

Minimierung der systematischen Anfangsverluste im SIS18

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Goethe-Universität Frankfurt am Main

von
Youssef El Hayek
aus dem Libanon

Frankfurt am Main 2013
(D30)

Vom Fachbereich Physik der Goethe-Universität Frankfurt am Main als Dissertation angenommen.

Dekan: Prof. Dr. Joachim Stroth
Erster Gutachter: Prof. Dr. Ulrich Ratzinger
Zweiter Gutachter: Prof. Dr. Oliver Kester
Datum der Disputation: 5. Juli 2013

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
2	Die GSI- und FAIR-Beschleunigeranlagen	5
3	Ionenoptische Grundlagen	11
3.1	Lineare Strahldynamik	11
3.1.1	Bewegung geladener Teilchen im magnetischen Feld . . .	12
3.1.2	Twiss-Parameter	15
3.1.3	Transfermatrix-Formalismus	16
3.2	Strahlemittanz und Phasenraumellipse	17
3.2.1	RMS-Emittanz	19
3.2.2	KV-Emittanz	20
3.3	Injektionsprozess	20
3.3.1	Akzeptanz	21
3.3.2	Singleturn-Injektion	22
3.3.3	Multiturn-Injektion	22
4	Strahldiagnostik	27
4.1	Emittanzmessung	27
4.2	Strahlprofilgitter	29
4.3	Strahlstrommessung	31
4.3.1	Schneller Transformator	31
4.3.2	Langsamer Transformator	34
4.4	Strahlverlustmonitore	35

5	Mechanismen der systematischen Strahlverluste im SIS18	39
5.1	Multiturn-Injektionsverluste	39
5.1.1	Strahlverluste auf der äußeren Seite des Septums	40
5.1.2	Strahlverluste auf der inneren Seite des Septums	40
5.2	HF-Einfangsverluste	41
5.3	Closed-Orbit-Störung	42
5.4	Maschinenakzeptanz	43
6	Umladungsverluste und dynamisches Vakuum	45
6.1	Umladungsverluste und Wirkungsquerschnitte	45
6.2	Ionenstimulierte Desorption	48
6.3	Vakuumerzeugung	49
6.3.1	Konventionelle Vakuumpumpen	49
6.3.2	NEG-Beschichtung	50
7	Experimente zur Minimierung der systematischen Verluste im SIS18	53
7.1	Emittanzmessung im Transferkanal	53
7.2	Injektionsparameter	56
7.3	Anforderung für die Strahlbescheidung im Transferkanal	59
7.4	Abhängigkeit der MTI-Effizienz von der Emittanz	62
7.5	Abhängigkeit der MTI-Effizienz vom Tune	65
7.6	Reduzierung der Hochspannungsüberschläge im Injektionsseptum	66
7.7	Verlagerung der MTI-Verluste auf den TK	69
7.8	Vergleich der extrahierten Teilchenzahl mit und ohne Strahlkol- limation	72
7.9	Optimierung der MTI durch nichtlineare Bumperflanken	78
7.10	Kollimation der HF-Verluste	82
8	Umladungsverluste und dynamisches Vakuum im SIS18-Betrieb	85
8.1	SIS18-Upgradeprogramm	85
8.2	Strahllebensdauer	87
8.2.1	Kollimatorstrom mit und ohne NEG-Panels	89
8.3	Einfluss der Strahlbescheidung auf die Umladungsverluste und Kollimatorströme	90
8.4	Vergleich der Kollimatorströme	92

8.5 Druck im Injektionsseptum	93
9 Zusammenfassung und Ausblick	95
A Anhang	99
A.1 Dokumentation der Einstellprozedur	99
A.2 SISMODI Einstellparameter	103
Literaturverzeichnis	107
Danksagung	117
Lebenslauf	119

1 Einleitung und Motivation

Für das FAIR-Projekt (Facility for Antiproton and Ion Research) muss die Strahlintensität im Schwerionensynchrotron SIS18 um den Faktor 100 gegenüber der Situation in 2001 gesteigert werden [1]. Insbesondere für die geplanten Plasmaphysikexperimente im APPA-Cave (Atomic, Plasma Physics and Applications) werden im SIS100 hohe Strahlintensitäten benötigt [2]. Um die gewünschten Intensitäten im SIS100 von 5×10^{11} Teilchen zu erreichen, müssen die Ionenpakete aus vier Zyklen vom SIS18 (pro Zyklus $1,25 \times 10^{11}$ Teilchen) in das SIS100 injiziert werden. Die Steigerung der Intensität wird im Wesentlichen durch Anheben der Raumladungsgrenze mittels Reduktion der Ladungszustände der Ionen erreicht. Durch Verzicht auf die Umladungsfolie zwischen dem UNILAC und dem SIS18 werden Intensitäts- und Brillanzverluste vermieden [3]. Anstelle von U^{73+} - werden U^{28+} -Ionen verwendet. Der Betrieb mit mittleren Ladungszuständen kann zu anderen Problemen führen. Durch Kollision der Strahlionen mit Restgasteilchen können erstere leichter umgeladen werden, indem ein Ion ein Elektron verliert oder einfängt. Dies ändert seine magnetische Steifigkeit und führt zu einer anderen Ablenkung in den zur Strahlführung verwendeten Magneten, verglichen mit dem Sollteilchen. Dadurch können die umgeladenen Strahlionen auf die Vakuumkammer auftreffen und dort verloren gehen. Am Auftreffort der Ionen werden auf der Oberfläche gebundene Restgasteilchen in das Vakuum freigesetzt (Desorption), was zu einem lokalen Druckanstieg führt. Dies wiederum erhöht die Wahrscheinlichkeit für weitere Umladungen, wodurch der Druck lawinenartig ansteigt, und im schlimmsten Fall einen nahezu kompletten Strahlverlust zur Folge hat [4, 5]. Verschiedene Maßnahmen zur Reduktion oder Kontrolle dieser Verluste wurden getroffen. Ein Kollimatorsystem zur Kontrolle dieser Verluste wurde erfolgreich im SIS18 eingebaut [6]. Zur Erhöhung der Saugleistung wurden alle Dipol- und Quadrupolkammern mit

NEG (Non Evaporable Getters) beschichtet. Des Weiteren wurden zehn NEG-Panels im Injektionsstank installiert.

Teilchen, die während der Multiturn-Injektion (MTI) verloren gehen, erhöhen durch Desorptionseffekte den dynamischen Druck im SIS18 [7, 8]. Zur Stabilisierung des Vakuumdrucks müssen die am Anfang des Zyklus systematischen Injektionsverluste auf unter 2 % verringert werden [9].

Abbildung 1.1 und 1.2 zeigen eine Simulation mit STRAHLSIM [10] für zwei Superzyklen im SIS100 mit jeweils vier Injektionen aus dem SIS18. Die Abhängigkeit der extrahierten Teilchen bzw. des Drucks von verschiedenen prozentualen Injektionsverlusten ist erkennbar. Es ist zu sehen, dass der Druck schon bei kleinen Injektionsverlusten rasant ansteigt und in den nachfolgenden Zyklen mehr Teilchen verloren gehen.

Um dies zu vermeiden, wurden im Rahmen der vorliegende Arbeit diese Verluste vom SIS18 auf den Transferkanal verlagert [11]. Dort können sie den umlaufenden Strahl im SIS18 nicht stören und den dynamischen Druck im SIS18 nicht erhöhen. Hierfür wurde der Strahlrand mit Hilfe von verstellbaren Schlitzen im Transferkanal (TK6DS2, TK7DS1 und TK7DS3) abgeschnitten und somit eine scharf begrenzte Phasenraumfläche in der horizontalen Ebene erzeugt. Dadurch kann der Injektionsvorgang verlängert werden, ohne dass sich die Injektionsverluste erhöhen. Es ergibt sich eine Erhöhung der beschleunigten Teilchenzahl durch Minimierung der Umladungsverluste für den aktuellen Betrieb. Weiterhin kann ein nichtlinearer Bumperabfall zur Optimierung der Multiturn-Injektion beitragen, was im Abschnitt 7.9 gezeigt wird.

Nach der MTI wird der Strahl in Bunchstrukturen umgeformt. Die Teilchen, die nicht in den Hochfrequenz(HF)-Buckets eingefangen werden, gehen bei den Ablenkmagneten an der inneren Seite des Rings verloren. Diese Verluste können mit dem verfahrbaren Kollimator im Sektor 3 aufgefangen werden.

Die Minimierung der anfänglichen systematischen Verluste (MTI, HF, Closed-Orbit) und die dadurch reduzierten Umladungsverluste sind Gegenstand dieser Arbeit.

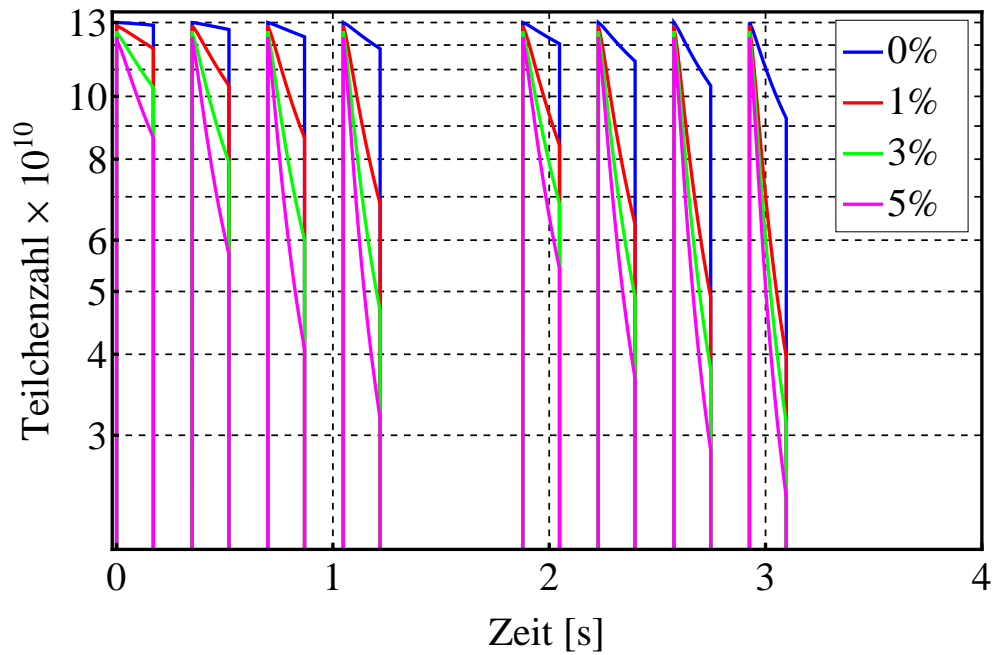


Abbildung 1.1 Zwei mit STRAHLSIM berechnete Superzyklen für SIS100 mit jeweils vier Zyklen im SIS18 für verschiedene Injektionsverluste.

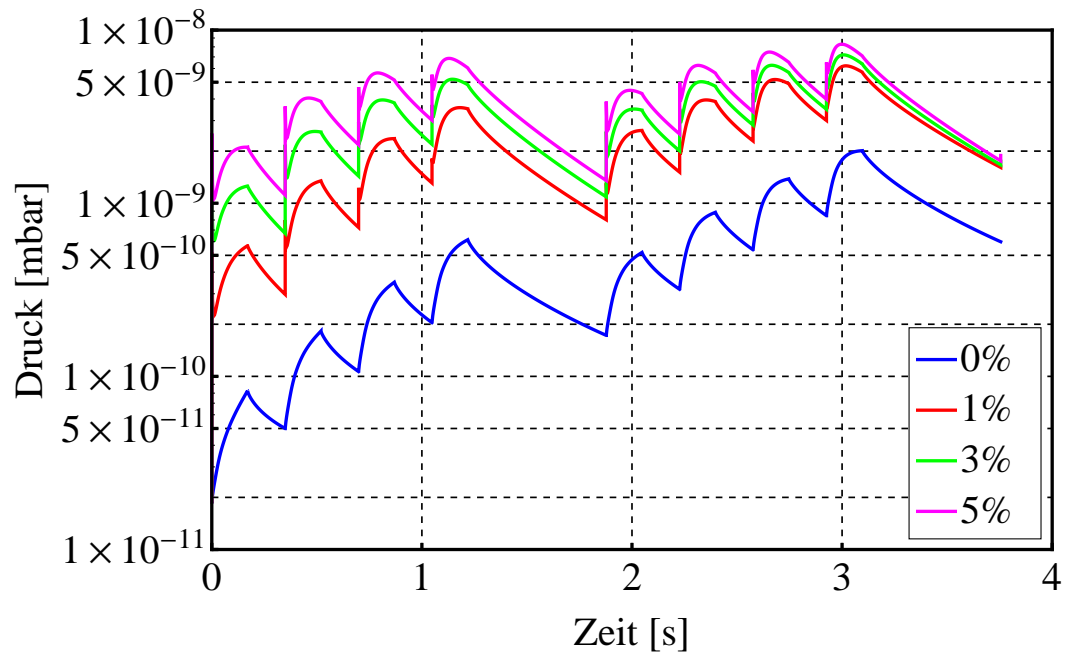


Abbildung 1.2 Der zugehörige Druck für die in der Abbildung 1.1 berechneten Zyklen.

Zunächst werden im Kapitel 2 die GSI- und FAIR-Anlagen dargestellt. Anschließend werden im Kapitel 3 die ionenoptischen Grundlagen, die für diese Arbeit wichtig sind, erläutert. Im Kapitel 4 wird die für die Messungen im Rahmen dieser Arbeit benutzte Strahldiagnostik kurz beschrieben. Auf die Ursachen der systematischen Anfangsverluste wird im Kapitel 5 eingegangen und im nachfolgenden Kapitel 6 werden die dadurch verursachten Umladungsverluste beschrieben. Die Auswirkung der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Methode zur Minimierung dieser Verluste auf die extrahierte Teilchenzahl bzw. den dynamischen Druck werden dargestellt. Die Ergebnisse der verschiedenen Messungen für die Strahlbescheidung im TK, die Auswirkung der nichtlinearen Bumperflanke auf die MTI-Effizienz, die Lebensdauermessung und die HF-Kollimation werden präsentiert.

2 Die GSI- und FAIR-Beschleunigeranlagen

In diesem Kapitel wird die GSI-Beschleunigeranlage (GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung) beschrieben, insbesondere der UNILAC (Universal Linear Accelerator), der Transferkanal (TK) und das Schwerionensynchrotron SIS18. Einen Überblick über die Beschleunigeranlagen von GSI und FAIR zeigt Abbildung 2.1. Die GSI-Beschleunigeranlage bietet weltweit einzigartige Möglichkeiten für Experimente mit Schwerionen. Der normalleitende UNILAC ermöglicht es, alle Elemente vom Wasserstoff bis zum Uran zu beschleunigen[1]. Aus den bereits existierenden Penning-/MUCIS-/EZR-/VARIS-Ionenquellen werden schwachgeladene Ionen erzeugt und im ersten Abschnitt des UNILAC in einer RFQ- und IH-Struktur auf eine Energie von 1,4 MeV/u vorbeschleunigt [12]. Bei dieser Energie durchlaufen die Ionen einen Gasstripper, der den Ladungszustand der erzeugten Ionen erhöht. Hierbei werden zum Beispiel für Uran-Ionen Ladungszustände um $28+$ erzeugt [13]. Der Abschnitt nach dem Gasstripper enthält eine ALVAREZ-Beschleunigerstruktur, die alle Ionensorten am Ende bis auf 20% der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt [2, 14, 15]. Der Strahl kann nun für die Experimente in der anschließenden Experimentierhalle verwendet oder in das SIS18 transportiert und weiter beschleunigt werden. Die Strahlführung im TK zwischen UNILAC und SIS18 erlaubt eine weitere Erhöhung des Ladungszustandes durch eine dünne Umladungsfolie ($0,6 \text{ mg/cm}^2$ Kohlenstoff) und einen nachfolgenden Ladungsseparator [16, 17]. Der Transferkanal enthält u.a. Schlitze für die Strahlbescheidung, Steerer, um den Strahl auf der Sollbahn zu halten, sowie Quadrupole für die Strahlfokussierung und Anpassung des UNILAC-Strahls an das Schwerionensynchrotron SIS18.

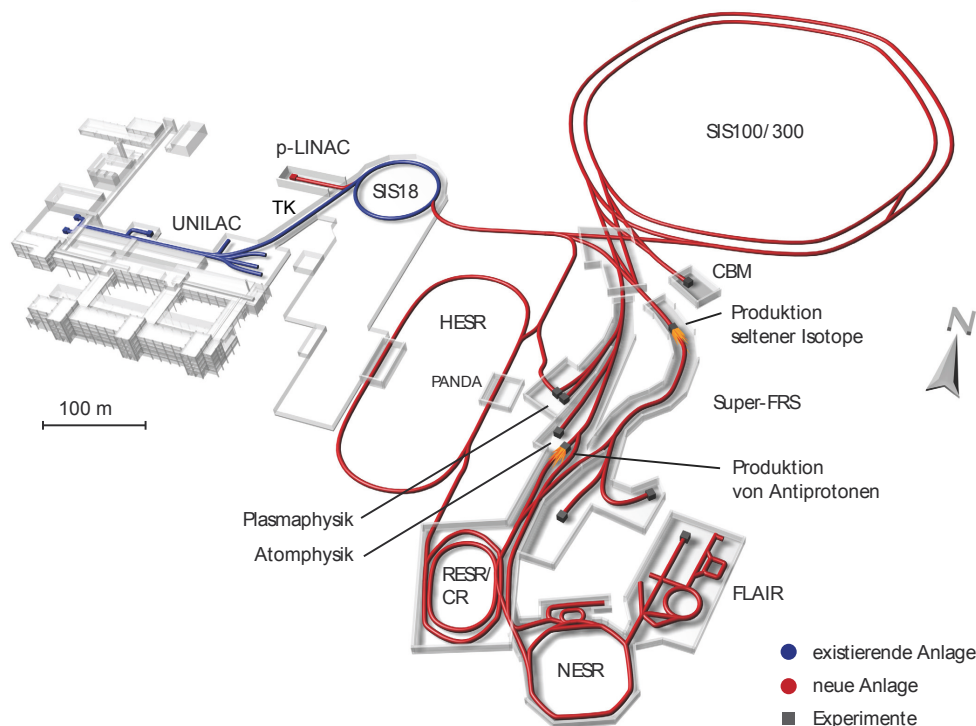


Abbildung 2.1 Die GSI- und FAIR-Beschleunigeranlagen.

Die Injektion in das SIS18 erfolgt durch Multiturn-Injektion. Bei dieser wird der transversale horizontale Phasenraum ausgefüllt. Das Septum am Ende des Transferkanals lenkt den Strahl in das SIS18 ein, wo für kurze Zeit eine Orbitbeule durch vier Bumper-Magnete erzeugt wird. Das Magnetfeld der Bumper-Magnete fällt mit der Zeit ab. Dieses Verfahren ermöglicht es, hohe Ströme im SIS18 zu erzielen.

Das SIS18 hat einen Umfang von 216,72 m und besteht aus zwölf identischen Sektoren. Die ionenoptischen Elemente in jedem Sektor sind zwei Dipole, drei Quadrupole und ein Sextupol. Die maximale Feldstärke der normalleitenden Dipole ist 1,8 T. Das SIS18 ist für eine maximale magnetische Steifigkeit von 18 Tm ausgelegt. Derzeit beträgt die „Ramprate“ 4 T/s, welche allerdings für den Boosterbetrieb für das SIS100 auf 10 T/s erhöht wird. Das Synchrotron kann vollständig ionisierte Ionen (z.B. Neon) auf bis zu 2 GeV/u beschleunigen, was 90% der Lichtgeschwindigkeit entspricht. Nach der Injektion wird der „Coasting Beam“ in vier Teilchenpakete gebuncht (aufgeteilt) und beschleunigt.

Die Ionen erfahren bei jedem Umlauf durch zwei Kavitäten in den Sektoren S02 und S08 eine Beschleunigungsspannung von maximal 24 kV. Dabei steigt die Umlauffrequenz von 800 kHz bis auf 5,6 MHz an.

In jedem Sektor sind verschiedene Diagnoseelemente, (Strahlpositionsmonitore, Strahlverlustmonitore, Strahltransformatoren, etc...) installiert. Weiterhin ist ein Elektronenkühler vorhanden, um die Strahlemittanz bzw. die Impulsabweichung kleiner zu halten, was für die Erhöhung der Intensität von hochgeladenen Ionen (z.B. U^{73+}) durch Multi Multiturn-Injektion¹ essentiell ist. Die technischen Parameter des SIS18 können aus [18] entnommen werden.

Um Stöße der Ionen mit Restgasatomen im Vakuumsystem zu minimieren, muss ein durchschnittlicher Druck im SIS18 von kleiner als 10^{-11} mbar erreicht werden. Hinter den Dipolen befinden sich Kollimatoren, die die Umladungsverluste auffangen [6].

Mit Hilfe des Kontrollsystems und leistungsfähiger Magnetstromnetzgeräte ist es möglich, in abwechselnden Beschleunigungszyklen bis zu drei verschiedene Ionensorten mit unterschiedlichen Endenergien und Ladungszuständen, mit schneller oder langsamer Extraktion, einzustellen. Das Kontrollsystem ermöglicht es, bis zu 16 verschiedene Einstellungen (16 virtuelle Beschleuniger) zu speichern und sie Puls für Puls in einer bestimmten Reihenfolge zu starten. Nach der Beschleunigung wird der Strahl entweder schnell (weniger als $1 \mu s$) mittels schneller Kickermagnete, oder langsam (bis zu 10 s) extrahiert. Der aus SIS18 langsam oder schnell extrahierte Ionenstrahl versorgt die Experimente am Experimentierspeicherring (ESR), sowie die Experimente am Fragmentseparator (FRS) oder in der großen Target-Halle.

¹Nach der MTI in das SIS18 wird der umlaufende Strahl gekühlt. Dadurch wird seine Emittanz kleiner. In den geschaffenen Platz im Phasenraum kann wieder injiziert werden. Dieser Vorgang wird als Multi Multiturn-Injektion genannt.

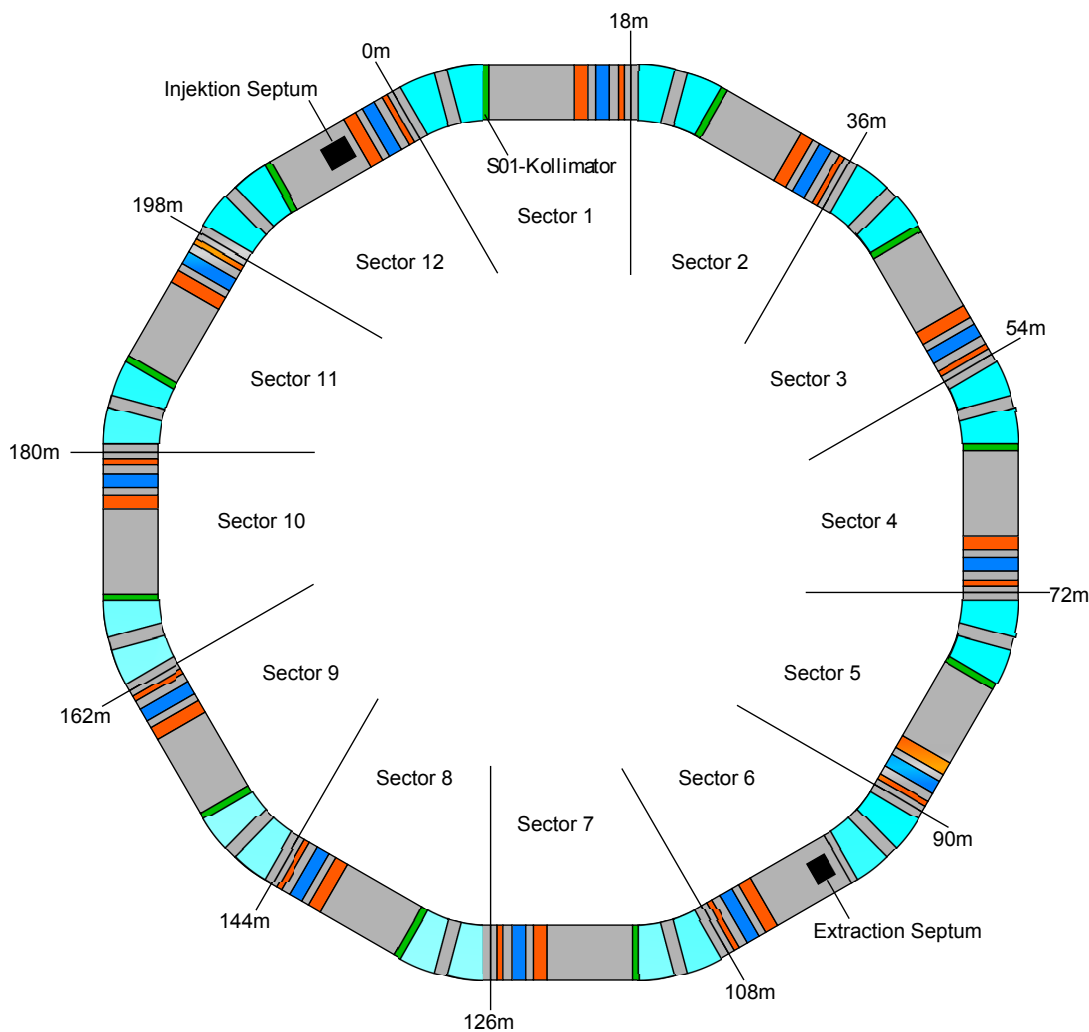


Abbildung 2.2 Übersicht über das SIS18 mit den magnetischen Komponenten. In Türkis sind die Dipole, in Blau und Rot die Quadrupole, in Grün die Kollimatoren und in Schwarz sowohl das Injektions- als auch das Extraktionsseptum dargestellt. Bild entnommen aus [19].

Weiterhin soll die bestehende GSI-Anlage als Vorbeschleuniger bzw. das SIS18 als Injektor für den neuen Beschleunigerkomplex FAIR dienen. Das Referenzion aus SIS100 ist U^{28+} bei einer Maximalenergie von 2,7 GeV/u. Abhängig von den Experimentanforderungen kann der Strahl vom SIS100 in das SIS300 transferiert und dort bis auf 34 GeV/u weiterbeschleunigt werden, nachdem der Ladungszustand von Uran auf 92+ (vollgestrippt) erhöht wurde. Der Strahl kann auch gleich nach der Beschleunigung im SIS100 für die Experimente - zum Beispiel Atom- und Plasmaphysik, Super-Fragmentseparator (Super-

Tabelle 2.1 Zusammenstellung einiger Betriebsparameter des SIS18 [18].

Parameter	Aktuell	Booster-Betrieb
Injektionsenergie vom UNILAC		11,4 MeV/u
Extraktionsenergie		200 MeV/u für U ²⁸⁺
Magnet. Steifigkeit Injektion		0,8 – 4,6 Tm
Magnet. Steifigkeit Extraktion		bis 18 Tm
Max. magnetisches Feld		1,8 T
Biegeradius der Dipole		10 m
Umfang		216,72 m
Max. Ramprate	4 T/s	10 T/s
Harmonischenzahl	4	4 + 2
Arbeitspunkt horizontal	4,14 – 4,3	4,16
Arbeitspunkt vertikal		3,3

FRS) oder Antiprotonproduktionstarget (bei Protonbetrieb)- extrahiert werden. Die durch Targets im Super-FRS erzeugten Sekundärteilchen werden dann zu den Speicherringen CR und HESR geliefert, wo sie gekühlt, akkumuliert und für verschiedene Experimente genutzt werden können. In der Endausbaustufe von FAIR werden noch zwei weitere Speicherringe (NESR, RESR) und zusätzliche Experimente verfügbar sein (z.B. FLAIR).

3 Ionenoptische Grundlagen

Die Fokussierung und die Führung Ionenstrahls in einem Beschleuniger stützen sich auf eine Reihe von magnetischen Elementen und feldfreien Driftstrecken. Die Anordnung der Magnete bzw. der Driftstrecken wird als „Lattice“ bezeichnet. In diesem Kapitel werden die erforderlichen physikalischen Methoden für die Teilchenbewegung in einer periodischen Maschine dargestellt. Es wird auf die Twiss-Parameter, Emittanz und Maschinenakzeptanz eingegangen um schließlich den Multiturn-Injektionsprozess im transversalen Phasenraum zu beschreiben. Die Theorie der transversalen Bahndynamik kann z.B. aus der Arbeit von *Courant* und *Snyder* [20] entnommen werden.

3.1 Lineare Strahldynamik

In einem Beschleuniger sollten sich alle Strahlteilchen auf einer Bahn bewegen. Diese Bahn wird Sollbahn oder Closed-Orbit (CO) im Synchrotron genannt. In der Praxis weichen die Teilchen des Strahles geringfügig von der Sollbahn ab. Um diese Abweichungen klein zu halten, sind Ablenk- und Fokussierungskräfte erforderlich.

Die Kraft, die durch die elektromagnetischen Felder (\vec{E} und \vec{B}) auf das Teilchen mit der Ladung q und der Geschwindigkeit \vec{v} wirkt, ist die Lorentzkraft:

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (3.1)$$

Die transversale Bewegung eines Teilchens wird durch die Koordinaten x und y für die horizontale und vertikale Position relativ zur Sollbahn beschrieben.

Ein Teilchen, das sich in einem Ringbeschleuniger befindet, durchläuft verschiedene elektrische und magnetische Felder. Für die erste Näherung werden nur die transversalen Magnetfeldkomponenten der Dipole und Quadrupole betrachtet. Eine Quadrupollinse wirkt auf Strahlen geladener Teilchen wie eine optische Linse auf Lichtstrahlen. Der Unterschied zwischen den beiden Systemen ist, dass die optische Linse in beiden transversalen Ebenen fokussiert oder defokussiert, während ein Quadrupolsingulett fokussierend in einer und defokussierend in der anderen Ebene wirkt. Die Bewegung von Teilchen in einem linearen Lattice, das nur aus Dipol- und Quadrupolfeldern besteht, wird durch die Differentialgleichungen

$$\begin{aligned}\dot{p} &= qv \times B \\ \ddot{r} &= \frac{q}{\gamma m} v \times B\end{aligned}\quad (3.2)$$

beschrieben [21].

3.1.1 Bewegung geladener Teilchen im magnetischen Feld

Die transversale Bewegung eines Teilchen entlang der Sollbahn wird durch die Koordinaten x und y für die horizontale und vertikale Abweichung von der Sollbahn beschrieben. Die zeitliche Änderung des Impulses in einem magnetischen Feldgradienten lässt sich in linearer Näherung durch die Lorentzkraft folgendermaßen schreiben [22]:

$$\begin{aligned}\frac{dp_x}{dt} &= m\ddot{x} = -qv \frac{\partial B_y(s,x)}{\partial x} x \\ \frac{dp_y}{dt} &= m\ddot{y} = +qv \frac{\partial B_x(s,y)}{\partial y} y,\end{aligned}\quad (3.3)$$

wobei v die Geschwindigkeitskomponente von \vec{v} entlang des Maschinenumfangs ist. Die horizontalen und vertikalen Quadrupolgradienten $K_x(s)$ und $K_y(s)$ können wie folgt definiert werden:

$$\begin{aligned}K_x(s) &= +\frac{1}{B\rho} \frac{\partial B_y(s,x)}{\partial x} \\ K_y(s) &= -\frac{1}{B\rho} \frac{\partial B_x(s,y)}{\partial y},\end{aligned}\quad (3.4)$$

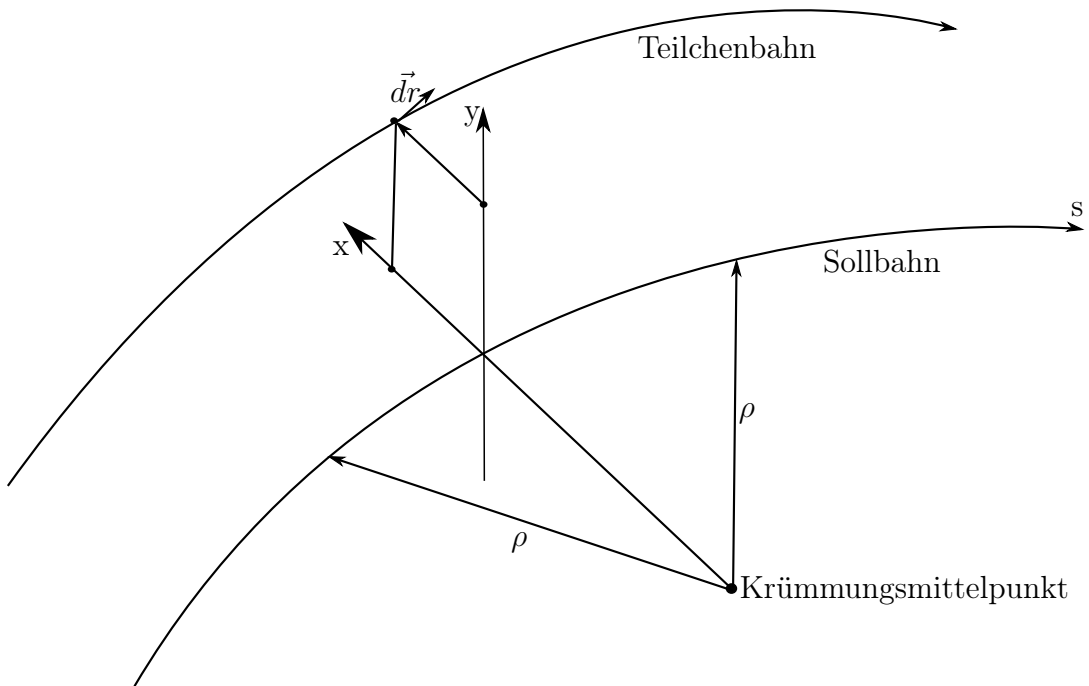


Abbildung 3.1 Der lokale Referenzorbit in einem Beschleuniger. Jede Teilchenposition ist definiert durch die transversale Abweichung vom Referenzorbit. Die transversale Abweichung von der Sollbahn ist durch die Koordinaten x und y gegeben, während die longitudinale Position durch die Koordinate s entlang des Beschleunigers bestimmt wird.

wobei ($B\rho = \frac{p}{q}$) die magnetische Steifigkeit und p die longitudinale Impulskomponente ist. Ein positiver Gradient K entspricht einem horizontal fokussierenden Quadrupol. Die entgegengesetzten Vorzeichen in den Gradienten K_x und K_y kommen aus der Tatsache, dass ein horizontal fokussierender Quadrupol vertikal defokussierend ist und umgekehrt. Eine homogene Differentialgleichung zweiter Ordnung mit dem periodischem Koeffizienten $K(s)$ für die beiden Gleichungen 3.4 für ein Teilchen, das sich um die Sollbahn in einem Synchrotron bewegt, wird gegeben durch:

$$\frac{d^2 z}{ds^2} = -K_z(s)z, \quad K_z(s+L) = K_z(s), \quad (3.5)$$

mit $L = C/N$, $z = x, y$.

Diese Gleichung ist eine *Hill'sche Differentialgleichung* und hat eine der harmonischen Oszillatorgleichung ähnliche Form. Hierbei ist die Federkonstante $K(s)$

eine periodische Funktion der Variablen s mit Periode L . L ist die Zellenlänge einer Superperiode¹ in einem Synchrotron und N ist die Anzahl dieser periodischen Zellen, wobei C der Umfang der Synchrotronmaschine ist. Der Wert von $K_z(s)$ bestimmt, ob das Segment eine Driftstrecke, ein Dipol oder ein Quadrupol ist. Die Gleichung 3.5 hat eine quasiharmonische Lösung. Diese kann mit Hilfe des *Floquet-Theorems* [23] in der Form ausgedrückt werden:

$$z = A\omega(s) \cos[\mu(s) + \delta], \quad (3.6)$$

wobei A und δ zwei Integrationskonstanten sind, die auf den Anfangszustand zurück zu führen sind, und $\omega(s)$ eine periodische Funktion der Periode L ist. Durch Einsetzen der allgemeinen Lösung 3.6 in die differentielle Gleichung 3.5 ergibt sich:

$$\frac{d^2\omega}{ds^2} + K_z(s)\omega - \frac{k^2}{\omega^3} = 0 \quad (3.7)$$

$$\text{mit } \frac{d\mu}{ds} =: \frac{k}{\omega^2}. \quad (3.8)$$

Strenggenommen muss die Funktion $\omega(s)$ nicht periodisch, aber eine Lösung der Gleichung sein. Verschiedene Funktionen $\omega(s)$ und $\mu(s)$ für horizontale und vertikale Bewegungen werden benötigt, weil die horizontale und vertikale Fokussierung nicht nur das entgegengesetzte Vorzeichen haben, sondern auch verschiedene Größen.

¹Ein Synchrotron besteht i.d.R. aus mehreren periodischen Zellen mit der gleichen Magnetkonfiguration. Die Latticefunktionen wiederholen sich nach einer bestimmten Anzahl solcher Zellen. Dieser Abschnitt wird Superperiode genannt. Das SIS18 hat zwölf Superperioden, die auch gleichzeitig die Zellen sind. Das SIS100 hat sechs Superperioden, die jeweils 14 Zellen haben.

3.1.2 Twiss-Parameter

Anstelle von der Funktion $\omega(s)$ werden die neuen Variablen definiert[20]:

$$\beta(s) \equiv \frac{\omega^2(s)}{k} \quad (3.9)$$

$$\alpha(s) \equiv -\frac{1}{2} \frac{d\beta(s)}{ds} = -\frac{1}{2} \frac{d}{ds} \left(\frac{\omega^2(s)}{k} \right) \quad (3.10)$$

$$\gamma \equiv \frac{1 + \alpha^2}{\beta}. \quad (3.11)$$

α , β und γ sind die sogenannten Twiss-Parameter oder die Courant-Snyder Parameter. Die Funktion $\beta(s)$ hat die Einheit m und wird Betatronfunktion genannt. Sie gibt die relative Strahlgröße (pro Einheit der Emittanz) entlang des Beschleunigers an. Die Funktion $\alpha(s)$ hat keine Dimension, repräsentiert den negativen Abfall der Betatronfunktion und gibt die tatsächliche Veränderung in der Betatronamplitude an. Ein negativer Wert von α indiziert einen divergenten Strahl, während ein positiver Wert für einen konvergenten Strahl steht. Die Funktion γ hat keine physikalische Bedeutung und wird durch Kombination der anderen Twiss-Parameter definiert. γ hat die Einheit m^{-1} .

Mit Hilfe von (3.9-3.11) kann die allgemeine Lösung der Bewegungsgleichung (3.6) umgeschrieben werden:

$$z(s) = \tilde{A} \sqrt{\beta(s)} \cos(\mu(s) + \delta). \quad (3.12)$$

\tilde{A} beinhaltet jetzt die Konstante k . Mit Hilfe der Gleichung 3.8 wird der Phasenvorschub $\mu(s)$ entlang einer Strecke s durch das Integral

$$\mu(s) = \int_0^s \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})} \quad (3.13)$$

beschrieben.

Stabile Teilchenbewegungen bestehen in einer begrenzten Oszillationsbewegung um die Sollbahn. Diese Bewegung wird Betatronoszillation genannt. Eine sehr wichtige Größe ist die Anzahl der Betatronoszillationen für ein Teilchen pro Ma-

schinenumlauf. Sie wird Arbeitspunkt oder „Tune“ Q genannt und wird durch:

$$Q = \frac{\mu}{2\pi} = \frac{\mu(s+C) - \mu(s)}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \int \frac{d\vec{s}}{\beta(\vec{s})} \quad (3.14)$$

beschrieben, wobei C der Maschinenumfang ist. Der Tune ist normalerweise nicht ganzzahlig. $Q = \tilde{q} + q$ besteht aus zwei Zahlen, wobei \tilde{q} eine ganze Zahl und q eine fraktionale Zahl ist. Der Tune für die horizontale und vertikale Bewegung kann berechnet werden durch:

$$Q_H = \frac{1}{2} \int_{s_0}^{s_0+C} \frac{d\vec{s}}{\beta_H(\vec{s})} \quad (3.15)$$

$$Q_V = \frac{1}{2} \int_{s_0}^{s_0+C} \frac{d\vec{s}}{\beta_V(\vec{s})}. \quad (3.16)$$

Wobei $\beta(s)$ die periodische Betafunktion ist.

3.1.3 Transfermatrix-Formalismus

Die Veränderung der Latticefunktion von einem Ort zum anderen in einem Beschleuniger kann durch die Multiplikation von Matrizen beschrieben werden. Diese stellen den Einfluss der einzelnen Latticekomponenten (Driftstrecke, Quadrupol, Dipol...) auf die Twiss-Parameter dar[21].

$$z(s) = a_1 \sqrt{\beta(s)} \cos \mu(s) + a_2 \sqrt{\beta(s)} \sin \mu(s). \quad (3.17)$$

a_1 und a_2 sind die Lösung der harmonischen Bewegung am Startpunkt. Es folgt dass $a_1 = \frac{1}{\sqrt{\beta_1}}$, $a_2 = \frac{\alpha_1}{\sqrt{\beta_1}}$ für $s = s_1$ und $a_1 = 0$, $a_2 = \sqrt{\beta_1}$ für $s = s_2$. Daraus ergibt sich für

$$\mathbf{T}(s_2|s_1) = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}} (\cos \mu_{21} + \alpha_1 \sin \mu_{21}) & \sqrt{\beta_1 \beta_2} \sin \mu_{21} \\ -\frac{1}{\sqrt{\beta_1 \beta_2}} [(1 + \alpha_1 \alpha_2) \sin \mu_{21} + \alpha_{21} \cos \mu_{21}] & \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} (\cos \mu_{21} - \alpha_2 \sin \mu_{21}) \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

mit

$$\begin{pmatrix} z(s_2) \\ z'(s_2) \end{pmatrix} = \mathbf{T}(s_2|s_1) \cdot \begin{pmatrix} z(s_1) \\ z'(s_1) \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

Die Gleichung 3.18 stellt den Zusammenhang zwischen den Funktionen $\alpha(s)$, $\beta(s)$ und $\mu(s)$ und der Transfermatrix \mathbf{T} dar, mit

$$\mu_{21} = \mu(s_2) - \mu(s_1) \quad \text{und} \quad \alpha_{21} = \alpha(s_2) - \alpha(s_1). \quad (3.20)$$

Für eine Superperiode in einem Synchrotron gilt $\beta = \beta_1 = \beta_2$ und $\alpha = \alpha_1 = \alpha_2$. Dies reduziert die Transfermatrix auf

$$\mathbf{T}(s + L|s) = \begin{pmatrix} (\cos \mu_0 + \alpha \sin \mu_0) & \beta \sin \mu_0 \\ -\gamma \sin \mu_0 & (\cos \mu_0 - \alpha \sin \mu_0) \end{pmatrix}. \quad (3.21)$$

3.2 Strahlemittanz und Phasenraumellipse

Ein Teilchenstrahl in einem Beschleuniger besteht aus vielen Teilchen, die sich entsprechend der Bewegungsgleichung (3.5) mit verschiedenen Anfangsbedingungen bewegen. Das Verhalten des Teilchenstrahles als Ganzes kann besser in den Koordinatenebenen (x, x') und (y, y') der Teilchenbahnen im transversalen Phasenraum beschrieben werden. In der allgemeinen Lösung der Betatronoszillation (3.6) und ihrer Ableitung können die trigonometrischen Funktionen durch Addition der Quadrate bei beiden Gleichungen eliminiert werden. Dies führt auf die Courant-Snyder-Bewegungsinvarianz [24]

$$\epsilon = \gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 = \textit{konstant}. \quad (3.22)$$

Diese Funktion ist eine Konstante, analog zu der gesamten Energie eines harmonischen Oszillators. Die Gleichung beschreibt eine Ellipse im (x, x') -Phasenraum. Die Fläche, die im Phasenraum vom Teilchenstrahl eingenommen wird, ist gegeben durch $A = \epsilon \cdot \pi$. Die Form und die Ausrichtung der Ellipse wird im Lattice i.d.R. von Punkt zu Punkt variieren, aber ihre Fläche bleibt ohne HF (bei linearer Transformation) unverändert. Die Fläche, Form und Neigung der

Phasenellipsen repräsentieren die Strahleigenschaften.

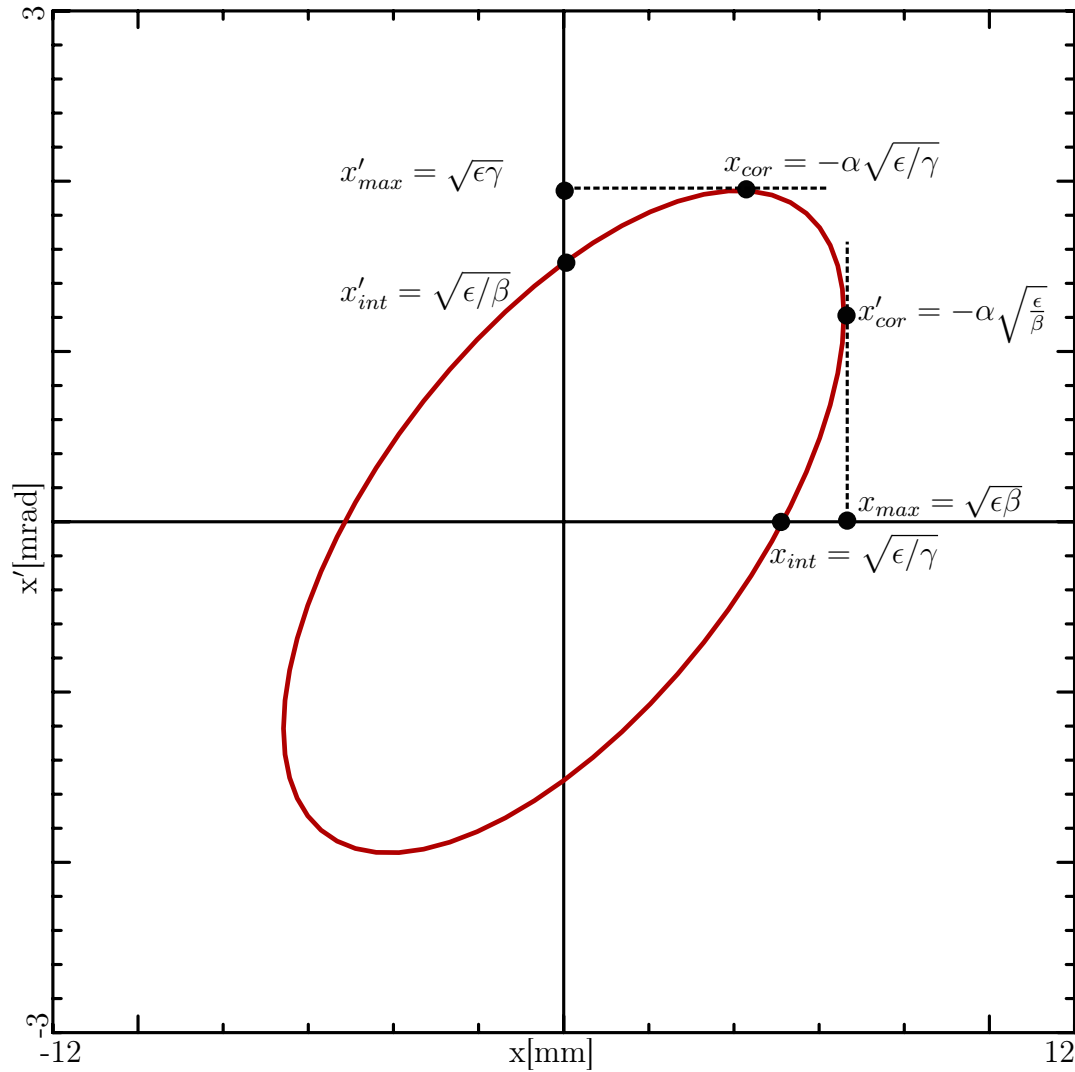


Abbildung 3.2 Darstellung der Phasenellipse in der (x, x') -Ebene.

Ein Teilchen mit den Koordinaten (x, x') bewegt sich im Phasenraum auf dem Rand einer sich stetig ändernden Ellipse [24]. Es wird angenommen, dass die Teilchenverteilung in einem Strahl als Gauß-Kurve beschrieben werden kann, deren Ränder sich bis zur Vakuumkammer erstrecken. Die Standardabweichung σ dieser Verteilung ist ein geeigneter Parameter, um die Strahlgröße zu definie-

ren. Die geometrische Strahlemittanz wird definiert als:

$$\epsilon = \pi \frac{\sigma^2}{\beta}, \quad (3.23)$$

wobei σ die Strahlbreite ist. ϵ entspricht der Fläche, die der Strahl in der transversalen Phasenraumebene einnimmt und ist definiert durch:

$$\epsilon_{xx'} = \frac{A_{xx'}}{\pi} = \frac{1}{\pi} \int \int dx dx'. \quad (3.24)$$

Die Einheit der transversalen Emittanz ist mm mrad. Die normierte Emittanz ist gegeben durch (siehe Abbildung 3.2):

$$\epsilon_{n,xx'} = \beta\gamma\epsilon_{xx'}. \quad (3.25)$$

3.2.1 RMS-Emittanz

Die von *Sacherer* [25] eingeführte RMS-Emittanz (RMS = Root Mean Square) wird als die ϵ_{rms} -Emittanz angenommen. Die RMS-Emittanzen für die (x, x') - und (y, y') -Ebenen sind definiert als:

$$\epsilon_{x,rms} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2}, \quad \epsilon_{y,rms} = \sqrt{\langle y^2 \rangle \langle y'^2 \rangle - \langle yy' \rangle^2}. \quad (3.26)$$

Für ein Teilchenpaket mit N Teilchen kann die RMS-Emittanz mithilfe der *Courant-Snyder*-Invarianten bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \epsilon_{x,rms} &= \frac{1}{N} \sum_i \epsilon_{x,i} = \frac{1}{N} \sum_i \gamma_x x_i^2 + 2\alpha_x x_i x'_i + \beta_x x_i'^2, \\ \epsilon_{y,rms} &= \frac{1}{N} \sum_i \epsilon_{y,i} = \frac{1}{N} \sum_i \gamma_y y_i^2 + 2\alpha_y y_i y'_i + \beta_y y_i'^2. \end{aligned} \quad (3.27)$$

Die Strahlenveloppe, die alle Strahlteilchen enthält (siehe Abbildung 3.2), ist gegeben durch:

$$E(s) = \sqrt{\beta(s)\epsilon}. \quad (3.28)$$

3.2.2 KV-Emittanz

Eine spezielle Verteilung ist die von *Kapchinskij* und *Vladimirskij* entwickelte [26] und nach ihnen benannte KV-Verteilung. Sie ist im 4-dimensionalen Phasenraum definiert, und ergibt bei Projektion auf 2-dimensionale Unterräume homogene Verteilungen [27]. Für eine KV-Verteilung ist die Phasenraumellipse gegeben durch

$$\frac{x^2}{a} + \frac{x'^2}{a'} = 1, \quad \text{wobei} \quad x_{rms} = \frac{a}{2} \quad \text{und} \quad x'_{rms} = \frac{a'}{2}. \quad (3.29)$$

Hierbei ist $A = aa'$ die Fläche, in der sich alle Teilchen befinden. Daraus wird die 100%-Emittanz definiert:

$$\epsilon_{kv} = 4 \times \epsilon_{rms}. \quad (3.30)$$

3.3 Injektionsprozess

Die Injektion ist die letzte Phase des Strahltransports von einem Vorbeschleuniger in eine nachfolgende Maschine, entweder von einem linearen Beschleuniger zu einem Synchrotron oder von einem Ringbeschleuniger in einen anderen Ringbeschleuniger. Sie umfasst typisch die ersten Mikrosekunden eines Maschinenzyklus. Grundvoraussetzung für eine optimale Injektion ist, einen Teilchenstrahl mit einer wohldefinierten Energie vom Vorbeschleuniger so in den nachfolgenden Ringbeschleuniger einzuführen, dass keine nennenswerten Teilchenverluste auftreten. Teilcheninjektion in ein Synchrotron kann auf verschiedene Weise durchgeführt werden. Die Phasenraumanpassung (Anpassung Transferstrecke-Synchrotron) wird im folgenden Kapitel allgemein beschrieben. Es wird sowohl auf die sogenannte Singleturn-Injektion als auch auf die MTI eingegangen.

3.3.1 Akzeptanz

Die Akzeptanz eines Beschleunigers beschränkt die maximal mögliche Emittanz eines Strahles in den transversalen Ebenen und hat die Einheit mm mrad. Das Phasenraumvolumen, in dem alle Teilchen vom Beschleuniger aufgenommen und verlustfrei beschleunigt oder gespeichert werden können, bezeichnet man als Akzeptanz. Der injizierte Strahl sollte möglichst innerhalb der Akzeptanz liegen, da alle Teilchen, die außerhalb der Akzeptanz injiziert werden, innerhalb weniger Umläufe verloren gehen. Die optimale Anpassung „matching“ geschieht mit Hilfe einer geeigneten Ionenoptik. Die injizierte Strahlellipse dreht sich nach jedem Umlauf in Abhängigkeit des Betatronphasenvorschubs. Die pro Umlauf eingenommene Fläche beschreibt die partielle Akzeptanz der gesamten Maschinenakzeptanz. Ungeeignete Auslegung oder Einstellung des Transferkanals führt zu einer Fehlanpassung „mismatch“ in der Maschine (Abbildung 3.3a). Der Strahltransport von einem Beschleuniger zu einem anderen Beschleuniger erfordert eine Anpassung des zu injizierenden Strahles an die Akzeptanz der nachfolgenden Maschine. Für eine perfekte Anpassung, wie in Abbildung 3.3b dargestellt, müssen die Twiss-Parameter von zwei Beschleunigern am Injektionsort gleich sein [21]. Für eine effiziente Injektion reicht es zunächst aus, dass

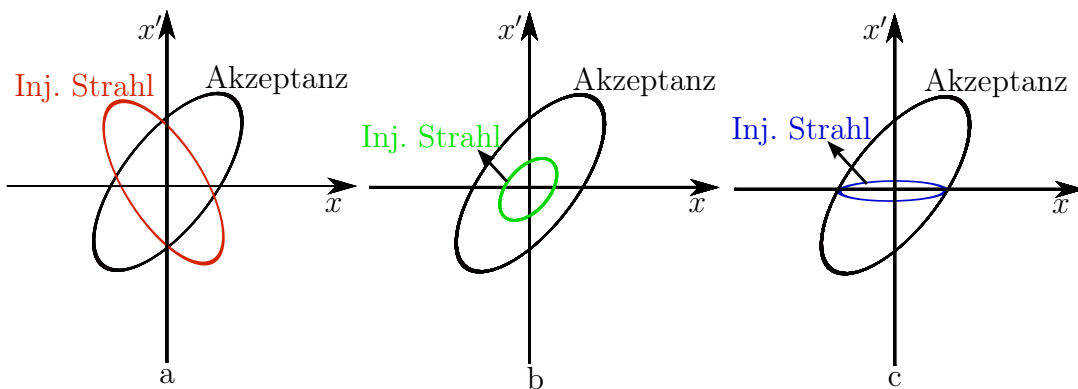


Abbildung 3.3 Anpassungsbedingung im Phasenraum: a) Fehlanpassung, b) Optimale Anpassung, c) Effiziente Anpassung.

der injizierte Strahl vollkommen von der Maschinenakzeptanz eingenommen wird (Abbildung 3.3c).

3.3.2 Singleturn-Injektion

Die Singleturn-Injektion ist die einfachste Methode einer Injektion. Der Strahl wird mit Hilfe eines Septums und eines schnell gepulsten Kickermagneten so nah wie möglich an der Sollbahn des Beschleunigers eingelenkt. Der Kickermagnet muss bereits abgeschaltet sein, bevor die ersten injizierten Teilchen einen neuen Umlauf vollzogen haben, damit sie nicht noch einmal eingelenkt werden. Um Strahlverluste zu vermeiden, muss die maximale UNILAC-Pulslänge kürzer sein als ein Maschinenumfang (zusätzlich muss die Abfallzeit des Kickermagnets berücksichtigt werden).

3.3.3 Multiturn-Injektion

Für die meisten Experimente und Anwendungen, die hohe Intensitäten anfordern, wird der Strahl erst im Synchrotron akkumuliert, bevor er beschleunigt wird. In der Regel wird ein Makropuls vom Injektor in einen gepulsten Strahl höherer Intensität umgewandelt.

Dipolmagnete verursachen Dispersion in der Biegeebene, was zu einer Vergrößerung der Strahldimension führt. Da im SIS18 die Dipole in die horizontale Ebene ablenken und es keine Dispersionselemente in der vertikalen Ebene gibt, sind die horizontalen Aperturen größer als die vertikalen. Daraus ergibt sich ein elliptisches Strahlrohr mit horizontal großer Halbachse. Damit ist die horizontale Akzeptanz größer als die vertikale. Daher ist die MTI in der horizontalen Ebene die favorisierte Methode für große Kreisbeschleuniger².

Die Verwendung eines Kicker- und Septummagnets, um einen Teilchenstrahl in die Nähe der Sollbahn zu injizieren, nutzt die Akzeptanz des Ringbeschleunigers aus, sofern diese größer ist als die Emittanz des Vorbeschleunigers. Für die MTI ist daher eine Orbitbeule mit variabler Amplitude erforderlich, die es erlaubt, den Strahl bei der Injektion in einen Abstand von der Sollbahn zu versetzen, um die Maschinenakzeptanz mit dem injizierten Strahl zu füllen.

Vor Beginn der Injektion wird die Sollbahn um den Abstand d_0 (Abbildung. 3.5)

²Kleine Kreisbeschleuniger können auch aufrecht gestellt werden.

in Richtung des Septums versetzt. Der injizierte Strahl wird mittels eines Septummagnets auf die versetzte Bahn in den Ringbeschleuniger eingelenkt. Während der ersten Füllung der Maschine mit dem injizierten Strahl vom UNILAC nimmt der Abstand der versetzten Bahn $d(t)$ langsam ab, so dass der umlaufende Strahl nicht auf die Rückseite des Septums stößt, wenn er wieder den Injektionspunkt erreicht. Die versetzte Sollbahn bewegt sich vom Septum weg, und die injizierten Teilchen führen Betatronoszillationen mit einer bestimmten Amplitude um die Sollbahn durch. Da der horizontale Tune Q_H keine ganze Zahl ist, werden die umlaufenden Teilchen beim nächsten Umlauf an einer anderen Stelle im Phasenraum sein, und dadurch verpassen sie das Septum. Dieser Prozess setzt sich fort, bis die gewünschte Anzahl von Injektionen erreicht oder die Maschinenakzeptanz vollständig gefüllt ist. Auf diese Weise besetzt das erste injizierte Teilchenpaket das Zentrum der horizontalen Akzeptanz, während die später injizierte Pakete auf den Umfang der Akzeptanzellipse verteilt sind. In der vertikalen Phasenraumbene bewegt sich der Strahl wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben wurde. Diese Methode wird in der Beschleunigerliteratur transversales „stacking“ genannt. Die Abbildung 3.4 zeigt schematisch eine mit Hilfe von vier Bumpermagneten erzeugte Beule.

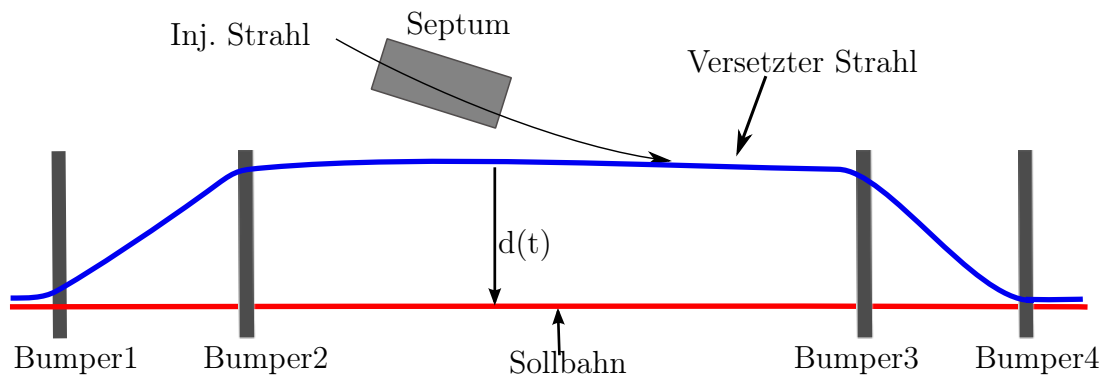


Abbildung 3.4 Schematische Darstellung einer Orbitbeule für die Injektion eines Strahles mit vier Bumpermagneten.

Die wichtigsten Parameter, um die Strahlakkumulation zu kontrollieren und Verluste im Phasenraum zu vermeiden, sind der zeitliche Verlauf der Auslenkung der Bumpermagnete $d(t)$ und der horizontale Tune Q_H . Die Wahrscheinlichkeit Teilchen zu verlieren ist am größten, wenn der Tune Q_H eine ganze Zahl bildet.

Das heißt, dass die Transversalbewegung der injizierten Teilchen nach einem Umlauf Vielfache von 2π durchlaufen hat und daher die Teilchen wieder nahe am Septum vorbeikommen (siehe Abbildung 3.5 und 3.6). Die maximale Teilchenzahl, die injiziert bzw. akkumuliert werden kann, hängt unter anderem von der Intensität der Quelle und dem Maschinenumfang ab.

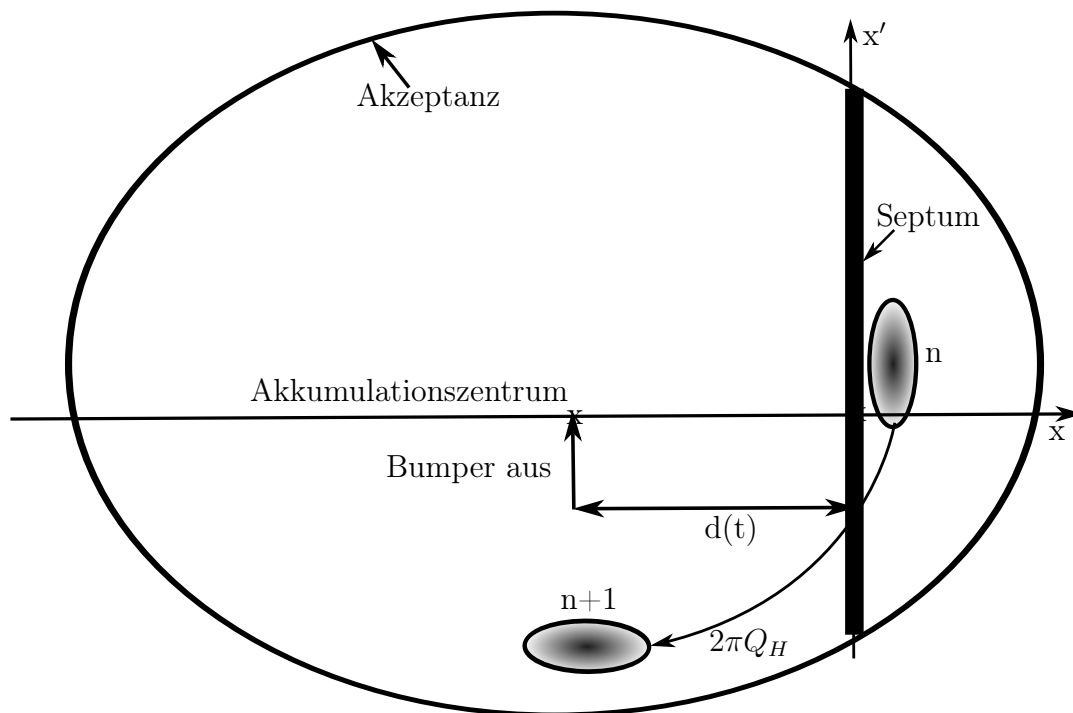


Abbildung 3.5 Beispiel für transversale MTI im horizontalen Phasenraum mit vierzahligen Tune.

Abbildung 3.5 zeigt, wie sich der injizierte Strahl im horizontalen Phasenraum in Abhängigkeit mit dem Tune dreht. Der injizierte Strahl dreht sich um $2\pi Q_H$ im Phasenraum pro Maschinenumlauf.

Der Injektionsbump $d(t)$ wird so gewählt, dass man das erste Injektionspaket mit der Emittanz ϵ_x optimal injizieren kann. Der Injektionsbump $d(t)$ wird nach dem Injektionsanfang sukzessive verringert. Wenn der Strahl nach einem Maschinenumlauf am Injektionspunkt wieder ankommt, ist der Injektionsbump $d(t)$ ein Stück runtergefahren, so dass der Strahl an dem Septum vorbeifliegt ohne Verluste auf dessen Rückseite zu erleiden. Das Injektionspaket dreht sich im Phasenraum bei jedem Umlauf um $2\pi Q_H$ um das Stacking-Zentrum. Mit einem

viertelzahligen Tune, zum Beispiel $Q_H=4,25$ im SIS18, kommt der Strahl nach vier Umläufen wieder an der Stelle an, wo er injiziert wurde.

Die Strahldynamik in der vertikalen Phasenraumbene ist viel einfacher, wie zum Beispiel im Fall des SIS18 bei GSI: Der Phasenraum des injizierten Strahls am Ende des Transferkanals wird so gewählt, dass dessen Orientierung mit der vertikalen Akzeptanzellipse im SIS18 zusammenfällt. Es muss noch erwähnt werden, dass während der MTI die HF noch ausgeschaltet ist. Das Bunchen des Strahls erfolgt kurz vor dem Hochfahren der Magnete durch Hochregeln der Spannung der Kavitäten. Das SIS18 hat eine horizontale Akzeptanz von 150 mm mrad. Die Abbildung 3.6 stellt ein Beispiel für einen injizierten Strahl mit einer Emittanz von 10 mm mrad und einem Tune $Q_H=4,25$ dar. Der zuerst injizierte Strahl wird vom Septum beschnitten, da die Strahlemittanz zu groß ist und der Strahl sehr nah an das Septum gelegt wurde. Da der Tune viertelzahlig ist, kommt der Strahl nach vier Umläufen wieder nah an das Septum und wird nochmals beschnitten. Die Akzeptanz besteht aus partiellen Akzeptanzen, die ein endliches Volumen innerhalb des Phasenraums definieren. Die Akzeptanz ist die Fläche, in der der Strahl verlustfrei injiziert werden kann. Dieses Volumen wird durch vier transversale und zwei longitudinale Größen beschrieben:

$$\Delta V = \Delta x \cdot \Delta x' \cdot \Delta y \cdot \Delta y' \cdot \frac{\Delta p}{p'} \cdot \Delta s. \quad (3.31)$$

Grundregel der Multiturn-Injektion: In ein schon durch Teilchen besetztes Phasenvolumen kann kein zweites Mal injiziert werden, ohne die schon darin erhaltenen Teilchen zu verlieren [29]. Die großen Emittanzen verursachen Überlappsverluste³, welche vom Tune abhängig sind.

Daher wird für die Injektion in das SIS18 eine bestimmte Optik im TK eingestellt, um die Emittanz des injizierten Strahles durch Kollimation zu verkleinern und die MTI-Verluste aus dem SIS18 auf den TK zu verschieben. Die Entwicklung dieser Methode ist ein zentraler Bestandteil dieser Arbeit und wird im Kapitel 7 im Detail diskutiert.

³Wenn sich die Phasenräume von zwei Strahlen überlappen, gehen die zuerst injizierten Teilchen verloren.

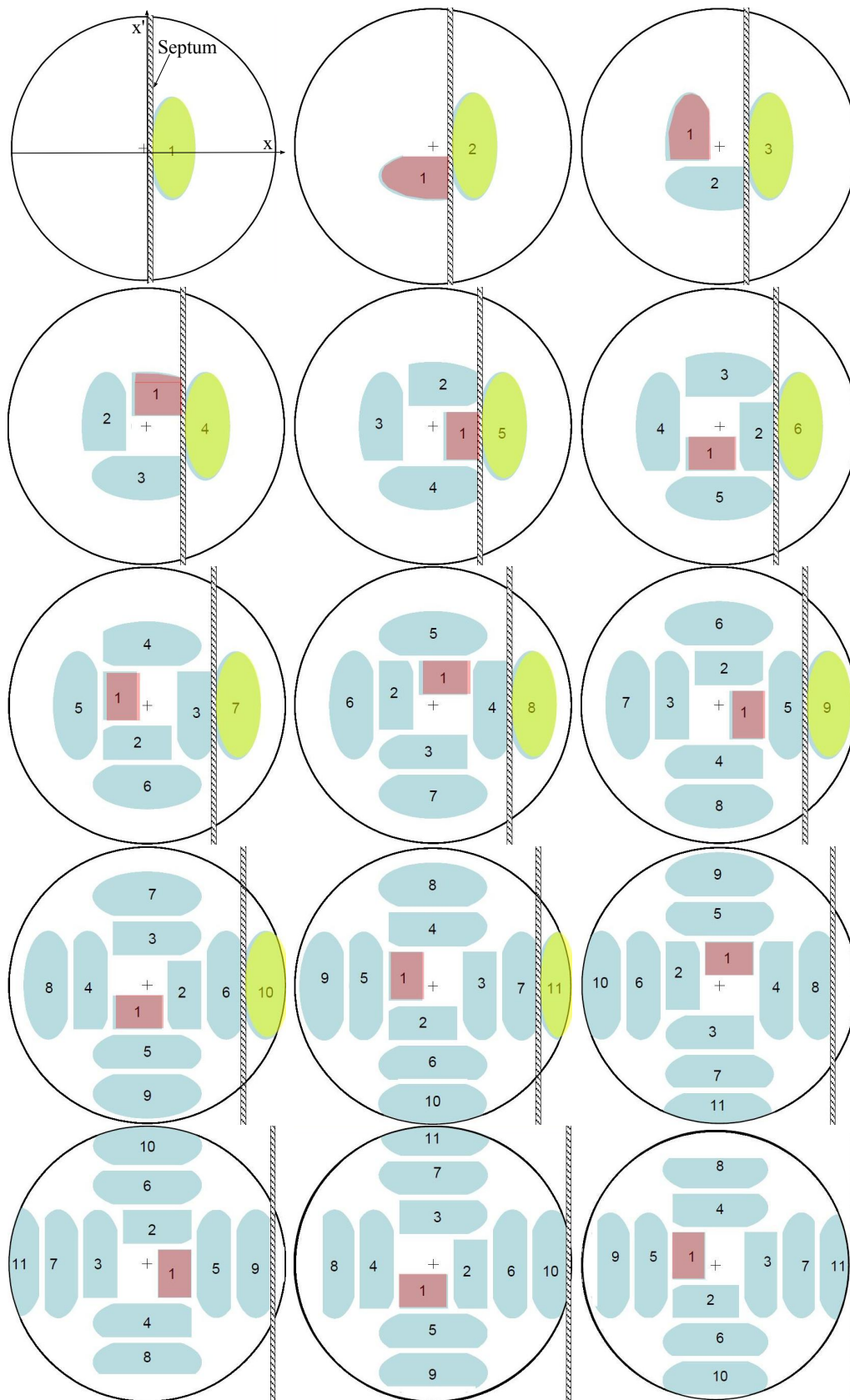


Abbildung 3.6 Beispiel für die Akkumulation durch MTI in einem Synchrotron mit 150 mm mrad Akzeptanz und einem 10 mm mrad injizierten Strahl [28].

4 Strahldiagnostik

Die Strahldiagnose ist ein wesentlicher Bestandteil jedes Beschleunigers. Sie ist dessen „Sinnesorgan der Beschleunigeroperatoren“ und erlaubt es, die Eigenschaften und das Verhalten des Strahles zu messen und darzustellen. Sie befasst sich mit dem realen Strahl samt aller möglichen Fehlerhaftigkeiten in einer Beschleunigeranlage. Ohne ausreichende Strahldiagnose wären die Einstellung bzw. die Verbesserung des Beschleunigerbetriebs kaum erreichbar [30]. Für die Maschinenexperimente im Rahmen dieser Arbeit wurden die Emittanz, die Strahlprofile, die Strahlströme und verschiedene andere Strahlparameter gemessen. Im Folgenden werden die Messmethoden kurz beschrieben.

4.1 Emittanzmessung

Eine Methode für die Emittanzmessung, die häufig in Protonen- oder Schwerionen-LINACs angewendet wird, ist die Schlitz-Gitter-Methode. Ein Schlitz zur Messung der horizontalen Emittanz besteht aus einer Metallplatte, die einen vertikalen Spalt im transversalen Phasenraum bildet. Um alle Strahlpositionen zu erhalten, fährt der Schlitz Schritt für Schritt durch den ganzen Strahl. Dabei wird die Winkelverteilung der Teilchen, die durch den Spalt fliegen, auf einem Profilkitter gemessen, das am Ende einer feldfreien Driftstrecke (typisch 10 cm bis 1 m) hinter dem Schlitz steht. Die Teilchentrajektorien, die zusammen einen „Beamlet“ bilden, sind in der Driftstrecke Geraden [31]. Der Beitrag zum Emittanzplot im Phasenraum ist durch die Winkelverteilung am Schlitzort gegeben. Die Daten müssen auf einen konstanten Strahlstrom normiert werden. Nach dem vollständigen Scannen des Strahles wird die Emittanz aus den *rms*-Werten der

so gewonnenen Daten berechnet. Eine elliptische Form wird an die Daten angepasst, und die Twiss-Parameter werden daraus berechnet. Ein Beispiel für eine gemessene Emittanz im TK eines Ionenstrahls ist in Kapitel 7 dargestellt. Diese Methode kann beliebige Phasenraumverteilungen messen. Die Verteilungen entwickeln sich nach der Ionenquelle, wo aufgrund der großen Raumladungseffekte oder großen Profilbreite die Feldaberrationen Einfluss auf den Strahl haben, sowie entlang des Injektors. Die Auflösung für die Ortskoordinaten Δx wird durch die Spaltbreite (siehe Abbildung 4.1) begrenzt: $\Delta x = d_{\text{Schlitz}}$. Die bei dem Abstand d gemessene Winkelauflösung $\Delta x'$ ist gegeben durch den Drahtradius und die Spaltbreite:

$$\Delta x' = \frac{d_{\text{Schlitz}} + 2r_{\text{Draht}}}{d} \quad (4.1)$$

Die Größe der Fehlerquadrate im Phasenraum ist durch $\Delta x' \cdot \Delta x$ gegeben.

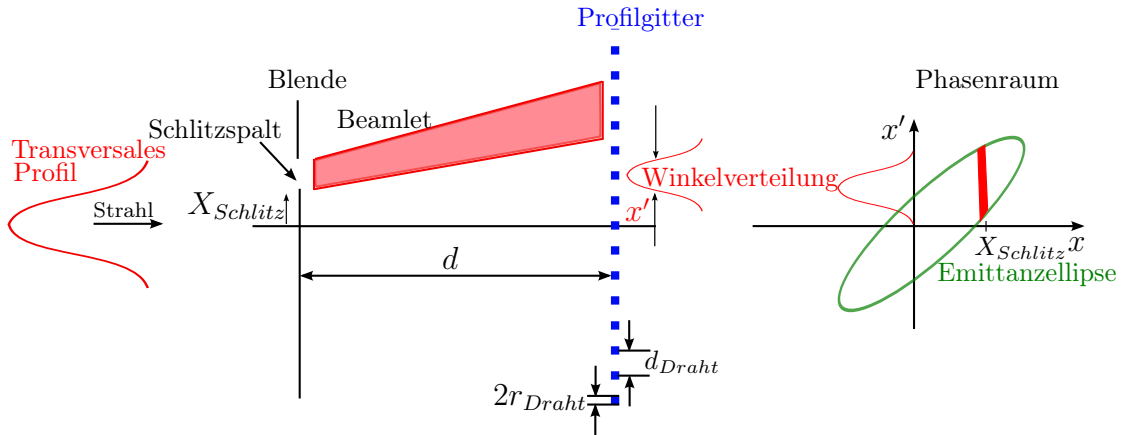


Abbildung 4.1 Schematische Darstellung eines Aufbaus für die Schlitz-Gitter Emittanzmessungsmethode.

Dies führt, insbesondere im Fall kleiner Strahldurchmesser (fokussierter Strahl) oder kleiner Winkelverteilung (paralleler Strahl) zu großen relativen Fehlern bei der Emittanzbestimmung. Die Auflösung kann verbessert werden, indem das Profilvergitter in kleineren Intervallen als die Drahtabstände d_{Draht} den Strahl abtastet und damit die Messpunktdichte in der Phasenraumanalyse erhöht. Sie kann zu einem Überlapp der Fehlerquadrate führen, da ihre Größe $\Delta x' \cdot \Delta x$ konstant bleibt. Das gleiche gilt für einen Bewegungsschritt des Schlitzes, der kleiner als der Schlitzspalt ist [32, 30].

4.2 Strahlprofilgitter

Strahlprofile können indirekt durch Sekundärelektronenemission gemessen werden. Dabei werden Sekundärteilchen emittiert, wenn Strahlteilchen auf Oberflächen treffen. Für die Profilmessung werden einzelne Drähte oder Bänder benutzt, die mit dem Strahl wechselwirken. Das wird als Sekundärelektronenemissionsgitter (SEM-Grid) bezeichnet [32]. Jeder der Drähte hat einen eigenen Stromverstärker. Dies ist eine elektronische Alternative zu einem Szintillationschirm, welcher ein geringeres Verhältnis aus minimal zu maximal nachweisbarem Strom hat. Die Drähte werden aus Wolfram-Rhenium(WRe)-Legierungen gefertigt, aufgrund ihrer (dynamisch) ausgezeichneten Hochtemperaturfestigkeit. Ein Foto solcher Vorrichtungen ist in Abbildung 4.2 zu sehen.

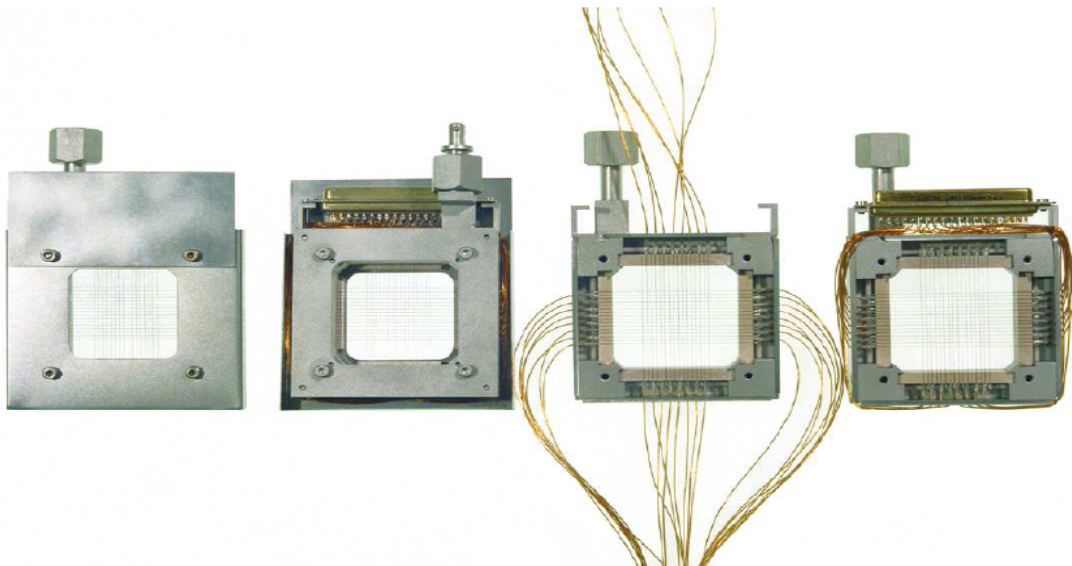


Abbildung 4.2 Profilgitter für horizontale und vertikale Ebenen mit 15 Drähten in 1,5 mm Abstand in verschiedenen Schritten des Herstellungsverfahrens. Die einzelnen Drähte sind mit Glas-Keramik isoliert.

Bei niedrigen Teilchenenergien in Protonen- oder Schwerionen-LINACs werden die Teilchen im Material gestoppt oder erfahren große Energieverluste. Das Verhältnis vom Drahtdurchmesser zum Drahtabstand bestimmt die Abschwächung des Strahlstroms und auch die Signalstärke der einzelnen Drähte. Typischerweise werden nur 10% des Strahlbereichs durch die Drähte abgedeckt. In diesem

Sinne ist die Messung für den Strahl im TK teilerstörend. Ein typisches Beispiel für eine SEM-Grid-Messung, die für den Strahltransport und die Optimierung im TK verwendet wird, ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

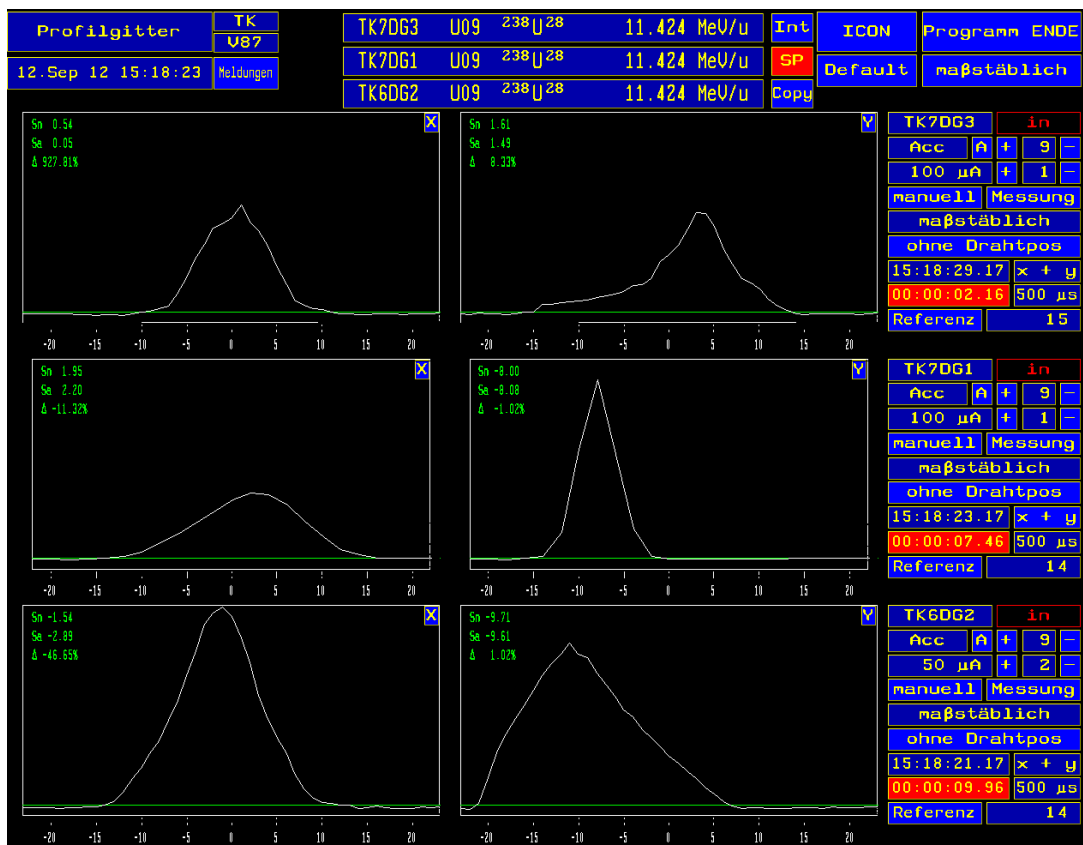


Abbildung 4.3 Profilgittermessung an drei verschiedenen Positionen im TK. Links sind die Strahlprofile für die horizontale und rechts für die vertikale Ebene dargestellt.

4.3 Strahlstrommessung

Der gesamte Teilchenstrom ist einer der wichtigsten Parameter für den Betrieb eines Teilchenbeschleunigers. Im täglichen Betrieb wird der Strom in fast allen Beschleunigeranlagen als erstes überprüft. Insbesondere für die Transmissionsüberwachung ist die Strahlstrommessung ein wichtiger Bestandteil jedes Beschleunigers. Dies geschieht in den meisten Fällen mit Hilfe von nicht-strahlzerstörenden Strahltransformatoren oder einer Faradaytasse, die allerdings strahlzerstörend ist. Im SIS18 sind zwei Arten von Stromtransformatoren für die Strommessung vorhanden. Der schnelle Transformator für die Messung des Stroms gleich nach der Injektion und während der ersten Umläufe im μs -Bereich, sowie der langsame Transformator, welcher im ms-Bereich abtastet [33] und die Intensität während des HF-Einfangs, der Beschleunigungsrampe und der Extraktion wiedergibt.

4.3.1 Schneller Transformator

Da im Beschleuniger und insbesondere an der GSI-Beschleunigeranlage verschiedene Einstellungen bzw. Ionensorten für verschiedene Experimente benutzt werden, ist es sehr essentiell, bei hohen Intensitäten die Transmission bzw. die Verluste zu überwachen. Bei der Injektion vom UNILAC in das SIS18 wird eine nichtdestruktive Strahlstrommessung benötigt, um zu kontrollieren, ob alle Teilchen des Pulses vom UNILAC in den Ring gelangen. Diese Kontrollmöglichkeit wird zur Optimierung der Injektionseinstellungen und der MTI-Effizienz benutzt. Der schnelle Transformator dient der Messung des stufenweise ansteigenden Ionenstroms im SIS18 und der Kontrolle der schnellen Strahlverluste während der MTI. Ein solcher Transformator befindet sich im Sektor 9 im SIS18 und wird zur Verlustbestimmung mit einem ähnlichen Transformator im TK-Ende verglichen (Abbildung 4.4). Nach der Injektion der Teilchen in das SIS18 laufen diese zunächst im Ring um. Die Umlaufzeit für ein Teilchenpaket im Ring hängt von der Injektionsgeschwindigkeit und damit von der kinetischen Energie

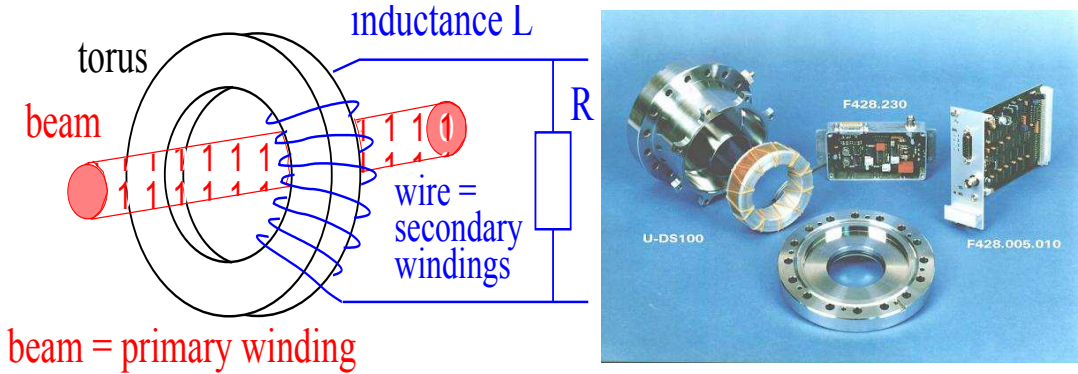


Abbildung 4.4 Links: Schematisches Bild eines schnellen Transformators. Rechts: Ein Bild des eingebauten langsamen Transformators im SIS18.

der Ionen ab:

$$T_u = \frac{1}{f_u} = \frac{\pi D_m}{v} = \frac{\pi D_m}{\beta c}, \quad (4.2)$$

wobei T_u die Umlaufzeit eines Teilchenpakets im Ring, f_u die Umlauffrequenz, D_m der Durchmesser des Rings und v die Teilchengeschwindigkeit bei der Injektion ist. Bei einer Injektionsenergie von 11,4 MeV/u aus dem UNILAC und dem SIS18-Durchmesser von 68,984 m beträgt die Umlaufzeit der Teilchen im SIS18:

$$T_u = 4,7 \mu\text{s}. \quad (4.3)$$

Bei zeitlich konstanter Bunchstruktur im Injektor sollte sich der Strom im SIS18 nach jedem Umlauf bis zum Ende der Injektion um den jeweils gleichen Strombetrag aus dem UNILAC erhöhen. Der injizierte Strom in das SIS18 lässt sich wie folgt berechnen:

$$I_{\text{Strahl}} = \frac{qeN}{t} = \frac{qeN}{l} \cdot \beta c, \quad (4.4)$$

wobei I_{Strahl} der Strahlstrom, q die Ionenladung, N die Zahl der Teilchen in einem Zeitintervall t ist. Die Abbildung 4.5 zeigt einen theoretisch optimalen Verlauf des akkumulierten Stroms im SIS während der MTI. Der maximale

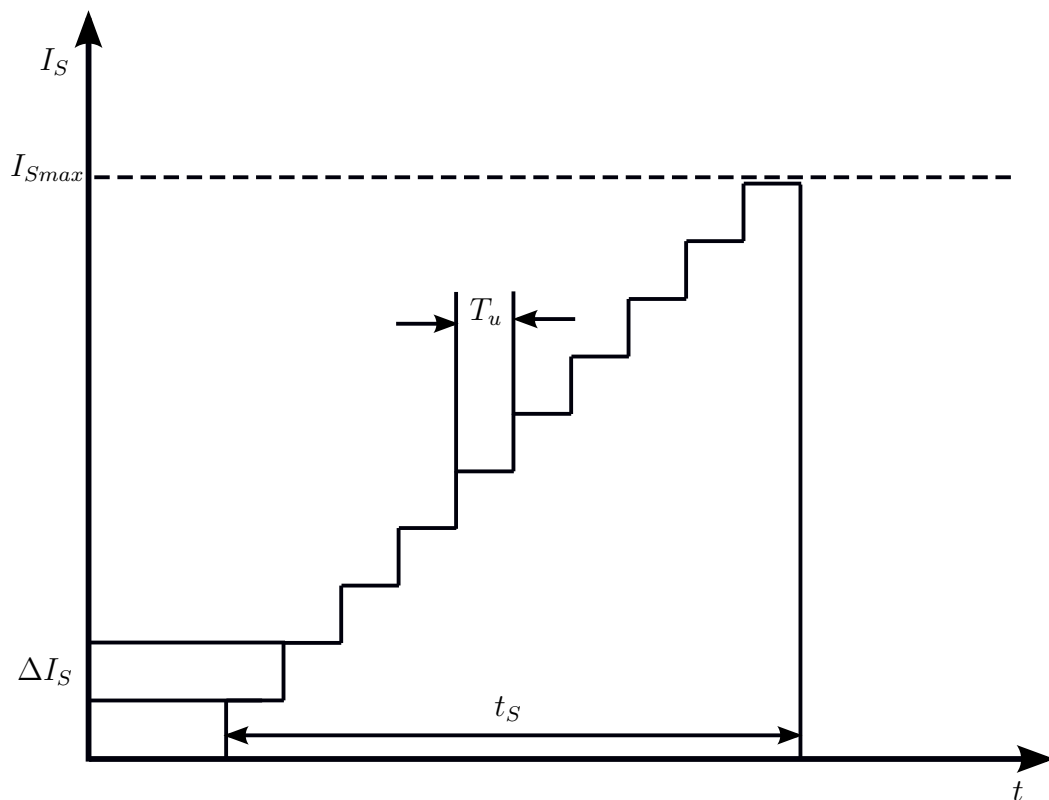


Abbildung 4.5 Vereinfachter theoretischer Verlauf des SIS-Stroms während der MTI. Die Stromakkumulation im SIS18 ist treppenförmig, jede Stufe entspricht dem UNILAC-Makropulsstrom I .

Strom, der bei der MTI im SIS erreicht werden kann, lässt sich durch

$$I_{S,max} = \frac{t_S}{T_u} \cdot I_m \quad (4.5)$$

bestimmen, wobei $I_{S,max}$ der maximal erreichbare Strom im SIS, t_S die Injektionszeit und I_m der mittlere UNILAC-Makropulsstrom ist.

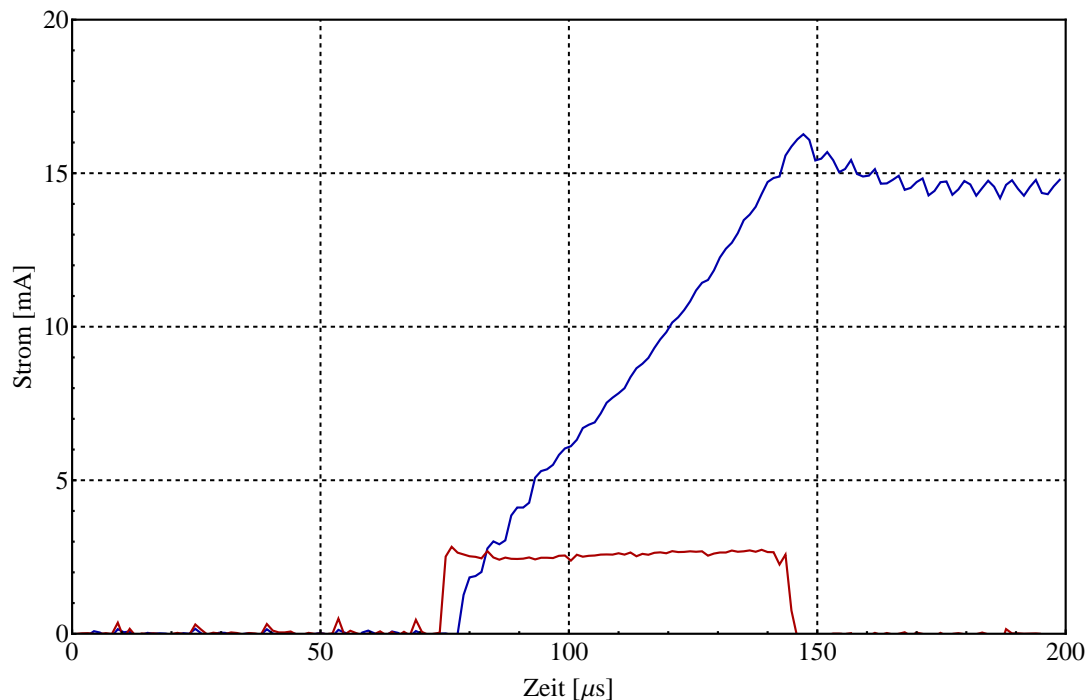


Abbildung 4.6 Ein Beispiel für die MTI im SIS18 gemessen mit dem schnellen Transformator. Die rote Kurve zeigt den Strompuls vom UNILAC, die blaue den akkumulierten Strom im SIS18.

4.3.2 Langsamer Transformator

Eine kontinuierliche Überwachung und Messung der Strahlintensität während des ganzen Zyklus ist erforderlich, was durch den langsamen Strahltransformator im SIS18 gelöst wird. Der langsame Transformator besteht aus induktiven Pickups, die als Stromkomparatoren im Bereich DC bis zu 20kHz arbeiten. Der Transformator ist aus zwei ferromagnetischen Tori mit drei Arten von Wicklungen bei jedem Torus aufgebaut, wie auf Abbildung 4.7 links zu sehen ist [32]. Die ersten Wicklungen von jedem Torus mit entgegengesetzter Richtung werden als Modulator gebraucht. Die Modulationsfrequenz beträgt typischerweise 1 bis 10 kHz. Die Amplitude des Modulationsstroms ist hoch genug, um den Torus zwei mal jede Periode in magnetische Sättigung $B_{Sat} \simeq 0,6T$ zu zwingen. Die zweiten Wicklungen mit gleicher Orientierung verhalten sich wie ein Detektor für das modulierte Signal. Der langsame Transformator tastet die Intensität im

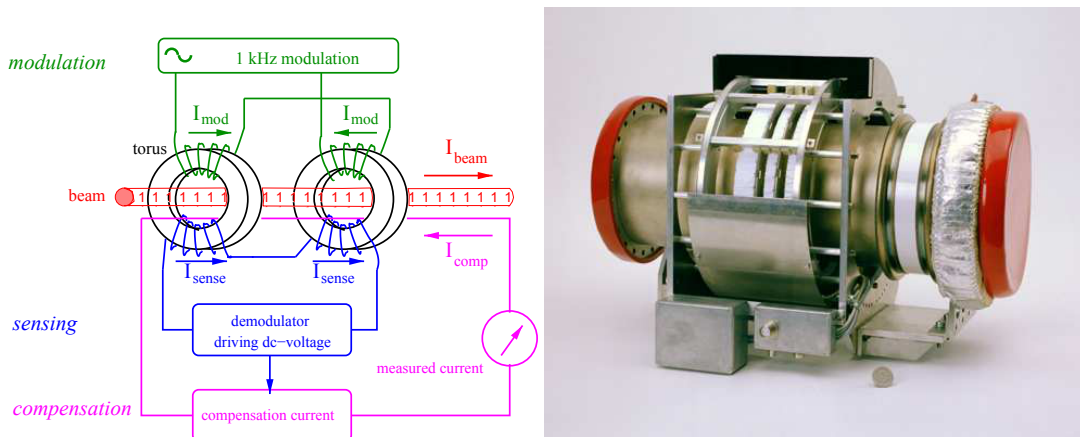


Abbildung 4.7 Links: Schematisches Bild eines langsamen Transformators. Rechts: Ein Bild des eingebauten langsamen Transformators im SIS18.

ms-Bereich ab und liefert diese während des ganzen Beschleunigungszyklus. Die Messdauer lässt sich von Millisekunden bis zu Stunden einstellen (zum Beispiel wenn der Strahl im ESR gespeichert wird). Ein Beispiel für eine Messung mit dem langsamen Transformator ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Dabei sind der Strom und die Teilchenzahl im SIS18 zu sehen. Ein U^{28+} -Strahl wird in das Synchrotron injiziert, unmittelbar nach der Injektion beginnen der HF-Einfang bzw. die Beschleunigung, wobei Teilchenverluste auftreten. Ein solcher Transformator befindet sich im Sektor 7 und Sektor 11 im SIS18. Eine detaillierte Beschreibung über den Aufbau und die Funktion des langsamen Transformators ist aus ([34],[35],[36],[37]) zu entnehmen.

4.4 Strahlverlustmonitore

Die Überwachung der Transmission für einen Beschleuniger ist wichtig, da verschiedene Verluste beim Strahltransport auftreten. Um eine optimale Transmission zu erreichen, müssen diese Verluste minimiert oder kontrolliert werden. Die verlorenen Teilchen verursachen Aktivierung der Beschleunigerkomponenten durch Kernreaktionen oder erhöhen den dynamischen Restgasdruck. Eine große Vielfalt von Strahlverlustmonitoren „Beam Loss Monitors“ (BLMs) ist im SIS18 vorhanden (Abbildung 4.9). Die meisten BLMs befinden sich außerhalb

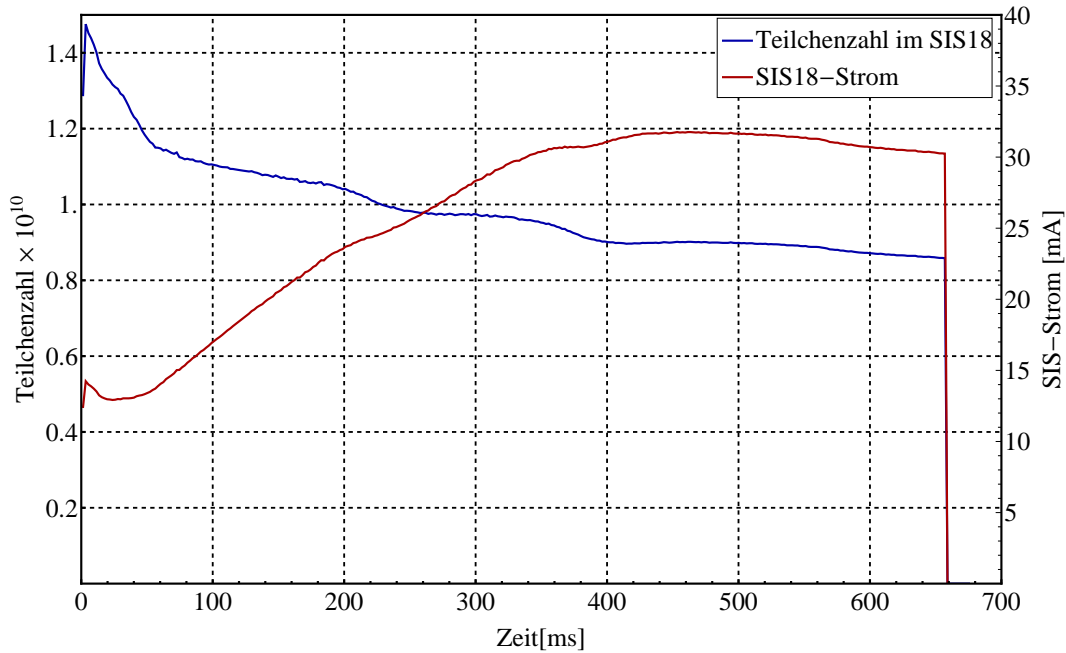


Abbildung 4.8 Ein Beispiel für den langsamen Transformator im SIS18. Die rote Kurve repräsentiert den SIS-Strom während des HF-Einfangs, der Beschleunigung und der Extraktion, und die blaue die daraus berechnete Teilchenzahl.

der Vakuumkammer und sind Teilchenzähler, die sekundäre Reaktionsprodukte messen [38]. Dies können z.B. Neutronen sein, die nicht von dem umgebenden Material (Vakuumkammer) absorbiert werden, oder auch geladene Teilchen, wie z.B. e^- und e^+ . In den meisten Hochstrombeschleunigeranlagen sind diese Monitore installiert. Sie sind an kritischen Positionen montiert, an denen Teilchenverluste vermutet werden, z.B. am Injektions- bzw. Extraktionseptum. Das Messsignal ist proportional zu den Verlusten an diesen Positionen und ist eine wichtige Information, um unerwünschte Verluste während des Betriebs zu verhindern. Es wird eine hohe Empfindlichkeit benötigt, um geringe Verluste zu detektieren. Eine sorgfältige Analyse der Lage und der Zeitstruktur der möglichen Verluste muss durchgeführt werden, bevor der Typ des Strahlverlustmonitors ausgewählt wird. Ein Überblick von häufig verwendeten Arten von BLMs ist aus [39, 40, 41] zu entnehmen.

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Strahldiagnoseelemente sind aus der Abbildung 4.10 zu entnehmen. Die Nomenklaturen und ihre Erläuterungen sind in der Tabelle 4.1 aufgelistet.

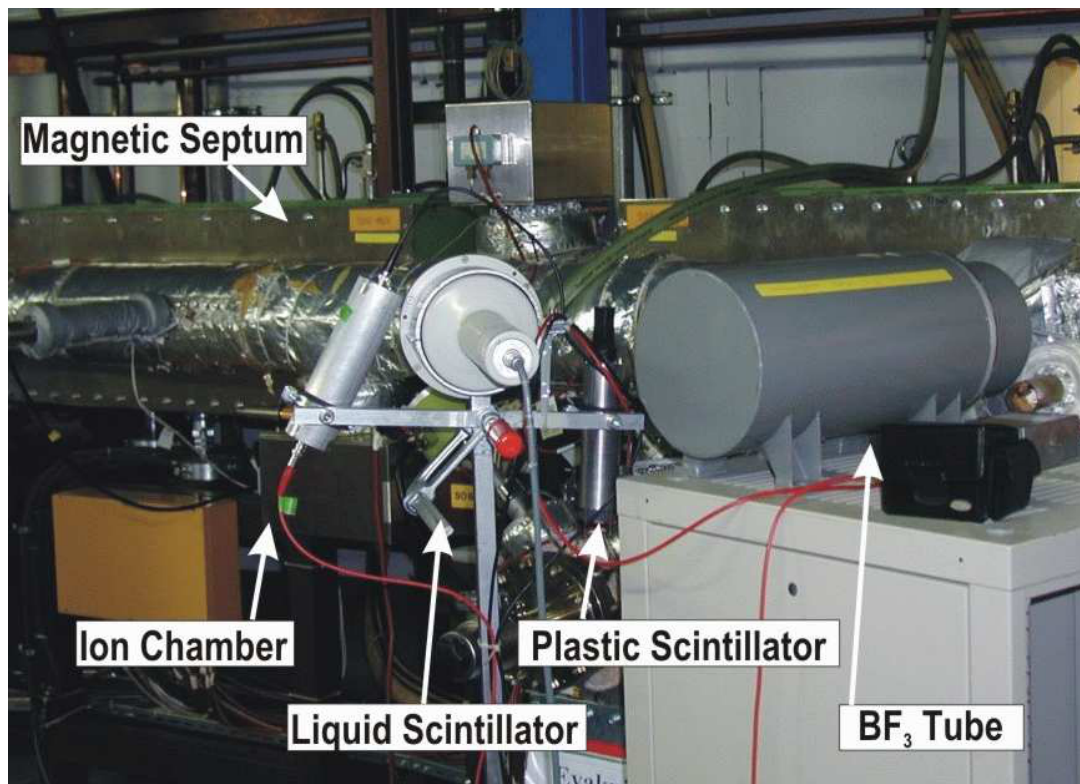


Abbildung 4.9 Ein Bild der installierten BLMs am Injektionsseptum im SIS18.

Tabelle 4.1 Zusammenstellung der verwendeten Nomenklaturen in dieser Arbeit.

Bedeutung	Nomenklatur
Schlitze im TK	TK6DS2, TK7DS1 und TK7DS3
Magnetisches Injektionsseptum	S12ME1
Elektrostatisches Injektionsseptum	S12MU3I
Bumpermagnete	S11MB1 S12MB2 S01MB3 S03MB4
Schneller Transformator	TK9DTS und S09DTS
Langsamer Transformator	S07DT_ML und S09DT_ML
Umladungskollimatoren	S01DS1 und S02DS1
Kollimator vor dem Injektionsseptum	S12DS3H
Kollimator vor dem Extraktionsseptum	S03DS3H
Kollimator am Reinjektionsseptum	S11DS3H
BLMs an der inneren Seite des SIS18	S06DL3R und S12DL3
BLMs and der äußeren Seite des SIS18	S06DL3L und S12DL1L

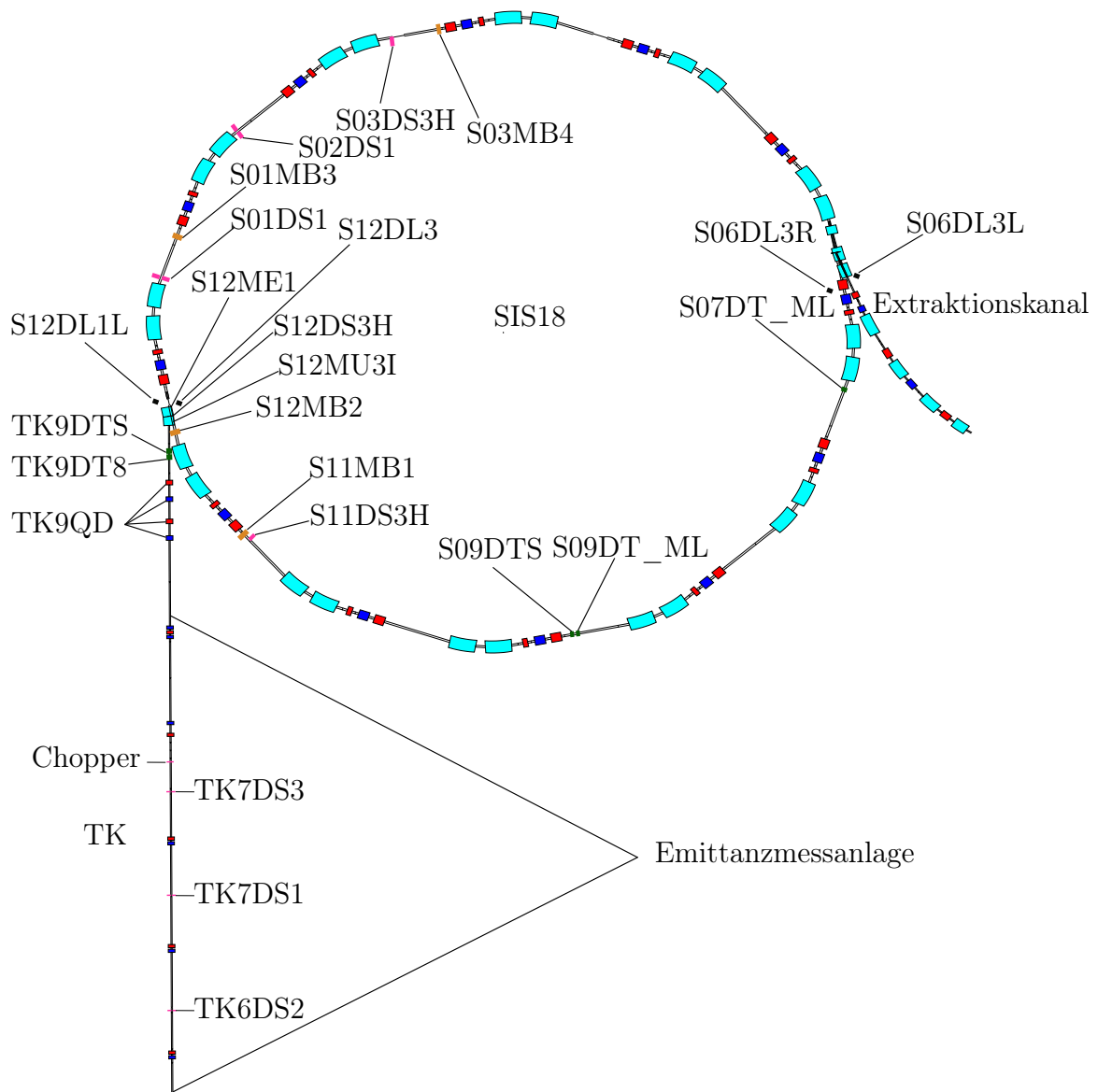


Abbildung 4.10 Eine mit MIRKO erzeugte Draufsicht für den TK und SIS18. Die für diese Arbeit wichtigen Nomenklaturen sind gekennzeichnet.

5 Mechanismen der systematischen Strahlverluste im SIS18

Strahlverluste in Hochenergiebeschleunigern verursachen Materialaktivierung und verschlechtern den Restgasdruck in der Maschine, was deren Intensität limitiert. Zur Verbesserung des Drucks in der Maschine bzw. zur Maximierung der Intensitäten müssen alle systematischen Verluste minimiert bzw. kontrolliert werden. Als systematische Strahlverluste im SIS18 sind die Injektionsverluste, HF-Verluste und die Extraktionsverluste aufzulisten. Diese Verluste treten beim Beschleunigungszyklus zu bestimmten Zeitpunkten auf. Im Folgenden werden deren Eigenschaften beschrieben. Des Weiteren wird im nächsten Kapitel auf die Umladungsverluste eingegangen.

5.1 Multiturn-Injektionsverluste

Zur Bestimmung der MTI-Effizienz sind drei Arten von Strahlverlusten zu berücksichtigen:

- Verluste auf der Außenseite des Septums im Injektionskanal.
- Verluste auf der Innenseite des Septums nach jedem Umlauf, wenn der Strahl den Injektionspunkt wieder erreicht.
- Verluste an anderen aperturbegrenzenden Elementen.

5.1.1 Strahlverluste auf der äußeren Seite des Septums

Bei dem Einschuss in das SIS18 bewegen sich die Teilchenpakete durch den Injektionskanal, welcher mit dem magnetischen und elektrostatischen Septum endet. Das elektrostatische Septum hat eine horizontale Apertur von 150 mm, die vertikale beträgt 50 mm. Bei großen horizontalen Emittanzen $\epsilon_x > 10$ mm mrad vom UNILAC oder nicht optimaler Fokussierung gehen Teilchen im Injektionskanal verloren. Diese Verluste verschlechtern den Restgasdruck im Injektionskanal durch die ionenstimulierte Desorption von adsorbierten Gasteilchen an der Vakuumkammer. Diese Gase strömen vom Injektionskanal in den Septumtank im SIS18, wo ein Druckanstieg verursacht wird. Die injizierten Teilchen treffen das Septum auf der äußeren Seite (Abbildung 5.1), falls ihr Abstand x von der Strahlmitte die folgende Ungleichung

$$x < d_{AP} - d_{inj} \quad (5.1)$$

erfüllt, wobei d_{AP} der tatsächliche Abstand zwischen dem Akzeptanzzentrum und dem injizierten Teilchen (Paket) ist, während d_{inj} der Abstand vom Teilchen bis zur inneren Septumkante ist.

5.1.2 Strahlverluste auf der inneren Seite des Septums

Beim MTI-Prozess wird eine lokale Orbitbeule erzeugt und dann wieder auf den Referenzorbit zurückgefahren. Diese Beule versetzt den Referenzorbit in die Nähe des Septums, wie bereits im Abschnitt 3.3 diskutiert wurde. Nach jedem Umlauf kommt das zuvor injizierte Paket am Septum vorbei (Abbildung 5.1), wo es auf der Septumrückseite bzw. auf den Kollimator¹ vor dem Septum auf treffen könnte. Ein umlaufendes Teilchen geht verloren, falls seine horizontale

¹Dieser Kollimator steht unmittelbar vor dem Septum und hat die Aufgabe das Septum zu schützen. Er ist horizontal einstellbar, um angebliche Teilchenverluste aufzufangen, die sonst auf dem Septum landen würden.

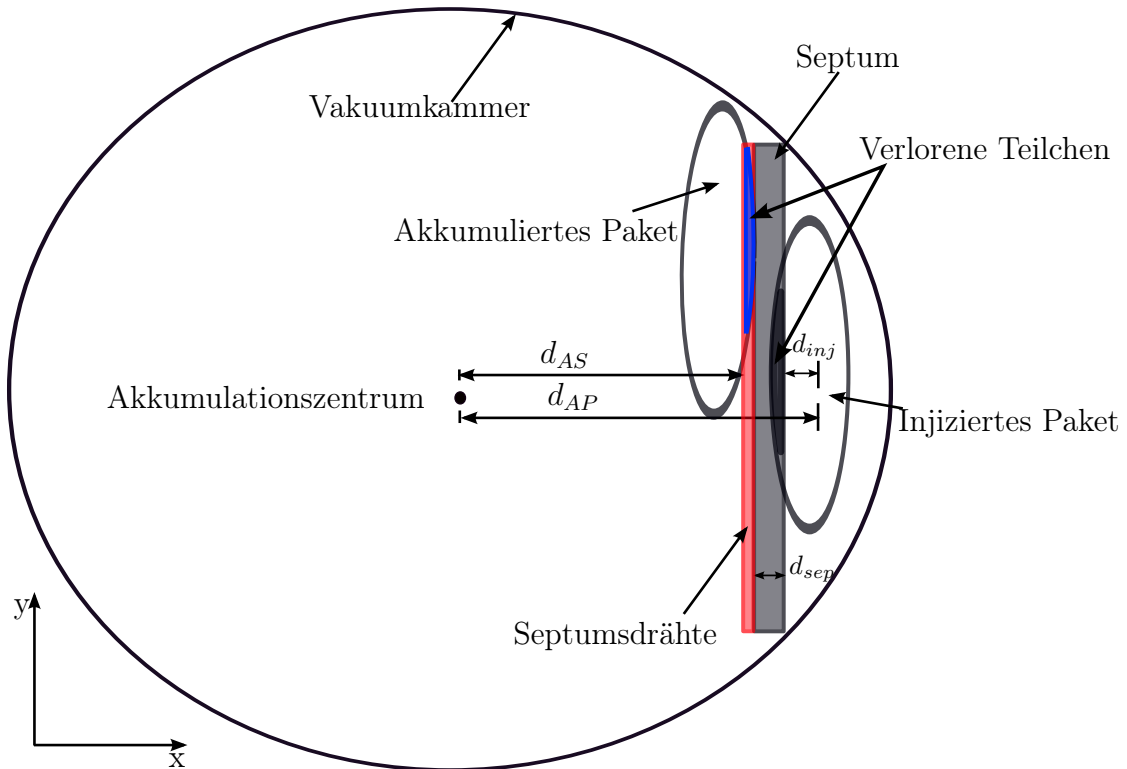


Abbildung 5.1 Beim Einschuss vom TK in das SIS18 gehen Teilchen auf der inneren Seite des Septums verloren. Auf der Rückseite des Septums gehen Teilchen vom umlaufenden Strahl verloren, die einen Umlauf absolviert haben (nicht optimale Situation).

Koordinate die Ungleichung erfüllt:

$$x > d_{AS} = d_{AP} - d_{inj} - d_{sep}, \quad (5.2)$$

wobei d_{AS} der Abstand zwischen dem Akzeptanzzentrum und der Kante der Septumrückseite ist und d_{sep} die Septumdicke.

5.2 HF-Einfangsverluste

Der injizierte Strahl wird unmittelbar nach der MTI und vor Beginn der Beschleunigung in Bunchstrukturen umgeformt. Die longitudinale Phasenraumflä-

che wird bei kleiner HF-Kavitätsspannung reduziert, wodurch Ionen bei HF-Einfang verloren gehen. Die Teilchen, die nicht in den HF-Buckets eingefangen wurden, werden bei Start der Magnetrampe bei den Ablenkmagneten gegen die innere Seite des Rings gedrückt, und treffen auf aperturbegrenzende Elemente, wo sie verloren gehen. Diese verlorenen Teilchen lösen durch ionenstimulierte Desorption Gasteilchen von der Kammeroberfläche ab und erhöhen den Druck in der Maschine [6]. Wenn das Magnetfeld der Dipole asynchron zu der HF-Frequenz verläuft, wandert der Strahl vom Closed-Orbit radial im Ring, was bei großen Emittanzen bzw. großer radialer Ablage zu Strahlverlusten führt. Bei Großer HF-Spannung könnte man diese Verluste vermeiden, aber der Phasenraum wird größer, wobei bei kleiner HF-Spannung der Strahl schöner gebuncht wird, aber der HF-Einfang länger dauert.

5.3 Closed-Orbit-Störung

Die Position der Ionenumlaufbahn im SIS18 wird durch die Magnetfeldfehler beeinflusst. Diese Fehler stören die umlaufenden Ionen, so dass sie nicht mehr zentriert um die Idealbahn laufen [42]. Wird die Störung des CO zu groß und werden die aperturbegrenzenden Elemente erreicht, führt das zu einer Verkleinerung der Maschinenakzeptanz. Die Korrektur des CO ist wichtig für den Maschinenbetrieb, um die Verluste, die durch diese Störung entstehen, zu minimieren [43]. Im SIS18 stehen zwölf horizontale und zwölf vertikale Korrekturmagnete „steerer“ für die Korrektur des CO zur Verfügung. Zur Zeit kann der horizontale CO durch sechs unipolare und sechs bipolare Steerer korrigiert werden. Die bipolaren Netzgeräte der Steerer sind ein Teil des SIS18-Upgradeprogramms und werden erst in der Shutdownphase im Jahr 2013 eingebaut bzw. in Betrieb genommen. Für die Messung der Strahlposition befinden sich im SIS18 24 Strahlpositionsmonitore „beam position monitor“ (BPM), zwölf in jeder Ebene. Mit Hilfe des POSI-Programms [44] kann die Strahlposition an jeder Sonde ermittelt und entsprechend mit den Steerern korrigiert werden. Während des SIS18-Betriebs stellt das POSI-Programm alle Strahlpositionen dar. Die Zeit, bei der das Programm die Strahlposition anzeigt, ist für verschiedene Zyklusphasen (Injektionsniveau,

während der Rampe oder Extraktion) auswählbar. Es wurde eine Methode entwickelt, die es erlaubt alle vorhandenen Steerer zu benutzen, um die gewünschte CO-Korrektur zu erreichen (drei Steerer Lokaler Bump [45]). Die CO-Korrektur muss für jede Energie neu optimiert werden, da sich die Radialposition bei Energieänderung ändert (Abbildung 5.2).

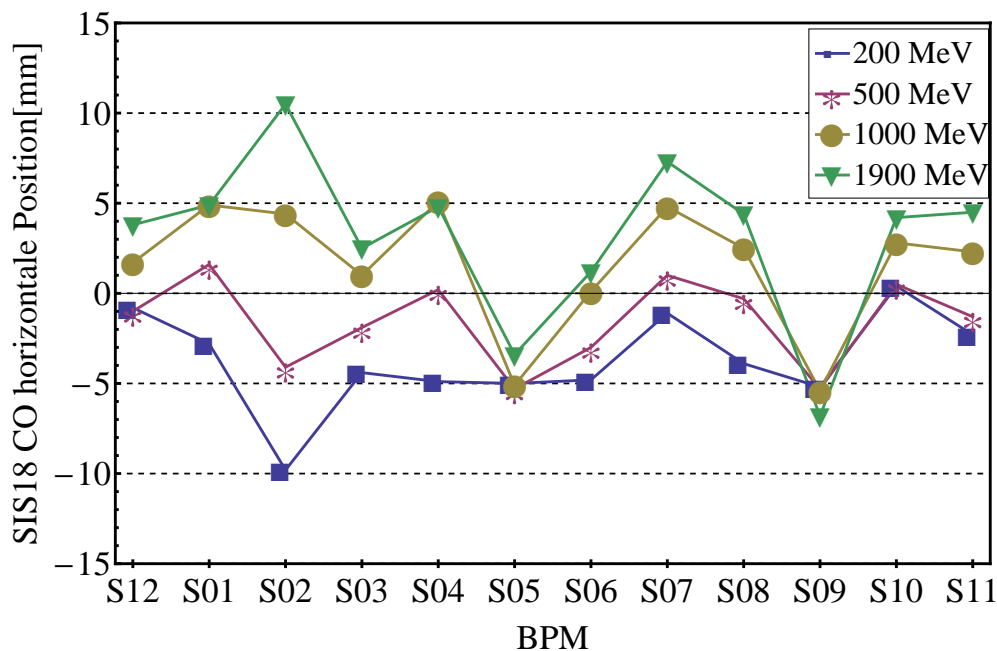


Abbildung 5.2 Gemessene Abhängigkeit der Strahllage von der Energie mit N^{7+} -Strahl.

5.4 Maschinenakzeptanz

Die Maschinenakzeptanz ist die maximale Betatronoszillationsamplitude, die von der Strahloptik erlaubt ist [46]. Die oben genannten Verluste sollen womöglich kontrolliert auf den im SIS18 eingebauten Kollimatoren aufgefangen werden, ohne die Maschinenakzeptanz zu verkleinern. Da der Strahl nicht immer auf der Idealbahn liegt, und an manchen Stellen eine große radiale Abweichung von dieser hat, kommt es dazu, dass der Strahl an diesen Stellen auf aperturbegrenzende

Bauteile trifft und Teilchen verloren gehen. Dies verkleinert die mögliche Maschinenakzeptanz. Nach einer ausführlichen CO-Korrektur können die verbleibenden MTI- und HF-Verluste mit den Kollimatoren aufgefangen werden. Unmittelbar vor dem Injektionsseptum steht ein verfahrbarer Kollimator (S12DS3HA), der die MTI-Verluste auffangen soll. Vor dem Extraktionsseptum steht ein weiterer verfahrbarer Kollimator auf der Innenseite des SIS18 (siehe Abbildung 4.10). Damit können die HF-Verluste aufgefangen werden. Durch optimales Einfahren der Kollimatoren an den Strahl, fängt man genau die Teilchen auf, welche sonst auf den Septa landen würden. Damit bleibt die Synchrotronakzeptanz erhalten.

6 Umladungsverluste und dynamisches Vakuum

Im Schwerionenbeschleuniger können Strahlionen mit Restgasteilchen kollidieren, was eine Umladung der Ionen verursacht. Die umgeladenen Teilchen erfahren beim nächsten Dipol eine andere Ablenkung als das Referenzteilchen und gehen auf der Vakuumkammer verloren. Dort lösen sie adsorbierte Teilchen ab. Dieser Prozess wird Desorption genannt und führt zur Druckerhöhung im Restgas des Beschleunigers, was zu weiteren Umladungen und Strahlverlusten führt. Im folgenden Kapitel wird der Verlustprozess durch Umladung dargestellt, sowie die Auswirkung der dadurch verursachten Verluste auf das dynamische Vakuum und die Strahllebensdauer. Es wird weiterhin kurz auf die Vakuumerzeugung im SIS18 eingegangen.

6.1 Umladungsverluste und Wirkungsquerschnitte

Der umlaufende Strahl in einem Ringbeschleuniger erfährt mehrere Effekte, welche seine Lebensdauer beeinflussen. Durch Kollision der Strahlionen mit Restgasteilchen können Teilchen umgeladen werden, wodurch sich die magnetische Steifigkeit $B\rho = p/q$ ändert. Hierbei ist p der Impuls und q die Ladung des Ions. Das Ion kann entweder ein oder mehrere Elektronen einfangen oder verlieren. Diese Änderung der magnetischen Steifigkeit führt in Dipolmagneten zu einer stärkeren oder schwächeren Ablenkung im Vergleich zum Sollteilchen, d.h. das umgeladene Ion läuft nicht mehr entlang der Referenzbahn und trifft auf die

Vakuunkammer oder auf andere aperturbegrenzende Elemente auf und geht dort verloren. Am Einschlagort des verlorenen Ions werden adsorbierte Gaspartikel abgelöst, was zu einem lokalen Druckanstieg im Restgas führt. Dies wiederum erhöht die Wahrscheinlichkeit für weitere Umladungen (siehe Abbildung 6.1). Dieser Prozess kann zu einem lawinenartigen Druckanstieg und im schlimmsten Fall zum kompletten Strahlverlust führen. Eine detaillierte Erläuterung kann aus den Arbeiten ([6, 19, 47]) entnommen werden. Um diese Verluste

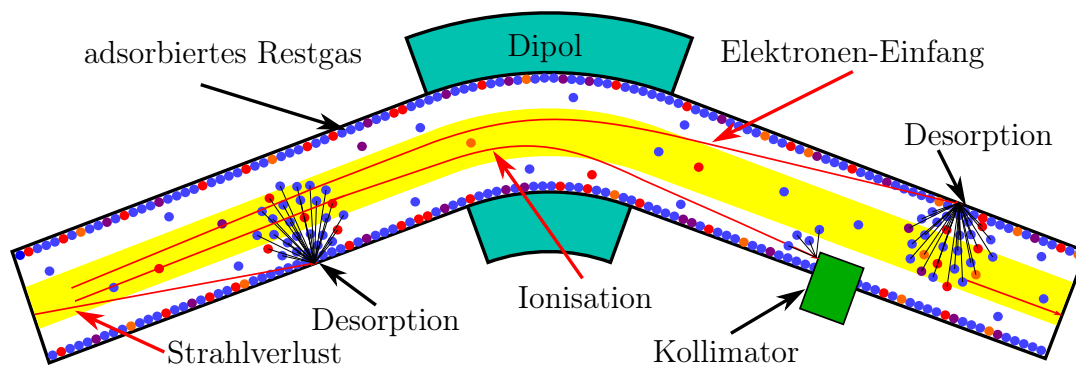


Abbildung 6.1 Darstellung der Verlustprozesse durch Kollision eines Ionenstrahles mit Restgasteilchen. Abbildung entnommen aus [47].

zu kontrollieren bzw. minimieren, wurde ein Kollimatorsystem entwickelt und im Jahr 2008 im SIS18 installiert ([6], [48]). Die Kollimatoren wurden hinter den Dipolen eingebaut, so dass umgeladene Ionen dort kontrolliert aufgefangen werden.

Der Umladungswirkungsquerschnitt ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass bei Kollision zwischen dem Ion und einem Restgasteilchen das Ion seinen Ladungszustand ändert. Das Ion verliert oder fängt dabei ein oder mehrere Elektronen (Elektroneneinfang oder Elektronenverlust). Abbildung 6.2 stellt die Umladungswirkungsquerschnitte für die Kollision von U^{28+} mit verschiedenen Restgasteilchen dar. Die Wirkungsquerschnitte hängen von Projektilenergie (Ionenenergie), Ladungszustand, Ionensorte und Target (Restgasteilchen) ab. Es ist zu sehen, dass bei hinreichend großen Energien der Elektroneneinfang gegenüber Elektronenverluste vernachlässigt werden kann. Die schweren Restgasatome (z.B. Ar) haben größere Wirkungsquerschnitte als leichte Restgaskomponenten wie Wasserstoff. Da bei der Injektionsenergie von 11,4 MeV/u in das SIS18

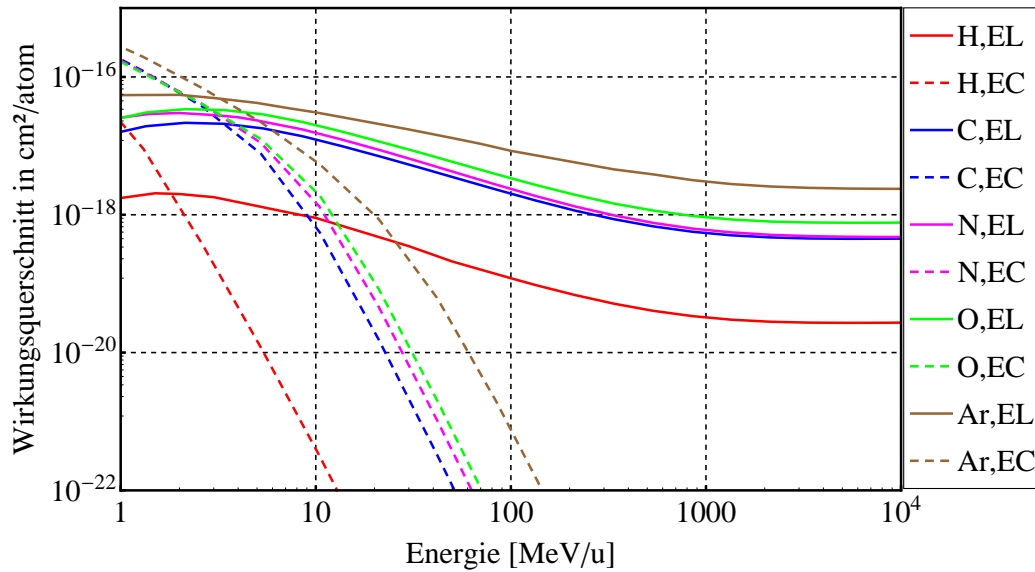


Abbildung 6.2 Wirkungsquerschnitte für U^{28+} für Elektronenverlust (EL) und Elektroneneinfang (EC) an verschiedenen Restgaskomponenten. Daten aus [49, 50, 51, 52, 47].

die Wirkungsquerschnitte für Elektroneneinfang als auch für Elektronenverlust eine Rolle spielen, wurden im SIS18 auf der Innen- und auf der Außenseite Kollimatoren installiert. Die schweren Restgasatome haben im niedrigen Energiebereich große Wirkungsquerschnitte. Eine detaillierte Beschreibung für die Wirkungsquerschnitte kann aus [47] und ein Vergleich der theoretischen Rechnungen mit den Messungen aus [53] entnommen werden. Abbildung 6.3 zeigt die Wirkungsquerschnitte für den vergrößerten Bereich zwischen 10 MeV/u und 100 MeV/u. Dies könnte von Interesse für den Injektorbau sein, da zum Beispiel die Wirkungsquerschnitte für Elektroneneinfang um ca. zwei Größenordnung abfallen bei einer Injektorenergie von 30 MeV/u gegenüber einem Injektor bei einer Energie von 10 MeV/u.

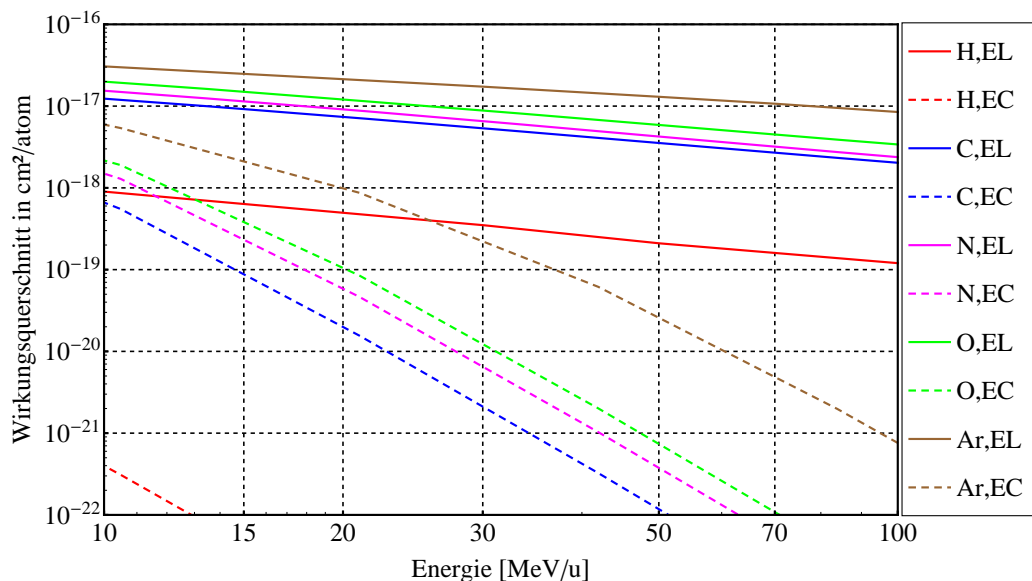


Abbildung 6.3 Wirkungsquerschnitte für U^{28+} für Elektronenverlust (EL) und Elektroneneinfang (EC) für Energien zwischen 10 MeV/u und 100 MeV/u.

6.2 Ionenstimulierte Desorption

Gasteilchen an den Vakuumkammerwänden sind mit einer Bindungsenergie von wenigen meV gebunden [54]. Beim Einschlag eines Strahlions auf die Vakuumkammer dringt dieses tief in die Materie ein und deponiert dort seine Energie. Die an der Oberfläche adsorbierten Gasteilchen erfahren einen Energieübertrag, so dass sie ihre Bindungsenergie überwinden und in das Vakuum freigesetzt werden. Die Desorptionsrate ist definiert als das Verhältnis der desorbierten Gasteilchen pro einfallendem Ion. Sie hängt sowohl von der Ionenenergie und dem Einfallswinkel, als auch von der Temperatur, dem Material und der Gasteilchendichte der Oberfläche ab. Die Desorptionsrate bei flachen Einfallswinkeln kann über 25000 Gasteilchen erreichen [6, 54, 55]. Messungen haben gezeigt, dass die Desorptionsrate durch senkrechten Einfall des verlorenen Ions auf die Kammeroberfläche minimiert werden kann, und dass die Desorptionsrate quadratisch von dem Energieverlust (dE/dx) an der Oberfläche abhängt. Dies führt dazu, dass die Desorptionsrate bei steigender Energie sinkt. Durch die spezielle Oberflächenbeschaffenheit der eingebauten Kollimatoren (Geometrie und Material Au) werden bei gegebener Strahlenergie deutliche Verbesserungen erreicht.

6.3 Vakuumerzeugung

Da im Synchrotron die Teilchen den Ring sehr oft durchlaufen, ist die Wahrscheinlichkeit für Stöße mit dem Restgas höher als im Linearbeschleuniger. Die geförderte Vakuumqualität im Ionensynchrotron bei den relativ niedrigen Einschussenergien ist daher äußerst anspruchsvoll. Es gibt grundsätzlich zwei verschiedene Verfahren zur Erzeugung von Vakuum:

- Die Evakuierung der Gasteilchen aus den Rezipienten in den Außenraum bzw. in die Atmosphäre (fördernde Pumpen).
- Die Bindung der Gasteilchen innerhalb des Rezipienten durch Kondensation, Physiosorption oder Chemisorption.

Das Abpumpen bis hin zum untersten Ultra-Hoch-Vakuum (UHV)-Bereich (10^{-12} mbar) geschieht in mehreren Schritten mit unterschiedlichen Typen von Vakuumpumpen. Diese sind im Folgenden kurz dargestellt.

6.3.1 Konventionelle Vakuumpumpen

Im ersten Schritt, beim Abpumpen ab Atmosphärendruck werden mechanische Vorpumpen verwendet. Das Hauptmerkmal dieser Pumpen ist ihr großes Saugvermögen. Sie erzeugen einen Druck im Bereich von einigen mbar bis 10^{-3} mbar, was als Vor- oder Fein-Vakuum bezeichnet wird. Diese Pumpen dienen als Vorstufe für die Turbomolekularpumpen.

Die Turbomolekularpumpen erzeugen einen Enddruck bis zu 10^{-9} mbar. Das Funktionsprinzip dieser Pumpen basiert auf einer Anordnung von Rotor- und Statorschaufeln. Die mit einer Frequenz zwischen 180 Hz und 1666 Hz drehenden Turbinenschaufeln fügen einfallenden Gasteilchen einen Impuls zu, so dass sie den Rezipienten verlassen können. Die Turbomolekularpumpen können nur mit Vorpumpen betrieben werden, um Erhitzung der Pumpen durch Luftreibung zu vermeiden [56], und damit die freie Weglänge der Gasteilchen groß genug ist.

Die Ionenzerstäuberpumpe (IZP) oder Ionengetterpumpe ist eine bindende Pumpe, bei der die Sorptionswirkung eines Gettermaterials die Gasteilchen festhält. Um die Sorptionswirkung zu erhöhen, werden die Gasteilchen oder die adsorbierten Oberflächen durch Elektronenstoß ionisiert und durch ein elektrisches Feld auf eine Titan-Oberfläche beschleunigt. Beim Auftreffen der Ionen auf die Titan-Oberfläche werden Atome aus der Oberfläche herausgeschlagen (Kathodenzerstäubung). Dadurch wird immer frisches Titan auf den gegenüberliegenden Elektroden abgelagert, was zu einer permanenten Erneuerung der Getterschicht führt. Stickstoff wird besonders gut durch Titan sorbiert [57]. Diese Art von Pumpen funktioniert nur, wenn mit einer Vorpumpe bereits ein Druck unter 10^{-6} mbar erreicht wurde. Ionengetterpumpen können unter optimalen Voraussetzungen einen Enddruck von ca. 10^{-11} mbar erreichen.

Titan-Sublimationspumpen (TSP) werden häufig in Kombination mit Ionengetterpumpen eingesetzt, da sie ein hohes Saugvermögen für bestimmte Gase haben. In einer TSP werden Filamente aus einer Titanlegierung elektrisch geheizt, bis Titan aus der Filamentoberfläche sublimiert wird. Dieses schlägt sich nieder, wodurch sich eine dünne Schicht auf den Behälteroberflächen bildet. Diese Schicht besitzt ein hohes Saugvermögen für chemisch reaktive Gase. Durch Kühlung der Oberflächen z.B. mit flüssigem Stickstoff wird das Saugvermögen deutlich erhöht [58]. Edelgase werden hier nicht gepumpt, da sie nicht chemisch gebunden werden können.

6.3.2 NEG-Beschichtung

Eine Oberfläche kann eine gute Pumpfunktion anbieten, wenn die adsorbierten Gasteilchen auf dieser Oberfläche gebunden werden können. Um diese Bedingung bei Zimmertemperatur zu erfüllen, werden starke Bindungskräfte, wie bei chemischen Reaktionen, benötigt. Um dies zu erreichen, wird an das Innere der Vakuumbehälter eine spezielle Metallbeschichtung angebracht, welche als Non-Evaporable-Getter bezeichnet wird. Sie kann z.B. aus Titan-Zirkon-Vanadium bestehen. NEG-Beschichtungen werden auch in Kartuschen oder Panels mit großer Oberfläche angeboten. Im Injektionsseptum des SIS18 wurden

mehrere dieser Kartuschen installiert, da dort aufgrund der auftretenden Injektionsverluste eine hohe Saugleistung benötigt wird (Abbildung 6.4). Nach dem Anfall großer Gasmengen oder bei Kontakt mit Atmosphäre sättigen NEG-Beschichtungen und verlieren ihre Saugleistung. Sie können durch Ausheizen (einige 100°C) ca. 40-50 Mal reaktiviert werden. Nähere Informationen zu den NEG-Beschichtungen und ihrer Reaktivierung sind aus [59, 60] zu entnehmen.

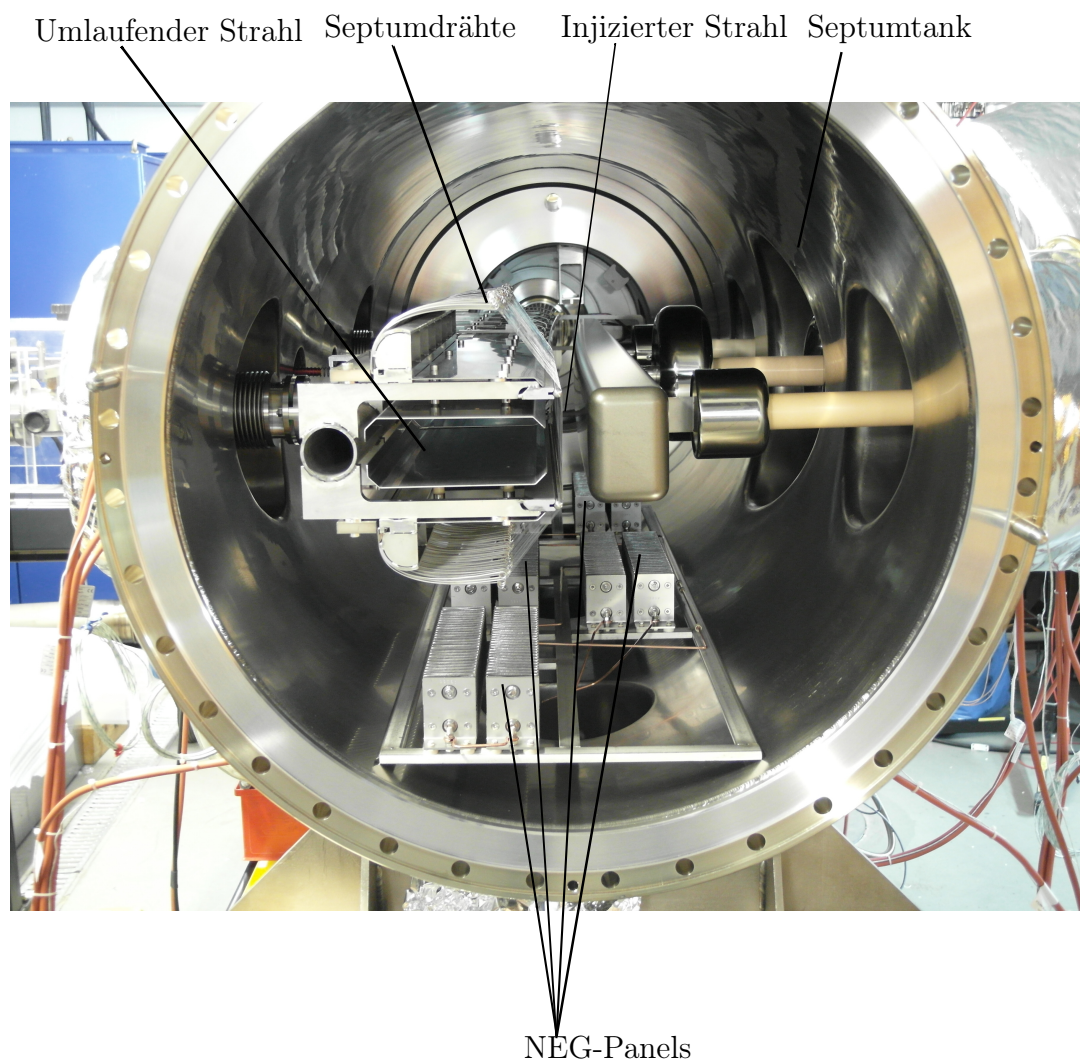


Abbildung 6.4 Das elektrostatische Injektionsseptum (Foto gegen die Strahlrichtung): Zehn NEG-Panels wurden installiert. Die Verluste im Injektionsseptum haben hohen lokalen Druck verursacht. Durch das Einbauen der NEG-Panels wurde die Saugleistung erhöht [61].

7 Experimente zur Minimierung der systematischen Verluste im SIS18

Ziel der Experimente war es, die systematischen Anfangsverluste zu minimieren, um den dynamischen Vakuumdruck im SIS18 zu stabilisieren. Durch Kollimation des injizierten Strahls im TK wurde ein Teil der MTI-Injektionsverluste auf den Transferkanal verlagert. Gleichzeitig wurde untersucht, ob die MTI-Effizienz durch Erhöhung der Brillanz des injizierten Strahls gesteigert werden kann. Die Erhöhung der akkumulierten Intensität im Ring durch Injektion mit einem nichtlinearen Bumperabfall wurde ebenfalls untersucht.

7.1 Emittanzmessung im Transferkanal

Der MTI-Prozess im SIS18 wurde im Abschnitt 3.3.3 beschrieben. Strahlverluste auf dem Injektionsseptum sind typisch für die nicht optimierte transversale Akkumulation, wobei beim SIS18 die Septumrückseite den Strahl abschneidet. Um diese Verluste zu minimieren, wurden verschiedene Maßnahmen ergriffen. Zunächst muss die Optik für den Einschuss vom TK in das SIS18 richtig eingestellt werden. Dafür wurde das Programm MIRKO¹ für die Einstellung bzw. die Simulation und diverse Rechnungen benutzt [62, 63]. Mit der MIRKO-Expertversion, die im Hauptkontrollraum (HKR) bei GSI installiert ist, kann die Optik (Einstellung der Quadrupole, Dipole, Steerer, Profilgitter, Schlitze usw...) online

¹MIRKO ist ein Ionenoptikprogramm, das von Berndard Franzcak bei GSI entwickelt wurde.

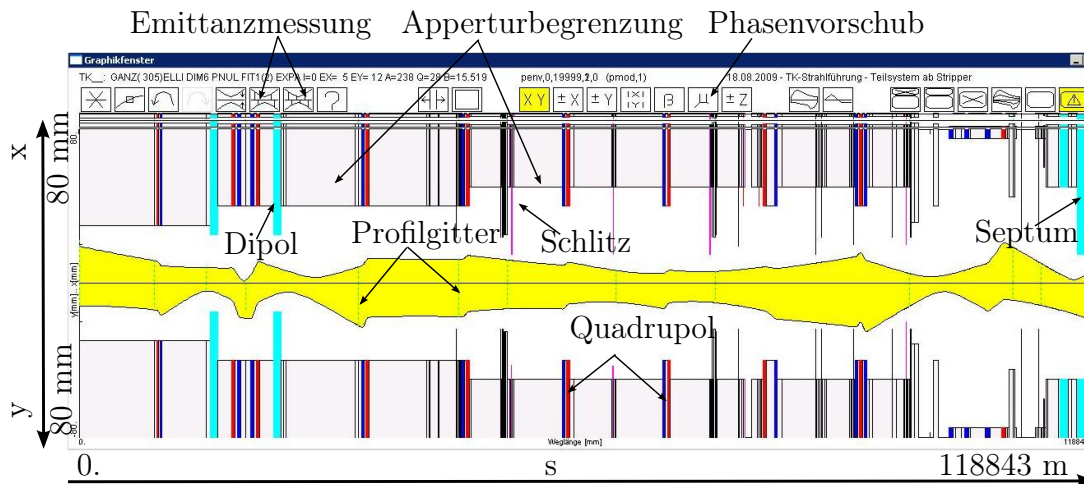
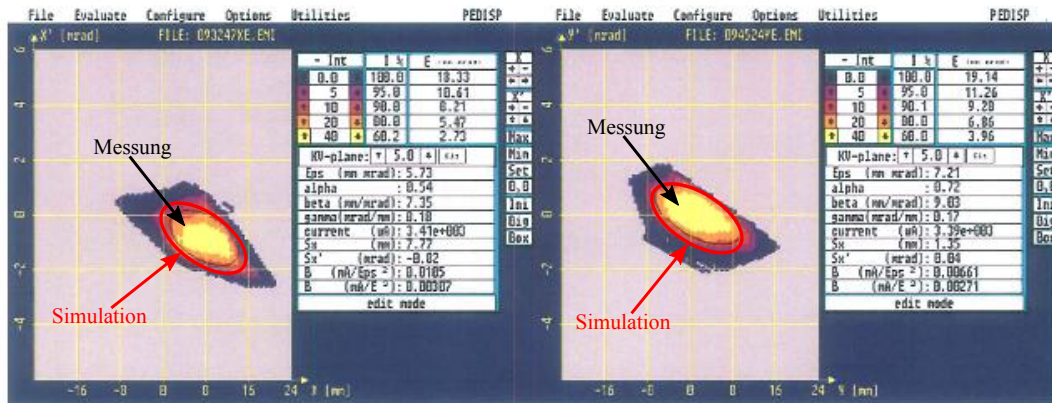


Abbildung 7.1 Mirkodarstellung für die ionenoptische Struktur im TK vom Stripper bis zum elektrostatischen Septum. In Gelb ist jeweils die halbe Strahlenenveloppe für U^{28+} oben in der horizontalen Ebene und unten in der vertikalen Ebene dargestellt, in Blau und Rot sind die Quadrupole, in Türkis die Dipole, in Grün gestrichelt die Profilhitter, in Lila die Schlitze dargestellt. Die grauen Flächen oberhalb und unterhalb der Enveloppe sind die Aperturbegrenzung.

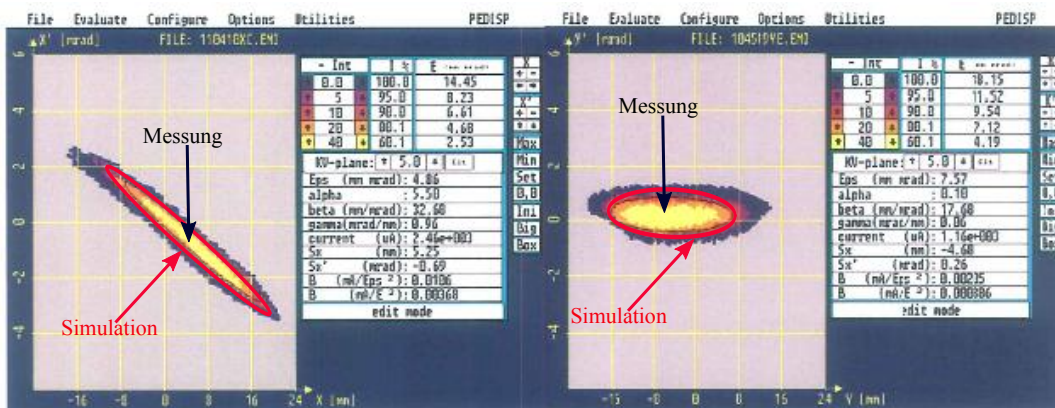
eingelassen und eingestellt werden [64]. Für eine qualitative Aussage über Strahlemittanz und Strahlenenveloppe wird die eingelese Strahloptik von MIRKO an die durch die Profilhitter gemessene Breite gefittet. MIRKO hat die Möglichkeit, aus drei Profilhitter die Emittanz zu berechnen. Aus den gemessenen Profilhitter werden die Twiss-Parameter α , β und γ ermittelt. Daraus kann das Programm die Emittanz berechnen und die Ionenenveloppen zum Anfang des Systems zurück rechnen. Die Bildschirmdarstellung der Benutzeroberfläche von MIRKO ist in Abbildung 7.1 zu sehen.

Um festzustellen, ob die simulierte Optik der Realität entspricht, wurden verschiedene Einstellungen im HKR mit MIRKO-Expert online überprüft. Die Emittanz wurde mit der klassischen Schlitz-Gitter Methode gemessen, die in Abschnitt 4.1 erklärt wurde. Dabei lässt sich die Bahnwinkel x' und y' bestimmen [65]. Die Steuerung und Auswertung der Strahlemittanzen bzw. die Twiss-Parameter wird durch einen Rechner getätigt. Die Experimente für die Emittanzmessung und die Überprüfung der TK-Optik wurden mit Ar^{18+} mit einer Intensität von ca. 1,3 mA am TK-Ende durchgeführt. Die Strahlemittanz wurde in TK5 und in TK8 (TK-Abschnitt 5 und 8) gemessen. Die Emittanz am An-

fang des Systems wird mit der MIRKO-Option „Emittanzfit durch drei Profiltitter“ zurückgerechnet und die zugehörige Enveloppe angepasst. Die von MIRKO berechneten Emittanzen wurden mit den gemessenen verglichen. Es zeigt sich, dass die gefittete Emittanzellipse gut mit der gemessenen übereinstimmt, wie in Abbildung 7.2 zu sehen ist. Eine gute Übereinstimmung weisen auch die gemessenen und die berechneten Strahlbreiten an allen TK-Profilgittern auf. Die gemessenen effektiven Randemittanzen betragen für $\epsilon_x = 5 \text{ mm mrad}$ und $\epsilon_y = 7,5 \text{ mm mrad}$.



(a) Emittanz im TK5.



(b) Emittanz im TK8.

Abbildung 7.2 Zweidimensionale Darstellung der gemessenen und mit MIRKO simulierten Emittanz in der transversalen Ebene.

7.2 Injektionsparameter

Für die Untersuchung des MTI-Prozesses müssen zunächst die Injektionsparameter optimiert werden (siehe Anhang A.2). Da die MTI nur in der horizontalen Ebene stattfindet, ist zunächst nur der horizontale Tune Q_H von Interesse. Der Tune Q_H wird im SIS18 typischerweise zwischen 4,14 und 4,3 gewählt. Die Abfallzeit der Bumperflanke kann maximal $600 \mu\text{s}$ betragen. Für höhere Intensitäten im Ring wird mit einer langen Bumperflanke ($\geq 250 \mu\text{s}$) akkumuliert, wobei die Zeit bis zum Injektionsbeginn durch die Chopperverzögerung bestimmt wird. Die Bumperflanke fängt mit einem Versatz von $50 \mu\text{s}$ gegen den Bumperstart an, daher muss die Chopperverzögerung mindestens $50 \mu\text{s}$ betragen. Die Chopperverzögerung ist in Abhängigkeit von der Höhe der Bumperamplitude zu wählen auf der injiziert werden soll (siehe Abbildung 7.3). Die Bumperamplitude ist der Parameter, der bestimmt, wie groß die durch die Bumper erzeugte Orbitbeule ist. Das Choppersystem befindet sich im TK zwischen den Quadrupolduplets im TK7 und TK8 (siehe Abbildung 4.10). Der Chopper dient zum Ausschneiden des zu injizierten Strahlpulses aus dem UNILAC-Puls [66]. Das Chopperfenster bestimmt, wie lang der Puls des UNILAC sein soll. Die Summe des Chopperfensters und der Chopperverzögerung dürfen die Länge der Bumperflanke nicht übersteigen. Ansonsten würde der Strahl im bereits besetzten Phasenraum injiziert, was das Injektionsprinzip (Abschnitt 3.3.3) verbietet. Für kleine Injektoremittanzen kann die Chopperverzögerung kurz und das Chopperfenster groß gewählt werden, d.h. man kann früher und länger injizieren. Dagegen wird für große Emittanzen später und kürzer injiziert. Die Injektionsdauer, nach der die Maschinenakzeptanz verlustfrei ausgefüllt wird, kann nach der folgenden Formel näherungsweise berechnet werden:

$$\sigma = \frac{A \cdot \tau}{\epsilon}, \quad (7.1)$$

wobei σ die erlaubte Injektionsdauer, A die Maschinenakzeptanz, τ die Strahlumlaufzeit und ϵ die injizierte Emittanz sind.

Ein Beispiel am SIS18 mit $A = 150 \text{ mm mrad}$, $\tau = 4,7 \mu\text{s}$ (Die Strahlumlaufzeit im SIS18 bei einer Injektionsenergie von $11,4 \text{ MeV}$ beträgt $4,7 \mu\text{s}$) für zwei verschiedene Emittanzen zeigt, dass das Ausfüllen der Maschinenakzeptanz an ers-

ter Stelle von der injizierten Emittanz abhängt.

$$\epsilon_1 = 5 \text{ mm mrad} \implies \sigma_1 = \frac{150 \text{ mm mrad} \times 4,7 \mu\text{s}}{5 \text{ mm mrad}} = 141 \mu\text{s}$$

$$\epsilon_2 = 11 \text{ mm mrad} \implies \sigma_2 = \frac{150 \text{ mm mrad} \times 4,7 \mu\text{s}}{11 \text{ mm mrad}} = 64 \mu\text{s}$$

Die Abhängigkeit der MTI-Effizienz von der injizierten Emittanz und vom Tune wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

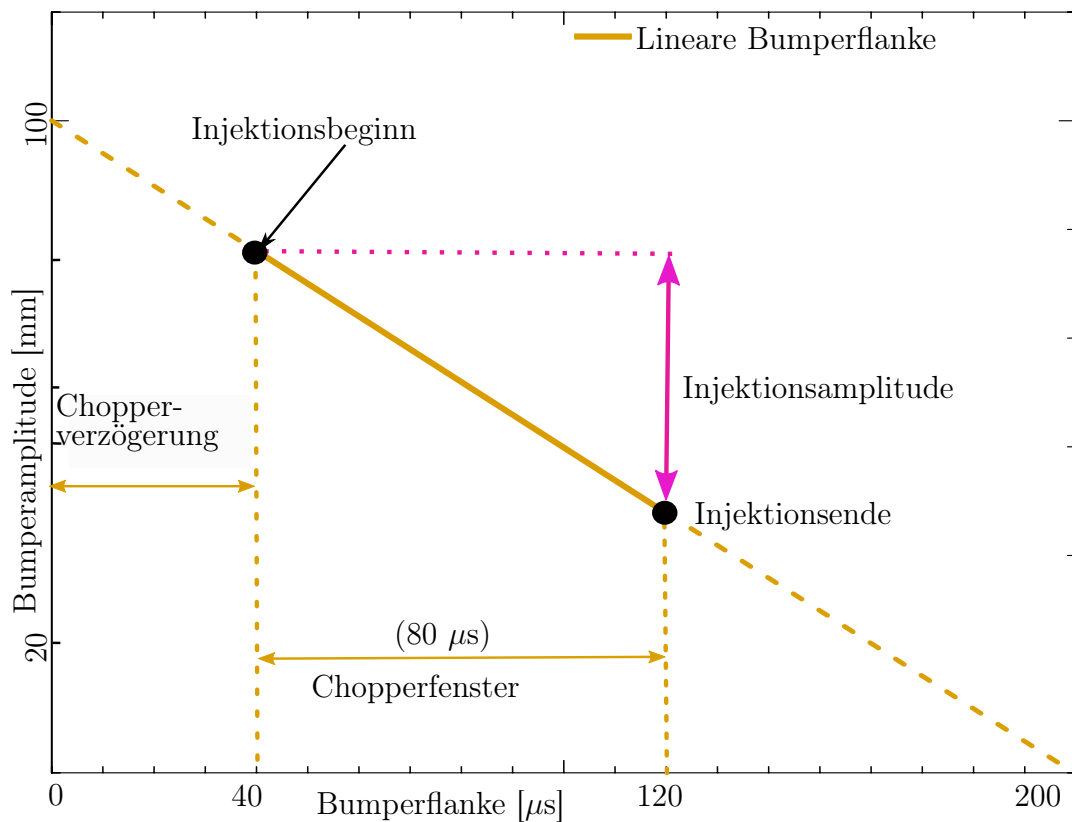


Abbildung 7.3 Darstellung der Injektionsparameter im SIS18 für eine lineare Bumperflanke im optimalen Zustand. Z.B. für $\epsilon = 8.8 \text{ mm mrad}$ können 17 Umläufe verlustfrei injiziert werden.

Im SIS18 steht unmittelbar vor dem Septum ein Kollimator. Dieser hat die Funktion, das Septum zu schützen, indem er die Teilchen auffängt, welche bei nicht optimaler Injektion auf dem Septum landen würden. Um die Strahlpo-

sition am Injektionsseptum im Ring zu überprüfen, wurde der Kollimator in Richtung Strahl eingefahren, bis etwas vom Strahl abgeschnitten wird. Das Ergebnis ist zeitnah auf dem schnellen Trafo ablesbar. Die Abbildung 7.4 zeigt eine mit MIRKO erzeugte Orbitbeule für die MTI in das SIS18. Darin ist zu sehen, wie der umlaufende Strahl nah an das Septum gelenkt wird und wie die Auslenkamplitude mit der Zeit abfällt. Dabei wurde eine Bumperflanke von $250\ \mu\text{s}$, ein Chopperfenster von $140\ \mu\text{s}$ und eine Chopperverzögerung von $100\ \mu\text{s}$ gewählt.

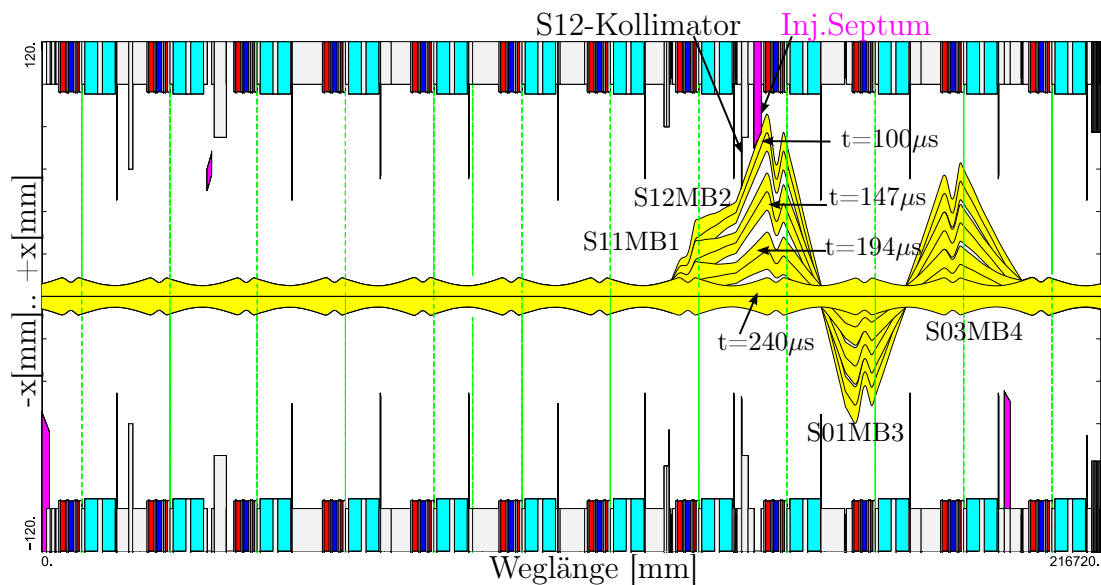


Abbildung 7.4 Eine mit MIRKO erzeugte Orbitbeule für die MTI im SIS18.

7.3 Anforderung für die Strahlbescheidung im Transferkanal

Die Minimierung der Strahlverluste bei SIS18-Injektion hat einen besonderen Einfluss auf das dynamische Vakuum und die Ionisationsstrahlverluste im Synchrotron. Anfangsverluste verursachen Druckerhöhung und Ionisationsverluste in der gesamten Maschine. Solche Verluste können die Saugleistung des Vakuumsystems bei weiterem überfordern und führen im schlimmsten Fall zum kompletten Strahlverlust. Daher ist die Verringerung und Kontrolle des Strahlverlustes im Injektionskanal während der MTI ein wichtiges Thema der SIS18-Maschinenentwicklung. Die Akkumulation mit großen injizierten Emittanzellipsen wird durch Verluste beeinträchtigt. Eine Möglichkeit, diese Verluste im SIS18 zu reduzieren, besteht darin, diese auf den Transferkanal zu verlagern, da sie dort das dynamische Vakuum im SIS18 nicht beeinflussen.

Für diese Verlagerung muss der Strahl im TK beschnitten werden. Hierfür wird eine spezielle Optik für den Transferkanal vorbereitet. Dabei soll der Strahlrand mit Hilfe von zwei Schlitzen in der horizontalen Ebene herausgeschnitten, und somit eine scharf definierte Phasenraumfläche mit intensivem Kern erzeugt werden. Für die Strahlbescheidung muss der Strahl am Ort des Schlitzes so breit wie möglich eingestellt werden. Dadurch wird nur der Strahlrand, der später mit großer Wahrscheinlichkeit verloren gehen würde, abgeschnitten (Abb. 7.5). Es wird angenommen, dass die allgemeine Intensitätsverteilung innerhalb des Strahls durch eine Gaußverteilung beschrieben werden kann.

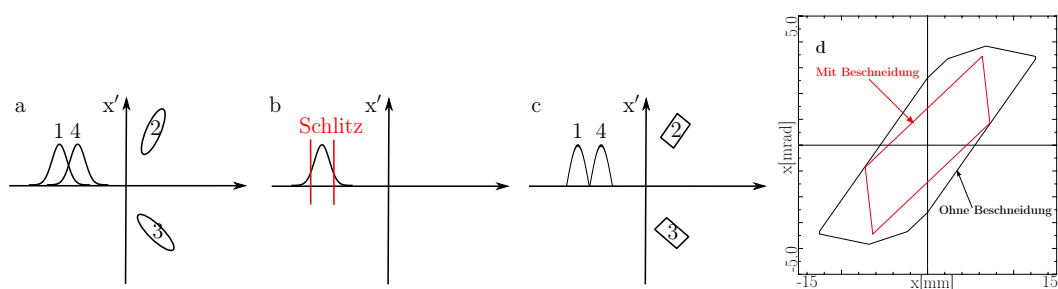


Abbildung 7.5 a) Überlappung von zwei Strahlrändern nach 3 Umläufen (schematisch). b) Beschneidung des Strahlrandes. c) nicht überlappende Strahlen mit scharfem Rand. d) Vergleich der Akzeptanzflächen am TK-Ende mit und ohne Beschneidung

Durch die Beschneidung wird eine kleinere Emittanz mit definiertem Kern und höherer Brillanz (Gleichung 7.2) erreicht, was ein besseres Ausfüllen der SIS18-Akzeptanz ermöglicht. Da die MTI in der horizontalen Ebene erfolgt, wird der Strahl nur in dieser Ebene beschnitten. Für die Beschneidung werden zwei hintereinander stehende Schlitze verwendet. Es wird der Einfachheit halber angenommen, dass der Teilchenstrahl im Phasenraum die Form einer Ellipse hat. Die Abbildung 7.6 stellt die Beschneidung einer aufrecht stehenden Ellipse dar. Der Strahlrand wird mit dem ersten Schlitz auf beiden Seiten rechts und links abgeschnitten. Um den kompletten Strahlrand zu beseitigen, muss sich die Strahlellipse bei dem nächsten Schlitz um 90° im Phasenraum gedreht haben. Hier wird der Rest vom Strahlrand abgeschnitten. Nach der Beschneidung muss die Optik für eine verlustfreie Transmission nachoptimiert und der Winkel der injizierten Ellipse angepasst werden. Der injizierte Strahl hat nun eine kleinere Emittanz, aber höhere Brillanz.

Die Brillanz beschreibt die Güte bzw. die Phasenraumdichte eines Strahls. Sie ist definiert durch den Strahlstrom dividiert durch die Emittanz in der horizontalen und vertikalen Ebene:

$$B = \frac{I}{\pi\epsilon_x\pi\epsilon_y\delta} \quad (7.2)$$

Hierbei ist B die Brillanz des Strahls, I der Strom, $\epsilon_{x|y}$ die Emittanz in der horizontalen bzw. vertikalen Ebene, δ die Standardabweichung der Impulsverteilung.

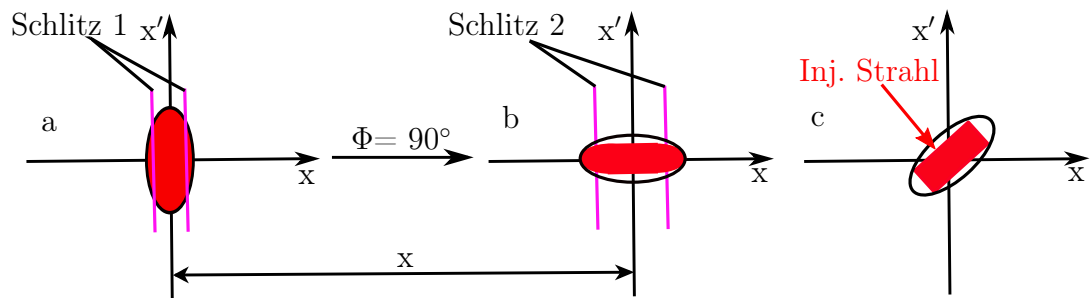


Abbildung 7.6 Die Beschneidung des Strahlrandes mit zwei Schlitzen in der horizontalen Ebene. a) Die Beschneidung des Randes einer aufrecht stehenden Ellipse. b) Der zweite Schlitz schneidet den Rand der Ellipse ab nachdem sie sich um 90° gedreht hat. c) Der Strahl für die Injektion nach der Beschneidung.

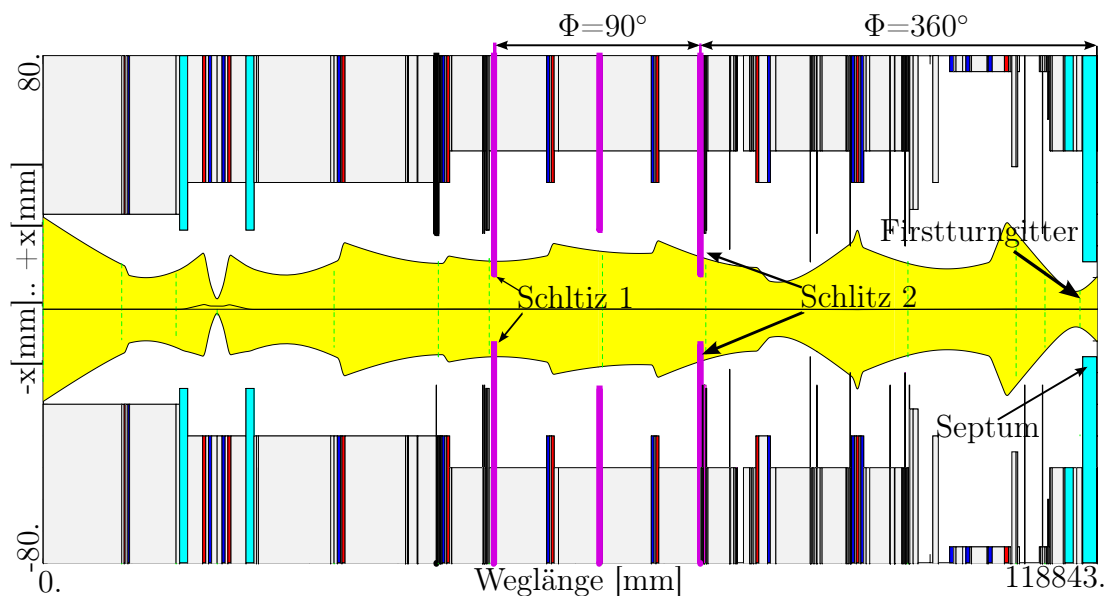


Abbildung 7.7 Die angepasste Enveloppe in der horizontalen Ebene ($+x$, $-x$) ist in gelb dargestellt, mit möglichst breitem Strahl am Ort der Schlitz für die Strahlrandbescheidung. Der Phasenvorschub zwischen Schlitz 1 (TK6DS2H) und Schlitz 2 (TK7DS3H) ist 90° , der zwischen Schlitz 2 (TK7DS3H) und Septum (S12ME1I) ist 360° .

7.4 Abhängigkeit der MTI-Effizienz von der Emittanz

Die Injektionsverluste und die MTI-Effizienz hängen von der Emittanz des zu injizierenden Strahls ab. Bei kleinen Emittanzen kann durch optimierte Einstellungen eine hohe MTI-Effizienz erzielt werden. Die theoretische Kurve für die Akkumulation im SIS18 verläuft linear ansteigend mit der Zeit. Für kleine Emittanzen (2 mm mrad) ist der MTI-Effizienzfaktor ca. 25 mit einem Chopperfenster von 120 μ s. Für das gleiche Chopperfenster mit größerer Emittanz (~ 10 mm mrad) werden höchstens 14 Umläufe akkumuliert. Der MTI-Effizienzfaktor (Stromvervielfachungsfaktor) lässt sich durch

$$\eta = \frac{I_{\text{SIS18}} \cdot T_u}{I_{\text{TK9}} \cdot \tau}$$

berechnen, wobei I_{SIS18} der Strom im SIS18 nach der Injektion, I_{TK9} der Strom des injizierten Strahls im TK9, T_u die Umlaufdauer im SIS18 bei der Injektionsenergie von 11,4 MeV/u und τ die Injektionsdauer (Chopperfenster) ist. Die Abbildungen 7.8, 7.9 und 7.10 stellen eine theoretische Rechnung für den MTI-Effizienzfaktor und den gemessenen MTI-Effizienzfaktor in Abhängigkeit von der Bumperflanke bzw. dem Chopperfenster dar (Für die theoretische Rechnung wurde die Bumperflanke gleich dem Chopperfenster gesetzt [67]). Der theoretische Verlauf des akkumulierten Stroms im SIS18 im optimalen Zustand ist linear ansteigend bis zum Ende der Injektionszeit. Während die Kurven für kleine Emittanzen noch annähernd linear laufen, kann für größere Emittanzen maximal eine 14-bis 18-fache Steigerung des Injektionsstroms erzielt werden. Für eine sehr schnelle Bumperflanke ($\leq 70 \mu$ s) laufen alle Kurven für die verschiedenen Emittanzen linear, da die kurze Injektionszeit es ermöglicht, den Strahl schnell weg vom Septum zu lenken. Dadurch werden die partiellen Akzeptanzflächen größer, und auch große Emittanzen können ohne Verluste injiziert werden.

Der gemessene MTI-Effizienzfaktor ist der SIS18-Strom auf dem Injektionsniveau, geteilt durch den TK9-Strom. Diese Messung wurde mit einem Tantal-Strahl (Ta^{61+}) bei einem Strom im TK9 zwischen 0,2–0,6 mA durchgeführt. Die Maschine wurde zunächst für verlustfreie MTI mit einem sehr kurzen Chop-

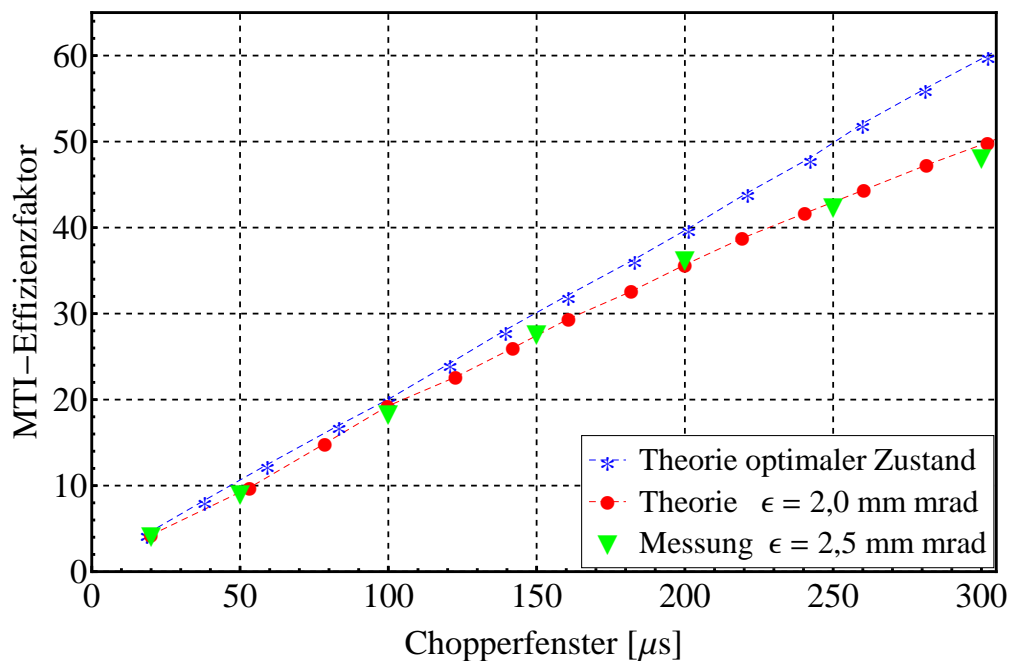


Abbildung 7.8 Für kleine Emittanzen: Gerechnete und gemessene MTI-Effizienzfaktoren in Abhängigkeit vom Chopperfenster und der injizierten Emittanz.

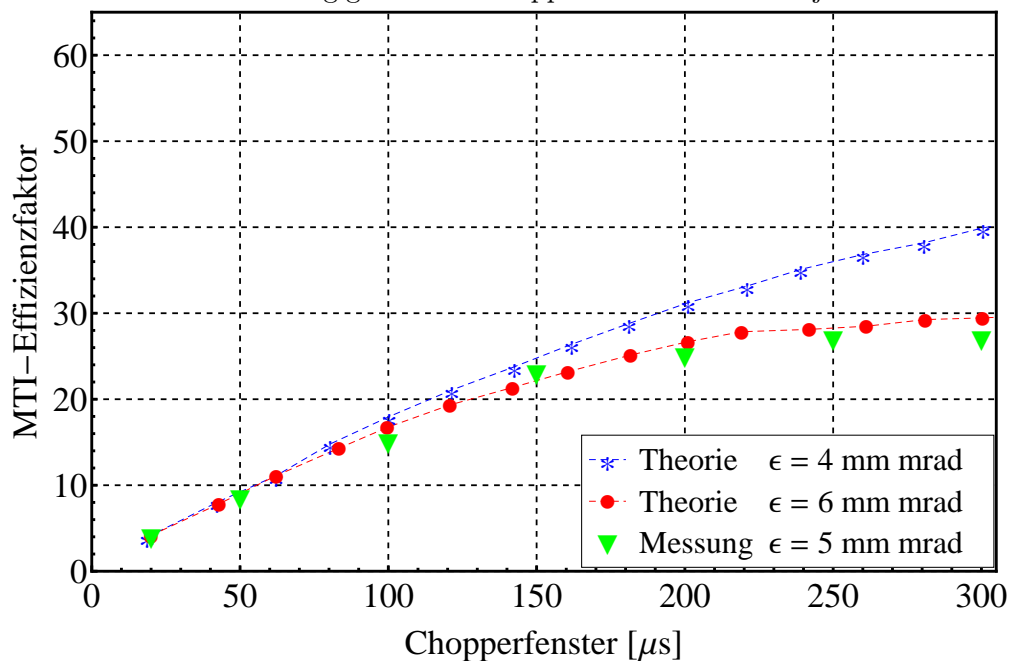


Abbildung 7.9 Für mittlere Emittanzen: Gerechnete und gemessene MTI-Effizienzfaktoren in Abhängigkeit vom Chopperfenster und der injizierten Emittanz.

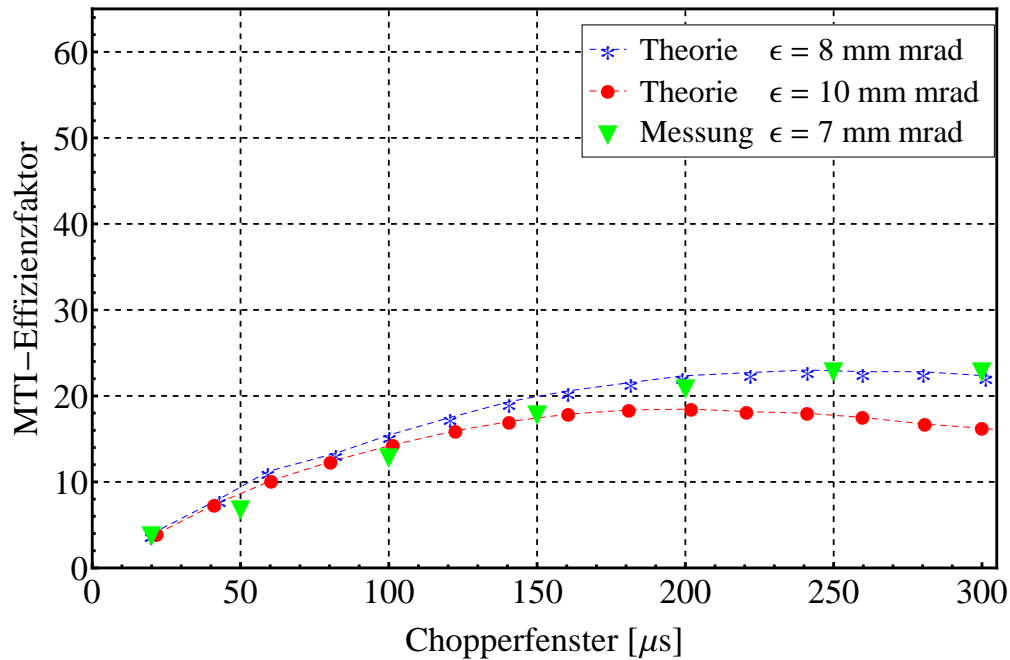


Abbildung 7.10 Für Große Emittanzen: Gerechnete und gemessene MTI-Effizienzfaktoren in Abhängigkeit vom Chopperfenster und der injizierten Emittanz.

perfenster ($15 \mu\text{s}$) optimiert, dann das Chopperfenster schrittweise bis maximal $300 \mu\text{s}$ verlängert. Die Emittanz wurde mit MIRKO im TK gemessen. Sie betrug $\epsilon = 7$ mm mrad. Mit Hilfe der Schlitze (TK6DS2H und TK7DS1H) im TK wurden zunächst ca. 30%, dann 65% der Emittanz beschnitten. Für jede der drei Emittanzen wurde eine Messreihe für das Chopperfenster aufgenommen. Es wurden für jeden Messpunkt zehn Zyklen mit dem schnellen Transformator aufgenommen und für die Auswertung der Mittelwert genommen, da der Strom der Ionenquelle von Zyklus zu Zyklus unterschiedlich war. Dieses Verfahren wurde für alle Messungen angewendet, die im Rahmen dieser Arbeit mit dem schnellen Transformator aufgenommen wurden. Ein Vergleich zwischen den gemessenen und gerechneten Werten zeigt einen sehr ähnlichen Verlauf für die verschiedenen Emittanzen.

7.5 Abhängigkeit der MTI-Effizienz vom Tune

Die injizierten Emittanzellipsen drehen sich im Phasenraum bei jedem Umlauf um $2\pi(Q_H)$, wie in Abbildung 3.5 dargestellt ist. Da große Emittanzen mehr Phasenraumvolumen in der Maschinenakzeptanz einnehmen, wird ein großer Tune eingestellt. Dadurch haben die neuen injizierten Emittanzen genügend Platz, wenn die ersten injizierten Emittanzen einen vollen Umlauf vollzogen haben. Die Überlappung von Emittanzen bzw. Strahlrändern wird verhindert (siehe Abschnitt 7.3). Für kleinere Emittanzen wird dagegen ein kleiner Tune gewählt. Für die Untersuchung dieser Annahme wurden Experimente mit einem N^{7+} -Strahl durchgeführt. Die mit MIRKO gemessene Emittanz ohne Beschneidung betrug 6,7 mm mrad. Nach Optimierung der MTI wurde zunächst ein Chopperfenster von $50 \mu s$ ($\simeq 10$ Umläufe) eingestellt und der horizontale Tune Q_H zwischen 4,0 und 4,5 variiert. Anschließend wurde die Optik im TK für Strahlbeschneidung eingestellt, wie im Abschnitt 7.3 beschrieben. Für die MTI-Effizienzfaktoren sind nur die Ströme auf dem Injektionsniveau von Interesse. Dafür wurden die SIS18- und die TK9-Ströme mit schnellem Strahltransformator aufgenommen. Die Ergebnisse sind der Abbildung 7.11 zu entnehmen.

Diese Messung zeigt, dass der Tune kleiner gewählt werden muss, um die Injektionsverluste bei kleiner Emittanz zu minimieren (also im Diagramm nach links verschoben). Sowohl bei einer Wiederholung der Experimente mit N^{7+} [68] als auch bei einem Vergleich mit einer Rechnung mit dem Code PATRIC hat sich eine gute Übereinstimmung ergeben [69, 70].

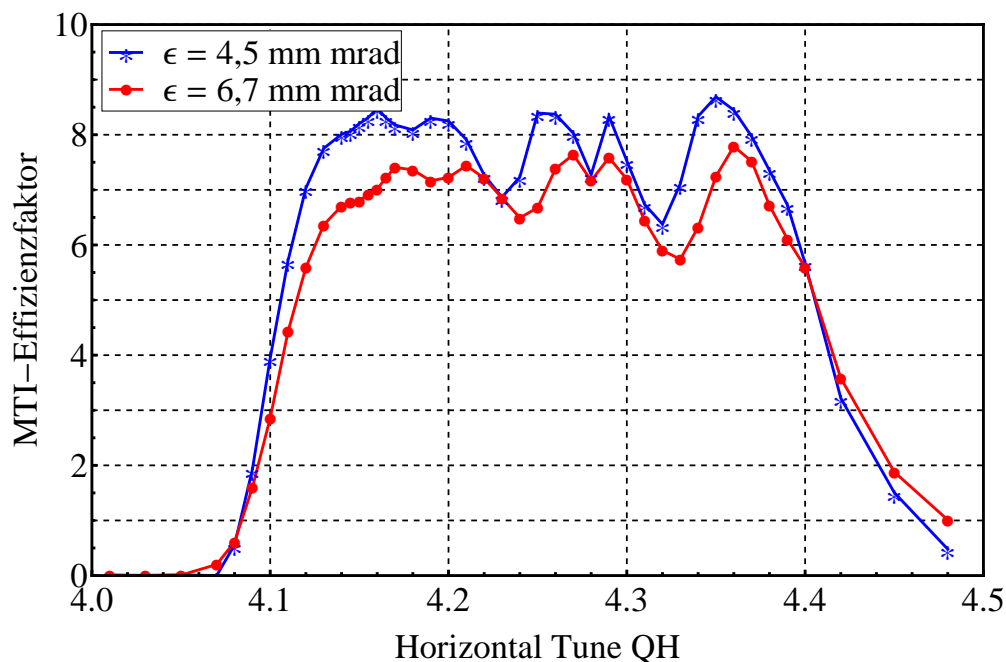


Abbildung 7.11 Abhängigkeit des MTI-Effizienzfaktors vom Tune und der Emittanz.

7.6 Reduzierung der Hochspannungsüberschläge im Injektionsseptum

Die Schneide des elektrostatischen Septums im SIS18 besteht aus dünnen Wolframdrähten (siehe Abbildung 6.4). Bei hohen Strahlintensitäten lösen Strahlverluste Hochspannungsüberschläge im elektrostatischen Septum aus, die zum Ausfall führen können. Das Steuergerät des Septums zählt die Überschläge und schaltet das Septum bei Überschreitung eines bestimmten Wertes ab (Schutzfunktion und Strahlabschaltung). Die nachfolgenden Strahlverluste führen zu einem heftigen Druckanstieg durch Desorption. Im Ernstfall können die Verluste die Septumdrähte beschädigen (thermische Zerstörung). Außerdem beeinflussen diese Verluste das lokale dynamische Vakuum. Für eine Erhöhung der extrahierten Teilchenzahl und einen stabilen Betrieb ist eine Reduktion solcher Verluste erforderlich.

Für ein vollständiges Ausfüllen der Maschinenakzeptanz wird der injizierte Strahl so nah wie möglich an das Septum gebracht, dabei kommt es bei großen Emittanzen zu Verlusten an den Septumdrähten. Die Beschneidung im TK hilft vorran-

gig die Septumüberschläge zu reduzieren. Die Optik im TK wird so eingestellt, dass der transversalen Phasenvorschub zwischen dem Schlitz und dem elektrostatischen Septum ein Vielfaches von π ist. Auf dieser Weise bildet die Optik den Schlitz auf das Septum ab. Während der Experimente im Rahmen dieser Arbeit wurde mehrfach untersucht, ob die Beschneidung die Septumüberschläge reduziert.

Eine Möglichkeit zu überprüfen, ob mittels der Schlitze der richtige Teil des Strahls beschnitten wurde, besteht darin, während der Beschneidung das Profilvergitter S12DGIH (siehe Abbildung 7.7) einzufahren und das Strahlprofil zu messen. Dieses Profilvergitter steht unmittelbar vor dem Septum und wird „Firstturngitter“ genannt. Solche Experimente wurden mit einem Tantal-Strahl (Ta^{61+}) durchgeführt [71]. Der Phasenvorschub zwischen dem Schlitz TK7DS1H und dem elektrostatischen Septum S12ME1I betrug 2π . Der eingestellte horizontale Tune war 4,32 (mit Tuneshift betrachtet). Mit dieser eingestellten Ionenoptik wird der Schlitz (TK7DS1H) an das Septum abgebildet. Daher können die Teilchen, die auf die Septumdrähte verloren gehen, mit diesem Schlitz beschnitten werden. Die linke Backe des Schlitzes (TK7DS1H) wird dazu an den Strahl eingefahren.

Die Abbildung 7.12 zeigt das Strahlprofil mit dem Profilvergitter S12DG1I bei verschiedenen TK7DS1H-Schlitzpositionen. Dabei ist zu sehen, dass die Spitze des Strahlstroms bei den verschiedenen Schlitzpositionen gleich blieb. Es hat sich während der Experimente gezeigt, dass durch die Beschneidung die Septumüberschläge verschwanden und dass der extrahierte Strom höher wurde und der Druck im Injektionsstank niedrig war (siehe Abschnitt 7.7 und 8.5).

Die Abbildung 7.13 ist ein aufgenommenes Foto vom Oszilloskop im Hauptkontrollraum (HKR) während der Maschinenexperimente. Die türkise Kurve repräsentiert die Septumspannung, die gelbe den gespeicherten Strom im SIS18 und die rosafarbene die vom Kontrollsystem generierte Amplitudenrampe des Beschleunigungs-HF. Ohne Beschneidung sieht man Septumüberschläge, Ausfälle und in Folge Unterbrechungen im SIS-Strom. Bei eingefahrenen Schlitzen waren keine Abbrüche zu verzeichnen und der SIS-Strom war stabil.

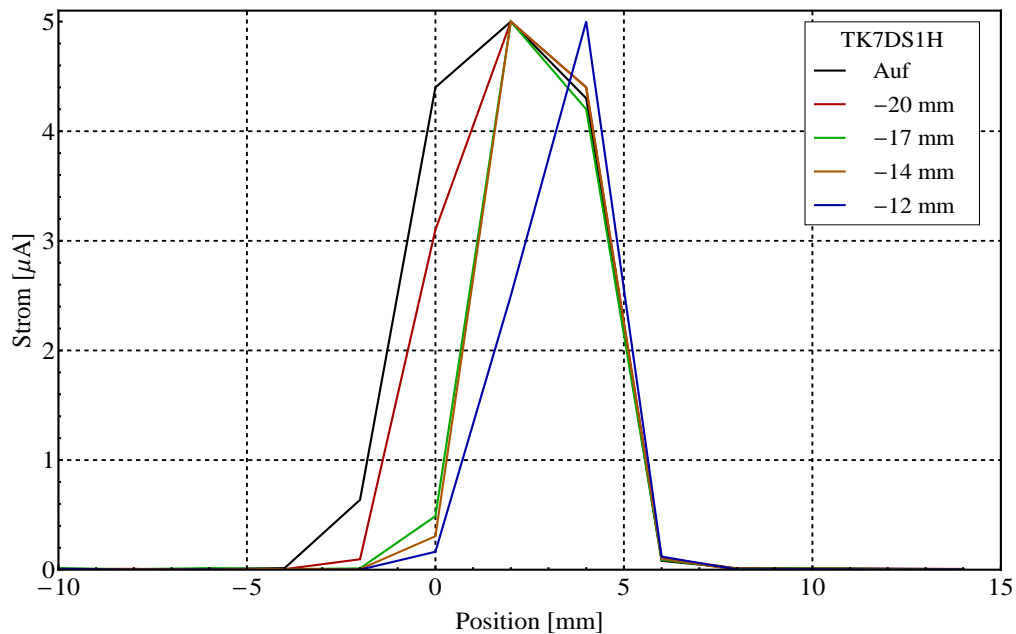


Abbildung 7.12 Profilstrommessung vor dem elektrostatischen Septum ohne Beschneidung im TK und mit dem TK7DS1H-Slitzeinsatz

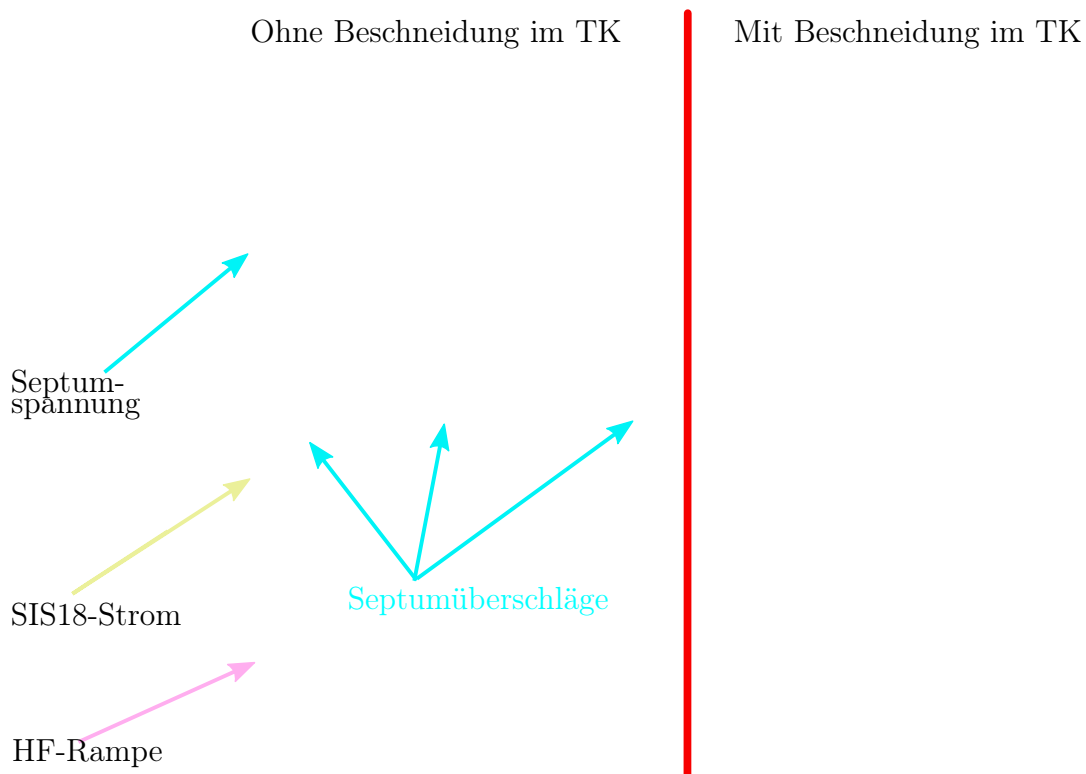


Abbildung 7.13 Oszilloskopfoto: ohne und mit Strahlbesneidung im TK.

7.7 Verlagerung der MTI-Verluste auf den TK

Bei den Maschinenexperimenten konnte mehrfach gezeigt werden, dass sich durch die Strahlbescheidung im TK die MTI-Effizienz im SIS18 optimieren lässt. Im Juni 2010 wurden Maschinenexperimente mit U^{28+} mit einem Strahlstrom von ca. 2 mA im TK9 durchgeführt. Zunächst wurde die Strahlemittanz mit Hilfe der Messdaten von drei Profilittern im TK mit MIRKO gefittet. Die von MIRKO zurückgerechnete Emittanz betrug $\epsilon_x = 6,8 \text{ mm mrad}$ und $\epsilon_y = 8,1 \text{ mm mrad}$. Der Einschuss in das SIS18 wurde mit Hilfe von MIRKO mit den Steuerern und den Quadrupolen am TK-Ende verbessert. Die Abbildung 7.14 zeigt den Stromanstieg im SIS18 während der MTI. Die Verluste traten nach fünf Umläufen auf, da der eingestellte horizontale Tune 4,19 betrug. Dies ist nach dem Injektionsende (in dem gekennzeichneten Bereich in Abbildung 7.14) am besten zu sehen, da es keine neue Teilchen injiziert werden.

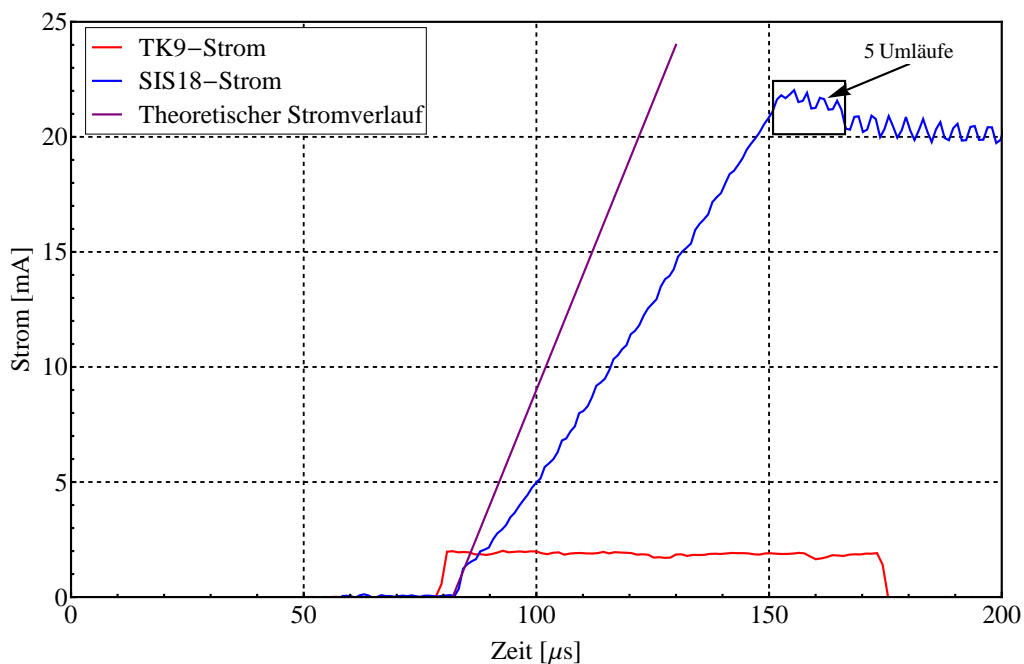


Abbildung 7.14 Gemessener Stromanstieg im SIS18 während der MTI ohne Strahlbescheidung im TK.

Mit der während der Maschinenexperimente eingestellten Optik im TK (Phasenvorschub zwischen TK6DS2H und TK7DS3H ist 90° , zwischen TK7DS3H

und dem Septum ist 2π) wurde der Teil vom Strahl beschnitten, der sonst nach fünf Umläufen verloren ginge. Der Strom betrug nach der Beschneidung 1,1 mA im TK9. Abbildung 7.15 stellt den Stromanstieg im SIS18 dar, nachdem der Strahl im TK beschnitten wurde. Die MTI verlief über 20 Umläufe, was einer MTI-Effizienz bzw. Transmission von 99% entspricht [72].

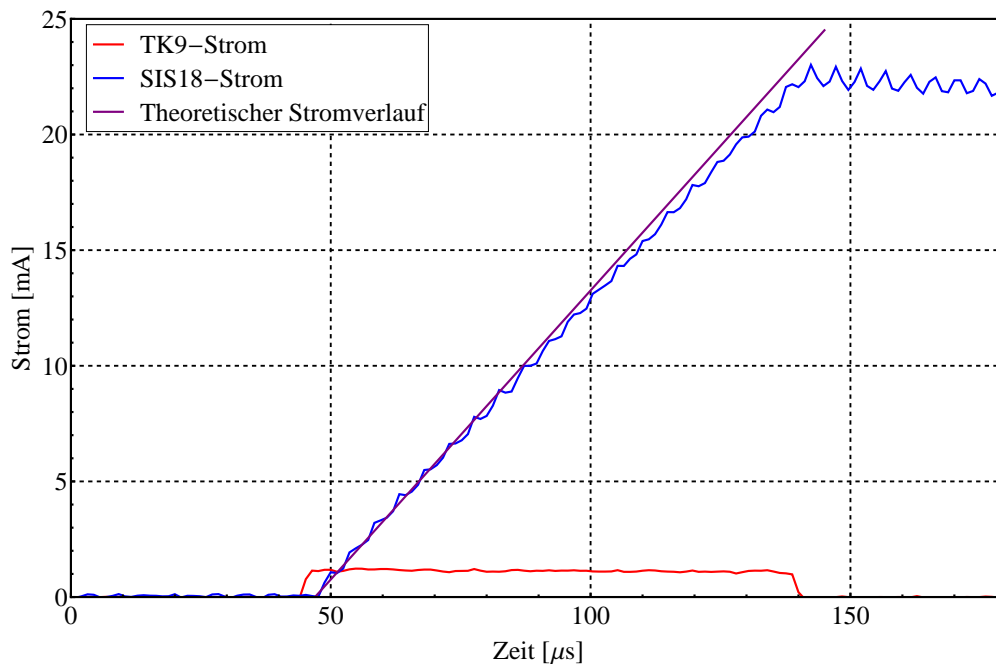


Abbildung 7.15 Gemessener Stromanstieg im SIS18 während der MTI mit Beschneidung im TK.

Die große injizierte Emittanz hat Überlappung und Teilchenverluste am Septum verursacht. Die Positionen der für die Beschneidung verwendeten Schlitze sind der Tabelle 7.1 zu entnehmen.

Es wurden verschiedene Experimente mit verschiedenen Ionensorten für die Optimierung der MTI durch Kollimation im TK durchgeführt. Es konnte festgestellt werden, dass durch die Beschneidung die Verluste verlagert wurden und der Druck im SIS18 nach der Beschneidung stabil blieb (siehe Kapitel 8).

Die Abbildung 7.16 zeigt zwei Zyklen auf Injektionsniveau bei den Experimenten im September 2012 mit U^{28+} -Strahl, mit und ohne Beschneidung im TK. Für die

Tabelle 7.1 Position der Schlitze TK6DS2H, TK7DS3H und gemessener Strom mit den Trafos im TK9 und S09.

TK6DS2H rechte Backe [mm]	42,5	7	6	6
TK6DS2H linke Backe [mm]	-42,5	-42,5	-8	-8
TK7DS3H rechte Backe [mm]	42,5	42,5	6	6
TK7DS3H linke Backe [mm]	-42,5	-42,5	auf	-5
TK9DT9 [mA]	1,9	1,55	1,28	1,11
S09DTS [mA]	20,28	22,1	22,11	22,12
Injektionseffizienz	54%	71,3%	96,3%	99%

beiden Zyklen wurde der gleiche Strom nach der Akkumulation erreicht, allerdings sank für den Zyklus ohne Beschneidung der Strom nach einigen Umläufen wieder ab. Da die Emittanz des unbeschnittenen Strahls größer war, wurde ein größerer Tune und eine längere Chopperverzögerung gewählt, um Teilchenverluste am Anfang der Injektionsrampe zu vermeiden. Dabei bleibt das Zentrum der SIS18-Akzeptanz leer und der Strahl wird mehr in den äußeren Bereich der Akzeptanz injiziert. Dadurch treten die Verluste erst nach Ende der Injektionsrampe auf. Dies weist darauf hin, dass die Verluste akzeptanzbedingt sind und der Strahl vom Septum oder von anderen aperturbegrenzenden Elementen abgeschnitten wird. Dies ist nachteilig, wenn höhere Intensitäten erreicht werden sollen. Um die Überlappung zu verhindern, wurde der Injektionsstart auf die Bumperflanke verschoben (Abb. 7.18 (b)), dabei werden die partiellen Akzeptanzflächen größer und der injizierte Strahl wird von der partiellen Akzeptanz aufgenommen, ohne dass Überlappungen stattfinden. Die Verkleinerung der Emittanz durch die Beschneidung im TK ermöglichte die Einstellung einer kürzeren Chopperverzögerung und eines kleineren Arbeitspunktes. Hiermit konnte eine längere Injektionszeit eingestellt und der Phasenraum besser mit Strahl aufgefüllt werden. (Abb. 7.18 (c)). Die kleine Emittanz wurde an die kleinen Akzeptanzflächen im Zentrum der Maschinenakzeptanz angepasst, die nun vom Zentrum bis zum äußeren Rand besser ausgefüllt werden kann, ohne dass nennenswerte Verluste durch Strahlüberlappung oder Aperturbegrenzung auftreten (Abb. 7.18 (a)).

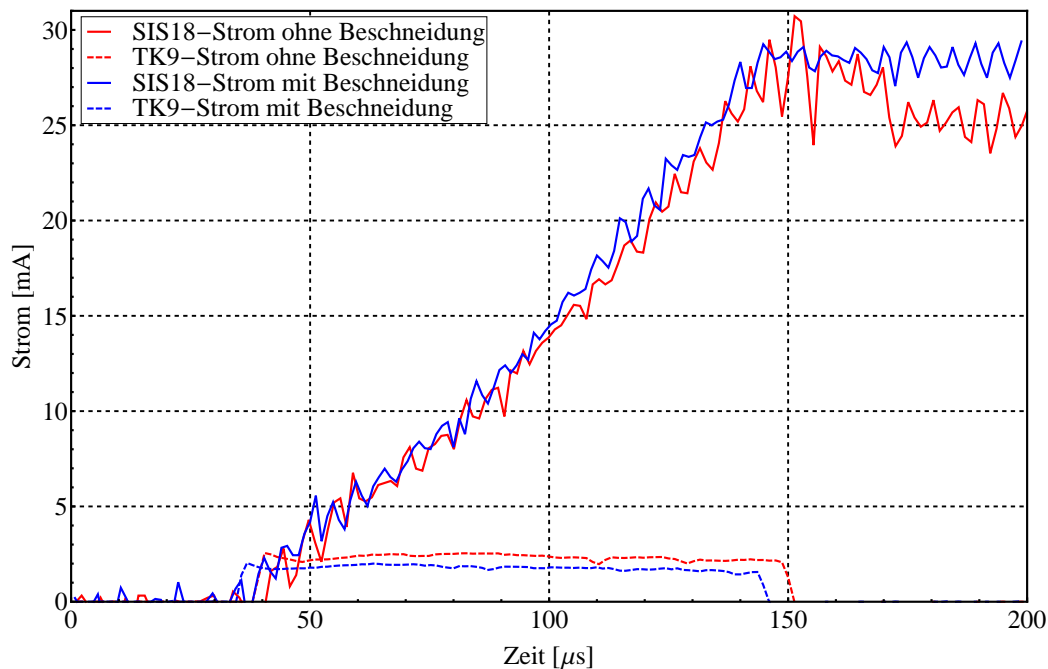


Abbildung 7.16 Vergleich des gespeicherten Stroms auf dem Injektionsniveau im SIS18 für einen Strahl mit und ohne Beschneidung im TK während der Maschinenexperimente im September 2012 mit U^{28+} -Strahl. Die gestrichelten Linien sind die zugehörigen Ströme im TK9.

7.8 Vergleich der extrahierten Teilchenzahl mit und ohne Strahlkollimation

Um die quantitative Beschreibung des ganzen Beschleunigerzyklus abzuschließen, müssen alle Phasen des Beschleunigungszyklus mit ihren systematischen Verlusten berücksichtigt werden. Für den Boosterbetrieb für SIS100 müssen $1,25 \times 10^{11}$ Teilchen im 3 Hz-Betrieb extrahiert werden. Je höher die Teilchenzahl des injizierten Strahls, desto kritischer wird schon bei kleinen Verlusten das dynamische Vakuum. Das Ziel der Strahlbeschneidung im TK, ist einerseits die Verluste auf den TK zu verlagern ohne die Intensitäten bzw. Teilchenzahl im SIS18 zu beeinflussen, andererseits mehr Akkumulationszeit zu gewinnen (Abb. 7.18(c)). Die Verbesserung durch Beschneidung auf dem Injektionsniveau wurde im vorigen Abschnitt 7.7 dargestellt. Kurz nach der MTI in das SIS18 werden die injizierten Teilchen mit Hochfrequenz für die anschließen-

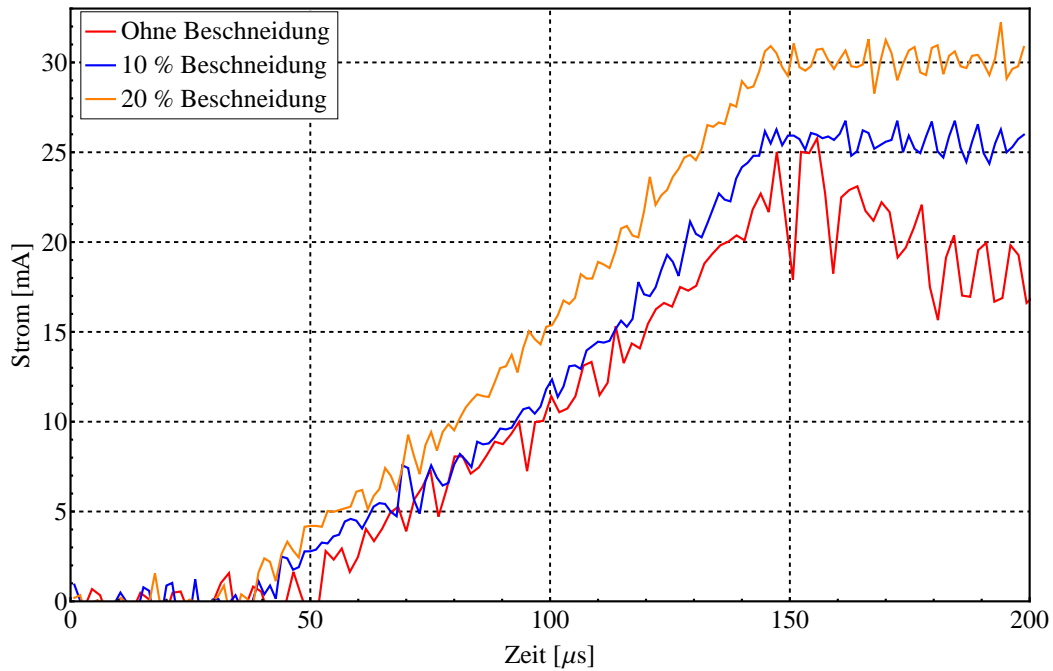


Abbildung 7.17 Vergleich gemessene Ströme im SIS18 auf dem Injektionsniveau für einige Zyklen mit verschiedenen Strahlkollimationen.

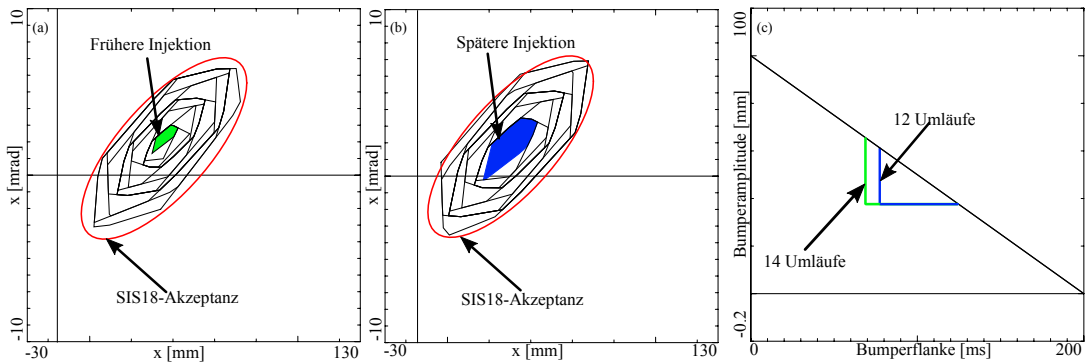


Abbildung 7.18 Darstellung der MTI MIRKO-Simulation mit verschiedenen Amplituden für den Injektionsstart. Jedes Viereck repräsentiert eine partielle Akzeptanz. Die Lage der partiellen Akzeptanz dreht sich in der SIS18-Akzeptanzellipse synchron zum Tune. In Rot: Akzeptanzellipse des Synchrotrons (150 mm mrad).

(a) Grün: partielle Akzeptanz für eine Injektion mit großer Bumperamplitude; die Injektion dauert 14 Umläufe (Umlaufzeit $\hat{=}$ 4,7 μ s).

(b) Blau: partielle Akzeptanzen für eine versetzte Injektion mit kleiner Bumperamplitude (früherer Injektionsstart); die Injektion dauert zwölf Umläufe.

(c) Darstellung des Bumperflankenabfalls mit der Zeit und die für die Simulation benutzte Injektionsdauer.

de Beschleunigung eingefangen. Für die Strahlbeschnidung wurden im Laufe dieser Doktorarbeit verschiedene Experimente mit verschiedenen Ionensorten und Intensitäten durchgeführt. Es konnte gezeigt werden, dass trotz der Beschneidung im TK und gleicher Chopperfensterlänge die extrahierte Teilchenzahl gleich geblieben ist. Ein Beispiel dieser Beschneidung wurde während der Experimente im April 2012 mit U^{28+} -Strahl und einer Intensität im TK9 von 1,2 mA durchgeführt. Nach der Optimierung der MTI-Parameter im SISMODI wurde eine Injektionseffizienz von maximal 75 % erreicht. Danach wurde die Optik für die Beschneidung im TK (Abb. 7.7) eingestellt und im Anschluss wurden die Schlitze (TK7DS1H und TK7DS3H) in den Strahl eingefahren. Ca. 25 % vom Strahl wurden beschnitten, die Strahlintensität nach der Kollimation betrug 0,9 mA. Die MTI-Parameter wurden nochmals optimiert (Tune, Chopperversögerung und Septumkorrekturwinkel wurden verschoben). Dadurch stieg die Injektionseffizienz nach der Beschneidung auf fast 98 % an. Die Abbildung 7.19 repräsentiert die zeitabhängigen Intensitätszyklen gleich nach der MTI bis zur Extraktion für einen Strahl mit und ohne Beschneidung im TK [73]. Die Zyklen wurden mit dem langsamen Trafo (Abschnitt 4.3.2) aufgezeichnet. Durch Verminderung der Injektionsverluste konnte die gleiche Teilchenzahl extrahiert werden, trotz kleinerer Intensitäten bei Position TK9. Bei Experimenten im September 2012 mit einem U^{28+} -Strahl und einem Strom von 2 mA bei TK9 wurden vergleichbare Ergebnisse erzielt.

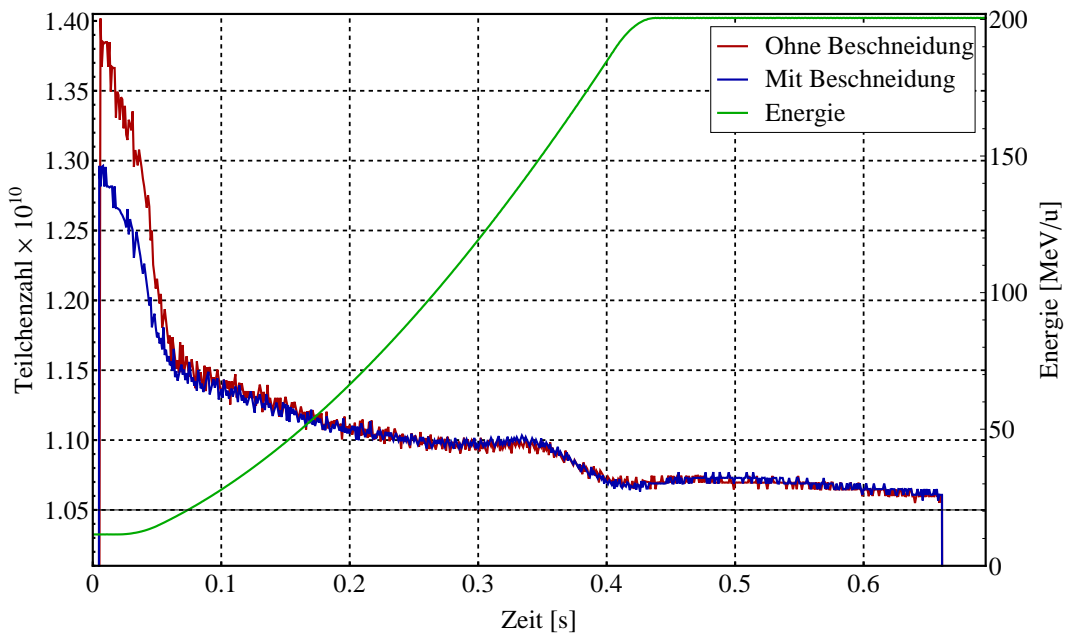
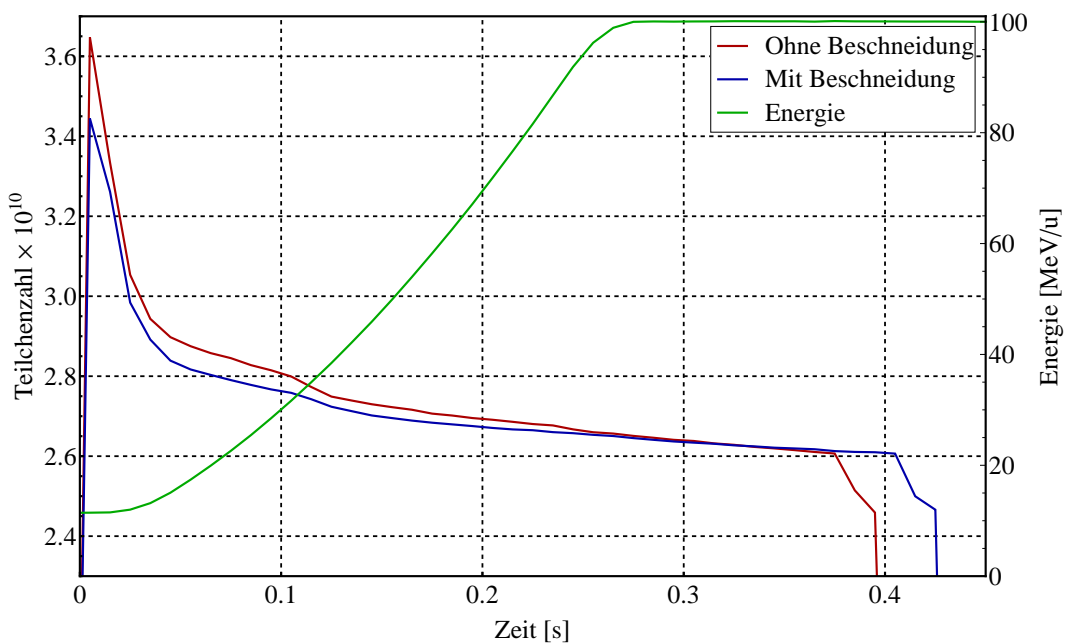
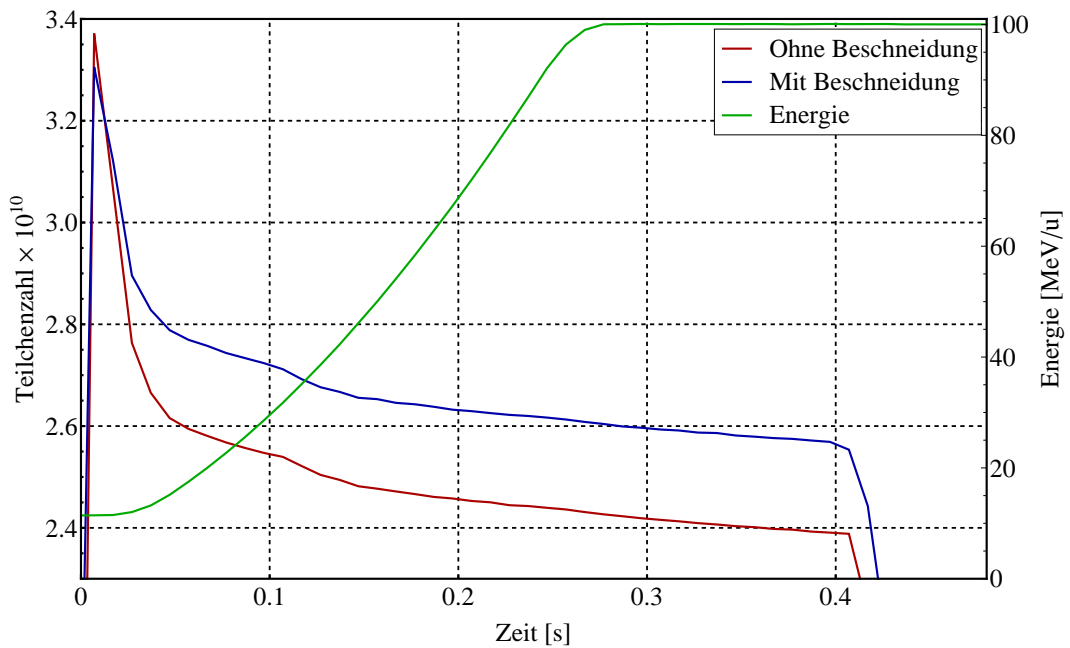
(a) Strahlzyklus im SIS18 mit U^{28+} während der Experimente im April 2012.(b) Strahlzyklus im SIS18 mit U^{28+} während der Experimente im September 2012.

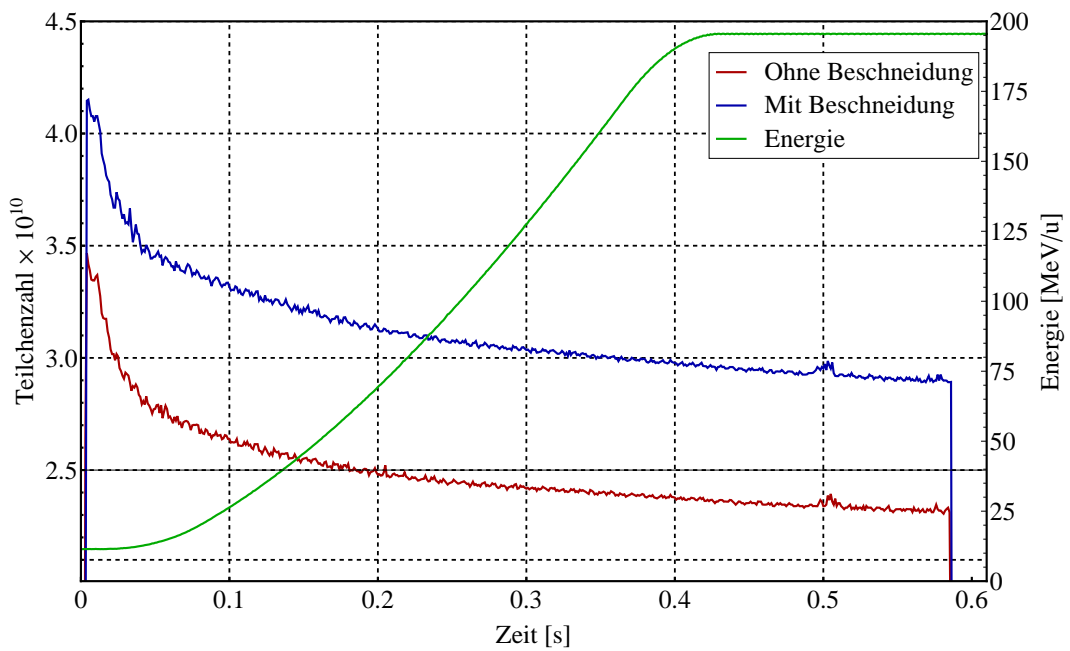
Abbildung 7.19 Vergleich der Teilchenzahl in einem SIS18-Zyklus für die Injektion mit und ohne kollimierte Strahlränder im TK. Für die Injektion mit einem U^{28+} -Strahl mit definiertem Kern und gleichem Chopperfenster konnte die gleiche extrahierte Teilchenzahl mit weniger Verlusten im Synchrotron erreicht werden.

Nach Erreichen der maximal möglichen MTI-Effizienz durch Strahlbescheidung im TK und Optimierung der MTI-Parameter konnte nun das Chopperfenster verlängert werden, da auf Grund der Verkleinerung der injizierten Strahl-emittanz mehr Platz für die Akkumulation im Phasenraum vorhanden ist. Daher kann der injizierte Strahl näher am Injektionsseptum eingeschossen werden, die Chopperversögerung verkürzt und gleichzeitig das Chopperfenster (7.18) bzw. die Bumperflanke länger eingestellt werden. Dafür müssen die MTI-Parameter neu optimiert werden. Für die Optimierung ist es sinnvoll, ein sehr kurzes Chopperfenster ($15 \mu\text{s} \hat{=} 3$ Umläufe) und eine schnelle Bumperflanke einzustellen. Bei solch kurzen Injektionszeiten sollte die Akkumulation auch bei einem injizierten Strahl mit größerer Emittanz verlustfrei erfolgen (siehe Abbildungen 7.8-7.10). Es wurde überprüft, ab bzw. bis zu welcher Bumperamplitude ohne Verluste injiziert werden konnte. Wenn das erlaubte Injektionsfenster bekannt ist, können die Bumperflanke und das Chopperfenster so eingestellt werden, dass die maximale extrahierte Teilchenzahl erreicht wird.

Die Abbildung 7.20 demonstriert zwei gemessene SIS18-Zyklen für U^{28+} -Strahl mit und ohne Beschneidung im TK. Im Ergebnis konnten erstmals mit Beschneidung mehr Teilchen aus dem SIS18 extrahiert werden als ohne. Bei gleichem Strahlstrom vom UNILAC (2 mA im TK9) konnten $2,5 \times 10^{10}$ Teilchen extrahiert werden. Die Kollimation im TK führte zu etwa einer Größenordnung geringerem Druck (10^{-9} mbar) im Septum und in Folge zu verringerten Verlusten auf den Kollimatoren in Sektor 1 und 2 (mehr dazu im nächsten Kapitel). Um die Verlässlichkeit dieser Ergebnisse zu überprüfen, wurde im November 2012 ein weiteres Maschinenexperiment durchgeführt. Zunächst wurden $2,3 \times 10^{10}$ Teilchen extrahiert. Für den kollimierten Strahl konnte das Chopperfenster um $20 \mu\text{s}$ verlängert werden. Nach Beschneidung und Optimierung der MTI konnten $2,8 \times 10^{10}$ extrahiert werden. Die Emittanz des UNILAC war in beiden Experimenten $\epsilon_x = 5 \text{ mm mrad}$. Der Unterschied der extrahierten Teilchenzahlen der beiden Messungen vom September und November 2012 ergab sich aus dem unterschiedlichen Strom (2 mA im September und 2,4 mA im November), der vom UNILAC zur Verfügung gestellt wurde.



(a) Strahlzyklus im SIS18 mit U^{28+} während der Messungen im September 2012



(b) Strahlzyklus im SIS18 mit U^{28+} während der Messungen im November 2012.

Abbildung 7.20 Vergleich der Zyklen mit und ohne Beschneidung. Das Chopperfenster für den beschnittenen Strahl wurde verlängert.

7.9 Optimierung der MTI durch nichtlineare Bumperflanken

Eine Möglichkeit, die Akkumulationsdauer im SIS18 und damit die Intensität zu steigern, ist ein nichtlinearer Abfall der Bumperflanke einzustellen. Alle vier Bumpermagnete fallen für den normalen Betrieb linear mit der Zeit ab. Die nichtlineare Bumperflanke sollte möglichst zum Ende der Injektionszeit flacher (langsamer) abfallen, um mehr Zeit für die Injektion zu gewinnen. Die Abbildung 7.21 stellt den Unterschied des Injektionsverlaufs zwischen einer linearen und einer nichtlinearen Bumperflanke dar. Die nichtlineare Bumperflanke fällt

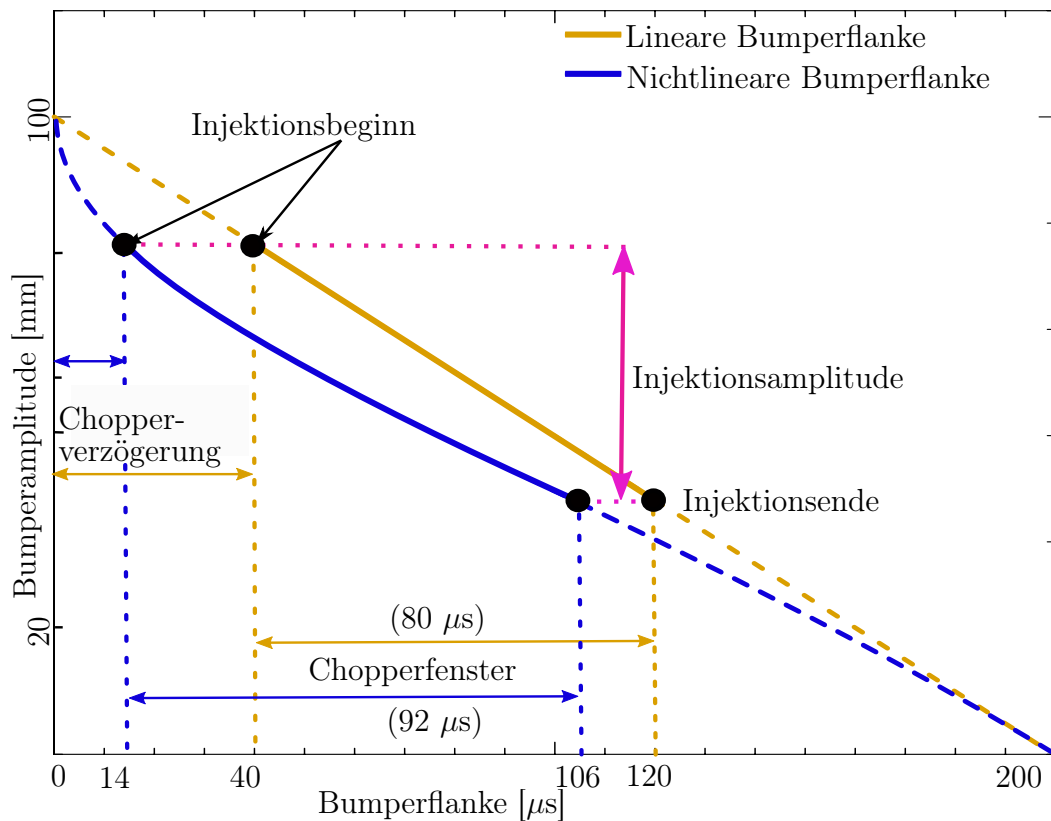


Abbildung 7.21 Darstellung der Injektionsparameter für lineare und nichtlineare Bumperflanke.

am Anfang der Rampe schneller mit der Zeit ab, daher wird die Chopperverzögerung verkürzt, so dass der Injektionsbeginn auf der gleichen Amplitudenhöhe

anfängt wie bei der linearen Bumperflanke. Das Chopperfenster wird verlängert, bis das Injektionsende der nichtlinearen Bumperflanke auf der gleichen Bumperamplitude liegt wie bei der linearen Bumperflanke. Dadurch wird der durch die Strahlbescheidung gewonnene freie Phasenraum ausgefüllt. Im Vergleich zu Abbildung 3.6 wird ein kleiner Tune eingestellt und die injizierte Strahlellipsen werden nah aneinander akkumuliert.

Auf dem Expertenblatt im SISMODI existieren zwei Parameter, welche die nichtlineare Bumperflanke ermöglichen: **BumpR1** und **BumpR2** für eine Verrundung am Anfang und Ende der Bumperflanke (siehe Anhang A.2). Aus den beiden Verrundungsfaktoren ergibt sich ein nichtlinearer Verlauf der Bumperflankenkurve. Die Form der Kurve hängt von den Werten der beiden Faktoren ab. Sie können Werte zwischen „0“ (linearer Abfall von einer Geraden mit der Steigung $a = \frac{\text{Bumperamplitude}}{\text{Bumperflankezeit}}$) und „10000“ (nichtlineare Kurve mit unterschiedlichen Krümmungen abhängig von den Verrundungsfaktoren **BumpR1** und **BumpR2**) annehmen. Die gesuchte Kurve sollte möglichst am Anfang schnell und ab einem bestimmten Amplitudenwert langsam abfallen. Um eine Kurve mit diesen Bedingungen zu finden, wurden viele mögliche Verrundungsfaktoren aufgenommen und ausgewertet. Der Maximalstrom, mit welchem die Bumper betrieben werden können, liegt bei 5000 A [18].

In der Abbildung 7.22 sind sechs verschiedene Verrundungsfaktorenpaare dargestellt. Ein Beispiel der eingestellten Werte für die Verrundungsfaktoren während der Maschinenexperimente ist aus der Abbildung A.3 zu entnehmen. Der Bereich, in dem die Flanke flacher und langsam abfällt, ist am besten für die Injektion geeignet, da das Verhältnis der partiellen Akzeptanzflächen in diesem Bereich fast konstant ist. Mit einer Vergrößerung der Amplitude ist es möglich einen Bereich für die Injektion auszusuchen, in dem die Maschinenakzeptanz so ausgefüllt wird, dass die partiellen Akzeptanzflächen klein sind und den injizierten Strahl vollständig aufnehmen, ohne dass Teilchen vom Strahl abgeschnitten werden. Die maximale Amplitude ist nicht beliebig und wird durch das elektrostatische Septum beschränkt [11]. Bei der Auswahl des Amplitudenwerts ist zu beachten, dass die SIS18-Akzeptanz vollständig von innen nach außen ausgefüllt wird. Die Etablierung einer nichtlinearen Bumperflanke wird erst nach Verlagerung der Verluste in den TK und Optimierung der MTI-Parameter sinnvoll.

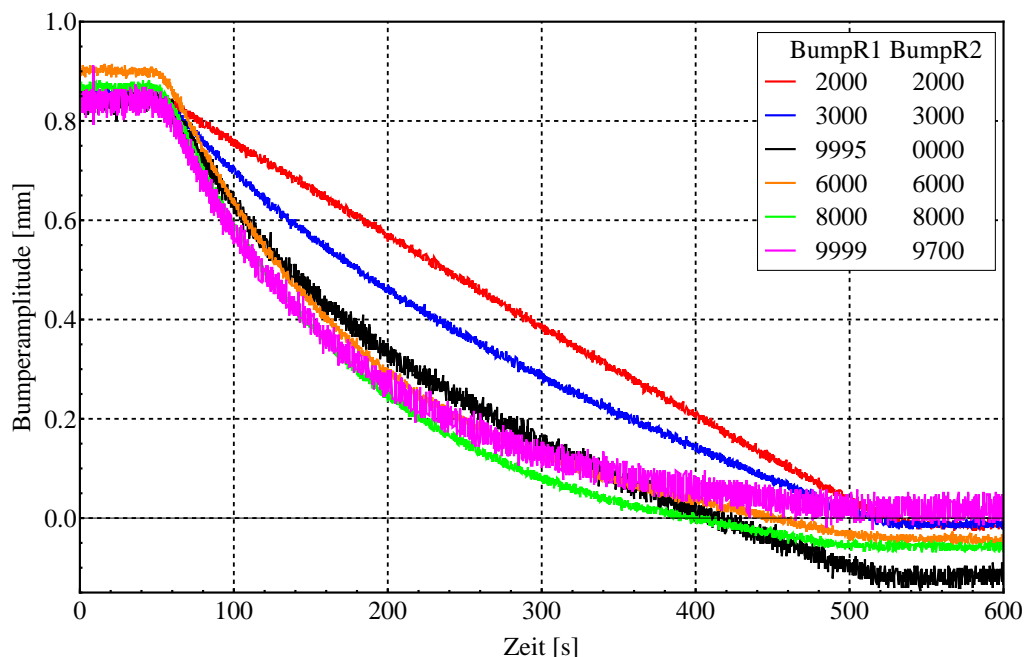


Abbildung 7.22 Auswirkung der Verrundungsfaktoren auf die Bumperflanke.

Die Abbildung 7.23 zeigt einen Vergleich zwischen Zyklen mit und ohne nicht-lineare Bumperflanke. Die Verbesserung durch die Beschneidung und im Anschluss durch die Nichtlinearität der Bumperflanke ist klar dargestellt. Die nicht-lineare Bumperflanke verbesserte die Effizienz bzw. die extrahierte Teilchenzahl in einem Bereich zwischen 8 % bis 13 %.

Fazit: Nachdem die Injektionsverluste auf den TK verlagert werden konnten, wurde eine nichtlineare Bumperflanke eingestellt, um mehr Teilchen in das SIS18 zu akkumulieren. Die erreichten extrahierten Teilchenzahlen bilden weltweit einen Rekord für die Beschleunigung von Schwerionen mit mittleren Ladungszuständen (siehe Abbildung 8.1) [74].

Tabelle 7.2 Zusammenfassung der wichtigen Ergebnisse der Maschinenexperimente.

Maschinenexperimente	Strom-TK9 [mA]	Teilchenzahl
Juni 2010	2,4	2×10^{10}
September 2012	2	$2,8 \times 10^{10}$
November 2012	2,4	$3,2 \times 10^{10}$

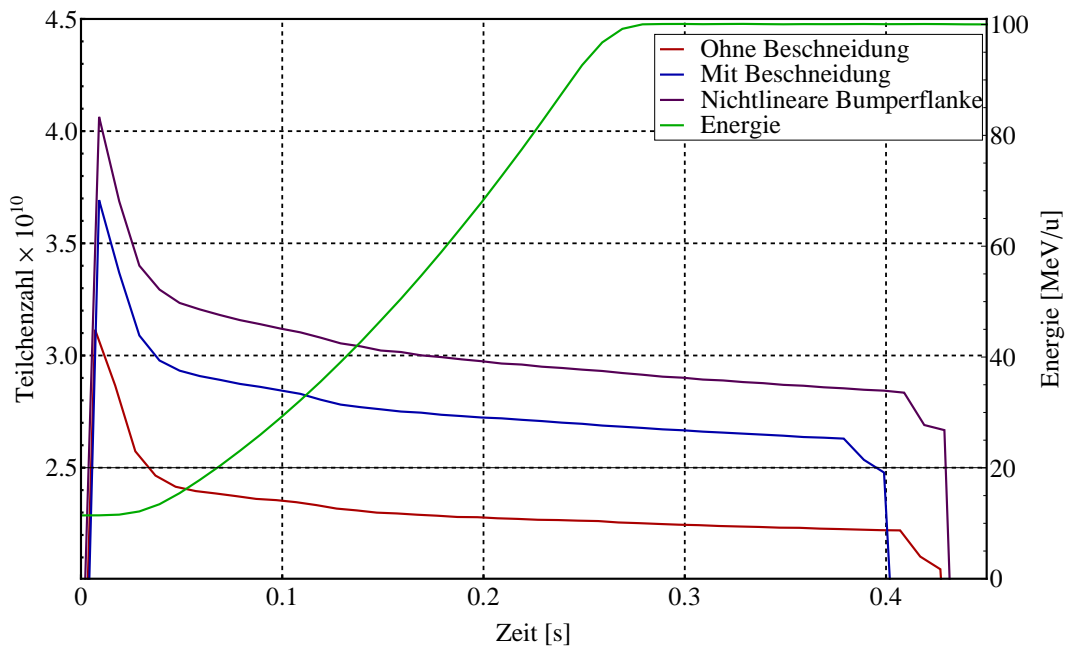
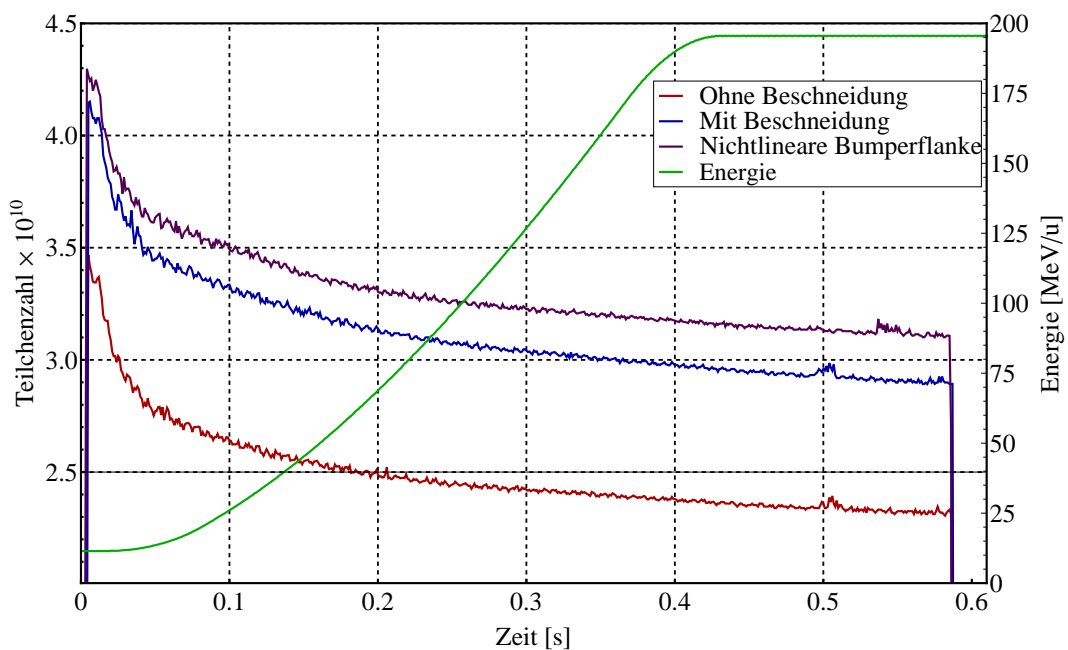
(a) Strahlzyklus im SIS18 mit U^{28+} im September 2012(b) Strahlzyklus im SIS18 mit U^{28+} im November 2012.

Abbildung 7.23 Vergleich der Zyklen mit ohne Beschneidung und mit nichtlinearer Bumperflanke.

7.10 Kollimation der HF-Verluste

Die Teilchen, die nicht in den HF-Buckets eingefangen werden, werden beim Start der Magnetrampe gegen die Vakuumkammer auf der Innenseite des SIS18 gedrückt, wie bereits im Abschnitt 5.2 erklärt. Im Lauf der Maschinenexperimente wurde beobachtet, dass die HF-Verluste hauptsächlich auf das Reinjektionsseptum im Sektor S11 treffen. Dort verursachen sie eine lokale Druckerhöhung. Die dadurch umgeladenen Ionen werden auf den Kollimator im Sektor S12 abgelenkt. Dies konnte während der Maschinenexperimente im April und November 2012 mit U^{28+} nachgewiesen werden, wobei der Druck im Sektor 11 um ca. eine Größenordnung stieg.

Da die HF-Verluste auf der inneren Ringseite stattfinden, besteht die Möglichkeit, diese Verluste mit dem verfahrbaren Kollimator im Sektor S03 aufzufangen. Der Ort dieses Kollimators kann aus Abbildung 4.10 entnommen werden. Dieser Kollimator hat normalerweise die Aufgabe, das elektrostatische Extraktionsseptum zu schützen. Dazu kann der Kollimator auf eine Position gefahren werden, in der er die resonanten Teilchen bei der langsamen Extraktion nicht behindert und auch generell keine Begrenzung der Maschinenakzeptanz darstellt.

Während der Maschinenexperimente wurde der Kollimator derart an den Strahl gefahren, dass er Teilchen auffängt, die beim HF-Einfang verloren gehen. Dies konnte anhand der extrahierten Teilchenzahl überprüft werden, indem diese konstant bleibt, während der Kollimatorstrom im Sektor S12 sinkt. Abbildung 7.24 zeigt zwei U^{28+} -Zyklen im SIS18 mit und ohne Einsatz des Kollimators im Sektor S03. Ohne Kollimatoreinsatz sind $2,9 \times 10^{10}$ Teilchen am Anfang des Zyklus und mit Kollimatoreinsatz sind $2,7 \times 10^{10}$ Teilchen. Die extrahierte Teilchenzahl für die beiden Zyklen betrug $2,1 \times 10^{10}$ Teilchen. Der Strom auf dem Umladungskollimator im Sektor S12 ist für den Zyklus mit Kollimation gesunken, was ein Zeichen für die postulierte Verbesserung der Vakuumsituation im Sektor S11 ist.

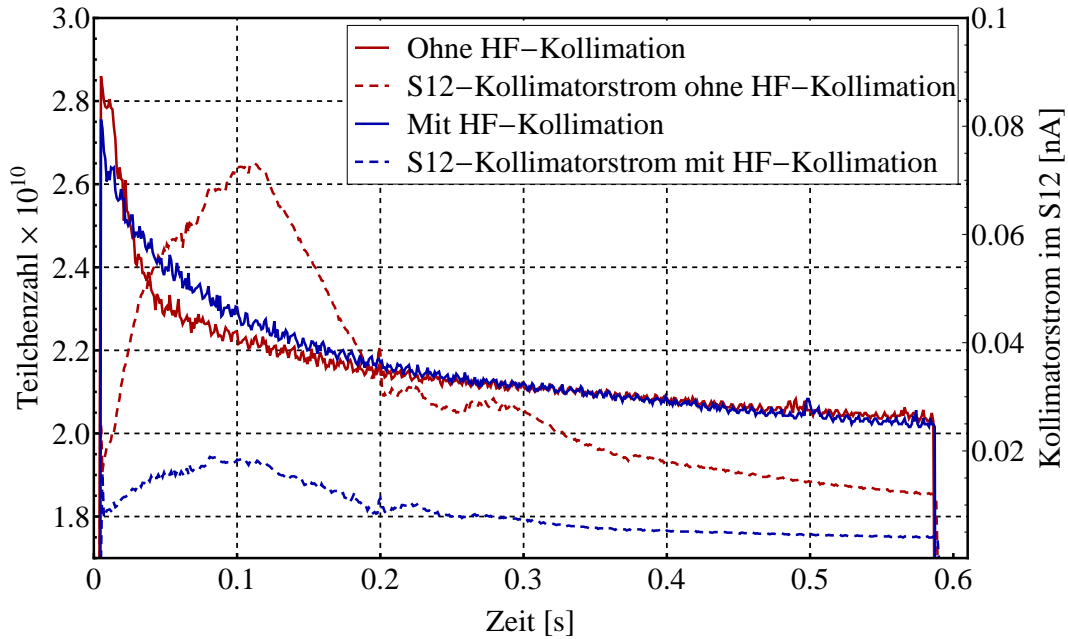


Abbildung 7.24 Darstellung zwei SIS18-Zyklen ohne (rot) und mit (blau) Einsatz des Kollimators im Sektor S03 und die zugehörigen Umladungsströme auf dem Kollimator im Sektor S12 (gestrichelt)

Die HF-Verluste landeten auf dem Reinjektionsseptum, das sich im Sektor S11 für die Reinjektion aus dem Speicherring (ESR) in das SIS18 befindet. Das Reinjektionsseptum definiert die Akzeptanz und ist aperturbegrenzend. Es ist also ein möglicher Ort für Strahlverluste. Im Moment ist der Reinjektionskanal durch das HITRAP-Experiment belegt [75, 76], und es werden keine Experimente mit dem Reinjektionsseptum gemacht. Daher wurde entschieden, es auszubauen, und an seiner Stelle ein mit NEG beschichtetes Rohr und einen Kollimator einzubauen. Dieser und der S03DS3H-Kollimator helfen die HF-Verluste aufzufangen. Abbildung 7.25 zeigt eine StrahlSim-Darstellung für den Abschnitt zwischen Sektor S11 und Sektor S12 vor und nach dem Umbau des Reinjektionsseptums. Dabei ist zu sehen wie die verlorenen bzw. umgeladenen Ionen auf den neuen Kollimator landen, wobei sie früher auf das Reinjektionsseptum landeten. Ein Druckvergleich im Sektor S11 zwischen dem früheren und dem momentanen Zustand zeigt dass der Druck um eine Größenordnung im Strahlbetrieb sank. Die Maschinenexperimente wurden sowohl für im September 2010

(1,3–1,9 mA im TK9) und als auch im November 2012 (2–2,4 mA im TK9) mit U^{28+} durchgeführt.

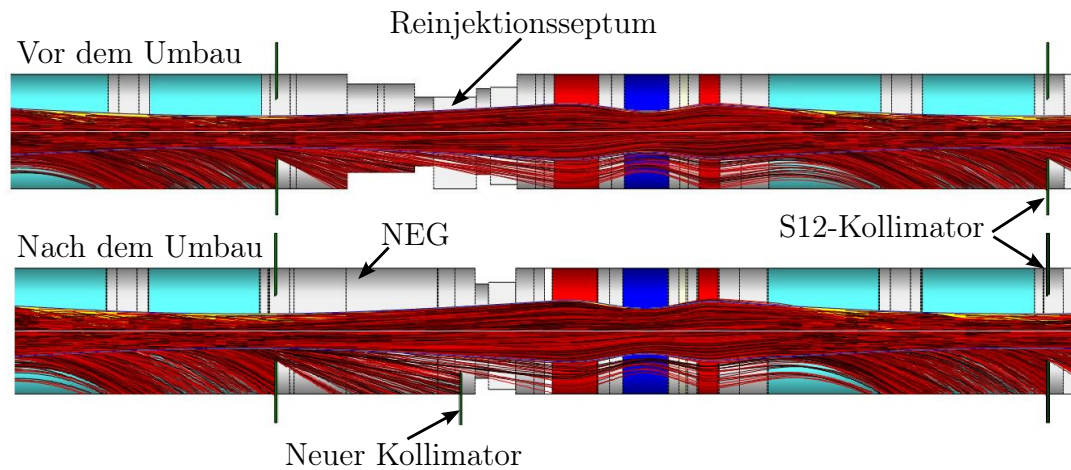


Abbildung 7.25 Eine Darstellung von StrahlSim für den SIS18-Abschnitt im Sektor S11 und S12. Oben der ursprüngliche Zustand mit eingebautem Reinjektionsseptum, unten mit NEG-beschichtetem Vakuumrohr und neuem Kollimator. Die Teilchenbahnen, die auf den Kollimatoren bzw. auf den Vakuumkammern landen, sind die umgeladenen Ionen von U^{28+} zu U^{29+} .

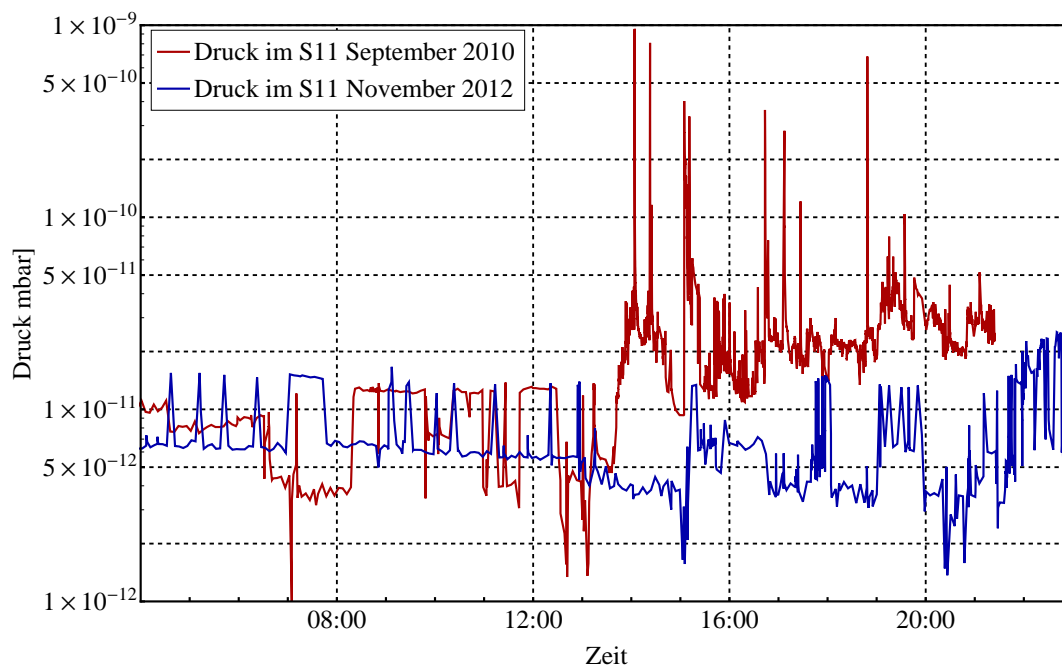


Abbildung 7.26 Vergleich des Restgasdrucks im Sektor S11 vor (September 2010) und nach (November 2012) Ausbauen des Reinjektionsseptums.

8 Umladungsverluste und dynamisches Vakuum im SIS18-Betrieb

In diesem Kapitel werden die Auswirkungen der verschiedenen Upgrademaßnahmen des SIS18 über die Messung der Strahllebensdauer dargestellt. Weiterhin wird die Auswirkung der Strahlbescheidung im TK sowie der Druckerhöhung im Injektionstank auf die Umladungsverluste untersucht, die durch die Kollimatorenströme im S01 (Abbildung 4.10) überprüft werden können.

8.1 SIS18-Upgradeprogramm

Im Rahmen des SIS18 Upgrade-Programms wurden verschiedene Maßnahmen getroffen:

1. Alle Dipol- und Quadrupolkammern sowie viele Driftstrecken wurden mit NEG beschichtet. Dies senkt den statischen Restgasdruck und stellt gleichzeitig ein großes Saugvermögen zur Verfügung [77]. Ein großer Teil der Vakuumkammern des Rings ist seit Abschluss dieser Maßnahme NEG-beschichtet.
2. Ein Kollimatorensystem zur Kontrolle der Umladungsverluste wurde entwickelt [6] und im Jahr 2008 in das SIS18 eingebaut. Die Kollimatoren sind Blöcke, welche niedrig desorbierende Oberflächen besitzen. Die Kollimatoren wurden hinter den Dipolen eingebaut. Die umgeladenen Teilchen (im speziellen $U^{28+} \rightarrow U^{27+}$ oder U^{29+}) treffen dort senkrecht auf. Somit wird

die Desorptionsrate gegenüber dem üblicherweise streifenden Einfall auf die Vakuumkammern reduziert. Die Desorptionsrate der Kollimatoren bei senkrechtem Einfall beträgt etwa 30 Gasteilchen pro einfallendem Ion.

3. Im Injektionsseptum wurden im Jahr 2011 drei NEG-Panels (Kartuschen) eingebaut, um die Saugleistung¹ dort lokal zu erhöhen. Da die Desorptionsrate für Ionenverluste hoch ist, ist die Kontrolle des dynamischen Drucks eine wichtige Aufgabe. Im Jahr 2012 wurden weitere sieben NEG-Panels in dem Vakuumtank des Septums installiert.
4. Bipolare Netzgeräte für Steerer des Closed-Orbit-Korrektursystems wurden teilweise eingebaut. Die verbleibenden Netzgeräte werden im Jahr 2013 installiert und in Betrieb genommen.
5. Die maximale Ramprate der Dipole wird durch einen veränderten Netzanschluss und einen neuen Power Converter (ab 2016 verfügbar) von 4 T/s auf 10 T/s erhöht.
6. Um Raumladungseffekte zu minimieren und um die Strahlinstabilitäten zu vermeiden, wird ein doppelharmonischer HF-Betrieb im SIS18 eingesetzt [78, 79]. Die Experimente an Protonensynchrotrons haben gezeigt, dass die Teilchenintensität damit um etwa 25 bis 40 % gesteigert werden kann [80]. Der doppelharmonische Betrieb ermöglicht auch ein nahezu emittanzerhaltendes Zusammenführen oder Aufsplitten von Ionenbunchen.

Die Auswirkung dieser verschiedenen Maßnahmen auf den Maschinenstatus wird im Folgenden dargestellt:

1. Die Lebensdauer für U^{28+} , das Referenzion des SIS100, konnte von $\tau = 3$ s auf etwa $\tau = 45$ s bei Injektionsenergie in das SIS18 (11,4 MeV/u) gesteigert werden (siehe Abbildung 8.2).
2. Eine Methode zur teilweisen Korrektur der Sollbahnstörungen wurde entwickelt [45].

¹Die Injektionsverluste verursachen einen hohen Druck, durch die hohe Saugleistung der NEG-Panels bleibt der Druck lokal stabil

3. Die MTI-Verluste wurden von typischerweise 60% auf 2% minimiert und dadurch ein niedrigerer Anfangsdruck des Vakuums im SIS18 erzielt (diese Arbeit, [11]).
4. Nach Abschluss all dieser Maßnahmen konnte im November 2012 im Rahmen der Maschinenexperimente ein neuer Intensitätsweltrekord aufgestellt werden, bei dem $3,2 \times 10^{10}$ Teilchen beschleunigt und extrahiert wurden (Abbildung 8.1).

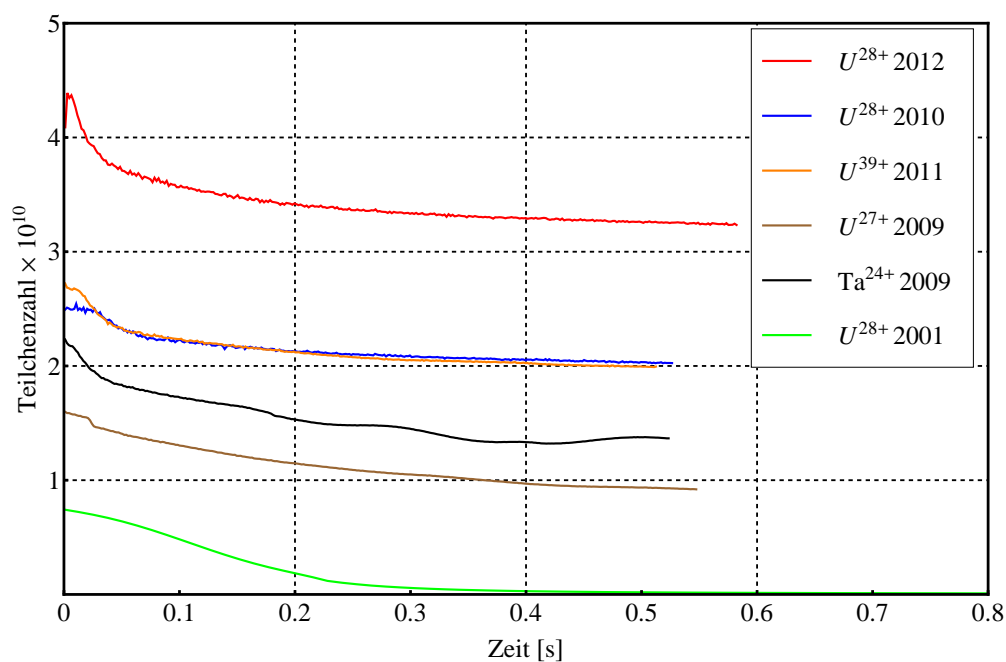


Abbildung 8.1 Rekordzyklen der letzten Jahre. Dabei ist zu sehen dass mit jeder Maßnahme im SIS18 die extrahierten Teilchenzahlen höher wurden.

8.2 Strahllebensdauer

Für das statische Vakuum ist die Strahllebensdauer eine wichtige Kenngröße, die von verschiedenen Effekten beeinflusst wird. Die Teilchenzahl der Ionen bzw. der Strahlstrom nimmt bei statischem Druck kontinuierlich exponentiell mit der

Zeit ab.

$$I(t) = I_0 \times \exp^{-t/\tau(I_0)} \quad , \quad (8.1)$$

wobei $I(t)$ der zeitliche Strahlintensitätsverlauf ist, I_0 die Anfangsintensität, t die Speicherzeit und τ die Strahllebensdauer. Für die Lebensdauerermessung wird die Intensität so niedrig gehalten, dass möglichst wenig dynamische Effekte auftreten, welche zu einer Druckerhöhung führen könnten. Die theoretische Vorhersage, dass die Lebensdauer linear von der Anfangsintensität abhängt [81], konnte experimentell und durch Simulation bestätigt werden [19]. Die Lebensdauer steigt mit zunehmender Energie des Strahls an (siehe Abbildung 6.2), da die Umladungsquerschnitte mit steigender Energie der Ionen kleiner werden.

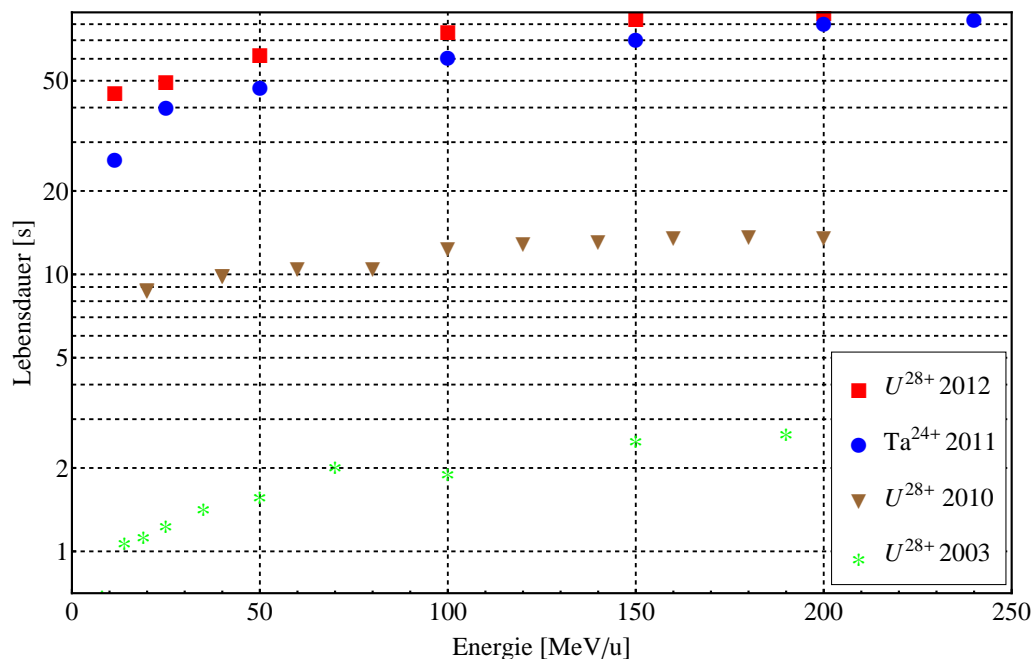


Abbildung 8.2 Darstellung der gemessenen Lebensdauer als Funktion der Energie bei verschiedenen Maschinenstrahlzeiten. Zwischen den verschiedenen Strahlzeiten wurden sukzessive Upgrademaßnahmen durchgeführt.

Abbildung 8.2 zeigt die gemessenen Lebensdauern während der verschiedenen Ausbaustufen des SIS18. Die Messungen vom Jahr 2003 haben gezeigt, dass die Strahllebensdauer auf Injektionsniveau bei ca. 1 s liegt. Nachdem im Jahr

2008 alle Dipol- und Quadrupolkammern mit NEG beschichtet wurden und die Kollimatoren eingebaut wurden, zeigte eine Messung im Jahr 2010, dass die Lebensdauer um etwa einen Faktor 10 gestiegen ist. Im Jahr 2011 wurden zunächst drei NEG-Panels im Injektionstank eingebaut. Diese Maßnahme steigerte die Lebensdauer etwa um einen Faktor 2 gegenüber dem Status vom 2010². Die Experimente wurden mit Ta^{24+} durchgeführt. Ta^{24+} weist sehr ähnliche Umladungsquerschnitte wie U^{28+} auf, weshalb die Messungen trotz verschiedener Ionensorten hier verglichen werden können. Am Anfang des Jahres 2012 wurden weitere sieben NEG-Panels installiert, so dass nun zehn NEG-Panels im Injektionstank sind. Dieses enorme Saugvermögen am Ort der höchsten Verluste führte dazu, dass im September 2012 eine Lebensdauer von 45 s bei Injektionsenergie gemessen werden konnte. Die Auswirkung der NEG-Panels auf die Umladungsverluste wird im folgenden Abschnitt 8.2.1 diskutiert.

8.2.1 Kollimatorstrom mit und ohne NEG-Panels im Injektionstank

Die Umladungskollimatoren sind elektrisch isoliert aufgehängt. Der Kollimatorstrom ist eine indirekte Messung des Vakuumdrucks. Auf den Kollimatoren landet ein Großteil der durch Umladung verlorenen Ionen. Im Fall von U^{28+} sind dies einfach umgeladene U^{27+} - und U^{29+} -Ionen. Durch das Auffangen der verlorenen Ionen kann ein Strom gemessen werden, der linear mit diesen Verlusten korreliert. Die Auswirkung der NEG-Panels im Injektionstank (Sektor12) auf die Umladungsverluste wird durch den Strom vom S01-Kollimator (Abb.2.2) sichtbar. Die Abbildung 8.3 zeigt einen Vergleich zwischen zwei Zyklen mit ähnlichen Teilchenzahlen und Injektionsverlusten mit und ohne NEG-Panels im Injektionstank.

Das zusätzliche Saugvermögen führt zu einem schnelleren Abpumpen des initialen Druckstoßes, was an den Umladungskollimatorströmen in S01 sichtbar wird. Vor Installation der NEG-Panels war der S01-Kollimatorstrom (rot gestrichelt)

²Die Druckbeule im Injektionstank wurde reduziert.

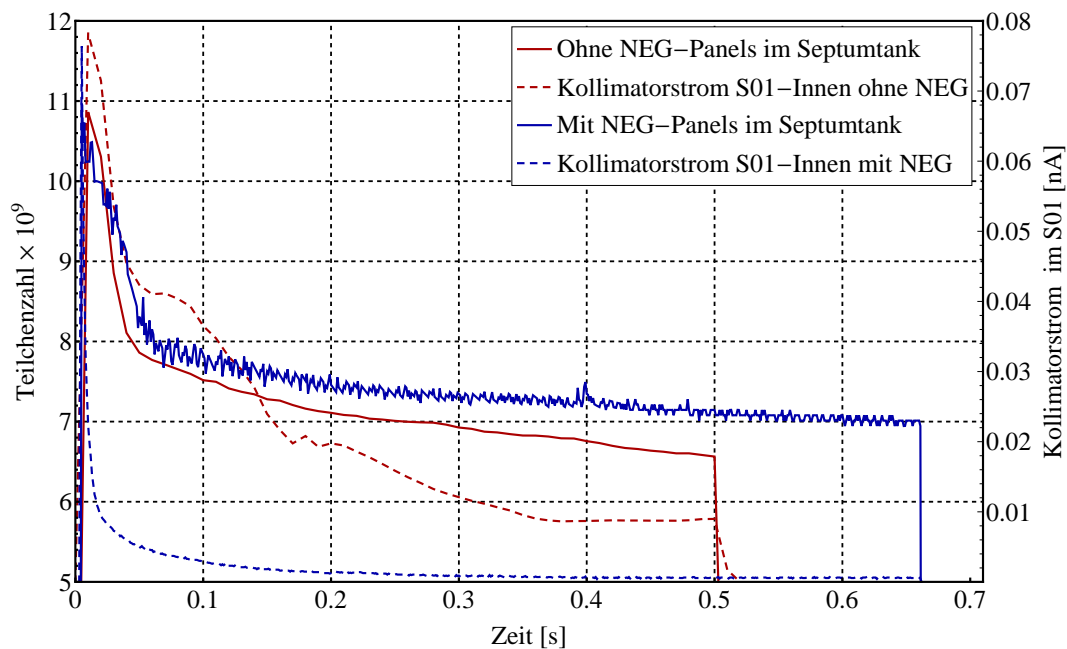


Abbildung 8.3 Vergleich von zwei ähnlichen Zyklen bezüglich Anfangsintensität und -verlusten vor und nach dem Einbauen der NEG-Panels im Injektionstank.

über den ganzen Zyklus vergleichsweise hoch. Die hohen Injektionsverluste wurden nicht so schnell von den Pumpen des Injektionstanks gepumpt, wodurch der lokale Druck über den ganzen Zyklus hoch blieb. Der Maximalwert des S01-Kollimatorstroms war für die beiden Zyklen gleich, was darauf hindeutet, dass die gleiche Anzahl an Teilchen bei der Injektion verloren gingen. Durch das große Saugvermögen nimmt der Druck und damit der Kollimatorstrom im S01 schnell ab [73].

8.3 Einfluss der Strahlbescheidung auf die Umladungsverluste und Kollimatorströme

Wenn ein Ion durch Kollision mit Restgasteilchen im Injektionsseptum umgeladen wird, dann landet es meist hinter dem Dipol im Sektor S01 auf dem dortigen Kollimator (siehe Kapitel 6). Teilweise landen die umgeladenen Ionen auch auf der Vakuunkammer und verursachen dort einen lokalen höheren Druck bzw.

weitere Umladungsverluste. Die durch die Verluste erzeugte Gaswolke führt zu weiteren Umladungen, die sich in Sektor S02 manifestieren sollten. Durch Beschneidung im TK sollen die Verluste im Injektionsseptum minimiert werden. Dadurch sollen sich die Ströme auf den Kollimatoren in den Sektoren S01 und S02 verringern. Die Abbildung 8.4 zeigt die Teilchenzahl und die Kollimatorströme im Sektor S01 für einen Zyklus mit und ohne Beschneidung im TK.

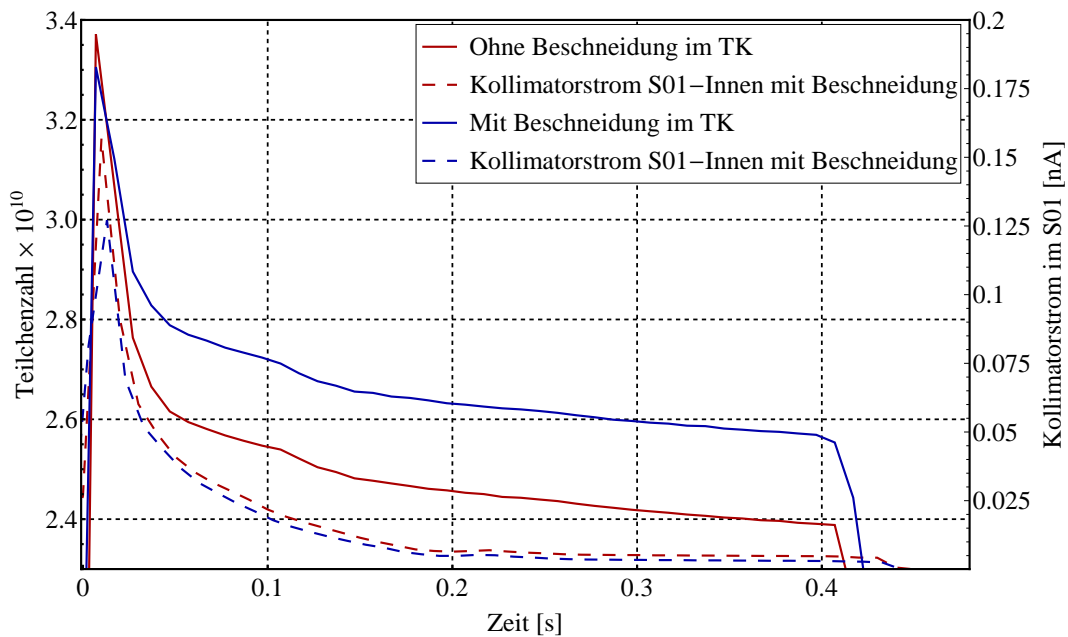


Abbildung 8.4 Charakteristik der Kollimatorströme im Sektor S01 und die zugehörigen Zyklen.

Nach der Beschneidung war der Kollimatorstrom mit Beschneidung im TK kleiner als ohne Beschneidung im TK und somit weniger MTI-Verluste. Die entsprechenden SIS18-Zyklen sind aus der Abbildung 7.19 zu entnehmen. Dabei ist die extrahierte Teilchenzahl gleich oder größer verglichen mit dem Zyklus ohne Beschneidung.

Durch den selbstverstärkenden Effekt der Umladungsverluste, wird auch trotz größerer injizierter Teilchenzahl in das SIS18 weniger extrahiert (siehe Abbildung 7.20(a)).

8.4 Vergleich der Kollimatorströme nach Beschneidung im TK und nichtlinearer Bumperflanke.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, trotz der Beschneidung des injizierten Strahls mehr Teilchen zu extrahieren bzw. die Umladungsverluste zu reduzieren. Durch die Beschneidung im TK und die nichtlineare Bumperflanke kann das Chopperfenster verlängert werden, ohne die Umladungsverluste zu erhöhen wie im Abschnitt 7.9 erklärt wurde. Abbildung 8.5 stellt den gemessenen Intensitätsverlauf für drei verschiedenen Zyklen im SIS18 dar.

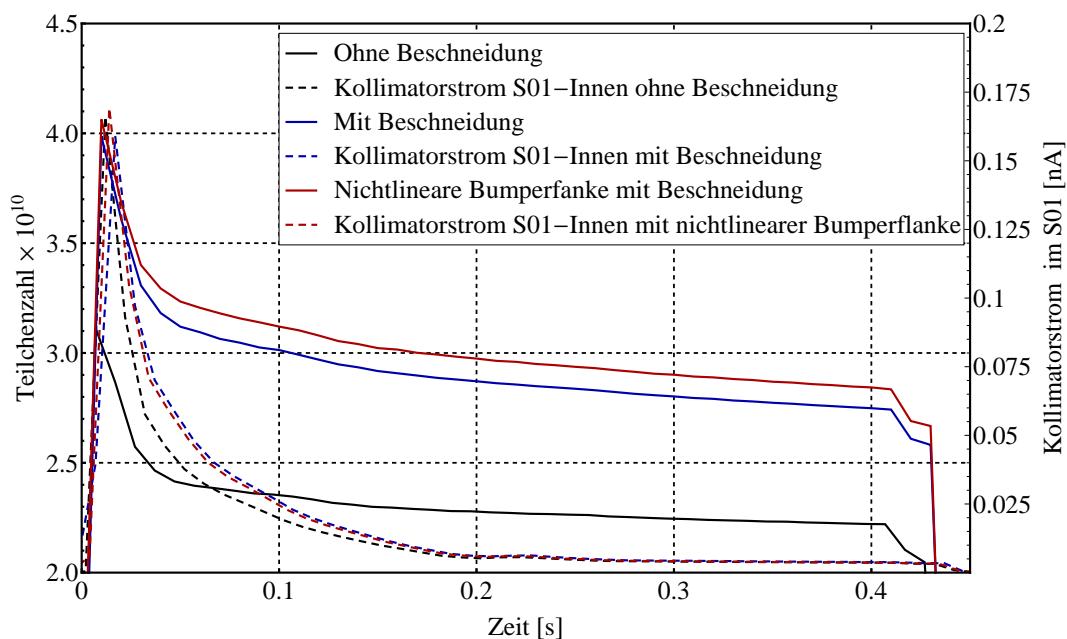


Abbildung 8.5 Intensitätsverläufe und Kollimatorströme im Sektor S01 für Injektion mit und ohne Beschneidung im TK und mit nichtlinearer Bumperflanke.

Es ist zu sehen, dass trotz Erhöhung der injizierten Teilchenzahl durch die verbesserte Injektion die Umladungsströme auf S01 auf gleicher Höhe bleiben. Das bedeutet, dass der relative Anteil verlorener Ionen bei der Injektion durch die Beschneidung und nichtlineare Bumperflanke abgenommen hat.

8.5 Druck im Injektionsseptum

Der lokale Druck im SIS18 ist am höchsten im Injektionsseptum. Dies ist der Ort, wo die meisten Verluste stattfinden und in Folge viele Strahlionen umgeladen werden. Wie im Abschnitt 7.6 diskutiert wurde, verursachen die Septumüberschläge nicht nur Schaden an den Septumdrähten, sondern verschlechtern zusätzlich lokal den Restgasdruck. Abbildung 8.6 stellt den Druck im Injektionsseptum während der Septumüberschläge und bei Beschneidung in Maschinenexperimenten vom April 2012 dar. Hierbei wurden $1,4 \times 10^{10}$ Teilchen injiziert und ca. 1×10^{10} extrahiert.

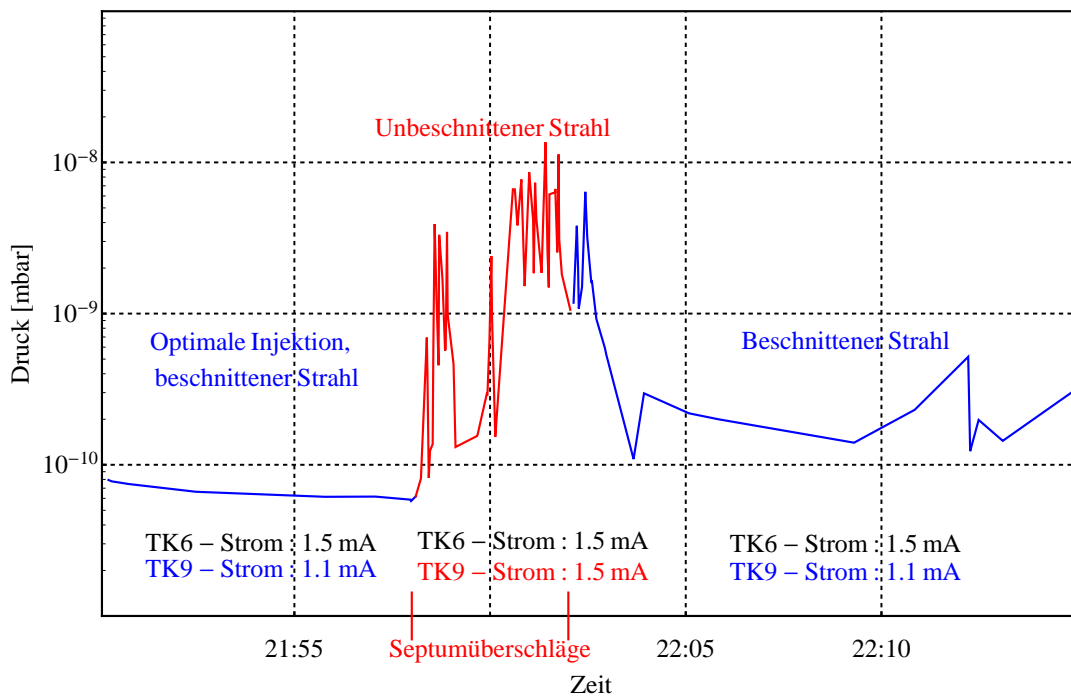


Abbildung 8.6 Druck im Septum während der Septumüberschläge (rot) und während der Beschneidung des injizierten Strahls im TK (blau).

Nach der Beschneidung im TK und Optimierung der MTI-Parameter im SIS-MODI lief die Maschine stabil und der Druck betrug ca. 9×10^{-11} mbar im Septumtank. Um zu untersuchen, was für eine Auswirkung die Septumüberschläge auf den Druck im Septumtank haben, wurden die Schlitze im TK für ca. fünf Minuten geöffnet, so dass sie nichts vom Strahl abschneiden. Die rote

Kurve zeigt den Druck für die Zeit, nachdem die Schlitze im TK herausgefahren wurden. Der Druck stieg an und die zahlreichen Septumüberschläge verursachten mehrere Septumspannungsausfälle hintereinander, so dass kein stabiler Betrieb möglich war. Nach fünf Minuten wurden die Schlitze wieder auf ihre optimierten Beschneidungspositionen eingefahren und die Maschine lief stabiler. Aber aufgrund der sehr hohen Verluste im Injektionsseptum, die durch die geöffneten Schlitze geschahen, dauerte es einige Zeit, bis der Druck sich wieder auf den ursprünglichen Wert reduziert hatte.

In den Maschinenexperimenten vom September 2012 wurden $4,1 \times 10^{10}$ Teilchen injiziert und ca. $2,8 \times 10^{10}$ extrahiert. Die Abbildung 8.7 zeigt den Druck im Injektionstank während dieser Zeit. In Rot ist der Druck im Septum ohne Einsatz der Schlitze im TK aufgetragen. Er betrug ca. 1×10^{-9} mbar im Mittel. In Blau ist der Druck im Septum mit beschnittenem injiziertem Strahl aufgetragen. Der Mittelwert beträgt hier ca. 1×10^{-10} mbar.

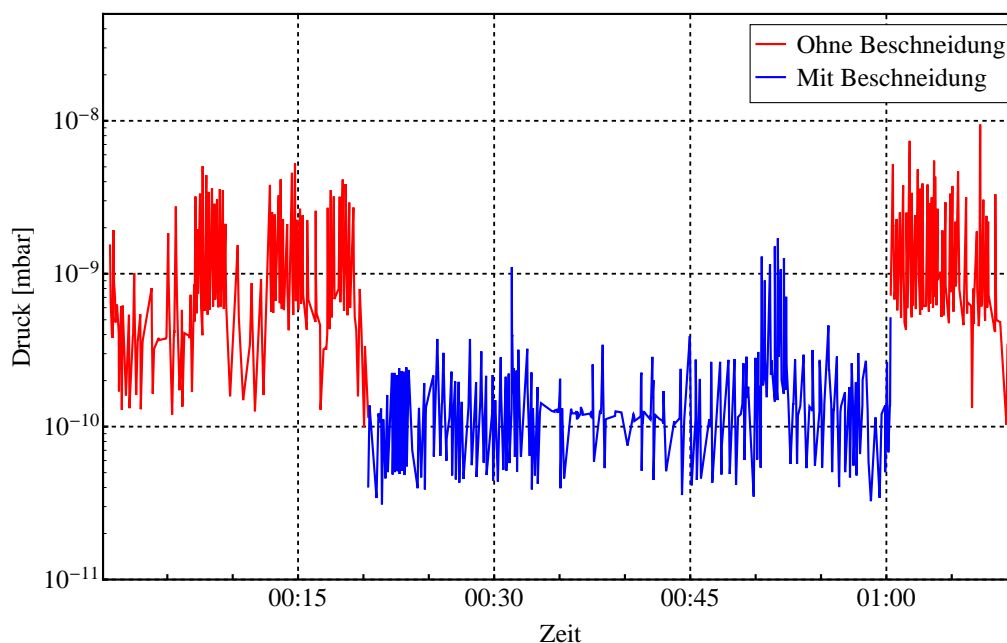


Abbildung 8.7 Der Druck im Injektionstank während der Beschneidung im TK (blau) und ohne Beschneidung (rot).

9 Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war, die systematischen Anfangsverluste im SIS18 zu minimieren. Das SIS18 soll als Injektor für das SIS100 in der neuen geplanten FAIR-Anlage eingesetzt werden und dafür die Strahlintensität erhöht werden. Eine wesentliche Rolle spielen das dynamische Vakuum im SIS18 und die anfänglichen Strahlverluste, verursacht durch Multiturn-Injektions- (MTI) oder HF-Einfangsverluste. Um den dynamischen Restgasdruck im SIS18 zu stabilisieren, müssen diese systematischen Anfangsverluste minimiert werden. Strahlteilchen, welche auf der Vakuumkammerwand verloren gehen, führen durch ionenstimulierte Desorption zu einem lokalen Druckanstieg. Dies wiederum erhöht die Wahrscheinlichkeit für Stöße zwischen Restgasteilchen und Strahlionen, wodurch diese umgeladen werden können und nach einem dispersiven Element (Dipol) auf der Vakuumkammer verloren gehen. Dies produziert einen weiteren lokalen Druckanstieg und verursacht eine massive Erhöhung der Umladungsraten. Eine Möglichkeit, die anfänglichen Verluste zu minimieren bzw. zu kontrollieren, ist die MTI-Verluste auf den Transferkanal (TK) zu verlagern, da dort ein Druckanstieg den umlaufenden Strahl im SIS18 nicht stört. Im Transferkanal werden die Strahlränder mit Hilfe von Schlitzen beschnitten und somit eine scharf definierte Phasenraumfläche erzeugt.

Für ein besseres Verständnis der Strahllage im TK wurde zunächst eine Optikdatei für die Simulation der Ionenoptik im TK mit Simulationsprogramm MIRKO erstellt. Mit Hilfe von MIRKO wurden die Optik, die Transmission und die Injektion in das SIS18 eingestellt. Die Injektionsparameter (Chopperverzögerung, Chopperfenster, Bumperflanke usw.) werden über die Operating-Software SISMODI für beinahe verlustfreie Transmission optimiert.

Schließlich sollen trotz Beschneidung des injizierten Strahles mehr Teilchen extrahiert werden. Die Abhängigkeit der MTI-Effizienz von der Emittanz wurde untersucht und dabei festgestellt, dass injizierte Strahlen mit kleineren Emittanzen (2 mm mrad) bessere MTI-Verfielfachungsfaktoren als große Emittanzen (10 mm mrad) liefern. Es hat sich gezeigt, dass bei kleineren Emittanzen der Tune kleiner gewählt werden kann als bei großen Emittanzen. Der Strahl vom UNILAC mit kleiner Emittanz konnte im Phasenraum dichter injiziert werden und somit der zur Verfügung stehende Phasenraum besser ausgefüllt werden. Die Minimierung der MTI-Verluste ist ein wesentlicher Teil dieser Arbeit. Es wurde während verschiedener Maschinenexperimente gezeigt, dass diese Verluste durch Beschneidung auf den TK verlagert werden können und sich dadurch der dynamische Vakuumdruck im SIS18 stabilisiert. Durch diese Maßnahme wurde erreicht, dass trotz der Beschneidung die gleiche Teilchenzahl extrahiert werden konnte, wie zuvor ohne Beschneidung. Für die Experimente mit Ta^{24+} , mit kleinen Emittanzen im TK und einer Bumperflanke von 120 μs , wurde ein MTI-Stromvervielfachungsfaktor von 23 erreicht, was etwa 98% Transmissionseffizienz entspricht. Nach der Beschneidung hat der Strahl kleinere Emittanz, aber höhere Brillanz. Durch die Beschneidung konnte die Injektionsdauer (Chopperfenster) verlängert und somit mehr Teilchen akkumuliert bzw. extrahiert werden. Außerdem konnte gezeigt werden, dass mit Hilfe der Beschneidung keine Septumüberschläge stattfinden und ein stabiler Betriebszustand erreicht werden kann. Der Druck im Septum mit Beschneidung im TK war um eine Größenordnung kleiner als ohne Beschneidung.

Für die Erhöhung der Teilchenzahl wurde eine nichtlineare Bumperflanke eingestellt, die es ermöglicht, dass am Ende der Injektion die Bumper langsamer abfallen und somit den Phasenraum besser und vollständig auszufüllen. Durch die Beschneidung im TK in Kombination mit der nichtlinearen Bumperflanke konnte ein Weltrekord für die Anzahl der beschleunigten bzw. extrahierten Schwerionen mit mittlerem Ladungszustand erreicht werden.

Das im SIS18 ursprünglich installierte Reinjektionsseptum für den Einschuss aus dem Speicherring ESR war aperturbegrenzend und erzeugte dadurch Teilchenverluste. Da im Moment der Reinjektionskanal vom ESR zum SIS durch das HITRAP-Experiment belegt ist, wurde entschieden das Reinjektionsseptum im Sektor S11 auszubauen. An dieser Stelle wurde ein Kollimator eingebaut,

um die Hochfrequenzbedingte Teilchenverluste aufzufangen. Diese können außerdem mit Hilfe des Kollimators im Sektor S03 aufgefangen werden.

Im Rahmen des SIS18-Upgrade-Programms wurden verschiedene Maßnahmen getroffen. Unter anderem wurden NEG-Panels im Injektionstank installiert, um die Saugleistung dort zu erhöhen. Da im Injektionstank die meisten Verluste stattfinden, helfen die NEG-Panels den Druck dort stabil zu halten. Die Auswirkung der NEG-Panels auf die Umladungsverluste konnte anhand des Kollimatorstroms im Sektor S01 gezeigt werden. Ein Vergleich der Kollimatorströme vor und nach Installation der NEG-Panels zeigt, dass bei gleichen Teilchenverlusten (MTI-Verluste) der Druck wegen des hohen Saugvermögens der NEG-Panels und damit die Kollimatorströme im Sektor S01 schnell abnehmen. Ein Vergleich der Messungen der Jahre 2003 und 2012 zeigt, dass die getroffenen Maßnahmen die Lebensdauer für U^{28+} um ca. einen Faktor 50 erhöht haben.

Fazit: Durch Minimierung der Injektion und der HF-Verluste bzw. die Installation der NEG-Panels im Injektionstank konnten bei Maschinenexperimenten im Rahmen dieser Arbeit $3,2 \times 10^{10}$ Teilchen extrahiert werden, was weltweit einen Rekord darstellt.

Nach Abschluss der nächsten Upgrade-Phase im SIS18 durch Einbauen der zur Zeit fehlenden bipolaren Netzgeräte für die Steerer besteht die Möglichkeit, die Verluste, die durch Closed Orbit-Störung verursacht werden, zu minimieren. Es ist geplant, NEG-Panels im Extraktionstank zu installieren. Diese Panels werden die Saugleistung dort erhöhen, um die Extraktionsverluste schneller aus dem Vakuumsystem zu pumpen. Die Magnetramprate wird von momentan 4 T/s auf 10 T/s erhöht. Ein neues HF-Kavitätensystem wird installiert, welches den Betrieb bei einer harmonischen Zahl von $h = 2$ (momentan $h = 4;5$) ermöglicht.

Nach dem Upgrade des UNILAC wird erwartet, dass die Emittanz am TK-Ende 5-7 mm mrad bei 15 mA beträgt. Der UNILAC-Strahl hat normalerweise die gleichen horizontalen und vertikalen Emittanzen (ϵ_x und ϵ_y). Die MTI geschieht in der horizontalen Ebene, wobei die horizontale Akzeptanz ausgefüllt wird. Die vertikale Akzeptanz wird unvollständig gefüllt. Es besteht die Möglichkeit einen

Emittanzaustausch durch Solenoid- und Skew-Quadrupole im TK durchzuführen, um dies zu verbessern. Die Akkumulation mit dieser kleinen Emittanz bei hohen Strömen wird auch weniger Verluste verursachen [82, 83, 84].

Nach dem weiteren Upgrade von SIS18 und UNILAC wird sich die extrahierbare Strahlintensität weiter erhöhen und sich den geforderten Teilchenströmen für das FAIR-Projekt annähern.

A Anhang

A.1 Dokumentation der Einstellprozedur

Zur Beschneidung des Strahles im TK wird eine spezielle Optik benötigt. Das Ziel der Beschneidung ist es, die Strahlverluste vom SIS18 auf den TK zu verlagern. Die Einstellung einer solchen Optik basiert hauptsächlich auf der Anwendung von MIRKO-Expert im HKR.

MIRKO wird vom Touchscreen in Konsole 1 gestartet. Danach startet das Programm auf dem Bildschirm (**TCL2TK2;1**). In MIRKO wählt man die richtige Maschine und die Strahlführung (**TK3-TK9**) aus. Die entsprechende Optikdatei wird geladen. Über den „Istwerte lesen“-Knopf kann man die eingestellten Magnetwerte einlesen. Es wird eine Enveloppe gezeichnet, die nicht mit der richtigen Strahlemittanz übereinstimmt.

MIRKO hat die Möglichkeit die Strahlemittanz mit Hilfe von drei oder zwei gemessenen Profilgittern zurück zu berechnen. Zunächst werden die Strahlprofile mittels der Profilgitter gemessen und mit MIRKO-Expert eingelesen. Dafür werden die Profilgitter in den Strahl eingefahren. Das Einlesen der Profilgitter mit MIRKO geschieht, indem man mit der rechten Maustaste auf den grünen Strich (Profilgitter im MIRKO) anklickt und auf dem Knopf „ist“ drückt. Die Strahlprofile in der horizontalen bzw. vertikalen Ebene werden eingelesen und mit die gemessene Größe gezeichnet. Der Vorgang wird für alle Profilgitter wiederholt. Zunächst wird der Knopf „Emittanz fit durch drei Profilgitter“ betätigt. Danach werden drei Profilgitter ausgesucht, die keinen Phasenvorschub von $n \cdot \pi$ zueinander haben, und angeklickt. Man versucht es immer mit unterschiedlichen Profilgitterkombinationen bis eine Enveloppe gezeichnet wird, die einigermaßen auf alle anderen Profilgitter passt. Durch Klicken auf das Symbol „ μ “ in

der MIRKO-Oberflächenleiste und Eingabe des Befehls „aenv, von Elementnr., bis Elementnr.“ wird der Phasenvorschub zwischen den eingegebenen Elementen gezeigt. Es sind zwei Makros (Profilgitter.mak, bzw. Schlitze.mak) gespeichert, die den Phasenvorschub zwischen allen Profilgittern bzw. allen Schlitzen auflisten. Der Import der Makros kann z.B. durch Eingabe des Befehls „import'Profilgitter.mak“ passieren. Sobald eine Enveloppe gezeichnet wird, die an alle anderen Profilgitter einigermaßen passt, wertet man die Emittanzgrößen mit dem Befehl „aus“ aus.

Um den Strahlrand zu beschneiden, muss eine Optik eingestellt werden, die einen Phasenvorschub von 90° zwischen zwei Schlitzen und ein Vielfaches von π zu dem elektrostatischen Septum aufweist. Am Ort der Schlitze muss der Strahl so breit wie möglich eingestellt werden. Dies wird mit Hilfe des Quadrupoldupletts TK5QD51 und TK5QD52 erreicht. Sie werden so eingestellt, dass sie defokussierend in der horizontalen Ebene sind. Das Duplett TK6QD61 und TK6QD62 vor dem Schlitz TK6DS2H wird fokussierend eingestellt, oder ausgeschaltet, so dass der Strahl eine Taille zwischen den beiden Schlitzen hat. Nach der Taille wird der Strahl wieder breit, und je nach Phasenvorschub wird der Strahl mit den Schlitzen TK7DS1H oder TK7DS3H nochmal beschnitten. Die Optik muss nach dem zweiten Schlitz wieder optimiert werden. Ein Phasenvorschub mit einem Vielfachen von π am elektrostatischen Septum muss eingestellt werden. Nach Überprüfung des Phasenvorschubs zwischen Schlitz1-Schlitz2 und Schlitz2-Septum werden die Magnetwerte gesetzt (über den „Magnete setzen“-Knopf). Das Strahlprofil am Ort der Schlitze kann mit den Profilgittern, die direkt vor oder nach dem Schlitz stehen, gemessen werden. Der Strahlrand kann diesen Profilgittern entnommen werden. Zunächst wird der erste Schlitz an den Strahl angefahren. Gleichzeitig wird auf den Strom im SIS geachtet, so dass der Strom erstmal gleich bleibt und nach der Optimierung der Injektionsparameter noch besser wird.

Durch die Beschneidung mit zwei Schlitzen hat der Strahl kleinere Emittanz, aber größere Brillanz. Da der Strahlrand, der später mit großer Wahrscheinlichkeit verloren gehen würde, abgeschnitten wurde, kann die Injektionszeit verlängert werden bzw. der Einschusswinkel korrigiert werden. Die Optik kann mit dem Knopf „Save Optik“ oder mit dem Befehl „export'Dateiname.mix“ gespeichert und jederzeit wieder geladen werden.

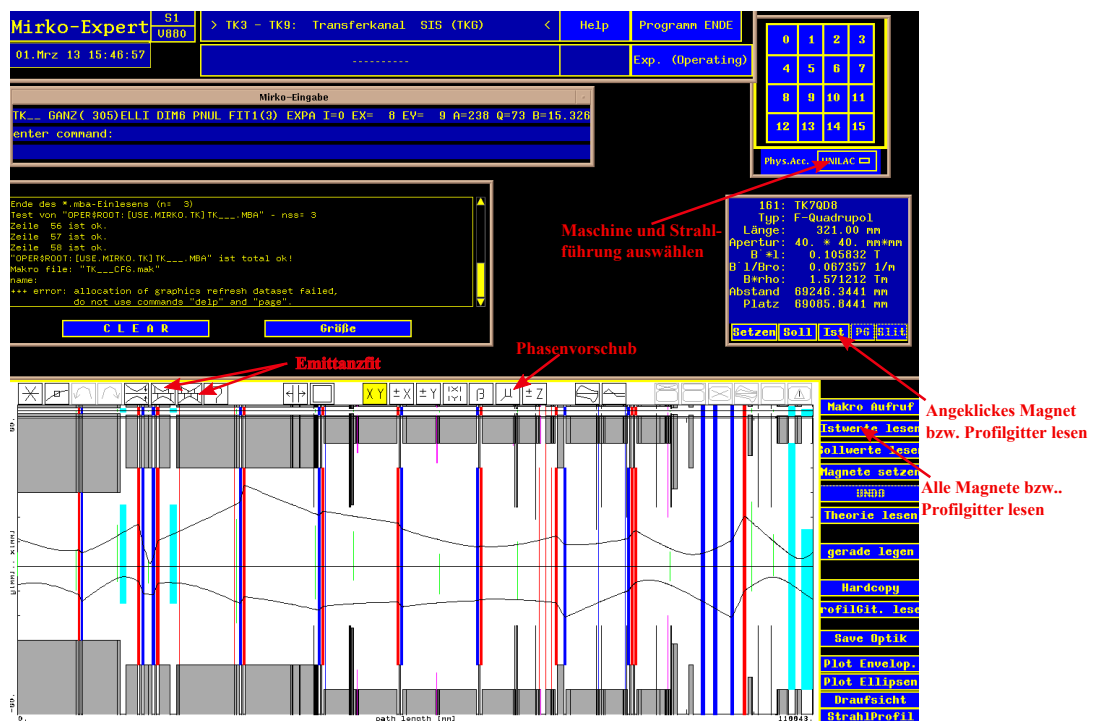


Abbildung A.1 Eine Darstellung von MIRKO-Expert im HKR

A.2 SISMODI Einstellparameter

Die Bedeutung der wichtigsten Parameter auf dem SISMODI-Normalansichtsblatt für Optimieren der MTI ist aus der Tabelle A.1 zu entnehmen. Abbildung A.2 zeigt die SISMODI- Einstellparameter im SIS18 während der Maschinenexperimente mit U^{28+} . Dabei ist zu sehen, dass die Bumperflanke und das Chopperfenster relativ lang sind. Diese Einstellungen wurden unternommen nachdem der Strahlrand im TK beschnitten wurde, und der injizierte Strahlstrom um ca. 30% reduziert wurde. Nach Optimierung der Injektionsparameter wurde eine nichtlineare Bumperflanke eingestellt. Die eingestellten Verrundungsfaktoren sind aus der Abbildung A.3 zu entnehmen.

Tabelle A.1 Zusammenstellung der wichtigen Einstellungsparameter im SISMODI.

Parameter	Bedeutung
iEnergie [MeV/u]	Injektionsenergie
iQH	Horizontaler Tune
iQV	Vertikaler Tune
Bump.Flank [μs]	Bumperflanke
Bump.Ampl [mm]	Bumperamplitude
Chop.Verz. [μs]	Chopperverzögerung
Chop.Fenst [μs]	Chopperfenster
DS12MU3I [mrad]	Korrekturwinkel des magnetischen Septums
DS12ME3I [mrad]	Korrekturwinkel des elektrostatischen Septums

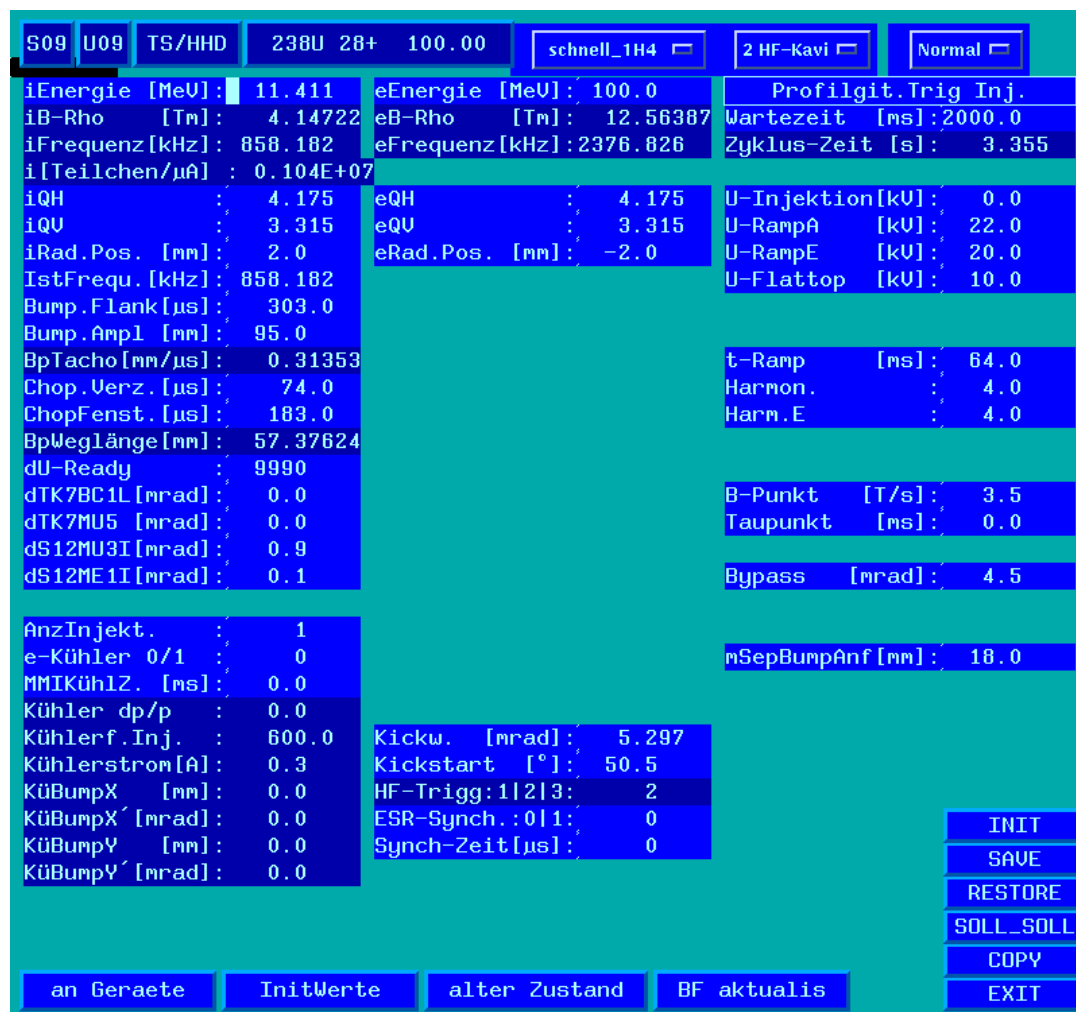


Abbildung A.2 Ein Bildschirmfoto der SISMODI-Einstellungen

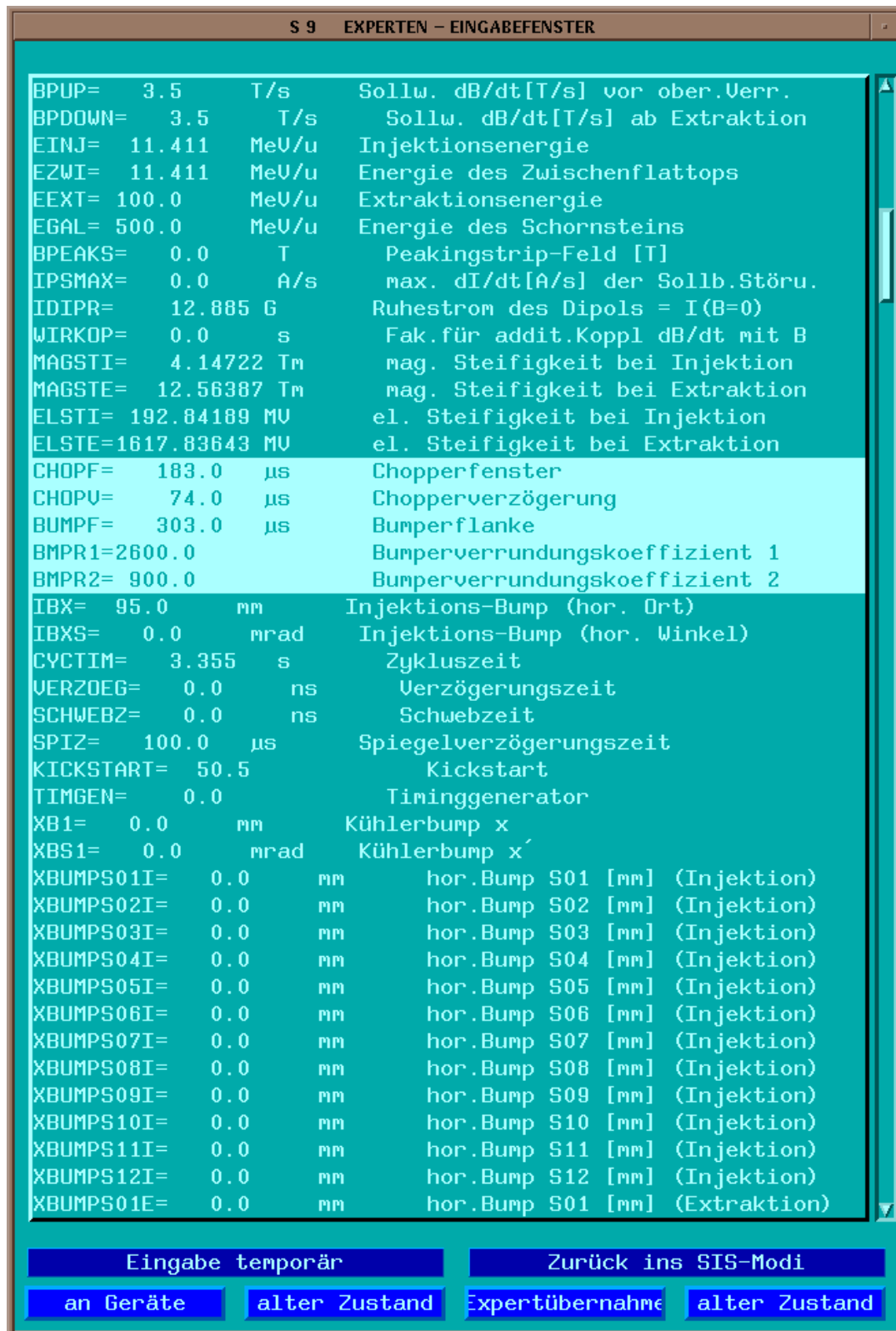


Abbildung A.3 Ein Bildschirmfoto der SISMODI-Experteinstellungen zur nichtlinearen Bumperflanke

Literaturverzeichnis

- [1] *FAIR Baseline Technical Report*. ISBN 3-9811298-0-6, 2006
- [2] S. HOFMANN: *On Beyond Uranium, Journey to the end of the Periodic Table*. Taylor & Francis, 2002
- [3] Peter SPILLER, R. BÄR, U. BLELL, O. BOINE-FRANKENHEIM, L. BOZYK, K. BLASCHE, J. FALENSKI, E. FISCHER, E. FLOCH, G. FRANCHETTI, B. FRANCIK, P. FORCK, O. GUMENYUK, I. HOFMANN, P. HÜLSMANN, M. KAUSCHKE, M. KIRK, H. KLINGBEIL, H. G. KÖNIG, A. D. KOVALENKO, P. KOWINA, A. KRÄMER, D. KRÄMER, M. KUMM, U. LAIER, M. MEHLER, J.-P. MEIER, G. MORITZ, P. MORITZ, C. MÜHLE, K. P. NINGEL, C. OMET, I. PSCHORN, N. PYKA, H. RAMAKERS, P. SCHNIZER, G. SCHREIBER, C. SCHROEDER, M. SCHWICKERT, Y. SHIM, M. SITKO, B. SKOCZEN, S. SORGE, J. STADLMANN, A. STAFINIAC, K. SUGITA, B. WECKENMANN, H. WELKER: *FAIR Technical Design Report SIS100*. 2008
- [4] P. SPILLER, W. KAUFMANN, H. REEG, H. REICH-SPRENGLER: *Lebensdauermessungen von U^{28+} -Strahlen im SIS18*. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Interner Bericht, 2001
- [5] P. SPILLER, W. KAUFMANN, H. REEG, H. REICH-SPRENGLER: *Kurzbericht und Vorauswertung der Maschinenexperimente vom 18. und 19.12.2001*. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Interner Bericht, 2001
- [6] C. OMET: *Kollimatorsystem zur Stabilisierung des dynamischen Restgasdruckes im Schwerionensynchrotron SIS18*, Technische Universität Darmstadt, Diss., 2008

-
- [7] R.S. CALDER: Ion induced gas desorption problems in the ISR. In: *Vacuum* 24 (1974), S. 437–443
- [8] S.Y. ZHANG, L.A. AHRENS: Gold Beam Losses at the AGS Booster Injection. In: *IEEE* 5 (1999), S. 3294–3296
- [9] P. SPILLER, L. BOZYK, H. EICKHOFF, H. KOLLMUS, P. PUPPEL, H. REICH-SPRENGER: Acceleration of intermediate charge state heavy ions in SIS18. In: *Proceedings of IPAC10* (2010). <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC10/papers/mopd002.pdf>
- [10] C. OMET, P. SPILLER, J. STADLMANN, D. H. H. HOFFMANN: Charge change-induced beam losses under dynamic vacuum conditions in ring accelerators. In: *New Journal of Physics* 8 (2006), Nr. 11, 284. <http://stacks.iop.org/1367-2630/8/284>
- [11] Y. EL HAYEK: *Optimierung der Multiturn-Injektion im SIS18*, Technische Universität Darmstadt, Diplomarbeit, 2009
- [12] *GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH*. www.gsi.de
- [13] L. DAHL: *The GSI UNILAC upgrade program to meet FAIR requirements*. Proceedings of HIAT09, Venice, Italy. <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/HIAT2009/papers/fr-01.pdf>. Version: 2009
- [14] D. BÖHNE: *The UNILAC Development and Present Status*. Proceedings of the 1976 Proton Linear Accelerator Conference, Chalk River, Ontario, Canada. <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/176/papers/a01.pdf>. Version: 1976
- [15] U. RATZINGER: Commissioning of the new GSI high current linac and HIF related RF linac aspects. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 464 (2001), S. 636–645. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00155-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00155-3). – DOI 10.1016/S0168-9002(01)00155-3
- [16] W. BARTH, L. DAHL, L. GROENING, P. GERHARD, S. MICKAT, M. KAISER: *COMMISSIONING OF THE NEW GSI-CHARGE STATE SEPARATOR SYSTEM FOR HIGH CURRENT HEAVY ION BEAMS*. Procee-

- dings of LINAC08, Victoria, BC, Canada. <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/LINAC08/papers/mop046.pdf>. Version: 2008
- [17] W. BARTH, G. CLEMENTE, L. DAHL, P. GERHARD, L. GROENING, M. KAISER, Maier M., S. MICKAT, W. VINZENZ, H. VORMANN: *High current U^{40+} -operation in the GSI-UNILAC*. Porceeding fo Linear Accelerator Conference LINAC2010, Tsukuba, Japan. <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/LINAC2010/papers/mop044.pdf>. Version: 2010
- [18] B. FRANZAK: *SIS Parameter List*. 1978
- [19] P. PUPPEL: *Orts- und zeitaufgelöste Simulation strahlinduzierter dynamischer Vakuumeffekte in Schwerionensynchrotrons*, Goethe-Universität Frankfurt, Dissertation, 2012
- [20] E.D COURANT, H.S SNYDER: Theory of the alternating-gradient synchrotron. In: *Annals of Physics* 3 (1958), Nr. 1, 1 - 48. [http://dx.doi.org/10.1016/0003-4916\(58\)90012-5](http://dx.doi.org/10.1016/0003-4916(58)90012-5). – DOI 10.1016/0003-4916(58)90012-5. – ISSN 0003-4916
- [21] H. WIEDEMANN: *Particle Accelerator Physics I. Basic Principles and Linear Beam Dynamics*. Springer Verlag, 1998
- [22] P. KNAUS: *Injektion und Extraktion bei Hochintensitätsteilchenbeschleunigern*, Universität Karlsruhe, Diss., 2002
- [23] G. FLOQUET: Sur les équations différentielles linéaires à coefficients périodiques. In: *Annales de l'École Normale Supérieure* 12 (1883), 47-88. http://archive.numdam.org/ARCHIVE/ASENS/ASENS_1883_2_12_/ASENS_1883_2_12__47_0/ASENS_1883_2_12__47_0.pdf
- [24] F. HINTERBERGER: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer-Verlag, 2008
- [25] F SACHERER: RMS Enveloppe Equations with Space Charge. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 18 (1971), S. 1105-1107. <http://dx.doi.org/10.1109/TNS.1971.4326293>. – DOI 10.1109/TNS.1971.4326293
- [26] I.M. KAPCHINSKY, V.V. VLADIMIRSKY: Proceedings of the International Conference on High Energy Accelerators. Cern, Geneva, 1959, S. 274

- [27] O. KESTER: „*Physik und Technik von Ionenquellen*“. Vorlesungsfolien. http://acc.physik.uni-frankfurt.de/vorlesung/WS1011/12_WS1011_emittance.pdf. Version: 2010-2011
- [28] *Cern Accelerator School*. Varna, Bulgaria, 2010
- [29] K. WILLE: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. Teubner Studienbücher, 1996
- [30] D. BRANDT: *Beam Diagnostics for Accelerators*. Cern Accelerator School, 2006
- [31] K.T. McDONALD, D.P. RUSSELL: Methods of emittance measurement. Version: 1989. <http://dx.doi.org/10.1007/BFb0018284>. In: M. MONTH (Hrsg.), S. TURNER (Hrsg.): *Frontiers of Particle Beams; Observation, Diagnosis and Correction* Bd. 343. Springer Berlin Heidelberg, 1989. – DOI 10.1007/BFb0018284. – ISBN 978-3-540-51616-3, 122-132
- [32] P. FORCK: *Lecture Notes on Beam Instrumentation and Diagnostics*. Gesellschaft für Schwerionenforschung. http://www-bd.gsi.de/conf/juas/juas_script.pdf. Version: 2009
- [33] H. REEG, N. SCHNEIDER: Current Transformers for GSI's KeV/u to GeV/u Ion Beams - An Overview. In: *Proceedings DIPAC 2001 - ESRF, Grenoble* (2001), 120. <http://accelconf.web.cern.ch/Accelconf/d01/papers/PS08.pdf>
- [34] H. REEG: *Dimensionierung, Konstruktion, Bau und Erprobung eines elektromagnetisch abgeschirmten Strahltransformators mit einer Zeitkonstanten von etwa 0,5 μ s*, Fachhochschule Wiesbaden, Diplomarbeit, 1986
- [35] N. SCHNEIDER, H. WALTER: *The beam current transformers at SIS and ESR*. GSI Scientific Report, Darmstadt. <http://www-alt.gsi.de/documents/D0C-2010-May-29-1.pdf>. Version: 1991
- [36] *Company Bergoz*. www.bergoz.com
- [37] K. UNSER: A TOROIDAL DC BEAM CURRENT TRANSFORMER WITH HIGH RESOLUTION. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science*

- 28 (1981), Nr. 3. http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/p81/PDF/PAC1981_2344.PDF
- [38] K. WITTENBURG: Beam Loss Monitoring and Control. In: *Proceedings of EPAC (2002)*, 109-113. <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/e02/PAPERS/THYGB001.pdf>
- [39] R. E.SHAFER: Beam Instr. Workshop BIW, Brookhaven AIP. (2002), S. 44
- [40] P. BERKVEN: *JUAS Lecture notes on radiation and safety*. 2003
- [41] A. H.SULLIVAN: *A Guide to Radiation and Radioactivity Level near high Energy Particle Accelerators*. Nuclear Technology Publishing, Ashford, 1992
- [42] G. FRANCHETTI, T. GIACOMINI, M. KIRK, A. PARFENOVA: *Resonance Induced Beam Loss in SIS18*. GSI-Acc-Note-2005-12-001. <http://www-alt.gsi.de/documents/DOC-2007-Oct-34-1.pdf>
- [43] Kim YUJONG, C. KIM, J. CHOI, T.-Y. LEE, Guinyun KIM, M.H. CHO, W. NAMKUNG, I.S. KO: *A method of closed orbit correction under constraint conditions*. Particle Accelerator Conference, 2001. PAC 2001. Proceedings of the 2001. <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/p01/PAPERS/RPPH133.PDF>
- [44] G. FRÖHLICH: *Das Positionssonden-Messprogramm*. <http://bel.gsi.de/mk/operating/posi/posi.html>. Version: 1998
- [45] A. PARFENOVA: *Linear and nonlinear Response Matrix and its application to the SIS18 synchrotron*, Goethe Universität Frankfurt, Dissertation, 2008
- [46] *CAS Cern Accelerator School, Beam Diagnostics*. <http://cas.web.cern.ch/cas/France-2008/Dourdan-advert.html>. Version: 2008
- [47] L. BOZYK: *Entwicklung und Test eines Kryokollimator-Prototypen für das SIS100*, Technische Universität Darmstadt, Diss., 2012

- [48] C. OMET: *Auslegung eines Kollimationssystems zur Lokalisierung von Umladungsverlusten und Beseitigung von Desorptionsgasen hochenergetischer, intensiver Schwerionenstrahlen in Ringbeschleunigeranlagen*, Technische Universität Darmstadt, Diplomarbeit, 2005
- [49] R. E. OLSON, R. L. WATSON, V. HORVAT, A. N. PERUMAL, Y. PENG, Th. STÖHLKER: Projectile electron loss and capture in MeV/u collisions of U^{28+} with H_2 , N_2 and Ar. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 37 (2004), Nr. 22, 4539 - 4550. <http://stacks.iop.org/0953-4075/37/4539>
- [50] R. E. OLSON, R. L. WATSON, V. HORVAT, K. E. ZAHARAKIS, R. D. DUBOIS, Th. STÖHLKER: Electron stripping cross-sections for fast, low charge state uranium ions. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 544 (2005), Nr. 1-2, 333 - 336. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2005.01.229>. – DOI 10.1016/j.nima.2005.01.229. – ISSN 0168-9002. – Proceedings of the 15th International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion - HIF 2004
- [51] A. S. SCHLACHTER, J. W. STEARNS, W. G. GRAHAM, K. H. BERKNER, R. V. PYLE, J. A. TANIS: Electron capture for fast highly charged ions in gas targets: An empirical scaling rule. In: *Phys. Rev. A* 27 (1983), Jun, Nr. 6, S. 3372 - 3374. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.27.3372>. – DOI 10.1103/PhysRevA.27.3372
- [52] V P.SHEVELKO, M S.LITSAREV, M-Y SONG, H TAWARA, J-S YOON: Electron loss of fast many-electron ions colliding with neutral atoms: possible scaling rules for the total cross sections. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 42 (2009), Nr. 6, 065202. <http://stacks.iop.org/0953-4075/42/i=6/a=065202>
- [53] G. WEBER: *Untersuchung der Umladungsverluste und Strahllebensdauern gespeicherter U^{28+} Ionen*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diplomarbeit, 2006

- [54] M. BENDER, H. KOLLMUS, W. ASSMANN: Desorption yields of differently treated copper samples characterized with ERDA. In: *Nucl. Instr. and Meth. B* 256 (2007), S. 387–391. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2006.12.101>. – DOI 10.1016/j.nimb.2006.12.101
- [55] E. MUSTAFIN, O. BOINE-FRANKENHEIM, I. HOFMANN, H. REICHSPRENGER, P. SPILLER: A theory of the beam loss-induced vacuum instability applied to the heavy-ion synchrotron SIS18. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 510 (2003), Nr. 3, 199 - 205. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01811-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01811-4). – DOI 10.1016/S0168-9002(03)01811-4. – ISSN 0168-9002
- [56] Pfeiffer VACCUUM: *Einführung in die Hoch- und Ultrahochvakuum-Erzeugung*. www.pfeiffer-vacuum.de
- [57] Helmut VOGEL: *Gerthsen Physik*. 18. Springer, 1995. – S. 279–280
- [58] VACOM Vakuum Komponenten & Messtechnik GmbH. www.vacom.de
- [59] C. BENVENUTI, J.M. CAZENEUVE, P. CHIGGIATO, F. CICOIRA, A. E.SANTANA, V. JOHANEK, V. RUZINOV, J. FRAXEDAS: A novel route to extreme vacua: the non-evaporable getter thin film coatings. In: *Vacuum* 53 (1999), Nr. 1-2, 219 - 225. [http://dx.doi.org/10.1016/S0042-207X\(98\)00377-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0042-207X(98)00377-7). – DOI 10.1016/S0042-207X(98)00377-7. – ISSN 0042-207X
- [60] C. BENVENUTI: Extreme High Vacuum Technology for Particle Accelerators. In: *Proceeding of PAC 2001* (2001). <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/p01/PAPERS/ROPB002.PDF>
- [61] I. PETZENHAUSER: *Private Kommunikation*. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, 2012
- [62] B. FRANZAK: *MIRKO EXPERT - Beam Transport and Accelerator Physics*. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt. www.gsi.de

-
- [63] B. FRANZAK, A. REDELBACK: *Ionenoptik Tutorium mit Mirko*. http://www-alt.gsi.de/beschleuniger/groups/BBE/MIRKO/mirko_e.html.
Version: 2006
- [64] B. FRANZAK, A. REDELBACK: *Mirko Expert Dokumentation*.
http://www.gsi.de/beschleuniger/groups/BBE/MIRKO/mirko_e.html.
Version: 2005
- [65] G. RIEHL: *EMA - Emittanzmeßanlage, Gerätemodell und Softwareentwurf*. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH. http://bel.gsi.de/mk/ema/gm_ema.pdf. Version: 2006
- [66] L. HECHLER: *BCU - UNILAC-Chopper, Gerätemodell und Softwareentwurf*. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, 1999
- [67] H. EICKHOFF: *Multiturn-Injektion Verlustberechnungen*. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Interner Bericht, 1995
- [68] Y. EL HAYEK: *SIS18 Maschinexperimente mit N^{7+} zur Untersuchung der Anfangsverluste bei MTI unter Raumladungseinfluss*. Interner Bericht, 2011
- [69] S. APPEL, O. BOINE-FRANKENHEIM: *Simulation of space effects during multiturn injection into the GSI SIS18 synchrotron*. 2012
- [70] S. PARET, O. BOINE-FRANKENHEIM: *SPACE CHARGE EFFECTS DURING MULTITURN INJECTION INTO SIS-18*. Proceedings of HB2010, Morschach, Switzerland, 2010
- [71] Y. EL HAYEK: *SIS18 Maschinexperimente mit Ta^{61+} zur Untersuchung der Abhängigkeit der Bumperflanke mit der injizierten Strahlemittanz*. interner Bericht, 2011
- [72] Y. EL HAYEK, D. ONDREKA: *Maschinexperimente am 31.07.2010, TK-Kollimation und MTI-Effizienz*. Interner Bericht, 2010
- [73] P. SPILLER, Y. EL HAYEK, U. BLELL, L. BOZYK, J. STADLMANN, H. REICH-SPRENGLER: *High Intensity Intermediate Charge State Heavy Ions in Synchrotrons*. Proceedings of IPAC2012, New Orleans, Louisiana,

- USA. <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/IPAC2012/papers/thppp001.pdf>
- [74] Y. EL HAYEK, U. RATZINGER, P. SPILLER, D. ONDREKA, M. KIRK: *INITIAL BEAM LOSS AND CONTROL OF DYNAMIC VACUUM EFFECTS IN SIS18*. Proceedings of IPAC2013, Shanghai, China. <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/IPAC2013/html/auth0920.htm>. Version: 2013
- [75] L. DAHL, W. BARTH, M. KAISER, O. KESTER, H.-J. KLUGE, W. VINZENZ, B. HOFMANN, U. RATZINGER, A. SAUER, A. SCHEMP: *The HITRAP Decelerator Project at GSI*. Proceedings of EPAC 2006, Edinburgh, Scotland. <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/e06/PAPERS/TUPLS035.PDF>. Version: 2006
- [76] L. DAHL, W. BARTH, P. GERHARD, F. HERFURTH, M. KAISER, O. KESTER, S. H.-J. ans K. H.-J. ans Koszudowski KLUGE, G. KAZHUHAROV, G. MAERO, W. QUINT, A. SOKOLOV, T. STÖHLKER, W. VINZENZ, G. VOROBJEV, D. WINTERS, B. HOFMANN, J. PFISTER, U. RATZINGER, A. SAUER, A. SCHEMP: *THE HITRAP DECELERATOR PROJECT AT GSI - STATUS AND COMMISSIONING REPORT*. Proceedings of LINAC08, Victoria, BC, Canada. <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/e06/PAPERS/TUPLS035.PDF>. Version: 2008
- [77] M.C BELLACHIOMA, J. KURDAL, H. REICH-SPRENGER: *Non Evaprobeable Film Getters Technology at GSI*. GSI Scientific Report, 2005
- [78] P K.NINGEL, P. HÜLSMANN, H. KLINGBEIL, U. LAIER, C THIELMANN, B. ZIPFEL: *Dual Harmonic Operation at SIS18*. Proceeding of IPAC'10, Kyoto, Japan. <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/IPAC10/papers/tupea037.pdf>. Version: 2010
- [79] H. DAMERAU, G. SCHREIBER, P. SPILLER: *Maschinenexperimente zur Hochfrequenz-Gymnastik mit zwei Harmonischen (18./19. Dezember 2002)*. GSI, interner Bericht. https://www-alt.gsi.de/beschleuniger/sis18/pdf/hf_gymnastik_mit_zwei_harmonischen.pdf. Version: 2003

-
- [80] J. M. BAILLOD, L. MAGNANI, G. NASSIBIAN, Pedersen F., W. WEISSFLEG: *A Second Harmonic (6-16 MHz) RF System with Feedback-reduced Gap Impedance for Accelerating Flat-topped Bunches in the CERN PS Booster*. IEEE Trans. Nucl. Sci, Vol. NS-30, No. 4., http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/p83/PDF/PAC1983_3499.PDF. Version: 1983
- [81] Lars BOZYK, Patrick PUPPEL, Peter SPILLER: *SIS18-Maschinenexperimente vom 18. Oktober 2010 mit U^{28+}* . GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, Interner Bericht, 2010
- [82] C. XIAO, O. KESTER, L. GROENING, H. LEIBROCK, M. MAIER: Preparation of an emittance transfer experiment. (2012). <http://dx.doi.org/arXiv:1212.2034v1>. – DOI arXiv:1212.2034v1
- [83] L. GROENING: *CONCEPT FOR CONTROLLED TRANSVERSE EMITTANCE TRANSFER WITHIN A LINAC ION BEAM*. Proceedings of IPAC2011, San Sebastián, Spain. <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/ipac2011/papers/wepc005.pdf>. Version: 2001
- [84] L. GROENING: Concept for controlled transverse emittance transfer within a linac ion beam. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* (2011). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.14.06420>. – DOI 10.1103/PhysRevSTAB.14.06420

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich recht herzlich bei allen Personen bedanken (auch bei den nicht namentlich genannten), die mich während meiner Promotion unterstützend und beratend zur Seite standen.

Herrn **Prof. Dr. Ulrich Ratzinger** möchte ich für die Vertretung der Arbeit an der Goethe-Universität Frankfurt und die damit verbunden wissenschaftlichen Einblicke auf dem Gebiet der Beschleunigerphysik ganz herzlich danken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn **Dr. Peter Spiller** für die Betreuung meiner Arbeit und für die Möglichkeit meine Doktorarbeit in der Arbeitsgruppe Primary Beams durchzuführen. Ich habe sein sehr persönliches Engagement, das auch über den Rahmen der jeweiligen fachlichen Arbeit hinausging, als Herausforderung und Chance erlebt, neue Ideen zu entwickeln und im Experiment mit den Kollegen in die Tat umzusetzen.

Ganz besonders möchte ich Herrn **Dr. David Ondreka** für seine umfangreiche Unterstützung und für seine Hilfestellung während der Experimente, sowie für die vielen Diskussionen bedanken. Ohne seine Hilfe und sein Einsatz bei den Experimenten wäre ein Gelingen dieser Arbeit nicht möglich gewesen.

Mein spezieller Dank gilt Herrn **Dr. Jens Stadlmann** für seine Kenntnisse und seine unerschöpfliche Geduld für zahllose Diskussionen. Seine guten Tips und freundschaftliche Motivation haben mir immer einen Schub nach vorne gegeben. Bei der gesamten Arbeitsgruppe Primary Beams möchte ich mich für die freundliche Aufnahme und die hilfreichen Anregungen bedanken.

Weiterhin gilt mein Dank an Herrn **Uwe Scheeler**, Frau **Dr. Petra Schütt**, Herrn **Stephan Reimann** und allen Operateuren aus der Abteilung Beschleunigerbetrieb, die sich immer bis tief in der Nacht einsetzten.

Für das Korrekturlesen möchte ich **Dr. Carsten Omet**, **Dr. Lars Bozyk**, **Carola Pomplun** und **Andrea Krieg** ganz herzlich bedanken.

Meinen Freunden und Bekannten danke ich für den nicht physikalischen Zeitvertreib, die Geduld sich physikalische Probleme anzuhören und die stete Unterstützung während meiner Promotion.

Mein wichtigster Dank gebührt meiner Familie, die mir das Studium der Physik ermöglicht hat und mich immer bis hin Fertigstellung meiner Dissertation unterstützt hat.

Mein letzter Dank gilt jedoch meiner Hauptstütze in den letzten 3 Jahren, meiner Verlobtin **Acil**, für ihre grenzenlose und uneingeschränkte Unterstützung.

Lebenslauf



Perönliche Daten

Name Youssef El Hayek
Geburtsdatum 21 Oktober 1978
Geburtsort Karsita, Libanon

Ausbildung

- 09/1984 – 07/1997 Schulbildung, Iman-Schule in Sir, Libanon. Abschluss mit Abitur.
- 10/1997 – 10/2000 Studium der Mathematik an der libanesischen Universität in Tripoli, Libanon.
- 10/2003 – 03/2004 Studienkolleg an der Technischen Universität Darmstadt.
- 04/2004 – 09/2007 Studium der Physik an der Technischen Universität Darmstadt. Bachelorarbeit mit dem Titel „Faraday-Cup: Zeitauflösende Messung der Ionenbunche am GSI-Unilac Beschleuniger“ betreut durch Prof. Markus Roth. Abschluss mit Bachelor.
- 10/2007 – 12/2009 Studium der Physik an der Technischen Universität Darmstadt. Masterarbeit mit dem Titel „Optimierung der Multiturn-Injektion im SIS18“ betreut durch Prof. Dieter Hoffmann und Dr. Peter Spiller. Abschluss mit Master.
- 03/2010 – 02/2013 Promotion an der Goethe-Universität Frankfurt am Main und am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung betreut durch Prof. Ulrich Ratzinger und Dr. Peter Spiller.

Berufliche Erfahrung

- 10/2002 – 01/2003 Studentische Aushilfe für die libanesische Universität, Tripoli.
- 10/2003 – 05/2005 Aushilfstätigkeit für Tertia GmbH, Frankfurt am Main.
- 07/2005 – 02/2010 Studienbegleitende Tätigkeit für Feri EuroRating GmbH, Bad Homburg.
- 10/2008 – 03/2010 Hilfwissenschaftler an der Technischen Universität Darmstadt.
- 03/2013 – heute Wissenschaftlicher Mitarbeiter am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt.

Wehrdienst

- 01/2001 – 12/2001 Wehrdienst in Tripoli, Libanon.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich an Eides statt, die vorliegende Arbeit selbstständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel erstellt zu haben.

Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Youssef El Hayek

Frankfurt am Main, 30. April 2013