noch zur Aufnahme der Bilder genutzt wird und der Rest der Auswertung komplett in dem neuen Programm möglich ist. Später soll auch die Bildaufnahme ins neue System integriert werden. Diese Möglichkeit wird durch kommerzielle Bildaufnahme-Erweiterungsmodule seitens des Plattformherstellers bereitgestellt.

Wenn noch kein Kalibrationsdatensatz vorhanden ist, wird dieser als Erstes erstellt. Dazu wird ein Bild geladen, das die Leuchtpunkte des Lasers auf dem Schirm zeigt (Abbildung 6.3(a)). Der Benutzer wählt jeweils die erste, dritte und letzte Zeile und Spalte sowie den Mittelpunkt. Das Programm berechnet dann die Projektionen in x- und y-Richtung sowie lokale Maxima und die jeweiligen Abstände zwischen diesen. Schließlich werden dem Benutzer noch die Projektionen sowie die gefundenen Positionen ausgegeben (beispielsweise für die x-Projektion Abbildung 6.3(b)). Dadurch wird die Umrechnung von Pixeln in Weltkoordinaten (mm) und somit eine Emittanzauswertung möglich.

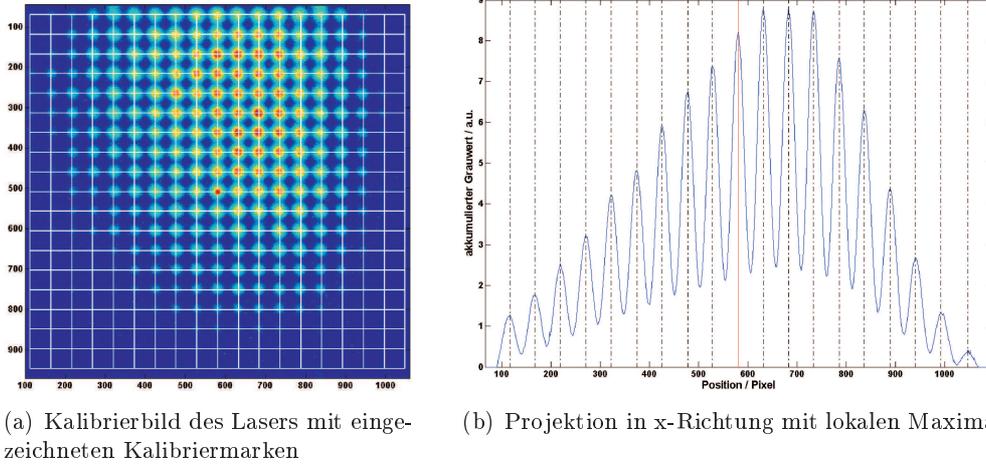


Abbildung 6.3: Evaluationsschritte bei der Kalibrierung für die Pepperpot-Emittanzauswertung. Bild (a) zeigt die Aufnahme der Laserspots sowie die bereits eingezeichneten Schwerpunkte der Zeilen und Spalten sowie den Mittelpunkt der Matrix. Teilbild (b) stellt die Projektion der Daten in x-Richtung zusammen mit den Schwerpunkten (lokalen Maxima) der Verteilung dar. Die Profilverbreiterung entsteht dadurch, dass der aufgeweitete Laserstrahl durch Abberationen im Objektiv nicht mehr parallel ist und somit nach der Driftstrecke von Blende zu Leuchtschirm die in Abbildung (a) wie auch (b) gezeigte Intensitätsverteilung aufweist.

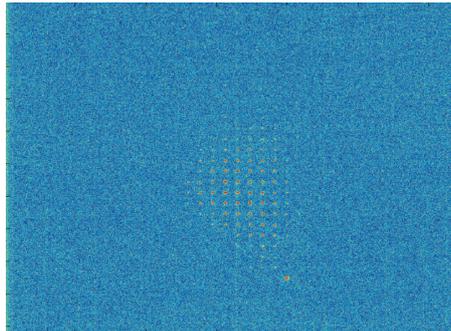
Im Hauptteil des Programms wird der Benutzer durch die einzelnen Schritte geführt, um eine benutzerangepasste Auswertung der Daten durchführen zu können. Zuerst wählt der Nutzer das zu evaluierende Bild aus (Beispiel Abbildung 6.4(a)). Um das Programm universell für verschiedene Einsatzgebiete zu halten, muss im Anschluß ein Bereich definiert werden, in dem sich das Signal befindet (*Region of Interest - ROI*). Es hat sich während der Experimente gezeigt, dass das Rauschen im Bild einen sehr großen Einfluss auf die Emittanzauswertung haben kann. Bei einigen Messungen liegt das Signal-zu-Rausch-Verhältnis, das sich über

$$SNR = \frac{\text{Gesamtsignal}}{\text{Rauschsignal}} = \frac{\sum I}{\sum I_{\text{Rausch}}} \quad (6.1)$$

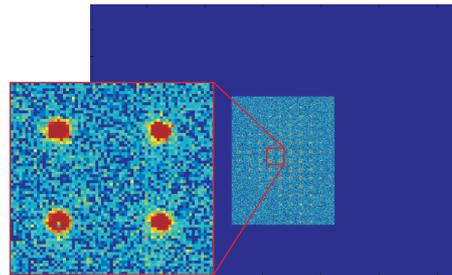
definiert, bei 1.7, was eine präzise Evaluation der Daten fast unmöglich macht. Um das Rauschen in der Auswertung zu minimieren, werden verschiedene Maßnahmen ergriffen: alle Daten außerhalb des vom Benutzer selektierten Bereichs werden ignoriert bzw. ausgeblendet (Abbildung 6.4(b)). Der Nutzer hat weiterhin die Möglichkeit, einen 2-dimensionalen Glättungsfilter auf die Bilddaten anzuwenden (Abbildung 6.4(c)). Es stehen Mittelwert- und Medianfilter verschiedener Größen zur Verfügung. Der Sachverhalt der unterschiedlichen Filtergrößen wird weiter unten in diesem Kapitel beschrieben.

Im nächsten Schritt ist eine globale Rauschunterdrückung möglich. Dabei wird prozentual vom Maximalwert oder aber der Gesamtintensität ($\hat{=}$ Gesamtstrom) im gesamten Datenbereich nach Benutzereingabe die Intensität in jedem Pixel gleichmäßig abgeschnitten (Abbildung 6.4(d)). Um Rauschen weiter zu eliminieren, kann der ungefähre Radius der Messpunkte interaktiv definiert werden. Alle

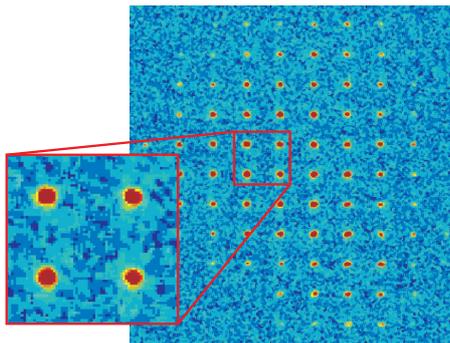
Daten außerhalb der eingegebenen Radien werden bei der Auswertung nicht betrachtet (Abbildung 6.4(e), siehe unten). Erst jetzt beginnt die Emittanzevaluati-
on. Es werden Projektionen der Daten erstellt, lokale Maxima und dazwischenlie-
gende Minima gefunden und mit den Daten aus der Kalibrierung verglichen. Dies
wird dem Benutzer auch graphisch am Bildschirm ausgegeben (Abbildung 6.4(f)).



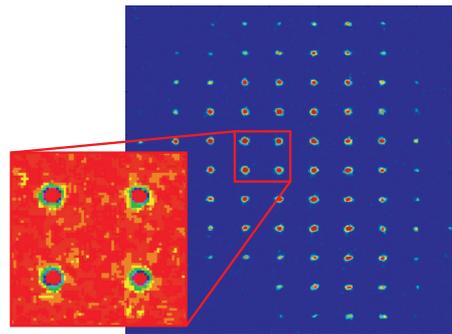
(a) Bild in Falschfarbendarstellung



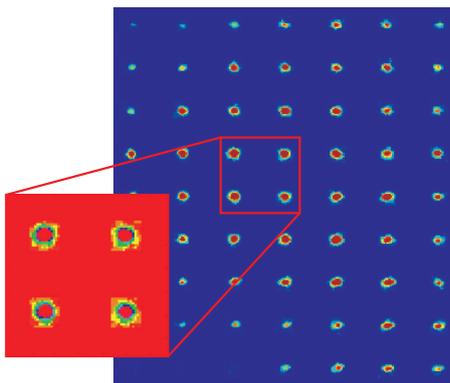
(b) Region of Interest (ROI) ausgewählt



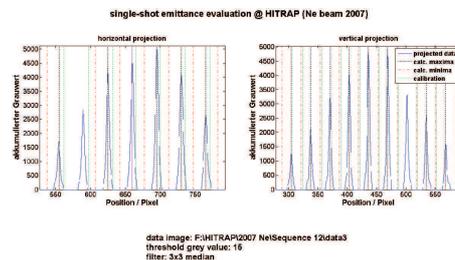
(c) Filterung (hier: 3×3 Pixel-Median-Filter) durchgeführt



(d) globale Rauschunterdrückung/Untergrundschnitt (hier: 6% vom Maximum)



(e) Rauschelimination zwischen den Datenpunkten



(f) Auswertung der Projektionen mit Maxima, Minima und Referenzen

Abbildung 6.4: Evaluationsschritte bei der Auswertung für die Pepperpot-Emittanz. Zur besseren Darstellung wurde für die Ausschnittsvergrößerungen in (d) und (e) eine andere Farbpalette als in den anderen Beispielen verwendet.

Aus allen diesen Daten berechnet das Programm weiterhin die Phasenraumverteilung, die Emittanz sowie die Twiss-Parameter. Der Nutzer bekommt zum Abschluss des Evaluationsprozesses alle Daten grafisch sowie numerisch angezeigt und kann die Daten speichern. Das Ergebnis für eine beispielhafte Auswertung ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Ein Pseudocode der gesamten Software wird auf der folgenden Seite angegeben.

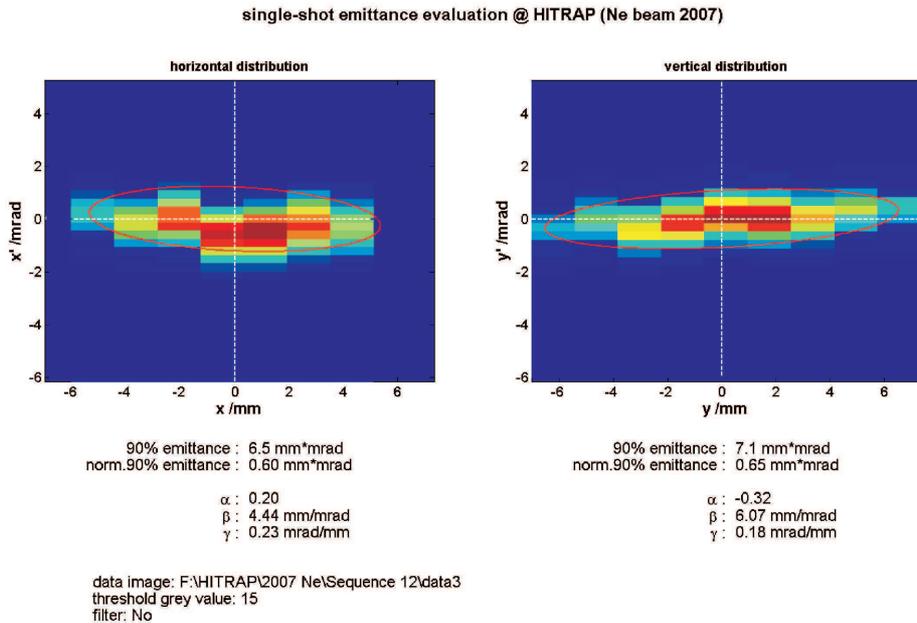


Abbildung 6.5: Beispielhafte Emittanzauswertung in MATLAB. Es werden für beide Raumrichtungen die Phasenraumverteilung und die daran gefitteten 90%-Emittanzellipsen ausgegeben. Des Weiteren sind im unteren Teil 90%- sowie normierte Emittanz und die Twiss-Parameter angegeben. Schließlich sind am unteren Rand noch die bei der Evaluation eingestellten Parameter (Datenfile, Schnittlevel, Filter) dargestellt.

Es wurden Untersuchungen zur Charakterisierung des Einflusses von verschiedenen Filtern auf das Emittanzbild und die Auswertung gemacht. Ein Filter sollte immer eine ähnliche geometrische Form wie das Signal in einem Bild haben. So verlangt ein rundes Signal auch einen runden Filter, da sonst die Charakteristik des Signals durch die Filterung verfälscht wird. Da das Signal bei den Emittanzen rund ist, sollte auch die Filterform analog dazu gewählt werden [San07]. Die in dieser Software verwendeten Filterformen sind in Abbildung 6.6 dargestellt. Für die Untersuchung wurden drei Mittelwertfilter in verschiedenen Größen sowie ein 3x3-Pixel-Medianfilter herangezogen. Bei den Mittelwertfiltern wird das arithmetische Mittel der Intensitäten in den mit „1“ bezeichneten Feldern/Pixeln in Abbildung 6.6(a)-(c) gebildet. Der errechnete Wert wird in das zentrale Pixel geschrieben. Beim verwendeten Medianfilter werden die Intensitäten aus den in Abbildung 6.6(d) grünen und dem orangenen Feld ausgelesen und der Median der fünf Werte wieder in das zentrale Feld geschrieben.

- Kalibrierung
 - lade Kalibrierungsbild
 - Benutzereingabe: Lochabstand, Driftstrecke, Teilchenenergie in MeV/u
 - Benutzereingabe: Selektion 1., 3. und letzte Zeile/Spalte zur Maßstabsfestlegung
 - berechne Projektionen (Summation aller Intensitäten je Pixelzeile/-spalte)
 - finde lokale Maxima
 - Koordinatenumrechnung:
 - * Pixel - Millimeter
 - * Pixel - Winkelschritt
 - Ausgabe Projektionen mit Extrema
 - speichere Kalibrierdaten
- Benutzereingabe: komplette Schnittanalyse/festes Schnittlevel
- lade Messbild (Abbildung 6.4(a))
- Benutzereingabe: Setzen der Region of Interest (Abbildung 6.4(b))
- optionale Benutzereingabe:
 - Filterung
 - * 3x3Pixel-Medianfilter (Abbildung 6.4(c))
 - * Mittelwertfilter
 - 3x3Pixel
 - 5x5Pixel
 - 7x7Pixel
 - globale Rauschunterdrückung (Abbildung 6.4(d))
 - lokale Rauschunterdrückung
 - Rauschreduktion durch Setzen der ungefähren Spotradii und Maskierung aller außerhalb liegenden Bereiche (Abbildung 6.4(e))
- Benutzereingabe: Selektion 1., 3. und letzte Zeile/Spalte zur Maßstabsfestlegung
- Emittanzberechnung
 - berechne Projektionen (Summation aller Intensitäten je Pixelzeile/-spalte)
 - finde lokale Maxima und Minima
 - vergleiche lokale Extrema mit Kalibrierdaten
 - grafische Ausgabe der Projektionen, Extrema sowie Kalibrierdaten (Abbildung 6.4(f))
 - Umwandlung der Projektionen in Phasenraumverteilungen unter Verwendung der zuvor dargestellten Daten
 - berechne Emittanz, Twissparameter und Emittanzellipse aus der Phasenraumverteilung
 - grafische Ausgabe aller ermittelten Daten (Abbildung 6.5)
- Möglichkeit zur Speicherung der Daten
- Möglichkeit zum Ausdruck der Daten

Der Medianfilter ist bedingt durch seinen Sortieralgorithmus im Vergleich zum Mittelwertfilter rechenzeitintensiver. Wie auch der Mittelwertfilter beseitigt er unerwünschtes Rauschen, wobei er seine Glättungswirkung unter Beibehaltung der Kantensteilheit entfaltet. Er arbeitet daher effektiver als der Mittelwertfilter bei geringerer Unschärfe [Jah03].

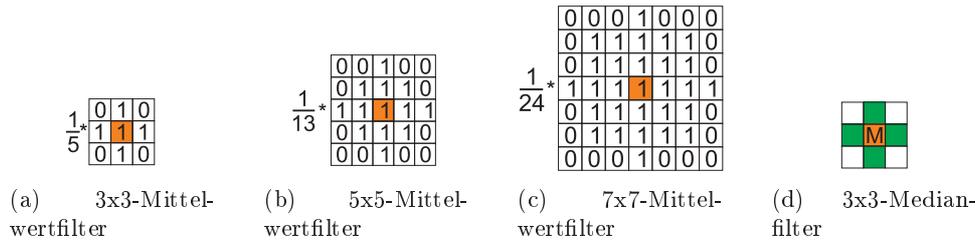


Abbildung 6.6: Untersuchte Filtergrößen und -arten für die Glättung des Untergrundes in Emittanzbildern.

In Abbildung 6.7 sind die Ergebnisse einer solchen Filterung im Bild dargestellt. Beim rein visuellen Vergleich der jeweiligen gefilterten Bilder mit dem Original fällt auf, dass mit größer werdendem Filter auch der Strahlfleck größer wird, was die spätere Emittanzberechnung zu größeren Werten hin verfälscht. Vor allem in den Randbereichen des Signals wird die Intensität angehoben und damit das ursprüngliche Signal verschmiert.

Lediglich bei den beiden 3x3-Filtern (Mittelwert und Median) bleibt der zentrale Spotdurchmesser mit geringem Fehler konstant. Beim Mittelwertfilter werden trotzdem die Kanten verschmiert, beim Medianfilter behalten sie ihre ursprüngliche Kantensteilheit.

Dieser Vergleich zeigt, dass optisches Filtern eine riskante Operation im Bild darstellt, die nicht unterschätzt werden darf. Für die Auswertungen der HITRAP-Emittanzmessungen wurde lediglich ein homogener Untergrundschnitt sowie eine weitere Selektion von *Regions of Interest* direkt um die Bildbereiche mit Signal gemacht. Testhalber wurden daher die beiden 3x3-Filter angewendet, die aber bei Anwenden der ROI-Selektion nur Änderungen des Emittanzwertes $< 2\%$ zur Folge hatten.

Bei der Auswertung unter Verwendung der Selektion einer *Region of Interest* kann der Benutzer unter Sichtkontrolle in Pixelschritten wählen, welche Ausdehnung die ROI haben soll. Diese wird dann automatisiert um die Schwerpunkte aller Signalspots herumgelegt und die Daten in den dazwischenliegenden Bereichen, wo sich geometriebedingt nur Rauschen befinden kann, für die Emittanzberechnung nicht berücksichtigt (siehe Abbildung 6.8).

Ein weiteres Feature der Software ist die Schnittanalyse, die z.B. bei Sander [San90] oder Stockli et al. [Sto04] beschrieben wurde. Dabei wird der Schwellwert, der das Signal vom Rauschen trennt, prozentweise angehoben und dann der Emittanzwert

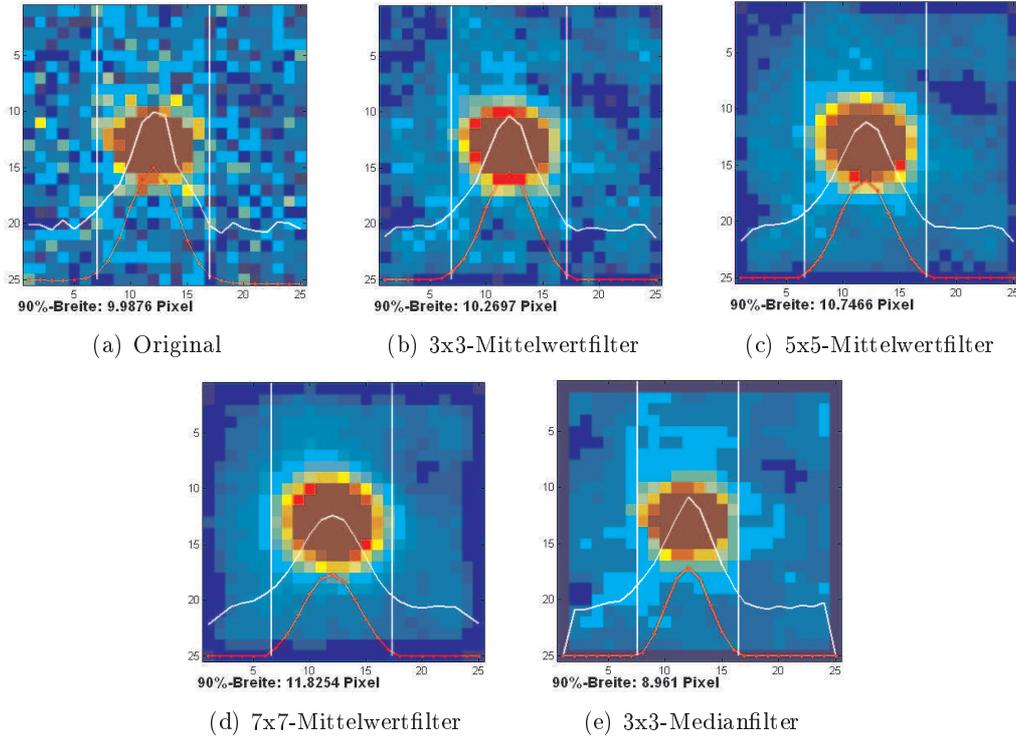


Abbildung 6.7: Filtiereinfluss auf das Emittanzbild. Je röter desto höher, je dunkelblauer desto niedriger die Intensität. Die 3x3-Filter haben am wenigsten negativen Einfluss auf das Signal. Durch die Darstellung wird im Spotzentrum keine farbliche Abstufung gezeigt, die aber vorhanden ist. Zu jedem Bild ist die Projektion der Daten in x (weiß), der Gaußfit (rot) und der durch den Fit bestimmte Spotdurchmesser (weiße Balken) angegeben.

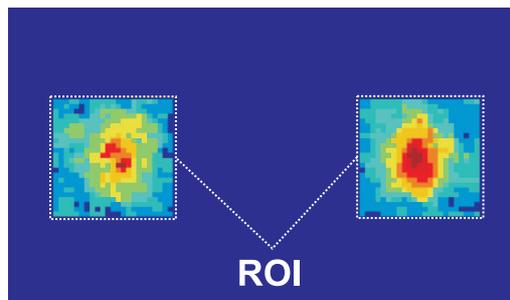


Abbildung 6.8: Auswertung unter Verwendung von *Regions of Interest* (ROI). Alle Bildbereiche außerhalb der ROI werden bei der Auswertung nicht berücksichtigt.

für die jeweilige Verteilung berechnet. Diese Prozedur wird so lange weitergeführt, bis sich der Emittanzwert bei kleiner Schwellwertänderung nicht mehr ändert. In der hier beschriebenen Software wurde eine Schrittweite von 1% bis zum Schwelllevel von 70% verwendet. In Abbildung 6.9 ist solch eine Auswertung beispielhaft dargestellt.

Man erkennt deutlich den starken Abfall des Emittanzwerts bei Schnitten zwi-

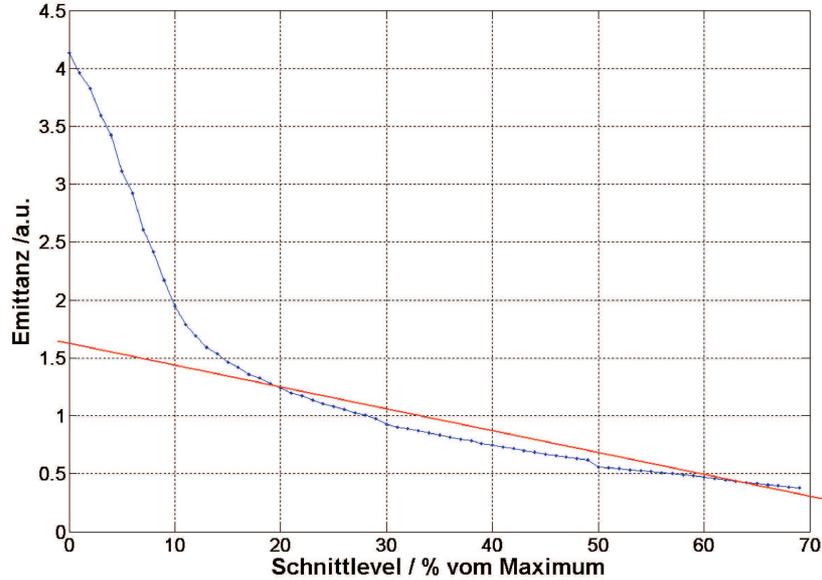


Abbildung 6.9: Beispielauswertung der Schnittanalyse zur Feststellung des Schnittlevels.

schen 0 und 10% um einen Faktor ~ 2 . Dies beruht auf der Elimination von Rauschen, das sich weit weg vom Ursprung des Phasenraums befindet. Ab dem 15%-Level nimmt der Wert annähernd linear weiter ab. Man fittet nun eine Gerade durch den linearen Bereich der Messpunkte und erhält dadurch einen Schnittpunkt der Fitgerade mit der y-Achse. Da diese Gerade den linearen Verlauf der Emittanz entlang der Schnitte wiedergibt, ohne das Rauschen mit einzubeziehen, kann man feststellen, dass ohne Schnitt, der reale vorliegende Emittanzwert im angegebenen Beispiel im Bereich von $1,8 - 2 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ statt der primär bei keinem Schnitt berechneten $4,2 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ liegen müsste. Da aber vor allem im unteren Intensitätsbereich das Rauschen und eventuelle Strahlhalos einen starken Einfluss haben, entsteht dieser starke Anstieg bzw. Abfall der Emittanz im Bereich der oberen $\sim 10\%$ der Schwellwertvariation.

Schließlich hat der Benutzer die Möglichkeit, im Fall von stark verrauschten Bildern (siehe Abschnitt 6.5) die Projektionen mit einem Gaußprofil zu fitten. In Abbildung 6.10 ist die Glättung an einem Beispiel dargestellt.

Die Software zur Emittanzanalyse wurde im Vorfeld der Auswertung der Inbetriebnahme-Strahlzeiten mit der etablierten Software *ProEMI* von G. Riehl [Rie93] verglichen, um eine einwandfreie Funktion zu gewährleisten. Die in beiden Programmen verwendeten Datensätze können minimal im Rahmen von einer Pixelzeile oder -spalte voneinander abweichen, was auch die leicht unterschiedlichen Emittanzwerte zeigen. Die Ergebnisse des Benchmarkings sind in der folgenden Tabelle 6.2 dargestellt. Zum Vergleich der Phasenraumdarstellung einer Benchmarking-Messung sind die beiden Verteilungen im Anschluss in Abbildung 6.11 angegeben.

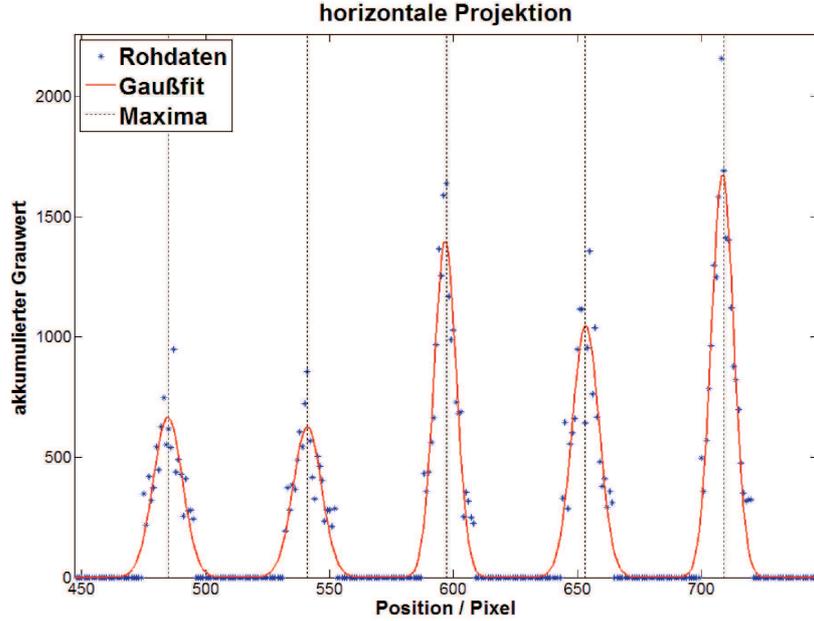


Abbildung 6.10: Gaußfit bei der Pepperpot-Auswertung für stark verrauschte Bilder. Um die Projektionen zu glätten, kann die Projektion (blau) in beiden Ebenen mit einer Gaußverteilung (rot) gefittet werden.

Tabelle 6.2: Benchmarking der neuen Emittanz-Software mit ProEMI. Die Datensätze stammen aus unterschiedlichen Aufnahmesituationen bei HITRAP während der ersten beiden Strahlzeiten. Weitere Aufnahmebedingungen sind unerheblich, da an dieser Stelle nur die Funktionstüchtigkeit des neuen Programmes verifiziert werden sollte. Angegeben sind für jede Messung die Emittanz sowie die Twissparameter und die prozentuale Abweichung der beiden errechneten Emittanzwerte. Die Einheiten sind für ε [$mm \cdot mrad$], α ist dimensionslos, β in [$mm/mrad$] und γ in [$mrad/mm$].

	MATLAB				ProEMI				Abweichung ε [%]
	ε	α	β	γ	ε	α	β	γ	
1	8,1	0,32	3,97	0,28	8,17	0,31	3,94	0,28	0,9
2	8,3	0,23	3,76	0,28	8,42	0,25	3,74	0,28	1,4
3	8,4	0,30	3,75	0,29	8,52	0,29	3,69	0,29	1,4
4	8,3	0,24	3,81	0,28	8,35	0,29	3,79	0,29	0,6
5	8,1	0,19	3,85	0,27	8,20	0,10	3,89	0,26	1,2
6	8,1	0,14	4,01	0,25	8,07	0,25	4,05	0,26	0,4
7	8,3	0,15	4,02	0,25	8,23	0,24	4,06	0,26	0,9
8	8,3	0,11	4,01	0,25	8,23	0,19	4,03	0,26	0,9
9	8,3	0,23	3,76	0,28	8,19	0,25	3,74	0,28	1,3
10	8,4	0,12	3,94	0,26	8,30	0,20	3,96	0,26	1,2

$$\mu = 1,0$$

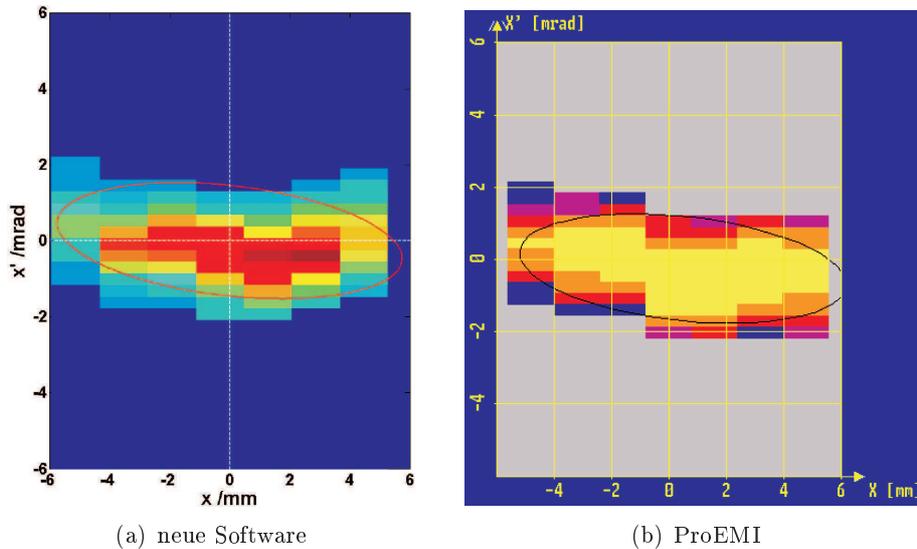


Abbildung 6.11: Phasenraumverteilungen in ProEMI und MATLAB. Es ist bei der MATLAB-Auswertung keine wesentliche Abweichung zu erkennen.

Im direkten Vergleich der beiden Programme wird bei keinem Datensatz eine größere Abweichung als $1,4\%$ festgestellt. Die maximalen absoluten Abweichungen betragen $0,12 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$. Im Mittel beträgt sie $0,08 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$. Diese sind auf die leicht unterschiedlichen Eingabedaten zurückzuführen, die bereits oben beschrieben wurden.

6.1.3 Fehleranalyse in der Software

Der in Kapitel 3.3 beschriebene Algorithmus zur Berechnung des Fehlers wurde ebenfalls in der hier entwickelten Software umgesetzt. Dieser berechnet den Fehler bei einer Ungewissheit des Ortes x von $1,6 \text{ mm}$ und einem angenommenen Winkelfehler x' von $0,3 \text{ mrad}$. Da die Intensitätsschwankungen auf dem Szintillator bei allen Messreihen im Vergleich zu Messungen mit anderen Systemen (z.B. am Front End Test Stand am Rutherford Appleton Laboratory [Jol09]) beträchtlich waren, wird hier ein Fehler für ρ von 10% angenommen. Eine Übersicht der einbezogenen Fehler ist in Tabelle 6.3 dargestellt.

Bei der Emittanzmessung mit der Einzelschuss-Methode können sich diverse Fehlerquellen darstellen. Den größten Einfluss hat die im Vergleich zu den scannenden Verfahren schlechte Ortsauflösung, die meistens zwischen ein und zwei Millimetern liegt. Weiterhin hat die gesamte Bilderzeugungs- und -aufnahmekette einen wesentlichen Anteil am Fehler. Einige Phosphorschirme (z.B. der Schirm in der in Kapitel 8 beschriebenen Anlage) besitzen eine Auflösungsgrenze von $50 \mu\text{m}$, was eine maximale Winkelauflösung und somit auch einen Winkelfehler in den verwendeten Anlagen von $0,33$ bzw. $1,6 \text{ mrad}$ zur Folge hat. Die Homogenität des Leuchtschirms sowie die Aufnahmeelektronik spielen ebenso in den Gesamtfehler mit hinein. Bei einigen der im Folgenden beschriebenen Messungen an HITRAP

Tabelle 6.3: Prozentualer Emittanzfehler und deren Beiträge für Pepperpot-Messungen bei HITRAP.

	Wert	σ (%)
Strahlradius [mm]	17	–
$\varepsilon_{x,norm.}$ [mm · mrad]	0,24	–
Lochabstand [mm]	1,6	2.2
Winkelauflösung [mrad]	0,3	0.2
Schuss-zu-Schuss Variation (Jitter) [%]	10	0,3
Untergrundrauschen [%]	10	1,2
σ_ε [mm · mrad]	0,010	3,9

waren fast 50% des Bildes Rauschen, das örtlich nicht vom Signal getrennt war. Solch eine Messung hat einen erheblich größeren Fehler als die in der Tabelle 6.3 gemachten Angaben.

6.2 CVD-Diamantdetektor zur Messung der longitudinalen Bunchstruktur

Natürliche Diamanten wurden schon seit den 1940er Jahren als Strahlungsdetektoren eingesetzt. Trotzdem kamen sie bis Ende der 1980er Jahre selten zum Einsatz. Diamanten mit guten Detektoreigenschaften wie hoher Reinheitsgrad und großes Volumen sind sehr selten und daher auch sehr teuer. Selbst bei „lupenreinen“ Steinen gibt es einen hohen Grad an Stickstoffverunreinigungen, die zu einer Minderung der Nachweiseffizienz führen.

Mit der Etablierung des *chemical vapour deposition*-Verfahrens (CVD - chemische Gasphasenabscheidung) 1988 konnten solche Detektoren auch künstlich hergestellt werden, was zur Folge hatte, dass sie häufiger eingesetzt wurden. Diese Synthesetechnik basiert auf der Zersetzung von gasförmigen Kohlenwasserstoffmolekülen unter Einsatz von Mikrowellen- oder Lichtbogenplasma. Die Diamantschicht wird dabei auf einem geheizten Substrat abgeschieden. Dieser Prozess läuft bei Temperaturen zwischen 500°C und 1200°C und bei einem Mindestdruck von 0,7 mbar ab, da anderweitig nur Graphit abgeschieden wird. Unter Idealbedingungen können Wachstumsraten von 10 $\mu\text{m}/\text{h}$ erzielt werden [Wis02].

Da der Diamant eine große Bandlücke und eine hohe Ladungsträgermobilität aufweist, ist er ein sehr guter Isolator. Im thermischen Gleichgewicht sind also nur sehr wenige freie Ladungsträger im Kristall vorhanden. Man betrachtet ihn daher als Halbleiterzähler, dessen Verarmungszone sich über den gesamten Kristall erstreckt. Die ladungssammelnden Elektroden können bei diesem Detektor auch direkt auf dem Kristall aufgebracht werden. Schottky-Kontakte, die beispielsweise bei Siliziumdetektoren nötig sind, entfallen. Die Energie eines in den Detektor eindringenden geladenen Teilchens verliert diese hauptsächlich durch Coulombstöße mit Elektronen des Kristalls. Dabei werden Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband gehoben, wo sie sich frei im Kristall bewegen können. Im Valenz-

band entsteht daher ein Loch, das durch ein nahegelegenes Valenzelektron wieder gefüllt werden kann, das aus seiner Bindung „hinüberspringt“, da die Zustände sehr eng beieinander liegen. Dadurch entsteht allerdings ein „neues“ Loch. Das Loch beginnt so durch den Kristall zu wandern. Es bewegt sich ebenfalls frei im Kristall. Zusammen mit dem wandernden Elektron ist also ein Elektron-Loch-Paar entstanden [Wis02].

Der kleinere Teil der von auftreffenden Teilchen abgegebenen Energie wandert in die Elektron-Loch-Paar-Erzeugung. Der größere Teil der Energie führt zu Phononanregungen im Kristallgitter. Daher ist trotz der Bandlücke von $5,5\text{ eV}$ eine Energie von 13 eV nötig, um solch ein Ladungsträgerpaar zu erzeugen [Pan93]. Die erzeugten Ladungsträgerpaare werden durch ein extern angelegtes elektrisches Feld zu den Elektroden hin beschleunigt, der Diamant relaxiert in den Gleichgewichtszustand und die Konzentration der Elektronen und Löcher geht auf ihren ursprünglichen Gleichgewichtswert zurück. Solange die Ladungsträger dabei nicht in sog. *Rekombinationszentren* verschwinden, wird auf den Elektroden ein ansteigendes Signal influenziert. Als Rekombinationszentren bezeichnet man Störungen in der Kristallstruktur, da diese Zwischenzustände in der Bandlücke bilden und somit Elektronen und Löcher wie in einer Falle einsperren können. Ist an solch einer Stelle ein Loch gefangen und wird nun weiterhin zusätzlich ein Elektron gefangen, so rekombinieren diese.

Das auf den Elektroden influenzierte Signal kann als Ladungspuls gemessen werden. Das Verhältnis zwischen der influenzierten Ladungsmenge Q_{mess} und der vom eindringenden Teilchen tatsächlich erzeugten Ladung Q_{erz} wird als *Ladungssammlungseffizienz* bezeichnet [Beh98]:

$$\nu = \frac{Q_{mess}}{Q_{erz}}. \quad (6.2)$$

Da Ladungen in den Rekombinationszentren nicht auf den Elektroden influenziert werden, ist $Q_{mess} < Q_{erz}$ und somit $\nu < 1$.

Die Ladungsträger haben eine mittlere Lebensdauer τ_c (c steht hier stellvertretend für Elektronen (e) und Löcher (h)) zwischen ihrer Erzeugung und dem Einfang in ein Rekombinationszentrum. In dieser Zeit kann der Ladungsträger eine bestimmte Strecke δ_c zurücklegen, die durch seine Geschwindigkeit v_c bestimmt ist:

$$\delta_c = v_c \cdot \tau_c. \quad (6.3)$$

Die Geschwindigkeit v_c ist das Produkt aus seiner Mobilität μ_c und dem angelegten beschleunigenden Feld E :

$$v_c = \mu_c \cdot E. \quad (6.4)$$

Daher schreibt man die zurückgelegte Strecke δ_c als

$$\delta_c = \mu_c E \cdot \tau_c. \quad (6.5)$$

Die mittlere Driftstrecke des Ladungsträgers wird als Schubweg bezeichnet. Die Summe der Schubwege des Elektrons und des Lochs ist dann die mittlere Länge, um die sich ein Elektron-Loch-Paar voneinander entfernen kann:

$$\delta = (\mu_e \cdot \tau_e + \mu_h \cdot \tau_h) \cdot E. \quad (6.6)$$

δ wird auch als *Ladungssammlungslänge* bezeichnet und ist ein wichtiger Parameter beim Vergleich verschiedener Diamantdetektoren. Die Hecht'sche Gleichung stellt eine Verbindung zwischen Ladungssammlungseffizienz und Ladungssammlungslänge her [Hec32]:

$$\eta = \frac{\delta}{d} \left(1 - e^{-\frac{d}{\delta}} \right), \quad (6.7)$$

wobei d die Dicke des Diamanten ist. Bei den meisten CVD-Diamanten ist $\delta \ll d$. Damit vereinfacht sich Gleichung 6.7 zu

$$\eta = \frac{\delta}{d}. \quad (6.8)$$

Zusammen mit Gleichung 6.2 gilt

$$\delta = \frac{Q_{mess}}{Q_{erz}} \cdot d. \quad (6.9)$$

Somit kann δ sehr genau über die gemessene Ladung bestimmt werden, da die erzeugte Ladung sehr genau berechnet werden kann. Dazu nimmt man an, dass die eindringenden Teilchen ihre gesamte Energie im Diamanten verlieren. Es gilt

$$Q_{erz} = \frac{E}{w_D} \cdot 2e, \quad (6.10)$$

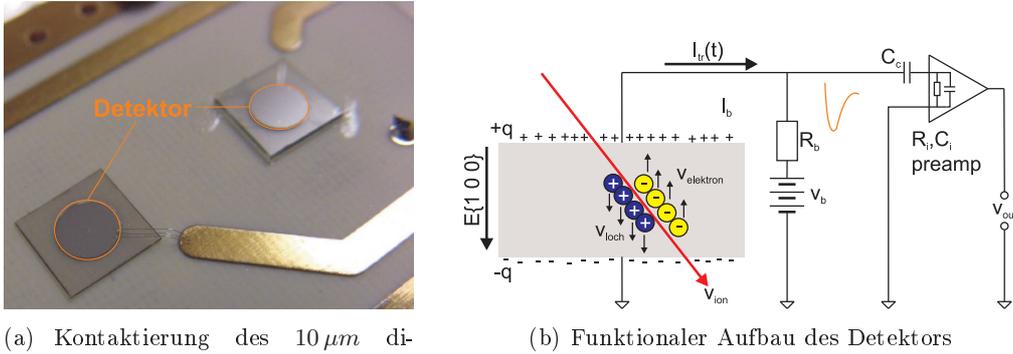
wobei w_D die Energie zur Erzeugung des Elektron-Loch-Paares, e die Elementarladung und E die kinetische Energie des eindringenden Teilchens ist.

Da Diamanten sehr schnelle Detektoren sind, die Zeitstrukturen von einigen zehn Pikosekunden auflösen, können sie für die Detektion der longitudinalen Bunchstruktur bei HITRAP sehr gut eingesetzt werden. Transversale Pick-ups könnten solch schnelle Signale mit niedriger Amplitude auf Grund der großen longitudinalen elektrischen Feldkomponente nicht genau genug auflösen. Die Diamantdetektoren sind zwischen 10 und 600 μm dick. Die Zeitauflösung eines solchen Detektors liegt unterhalb von 50 ps . Weiterhin ist er in der Lage, einzelne Teilchen im Bereich von 1 bis $10^9/s$ zu detektieren [Ber01].

Für die Messungen bei HITRAP wurde eine Leiterplatte mit vier verschiedenen Diamanten erstellt, die in Abbildung 6.12 ausschnittsweise dargestellt ist. Sie besteht aus vier aktiven Flächen, die jeweils einen Durchmesser von 3 mm haben. Die Diamantstrukturen haben die folgende Dicken:

- 10 μm polykristallin CVDD (Abb. 6.12(a)),
- 480 μm Einkristall CVDD (Abb. 6.12(a)),
- 15 μm polykristallin CVDD und
- 600 μm polykristallin CVDD.

Man unterscheidet in die beiden Gruppen der Einkristalle und der Mehrfachkristalle. Erstere haben eine viel höhere Ladungssammlungseffizienz und eignen sich daher besser zur Bestimmung der Teilchenenergie im Bezug zur induzierten Peakhöhe. Polykristalline Detektoren hingegen werden eher zur Detektion der Zeitstruktur eingesetzt, da sich der Mehrfachkristall auf Grund seiner Struktur Bandbreiten bis zu 1 GHz zulassen [Ber09].



(a) Kontaktierung des $10\ \mu\text{m}$ dicken Diamanten (Detektordurchmesser: $3\ \text{mm}$)

(b) Funktionaler Aufbau des Detektors

Abbildung 6.12: Foto und Funktionsschema des Diamant-Detektors für HITRAP. (a) zeigt ein Foto des Detektors, wie er bei den ersten Strahlzeiten eingesetzt wurde. (b) zeigt das Funktionsschema des Diamant-Detektor-Aufbaus bei Anregung durch ein Ion. Die Kapazität des vorgespannten Detektors entlädt sich instantan durch die Bildung von Elektron-Loch-Paaren. Kurzzeitig fließt ein Strom $I_{tr}(t) = dQ(t)/dt$ der teilweise über C_c in den Verstärker koppelt und teilweise durch das Netzteil die Elektroden neu auflädt. Der Vorspannstrom I_b kompensiert dabei die verbrauchten Ladungen bis die Schaltung im Gleichgewicht ist. nach [Ber09]

6.3 Vergleichsmessungen am Hochladungsinjektor der GSI

Um die einwandfreie Funktion der Einzelschuss-Emittanzmessanlage zu zeigen, wurde die Pepperpot-Anlage am Hochladungsinjektor (HLI) der GSI aufgebaut und die Emittanz des Ionenstrahls bei einer Energie von $1,4\ \text{MeV}/u$ mit drei unterschiedlichen Methoden bestimmt. Die Messungen wurden mit der fest installierten Schlitz-Gitter-Emittanzmessanlage, der später bei HITRAP eingesetzten Einzelschuss-Pepperpot-Emittanzmessanlage sowie mit der Messmethode über Quadrupolgradientenvariation durchgeführt. Der Ort der Messungen ist in Abbildung 6.13 dargestellt.

Der Strahltest wurde mit $^{64}\text{Ni}^{9+}$ durchgeführt. Bei diesem Vergleich können nur die Emittanzwerte an sich verglichen werden. Da die Messungen an drei unterschiedlichen Orten stattfanden, sind die Lageparameter der Emittanzellipsen, die die Verteilungen im Phasenraum beschreiben, unterschiedlich.

Die Schlitz-Gitter-Messung wurde direkt hinter der IH-Struktur mit dem in die Strahllinie eingebrachten Schlitz und dem hinter dem Separationsmagneten in Geradeausrichtung liegenden Gitter *UN6DG2* durchgeführt. Die Messungen ergaben Emittanzen von $\varepsilon_{hor,90\%} = 6,9\ \text{mm}\cdot\text{mrad}$ und $\varepsilon_{ver,90\%} = 7,6\ \text{mm}\cdot\text{mrad}$. Die Phasenraumverteilungen dieser Messungen sind in Abbildung 6.14 dargestellt.

Für die beiden anderen Messmethoden wurde der Strahl mit dem Kicker *UN6MK1* (siehe Abbildung 6.13) um 11° in die *UU*-Experiment-Strahllinie abgelenkt. Für die Gradientenmessung wurde der Gradient von *UU1QD1* variiert und die Strahl-

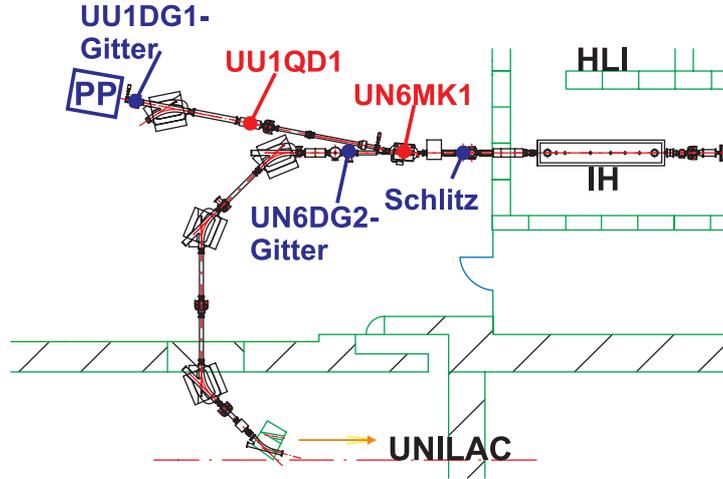


Abbildung 6.13: Experimentieraufbau am Hochladungsinjektor der GSI. Im Bild von rechts kommend werden die Ionen aus der EZR-Ionenquelle und dem RFQ mit der IH-Struktur weiterbeschleunigt und dann normalerweise über eine 180°-Schikane in den UNILAC eingelenkt. Für die Vergleichsmessung der Emittanz wurden einzelne Bunche in die HLI-Experiment-Strahllinie UN-UU extrahiert. Eingezeichnet sind die Pepperpot (PP) sowie die Schlitz-Gitter-Anlage und der Ort der Emittanzmessung via Gradienten-Methode (UU1QD1 und UU1DG1-Gitter).

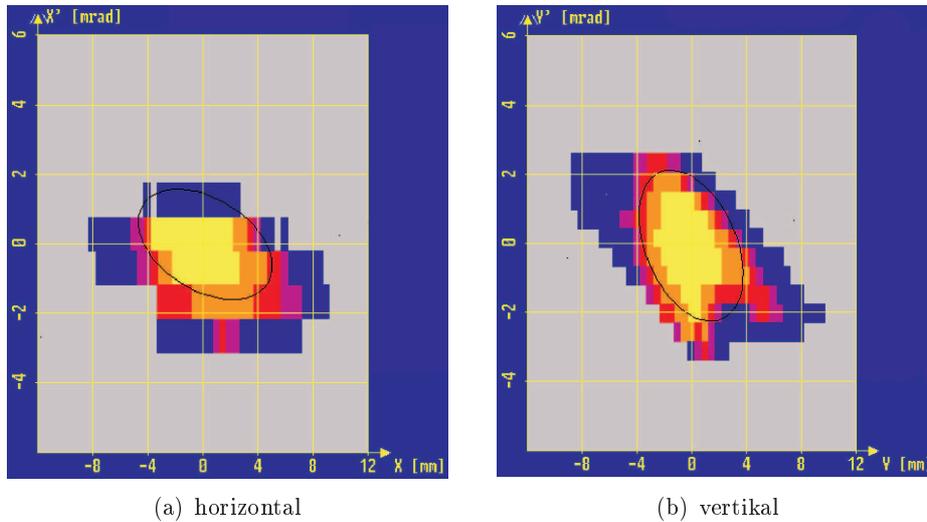


Abbildung 6.14: Phasenraumauswertung der Schlitz-Gitter-Emittanzmessung am HLI. Es wird jeweils die Phasenraumverteilung sowie die berechnete Emittanzellipse dargestellt.

profile auf dem Gitter *UU1DG1* zwischen Ablenkmagnet und Pepperpot-Emittanzmessanlage evaluiert. Diese Messung ergab eine horizontale Emittanz am Eintrittspunkt in *UU1QD1* von $\epsilon_{hor,90\%} = 5,9 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ mit einem Fehler im Prozentbereich. Für die vertikale Richtung wurden $\epsilon_{ver,90\%} = 10,4 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ ermittelt, wobei der Fehler in dieser Raumrichtung bei ungefähr 50% lag und auf Grund der vorhandenen Messungen nicht weiter zu minimieren war. Die zugehö-

rigen Emittanzellipsen werden in Abbildung 6.15 angegeben.

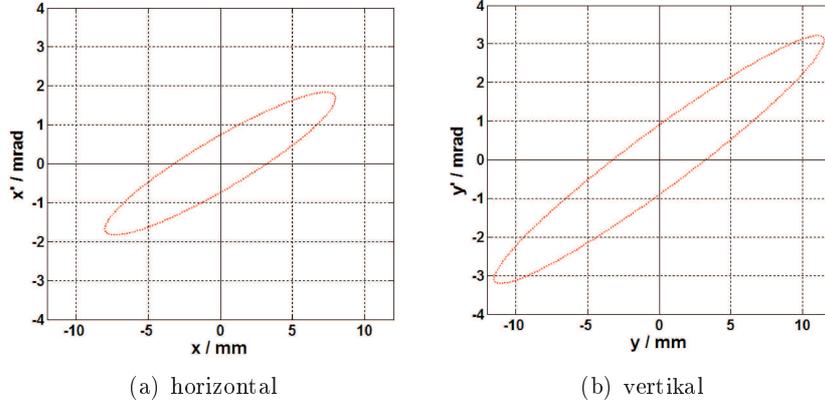


Abbildung 6.15: Phasenraumverteilung bei der Emittanzmessung via Quadrupolgradientenvariation am HLI.

Schließlich wurde die Emittanz des Ionenstrahls mit der Pepperpot-Methode gemessen. Die befindet sich direkt hinter dem Gitter *UU1DG1*, dass für die Profiltiefenbestimmung der Gradienten-Methode verwendet wurde (Abbildung 6.13). Der Ort der Emittanzmessung befindet sich über 3 Meter hinter dem Ort der Messung via Gradienten-Methode. Bei der verwendeten Quadrupoleinstellung von *UU1QD1* ist strahldynamisch eine beträchtliche Verkippung der Ellipse für die Pepperpot-Messung zu erwarten, was auch beim Vergleich von Abbildung 6.15 mit Abbildung 6.16 bestätigt wird. Durch die hohe Strahlintensität musste die Belichtungszeit der Kamera mit $250 \mu s$ verhältnismäßig kurz gehalten werden, um nicht in den Bereich der Sättigung des CCD-Chips zu gelangen. In der horizontalen Ebene beträgt die Emittanz $\varepsilon_{hor,90\%} = 6,7 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$, in der vertikalen $\varepsilon_{ver,90\%} = 8,0 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$. Die Phasenraumverteilungen sowie Emittanzellipsen sind in Abbildung 6.16 wiedergegeben.

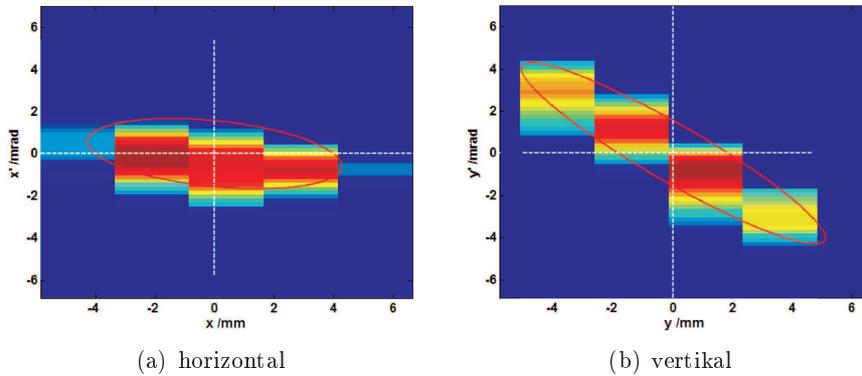


Abbildung 6.16: Phasenraumauswertung bei der Einzelschuss-Pepperpot-Emittanzmessung am HLI.

Die Gegenüberstellung der verschiedenen Messverfahren zeigt vor allem bei Schlitz-Gitter- und Pepperpot-Messung nur sehr geringe Abweichungen im Bereich von wenigen Prozent. Die beiden bei HITRAP verwendeten Messverfahren *Einzel-schuss-Pepperpot* und *Quadrupolgradientenvariation* zeigen in der horizontalen Ebene im Vergleich zur Schlitz-Gitter-Messung kleinere, in der vertikalen Richtung etwas größere Werte als die Referenzmessung. Alle Messwerte stimmen innerhalb des Messfehlers überein.

6.4 Messungen der transversalen Emittanz hinter dem DDB

Zur Inbetriebnahme des DDB und somit auch zur Messung der transversalen Emittanz hinter dem DDB standen zwei Strahlzeiten mit den Ionensorten $^{64}\text{Ni}^{28+}$ und $^{20}\text{Ne}^{10+}$ im Mai und August 2007 zur Verfügung. Während des ersten Runs war eines der Hauptprobleme das Vakuum im HITRAP-Linac-Abschnitt. Daher musste zu Beginn der Strahlzeit eine bessere Entkopplung des HITRAP-Vakuums vom ESR-Vakuum erfolgen. Dazu wurde ein Diaphragma direkt vor der ersten Diagnosekammer *TR2DK3* (siehe Abbildung 6.17) im Reinjektionskanal eingebaut. Das Diaphragma ist 150 mm lang und hat eine Apertur von 12 mm . Dadurch konnte das Vakuum im Bereich *TR2DK3* ($\approx 10^{-7}\text{ mbar}$) vom Vakuum im Extraktionsbereich des ESR ($\approx 5 \cdot 10^{-10}\text{ mbar}$) ausreichend entkoppelt werden. Es entsteht allerdings auch eine weitere Apertur, durch die der Strahl gefädelt werden muss.

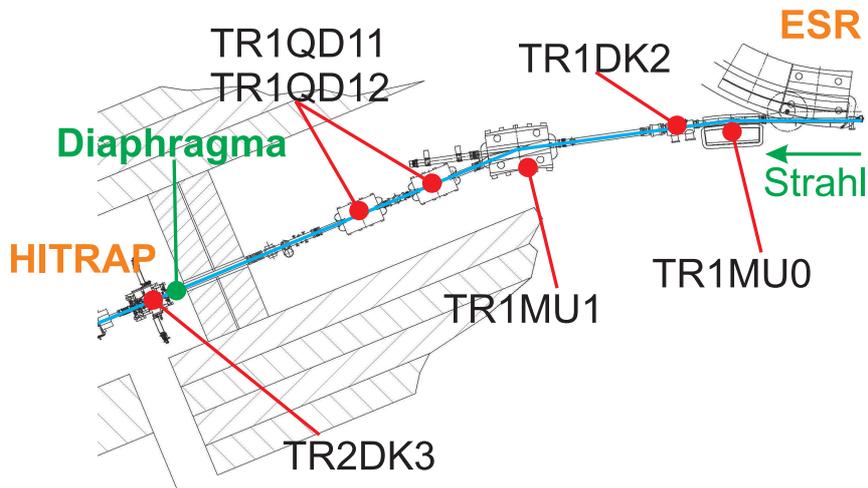


Abbildung 6.17: Strahlformende Elemente von der ESR-Extraktion bis zu HITRAP.

Die Emittanzmessungen mit der Pepperpot-Einzelschuss-Anlage wurden am späteren Eintrittspunkt der Ionen in die IH-Struktur durchgeführt, nachdem Probleme beim Strahltransport auf Grund der neuen Apertur (Diaphragma) behoben waren.

Da das bis dahin bestehende MATLAB Programm keine Online-Auswertung ermöglichte, wurden die Daten während der beiden 1-wöchigen Strahlzeiten aufgenommen und jeweils erst anschließend ausgewertet. Der Emittanzwert am Eintrittspunkt in die IH-Struktur beträgt laut Designwerten in beiden transversalen Richtungen $\varepsilon_{90\%,norm} = 0,21 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ ($\varepsilon_{90\%} = 2,3 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$) und sollte dementsprechend nachgewiesen werden.

Während der ersten Strahlzeit wurde eine Pepperpot-Blende mit 15×15 Löchern und einem Lochabstand von $2,5 \text{ mm}$ verwendet. Der Lochdurchmesser bei allen Blenden, die in dieser Anlage eingesetzt werden können, beträgt $0,1 \text{ mm}$. In diesem Setup betrug die Driftstrecke zwischen der Blende und dem Target 250 mm .

Der Strahldurchmesser auf der Aperturblende betrug maximal 10 mm in beiden Richtungen, so dass im Idealfall eine Matrix von 4×4 Löchern auf dem Leuchtschirm abgebildet wurde. Dies schränkt die Genauigkeit der Messung immens ein. Trotzdem wurden Emittanzmessungen durchgeführt und evaluiert. Eine typische Leuchterscheinung bei bewußt defokussiertem Strahl während der ersten Strahlzeit ist in Abbildung 6.18 gezeigt.

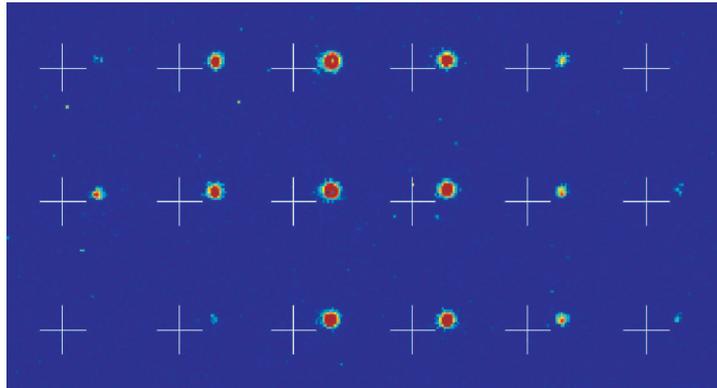


Abbildung 6.18: Leuchterscheinung in Falschfarbendarstellung für die Emittanzbestimmung beim $^{64}\text{Ni}^{28+}$ -Strahl. Der Spotmittelpunktabstand der Verteilung beträgt ungefähr $2,5 \text{ mm}$. Die weißen Kreuze repräsentieren die Kalibriermarken, die mit dem Laser aufgenommen wurden. Es ist deutlich, dass der Strahl nach rechts und leicht nach oben gesteuert ist.

Es wurden 38 Bilder aufgenommen von denen 32 für die Auswertung verwertbar sind. Bei der Auswertung wurde so vorgegangen, dass zuerst eine Schnittanalyse (siehe Abbildung 6.9) durchgeführt wurde und das Schnittlevel auf Grauwert 6 bei Verwendung des gesamten Dynamikbereichs des Bildes von 8-bit festgelegt wurde. Anschließend wurden alle Bilder mit diesem festgelegten Schnittlevel evaluiert. Die gemessenen Emittanzen sind in Tabelle A.1 im Anhang angegeben. Die gemittelte horizontale Emittanz beträgt $\varepsilon_{90\%,hor} = 2,1 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ bei einer Standardabweichung σ von $0,2 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$. In der vertikalen Richtung ist die Emittanz mit $\varepsilon_{90\%,ver} = 2,3 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ und einer Standardabweichung σ von ebenfalls $0,1 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ größer als in der horizontalen Richtung. Diese Messwerte

liegen alle in dem zu erwartenden Bereich. Lediglich die Unterschiede der beiden Ebenen sind auffällig, obwohl sie innerhalb des Fehlers gleich sind.

Weiterhin wurde die Strahlzeit im August 2007 ausgewertet, bei der $^{20}\text{Ne}^{10+}$ zur Verfügung stand. Da der Strahl aus dem ESR auf Grund geringer Lebensdauer im Ring ungekühlt war, wurden auch bedeutend größere Emittanzen als im Mai selbigen Jahres gemessen. Diesmal wurde die Lochblende mit $2,5\text{ mm}$ Lochmittelpunktsabstand durch eine Blende mit $1,6\text{ mm}$ Abstand ersetzt. Auffällig ist wieder, dass die Emittanz in y-Richtung mehr als 10% größer als in der horizontalen Ebene ist. Die einzelnen Messergebnisse sind in Tabelle A.2 ebenfalls im Anhang zusammengefasst.

Der Emittanzwert für die horizontale Achse wird mit $\varepsilon_{90\%,hor} = 6,4\text{ mm} \cdot \text{mrad}$ mit einer Standardabweichung σ von $0,6\text{ mm} \cdot \text{mrad}$ angegeben. Für die vertikale Achse liegt die Emittanz bei $\varepsilon_{90\%,ver} = 6,3\text{ mm} \cdot \text{mrad}$ mit einer Standardabweichung von $\sigma = 0,5\text{ mm} \cdot \text{mrad}$. Die verhältnismäßig große Standardabweichung σ ist auf den starken Rauschanteil im Bild zurückzuführen, der zusammen mit der Schuss-zu-Schuss-Variation des Strahls eine eindeutige Festlegung des Schwellwertes zwischen Untergrund und Signal erschwert. Für den Vergleich mit dem Nickel-Strahl (Abbildung 6.18) ist eine Aufnahme des Neon-Strahls in Abbildung 6.19 angefügt.

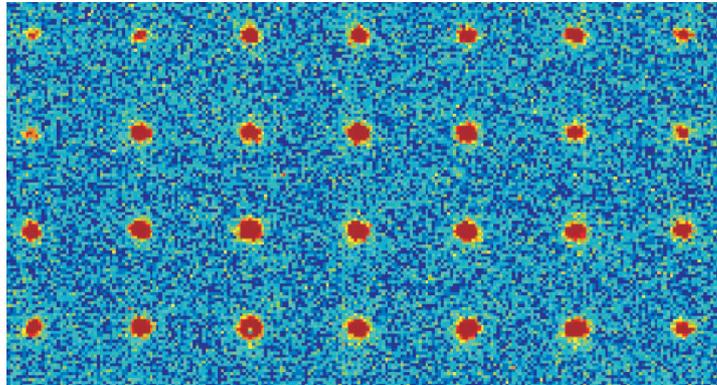


Abbildung 6.19: Leuchterscheinung in Falschfarbendarstellung für die Emittanzbestimmung bei $^{20}\text{Ne}^{10+}$ -Strahl. Der Spotmittelpunktsabstand beträgt ungefähr $1,6\text{ mm}$. Der Rauschpegel ist merklich höher als bei den Bildern des Nickel-Strahls.

Für die beiden oben beschriebenen Einzelschuss-Emittanzmessungen wurden zum Vergleich auch Emittanzen mit der Gradientenmethode bestimmt, die im Anschluss beschrieben und diskutiert werden.

Die Gradientenmessung fand zwischen dem DDB und dem DTL statt (siehe Abbildung 6.20). Dabei wurde der Gradient von $TR2QT2$ variiert und der Strahlspot auf dem $3,04\text{ m}$ bzw. in Strahlzeiten ab 2008 auf dem $2,86\text{ m}$ entfernten YAG-Target $TR2DF4$ (Bestandteil der Diagnosekammer $TR2DK4$) beobachtet. Die Gradientenmethode bestimmt den Emittanzwert sowie die Twissparameter vor dem Linsentriplett. Im Gros der Fälle kann davon ausgegangen werden, dass

sich die Emittanz beim Passieren der Tripletlinse und der Driftstrecke bis zur IH-Struktur nicht ändert und somit mit den Messwerten der Pepperpot-Methode vergleichbar ist. Lediglich die Twiss-Parameter ändern sich, da sich durch die Fokussierung und die Driftstrecke auch die Ellipsenlage ändert.

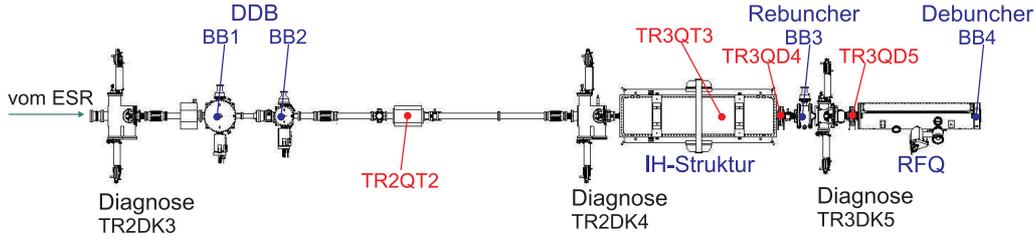


Abbildung 6.20: Strahllinie im Reinjektionskanal. Alle strahlbeeinflussenden Komponenten bis einschließlich RFQ und Debuncher sind markiert und betitelt. Kavitäten sind in blau, Quadrupole in rot und Diagnosekammern in schwarz dargestellt.

Während der $^{64}\text{Ni}^{28+}$ -Strahlzeit wurden insgesamt 15 Profile bei unterschiedlichen Gradienten aufgenommen, die alle in Tabelle A.3 im Anhang aufgeführt sind. Weiterhin sind dort auch die zugehörigen Strahltransportmatrizen in Tabelle A.4 angegeben.

Die Strahlspots wurden projiziert und dann gaußgefittet. Für die Berechnung wurde der Strahlradius bestimmt, der statistisch gesehen 90% der Teilchen beinhaltet.

Aus diesen Werten berechnet sich eine horizontale Emittanz am Eintrittspunkt in $TR2QT2$ von $\varepsilon_{90\%,hor} = 1,9 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ und vertikal von $\varepsilon_{90\%,ver} = 3,8 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$. Der interne Fehler bei dieser Methode berechnet sich nach Danilov [Dan05] aus

$$\Delta\varepsilon_{rel} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \left(1 - \frac{\varepsilon}{r_k^2} (R_{11,k}^2 \cdot \beta_I - 2 \cdot R_{11,k} \cdot R_{12,k} \cdot \alpha_I + R_{12,k}^2 \cdot \gamma_I) \right)^2 \quad (6.11)$$

mit N der Zahl von verschiedenen Gradienten, ε der ermittelten Emittanz, r als dem jeweiligen Strahlradius, α_I , β_I und γ_I den berechneten Twissparametern am Linsentripletteingang und R den Strahltransportmatrixelementen der jeweils zugehörigen Einstellung.

Somit erhält man für die Gradientenmessung beim Nickel-Strahl einen relativen Fehler in horizontaler Richtung von $\Delta\varepsilon_{rel} = 0,10$ und in vertikaler Richtung von $0,05$.

Die Twissparameter berechnen sich zu $\alpha_x = -1.67$, $\beta_x = 0.53 \text{ mm/mrad}$ und $\gamma_x = 7.14 \text{ mrad/mm}$. In der vertikalen Richtung erhält man $\alpha_y = 2.85$, $\beta_y = 2.26 \text{ mm/mrad}$ und $\gamma_y = 4.05 \text{ mrad/mm}$.

Ein Vergleich der gemessenen Werte mit den Designparametern ist in Tabelle 6.4 dargestellt.

Tabelle 6.4: Vergleich der gemessenen ESR-Emittanzen mit den Designwerten. Die Emittanzen sind in $[mm \cdot mrad]$ angegeben.

	x	y
Gradienten-Methode	1,9	3,8
Pepperpot-Messung	2,1	2,3
Design	2,2	2,3

Die Profildreiten jeder einzelnen Messung bzw. Aufnahme können als zwei begrenzende Geraden der Ellipse im Phasenraum dargestellt werden. Der Grad der Drehung hängt von der Strahltransportmatrix, also dem Gradienten der Linse und der Driftstrecke ab. Dies wurde zur Verifizierung der Emittanzellipse in MATLAB durchgeführt. Ein Beispiel für die Messung des Nickel-Strahls ist in Abbildung 6.21 dargestellt. Die Geraden schmiegen sich in horizontaler und vertikaler Richtung innerhalb der Genauigkeit der Messung an die Ellipse an.

Auch für die in Tabelle A.2 angeführten Einzelschuss-Emittanzmessungen wurde während der Neon-Strahlzeit eine Vergleichsmessung mit der Gradientenmethode analog zum eben beschriebenen Nickel-Strahl durchgeführt. Es wurden allerdings lediglich 8 Bilder/Gradienten aufgenommen von denen 7 verwertbar waren und die in der Tabelle A.5 mit dazugehörigen in COSY Infinity berechneten Strahltransportmatrizen in Tabelle A.6 im Anhang dargestellt sind.

Mit diesen Werten erhält man die Emittanzen $\varepsilon_{90\%,hor} = 3,4 mm \cdot mrad$ und $\varepsilon_{90\%,ver} = 5,4 mm \cdot mrad$. Dabei entsteht durch die Rechnung eine Ungewissheit $\Delta\varepsilon_{rel}$ in der horizontalen von 0,01 und in der vertikalen Richtung von 0,62. Als Twissparameter ergeben sich $\alpha_x = -0.20$, $\beta_x = 0.22 mm/mrad$ und $\gamma_x = 4.75 mrad/mm$. In vertikaler Richtung sind es $\alpha_y = 1.86$, $\beta_y = 1.01 mm/mrad$ und $\gamma_y = 4.38 mrad/mm$. Die dazugehörigen Phasenraumellipsen sind in Abbildung 6.22 angegeben.

Auch während den Inbetriebnahmestrahlszeiten für die IH-Struktur wurden Emittanzen mit der Gradientenmethode an der Stelle *TR2QT2* bestimmt, um reale Strahlparameter für Strahldynamiksimulationen innerhalb der IH-Struktur zu erhalten. Diese werden nicht hier, sondern im Abschnitt 7.2 beschrieben, wo auch die dazugehörige Strahldynamik dargestellt wird.

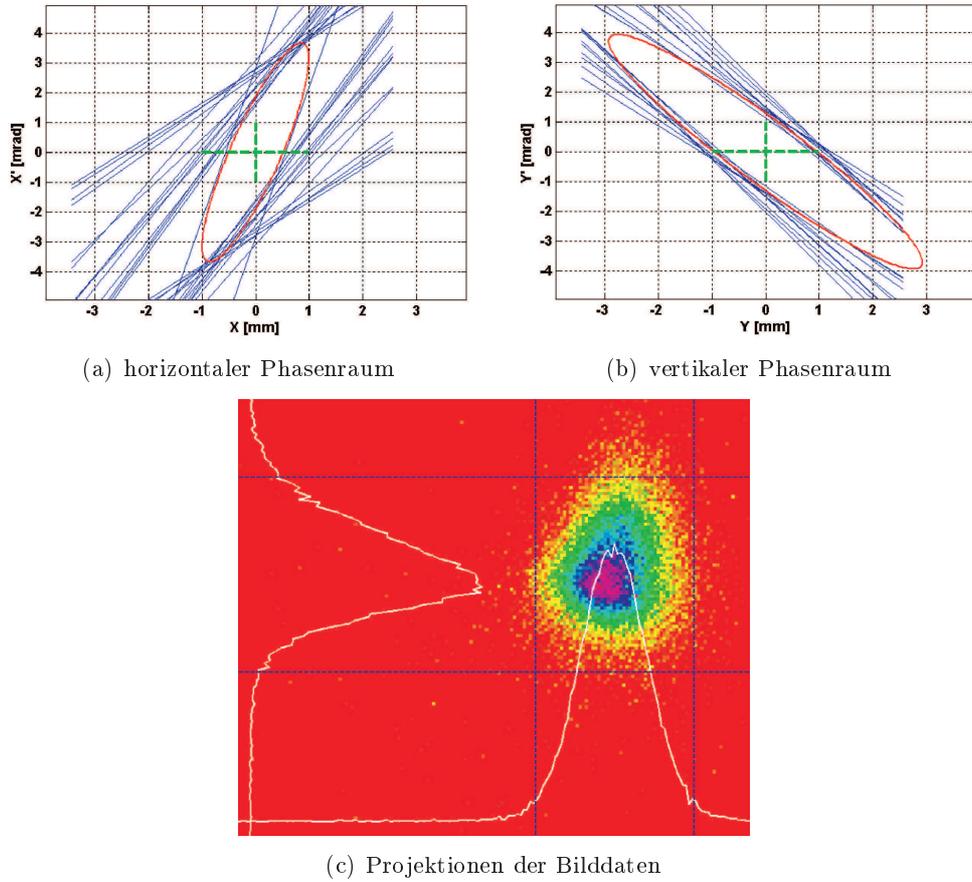


Abbildung 6.21: Darstellung der beiden Emittanzellipsen und der jeweiligen Profiltbreiten für die Emittanzbestimmung via Gradientenmethode beim $^{64}\text{Ni}^{28+}$ -Strahl (a und b). Die Geraden zu beiden Seiten der Ellipse liegen symmetrisch zum Koordinatenursprung. Jedes Geradenpaar repräsentiert die Breite des Strahlprofils einer Gradientenmessung zusammen mit der Verkippung des Profils durch den Gradienten der Linse und die Driftstrecke zum Target. In Abbildung (c) ist beispielhaft ein Profil mit Projektionen und ermittelter Strahlbreite dargestellt.

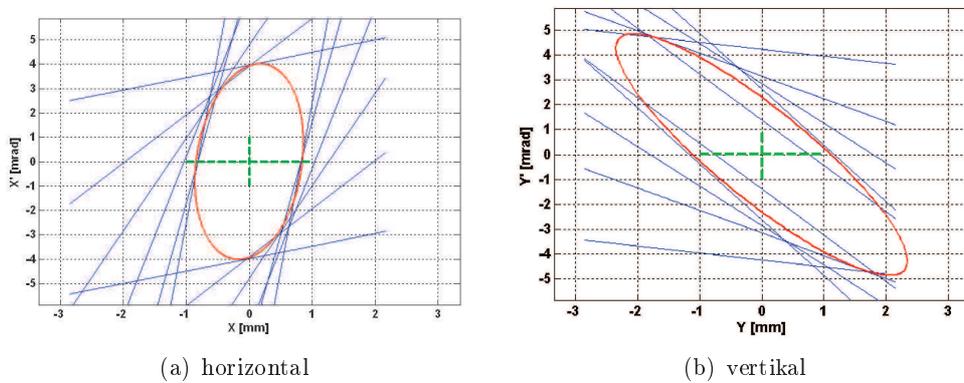


Abbildung 6.22: Phasenraumellipsen und begrenzende Geraden für die Gradientenmessung von $^{20}\text{Ne}^{10+}$.

6.5 Messung der transversalen Emittanz hinter der IH-Struktur

Für die Inbetriebnahme der IH-Struktur wurden mehrere Strahlzeiten durchgeführt. Während der ersten Strahlzeitperiode wurde mit $^{197}\text{Au}^{79+}$ gearbeitet, später dann mit $^{64}\text{Ni}^{28+}$, $^{58}\text{Ni}^{28+}$ und $^{136}\text{Xe}^{54+}$. Die Designemittanz der 500 keV/u -Ionen in der Zwischentanksektion beträgt in beiden transversalen Richtungen $\varepsilon_{90\%,\text{norm}} = 0,3\text{ mm} \cdot \text{mrad}$ ($\varepsilon_{90\%} = 9,2\text{ mm} \cdot \text{mrad}$).

Auf Grund der Inbetriebnahmeplanungen konnten nur beim Gold-Strahl Einzelschuss-Emittanzmessungen durchgeführt werden. Diese sind nur bedingt interpretierbar, da zum einen das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei diesen Messungen bei ungefähr 1,7 lag und somit eine akurate Auswertung nicht möglich war und zum anderen ein Energiegemisch der Ionen mit einer sehr breiten Verschmierung ($\Delta E \approx 3,5\text{ MeV/u}$) vorlag. Für den weiteren Vergleich ist in Abbildung 6.23 ein Rohdatenbild in Falschfarbendarstellung dieses Runs dargestellt.

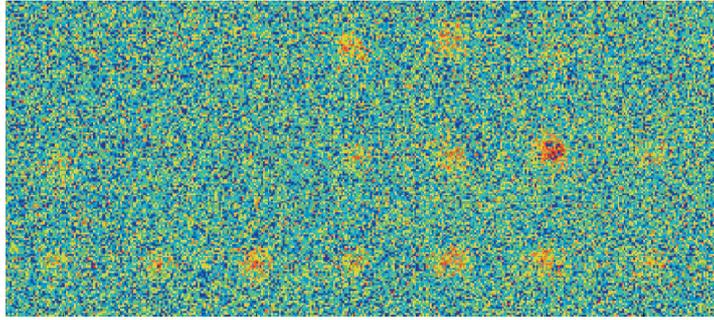


Abbildung 6.23: Leuchterscheinung in Falschfarbendarstellung für die Emittanzbestimmung beim $^{197}\text{Au}^{79+}$ -Strahl. Der Spotabstand beträgt ungefähr $1,6\text{ mm}$, $\text{SNR} \approx 1,7$. Im Gegensatz zu den Abbildungen 6.18 und 6.19 ist der Farbraum bei dieser Ansicht zusätzlich zu den Falschfarben auch noch gespreizt, d.h. es wird versucht, nahe beieinander liegende Intensitäten bei der Darstellung stärker zu trennen.

Die Grenze zwischen Untergrund und Signal ist mit dem Auge nur noch schwer trennbar. Auch die Software kann das schlechte Signal-zu-Rausch-Verhältnis durch die Filter- und Schneidemöglichkeiten nur minimal verbessern. Trotzdem wurde eine Emittanzauswertung versucht, deren Ergebnisse allerdings nicht repräsentativ für einen realen Emittanzwert an dieser Stelle, dem späteren Eintrittspunkt in den RFQ, sind. Die Messung musste zu einem Zeitpunkt stattfinden, als die IH-Struktur noch nicht am idealen Arbeitspunkt betrieben wurde. Die detektierten Ionen hatten derzeit eine Energieverschmierung zwischen 500 keV/u und 4 MeV/u mit dem Schwerpunkt zu höheren Energien hin.

Die einzelnen Ergebnisse der Messung vom August 2008 sind im Anhang in Tabelle A.7 dargestellt. Von 79 Messungen konnten auf Grund der schlechten SNR lediglich 13 Messungen unter bedeutenden Schwierigkeiten ausgewertet werden. In einigen Bildern musste die Hälfte (121 von 255 Grauwerten) der Bildinformation auf Grund des starken Rauschens weggeschnitten werden. Alle Profile wurden

wegen des immer noch vorhandenen Untergrundes selbst nach dem Schnitt mit einer Gaußfunktion gefittet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.5 zusammenfassend dargestellt.

Tabelle 6.5: Zusammenfassung der Messreihe mit der GSI-Pepperpot-Anlage beim Gold-Strahl. Die Emittanzen sind in $[mm \cdot mrad]$ angegeben

	horizontal		vertikal	
	$\varepsilon_{90\%}$	σ	$\varepsilon_{90\%}$	σ
Messreihe 5	4,0	1,6	12,2	3,9
Messreihe 9	5,4	0,7	19,0	3,1

Da sich das Tuning der IH-Struktur bis hin zur vergangenen Strahlzeit im April 2009 als sehr empfindlich herausgestellt hat, kann außer der Einzelschuss-Messung lediglich eine Gradientenmessung aus einer der konsekutiven Strahlzeiten ($^{58}\text{Ni}^{28+}$ im Februar 2009) angegeben werden. Diese wurde mit dem Minimum von drei Gradienten bei Verwendung des Doublets *TR3QD5* auf dem Diamantdetektor durchgeführt. Die unterschiedlichen Energien wurden durch den Einsatz eines UNILAC-Rohrsteerers separiert. In dieser Messung wurde also der reine $500\text{ keV}/u$ -Strahl evaluiert. Der Anteil der initial in die IH-Struktur injizierten und auf $500\text{ keV}/u$ abgebremsten Ionen konnte auf Grund mangelnder Diagnostik bis dato nicht eindeutig festgestellt werden. Die Anzahl der abgebremsten Ionen liegt vermutlich in der Größenordnung von 10%.

Die drei Strahlprofile sind in Abbildung 6.24 dargestellt. Der Fit der Strahlbreiten und die daraus resultierende Profildreitenbestimmung sind sehr stark fehlerbehaftet, da es sich um Einzelteilchen-Detektion handelt. Ein Fehler in der Anzahl der detektierten Teilchen kann sich stark auf die Profildreitenbestimmung via Gaußfit auswirken. Um dem entgegenzuwirken wurde die Teilchenzahl n immer über drei konsekutive Messungen/Ionenbunche gemittelt. Der Strahl wurde mit dem Diamantdetektor auf einem Lineartranslator abgescannt. Daher konnten die $500\text{ keV}/u$ -Strahlprofile nur für die vertikale Richtung aufgenommen werden.

Die Separation der Normteilchen bei $500\text{ keV}/u$ vom restlichen Strahl erfolgt mit einem temporär eingebauten UNILAC-Rohrsteerer *TR3KY6*, der die beiden Schwerpunktenenergien von $2,3\text{ MeV}/u$ und $0,5\text{ MeV}/u$ bei $2,8\text{ A}$ Versorgungsstrom auf einer Driftstrecke von ungefähr einem Meter um einige Millimeter separiert. Die Einstellungen der Quadrupoldoublette sowie die daraus auf dem Diamant gemessenen Strahlradien für 90% der Teilchen sind in Tabelle 6.6 dargestellt. Im GSI-Kontrollsystem wird der Abschnitt zwischen IH-Struktur und RFQ mit einer Strahlsteifigkeit $B\rho$ bezogen auf eine Strahlenergie von $4\text{ MeV}/u$ gerechnet. Daher müssen die im IBHS gespeicherten Werte $\left(\frac{B\rho_{eff}}{B\rho}\right)$ für die Doubletten *TR3QD4* und *TR3QD5* auf das $B\rho$ des $0,5\text{ MeV}/u$ -Strahls skaliert werden.

Mit den Werten aus der Tabelle 6.6 wurden mit COSY Infinity unter Berücksichti-

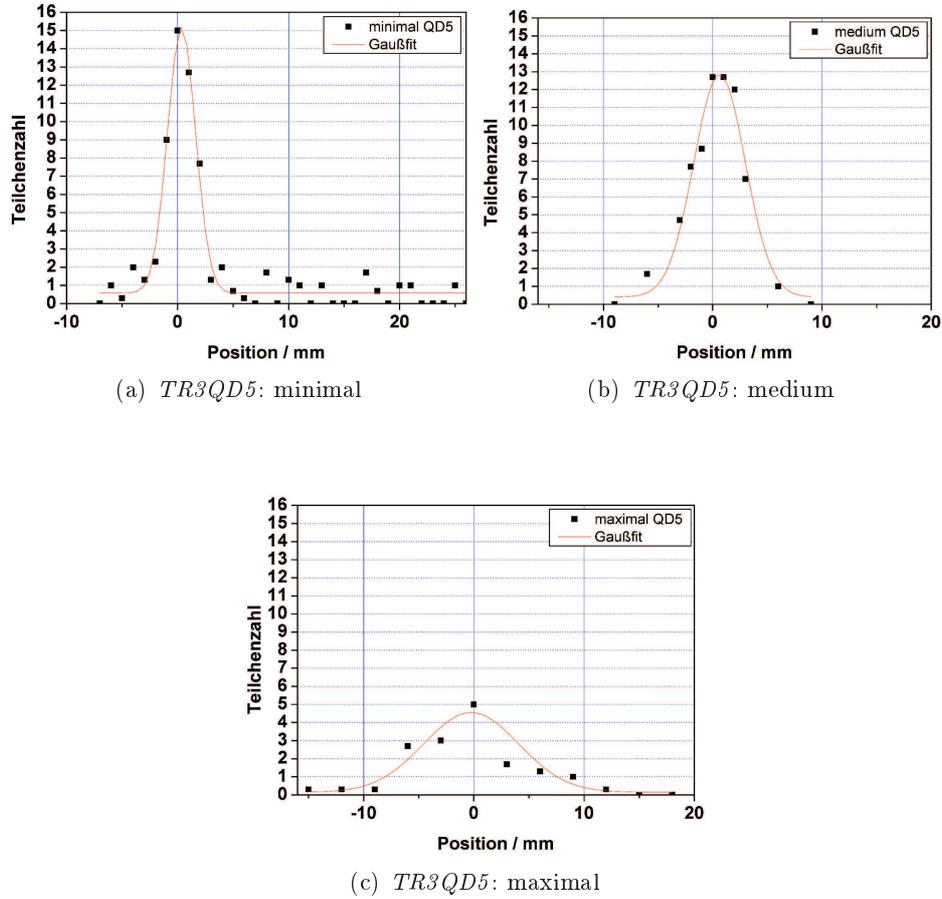


Abbildung 6.24: Strahlprofilmessungen mit dem Diamantdetektor.

gung der weiteren Geometrie (Drift - Rohrsteerer - Drift) die Strahltransportmatrizen berechnet und unter Verwendung der gefitteten Strahlradien mit der Gradientenmethode die Emittanz bestimmt. Die Emittanz in vertikaler Richtung betrug zu diesem Zeitpunkt am Eintrittspunkt zu *TR3QD5* $\varepsilon_{90\%,ver} = 9,3 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$. Die Fehlerrechnung wurde durchgeführt und ergab $\Delta\varepsilon_{rel} = 7,6 \cdot 10^{-30}$. Der geringe Fehler ist dadurch zu erklären, dass nur die drei minimal erforderlichen Gradientenmessungen durchgeführt wurden und somit „kein“ Fehler auftreten kann. An dieser Stelle würde man die o.g. Emittanz $\varepsilon_{90\%} = 9,2 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ erwarten. Somit wurde die Ausgangsemittanz der IH-Struktur für einen nicht eindeutig definierten Punkt verifiziert. Nach Fertigstellung der Inbetriebnahme und Einstellung auf den idealen Arbeitspunkt der Kavität muss diese Messung definitiv wiederholt werden. Die angefitteten Geraden sind in Abbildung 6.25 dargestellt.

Die Twissparameter wurden zu $\alpha_y = 1.15$, $\beta_y = 7.80 \text{ mm/mrad}$ und $\gamma_y = 0.30 \text{ mrad/mm}$ berechnet. Es wird deutlich, dass der abgebremste Strahl aus der IH-Struktur mit ungefähr 17mm vertikalem Durchmesser sehr breit ist und bis

Tabelle 6.6: Gradienten-Messreihe an *TR3QD5* mit Diamantdetektor. Die Gradienten B' sind in $[T/m]$ bezogen auf einen $A/q = 3$ -Strahl, der Strahlradius in $[mm]$ angegeben.

	<i>TR3QD51</i>	<i>TR3QD52</i>	Strahlradius
maximum	33,6807	34,2925	6,22
medium	30,3126	30,8633	3,89
minimum	26,9445	27,4340	2,11

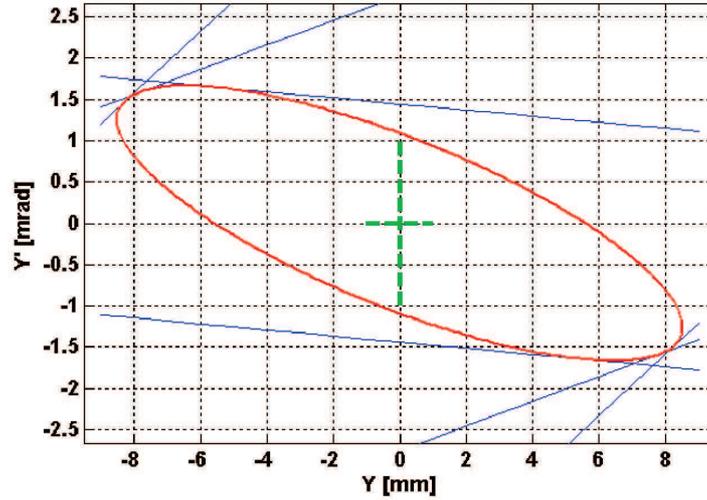


Abbildung 6.25: Phasenraumellipse der Emittanzmessung der abgebremsten Ionen hinter der IH-Struktur am späteren Eingang in den RFQ.

dato eine effiziente Injektion in den RFQ somit unmöglich macht. Auf diese Problematik wird in Kapitel 7.1 eingegangen, wo die Strahldynamik von HITRAP diskutiert wird.

6.6 Messungen der longitudinalen Bunchstruktur hinter dem DDB

In den ersten Strahlzeiten zur Inbetriebnahme der Doppel-Drift-Buncher-Sektion wurden am späteren Ort des Eintritts der Ionen in die IH-Struktur Bunchstrukturmessungen durchgeführt. Dazu wurde erstmals ein in Abschnitt 6.2 beschriebener Diamantdetektor eingesetzt.

Der Detektor ist ein Einzelteilchenzähler, kann aber, da er eine hohe zeitliche Auflösung besitzt, auch zum Visualisieren der Bunchstruktur eingesetzt werden. Aus dem ESR wird ein Makropuls extrahiert, der zwischen ein und zwei Mikrosekunden lang ist (siehe Abbildung 6.26). Jeder Peak in der Abbildung korrespondiert zu einem auf dem Detektor aufgetroffenen Teilchen. In diesem speziellen Fall ist der Makrobunch $1,57 \mu s$ lang.

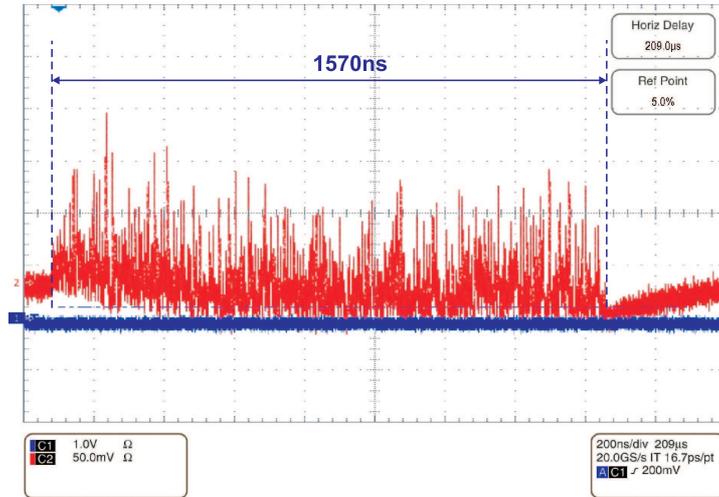


Abbildung 6.26: Messbild des ESR-Makropulses auf dem Diamantdetektor. Der rote Kanal zeigt das zeitlich versetzte Auftreffen der Ionen auf der Diamantoberfläche. Der Makropuls aus dem ESR hat eine Dauer von $1,57 \mu\text{s}$. Der blaue Kanal ist ohne Bedeutung.

Wie bereits in Kapitel 4 beschrieben, muss der Strahl für die weitere Beschleunigung im DTL mikrostrukturiert werden. Diese Anpassung auf 108 MHz geschieht im DDB. Die individuelle Teilchenenergie wird so moduliert, dass die 108 MHz -Pakete nach einer Driftstrecke am Eingang in den DTL entstanden sind. Diese konnten erfolgreich nachgewiesen werden. Das Signal wurde auf den eingesetzten Phasensonden wie auch auf dem Diamantdetektor eindeutig nachgewiesen. Abbildung 6.27 zeigt die Messung der Bunchstruktur mit $f = 108,408 \text{ MHz}$, was einer Periode von $9,22 \text{ ns}$ entspricht.

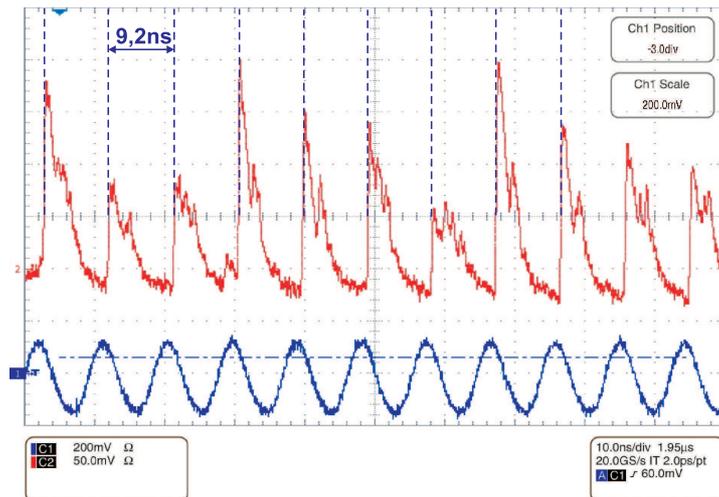


Abbildung 6.27: Gebunchter Strahl auf dem CVD-Diamantdetektor. Das rote Signal zeigt die regelmäßig Bunchstruktur mit $f = 108,408 \text{ MHz}$, das blaue Signal ist die unterliegende 108 MHz -HF-Periode.

Der Beginn jedes Teilchenbunches ist deutlich zu erkennen und tritt regelmäßig mit der Betriebsfrequenz des Beschleunigers mit einer steilen Startflanke auf. Die Kapazität des Diamanten ist im Verhältnis zu den Signalen relativ groß. Da der Detektor wie ein RC-Glied arbeitet und mit einem $50\ \Omega$ -Widerstand abgeschlossen wird, kommt dadurch der in Abbildung 6.27 erkennbare verzögerte Abfall des Signals zustande.

Die „Ionenpakete“, die in der IH-Struktur abgebremst werden, sind weiterhin Mikrobunche, die, bedingt durch die Betriebsfrequenz und die 25 Beschleunigungsspalte, eine Länge von $370\ ps$ haben.

Kapitel 7

Strahldynamik-Rechnungen zur Inbetriebnahme der Beschleunigerstrukturen

Die Inbetriebnahme eines Linearbeschleunigers kann nur mit der Unterstützung von Strahldynamikrechnungen erfolgen, da der freie Parameterraum für die Einstellungen von Linsen und Kavitäten sehr groß ist. Daher wurden auch die durchgeführten Emittanzmessungen während der HITRAP-Inbetriebnahme als Grundlage dafür verwendet, um weitere Strahldynamiksimulationen mit gemessenen Parametern durchzuführen. Es wurde die inverse Strahldynamik vom Ort der Emittanzmessung (*TR2QT2*) bis zurück in den Extraktionsbereich des ESR gerechnet. Diese Ergebnisse wurden mit den Designwerten verglichen, die für die in Kapitel 5 beschriebene Strahldynamik verwendet wurden. Außerdem wurde die Strahldynamik vom ESR bis in den Linearbeschleuniger erneut in COSY Infinity [Mak99] modelliert, da seit den Designrechnungen 2003 einige Anpassungen in der Strahllinie vorgenommen wurden. Es wurde eine Routine für Beschleunigungsspalte entwickelt, um die transversale Dynamik durch die IH-Struktur nachzuempfinden und bis zur Injektion in den RFQ simulieren zu können.

Wenn im Folgenden Linseneinstellungen wiedergegeben werden, beziehen diese sich immer auf ein Designion mit $A/q = 3$, solange dies nicht ausdrücklich anders angegeben wird.

7.1 Strahltransport vom ESR zur IH-Struktur

Ein großer Unterschied zwischen Designrechnungen und realer Strahllinie ist eine um den Faktor 2 verlängerte Drift zwischen der Linse *TR2QT2* bis zum Eintritt in die IH-Driftröhrenstruktur. Diese wurde 2003 [TDR03] mit $1,75\text{ m}$ fixiert. In der realen Strahllinie hat sie eine Länge von $3,64\text{ m}$, da der Doppel-Drift-Buncher für diese Driftstrecke ausgelegt wurde. Dadurch muss eine Anpassung der Linsenparameter erfolgen. Die Parameter sind in Tabelle 7.1 dargestellt. Die neu aufgebaute Geometrie wurde gerechnet und ist in Abbildung 7.1 dargestellt. Ein weiterer wichtiger Punkt im Hinblick auf die transversale Strahldynamik ist der

Einbau eines Diaphragmas zur Vakuumentkopplung zwischen dem ESR und der HITRAP-Strahllinie. Dieses befindet sich im Strahllinienverlauf kurz vor der Diagnosekammer *TR2DK3* und hat eine Länge von 150 mm sowie einen Durchmesser von 12 mm .

Tabelle 7.1: Quadrupoleinstellungen für Injektion in die IH-Struktur für $A/q = 3$ bei angenommenen Designausschussparametern am ESR.

	Gradient $B'[T/m]$
TR1QD11	-0,26300
TR1QD12	0,16833
TR2QT21	2,31525
TR2QT22	-11,40300
TR2QT23	17,54970

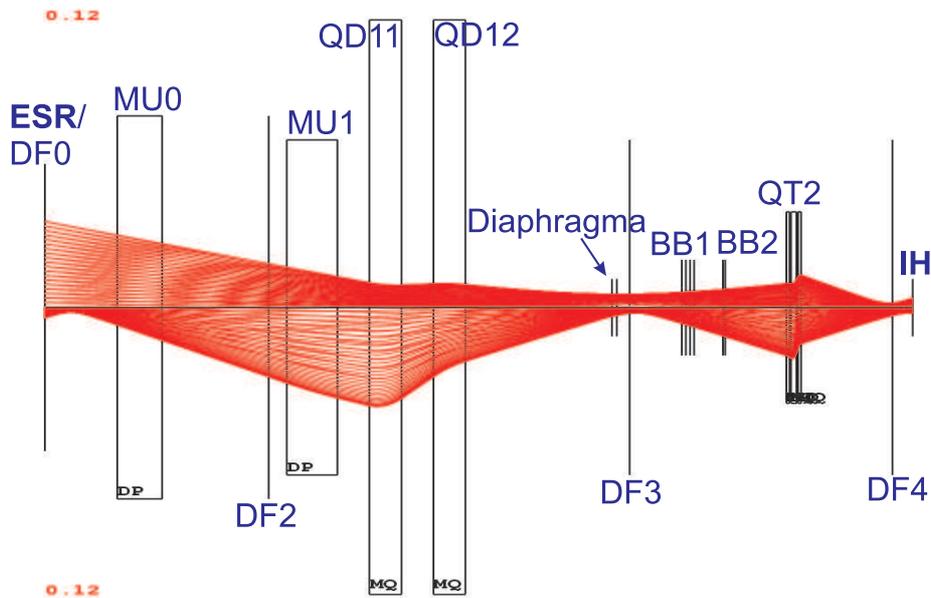


Abbildung 7.1: Design-Strahldynamik-Simulation vom ESR zu HITRAP mit COSY Infinity. Oberhalb der Strahlachse ist die halbe horizontal, unterhalb die halbe vertikal Einhüllende dargestellt. Die Elemente sind nach GSI-Konvention für diesen Bereich bezeichnet.

In den Rechnungen zeigt sich, dass die geringe Apertur des Diaphragmas zusammen mit den Ausschussparametern des ESR horizontal keine Probleme bereitet, vertikal jedoch sehr schnell bei nicht-angepassten Quadrupolgradienten oder veränderten Strahlparametern den Strahl beschneiden kann. Alle Quadrupole wie auch Dipole haben bei weitem ausreichende Aperturen. Es ist eine gute Strahlfokussierung durch die Kavitäten des Doppel-Drift-Bunchers (*BB1* und *BB2* in Abbildung 7.1) mit annähernd radial-symmetrischem Strahl möglich, wie dies auch schon in den Designrechnungen 2003 [TDR03] gezeigt wurde. Der Einbau der zu-

sätzlich begrenzenden Apertur des Diaphragmas hat bis hierhin keinen negativen Einfluss auf die Strahldynamik, da sehr gut durch die 150 mm lange und mit 12 mm Durchmesser doch recht enge Apertur fokussiert werden kann.

7.2 Inverse Strahldynamik

Während der Strahlzeiten wurden aus den bei der Emittanzmessung ermittelten Strahlparametern an *TR2QT2* Rückrechnungen zum Ausschuss aus dem ESR gemacht. Diese werden im Folgenden dargestellt und mit den vorhergesagten Ausschussparametern verglichen. Dazu sind die Quadrupoleinstellungen für *TR1QD11* und *TR1QD12* wichtig. Da besonders bei den Strahlzeiten im Oktober 2008 und Februar 2009 gute, wenig fehlerbehaftete Emittanzmessungen durch Quadrupolscans durchgeführt wurden, werden für diese beiden Messungen die inversen Strahldynamikrechnungen beschrieben.

7.2.1 Nickel-Strahl 2008

Bei dieser HITRAP-Strahlzeit im Oktober 2008 mit $^{64}\text{Ni}^{28+}$ wurde eine Emittanzbestimmung unter Verwendung von 18 verschiedenen Gradienten mit zugehörigen Strahlprofilen auf dem YAG-Szintillationsschirm *TR2DF4* durchgeführt. Dabei wurden Emittanzen von $\varepsilon_{90\%,hor} = 0,6\text{ mm}\cdot\text{mrad}$ sowie $\varepsilon_{90\%,ver} = 3,2\text{ mm}\cdot\text{mrad}$ am Eingang von *TR2QT2* bestimmt. Die zugehörigen Twissparameter sind $\alpha_x = 0,93$, $\beta_x = 3,93\text{ mm/mrad}$ und $\gamma_x = 0,47\text{ mrad/mm}$. Für die vertikale Richtung wurden sie mit $\alpha_y = -0,85$, $\beta_y = 2,90\text{ mm/mrad}$ und $\gamma_y = 0,59\text{ mrad/mm}$ gemessen. Der Fehler bei diesen Messungen liegt im Bereich zwischen einem und vier Prozent für beide transversalen Richtungen. Mit diesen Eingabeparametern direkt am Eingang der Triplettlinse sowie den Quadrupoleinstellungen an *TR1QD11* und *TR1QD12* von $B_{tip,QD11} = 8,835\text{ mT}$ und $B_{tip,QD12} = 5,044\text{ mT}$ bezogen auf den Nickel-Strahl lässt sich die Enveloppe invers berechnen, was in Abbildung 7.2 dargestellt wird.

Die berechneten Parameter am Ort des Ausschusses aus dem ESR wurden berechnet und sind in folgender Tabelle 7.2 wiedergegeben.

Tabelle 7.2: ESR-Ausschuss-Parameter laut Strahldynamik-Rückrechnung vom Oktober 2008.

	horizontal	vertikal
ε [$\text{mm}\cdot\text{mrad}$]	0,6	3,2
α []	33,16	-1,00
β [mm/mrad]	535,85	1,93
γ [mrad/mm]	2,05	1,04

Ein Vergleich mit den Designparametern wird am Ende des Abschnitts 7.2.2 durchgeführt.

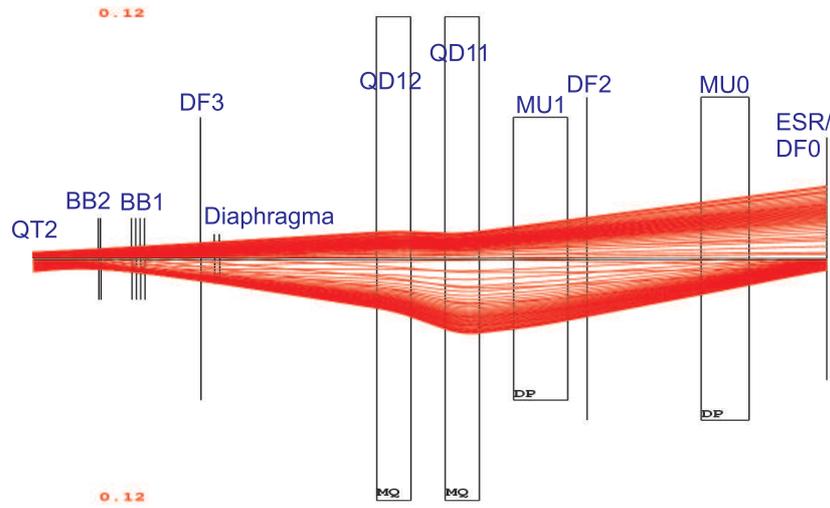


Abbildung 7.2: Strahldynamik-Simulation von *TR2QT2* bis zum ESR mit $^{64}\text{Ni}^{28+}$ -Strahl im Oktober 2008. Oberhalb der Achse ist die horizontale, unterhalb die vertikale Strahlumhüllung dargestellt.

7.2.2 Nickel-Strahl 2009

Nach genau der gleichen Vorgehensweise wurden in der Strahlzeit mit $^{58}\text{Ni}^{28+}$ im Februar 2009 zuerst die Emittanz sowie die Ellipsenparameter am Eingang der Tripletlinse bestimmt. Dazu wurden 24 Profile ausgewertet. Man erhält einen in beiden Ebenen divergenten Strahl am Eingang der Linse. Die exakten Strahlparameter an dieser Stelle sind in Tabelle 7.3 angegeben.

Tabelle 7.3: Emittanz und Ellipsenparameter der Gradientenmessung im Februar 2009 direkt vor *TR2QT2*.

	horizontal	vertikal
ε [$\text{mm} \cdot \text{mrad}$]	2,6	4,7
relativer Fehler	0,02	0,04
α [°]	-0,07	-0,53
β [mm/mrad]	5,91	2,53
γ [mrad/mm]	0,17	0,51

Erneut wurden diese Parameter in den Code zur Rückrechnung zum ESR eingesetzt und ein Tracing der Partikel auf der Ellipse durchgeführt. Dazu wurden die abgelegten Quadrupoleinstellungen für *TR1QD11* und *TR1QD12* verwendet. Diese betragen $B_{\text{tip},QD11} = 8,042 \text{ mT}$ und $B_{\text{tip},QD12} = 4,538 \text{ mT}$. Die aus diesen Parametern resultierende Einhüllende ist in Abbildung 7.3 dargestellt.

Durch diese Rückrechnung erhält man die ESR-Ausschussparameter, die in Tabelle 7.4 dargestellt werden.

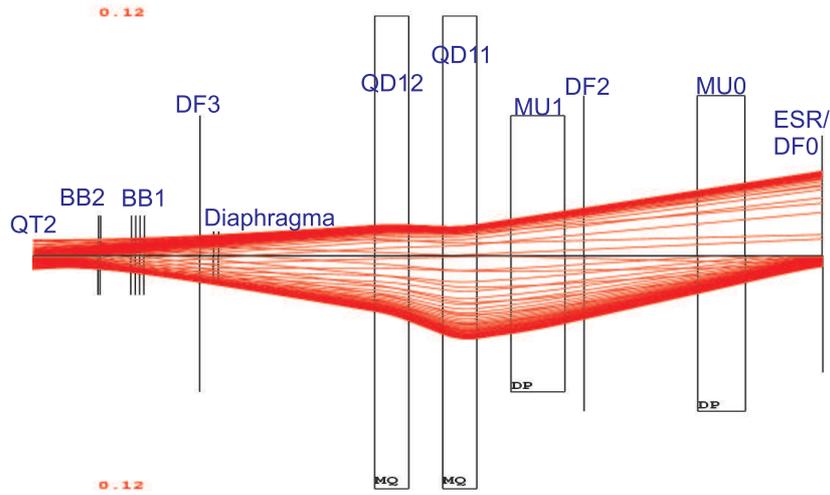


Abbildung 7.3: Strahldynamik-Simulation von *TR2QT2* bis zum ESR mit $^{58}\text{Ni}^{28+}$ -Strahl im Februar 2009. Oberhalb der Achse ist die horizontale, unterhalb die vertikale Strahlumhüllende dargestellt.

Tabelle 7.4: ESR-Ausschuss-Parameter laut Strahldynamik-Rückrechnung vom Februar 2009.

	horizontal	vertikal
ε [$\text{mm} \cdot \text{mrad}$]	2,6	4,7
α [°]	10,76	-0,58
β [mm/mrad]	170,59	1,32
γ [mrad/mm]	0,69	1,01

Ein Vergleich der Ausschussverteilungen aus dem ESR wird in Abbildung 7.4 gezeigt. Der direkte Vergleich macht deutlich, dass der Strahl sehr ähnlich wie im Design angenommen aus dem ESR extrahiert werden kann. Die beiden Rechnungen stimmen im Bezug auf die Ellipsenproportionen und -ausrichtungen sehr gut überein. Da die Emittanzen bei den beiden Messungen relativ stark variieren, haben die Ellipsenflächen unterschiedliche Flächeninhalte. Im Vergleich zur Designellipse sind die Rechnungsellipsen leicht verkippt, was damit zusammenhängt, dass die Phasenraumverteilungen an zwei voneinander leicht unterschiedlichen Orten z entlang der Strahlachse betrachtet werden. Die ESR-Designparameter sind an der Polschuhkante des ESR-Dipols angegeben. Die Rückrechnung endet per definitionem in *TR1DK0*, da dies den ersten bzw. letzten Ort einer Strahl-diagnosemöglichkeit darstellt. Das Strahldynamikdesign innerhalb der HITRAP-Strahllinie wurde nach den aktuell verfügbaren Vermessungsdaten durchgeführt. Es wurde zusätzlich durch eine händische Messung der Driftstrecken zwischen den Elementen mit Zentimeter-Genauigkeit verifiziert.

Betrachtet man die Enveloppen der Rückrechnungen in den Abbildungen 7.2 und 7.3, so wird der Unterschied zu den Designwerten in Abbildung 7.1 deutlich. Die Verkipfung der rückgerechneten Ellipsen in vertikaler Richtung beruht dar-

auf, dass in der Rechnung der Fokuspunkt des Strahls im ESR und nicht wie im Design kurz hinter dem Leuchtschirm $DF0$ liegt. Dies kann wie oben beschrieben, auf die einige 10 Zentimeter voneinander entfernt liegenden Positionen zurückgeführt werden.

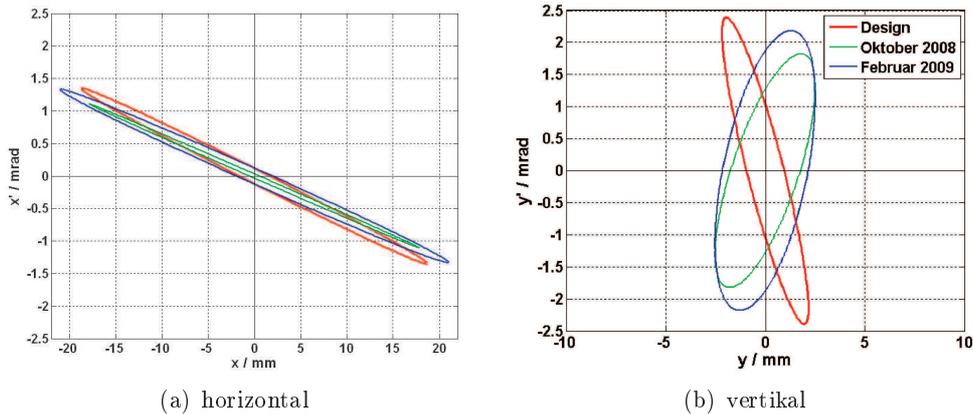


Abbildung 7.4: Vergleich der ESR-Ausschuss-Ellipsen des Designs und der inversen Strahldynamik.

Da im Kapitel 7.3 möglichst nah an der Realität gerechnet werden soll und als Startpunkt aller Strahldynamikrechnungen immer die Position des Leuchttargets $TR1DF0$ gewählt wurde, wird für die folgende Rechnung die Ausgangsverteilung am ESR bzw. auf dem Leuchttarget $TR1DF0$ aus der Rückrechnung und der Messung vom Oktober 2008 statt den leicht abweichenden Designparametern verwendet.

7.3 Strahldynamik vom ESR bis zum RFQ-Einschuss

Für die Beschleunigerinbetriebnahme wurden auch die abbremsenden Einflüsse in den Kavitäten auf die transversale Strahldynamik in COSY Infinity simuliert. Primär wurde versucht, dazu die Beschleunigungsspalt-Routine RF von COSY zu verwenden. Dabei stellte sich heraus, dass bis zur Version 9 der Simulationssoftware der Einfluss in transversaler Richtung nicht richtig berücksichtigt wird. Es ist möglich, in der Simulation mit RF die Teilchen in der IH-Struktur von $4\text{ MeV}/u$ auf $501,41\text{ keV}/u$ abzubremsen, allerdings hat die HF-Defokussierung nicht den korrekten Einfluss auf die transversalen Raumrichtungen. Das bedeutet, dass die RF -Funktion von COSY für die transversale Strahldynamik nicht verwendbar war. Die fehlende transversale Komponente, die bei der Abbremsung entsteht, und auch in LORASR-Simulationen [Cle09a] zu sehen ist, fehlt in Abbildung 7.5(a) eindeutig.

Um die transversale Strahldynamik innerhalb eines Simulationssystems für die gesamte HITRAP-Strahllinie bis zum RFQ inklusive Driftröhrenbeschleuniger simulieren zu können, wurde dazu eine Spaltroutine für die Beschleunigungsspalte

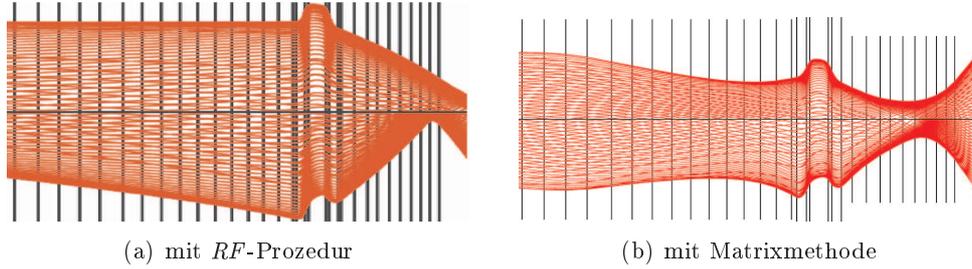


Abbildung 7.5: Strahldynamik-Simulation durch die IH-Struktur in zwei Varianten. (a) unter Verwendung der COSY-internen *RF*-Prozedur und (b) mit der Matrixmethode. Oberhalb der Strahlachse ist jeweils die halbe horizontale, unterhalb die halbe vertikale Einhüllende dargestellt. Die transversal auf den Strahl wirkenden Felder sind in (a) nicht korrekt berücksichtigt.

auf Basis von Matrixmultiplikationen erstellt. Dabei werden die Spalte mit einer Dicke = 0 angenommen und nur das beschleunigende Moment bzw. die daraus resultierende transversale Ablenkung über den gesamten real vorhandenen Spalt berechnet. Ein Beispiel der simulierten HITRAP-IH-Struktur durch die Matrixrepräsentation ist in Abbildung 7.5(b) dargestellt. Hier ist auch im Vergleich zur *RF*-Routine von COSY der transversale Einfluss der Beschleunigungsspalte zu erkennen. Die Matrixrepräsentation der Spalte wurde in eingehenden Simulationen mit der LORASR-Simulation verglichen und identische Ergebnisse wurden festgestellt [Cle09b]. Somit ist es möglich, die gesamte HITRAP-Strahllinie vom Ausschuss am ESR bis zum Einschuss in den RFQ innerhalb dieser Software transversal zu simulieren.

Ziel der Gesamtsimulationsaufgabe war es, einen optimalen Einschuss in den RFQ zu berechnen. Da keine Akzeptanzsimulationen für diese Struktur durchgeführt wurden [Her09b], konnte lediglich die damals simulierte Eingangsverteilung [Hof07] als Akzeptanz angenommen werden. Die transversale Strahlanpassung wurde auf diese Verteilung hin optimiert. Diese hat identische Parametern in der horizontalen und vertikalen Ebene von $\varepsilon = 10 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$, $\alpha = 0.6$, $\beta = 0.375 \text{ mm/mrad}$ und $\gamma = 3.63 \text{ mrad/mm}$.

Normalerweise wäre die optimale Injektion in die IH-Struktur und später den RFQ kein großes Problem. Was der Einfachheit dieser Tatsache jedoch sehr stark entgegensteht, ist das nachträglich eingebrachte Diaphragma zur Vakuumentkopplung zwischen ESR und HITRAP. Durch diese 12 mm große Apertur zwischen *TR1QD12* und *TR2DK3* (siehe Abbildung 6.17) muss zuerst durchfokussiert werden, bevor die weiteren kritischen Aperturen von Doppel-Drift Buncher und vor allem der IH-Struktur unter einem akzeptablen Winkel zur Strahlachse erreicht werden.

Einzig das Quadrupoltripllett *TR2QT2* kann zur Anpassung des Strahls zur Injektion in den DTL verwendet werden, da *TR1QD11* und *TR1QD12* für die Fokussierung durch die Apertur des Diaphragmas benötigt werden. Eine Injektion

mit 100% der Teilchen in die IH-Struktur ist trotzdem möglich. Dieser Abschnitt vom ESR bis in den ersten Beschleunigungsspalt des DTL ist in Abbildung 7.6 dargestellt.

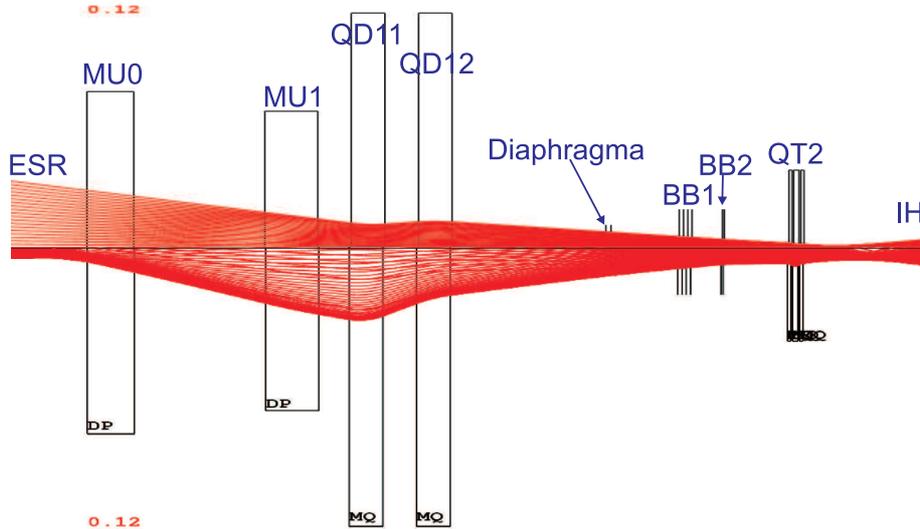


Abbildung 7.6: Strahlverlauf und -formung vom ESR bis in den ersten Beschleunigungsspalt der IH-Struktur. Oberhalb der Achse wird die horizontale Strahlenenveloppe, unterhalb der Achse die vertikale dargestellt. Keine der Aperturen beschneidet den Strahl. Auch der minimale Querschnitt, das Diaphragma, erzeugt keine Teilchenverluste. In den Bunchern *BB1* und *BB2* ist der Strahl annähernd rund.

Das Problem in früheren Rechnungen war meist die verlustfreie Passage durch das Diaphragma. In dieser Version musste nicht der gesamte Querschnitt der Apertur ausgenutzt werden. Vor allem im Buncher *BB1* liegt ein runder Strahl vor und auch im zweiten Teil des DDBs, in *BB2*, ist das Verhältnis der Strahlradien zueinander in beiden orthogonalen Ebenen nahe 1. Mit *TR2QT2* wird der Strahl transversal in die IH-Struktur fokussiert.

Die Fokussierung in den Driftröhrenbeschleuniger wurde dahingehend optimiert, dass der HF-Fokussierung in der Struktur entgegengewirkt wird. Der Teilchentransport durch die interdigitale H-Moden-Struktur ist in Abbildung 7.7 gezeigt. Auch das Innertank-Triplett (*TR3QT3*) wurde daraufhin optimiert, Teilchenverluste im Niederenergieeteil (*LE* in Abbildung 7.7) zu vermeiden. Die Teilchen verlassen die Niederenergiesektion unter bedeutend größeren Achswinkeln als die Hochenergiesektion der Struktur (*HE* in Abbildung 7.7).

Nach dem Austritt aus dem DTL muss der stark divergente Strahl mit zwei Doubletten auf den Einschuss in den RFQ angepasst werden. Dies ist in der Simulation möglich, jedoch werden solch hohe Gradienten benötigt, die durch die real eingebaute Doublette *TR3QD4* für einen $A/q = 3$ -Strahl nicht erzeugt werden können. Ein idealer Strahlverlauf ist in Abbildung 7.8 dargestellt. Der Nachteil ei-

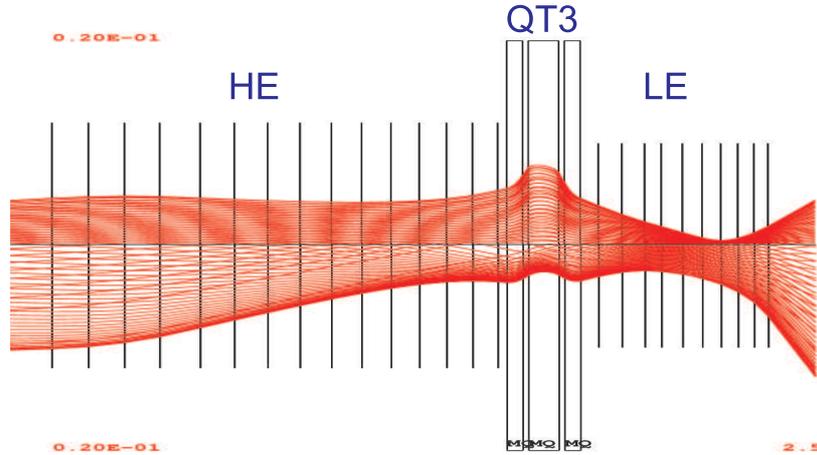


Abbildung 7.7: Idealer Strahlverlauf durch die IH-Struktur. Oberhalb der Achse wird die horizontale Strahlenverpackung, unterhalb der Achse die vertikale dargestellt. In der Hochenergiesektion (HE) findet eine HF-Fokussierung vor allem in der vertikalen Ebene statt. Das Innertank-Triplett $TR3QT3$ wird dazu verwendet, der starken HF-Defokussierung im Niederenergieteil (LE) entgegenzuwirken.

ner optimalen transversalen Injektion in den Radiofrequenzquadrupol ist, dass die Kombination der Einstellungen der beiden Doubletten so gewählt werden muss, dass im Rebuncher $TR3BB3$ der Strahl nicht rund, sondern oval ist. Er ist in der vertikalen Ebene elongiert. Da aber ein stark divergenter und in beiden Ebenen ein um einen Faktor ≈ 3 unterschiedlich breiter Strahl die IH-Struktur verlässt, kann der Situation nur so begegnet werden, ohne große Teilchenverluste bei der RFQ-Injektion in Kauf nehmen zu müssen.

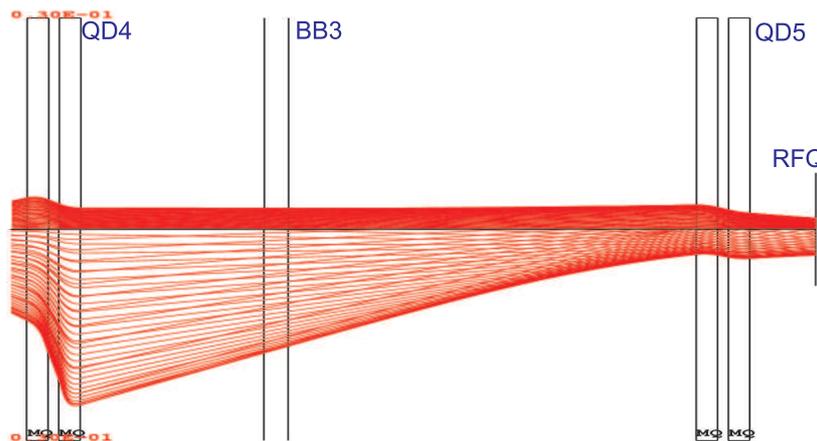


Abbildung 7.8: Strahlanpassung mit $TR3QD4$ und $TR3QD5$ für effiziente Injektion in den RFQ. Oberhalb der Achse wird die horizontale Strahlenverpackung, unterhalb der Achse die vertikale dargestellt. Mit dem ersten Quadrupoldoublett wird der Strahl in vertikaler Richtung stark verbreitert, um dann mit $QD5$ optimal in den RFQ fokussieren zu können. Dadurch entsteht allerdings der Nachteil, dass der Strahl im Rebuncher $TR3BB3$ stark unterschiedliche Ausdehnungen in beiden transversalen Raumrichtungen aufweist.

Es wurde der Versuch unternommen, ob es möglich ist, einzig durch die Verpolung des Quadrupoldoublets QD_4 mit real erzeugbaren Gradienten eine gute transversale Injektion in den RFQ zu ermöglichen. Die Simulation zeigte jedoch, dass eine Verpolung auf die Strahldynamik keinen positiven Einfluss hat. Weiterhin wurde auch der Einsatz eines Quadrupoltripletts anstatt des eingebauten Doublets in Erwägung gezogen, was auch nicht zu bedeutend besseren Effizienzen führte. Daher ist es für die weitere Planung der Strahllinie notwendig, den Einsatz eines stärkeren Doublets zu evaluieren.

Alle in den Abbildungen 7.6 bis 7.8 dargestellten Enveloppen wurden mit den Gradienten, die in Tabelle 7.5 notiert sind, erreicht.

Tabelle 7.5: Strahllinieneinstellungen für den idealen Strahltransport bis zur RFQ-Injektion. Die Gradienten sind für ein $A/q = 3$ angegeben.

	Gradient $B'[T/m]$
TR1QD11	-0,22295
TR1QD12	0,13937
TR2QT21	11,02672
TR2QT22	-11,95762
TR2QT23	9,23162
TR3QT31	-53,36232
TR3QT32	56,65831
TR3QT33	-68,24012
TR3QD41	81,38991
TR3QD42	-70,67647
TR3QD51	45,96432
TR3QD52	-36,43491

Somit erhält man am Eintritt in die Elektrodenstruktur des RFQ Eingangsverteilungen, die in Abbildung 7.9 mit seinen Designwerten verglichen werden. Es wird deutlich, dass die Ausschussemittanz am ESR einen wesentlichen Einfluss auf die RFQ-Injektion hat. In diesem Fall wurden die im Oktober 2008 gemessenen Emittanzen für die Rechnung verwendet, die bei $\varepsilon_{90\%,hor} = 0,6 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ und $\varepsilon_{90\%,ver} = 3,2 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ lagen. Durch das Emittanzwachstum in der IH-Struktur kann die auf $1,7 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ angewachsene horizontale Ellipse leicht in den „Akzeptanzbereich“ des RFQ gebracht werden. In der vertikalen Ebene wächst die Emittanz auf $9,0 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ an, was minimale Teilchenverluste zur Folge hat. Geht man hingegen von einer im Design angegebenen Emittanz von $2,2 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ beim Ausschuss aus dem ESR für die vertikale Richtung aus, so könnten trotz des Emittanzwachstums im DTL 100% der Teilchen in den RFQ injiziert werden.

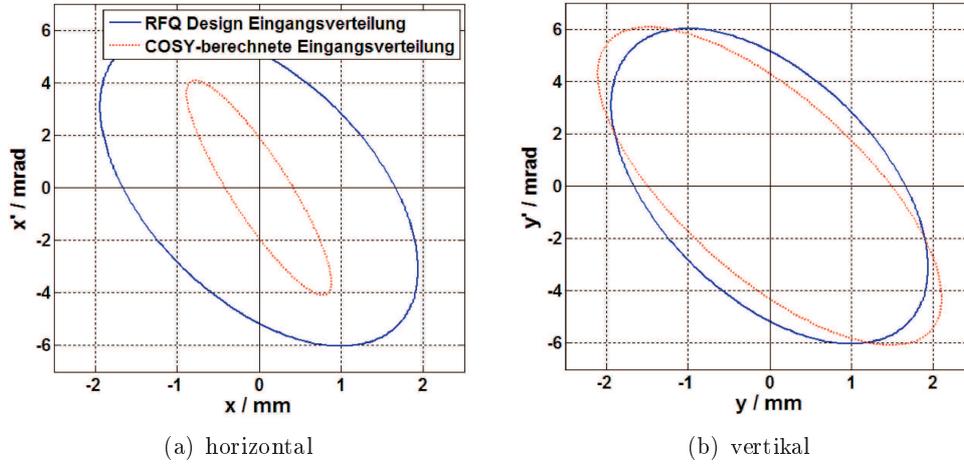


Abbildung 7.9: Vergleich der RFQ-„Akzeptanz“ und der idealen Phasenraumverteilung durch transversale Strahldynamiksimulation des ESR-Strahls bis zum RFQ. Durch die geringe Emittanz in horizontaler Richtung ist die Injektion leicht möglich. Vertikal steht die große ESR-Emittanz von $3,2 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ inklusive Emittanzwachstum im DTL einer optimalen RFQ-Injektion im Weg.

7.4 Strahldynamiksimulation und Strahlspotmessung zwischen ESR und IH

Die Strahldynamik vom ESR bis zur IH-Struktur wurde auch mit Strahlspotmessungen entlang der Strahllinie aus der Strahlzeit im Oktober 2008 verglichen. Die Strahllinieneinstellungen zum Zeitpunkt der Messung sind in Tabelle 7.6 notiert.

Tabelle 7.6: Strahllinieneinstellungen beim Theorie-Experiment-Vergleich von Strahlspots im Oktober 2008. Die Gradienten sind für ein $A/q = 3$ angegeben.

	Gradient $B'[T/m]$
TR1QD11	-0,17550
TR1QD12	0,10006
TR2QT21	10,98443
TR2QT22	-8,66224
TR2QT23	5,33528

Bei dieser Rechnung wurden die Ausschussparameter des ESR aus der Rückrechnung der gemessenen Emittanzen verwendet. Daraus ergibt sich die in Abbildung 7.10 dargestellte Strahlenveloppe. Da in vertikaler Richtung ein Beschnitt am Diaphragma entsteht, wurde dieser in die weitere Dynamik mit eingeschlossen, da dieser Auswirkungen auf die Bilder an $TR2DF3$ und $TR2DF4$ hat.

Die Bilder, die an den vier Leuchttargets aufgenommen wurden, sind in Abbildung 7.11 dargestellt. Die Bilder wurden einem angepassten Untergrundschnitt

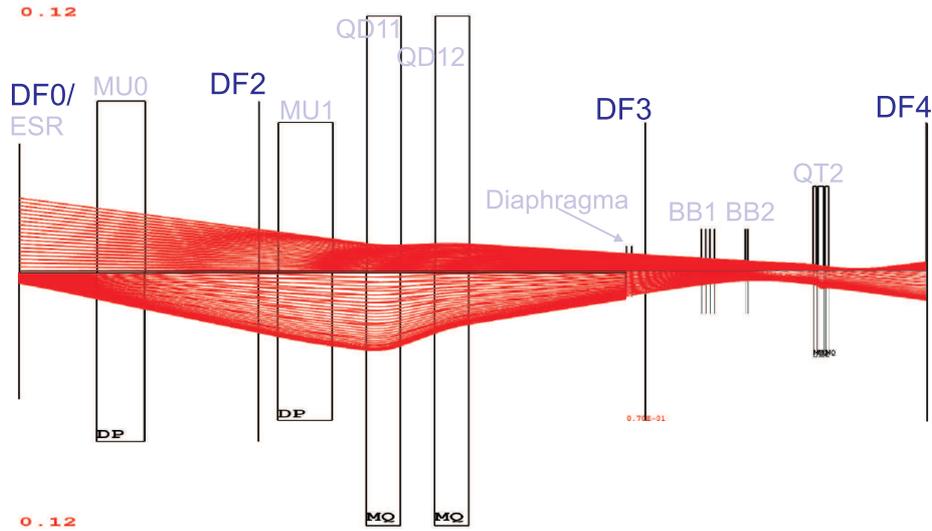


Abbildung 7.10: Simulierte Strahlenvelope vom ESR bis $TR3DF4$ zum Vergleich mit gemessenen Strahlquerschnitten. Oberhalb der Achse wird die horizontale Strahlenvelope, unterhalb der Achse die vertikale dargestellt. In vertikaler Richtung beschneidet das Diaphragma den Strahl.

unterzogen; anschließend wurden Projektionen in den beiden Raumrichtungen x und y durchgeführt. Die Projektionen wurden gaußgefittet und die Strahlbreite, die 90% der Teilchen enthält, berechnet. Der Vergleich zwischen den in COSY Infinity berechneten und den aus den Bildern 7.11(a)-(d) ermittelten Strahlradien ist in Tabelle 7.7 zusammengefasst.

Tabelle 7.7: Vergleich der in COSY Infinity berechneten und im Experiment gemessenen Strahlradien entlang der Strahllinie vom ESR bis zur IH-Struktur.

Ort	horizontaler Radius [mm]		vertikaler Radius [mm]	
	Rechnung	Messung	Rechnung	Messung
TR1DF0	17,9	12 [†]	2,5	3
TR1DF2	10,2	13	14,1	8
TR2DF3	3,9	5	5,2	4
TR2DF4	2,2	3	6,9	7

[†] Strahl breiter als Detektor, daher Beschnitt bei 12 mm

Hierbei fällt auf, dass die theoretisch gerechneten Werte in den meisten Fällen mit den gemessenen Werten im Rahmen der gegebenen Genauigkeit der Messung gut übereinstimmen. Gegeben sind die errechneten Radien eines gefitteten Gaußprofils. Es kann davon ausgegangen werden, dass diese meist zu groß bestimmt werden, da z.B. Sekundärelektroneneffekte im Szintillator zu einer verbreiterten Darstellung als der tatsächlichen Breite des real vorliegenden Ionenstrahls führen. Bei einem Vergleich in vertikaler Richtung (siehe Tabelle 7.7, $DF2$) fällt der ge-

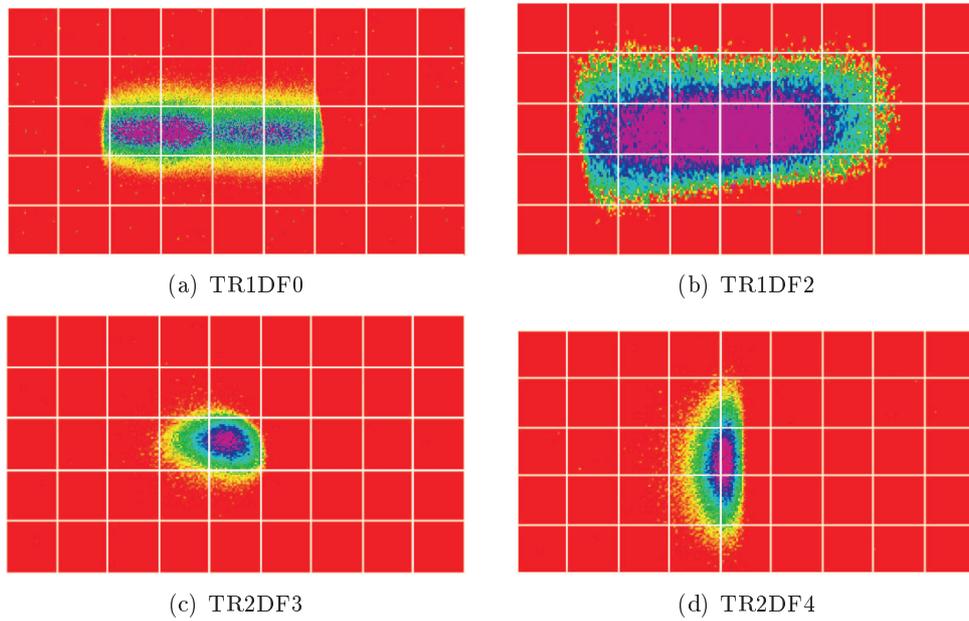


Abbildung 7.11: Strahlprofile zwischen ESR und IH-Struktur im Oktober 2008 mit $^{64}\text{Ni}^{28+}$ -Strahl. Die Darstellung der Intensitäten ist zur besseren Darstellung im Farbdruk individuell aufgespreizt. Der Abstand zwischen zwei weißen Linien beträgt in allen Bildern 5 mm .

messene Wert zu klein aus. Dies kann zumindest im Fall von $TR1DF2$ auf das zu großzügig geschnittene Untergrundrauschen zurückgeführt werden.

Kapitel 8

Entwicklung und Aufbau einer Emittanzmessanlage für hoch- und niederenergetische Ionen bei kleinsten Intensitäten

Wie bereits im Kapitel 6 beschrieben, kann mit der Anlage, die bei GSI konstruiert und gebaut wurde, nur bei vergleichsweise hohen Strömen und hohen Energien die Emittanz gemessen werden. Auch der Austausch des P-43 Szintillators durch beispielsweise einen YAG-Kristall mit höherer Photonenausbeute ist auf Grund des Kalibrierverfahrens mit dem Laser nicht möglich. Der Kristall reflektiert auf Grund seiner Gitterstruktur nur in bestimmte Raumrichtungen, die in dem vorgegebenen Aufbau mit der Kamera nicht realisiert werden können.

Daher wurde eine neue Emittanzmessanlage entwickelt und aufgebaut, mit der eine Einzelschuss-Messung vor allem bei niedrigen Energien und niedrigen Intensitäten möglich wird und die kompakter und somit flexibler einsetzbar ist. Die Anlage kann aber auch bei höheren Energien und Intensitäten eingesetzt werden. Allerdings muss der Strahl dann *gechoppt* werden, um den Detektor nicht zu zerstören. Weiterhin ist die neue Anlage in der Lage, die Emittanz zeitaufgelöst zu messen, indem der Verstärker gepulst wird und somit Trajektorien nur zu definierten Zeiten gemessen werden.

8.1 Gesamtkonzept

Im Gegensatz zur bestehenden Anlage sollte die neue Messapparatur bedeutend kleiner und damit auch flexibler einsetzbar sein. Daher wurde der neue Messkopf auf Basis eines CF-150-Flansches geplant, wobei keine weiteren Aufbauten zur Kalibrierung nötig sind. Die eigentliche Messanlage besteht aus zwei Detektoren: der Pepperpot-Einzelschuss-Emittanzmessanlage und einer Faraday-Tasse zur Strommessung. Sollte für den Messkopf mit dem zugehörigen Lineartranslator kein freier Port am zu messenden Beschleuniger zur Verfügung stehen, wurde die Gesamtkonstruktion an ein Vakuumgefäß angepasst, das außer dem benötigten

CF-150-Flansch noch weitere Ports zur Verfügung stellt. Da Strahlrohre im Niederenergiebereich ($\beta < 0,1$) bei GSI meist auf Basis von CF-100-Flanschen verwendet werden, wurde auch beim vorliegenden Tank dieser Durchmesser für den Strahlrohranschluss gewählt. Weiterhin ist ein CF-150-Stutzen für die Montage eines Vakuumschiebers und einer Turbo-Molekular-Pumpe vorgesehen. Schließlich stehen weitere zwei CF-35-Flansche zur Verfügung, um beispielsweise ein Messgerät für den Restgasdruck anzubringen.

Der CF-150-Flansch, der für die Durchführung der Detektoren genutzt wird, befindet sich gegenüber der Pumpe und orthogonal zur Strahlrichtung. Die Apparatur wurde so geplant, dass ein Lineartranslator mit Schrittmotorsteuerung die beiden Detektoren jeweils sub-mm-genau im Strahl positionieren kann. Es wurde dafür ein Lineartranslator mit Faltenbalg gewählt, so dass die Konstruktion der Halterung für die Detektoren auf dem CF-150-Flansch mit fixen Haltestangen möglich wurde. Auf dem gleichen Flansch, allerdings außerhalb des Vakuumsgefäßes, ist die Kamera zur Aufnahme der Bilder der Leuchterscheinung auf dem Phosphor-Schirm fixiert. Die Kameradaten sind in Tabelle 8.1 zusammengefasst.

Tabelle 8.1: Technische Spezifikationen der Pike CCD-Kamera von AVT [AVT09].

Sensor	progressive scan CCD
Auflösung	1388x1038 Pixel
Farbtiefe	14-bit, 12-bit effektiv
Pixelgröße	6,45x6,45 μm^2
Sensorgöße	2/3"
CCD-Empfindlichkeit	400 – 1000 nm (max. 510 – 540 nm)
Trigger	Free Run, Asynchroner Hardware Trigger, Single Shot, Multi Shot, Trigger Delay etc.
Belichtungszeiten	39 μs bis 67 s
Steuerung	PC mit Glasfaser-Link oder IEEE 1394b

Über die Schrittmotorsteuerung kann entweder die Emittanzmessanlage oder die Faraday-Tasse auf Strahlachse gefahren werden. Bei der Emittanzmessung treffen die Ionen auf die Pepperpotblende, die in Abschnitt 8.2 genauer beschrieben wird. Die durch die Löcher der Blende transmittierten Teilchen driften dann die definierte Strecke von 31,8 mm, bevor sie auf der Vorderseite des Micro Channel Plates (MCP) auftreffen. Die Funktion der Signalverstärkung durch das MCP wird im Abschnitt 8.3 erläutert. Auf der Rückseite des MCP befindet sich ein Phosphorschirm, der das im MCP verstärkte Signal in ein Leuchtbild umwandelt, welches optisch detektiert werden kann. Hinter dem P-43-Szintillator befindet sich ein unter 45° angeordneter Spiegel, damit die Kamera das Bild unter einem Winkel von 90 Grad ohne Verzerrung aufnehmen kann. Bei der Auswahl des Objektivs wurde auf ein hohes Auflösungsvermögen und eine möglichst geringe Verzeichnung geachtet, da der Messfehler nicht durch die Wahl eines billigen Objektivs vergrößert werden soll. Bei diesem Aufbau kommt daher ein MeVis C der Firma Linos mit einer Festbrennweite von $f = 50 \text{ mm}$ zur Anwendung. Das maximale Öffnungs-

verhältnis $\frac{1}{\kappa} = \frac{D}{f}$ beträgt 1:1,8 mit κ als Blendenzahl, D dem Durchmesser der Eintrittspupille und f der zugehörigen Brennweite des Linsensystems. Somit ist es möglich, sehr viel Licht durch das Objektiv auf den CCD-Chip der Kamera zu bringen. Als Vakuumschauglas wird ein Standardglas aus Borsilikat auf einem CF-35-Flansch verwendet.

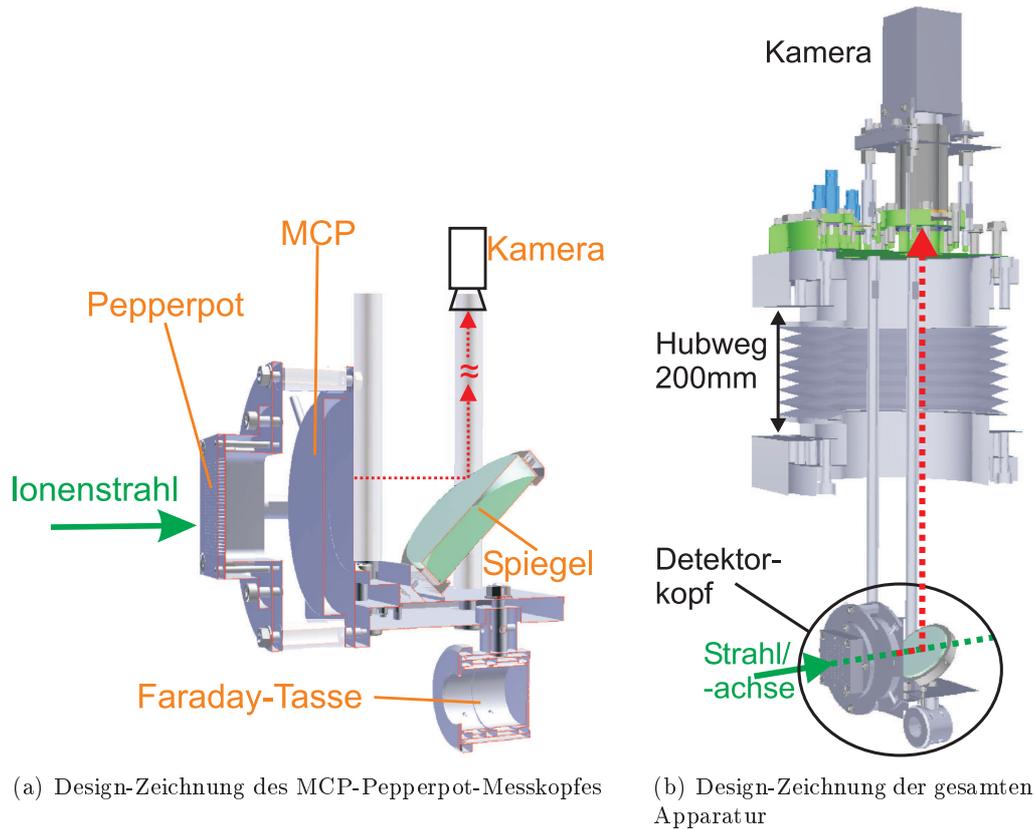
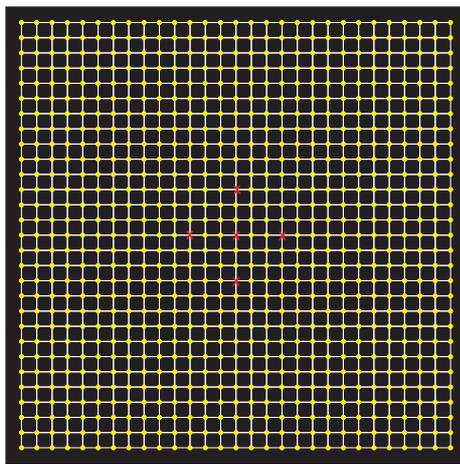


Abbildung 8.1: Neue MCP-Einzelschuss-Emittanzmessanlage. (a) Gesamtübersicht mit Schnitt. (b) Die Ionen treffen von links auf die Blende auf, driften bis zum MCP, werden dort verstärkt und rufen eine Leuchterscheinung auf dem P-43-Schirm hervor, der rückseitig am MCP montiert ist. Dieses Leuchten wird mit der Kamera über den 45-Grad-Spiegel beobachtet.

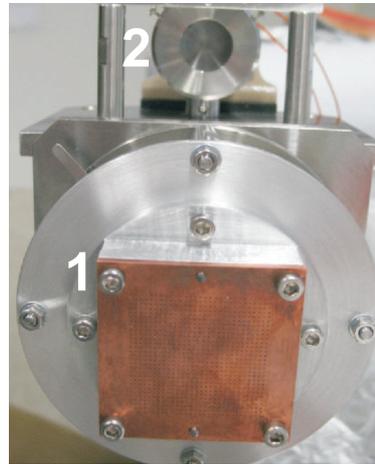
8.2 Blende und Kalibrierung

Die Kompaktheit der neuen Anlage und vor allem die Funktionsweise des MCP erlauben keine Kalibrierung des Systems wie bisher mit einem Laser. Daher musste eine Alternative gefunden werden, die ohne den Einsatz externer Kalibrierwerkzeuge auskommt. Eine ähnliche Emittanzmessanlage am Brookhaven National Laboratory (BNL) hat das zentrale Loch der Blende verschlossen, um eine Position des Strahls definieren zu können. Sie kann aber nicht auf variierende optische

Detektionseigenschaften eingehen. Diese Möglichkeit sollte bei dieser Anlage bestehen. Daher wurde nicht nur das zentrale Loch, sondern zusätzlich vier weitere verschlossen, so dass für x- und y-Richtung jeweils 3 Kalibriermarken zur Verfügung stehen (siehe Abbildung 8.2). Um eine bessere Ortsauflösung als bei der bisherigen Anlage zu erreichen, konnte der Lochabstand auf Grund einer anderen Kalibrationsmethode von $1,6\text{ mm}$ auf 1 mm reduziert werden. Um trotzdem einen großen Strahl vermessen zu können, wurde die Anzahl der Löcher auf eine regelmäßige Matrix von 29×29 Löchern erweitert. Somit stehen im Vergleich mit der „alten“ Anlage maximal 836 Messpunkte statt nur 361 Punkte bei kleinerer Gesamtfläche zur Verfügung.



(a) Schematische Darstellung der Pepperpot-Blende



(b) Foto des komplett aufgebauten Messkopfes

Abbildung 8.2: Darstellung der neuen Pepperpot-Blende. (a) Schematische Zeichnung: Der Lochabstand beträgt 1 mm und der Lochdurchmesser $0,1\text{ mm}$. Die Maske enthält eine Matrix von 29×29 Löchern. (b) Fotografie der Pepperpot-Blende (1) und der Faraday-Tasse (2).

Die eigentliche Blende ist eine $100\text{ }\mu\text{m}$ dicke Wolframfolie, die wie ein Sandwich zwischen einer Kupferplatte und einem Aluminiumrahmen gehalten wird (Abbildung 8.3). Ende der 90er Jahre wurden die Lochblenden bei GSI funkenerodiert. Dieses Verfahren ist sehr genau, aber auch sehr aufwändig und somit sehr teuer. Da sich in den letzten Jahren die Mikromechanik mit Lasern sehr weiterentwickelt hat, wurde die hier verwendete Blende von einem externen Unternehmen lasergebohrt. Das Ergebnis wurde unter dem Lichtmikroskop bei maximaler Vergrößerung beurteilt. Es scheint nicht schlechter, bei bedeutend weniger Kosten zu sein.

Die Kupferplatte und der Alu-Rahmen haben die Aufgabe eine mechanische Stabilität der Folie zu gewährleisten. Außerdem verteilt vor allem die Kupferplatte die Wärme schnell und gleichmäßig, die beim Ionenbeschuss entsteht. Diese ist v.a. für den Einsatz bei hohen Repetitionsraten nicht unerheblich, da in jedem Fall weniger als 1% der Ionen durch die Blendenlöcher transmittiert und 99% der

Energie auf der Blende *gedummt* wird. Um eine ideale Justierung zu gewährleisten, wurden zusätzlich zu den Verschraubungen der Platte und Folie Passstifte integriert.

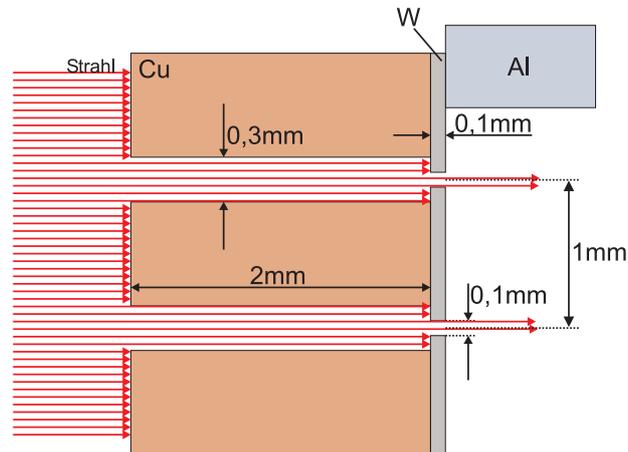


Abbildung 8.3: Querschnitt durch die neue Pepperpotblende mit Dimensionen. Der zur Fixierung und Wärmedistribution verwendete Kupferblock ist rötlich dargestellt. Grünlich eingefärbt ist die Wolframfolie zur Definition des Strahls für die Messung.

Bis zum finalen Design der neuen Blende wurden einige Simulationsrechnungen mit Pamila-Transport durchgeführt, da in diesem Teilchentracking-Programm bereits eine Pepperpot-Blende bereitgestellt wird. Ziel war es, den Abstand der Löcher zu minimieren, um eine möglichst hohe Ortsauflösung zu erreichen, ohne dass sich die Spots der Teilstrahlen bei niedrigen Energien bzw. großen Emittanzen auf dem MCP/Leuchtschirm überschneiden. Für diese Simulation wurden Designstrahlparameter am Ausgang des Debunchers hinter dem HITRAP-RFQ verwendet und schließlich die oben beschriebenen Parameter für die Pepperpot-Geometrie bestätigt.

8.3 Micro Channel Plate

Um eine Intensitätsverstärkung des Messsignals bei niedrigen Intensitäten und Energien zu erhalten, wird ein Micro Channel Plate (MCP) eingesetzt. Dieses kann als eine ortsaufgelöste Elektronenvervielfachereinheit verstanden werden.

Durch Anlegen einer Spannung V_D zwischen dem MCP-Eingang und dem MCP-Ausgang wird ein Potentialgefälle entlang der Kanäle erzeugt (Abbildung 8.4).

Wenn nun ein Ion oder auch ein Elektron, ein Röntgenquant oder andere Teilchen auf der Eingangsseite auf die Innenwand eines Kanals treffen, werden mehrere Sekundärelektronen freigesetzt. Diese werden durch die von Außen angelegte Spannung in parabelförmigen Bahnen in Richtung Ausgangsseite in Abhängigkeit von ihrer Initialgeschwindigkeit beschleunigt. Sie treffen wieder auf die Wand und erzeugen wiederum weitere Sekundärelektronen und führen zu einer Entladungs-

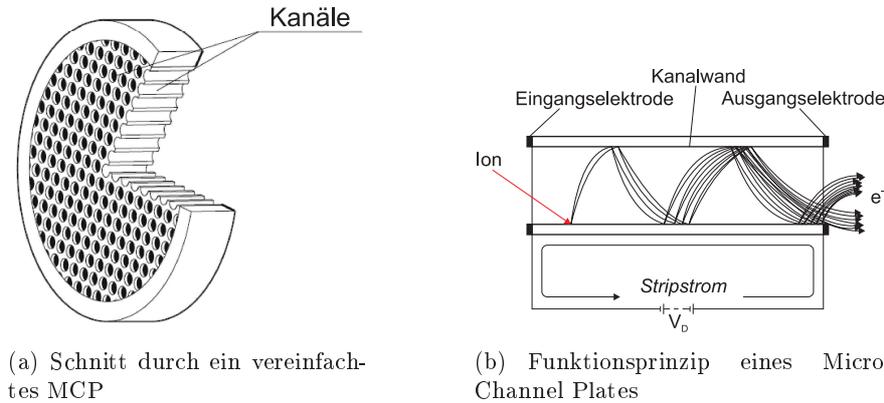


Abbildung 8.4: Funktionsprinzip und Schnitt durch ein vereinfachtes Micro Channel Plate. (a) illustriert die Lawinenfunktion der Elektronen in den einzelnen Kanälen. (b) zeigt den Schnitt durch ein vereinfachtes rundes MCP. nach [Ham09]

lawine. Dieser Lawineneffekt setzt sich bis zum Ausgang fort.

Beim hier eingesetzten MCP-Assembly wird als Anode hinter dem MCP ein Phosphorschirm eingesetzt. Auf diesem wird durch den Aufprall der Elektronen ein Szintillationseffekt erzielt, der mit der Kamera aufgenommen wird (siehe Abbildung 8.5(a)).

Es ist möglich, mehrere MCPs hintereinander zu schalten. Es sind 1-, 2- und 3-schichtige MCPs erhältlich (Abbildung 8.5(a)). Man muss jedoch beachten, dass zwar mit jeder Stufe die Verstärkung zunimmt, aber auch die Auflösung abnimmt. Da bei dieser Anlage keine maximale Verstärkung notwendig ist, wurde für diese Emittanzmessanlage ein Einschicht-MCP gewählt (Abbildung 8.5(b)), um die maximale Auflösung zu erreichen.

Die technischen Spezifikationen für das zum Einsatz kommende Hamamatsu Einzel-Schicht-MCP-Assembly sind in folgender Tabelle 8.2 dargestellt.

Tabelle 8.2: Technische Spezifikationen des Hamamatsu Einzel-Schicht-Micro Channel Plate-Assembly.

Anzahl MCPs	1
ΔU_{max} (MCP _{in} -MCP _{out})	1 kV
ΔU_{max} (MCP _{out} -Anode)	4 kV
effektiver Durchmesser	42 mm
Durchmesser je Microchannel	12 μ m
Abstand MCP-Phosphor	1,0 mm
Szintillator	P - 43
Zentrale Wellenlänge	545 nm
Leuchtdauer _{10%}	1 ms

Aus den Geometriedaten berechnet sich, dass die Anlage eine Strahlwinkelakzep-

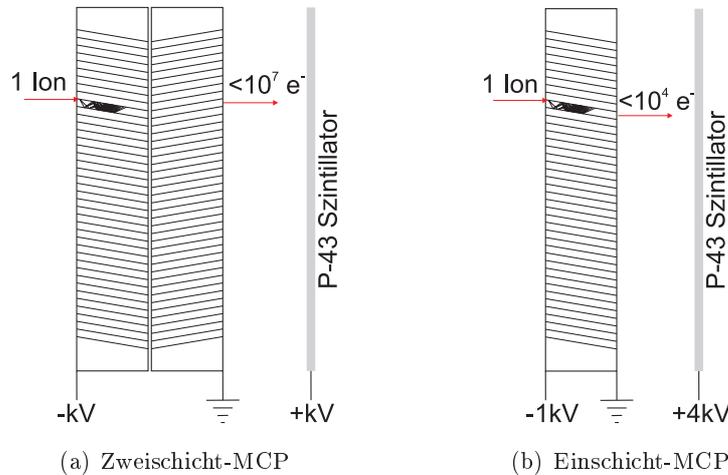


Abbildung 8.5: Einschicht- und Mehrschicht-MCP. (a) Beim Mehrschicht-MCP kann eine Verstärkung von 10^7 erreicht werden. (b) Ein MCP mit nur einer Schicht verstärkt typischerweise im Bereich von 10^4 . Weiterhin sind die Potentiale und Elektroden des MCPs aus diesem Aufbau angegeben.

tanz von 20 mrad sowie ein Auflösungsvermögen von $1,6 \text{ mrad}$. Zum Vergleich kann die GSI-Pepperpotanlage zwar $0,3 \text{ mrad}$ auflösen, jedoch nur in einem Akzeptanzbereich von 10 mrad .

Der Einsatz eines MCP hat den Vorteil, dass auch zeitveränderliche Vorgänge detektiert werden können. Bei dem hier eingesetzten Assembly wird als Szintillator ein P-43-Schirm eingesetzt, der eine Leuchtdauer von 1 ms hat. Das MCP kann gepulst betrieben werden. Dadurch wird das Rauschlevel minimiert, da nur zum Aufnahmezeitpunkt der Kamera auf dem MCP auftreffende Teilchen verstärkt werden. Die Kamera benötigt für eine Bildaufnahme 30 ms , wobei die minimale Belichtungszeit bei $39 \mu\text{s}$ liegt. Sie ist somit der begrenzende Faktor. Durch diese Technologie wird es erstmalig möglich, die Emittanz zeitveränderlich zu messen.

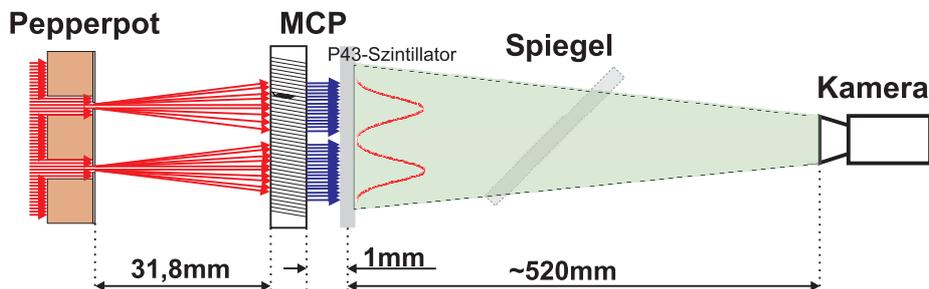
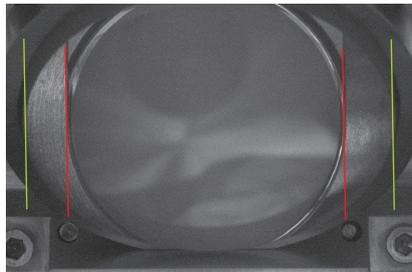


Abbildung 8.6: Schematischer Messaufbau der neuen Pepperpot-Anlage. Die Ionen treffen von links auf die Pepperpot Blende, ein Teil wird transmittiert und driftet bis zum MCP. Dort wird die Verteilung durch ortssensitive Elektronenvervielfachung verstärkt. Die Verteilung wird auf dem Szintillator abgebildet und von der Kamera aufgenommen.

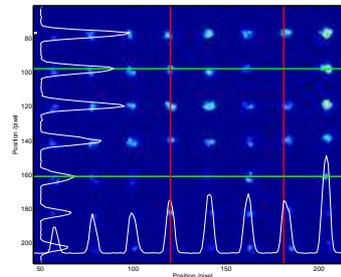
8.4 Auswertesoftware für das neue System

Als Grundlage für die Auswertesoftware der neuen Pepperpot-Anlage wurde die bereits zuvor entwickelte Software der alten Anlage verwendet. Die vorhandenen Funktionen mussten allerdings für diesen Einsatz angepasst werden, da beispielsweise kein Kalibrierungsbild mit einem Laser mehr zur Verfügung steht.

Wie bereits beschrieben, wurde beim Design der Aperturmaske darauf geachtet, Anhaltspunkte für die Kalibrierung zu haben. Daher wurden, wie in Abbildung 8.2 dargestellt, zentral liegende Löcher verschlossen. Da angenommen wird, dass im Zentrum des Strahls keine Aberationen auftreten, wird der Abstand zwischen zwei verschlossenen Löchern in vertikaler und horizontaler Richtung dazu verwendet, um Kalibrierpositionen zu berechnen. Es wird dazu der Schwerpunkt der Projektionen ermittelt. Dieser Abstand in Pixeln beträgt genau 3mm in Weltkoordinaten. Diese Berechnung wurde anhand von zwei anderen Messverfahren verifiziert. Dabei wurden bekannte Längen von beobachtbaren Bauteilen unter Einstrahlung von Licht gemessen. Bei der ersten Inbetriebnahme der Anlage während der HITRAP-Strahlzeit am 12. April 2009 wurde über die interne Kalibrierung ein Umrechnungsfaktor von 20,3 Pixel/mm errechnet. Über die Vermessung des Spiegeldurchmessers (50mm) sowie des Kantenabstandes der MCP-Halterung (40mm) unter Lichteinstrahlung wurde ein Faktor von 20,4 Pixel/mm ermittelt (siehe Abbildung 8.7). Da diese Messungen nur im Bereich von 5‰ abweichen, kann davon ausgegangen werden, dass kein signifikanter Fehler durch diese Art der Kalibrierung erzeugt wird.



(a) Vergleichskalibrierung



(b) Standard-Kalibrierung

Abbildung 8.7: Überprüfung der Kalibrierung der MCP-Pepperpot-Anlage. (a) Vermessen bekannter Längen von MCP-Halterung (40mm, rot) und Spiegel (50mm, grün). (b) Überprüfung anhand der verwendeten Lochmaske mit Kalibriermarken.

Durch den Konversionsfaktor von 20,3 Pixel/mm ergibt sich automatisch mit der fixen Driftstrecke der Ionen von 31,8 mm eine Winkelauflösung von lediglich 1,55 mrad, was hauptsächlich durch das verwendete Objektiv der CCD-Kamera zustande kommt, das kurzfristig zu dieser Strahlzeit eingebaut wurde. Durch eine bessere Anpassung des Objektivs an die vorgegebene Geometrie ist es prinzipiell möglich, mit wenig Aufwand eine Winkelauflösung von 0,7 mrad zu erhalten.

Weitherhin wurde die Auswertesoftware erweitert, so dass auch bei Bildern mit gleichmäßigem und auch bei nicht linearem Rauschen im Bild eine sehr präzise Auswertung möglich wird. Dazu werden in den Projektionen des Originalbildes die Minima berechnet und durch diese ein Polynomfit (n-1)-ten Grades gelegt. Dieser wird als Grundrauschen definiert und vom Datensatz subtrahiert. Beispielhaft ist dies für eine Messung in Abbildung 8.8 dargestellt.

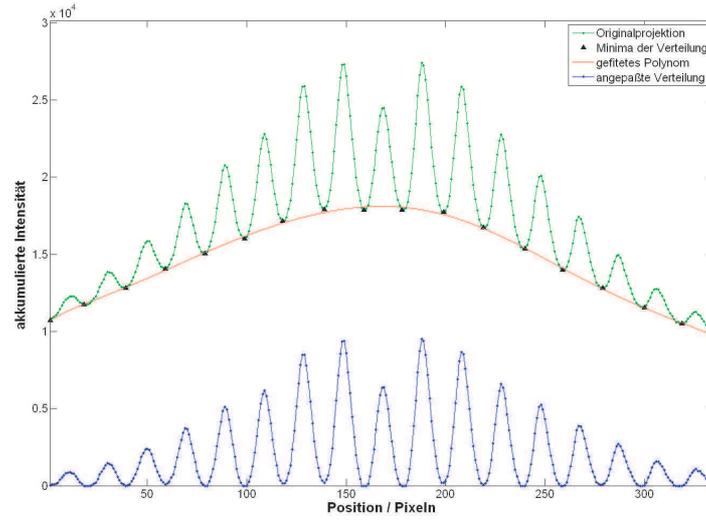


Abbildung 8.8: Entfernung des Grundrauschens im Bild. Polynomfit durch die Intensitätsminima und Subtraktion dieses Fits von den Original-Projektionsdaten.

Da in der mittleren Zeile und Spalte der Lochblende jeweils drei und in der +/- dritten Spalte und Zeile von diesem Mittelpunkt jeweils ein Loch verschlossen ist, müssen diese Intensitätsunterschiede in den Projektionen zurückgerechnet werden. Ansonsten würden die entsprechenden Zeilen und Spalten mit weniger als ihrer eigentlichen Intensität gewichtet werden. Dazu wird der fehlende Intensitätsanteil approximiert und den entsprechenden Zeilen und Spalten hinzuaddiert.

8.5 Testmessungen der neuen Anlage mit HITRAP-Strahl

Die Anlage wurde zum ersten Mal im hinteren Teil der LEBT bei HITRAP in Betrieb genommen. Die verwendete Ionensorte war $^{136}\text{Xe}^{54+}$. Der Strahlstrom, der auf der Pepperpot-Blende deponiert wurde, betrug zu diesem Zeitpunkt ungefähr 200 nA , von denen etwa 1% durch die Blende transmittiert werden und auf das MCP treffen. Dabei wurde das MCP an der maximalen Spannungsgrenze von -1 kV ($MCP_{in}-MCP_{out}$) und $+4\text{ kV}$ ($MCP_{out}-Anode$) betrieben. Der Strahl, der den RFQ und Debuncher verlässt, driftet durch eine Pumpkammer in den ersten LEBT-Rezipienten. Die dort befindlichen Einzellinsen wurden für die Inbetriebnahme der Anlage nicht erregt. Einfluss auf den Strahl hatte einzig das

Diaphragma, was als Teil einer differentiellen Pumpstufe dient und einen Durchmesser von 8 mm sowie eine Länge von 30 mm aufweist. Anschließend driften die Ionen in die zweite LEBT-Kammer, die geometrisch identisch zur ersten aufgebaut ist. Die Driftstrecke bis zur Aperturblende (Pepperpot) beträgt ungefähr 200 mm . Ist die Hochfrequenz am RFQ eingeschaltet, platzt der Strahl auf dieser Driftstrecke auf ungefähr 12 mm Durchmesser auf. Der RFQ wirkt als überfokussierende Linse.

Eine einfache Energieanalyse an diesem Punkt brachte kein Ergebnis, welche Energien im Strahl vorliegen. Die elektrostatischen Einzellinsen wurden bis auf $+20\text{ kV}$ erregt ohne dass sich der Strahlspot merklich änderte. Das bedeutet, dass der Anteil der abgebremsten Ionen bei der Nominalenergie von 6 keV/u verschwindend gering oder gar nicht existent war. Bei ausgeschalteter Hochfrequenz hatte der Strahlspot auf der Pepperpot-Blende einen Durchmesser von ca. 8 mm entsprechend des Diaphragmas.

Es wurde eine Auswertung der Daten zu Testzwecken vorgenommen. Die Ergebnisse sind jedoch nur schwer interpretierbar, weil zum Zeitpunkt der Messung mit Sicherheit ein Energiegemisch mit einer Unschärfe von $\Delta E \approx 3,99\text{ MeV/u}$ vorlag. Weiterhin liegt eine im Vergleich zur Hochstrom-Pepperpot-Emittanzmessanlage, die in Kapitel 6 beschrieben wurde, nur eine mittelmäßige Winkelauflösung von $1,5\text{ mrad}$ vor, da das Objektiv der CCD-Kamera zu diesem Zeitpunkt nicht optimal gewählt war. Dies erzeugt einen Fehler bei der Messung, der mit 15-20% abgeschätzt wurde. Abbildung 8.9 zeigt die Original- sowie eine herangezoomte Aufnahme der Spots.

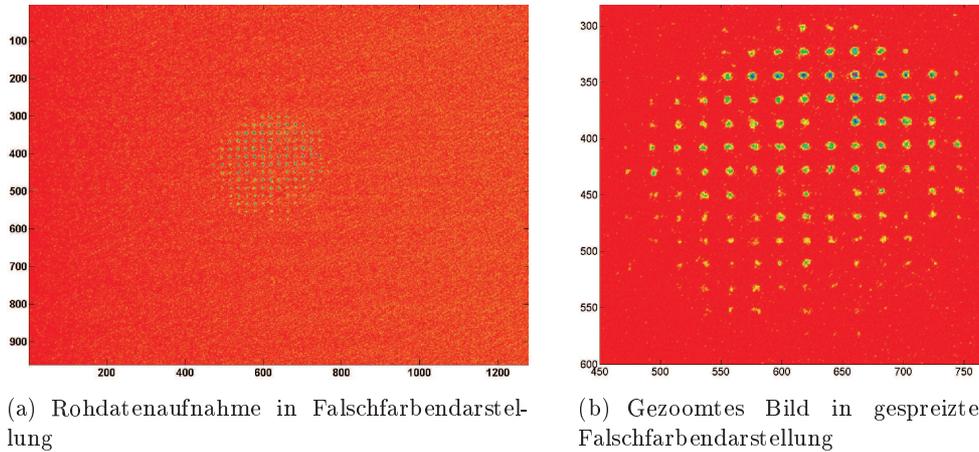


Abbildung 8.9: Pepperpot-Aufnahme hinter dem RFQ in der LEBT-Kammer. Originalbild ohne Hardwarezoom der Leuchterscheinung auf dem Phosphorschirm des MCP in gespreizter Falschfarbendarstellung (a). Softwarezoom des gleichen Bildes (b).

Die Auswertung des Materials mit der angepassten Software erzeugt die in Abbildung 8.10 gezeigten Projektionen (a und b) sowie die Phasenraumdarstellungen mit berechneten Parametern (c und d).

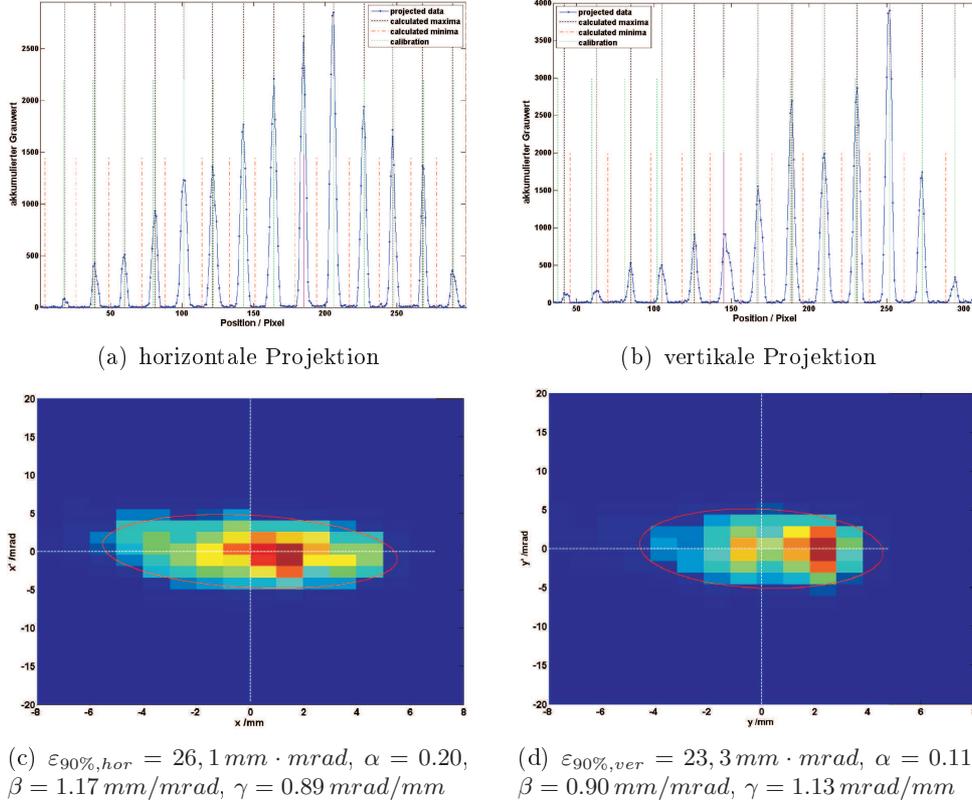


Abbildung 8.10: Auswertung einer Pepperpot-Testaufnahme hinter dem RFQ bei HITRAP (mit *HF00003.bmp*). (a) horizontale Projektion, (b) die vertikale Projektion der Daten, (c) Auswertung der horizontalen Phasenraumverteilung und (d) Auswertung der vertikalen Phasenraumverteilung.

Alle während dieses ersten Tests aufgenommenen Bilder wurden analysiert. Die Ergebnisse sind in Tabelle A.8 dargestellt. Eine Zusammenfassung gibt die folgende Tabelle 8.3.

Tabelle 8.3: Zusammenfassung der Messreihe mit der MCP-Pepperpot-Anlage und Xe-Strahl an HITRAP. Die IH-Struktur war bei allen Messungen in Betrieb. Emittanzen sind in $[mm \cdot mrad]$ angegeben.

Betriebsart	$\varepsilon_{x,90\%}$	$\varepsilon_{y,90\%}$
RFQ-HF aus	21,3	18,3
RFQ-HF an	27,8	24,6

Die absoluten Zahlenwerte sind nicht aussagekräftig, da der oben beschriebene Energiemix vorlag. Die Standardabweichungen für die vier Messungen liegen zwischen $0,7$ und $1,2 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ was deutlich macht, dass bei gleichen Beschleunigereinstellungen die Werte nur minimal schwanken, was die Verlässlichkeit des Auswertungsalgorithmus und die Stabilität der Beschleunigerkomponenten ver-

muten lässt.

Der $6\text{ keV}/u$ -Strahl hinter dem RFQ hat laut dem Design eine Emittanz von $100,3\text{ mm}\cdot\text{mrad}$, der $500\text{ keV}/u$ -Strahl hinter der IH von $9,2\text{ mm}\cdot\text{mrad}$. Der gemessene Strahl enthält Teilchen bei all diesen Energien sowie bei weiteren theoretisch möglichen Zwischenenergien. Geht man davon aus, dass sich mehr Teilchen bei höheren (kleine Emittanz) und weniger Teilchen bei der nominalen niedrigen Energie (große Emittanz) befinden, würde die Teilchendichte im Phasenraum vom Urprung aus nach außen weiterhin abnehmen und somit eine größere Phasenraumfläche belegen als bei $4\text{ MeV}/u$, jedoch eine kleinere als bei $6\text{ keV}/u$. Insofern scheint der gemessene Zahlenwert realistisch zu sein.

Es ist deutlich zu erkennen, dass der Emittanzwert bei Hinzuschaltung des RFQs ansteigt (vergleiche Messungen *ohne_HF000...* und *mit_HF000...* in Tabelle A.8). Dies erklärt bei einer Abbremsung eines Teils der Ionen den um $\sim 6\text{ mm}\cdot\text{mrad}$ angewachsenen Emittanzwert.

8.6 Benchmarking mit einer Schlitz-Gitter-Emittanzmessanlage

Um die Funktionalität der neuen Anlage zu verifizieren, wurde eine Vergleichsmessung mit einer Schlitz-Gitter-Emittanzmessanlage sowie anschließend ein Vergleich zwischen einer Ionenextraktionsmessung aus einer Gabor-Plasmalinse und deren Simulation durchgeführt.

Die Schlitz-Gitter- wie auch die Pepperpot-Anlage wurden während dem Experiment an einer Volumen-Ionenquelle betrieben (siehe Abbildung 8.11). Hinter der Quelle befindet sich ein Differentialpumptank und in Strahlrichtung dahinter die Schlitz-Gitter-Anlage, die in vertikaler Richtung messen kann. In Strahlrichtung hinter der scannenden Emittanzmessanlage wurde die MCP-Pepperpot-Einzelschuss-Anlage in einem Kreuzstück montiert. Relevante Größen sind in Abbildung 8.11 angegeben. Idealerweise würde man die Vergleichsmessung genau am gleichen Ort machen - also die Pepperpot-Messung am Ort der Schlitzblende durchführen. Dies war aus technischen Gründen allerdings nicht möglich. Daher wurde die gemessene Verteilung am Ort der Schlitzblende verwendet und in einem Teilchentrackingprogramm zum Ort der Pepperpot-Blende transformiert.

8.6.1 Referenzmessung der Emittanz mit der Schlitz-Gitter-Anlage

Die Ionenquelle liefert hohe Strahlintensitäten, die das MCP der Pepperpot-Anlage zerstören könnten. Das Child-Langmuir-Gesetz für raumladungsbegrenzte Stromdichte besagt, dass bei der Ionenextraktion aus der Quelle gilt:

$$j_{CL} = \frac{4}{9} \cdot \epsilon_0 \cdot \sqrt{\frac{2q}{m}} \cdot \frac{U^{3/2}}{d^2} \quad (8.1)$$

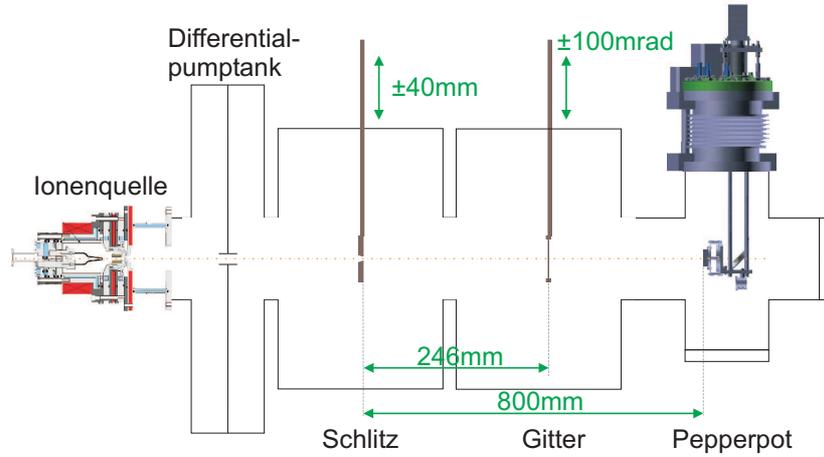


Abbildung 8.11: Ionenquelle, Differentialpumptank, Schlitz-Gitter-Emittanzmessanlage und Pepperpot-Anlage (v.l.n.r.).

mit ε_0 der elektrischen Konstante, q der Ionenladung, m der Ionenmasse, U der Extraktionsspannung und d dem Abstand zwischen Extraktions- und Abschirmelektrode [Boi02]. Da die meisten Parameter nicht verändert werden sollten, wurde die Ionenmasse durch den Einsatz von Argon statt Helium erhöht, um den Ionenstrom zu minimieren. Die einfach geladenen Ionen wurden mit einer Spannung von 6 kV aus der Quelle extrahiert und der Ionenstrom somit bis auf 400 nA reduziert, so dass bei der späteren Pepperpotmessung das MCP nicht beschädigt werden konnte. Trotz des geringen Strahlstroms war es möglich, eine Schlitz-Gitter-Messung an der Intensitätsuntergrenze der Anlage durchzuführen. Weiterhin sind die Extraktionsparameter und der damit erzeugte Strahl der Ionenquelle hinreichend bekannt, so dass auch hier ein weiterer Überprüfungsmechanismus eingesetzt werden konnte. Der fahrbare Schlitz der Anlage hat eine Breite von $0,1\text{ mm}$, ebenso die Drähte, die die Winkelverteilung der transmittierten Ionen detektieren. Der Drahtabstand beträgt lediglich 1 mm . Durch Zwischenschritte beim Verfahren des Gitters kann die Winkelauflösung bei fixierter Schlitzposition stark erhöht werden.

Die Phasenraumverteilung in der vertikalen Ebene wurde gemessen und ist in Abbildung 8.12(b) dargestellt.

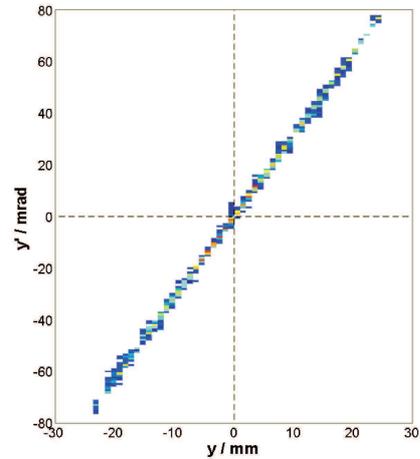
Die Parameter zur Beschreibung der Emittanzellipse berechnen sich auf Grund der Phasenraumverteilung zu den Werten, die in Tabelle 8.4 aufgeführt sind.

Bei der Betrachtung der Emittanzen und Phasenraumverteilungen muss im Folgenden darauf geachtet werden, dass der Emittanzwert durch die relativ grobe Diskretisierung der Daten stark fehlerbehaftet ist. Der Fehler der Emittanz $\Delta\varepsilon_y$ hängt unter anderem vom Ortsfehler Δy und Winkelfehler $\Delta y'$ ab [Sar94]. Eine grobe Abschätzung des Diskretisierungsfehlers lässt sich berechnen durch

$$\Delta\varepsilon < \frac{2 \cdot (x_{max} \cdot \Delta x' + x'_{max} \cdot \Delta x)}{\pi}. \quad (8.2)$$



(a) Schlitz-Gitter-Emittanzmessanlage



(b) y-Phasenraumverteilung der Schlitz-Gitter-Messung

Abbildung 8.12: Schlitz-Gitter-Emittanzmessanlage und gemessene Phasenraumverteilung.

Tabelle 8.4: Emittanz und Ellipsenparameter der Messung der Phasenraumverteilung mit der Schlitz-Gitter-Anlage.

$\varepsilon_{y,90\%} [mm \cdot mrad]$	64,6
$\alpha [^\circ]$	-29,6
$\beta [mm/mrad]$	9,5
$\gamma [mrad/mm]$	92,6

Dies wird in Abbildung 8.13 grafisch verdeutlicht.

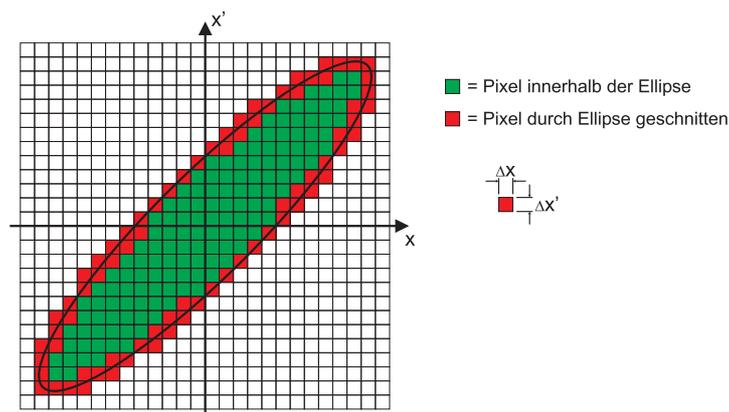


Abbildung 8.13: Darstellung der Berechnung des Fehlers durch Diskretisierung der Daten.

Im Fall der Pepperpot-Anlage erhält man für die folgenden Messungen eine Ungewissheit von maximal $28 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ und im Fall der Schlitz-Gitter-Anlage von bis zu $20 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$. Diese Ungewissheiten liegen in der gleichen Größenordnung.

Dabei spielt das Auflösungsvermögen der beiden Anlagen eine erhebliche Rolle. Bei der Schlitz-Gitter-Anlage liegt es bei $0,8 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ und bei der Pepperpot bei lediglich $1,6 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$. Dies zeigt auch, dass die folgenden Vergleiche eher qualitativ als quantitativ zu sehen sind. Trotz des Fehlers beim Emittanzwert, sind die Verkippungswinkel der Emittanzellipse vergleichbar.

Anschließend wurde die gemessene Verteilung, repräsentiert durch 10.000 Teilchen, vom Ort der Messung auf der Schlitzblende zum Messort der Pepperpot-Emittanzmessanlage numerisch der Strahltransport ohne Raumladungseffekte simuliert, um sie im Anschluss mit der Einzelschussmessung vergleichen zu können. Die Ellipsenparameter, die die Verteilung nach der Drift von 800 mm beschreiben, werden in Tabelle 8.5 und die dazugehörige Phasenraumverteilung in Abbildung 8.14 dargestellt.

Tabelle 8.5: Ellipsenparameter der simulierten Teilchenverteilung am Ort der Pepperpot-Anlage.

$\varepsilon_{y,90\%} [\text{mm} \cdot \text{mrad}]$	66,4
$\alpha [^\circ]$	-37,8
$\beta [\text{mm}/\text{mrad}]$	30,5
$\gamma [\text{mrad}/\text{mm}]$	46,9

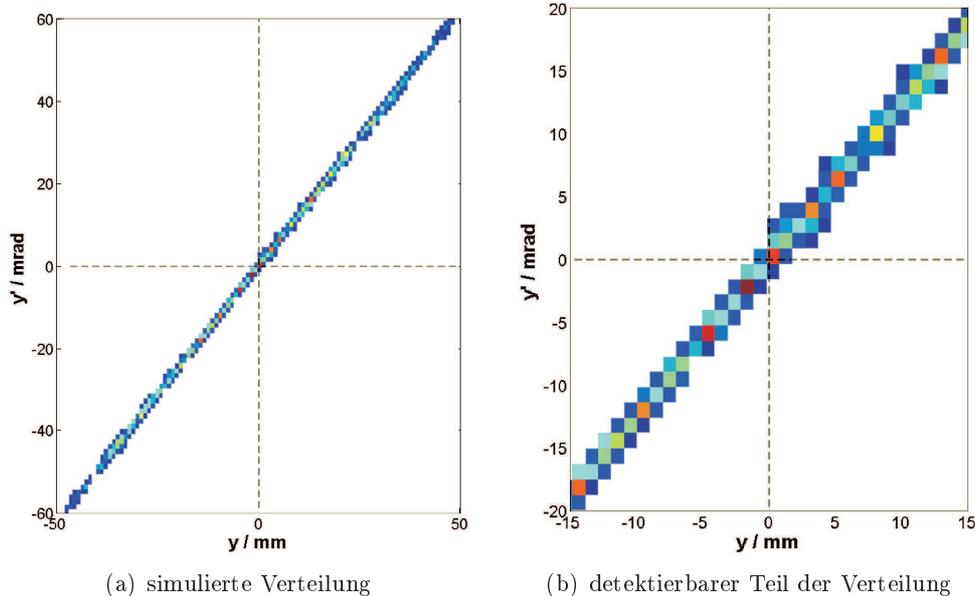


Abbildung 8.14: Getrackte Phasenraumverteilungen am Ort der Pepperpot-Blende: (a) getrackte Verteilung, (b) Ausschnitt der Verteilung, der von der Pepperpot-Anlage detektiert werden kann.

8.6.2 Messung mit der Pepperpot-Einzelschuss-Anlage

Da die Pepperpot-Anlage lediglich ein Messort von $\pm 15 \text{ mm}$ um den Nullpunkt zulässt, wird bei dieser Methode nur ein Ausschnitt aus der Phasenraumverteilung detektiert. Die Lage der Phasenraumellipse dieser Messung muss trotzdem identisch mit der in Abbildung 8.14 gezeigten Verteilung sein, da lediglich die Teilchen außerhalb des Messintervalls abgeschnitten werden und sich an der restlichen Verteilung nichts ändern darf. Der Winkel zwischen der Hauptachse der in Abbildung 8.15 gezeigten Verteilung und der Ordinate wurde nach Formel 3.44 zu $\Psi = 17,9^\circ$ berechnet.

Die Messung mit der Pepperpot-Emittanzmessanlage ergab eine abweichende Hauptachsenlage. Daher wurde der Kalibrieralgorithmus der Software überprüft. Das Ergebnis dieser Untersuchung war, dass ein Korrekturfaktor in der Kalibrierung von $0,5 \text{ Pixeln/mm}$ nötig ist, um die korrekte Ellipsenlage zu erreichen. Die gemessene Verteilung ist in Abbildung 8.15(a) und die korrigierte Verteilung in Abbildungsteil (b) dargestellt.

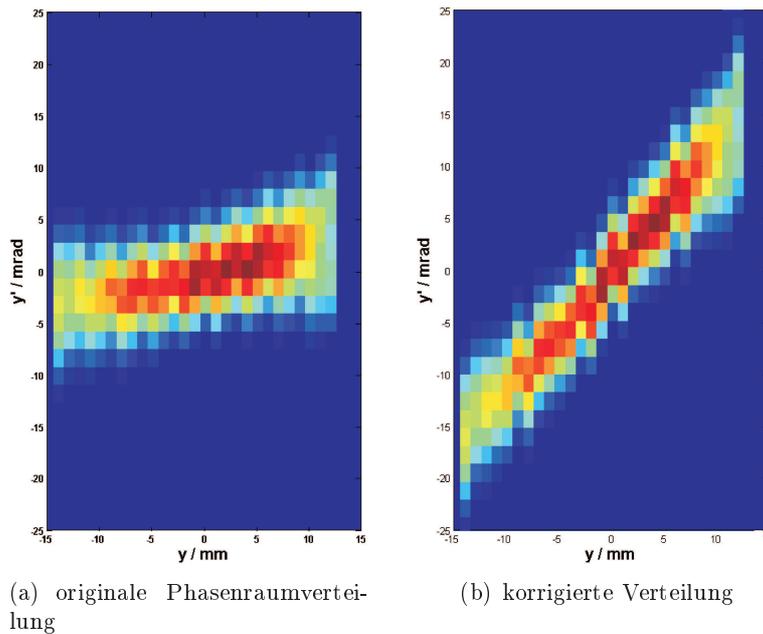


Abbildung 8.15: Pepperpot-Phasenraumverteilungen der Ionenquelle: (a) mit der Pepperpot-Methode gemessene Verteilung, (b) mit dem Faktor $0,5 \text{ Pixel}$ korrigierte Kalibrierung und daraus resultierende Verteilung.

Diese beiden Verteilungen werden durch die in Tabelle 8.6 dargestellten Werte repräsentiert. Es fällt auf, dass vor allem die Parameter α und γ sich drastisch verändern, was auf Grund der Verkippung der Ellipsenlage geschieht. Der Emittanzwert ε bleibt im Rahmen des Fehlers gleich.

Die Überlagerung der gemessenen und anschließend simulierten Schlitz-Gitter-Messung mit der Messung der MCP-Pepperpot-Anlage zeigt die sehr gute Über-

Tabelle 8.6: Vergleich der Emittanzen und Twissparameter mit und ohne Korrektur der Kalibrierung.

	keine Korrektur	Korrektur: 0,5 Pixel/mm
$\varepsilon_{y,90\%} [mm \cdot mrad]$	27,6	29,6
$\alpha [^\circ]$	-1,03	-4,17
$\beta [mm/mrad]$	3,71	3,45
$\gamma [mrad/mm]$	0,56	5,33

einstimmung, die in der folgenden Abbildung 8.16 dargestellt wird. Der numerische Vergleich findet im Anschluss in Tabelle 8.7 statt.

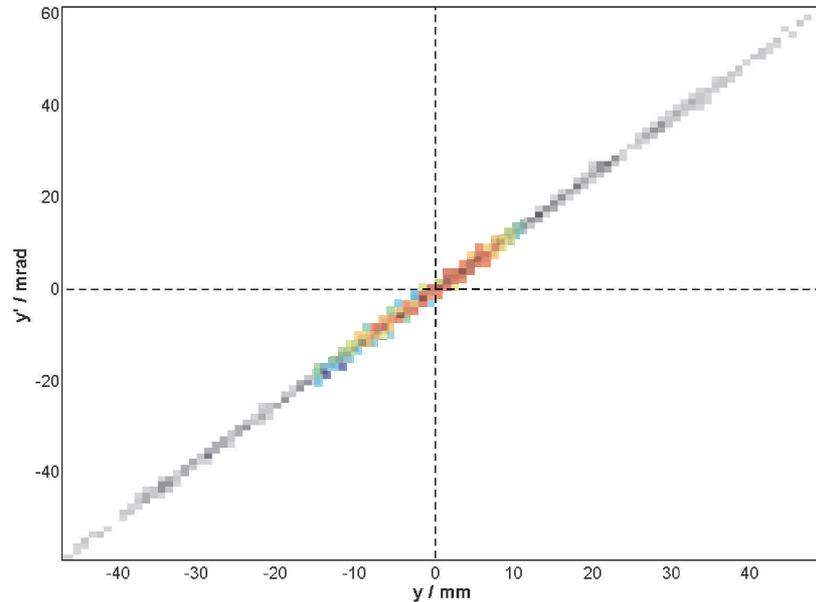


Abbildung 8.16: Vergleich der simulierten Schlitz-Gitter-Emittanzmessung und der Pepperpot-Messung. Die im Schlitz-Gitter-Verfahren gemessene und dann mit einem Teilchensimulationsprogramm getrackte Verteilung ist in Graustufen dargestellt. In Farbe überlagert ist die Messung mit der Pepperpot-Emittanzmessanlage dargestellt.

Tabelle 8.7: Numerischer Vergleich der Schlitz-Gitter-Messung und der Pepperpot-Messung.

	Schlitz-Gitter-Messung	Pepperpot-Messung
$\varepsilon_{y,90\%} [mm \cdot mrad]$	25,4	29,6
$\alpha [^\circ]$	-6,51	-4,17
$\beta [mm/mrad]$	5,24	3,45
$\gamma [mrad/mm]$	8,28	5,33

Die Emittanzen aus beiden Messverfahren sind innerhalb des Fehlers identisch. Die Twissparameter unterscheiden sich numerisch, da die Ellipse der Schlitz-

Gitter-Messung etwas schmaler ist. Aus beiden Parametersets läßt sich die Divergenz berechnen, die im Fall der Schlitz-Gitter-Methode bei 891 mrad und bei der Pepperpot-Methode bei 897 mrad liegt.

8.6.3 Messung mit der Pepperpot-Einzelschuss-Anlage an der Gabor-Plasmalinse und Vergleich mit simulierten Daten

Im Folgenden wurde diese Kalibrierung verwendet, um eine Messung extrahierter Ionen aus einer Gabor-Plasmalinse mit deren Simulation zu vergleichen.

Bei Gabor-Plasmalinsen wird zur Fokussierung eines Ionenstrahls das Raumladungsfeld einer stabil eingeschlossenen Elektronenwolke genutzt [Gab46]. Es ist eine Fokussierung erster Ordnung und ist somit wesentlich effektiver als bei konventionellen Linsensystemen. Für vergleichbare Brechkräfte müssen wesentlich geringere externe Feldstärken angewendet werden. Da durch das elektrostatische Feld fokussiert wird, ist diese unabhängig von der Ionenmasse [Meu05].

Am IAP werden Gabor-Plasmalinsen seit mehreren Jahrzehnten konstruiert, gebaut und untersucht. Durch die neue Emittanzmessanlage wurde es erstmals möglich, die Phasenraumverteilung von Ionen, die durch Restgasionisation in der Linse selbst erzeugt und anschließend extrahiert wurden, innerhalb eines sehr kleinen Zeitfensters Δt zu messen. Die Berechnung der Trajektorien wird exemplarisch in Abbildung 8.17 gezeigt.

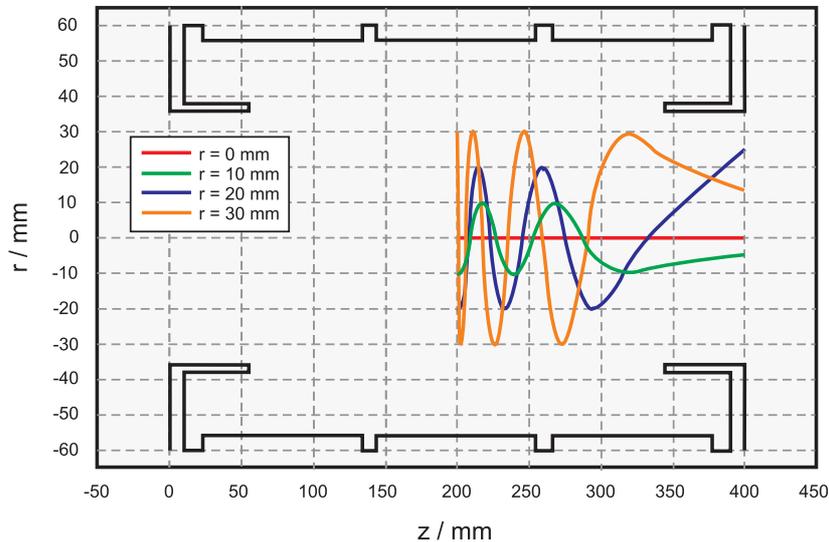


Abbildung 8.17: Extraktion von Ionen aus einer Gabor-Plasmalinse. Beispielhaft sind vier Trajektorien mit unterschiedlichen radialen Start-/Erzeugungspunkten im Linsenzentrum dargestellt. nach [Sch10a]

Am IAP werden zur Zeit Untersuchungen durchgeführt, die den Einsatz von Gabor-Plasmalinsen beim Hochstrom-Injektor-Upgrade bei GSI unterstützen sollen [Sch10b]. Dabei ist eine lineare Abbildung des Ionenstrahls erforderlich. Die

Bestimmung der zeitabhängigen Feldverteilung im Inneren der Gabor-Plasmalinse kann durch die Vermessung der transversalen Phasenräume erreicht werden. Bei dieser Messung wurde die MCP-Pepperpot-Anlage daher direkt hinter einer Gabor-Plasmalinse (Driftstrecke aus der Linse bis zum Detektor ca. 80 mm) betrieben und die Phasenraumverteilung extrahierter Ionen zeitaufgelöst aufgezeichnet. Der Ionenstrom bei der Messung an der Gabor-Plasmalinse betrug ca. 400 nA . Exemplarisch werden die Ergebnisse hier nur für die vertikale Ebene gezeigt. Die gemessene Phasenraumverteilung wird durch eine Emittanzellipse charakterisiert, die durch die Werte in Tabelle 8.8 beschrieben werden kann.

Tabelle 8.8: Gemessene Emittanz und Twissparameter an der Gabor-Plasmalinse.

$\varepsilon_{y,90\%}[\text{mm} \cdot \text{mrad}]$	47,7
$\alpha[]$	-0,49
$\beta[\text{mm}/\text{mrad}]$	0,68
$\gamma[\text{mrad}/\text{mm}]$	1,82

Die Auswertung der Messung des Phasenraums ergibt die in Abbildung 8.18 in Farbe dargestellte Verteilung. Darunterliegend in Graustufen ist das Ergebnis der Simulation hinterlegt, die die Linsenparameter aus dem Experiment verwendet. Die Ergebnisse stimmen qualitativ sehr gut überein. Sie sollen in Zukunft aber auch noch quantitativ weiter untersucht werden.

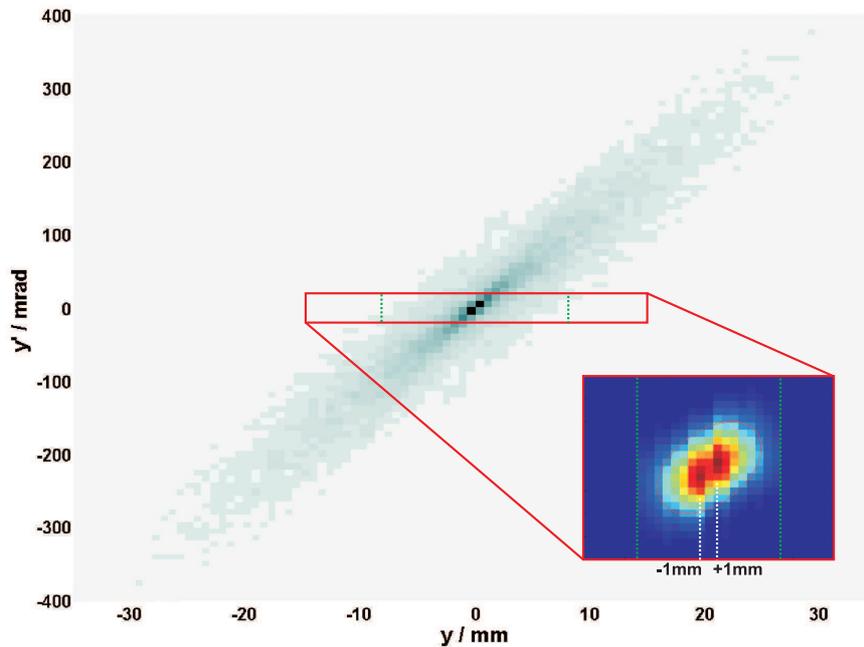


Abbildung 8.18: Phasenraumverteilung der Messung und Simulation an der Gabor-Plasmalinse. Grau ist die Simulation, farbig die Messung.

Die Simulation deckt einen sehr großen Ort sowie Winkel der Trajektorien am Ort

der Messung ab. Aus Abbildung 8.17 wird auch deutlich, dass die Trajektorien sehr große transversale Impulse bei der Extraktion erhalten. Die Emittanzmessanlage kann nur einen vergleichsweise kleinen Teil des Phasenraums abbilden. Auffällig beim Vergleich von Simulation und Messung ist der Doppelpeak bei -1 mm sowie $+1\text{ mm}$ in der Phasenraumverteilung, der primär gemessen wurde und später unter Verwendung der Parameter aus dem Experiment auch in der Simulation auftritt.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Aufbau und die Inbetriebnahme des HITRAP-Beschleunigers, im Besonderen des Bunchers und der IH-Struktur maßgeblich unterstützt. Dazu wurden verschiedene Messverfahren für die Bestimmung der Strahlqualität erprobt und erfolgreich angewendet. Zusätzlich wurden Strahldynamikrechnungen durchgeführt, welche theoretische Grundlagen zur Inbetriebnahme von HITRAP lieferten.

Es wurde durch Messungen am Hochladungsinjektor der GSI gezeigt, dass die Pepperpot-Messmethode entgegen der bis dahin vorliegenden Erfahrungen verlässliche Ergebnisse liefert, wenn man eine sorgfältige Datenauswertung durchführt. Dazu wurde sie mit einer Schlitz-Gitter-Messung sowie mit der Emittanzbestimmung via Gradienten-Methode verglichen. Die Ergebnisse stimmen innerhalb der Messgenauigkeit überein. Es zeigte sich auch, dass die richtige Auswertung der Pepperpot-Messungen kritisch ist und jede Manipulation der Bilddaten Auswirkungen auf die Ergebnisse hat.

Für die bestehende Pepperpot-Emittanzmessanlage stand nur eine undokumentierte Auswertesoftware in MATLAB zur Verfügung, die unrealistisch große Emittanzen berechnete. Daher wurde ein komplett neuer und dokumentierter Algorithmus geschrieben. Die Software wurde um diverse Auswertestrategien, wie z.B. 2-dimensionale Filterung, globaler Untergrundschnitt und schrittweise Untergrundschnitt-Evaluation erweitert. Die Funktionstüchtigkeit der Software wurde abschließend mit der anerkannten Software *ProEMI* verifiziert.

Die Emittanz des Ionenstrahls ist ein wichtiger Faktor während des Abbremsvorgangs. Bei der Inbetriebnahme des Doppel-Drift-Bunchers wurde die Emittanz mit der bestehenden Pepperpot-Einzelschuss-Emittanzmessanlage der GSI sowie mit der Methode über Quadrupolgradientenvariation gemessen. Dazu standen zwei Strahlzeiten zur Verfügung. In der ersten fand im Ring eine finale Strahlkühlung bei $4\text{ MeV}/u$ statt, in der zweiten konnte auf Grund der Strahllebensdauer im Ring kein finaler Kühlzyklus appliziert werden. Mit der Einzelschuss-Methode wurden horizontale Emittanzen von $\varepsilon_{90\%,hor} = 2,1\text{ mm} \cdot \text{mrad}$ und $\varepsilon_{90\%,hor} = 6,4\text{ mm} \cdot \text{mrad}$ gemessen. Mit der Gradientenmethode wurden zum

Vergleichen die Werte $\varepsilon_{90\%,hor} = 1,9 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ und $\varepsilon_{90\%,hor} = 3,4 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ bestimmt. Es fällt auf, dass die horizontalen Messwerte beider Verfahren bei Strahlkühlung sehr gut übereinstimmen. Bei fehlender Kühlung steht ein Faktor 2 zwischen den beiden Messverfahren. Dies könnte auf die Auswertung zurückzuführen sein. So wird ein Strahlhalo im Falle der Gradientenmessung durch die Projektion weniger Einfluss auf den Emittanzwert haben als bei der Pepperpot-Messung. Bei der Gradienten-Methode wird der Strahl transversal kontinuierlich betrachtet, bei der Pepperpot-Methode hingegen bedingt durch den Messaufbau nur diskret mit relativ großer Ortsungenauigkeit. Dies hat eine *diskrete* Emittanzanalyse zur Folge, die bei einem angenommenen Ortsfehler von einem Lochabstand, die im Phasenraum belegte Fläche vergrößern kann.

In der vertikalen Richtung wurden mit der Pepperpot-Anlage $\varepsilon_{90\%,ver} = 2,3 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ und $\varepsilon_{90\%,ver} = 6,3 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ gemessen. Im direkten Vergleich dazu mit der Quadrupolvariation erhielt man $\varepsilon_{90\%,ver} = 3,8 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ und $\varepsilon_{90\%,ver} = 5,4 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ mit einem zum Teil deutlich größeren Messfehler. Auch hier wird die Abweichung der Werte im Vergleich zur Einzelschussmessung deutlich. Für beide Verfahren wurde eine Fehlerrechnung durchgeführt, die allerdings keine systematischen Fehler beinhaltet, da diese sehr schwer abzuschätzen sind. Der Fehler wurde in der Größenordnung zwischen 5 und 10% ermittelt.

Weiterhin wurde einmalig die Emittanz eines auf 500 keV/u abgebremsten ^{58}Ni -Strahls durchgeführt. Dabei wurde die Nominalenergie von den durch die IH-Struktur transportierten höheren Energien durch einen Ablenker separiert und mittels Diamantdetektor in vertikaler Richtung die Strahlprofile bei drei unterschiedlichen Quadrupolgradienten vermessen. Diese Evaluation ergab eine Emittanz von $\varepsilon_{90\%,ver} = 9,3 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$, was den Designwerten entspricht.

Eine neue Einzelschuss-Emittanzmessanlage für niedrige Intensitäten und niedrige Energien konnte entwickelt und initial getestet werden. Die Anlage basiert auf der ortssensitiven Signalverstärkung durch ein Micro Channel Plate. Die komplette Softwareumgebung der Hochstrom-Pepperpot-Anlage wurde für die neue MCP-basierte Anlage portiert und auf die neue Geometrie angepasst. So entfällt die Kalibrierung der Anlage – sie kalibriert sich bei jeder Messung erneut automatisch. Zusätzliche Funktionen zur effektiven Eliminierung von lokalem Untergrundrauschen wurden ebenfalls entwickelt und integriert. Die Anlage wurde erstmalig hinter dem RFQ bei HITRAP in Betrieb genommen. Weitere erfolgreiche Tests erfolgten an Ionenquellen des Instituts für Angewandte Physik in Frankfurt.

Auf Seiten der Strahldynamiksimulationen wurde erstmals die gesamte Strahllinie von der Extraktion des Strahls aus dem ESR bis zum Einschuss in den RFQ-Abbremsler innerhalb eines Simulationssystems realisiert. Dazu wurde das an der Michigan State University entwickelte COSY Infinity verwendet. Aus Emittanzmessungen wurde die Strahldynamik bei bekannten Quadrupolgradienten rückwärts bis zum Ausschuss des ESR gerechnet und mit den Design-Parametern verglichen. Die Designwerte konnten mit geringen Abweichungen bestätigt werden.

Weiterhin wurden die Beschleunigungsspalte der IH-Struktur in Form einer Matrixrepräsentation integriert. Der transversale Effekt der HF-Fokussierung wurde mit Ergebnissen aus LORASR-Rechnungen verglichen. Die Ergebnisse sind identisch. Somit wurde erstmals eine transversale Simulation der gesamten Strahllinie inklusive des Diaphragmas in der Hochenergiesektion von HITRAP bis hin zum RFQ bei berücksichtigter Abbremsung in der IH-Struktur möglich.

Die Simulationen der gesamten Strahllinie bis zum RFQ-Einschuss zeigten, dass es mit der aktuell aufgebauten Strahllinie nicht möglich ist, den Strahl ohne große transversale Verluste in den RFQ zu injizieren. Da der Strahl bedingt durch die HF-Defokussierung den DTL stark divergent verlässt, reichen die Gradienten, die das Doublett *TR3QD4* erzeugen kann, nicht aus, um einen $A/q = 3$ -Strahl verlustfrei einzufangen und dann mit *TR3QD5* in den RFQ zu injizieren. Eine ausreichende finale Strahlkühlung bei $4\text{ MeV}/u$ im ESR vor der Strahlextraktion wirkt dieser Situation positiv entgegen.

In Zukunft soll die neu-konzipierte Niederenergie-Emittanzmessanlage bei der Inbetriebnahme des HITRAP-RFQ zum Einsatz kommen. Die Anlage könnte ebenfalls an verschiedenen Orten in der vertikalen Strahllinie hinter der Kühlerfalle sowie in den Experiment-Strahllinien eingesetzt und somit die jeweiligen Strahlemittanzen bestimmt werden. Lediglich der Einsatz eines besser auflösenden Micro Channel Plates wäre für die Anlage wünschenswert, um die Winkelauflösung $\Delta\varphi$ in einen Bereich von $0,5\text{ mrad}$ zu verbessern. Bei großen Emittanzen – wie z.B. hinter dem RFQ – sind Messungen mit dem aktuellen MCP problemlos und ohne großen relativen Fehler möglich. Das genannte Upgrade auf ein besser auflösendes MCP wäre allerdings für eine Messung in den Experiment-Strahllinien hinter der Kühlerfalle unabdingbar. Durch eine Anpassung der Auswertesoftware und der Schrittmotorsteuerung wäre es möglich, die Ortsauflösung bei den Messungen in der vertikalen Raumrichtung um den Faktor 10 zu verbessern, indem mit der Schrittmotorsteuerung durch Verschiebung der Lochmaske auch alle Positionen zwischen den ursprünglichen Positionen der Löcher angefahren werden und durch die Aufnahme von 10 Bildern statt nur einem auch alle Zwischenpositionen/-orte in der Phasenraumdarstellung für die vertikale Ebene eingebracht werden könnten.

Auch bei anderen Projekten und Inbetriebnahmen kann das neue Messinstrument zum Einsatz kommen. Es kann den Experimentator bei der Inbetriebnahme von Niederstromelementen, aber auch bei Hochstromelementen unter Verwendung von niedrigen Tastverhältnissen hilfreich und vor allem schnell und verlässlich unterstützen.

Appendices

Anhang A

Messwerttabellen

Tabelle A.1: Messreihe mit der GSI-Pepperpot-Anlage und Ni-Strahl. Der Untergrundschnitt beträgt bei allen Bildern 6 Grauwerte ($\approx 2\%$ vom Maximum). Des Weiteren wurde innerhalb der Messreihe keine strahlspotbeeinflussende Änderung vorgenommen. Emittanzen sind in $[mm \cdot mrad]$ sowie die Twissparameter β in $[mm/mrad]$ und γ in $[mrad/mm]$ angegeben.

Bild	$\varepsilon_{x,90\%}$	α_x	β_x	γ_x	$\varepsilon_{y,90\%}$	α_y	β_y	γ_y
1506.bmp	2,1	-1,16	6,78	0,34	2,3	-0,32	6,86	0,16
1511.bmp	2,3	0,02	7,56	0,13	2,3	-0,37	7,66	0,15
1522.bmp	2,1	-0,53	7,5	0,17	2,3	-0,40	7,54	0,15
1524.bmp	2,2	-0,58	8,16	0,16	2,3	-0,42	7,30	0,16
1532.bmp	2,0	-0,83	7,36	0,23	2,3	-0,42	6,46	0,18
1535.bmp	2,1	-0,03	6,96	0,14	2,4	-0,37	7,45	0,15
1537.bmp	2,5	0,23	6,75	0,16	2,4	-0,36	6,70	0,17
1539.bmp	1,9	0,21	7,31	0,14	2,2	-0,33	6,64	0,17
1541.bmp	2,1	0,06	6,74	0,15	2,2	-0,36	7,01	0,16
1543.bmp	2,2	0,00	6,88	0,15	2,4	-0,36	7,49	0,15
1545.bmp	2,1	-0,67	6,75	0,22	2,3	-0,43	6,56	0,18
1548.bmp	2,1	-0,02	7,04	0,14	2,3	-0,49	7,57	0,16
1550.bmp	2,0	-0,01	6,39	0,16	2,4	-0,35	6,91	0,16
1551.bmp	1,7	-0,48	7,67	0,16	2,3	-0,36	7,31	0,15
1553.bmp	1,9	-0,83	7,31	0,23	2,5	-0,36	7,04	0,16
1555.bmp	2,1	-0,13	6,39	0,16	2,4	-0,44	7,95	0,15
1557.bmp	1,9	-0,51	7,70	0,16	2,2	-0,44	6,69	0,18
1559.bmp	2,1	-0,08	6,71	0,15	2,3	-0,35	7,14	0,16
1600.bmp	2,0	-0,47	7,25	0,17	2,3	-0,36	7,61	0,15
1601.bmp	2,1	0,32	7,29	0,15	2,4	-0,40	6,62	0,18
1602.bmp	2,1	-0,09	6,91	0,15	2,2	-0,38	7,40	0,15
1605.bmp	2,4	-0,54	5,43	0,24	2,2	-0,42	7,38	0,16
1606.bmp	1,9	-0,83	7,42	0,23	2,2	-0,42	7,35	0,16
1609.bmp	2,0	-0,50	7,19	0,17	2,2	-0,40	7,86	0,15

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Tabelle A.1 – Fortsetzung

Bild	$\varepsilon_{x,90\%}$	α_x	β_x	γ_x	$\varepsilon_{y,90\%}$	α_y	β_y	γ_y
1611.bmp	2,3	-0,22	7,49	0,14	2,3	-0,41	7,91	0,15
1614.bmp	2,1	0,09	6,07	0,17	2,2	-0,38	7,16	0,16
1616.bmp	1,9	-0,55	7,54	0,17	2,3	-0,34	6,81	0,16
1618.bmp	2,2	0,00	7,01	0,14	2,2	-0,38	6,13	0,19
1620.bmp	1,9	0,03	5,68	0,18	2,3	-0,46	7,19	0,17
1622.bmp	2,0	-0,61	6,93	0,20	2,0	-0,39	6,62	0,17
1624.bmp	2,0	0,01	6,22	0,16	2,1	-0,41	7,06	0,17

Tabelle A.2: Messreihe mit der GSI-Pepperpot-Anlage und Ne-Strahl. Der Untergrundschnitt beträgt bei allen Bildern 20 Grauwerte ($\approx 8\%$ vom Maximum). Des Weiteren wurde innerhalb jeder Messsequenz keine strahlspotbeeinflussende Änderung vorgenommen. Emittanzen sind in $[mm \cdot mrad]$ sowie die Twissparameter β in $[mm/mrad]$ und γ in $[mrad/mm]$ angegeben.

Sequenz	Bild	$\varepsilon_{x,90\%}$	α_x	β_x	γ_x	$\varepsilon_{y,90\%}$	α_y	β_y	γ_y
8	data1.bmp	5,9	-0,05	4,30	0,23	6,1	0,23	6,30	0,17
	data2.bmp	6,1	0,31	4,07	0,27	6,1	0,21	6,31	0,17
	data3.bmp	5,6	0,24	4,26	0,25	6	0,24	6,36	0,17
	data4.bmp	6,2	0,21	3,97	0,26	6,2	0,13	5,81	0,18
	data5.bmp	5,9	0,23	4,25	0,25	6,1	0,16	6,16	0,17
9	data1.bmp	5,7	0,41	4,82	0,24	6,2	0,16	5,91	0,17
	data2.bmp	7,5	0,17	3,51	0,29	6,4	0,20	5,76	0,18
	data3.bmp	6,1	0,09	3,74	0,27	5,8	0,15	6,03	0,17
	data4.bmp	6,6	0,00	3,62	0,28	6,4	0,17	5,93	0,17
	data5.bmp	6,3	0,22	3,95	0,27	6,2	0,16	6,06	0,17
10	data1.bmp	6,2	0,16	3,70	0,28	5,9	0,19	6,06	0,17
	data2.bmp	7,2	0,13	3,70	0,27	6,7	0,18	6,00	0,17
	data3.bmp	7,7	0,26	3,34	0,32	6,7	0,21	6,67	0,16
	data4.bmp	5,6	0,20	4,37	0,24	6,0	0,18	6,05	0,17
	data5.bmp	6,2	0,16	4,42	0,23	6,9	0,18	6,44	0,16
11	data1.bmp	5,8	0,17	4,14	0,25	5,5	0,16	6,37	0,16
	data2.bmp	6,2	0,13	3,96	0,26	6,2	0,17	6,13	0,17
	data3.bmp	6,4	0,07	3,69	0,27	6,3	0,16	6,11	0,17
	data4.bmp	6,3	0,01	3,90	0,26	5,8	0,19	6,40	0,16
	data5.bmp	5,4	0,59	4,46	0,3	6,4	0,17	5,98	0,17
12	data1.bmp	6,3	0,14	4,62	0,22	5,9	0,15	4,92	0,21
	data2.bmp	5,8	0,24	4,71	0,22	5,7	0,18	5,15	0,2
	data3.bmp	6,2	0,48	4,48	0,27	5,4	0,22	5,58	0,19
	data4.bmp	7,4	0,18	3,74	0,28	6,4	0,24	5,67	0,19
	data5.bmp	6,9	0,42	4,34	0,27	6,8	0,20	5,52	0,19
13	data1.bmp	7,0	-0,06	3,97	0,25	6,6	0,16	5,59	0,18
	data2.bmp	6,3	0,32	4,24	0,26	6,7	0,18	5,54	0,19

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Tabelle A.2 – Fortsetzung

Sequenz	Bild	$\varepsilon_{x,90\%}$	α_x	β_x	γ_x	$\varepsilon_{y,90\%}$	α_y	β_y	γ_y
	data3.bmp	6,0	0,31	4,5	0,24	6,9	0,23	6,23	0,17
	data4.bmp	6,5	0,13	4,24	0,24	6,8	0,21	6,25	0,17
	data5.bmp	6,3	0,18	4,56	0,23	6,8	0,20	5,71	0,18
15	data1.bmp	6,3	0,47	4,14	0,30	5,7	0,13	5,39	0,19
	data2.bmp	6,3	0,10	4,58	0,22	6,8	0,18	5,35	0,19
	data3.bmp	7,2	-0,02	3,87	0,26	7,5	0,19	5,78	0,18
	data4.bmp	7,0	0,38	4,23	0,27	7,0	0,20	5,58	0,19
	data5.bmp	7,5	0,21	3,68	0,28	7,0	0,16	5,62	0,18

Tabelle A.3: Gradienten-Messreihe an *TR2QT2* und *TR2DF4*. Die Gradienten sind alle als $[B'_{eff}]$ angegeben.

Bild	<i>TR2QT21</i>	<i>TR2QT22</i>	<i>TR2QT23</i>	Strahlradius horizontal [mm]	Strahlradius vertikal [mm]
38	-2,365	2,673	-2,176	4,50	3,14
39	-2,176	2,673	-2,176	6,34	1,47
40	-2,176	2,552	-2,176	4,86	3,63
41	-2,176	2,347	-2,176	3,36	6,83
41_1	-2,176	2,347	-2,176	3,58	6,94
41_2	-2,176	2,347	-2,007	4,54	5,66
41_3	-2,176	2,087	-2,007	3,10	9,42
41_4	-1,947	2,000	-1,998	3,25	8,92
41_5	-1,947	2,000	-1,867	3,86	8,05
41_6	-1,800	2,000	-1,800	4,84	6,62
41_7	-1,800	2,000	-1,5400	7,25	4,68
41_8	-1,600	1,804	-1,5400	6,42	5,98
41_9	-1,357	1,697	-1,5400	6,55	5,84
42	-1,357	1,697	-1,5400	6,87	5,82
44	-3,040	3,468	-3,055	3,23	1,49

Tabelle A.4: Transportmatrizen für die Gradientenmessung mit Ni-Strahl in 2007.

Bild	Matrizelemente x $R_x = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{pmatrix}$	Matrizelemente y $R_y = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{pmatrix}$
38	$\begin{pmatrix} -4,561899 & 2,036844 \\ -1,607523 & 0,4985365 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 6,504598 & 4,322674 \\ 1,672014 & 1,264886 \end{pmatrix}$
39	$\begin{pmatrix} -4,164280 & 2,057179 \\ -1,505930 & 0,5038008 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 5,690302 & 4,283272 \\ 1,431413 & 1,253208 \end{pmatrix}$
40	$\begin{pmatrix} -4,353478 & 1,993774 \\ -1,560956 & 0,4851741 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 6,367686 & 4,402538 \\ 1,638179 & 1,289659 \end{pmatrix}$

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Tabelle A.4 – Fortsetzung

Bild	Matrizelemente x $R_x = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{pmatrix}$	Matrizelemente y $R_y = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{pmatrix}$
41	$\begin{pmatrix} -4,670707 & 1,887160 \\ -1,653192 & 0,4538581 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 7,524914 & 4,606067 \\ 1,991434 & 1,351867 \end{pmatrix}$
41_1	$\begin{pmatrix} -4,670707 & 1,887160 \\ -1,653192 & 0,4538581 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 7,524914 & 4,606067 \\ 1,991434 & 1,351867 \end{pmatrix}$
41_2	$\begin{pmatrix} -4,403872 & 2,114930 \\ -1,568533 & 0,5262046 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 6,811028 & 4,407535 \\ 1,764674 & 1,288772 \end{pmatrix}$
41_3	$\begin{pmatrix} -4,816946 & 1,976169 \\ -1,689040 & 0,4853338 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 8,263572 & 4,662786 \\ 2,207697 & 1,366724 \end{pmatrix}$
41_4	$\begin{pmatrix} -4,471890 & 1,965974 \\ -1,604524 & 0,4817770 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 7,658791 & 4,687152 \\ 2,032551 & 1,374483 \end{pmatrix}$
41_5	$\begin{pmatrix} -4,246353 & 2,139894 \\ -1,532962 & 0,5370200 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 7,106390 & 4,529742 \\ 1,857083 & 1,324457 \end{pmatrix}$
41_6	$\begin{pmatrix} -3,793762 & 2,246252 \\ -1,407728 & 0,5699120 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 6,182266 & 4,418414 \\ 1,578327 & 1,289770 \end{pmatrix}$
41_7	$\begin{pmatrix} -3,297072 & 2,596396 \\ -1,250100 & 0,6811364 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 5,134939 & 4,110297 \\ 1,245677 & 1,191854 \end{pmatrix}$
41_8	$\begin{pmatrix} -3,166611 & 2,506848 \\ -1,224919 & 0,6539128 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 5,283280 & 4,250637 \\ 1,299797 & 1,235021 \end{pmatrix}$
41_9	$\begin{pmatrix} -2,773633 & 2,474558 \\ -1,125418 & 0,6435287 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 4,777667 & 4,299271 \\ 1,156875 & 1,250342 \end{pmatrix}$
42	$\begin{pmatrix} -2,773633 & 2,474558 \\ -1,125418 & 0,6435287 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 4,777667 & 4,299271 \\ 1,156875 & 1,250342 \end{pmatrix}$
44	$\begin{pmatrix} -5,765240 & 1,143911 \\ -1,929474 & 0,2093837 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 8,369159 & 4,633581 \\ 2,259219 & 1,370302 \end{pmatrix}$

Tabelle A.5: Gradienten-Messreihe an $TR2QT2$ und $TR2DF4$. Die Gradienten sind alle als $[B'_{eff}]$ angegeben.

Bild	$TR2QT21$	$TR2QT22$	$TR2QT23$	Strahlradius horizontal [mm]	Strahlradius vertikal [mm]
16	-1,982	2,332	-2,136	5,05	5,35
17	-1,894	2,086	-1,874	6,31	3,83
18	-1,699	1,715	-1,874	5,18	14,19
19	-1,604	1,727	-1,550	7,00	6,53
21	-1,068	1,055	-1,044	8,35	13,22
22	-0,392	0,372	-0,442	11,60	13,11
23	-0,000	0,000	-0,000	11,16	15,11

Tabelle A.6: Transportmatrizen für die Gradientenmessung mit Ne-Strahl in 2007.

Bild	Matrizelemente x $R_x = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{pmatrix}$	Matrizelemente y $R_y = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{pmatrix}$
16	$\begin{pmatrix} -6,134096 & 0,4465781 \\ -2,010970 & -0,01661942 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 9,044782 & 4,785131 \\ 2,482069 & 1,423696 \end{pmatrix}$
17	$\begin{pmatrix} -6,067231 & 0,9208168 \\ -1,997144 & 0,1382846 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 9,362076 & 4,739836 \\ 2,563855 & 1,404843 \end{pmatrix}$
18	$\begin{pmatrix} -6,310133 & 0,6808363 \\ -2,097514 & 0,06783746 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 12,15748 & 5,381690 \\ 3,434396 & 1,602540 \end{pmatrix}$
19	$\begin{pmatrix} -5,549799 & 1,455844 \\ -1,878738 & 0,3126511 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 8,638573 & 4,669695 \\ 2,333593 & 1,377214 \end{pmatrix}$
21	$\begin{pmatrix} -4,235949 & 2,131189 \\ -1,534136 & 0,5357793 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 7,354760 & 4,605605 \\ 1,933820 & 1,346938 \end{pmatrix}$
22	$\begin{pmatrix} -1,492926 & 2,922074 \\ -0,7482878 & 0,7947829 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 3,775843 & 4,138458 \\ 0,8439079 & 1,189795 \end{pmatrix}$
23	$\begin{pmatrix} 1,000000 & 3,554800 \\ 0,000000 & 1,000000 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1,000000 & 3,554800 \\ 0,000000 & 1,000000 \end{pmatrix}$

Tabelle A.7: Messreihe mit der GSI-Pepperpot-Anlage und Goldstrahl hinter der IH-Struktur. Innerhalb der Messreihen 5/ und 9/ wurden keine strahlspotbeeinflussende Änderung vorgenommen. Der Untergrundschnitt in [Grauwerten] bezieht sich immer auf ein Intensitätsmaximum von 255. Emittanzen sind in [mm · mrad] sowie die Twissparameter β in [mm/mrad] und γ in [mrad/mm] angegeben.

Bild	Schnitt	$\epsilon_{x,90\%}$	α_x	β_x	γ_x	$\epsilon_{y,90\%}$	α_y	β_y	γ_y
0555.bmp	90	6,4	-0,04	2,28	0,44	11,7	-1,97	2,68	1,82
0440.bmp	20	4,7	1,44	1,90	1,61	10,4	2,02	2,35	2,17
0445.bmp	20	5,7	1,08	1,81	1,20	8,2	1,59	1,78	1,99
0450.bmp	80	4,3	1,43	2,28	1,34	7,9	2,15	2,37	2,37
0234.bmp	40	8,8	1,13	2,03	1,13	15,4	0,14	2,36	0,43
0234bb.bmp	40	9,6	1,16	2,09	1,13	15,3	0,16	2,42	0,42
5/data3.bmp	120	4,3	0,72	1,28	1,19	11,8	-0,16	2,56	0,40
5/data4.bmp	110	2,3	0,27	1,34	0,80	8,6	0,01	3,60	0,28
5/data6.bmp	120	5,4	0,07	1,19	0,84	16,3	0,08	2,77	0,36
9/data0.bmp	50	6,0	1,48	2,04	1,56	19,3	-1,69	4,63	0,84
9/data1.bmp	50	4,8	1,06	1,57	1,35	23,3	-1,89	5,64	0,81
9/data3.bmp	50	4,7	0,72	1,25	1,22	16,8	-1,74	4,64	0,87
9/data4.bmp	30	6,0	0,62	1,29	1,08	16,5	-1,24	3,41	0,75

Anhang A. Messwerttabellen

Tabelle A.8: Messreihe mit der MCP-Pepperpot-Anlage und Xe-Strahl an HITRAP. Der Untergrundschnitt beträgt bei allen Bildern 8 Grauwerte. Des Weiteren wurde innerhalb jeder Messreihe keine strahlbeeinflussende Änderung vorgenommen. Die Titel der Messbilder beziehen sich auf den Betriebszustand des RFQ. Die IH-Struktur war bei allen Messungen in Betrieb. Emittanzen sind in $[mm \cdot mrad]$ sowie die Twissparameter β in $[mm/mrad]$ und γ in $[mrad/mm]$ angegeben.

Bild	$\varepsilon_{x,90\%}$	α_x	β_x	γ_x	$\varepsilon_{y,90\%}$	α_y	β_y	γ_y
ohne_HF00000.bmp	21,5	-0,43	0,97	1,23	18,6	0,24	0,81	1,30
ohne_HF00001.bmp	21,9	-0,45	1,05	1,14	18,8	0,12	0,79	1,28
ohne_HF00002.bmp	20,2	0,22	0,97	1,08	18,8	-0,75	0,85	1,84
ohne_HF00003.bmp	21,5	-0,90	1,00	1,80	17,0	-0,20	0,84	1,23

$$\mu = \mathbf{21,3} \qquad \mathbf{18,3}$$

$$\sigma = \mathbf{0,7} \qquad \mathbf{0,9}$$

mit_HF00000.bmp	26,7	-0,38	1,12	1,02	25,1	-0,77	0,85	1,87
mit_HF00001.bmp	28,3	-0,41	1,13	1,03	25,5	-0,37	0,93	1,22
mit_HF00002.bmp	28,3	-0,94	1,16	1,62	26,1	-0,77	0,90	1,77
mit_HF00003.bmp	26,1	0,20	1,17	0,89	23,3	0,11	0,90	1,13
mit_HF00004.bmp	27,2	-0,88	1,05	1,69	23,7	-0,75	0,86	1,82
mit_HF00005.bmp	28,3	-0,91	1,07	1,71	25,8	-0,44	0,92	1,30
mit_HF00006.bmp	28,8	-0,86	1,05	1,66	23,3	0,10	1,01	1,00
mit_HF00007.bmp	28,7	-0,92	1,12	1,66	23,8	0,03	0,94	1,07

$$\mu = \mathbf{27,8} \qquad \mathbf{24,6}$$

$$\sigma = \mathbf{1,0} \qquad \mathbf{1,2}$$

Literaturverzeichnis

- [AVT09] ALLIED VISION TECHNOLOGIES, *AVT PIKE F-145B/C*, <http://www.alliedvisiontec.de/avt-products/cameras/pike.html>, zuletzt abgerufen am 12. Januar 2009.
- [Alo07] J.A. ALONSO OTAMENDI, *Development of an Experiment for Ultrahigh-Precision g -Factor Measurements in a Penning-Trap Setup*, Dissertation, Institut für Physik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz (2007).
- [All83] P.W. ALLISON, J.D. SHERMAN UND D.B. HOLTKAMP: *An Emittance Scanner for Intense Low-Energy Ion Beams*, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-30(4) (1983) 2204–2206.
- [Bar00] W. BARTH UND P. FORCK: *The new Gas Stripper and Charge State Separator of the GSI High Current Injector*, Proc. of LINAC00, Monterrey, CA, USA (2000) 235-237.
- [Bar08] W. BARTH: *The Injector Systems of the FAIR Project*, Proc. of LINAC08, Victoria, BC, Kanada (2008) 31-35.
- [Beh98] T. BEHNKE, P. HUNTEMAYER, A. OH, J. STEUERER, A. WAGNER UND W. ZEUNER: *The charge collection properties of CVD diamond*, Nucl. Instrum. Meth. A 414 (1998) 340–356.
- [Bei02] T. BEIER, H. HÄFFNER, N. HERMANSPAHN, S. DJEKIC, H.-J. KLUGE, W. QUINT, S. STAHL, T. VALENZUELA, J. VERDÚ UND G. WERTH: *The measurement of the electronic g -factor in hydrogen-like ions - A promising tool for determining fundamental and nuclear constants*, Eur. Phys. J. A 15 (2002) 41-44.
- [Bei01] P. BEIERSDORFER, S.B. UTTER, K.L. WONG, J.R. CRESPO LÓPEZ-URRUTIA, J.A. BRITTEN, H. CHEN, C.L. HARRIS, R.S. THOE, D.B. THORN, E. TRÄBERT, M.G.H. GUSTAVSSON, C. FORSSÉN UND A.-M. MÅRTENSSON-PENDRILL: *Hyperfine structure of hydrogenlike thallium isotopes*, Phys. Rev. A 64(3) (2001) 032506.
- [Ber01] E. BERDERMANN, K. BLASCHE, H.W. DAUES, P. MORITZ, H. STELZER UND B. VOSS: *The Diamond Project at GSI - Perspectives*, in: M. BARONE UND J. HUSTON (HRSG.): *Advanced Technology and Particle Physics*, World Scientific (2001) 246-251.

- [Ber09] E. BERDERMANN: *Advanced Diamond Particle Detectors*, Nuclear Physics News 19(2) (2009) 25-31.
- [Bil75] J.H. BILLEN: *Continuously displayed emittance measurements*, Rev. Sci. Instrum. 46(1) (1975) 33-40.
- [Bla06] K. BLAUM: *High-accuracy mass spectrometry with stored ions*, Phys. Rep. 425(1) (2006) 1-78.
- [Bla08] K. BLAUM: *private communications* (2008).
- [Boi02] O. BOINE-FRANKENHEIM UND K. BLASCHE: *Physik und Technik der Ionenbeschleuniger*, <http://www-linux.gsi.de/~boine/vorlesung.html> (2002).
- [Bro98] J. BROERE, H. KUGLER, M. VRETENAR, U. RATZINGER UND B. KRIE-TENSTEIN: *High Power Conditioning of the 202MHz IH Tank 2 at the CERN LINAC3*, Proc. of LINAC98, Chicago, IL, USA (1998) 771-773.
- [Bro82] L.S. BROWN UND G. GABRIELSE: *Precision spectroscopy of a charged particle in an imperfect Penning trap*, Phys. Rev. A 25(4) (1982) 2423-2425.
- [CER09] CERN: *LHC - The Large Hadron Collider*, <http://lhc.web.cern.ch/lhc>, zuletzt abgerufen am 11. Mai 2009.
- [Cle07] G. CLEMENTE: *The Room Temperature CH-DTL and its application for the FAIR Proton Injector*, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2007.
- [Cle09a] G. CLEMENTE UND U. RATZINGER: *HITRAP: IH Beam Dynamics Investigation*, Gesellschaft für Schwerionenforschung/Institut für Angewandte Physik der Universität Frankfurt, März 2009.
- [Cle09b] G. CLEMENTE: *private communications* (Mai 2009).
- [Cou00] E.D. COURANT UND H.S. SNYDER: *Theory of the Alternating-Gradient Synchrotron*, Ann. Phys. 281 (2000) 360-408.
- [Cre96] J.R. CRESPO LÓPEZ-URRUTIA, P. BEIERSDORFER, D.W. SAVIN UND K. WIDMANN: *Direct Observation of the Spontaneous Emission of the Hyperfine Transition $F = 4$ to $F = 3$ in Ground State Hydrogenlike $^{165}\text{Ho}^{66+}$ in an Electron Beam Ion Trap*, Phys. Rev. Lett. 77(5) (1996) 826-829.
- [Dah04a] L. DAHL, W. BARTH, T. BEIER, C. KITEGI, U. RATZINGER, A. SCHEMPP UND W. VINZENZ: *The HITRAP-Decelerator for Heavy Highly-Charged Ions*, Proc. of LINAC04, Lübeck (2004) 39-41.
- [Dah04b] L. DAHL, W. BARTH, B. HOFMANN, M. KAISER, O. KESTER, H.-J. KLUGE, U. RATZINGER, A. SAUER, A. SCHEMPP UND W. VINZENZ: *The HITRAP Decelerator Project at GSI*, Proc. of EPAC04, Edinburgh, Schottland (2004) 1568-1570.

- [Dah08] L.A. DAHL, W. BARTH, P. GERHARD, F. HERFURTH, B. HOFMANN, M. KAISER, O.K. KESTER, H.-J. KLUGE, S. KOSZUDOWSKI, C. KOZHUKHAROV, G. MAERO, J. PFISTER, W. QUINT, U. RATZINGER, A.C. SAUER, A. SCHEMPP, A. SOKOLOV, T. STÖHLKER, W. VINZENZ, G. VOROBEV, D.F.A. WINTERS: *The HITRAP Decelerator Project at GSI - Status and Commissioning Report*, Proc. of LINAC08, Victoria, BC, Kanada (2009) 100-102.
- [Dan05] V. DANILOV: *Experimental results for LINAC Dump Twiss Parameters of September 2005 SCL Commissioning*, SNS-NOTE-AP-156, 2005-11-04, Oak Ridge National Laboratory - Spallation Neutron Source (2005).
- [DRE08] DREEBIT: *Electron Ion Beam Technologies: Ionsources - Ion extraction*, http://www.dreebit.com/en/ion_sources/ion_extraction, zuletzt abgerufen am 5. Dezember 2008.
- [Ern07] H. ERNST: *Entwicklung eines Detektors für niederenergetische hochgeladene Ionen für HITRAP*, Diplomarbeit, Institut für Physik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz (2007).
- [Fis09] R. FISCHER: *Extraktion ESR → HITRAP, Strahlführung / Diagnose / Vakuum / Beschleunigerelemente, CT-R 020*, Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt (2009).
- [Fra05] B. FRANZAK: *MIRKO EXPERT - Strahltransport und Beschleunigerphysik*, <http://www.gsi.de/beschleuniger/groups/BBE/MIRKO/mirko.html>, zuletzt abgerufen am 30. Juni 2009.
- [Gab46] D. GABOR: *A Space-Charge Lens for Focussing of Ion Beams*, Nature 160 (1946) 89.
- [Gey09] S. GEYER: *Charakterisierung einer Elektronenstrahl-Ionenfalle für SPARC*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (2009).
- [Gol68] C. GOLDSTEIN UND A. LAISNE: *Third harmonic simulated buncher*, Nucl. Instrum. Methods 61(2) (1968) 221-225.
- [Ham09] HAMAMATSU: *MCP & MCP-Assembly Selection Guide*, herunterzuladen auf <http://www.hamamatsu.com>, Electron Tube Division, TMCP0001E08 (Mai 2009).
- [Har01] J.C. HARDY UND I.S. TOWNER: *Standard-Model Tests with Superallowed β -Decay: An Important Application of Very Precise Mass Measurements*, Hyperfine Interact. 132(1-4) (2001) 115-126.
- [Hec32] K. HECHT: *Zum Mechanismus des lichtelektrischen Primärstromes in isolierenden Kristallen*, Z. Phys. (1932) 77-235.

- [Her05] F. HERFURTH, T. BEIER, L. DAHL, S. ELISEEV, S. HEINZ, O. KESTER, H.-J. KLUGE, C. KOZHUHAROV, G. MAERO, W. QUINT UND DIE HITRAP COLLABORATION: *Highly charged ions at rest: The HITRAP project at GSI*, in: Y. YAMAZAKI UND W. MICHIHARU (HRSG.): *Physics with Ultra Slow Antiproton Beams*, American Institute of Physics Conference Series 793 (2005) 278-292.
- [Her09a] F. HERFURTH, W. BARTH, G. CLEMENTE, L. DAHL, P. GERHARD, M. KAISER, O. KESTER, H.-J. KLUGE, S. KOSZUDOWSKI, C. KOZHUHAROV, J. PFISTER, W. QUINT, U. RATZINGER, A. SAUER, A. SCHEMPF, A. SOKOLOV, T. STÖHLKER, G. VOROBYEV: *The HITRAP Decelerator Linac at GSI*, Proc. of PAC09, Vancouver, BC, Kanada (2009) WE4PBC05.
- [Her09b] F. HERFURTH: *private communications* (2009).
- [Hin08] F. HINTERBERGER: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*, Springer, Heidelberg, Berlin, 2. Auflage (2008).
- [Hof00] T. HOFFMANN, W. BARTH, P. FORCK, A. PETERS, P. STREHL UND D.A. LIAKIN: *Emittance measurements of high current heavy ion beams using a single shot pepperpot system*, in: K.D. JACOBS UND R. COLES SIBLEY III (HRSG.): *Beam Instrumentation Workshop 2000: Ninth Workshop* American Institute of Physics Conference Series 546 (2000) 432-439.
- [Hof07] B. HOFMANN: *Konstruktion und Aufbau einer kompakten RFQ-Spiralstruktur zum Abbremsen hochgeladener Schwerionenstrahlen für das HITRAP-Projekt der GSI*, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (2007).
- [Jah03] I. JAHR: *Lexikon der industriellen Bildverarbeitung*, Vision Academy, Weimar (2003).
- [Jol09] S. JOLLY, J. POZIMSKI, J. PFISTER, O. KESTER, D. FAIRCLOTH, C. GABOR, A. LETCHFORD UND S. LAWRIE: *Data Acquisition and Error Analysis for Pepperpot Emittance Measurements*, Proc. of DIPAC09, Basel, Schweiz (2009) 421-423.
- [Kap59] I.M. KAPCHINSKIJ UND V.V. VALDIMIRSKIJ: *Limitations of proton beam current in a strong focusing linear accelerator associated with the beam space charge*, Proc. of the International Conference on High Energy Accelerator and Instrumentation, CERN, Genf, Schweiz (1959) 274-288.
- [Kes07a] O. KESTER: *Physik und Technik von Ionenquellen*, Skript zur Vorlesung, Institut für Angewandte Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (2007).
- [Kes07b] O. KESTER, U. RATZINGER, A. SAUER UND C. WILL: *Der aktuelle Status der 108 MHz IH-Kavität für HITRAP*, Arbeitsnotiz Nr. IAP-ACCC-23022007, Institut für Angewandte Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (2007).

- [Kes08] O. KESTER, R. BECKER, J. PFISTER, A. SOKOLOV, G. VOROBJEV, M. VOGEL, D. WINTERS, H. ZIMMERMANN: *The MAXEBIS at GSI as a test ion source for charge breeding and for HITRAP*, Proc. of ICIS07 in Review of Scientific Instruments 79 (2008) 02A705.
- [Kit04] C. KITEGI, U. RATZINGER UND S. MINAEV: *The IH Cavity for HITRAP*, Proc. of LINAC04, Lübeck (2004) 54-56.
- [Kla94] I. KLAFT, S. BORNEIS, T. ENGEL, B. FRICKE, R. GRIESER, G. HUBER, T. KÜHL, D. MARX, R. NEUMANN, S. SCHRÖDER, P. SEELIG UND L. VÖLKER: *Precision Laser Spectroscopy of the Ground State Hyperfine Splitting of Hydrogenlike $^{209}\text{Bi}^{82+}$* , Phys. Rev. Lett. 73(18) (1994) 2425-2427.
- [Klu08] H.-J. KLUGE, T. BEIER, K. BLAUM, L. DAHL, S. ELISEEV, F. HERFURTH, B. HOFMANN, O. KESTER, S. KOSZUDOWSKI, C. KOZHUHAROV, G. MAERO, W. NÖRTERSCHÄUSER, J. PFISTER, W. QUINT, U. RATZINGER, A. SCHEMPP, R. SCHUCH, TH. STÖHLKER, R.C. THOMPSON, M. VOGEL, G. VOROBJEV, D.F.A. WINTERS, G. WERTH: *HITRAP: A Facility at GSI for Highly Charged Ions*, Advances in Quantum Chemistry 53 (2008) 83-98.
- [Lej80] C. LEJEUNE UND J. AUBERT: *Emittance and Brightness: Definitions and Measurements* in: Applied Charged Particle Optics, Part A, Academic Press (1980) 159-259.
- [Lem05] C. LEMELL, X.-M. TONG, K. TÖKESI, L. WIRTZ UND J. BURGDÖRFER: *Electron emission from surfaces induced by HCI and lasers*, Nucl. Instrum. Methods B 235(1-4) (2005) 425-430.
- [Lio38] J. LIOUVILLE: *Note sur la Théorie de la Variation des constantes arbitraires*, Journal de Mathématiques Pures et Appliquées 3 (1838) 342-349.
- [Mae08] G. MAERO: *Cooling of highly charged ions in a Penning trap for HITRAP*, Dissertation, Fakultät für Physik und Astronomie, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2008).
- [Mak99] K. MAKINO UND M. BERZ: *COSY INFINITY version 8*, Nucl. Instrum. Methods A 427 (1999) 338-343.
- [Mar94] R.E. MARRS, S.R. ELLIOTT UND D.A. KNAPP: *Production and Trapping of Hydrogenlike and Bare uranium Ions in an Electron Beam Ion Trap*, Phys. Rev. Lett. 72(26) (1994) 4082-4085.
- [Meu05] O. MEUSEL: *Fokussierung und Transport von Ionenstrahlen mit Raumladungslinsen*, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (2005).
- [Meu09] O. MEUSEL: *private communications* (2009).

- [Mil79] W.T. MILNER: *Double-Drift Beam Bunching Systems*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 26(2) (1979) 1445-1449.
- [Moe03] D. MÖHL: *Sources of emittance growth*, CAS - CERN Accelerator School: Intermediate Course on Accelerator Physics, Zeuthen (2003) 245-270.
- [Pan93] L.S. PAN, S. HAN, D.R. KANIA, S. ZHAO, K.K. GAN, H. KAGAN, R. KASS, R. MALCHOW, F. MORROW, W.F. PALMER, C. WHITE, S.K. KIM, F. SANNES, S. SCHNETZER, R. STONE, G.B. THOMSON, Y. SUGIMOTO, A. FRY, S. KANDA, S. OLSEN, M. FRANKLIN, J.W. AGER III UND P. PIANETTA: *Particle- and photoinduced conductivity in type-IIa diamonds*, J. Appl. Phys. 74(2) (1993) 1086-1095.
- [Pan01a] V.S. PANDIT, P.R. SARMA UND R.K. BHANDARI: *Modification of a double drift beam bunching system to get the efficiency of a six harmonic buncher*, in: F. MARTI (HRSG.): *Cyclotrons and their Applications 2001: Sixteenth International Conference* American Institute of Physics Conference Series 600 (2001) 452-454.
- [Pan01b] V.S. PANDIT UND P.R. SARMA: *Generating the effect of six harmonics in beam bunchers using only two harmonics*, Nucl. Instrum. Methods A 462(3) (2001) 349-355.
- [Pan89] V.S. PANDIT, P.R. SARMA UND R.K. BHANDARI: *Optimization of the Parameters of an Ion Beam Buncher*, Nucl. Instrum. Methods A 276 (1989) 21-24.
- [Pfi08a] J. PFISTER, W. BARTH, L.A. DAHL, P. GERHARD, B. HOFFMANN, O.K. KESTER, W. QUINT, U. RATZINGER, A. SCHEMP, T. STÖHLKER: *A Decelerator for Heavy Highly-Charged Ions at HITRAP*, Proc. of EPAC08, Genua, Italien (2008) 3449-3451.
- [Pfi08b] J. PFISTER, W. BARTH, L. DAHL, P. FORCK, F. HERFURTH, O. KESTER, R. NÖRENBERG, U. RATZINGER, T. STÖHLKER: *Commissioning of the HITRAP Decelerator using a Single-Shot Pepper Pot Emittance Meter*, Proc. of LINAC08, Victoria, BC, Kanada (2008) 564-566.
- [Qui09] W. QUINT: *private communications* (Mai 2009).
- [Rat82] U. RATZINGER, R. GEIER, W. SCHOLLMEIER, S. GUSTAVSSON UND E. NOLTE: *The Three-Harmonics Double-Drift Buncher at the Munich Heavy Ion Postaccelerator*, Nucl. Instrum. Methods 205 (1983) 381-386.
- [Rat87] U. RATZINGER, E. NOLTE, R. GEIER, N. GÄRTNER UND H. MORINAGA: *The upgraded Munich Linear Heavy Ion Postaccelerator*, Nucl. Instrum. Methods A 263 (1988) 261-270.
- [Rat88] U. RATZINGER: *A Low Beta Linac-Structure of the IH-Type with Improved Radial Acceptance*, Proc. of LINAC88, Newport News, VA, USA (1988) 185-187.

- [Rat91] U. RATZINGER: *The IH-Structure and its Capability to Accelerate High Current Beams*, Proc. of PAC91, San Francisco, CA, USA (1991) 567-571.
- [Rat98a] U. RATZINGER: *Effiziente Hochfrequenz-Linearbeschleuniger für leichte und schwere Ionen*, Habilitationsschrift, Fachbereich Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (1998).
- [Rat98b] U. RATZINGER UND R. TIEDE: *Status of the HIIF RF linac study based on H-mode cavities*, Nucl. Instrum. Methods A 415(1-2) (1998) 229-235.
- [Rei94] M. REISER: *Theory and Design of Charged Particle Beams, 2nd edition*, John Wiley & Sons, New York (1994).
- [Rie85] G. RIEHL: *Emittanzmessungen am Radio-Frequency-Quadrupole*, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (1985).
- [Rie93] G. RIEHL: *Untersuchung der mehrdimensionalen transversalen Phasenraumverteilungen von intensiven Ionenstrahlen*, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (1993).
- [Sac70] F.J. SACHERER: *RMS envelope equations with space charge*, Proc. of the 4th IEEE Particle Accelerator Conference, Chicago, IL, USA (1970) 1105-1107.
- [San07] K. SANDAU: *private communications* (2007).
- [San90] O.R. SANDER: *Transverse emittance: Its definition, applications and measurement*, in: E.R. BEADLE UND V.J. CASTILLO (HRSG.): *Accelerator instrumentation* American Institute of Physics 212 (1990) 127-155.
- [Sar94] M. SARSTEDT: *Untersuchungen zu Strahlformierung und Transport intensiver Ionenstrahlen und ihrer Injektion in einen RFQ-Beschleuniger*, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, 1994.
- [Sch84] A.S. SCHLACHTER: *Charge-Changing-Collisions*, Proc. of the 10th International Cyclotron Conference, East Lansing, MI, USA, 563 (1984) 563-570.
- [Sch06] H. SCHATZ: *The importance of nuclear masses in the astrophysical rp-process*, Int. J. Mass Spectrom. 251(2-3) (2006) 293-299.
- [Sch81] D. SCHÖDLBAUER: *Aufbau und Erprobung eines Hochenergie-Bunchers*, Diplomarbeit, Sektion Physik, Universität München (1981).
- [Sch10a] K. SCHULTE: *private communications* (2010).
- [Sch10b] K. SCHULTE, M. DROBA, O. MEUSEL, J. PFISTER UND U. RATZINGER: *Space Charge Lens for Focusing Uranium Beams*, GSI Scientific Report 2009, Darmstadt (2010).

- [See98] P. SEELIG, S. BORNEIS, A. DAX, T. ENGEL, S. FABER, M. GERLACH, C. HOLBROW, G. HUBER, T. KÜHL, D. MARX, K. MEIER, P. MERZ, W. QUINT, F. SCHMITT, M. TOMASELLI, L. VÖLKER, H. WINTER, M. WÜRTZ, K. BECKERT, B. FRANZKE, F. NOLDEN, H. REICH, M. STECK UND T. WINKLER: *Ground State Hyperfine Splitting of Hydrogenlike $^{207}\text{Pb}^{81+}$ by Laser Excitation of a Bunched Ion Beam in the GSI Experimental Storage Ring*, Phys. Rev. Lett. 81(22) (1998) 4824-4827.
- [Sie01] T. SIEBER: *Entwicklung von 4-Rod- und IH-Radio-Frequenz-Quadrupol (RFQ)-Beschleunigern für radioaktive Ionenstrahlen bei REX-ISOLDE und MAFF*, Dissertation, Fakultät für Physik, Ludwig-Maximilians-Universität München (2001).
- [Ste09] M. STECK: *private communications* (Februar 2009).
- [Sto04] M.P. STOCKLI, R.F. WELTON UND R. KELLER: *Self-consistent, unbiased root-mean-square emittance analysis*, Rev. Sci. Instrum. 75(5) (2004) 1646-1649.
- [Sto05a] M.P. STOCKLI, M. LEITNER, D.P. MOEHS, R. KELLER UND R.F. WELTON: *Ghost Signals In Allison Emittance Scanners*, in: M. LEITNER (HRSG.): *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources: 16th International Workshop on ECR Ion Sources ECRIS'04*, American Institute of Physics Conference Series 749 (2005) 108-111.
- [Sto05b] M.P. STOCKLI, M. LEITNER, D.P. MOEHS, R. KELLER UND R.F. WELTON: *Beam Dumping Ghost Signals in Electric Sweep Scanners*, American Institute of Physics Conference Series 763(1) (2005) 145-158.
- [Sto06] M.P. STOCKLI: *Measuring and Analyzing the Transverse Emittance of Charged Particle Beams* in: T.S. MEYER UND R. WEBBER (HRSG.): *Proc. of 12th Beam Instrumentation Workshop 2006* American Institute of Physics Conference Series 868 (2006) 25-62.
- [Str06a] P. STREHL: *Beam Instrumentation and Diagnostics*, Springer, Berlin Heidelberg (2006).
- [Str85] J. STRUCKMEIER: *Selbstkonsistente und nichtselbstkonsistente Phasenraumverteilungen intensiver Ionenstrahlen*, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (1985).
- [Str06b] J. STRUCKMEIER: *Liouville's theorem: Basics, Applications, and Limitations*, Winterschule des Instituts für Angewandte Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (2006).
- [TDR03] T. BEIER, L. DAHL, H.-J. KLUGE, C. KOZHUHAROV UND W. QUINT: *HITRAP Technical Design Report*, Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt (2003).

- [Tie09] R. TIEDE: *Simulationswerkzeuge für die Berechnung hochintensiver Ionenbeschleuniger*, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (2009).
- [Ull03] J. ULLRICH, R. MOSHAMMER, A. DORN, R. DÖRNER, L.P.H. SCHMIDT UND H. SCHMIDT-BÖCKING: *Recoil-ion and electron momentum spectroscopy: reaction-microscopes*, Rep. Prog. Phys. 66 (2003) 1463-1545.
- [Vog05] M. VOGEL, D.F.A. WINTERS, D.M. SEGAL UND R.C. THOMPSON: *Proposed precision laser spectrometer for trapped, highly charged ions*, Rev. Sci. Instrum. 76(10) (2005) 103102.
- [Wan08] T. WANGLER: *RF Linear Accelerators*, WILEY-VCH, Weinheim (2008).
- [Wis02] G. WISSLER: *Ein Detektorsystem für Umladungs- und Fragmentationsexperimente mit gespeicherten Ionen*, Dissertation, Naturwissenschaftlich-Mathematische Gesamtfakultät, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2002).
- [Wol65] H. WOLLNIK UND H. EWALD: *The influence of magnetic and electric fringing fields on the trajectories of charged particles*, Nucl. Instrum. Methods 36 (1965) 93-104.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Campus der GSI – Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung mit Beschleunigern und Strahlwegen	4
2.2	Schematische Darstellung des Experimentierspeicherrings (ESR) bei GSI	6
2.3	Abbremschema für die Ionen im ESR	7
2.4	Strahlführung vom ESR zu HITRAP	7
2.5	Schematische Zeichnung des HITRAP-Beschleunigers	8
2.6	Schematische Darstellung der beiden Kavitäten des Doppel-Drift-Bunchers	9
2.7	Darstellung der HITRAP-IH-Struktur	11
2.8	Darstellung der Felder im leeren Resonator und in der IH-Struktur	12
2.9	HITRAP-RFQ	14
2.10	Ladungsaustauschverluste bei unterschiedlichen Vakuumdrücken und Ladungszuständen nach Schlachter	16
2.11	Schematische Darstellung des Ioneneinfangs in der HITRAP-Kühlerfalle	18
2.12	Schematische Darstellung der HITRAP-Kühlerfalle	18
2.13	Elektronenstrahl-Ionenquelle bei HITRAP	19
3.1	Darstellung von Impuls und korrespondierendem Winkel im Teilchenstrahl	24
3.2	Darstellung der Emittanzellipse sowie deren geometrisch wichtige Punkte	26
3.3	Darstellung der Entwicklung der Emittanzellipse entlang der Strahlachse	29
3.4	Vergleich zwischen Randemittanz und effektiver Emittanz	30
3.5	Schematische Darstellung des Funktionsprinzips der Schlitz-Scan-Messung	33
3.6	Schematische Darstellung des Funktionsprinzips des Electrical Sweep-Scanners	35
3.7	Schematische Darstellung des Funktionsprinzips des Allison Scanners	36
3.8	Schematische Darstellung des Funktionsprinzips der Pepperpot-Messung	39
4.1	Schematische Darstellung möglicher Buncherkonfigurationen	47

4.2	Vergleich der Buncheffizienzen bei unterschiedlichen Buncherkonfigurationen	49
4.3	Darstellung des Bunchens am Münchner Tandem-DDB	50
4.4	Darstellung der Beschleunigung in der IH-Struktur am Münchner Tandem-Beschleuniger	51
5.1	Design-Strahldynamik-Simulation vom ESR zu HITRAP ohne Tripletlinse	54
5.2	Design-Strahldynamik-Simulation vom ESR zu HITRAP mit Tripletlinse	55
6.1	GSI-Einzelschuss-Emittanzmessanlage	58
6.2	Schematische Darstellung der GSI-Einzelschuss-Emittanzmessanlage	58
6.3	Kalibrierung der Pepperpot-Emittanzmessanlage	61
6.4	Evaluationsschritte bei der Auswertung für die Pepperpot-Emittanz	62
6.5	Beispielhafte Emittanzauswertung in MATLAB	63
6.6	Untersuchte Filtergrößen und -arten für die Glättung des Untergrundes in Emittanzbildern	65
6.7	Filtereinfluss auf das Emittanzbild	66
6.8	Auswertung unter Verwendung von <i>Regions of Interest</i>	66
6.9	Beispielauswertung der Schnittanalyse zur Feststellung des Schnittlevels	67
6.10	Gaußfit bei der Pepperpot-Auswertung für stark verrauschte Bilder	68
6.11	Phasenraumverteilungen in ProEMI und MATLAB	69
6.12	Foto und Funktionsschema des Diamant-Detektors für HITRAP . .	73
6.13	Experimentieraufbau am Hochladungsinjektor der GSI	74
6.14	Phasenraumauswertung der Schlitz-Gitter-Emittanzmessung am HLI	74
6.15	Phasenraumverteilung bei der Emittanzmessung via Quadrupolgradientenvariation am HLI	75
6.16	Phasenraumauswertung bei der Einzelschuss-Pepperpot-Emittanzmessung am HLI	75
6.17	Strahlformende Elemente von der ESR-Extraktion bis zu HITRAP	76
6.18	Leuchterscheinung für die Emittanzbestimmung beim $^{64}\text{Ni}^{28+}$ -Strahl	77
6.19	Leuchterscheinung für die Emittanzbestimmung beim $^{20}\text{Ne}^{10+}$ -Strahl	78
6.20	Strahllinie im Reinjektionskanal	79
6.21	Phasenraumellipsen für die Gradientenmessung von $^{64}\text{Ni}^{28+}$	81
6.22	Phasenraumellipsen für die Gradientenmessung von $^{20}\text{Ne}^{10+}$	81
6.23	Leuchterscheinung für die Emittanzbestimmung beim $^{197}\text{Au}^{79+}$ -Strahl	82
6.24	Strahlprofilmessungen mit dem Diamantdetektor	84
6.25	Phasenraumellipse der Emittanzmessung der abgebremsten Ionen hinter der IH-Struktur	85
6.26	Messbild des ESR-Makropulses auf dem Diamantdetektor	86
6.27	Gebunchter Strahl auf dem CVD-Diamantdetektor	86
7.1	Design-Strahldynamik-Simulation vom ESR zu HITRAP mit CO-SY Infinity	90

7.2	Strahldynamik-Simulation von <i>TR2QT2</i> bis zum ESR mit $^{64}\text{Ni}^{28+}$	92
7.3	Strahldynamik-Simulation von <i>TR2QT2</i> bis zum ESR mit $^{58}\text{Ni}^{28+}$ - Strahl	93
7.4	Vergleich der ESR-Ausschuss-Ellipsen des Designs und der inversen Strahldynamik	94
7.5	Strahldynamik-Simulation durch die IH-Struktur	95
7.6	Strahlverlauf und -formung vom ESR bis in den ersten Beschleuni- gungsspalt der IH-Struktur	96
7.7	Idealer Strahlverlauf durch die IH-Struktur	97
7.8	Strahlanpassung mit <i>TR3QD4</i> und <i>TR3QD5</i> für effiziente Injekti- on in den RFQ	97
7.9	Vergleich der RFQ-„Akzeptanz“ und der idealen Phasenraumvertei- lung durch transversale Strahldynamiksimulation des ESR-Strahls bis zum RFQ	99
7.10	Simulierte Strahlenveloppe vom ESR bis <i>TR3DF4</i> zum Vergleich mit gemessenen Strahlquerschnitten	100
7.11	Strahlprofile zwischen ESR und IH-Struktur im Oktober 2008 . . .	101
8.1	Neue MCP-Einzelschuss-Emittanzmessanlage	105
8.2	Darstellung der neuen Pepperpot-Blende	106
8.3	Querschnitt durch die neue Pepperpotblende mit Dimensionen . . .	107
8.4	Funktionsprinzip und Schnitt durch ein vereinfachtes Micro Chan- nel Plate	108
8.5	Einschicht- und Mehrschicht-MCP	109
8.6	Schematischer Messaufbau der neuen Pepperpot-Anlage	109
8.7	Überprüfung der Kalibrierung der MCP-Pepperpot-Anlage	110
8.8	Entfernung des Grundrauschens im Bild	111
8.9	Pepperpot-Aufnahme hinter dem RFQ in der LEBT-Kammer . . .	112
8.10	Auswertung einer Pepperpot-Testaufnahme hinter dem RFQ bei HITRAP (<i>mit_HF00003.bmp</i>)	113
8.11	Setup für die Vergleichsmessung zwischen Schlitz-Gitter-Anlage und Einzelschuss-Pepperpot-Anlage	115
8.12	Schlitz-Gitter-Emittanzmessanlage und gemessene Phasenraumver- teilung	116
8.13	Darstellung der Berechnung des Fehlers durch Diskretisierung der Daten	116
8.14	Getrackte Phasenraumverteilungen am Ort der Pepperpot-Blende .	117
8.15	Pepperpot-Phasenraumverteilungen der Ionenquelle	118
8.16	Vergleich der getrackten Schlitz-Gitter-Emittanzmessung und der Pepperpot-Messung	119
8.17	Extraktion von Ionen aus einer Gabor-Plasmalinse	120
8.18	Phasenraumverteilung der Messung und Simulation an der Gabor- Plasmalinse	121

Tabellenverzeichnis

2.1	Designwerte des HITRAP-Beschleunigers	10
2.2	Ionisationspotentiale im Restgas	16
4.1	Leistungsdaten für den Vergleich der beiden Buncherkonfigurationen	49
6.1	Technische Spezifikationen der CCD-Kamera	59
6.2	Benchmarking der neuen Software mit ProEMI	68
6.3	Emittanzfehler und deren Beiträge für Pepperpot-Messungen	70
6.4	Vergleich der gemessenen ESR-Emittanzen mit den Designwerten .	80
6.5	Zusammenfassung der Messreihe mit der GSI-Pepperpot-Anlage beim Gold-Strahl	83
6.6	Gradienten-Messreihe an <i>TR3QD5</i> mit Diamantdetektor	85
7.1	Quadrupoleinstellungen für Injektion in die IH-Struktur	90
7.2	ESR-Ausschuss-Parameter laut Strahldynamik-Rückrechnung vom Oktober 2008	91
7.3	Emittanz und Ellipsenparameter der Gradientenmessung im Febru- ar 2009	92
7.4	ESR-Ausschuss-Parameter laut Strahldynamik-Rückrechnung vom Februar 2009	93
7.5	Strahleneinstellungen für den idealen Strahltransport bis zur RFQ-Injektion	98
7.6	Quadrupoleinstellungen beim Theorie-Experiment-Vergleich im Ok- tober 2008	99
7.7	Vergleich der in COSY Infinity berechneten und im Experiment gemessenen Strahlradien entlang der Strahllinie vom ESR bis zur IH-Struktur	100
8.1	Technische Spezifikationen der Pike CCD-Kamera von AVT	104
8.2	Technische Spezifikationen des Micro Channel Plate-Assembly . . .	108
8.3	Zusammenfassung der Messreihe mit der MCP-Pepperpot-Anlage und Xe-Strahl an HITRAP	113
8.4	Emittanz und Ellipsenparameter der Messung der Phasenraumver- teilung mit der Schlitz-Gitter-Anlage	116
8.5	Ellipsenparameter der simulierten Teilchenverteilung am Ort der Pepperpot-Anlage	117

8.6	Vergleich der Emittanzen und Twissparameter mit und ohne Korrektur der Kalibrierung	119
8.7	Numerischer Vergleich der Schlitz-Gitter-Messung und der Pepperpot-Messung	119
8.8	Gemessene Emittanz und Twissparameter an der Gabor-Plasmallinse	121
A.1	Messreihe mit der GSI-Pepperpot-Anlage und Ni-Strahl	129
A.2	Messreihe mit der GSI-Pepperpot-Anlage und Ne-Strahl	130
A.3	Gradienten-Messreihe an $TR2QT2$ und $TR2DF4$ mit Ni-Strahl . .	131
A.4	Transportmatrizen für die Gradientenmessung mit Ni-Strahl in 2007	131
A.5	Gradienten-Messreihe an $TR2QT2$ und $TR2DF4$ mit Ne-Strahl . .	132
A.6	Transportmatrizen für die Gradientenmessung mit Ne-Strahl in 2007	133
A.7	Messreihe mit der GSI-Pepperpot-Anlage und Goldstrahl hinter der IH-Struktur	133
A.8	Messreihe mit der MCP-Pepperpot-Anlage und Xe-Strahl an HITRAP	134

Danksagung

Als erstes möchte ich meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. Ulrich Ratzinger, für das mir entgegengebrachte Vertrauen danken. Nur durch seinen Einsatz wurde es überhaupt möglich, dass ich mit dieser Arbeit beginnen konnte. Ich danke weiterhin Herrn Prof. Dr. Alwin Schempp, der immer an meiner Arbeit interessiert war, mich unterstützte und dessen lockere Art mir bei verschiedenen Veranstaltungen immer wieder Freude bereitet hat.

Während meiner täglichen Arbeit war mein größter Unterstützer Prof. Dr. Oliver Kester. Auch ihm gebührt ein großes Dankeschön an dieser Stelle. Selbst seine „Versetzung“ in die USA hat meiner Betreuung keinen Abriss getan. Vielen Dank!

Ohne die vielen anderen Menschen in meiner Umgebung wäre die tägliche Arbeit nicht so positiv aufregend gewesen: Ich danke Herrn Dr. Holger Zimmermann für schöne und lehrreiche Monate im Exil *Heckhalle* und für die Einführung in die Geheimnisse des Vakuums. Ich danke den Herren Dr. Frank Herfurth und Dr. Gleb Vorobjev, die immer ein offenes Ohr und Ideen hatten, wenn ich mir mal wieder selbst im Weg stand. Ich danke meinen Kollegen am IAP, allen voran Dr. Oliver Meusel und Dr. Martin Droba, die für die immer wieder aufkommenden neuartigen Probleme eine Lösung hatten. Ich danke ebenfalls meiner Doktorandenkollegin Kathrin Schulte für die Unterstützung bei meinen Aufgaben in Frankfurt sowie meinem Doktorandenkollegen Alexey Sokolov und Nikita Kotovsky bei der GSI, die mich wissenschaftlich und handwerklich unterstützten, wenn mal nicht genügend Köpfe und Hände verfügbar waren. Weiterhin soll hier an den Russisch-Unterricht von Nikita erinnert sein, damit ich mich in meinem zu 75 % *russischen Büro* auch verständigen konnte. Unserem Mechaniker Davide Racano danke ich für die prompten Erledigungen meiner doch manchmal außergewöhnlichen Werkstattaufträge.

Aus der Injektorengruppe der GSI gebührt mein Dank Ludwig Dahl, Dr. Winfried Barth, Dr. Peter Gerhard und Dr. Sascha Mickat. Sie hatten immer ein offenes Ohr für mich, wenn es um beschleunigerspezifische Fragetellungen ging. Ich danke Herrn Dipl.-Ing. (FH) Michael Kaiser für die allmorgendlichen Kaffeeverkostungstreffen, bei denen auch Hochspannungsexperimente, neuartige Raumschiffionenantriebe und FEM diskutiert wurden.

Ich danke den Mitgliedern der Strahldiagnosegruppe der GSI für die fachliche Un-

Danksagung

terstützung. Zu nennen sind Dr. Peter Forck, Christiane Andre, Tobias Hoffmann, Roland Fischer sowie Dr. Dmitry Liakin.

Ganz herzlich danke ich schließlich meinen Eltern Gabi und Hans Pfister sowie meiner Großmutter Gerda Kirchner, ohne deren ständige Unterstützung vieles nicht so einfach gewesen wäre.

Für die Unterstützung in der finalen Phase dieser Arbeit danke ich meiner Freundin Christina Anastasiou.

Zuletzt gebührt mein Dank all denen, die in dieser Aufzählung nicht namentlich genannt wurden, aber trotzdem zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben.

Lebenslauf

Name:	Jochen Pfister
Anschrift:	Sandstrasse 46, 64342 Seeheim-Jugenheim
Geburtsdatum:	22. Juli 1979 in Frankfurt am Main
Staatsangehörigkeit:	deutsch

Schule

09/1990–06/1999	Gymnasium in Seeheim-Jugenheim
08/1995–01/1996	Auslandssemester an der Deutschen Höheren Privat Schule in Windhoek, Namibia

Ausbildung

08/1999–06/2002	Ausbildung zum European Flight Paramedic, Kriseninterventionsberater und ACLS-Trainer
-----------------	--

Studium

08/2001–02/2006	Studium Optotechnik und Bildverarbeitung an der Hochschule Darmstadt mit Abschluß Diplom-Ingenieur (FH)
09/2003–02/2004	Auslandsaufenthalt bei Spectra-Physics Lasers & Photonics in Mountain View, CA, USA

Promotion

03/2006–04/2006	wissenschaftlicher Mitarbeiter am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg
04/2006–07/2006	Forschungsaufenthalt am Triumf – Canada’s National Laboratory for Nuclear and Particle Physics in Vancouver, BC, Kanada
seit 10/2006	Promotionsstudent am Institut für Angewandte Physik der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt bei Prof. Dr. Ratzinger
02/2007–03/2007	Forschungsaufenthalt an der RHIC-Test-EBIS am Brookhaven National Laboratory, Upton, NY, USA

Akademische Lehrer

R. Becker, J. Dilling, R. Dörner, C. Heckenkamp, W. Heddrich, O. Kester, P. Kopietz, S. Nesper, U. Ratzinger, U. Rohlfing, M. Roser-Valenti, T. Stöhlker
