



Diss. 2009 - 01
January

**Kollimatorsystem zur Stabilisierung des
dynamischen Restgasdruckes im
Schwerionensynchrotron SIS18**

Carsten Omet

(Dissertation Technische Universität Darmstadt)

Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH
Planckstraße 1 · D-64291 Darmstadt · Germany
Postfach 11 05 52 · D-64220 Darmstadt · Germany



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Kollimatorsystem zur Stabilisierung des dynamischen Restgasdruckes im Schwerionensynchrotron SIS18

Vom Fachbereich Physik

der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades

eines Doktors der Naturwissenschaften

(Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von

Dipl.-Phys. Carsten Omet

geboren in Seeheim-Jugenheim

Darmstadt, 19.12.2008

D17

I. Berichterstatter:	Prof. Dr. Dr. h.c./RUS D.H.H. Hoffmann
II. Berichterstatter:	Prof. Dr. N. Pietralla
Tag der Einreichung:	13.10.2008
Tag der mündlichen Prüfung:	12.11.2008

Diese Arbeit wurde gefördert durch die EU.

Vertragsnummer 515876, Subtask SIS18-3 Collimator System

Zusammenfassung

Zur Steigerung der Intensität von Schwerionenstrahlen in Ringbeschleunigern können Ionen mit mittleren statt hohen Ladungszuständen verwendet werden. Dies verschiebt die Begrenzung durch Raumladung in Richtung höherer Teilchenzahlen und vermeidet Strahlverluste durch die ansonsten erforderliche Umladung in Folien. Beim Testbetrieb des SIS18 der GSI mit hochintensiven Schwerionenstrahlen mittlerer Ladungszustände wurden stark intensitätsabhängige Strahlverluste beobachtet. Die Ursache hierfür ist, dass sich der Ladungszustand dieser Ionen durch Stöße mit Restgasatomen und dadurch verursachten Elektroneneinfang bzw. -verlust ändert. Die daraus resultierende Abweichung des m/q -Verhältnisses relativ zum Referenzion führt in Verbindung mit dispersiven Elementen im Strahlengang zu einer veränderten Flugbahn, was zum Verlust des Teilchens auf der Wand der Vakuumkammer führt.

Am Auftreffort des Ions werden durch ionenstimulierte Desorption an der Oberfläche adsorbierte Gasmoleküle von der Wand gelöst, welche den Vakuumdruck lokal erhöhen. Diese Druckerhöhung vergrößert ihrerseits die Umladungsrate, was zu einem lawinenartigen Anstieg des Drucks und großen Strahlverlusten führen kann. Eine Methode zur Stabilisierung des dynamischen Vakuumdrucks ist der Einsatz von speziellen Kollimatorsystemen, welche die von ihrer Oberfläche desorbierte Gase in ihrer Menge minimieren und kontrolliert nahe dem Entstehungsort beseitigen. Dabei soll der Druck auf der Achse des umlaufenden Strahls möglichst unverändert bleiben. Weitere Prozesse wie z.B. Coulomb-Streuung der Strahlionen an Restgaspartikeln und unvermeidbare systematische Strahlverluste können zu zusätzlichen Druckerhöhungen führen. Der Restgasdruck im Beschleuniger wird zudem durch Ionisation der Restgasmoleküle selbst, thermisches Ausgasen der Vakuumkammerwände, Einbauten und Pumpen beeinflusst.

In der vorliegenden Arbeit wird ein detailliertes numerisches Modell des Zusammenhangs zwischen dem Verhalten des dynamischen Restgasdruckes im Teilchenbeschleuniger, möglicher Stabilisierungsmaßnahmen durch spezielle Kollimatoren sowie anderer Maßnahmen und der daraus resultierenden Strahllebensdauer entwickelt. Die damit vorhergesagten Lebensdauern und Druckentwicklungen wurden, soweit möglich, mit Maschinenexperimenten verifiziert. Im Testbetrieb mit teilgeladenen U^{28+} -Ionen im SIS18 konnte ein Teil der Umladungsverluste mit Hilfe zweier Kollimator-Prototypen lokal abgefangen und der durch ionenstimulierte Desorption erzeugte Druckanstieg vermindert werden. Die Fertigung von serienmäßig ausgeführten Kollimatoren wurde vorbereitet.

Abstract

In order to achieve higher beam intensities of heavy ion beams in ring accelerators, low charge state ions can be used. By lowering the charge state, the space charge limit is shifted to higher particle numbers and stripping losses can be avoided. During test operation of the SIS18 at GSI with high intensity low charge state heavy ion beams, strong intensity dependent beam losses have been observed. It was found that these beam losses are originated to a large extent by the change of charge state of the circulating ions during collisions with residual gas atoms. The resulting deviation of m/q relative to the reference ion leads, in combination with dispersive elements in the ion optic lattice, to a modified trajectory, followed by the loss of the ion on the beam pipe.

At the impact position, loosely bound residual gas molecules are released by ion stimulated desorption which increases the residual gas pressure locally. This pressure rise itself enhances the charge exchange rate, which can develop into a self amplifying process of pressure rise and subsequent beam loss. A method for the stabilization of the dynamic residual gas pressure is the use of special catcher systems, which minimize the production of desorption gases and remove them by strong pumping. Therefore, the pressure on the beam axis should remain as stable as possible. Other processes, e.g. coulomb scattering of the beam ions by residual gas particles and unavoidable systematic beam losses can increase the gas pressure additionally. The pressure in the accelerator is further subjected to ionization of the residual gas atoms themselves, thermal out gassing of the beam pipes, insertions and pumps.

In this work, a detailed numerical model of the interplay between the residual gas pressure dynamics in the accelerator, possible stabilization measures, e.g. by catchers and the resulting beam life time has been developed. The forecasted beam life times and pressures are verified by machine experiments, as far as possible. By means of two catcher prototypes, a part of the charge change caused beam losses has been controlled locally and the resulting pressure rise on the beam axis has been reduced. The production of these catchers, designed for series production, has been prepared.

Inhalt

1	Einleitung	1
2	Die Beschleunigeranlagen der GSI	3
3	Motivation	8
3.1	Teilchenzahl und Raumladungsbegrenzung.....	11
3.2	Umladung und Gleichgewichtsladungszustand.....	14
3.3	Schlussfolgerung	16
4	Theorie des dynamischen Vakuumdrucks und der Strahllebensdauer	17
4.1	Strahlverlustprozesse in Ringbeschleunigern.....	18
4.1.1	Umladung der Strahlionen am Restgas	18
4.1.2	Systematische Strahlverluste.....	29
4.1.3	Zusammenfassung.....	33
4.2	Druckerhöhende Prozesse	34
4.2.1	Desorption.....	34
4.2.2	Ionenstimulierte Desorption.....	34
4.2.3	Thermische Desorption	39
4.2.4	Elektronenstimulierte Desorption	40
4.2.5	Desorption durch ionisiertes Restgas (Target-Ionisation).....	41
4.3	Vakuumerzeugung und Pumpen.....	42
4.3.1	Konventionelle Vakuumpumpen	42
4.3.2	NEG-Beschichtung	43
4.3.3	Kryogene Oberflächen	44
4.3.4	Berechnung des mittleren statischen Drucks	44
4.3.5	Berechnung der effektiven Saugleistung.....	48
4.4	Zusammenfassung	50
4.5	Simulationsprogramm „STRAHLSIM“	51
4.6	Verifikation der Theorie durch Maschinenexperimente.....	53
4.6.1	Umladungsverluste in Abhängigkeit der Intensität.....	53
4.6.2	Umladungsverluste in Abhängigkeit des Anfangsdrucks	55
4.6.3	Umladungsverluste in Abhängigkeit der Ramprate	58
4.6.4	Umladungsverluste in Abhängigkeit der Zeit und Energie.....	60
4.6.5	Zusammenfassung.....	64
5	Kollimatorsystem zur Kontrolle der Umladungsverluste	65
5.1	Auslegung des SIS18-Umladungskollimatorsystems.....	66
5.1.1	Absorber.....	68

5.1.2	Oberflächen-Beschichtung des Absorbers	71
5.1.3	Kontrolle der Desorptionsgase	72
5.1.4	Diagnostik und Sensorik	73
5.2	Prototyptests im SIS18	75
5.2.1	Statischer Druck und Saugleistung.....	76
5.2.2	Dynamischer Druckverlauf in den Kollimatorkammern und den Sektionen S01...S04.....	78
5.2.3	Dynamischer Druckverlauf in Sektionen ohne Kollimatoren	83
5.2.4	Ionenstrom auf den Absorbern	84
5.2.5	Erreichte U^{28+} - Teilchenzahlen und Transmission	86
5.3	Auslegung der SIS18-Kollimatorserie.....	89
5.3.1	Einfluss der Injektion und Extraktion auf den Abstand des Absorbers von der Strahlachse	92
5.3.2	Energiedeposition durch Umladungsverluste im Absorber.....	94
5.3.3	Temperaturerhöhung des Absorbers durch Umladungsverluste	95
5.3.4	Aktivierung und Fragmentation	96
5.3.5	Standzeit der NEG- Oberflächen.....	97
6	Schlussfolgerungen	100
7	Ausblick auf das SIS100-Umladungs-Kollimatorsystem	102
8	Anhang.....	106
8.1	Zusätzliche Verlustprozesse	106
8.1.1	Coulomb-Streuung der Strahlionen am Restgas.....	106
8.1.2	Energieverlust der Ionen im Restgas.....	107
8.1.3	Radioaktiver Zerfall von Strahlionen	107
8.1.4	Stöße im Ionenstrahl (Intra-Beam-Scattering)	109
8.2	Ergänzende Tabellen	111
8.3	Einstellungen des SIS18 während der Maschinenexperimente	114
8.4	Im Rahmen der Arbeit entwickelte Programme	121
8.4.1	Geräte-Steuerung.....	121
8.4.2	Trafo-Konverter.....	121
8.4.3	ABLASS-Konverter	122
8.4.4	ANALYZER	122
9	Bibliographie.....	124
10	Danksagung.....	131

Symbole und Konventionen

Soweit nicht anders beschrieben, gelten die in Tabelle 1 aufgeführten Symbole und Bezeichnungen. Alle Einheiten werden, wenn nicht anders ausgewiesen, im SI-System angegeben. Häufig verwendete Abkürzungen sind in Tabelle 2 angegeben.

Tabelle 1: Symbole und Bezeichnungen.

Symbol	Beschreibung	Wert	Einheit
α	Feinstrukturkonstante $= k_B e^2 / (\hbar c) \approx 1/137$	$7,29927 \cdot 10^{-3}$	
a_0	Bohr'scher Radius	$5,2917721 \cdot 10^{-11}$	m
β	relativistischer Faktor $= v/c$		
γ	relativistischer Faktor $= 1/\sqrt{1 - \beta^2}$		
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante des Vakuums	$8,8541878 \cdot 10^{-12}$	F/m
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	$2,99792458 \cdot 10^8$	m/s
e	Elementarladung	$1,6021773 \cdot 10^{-19}$	C
h	Plancksches Wirkungsquantum	$6,626076 \cdot 10^{-34}$	Js
\hbar	$= h/2\pi$	$1,0545726 \cdot 10^{-34}$	Js
k_B	Boltzmann-Konstante	$1,3806505 \cdot 10^{-23}$	J/k
m_e	Masse des Elektrons	$9,1093897 \cdot 10^{-31}$	kg
r_p	klassischer Protonenradius $= \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_0 c^2}$	$1,546 \cdot 10^{-18}$	m
u	Atomare Masseneinheit	$1,6605402 \cdot 10^{-27}$	kg
A	Atomare Massenzahl		
E	Teilchenenergie		J
η	Desorptionsrate		Mol./Ion
L	Vakuumleitwert		m ³ /s
n	Teilchendichte		1/m ³
N	Teilchenzahl		
p	Druck		Pa
q	Ladung		C
Q	Durchfluss		Pa·m ³ /s
σ	Wirkungsquerschnitt		m ²
S	Saugleistung		m ³ /s
T	Temperatur		K
v	Geschwindigkeit		m/s
V	Volumen		m ³
Z	Kernladungszahl		

Tabelle 2: Häufig verwendete Abkürzungen.

Abkürzung	Bedeutung
ABLASS	A Beam Loss measurement And Scaling System
ABLAX	ABLASS-Expertenversion
AGS	Alternating Gradient Synchrotron am BNL
ATIMA	Atomic Interaction with Matter
BNL	Brookhaven National Laboratory in den USA
CERN	Europäische Organisation für Kernforschung, Großforschungszentrum in Genf
Chopper	Schneller Magnet zur Unterbrechung des Strahlstroms
CR	Geplanter Collector Ring für FAIR
CTMC	Classical Trajectory Monte Carlo
ERDA	Elastic Recoil Detection Analysis
ESR	Experimenteller Speicherring der GSI
EZR	Elektronenzyklotron-Resonanz
FAIR	Facility for Antiproton and Ion Research
FRS	Fragmentseparator der GSI
GSI	Gesellschaft für Schwerionenforschung
HF	Hochfrequenz, auch: Beschleunigungskavität
ISR	Intersecting Storage Ring am CERN
IZP	Ionen-Zerstäuberpumpe
Kicker	Schneller Magnet zur Strahlauslenkung innerhalb eines Umlaufs des Strahls im Ringbeschleuniger
Lattice	Anordnung der ionenoptischen Elemente im Beschleuniger
MEVVA	Metal Vapor Vacuum Arc (Metalldampf-Vakuumbogenentladung) als Ionenquelle
MMI	Multi-Multiturn-Injektion
MTI	Multiturn-Injektion
MUCIS	Multi-Cusp Ion Source
NEG	Non Evaporable Getter
NESR	Neuer Experimenteller Speicherring für FAIR
NODAL	Kommandozeilenorientierte Interpretersprache zur Bedienung des Kontrollsystems auf niedrigster Ebene
PS	Proton Synchrotron am CERN
RFQ	Radio Frequency Quadrupole
RHIC	Relativistic Heavy Ion Collider am BNL
SIS	Schwerionensynchrotron der GSI
SISMODI	Steuerprogramm für das SIS18
SPS	Super Proton Synchrotron am CERN
TK	Transferkanal vom UNILAC zum SIS18
TMP	Turbo-Molekularpumpe
TSP	Titan-Sublimationspumpe
UHV	Ultra-Hochvakuum
UNILAC	Universal Linear Accelerator der GSI
XHV	Extreme High Vacuum

1 Einleitung

Für die Experimente an Teilchenbeschleunigern werden immer höhere Teilchenströme bzw. Intensitäten benötigt. Eine Möglichkeit, die Intensität zu steigern, basiert auf der Verringerung des Ladungszustandes. Durch den Einsatz von teilgeladenen Ionen werden Umladungsverluste in Stripperfolien vermieden und die Raumladungsbegrenzung des Beschleunigers in Richtung höherer Teilchenzahlen verschoben (für die maximale Teilchenzahl gilt $N_{max} \propto q^2/A$, siehe auch Kap. 3.1). Die Beschleunigung teilgeladener Schwerionen verursacht allerdings neue Probleme:

Schwerionen können durch Stöße mit Restgasatomen im evakuierten Strahlrohr eines Teilchenbeschleunigers ihren Ladungszustand ändern. Die daraus resultierende m/q -Abweichung relativ zum Referenzion führt in magnetischen Feldern zu stark abweichenden Bahnverläufen. Sind die Abweichungen gegenüber der Sollbahn groß genug, so werden die umgeladenen Ionen schließlich die Vakuumkammerwand erreichen und dort verloren gehen. Dies geschieht in der Regel hinter den horizontalen Umlenkmagneten (Dipolen). Durch das Auftreffen der Ionen auf der Kammerwand werden auf und in der Oberfläche gebundene Moleküle desorbiert (freigesetzt). Dieser Desorptionsprozess führt lokal zu einem Druckanstieg. Dieser höhere Restgasdruck vergrößert wiederum die Häufigkeit der Umladung der Strahlionen, so dass sich im Extremfall ein sich selbst verstärkender Prozess von Druckanstieg und Strahlverlusten einstellen kann. Die verschiedenen Möglichkeiten, diesem Druckanstieg entgegen zu wirken, wurden erstmals im SIS18-Upgrade-Programm [1] zusammengefasst, welches zum Ziel hat, die Strahlintensität von Uran um einen Faktor 100 gegenüber der ursprünglichen Situation zu steigern:

- Verringerung der anfänglichen Teilchenverluste
- Erhöhung der maximalen Ramprate der Magnete
- Verringerung des statischen Vakuumdruckes
- Erhöhung der Saugleistung des Vakuumsystems
- Lokale Kontrolle der Umladungsverluste in speziellen Kollimatoren

Die letztgenannte Maßnahme wurde erstmals in [2] vorgeschlagen. Die Ausarbeitung dieser Methode für das Schwerionensynchrotron SIS18 der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt) ist Gegenstand dieser Arbeit. Darüber hinaus gibt es weitere Einflussgrößen, welche für die Lebensdauer des Strahles von Bedeutung sind.

Diese werden im Zusammenhang mit einer detaillierten Theorie zur Berechnung des dynamischen Vakuums in Kapitel 4 dargestellt. Das entwickelte Modell wird anschließend anhand von Maschinenexperimenten verifiziert. In Kapitel 5 wird der experimentelle Funktionsnachweis des Kollimatorsystems für das existierende Synchrotron SIS18 anhand zweier Kollimator-Prototypen diskutiert. Die Auslegung der serienmäßig ausgeführten Kollimatoren, welche sich zur Zeit der Drucklegung bereits in der Fertigung befinden, wird anschließend dargestellt. Kapitel 6 schließlich beinhaltet einen Ausblick auf das Kollimatorsystem des im Rahmen des FAIR-Projektes geplanten neuen supraleitenden Synchrotrons SIS100.

2 Die Beschleunigeranlagen der GSI

Im Folgenden werden die für das Verständnis der Arbeit notwendigen Eigenschaften der in der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH) in Darmstadt vorhandenen Beschleunigeranlagen beschrieben.

Der normalleitende Linearbeschleuniger UNILAC der GSI vermag alle Ionensorten vom Proton bis hin zum Uran zu beschleunigen. Es stehen zwei Terminals für Penning/MEVVA/MUCIS-Ionenquellen zur Verfügung. Von diesen Quellen erzeugte und extrahierte Strahlen können in einer RFQ- und zwei IH-Strukturen auf eine Energie von 1,4 MeV/u beschleunigt werden. Dahinter schließt sich ein Gasstripper zur erstmaligen Erhöhung des Ladungszustandes an. Der an dieser Stelle ansetzende Hochladungsinjektor (HLI) besteht aus einer EZR-Quelle mit nachfolgender RFQ- und IH-Struktur. Hinter dem Gasstripper schließt sich ein ALVAREZ-Abschnitt an, welcher eine Beschleunigung auf bis zu 11,4 MeV/u ermöglicht. Mit Hilfe von 15 Einzelresonatoren kann die Energie im Einzelfall bis auf 13,5 MeV/u (Protonen bis 17,5 MeV/u) erhöht werden. Mit Hilfe des Kontrollsystems ist es möglich, aus den verschiedenen Quellen bis zu drei verschiedene Ionensorten, auch mit unterschiedlichen Ladungszuständen, Puls für Puls abwechselnd in bis zu 16 sog. virtuellen Beschleunigern zu erzeugen.

Zur weiteren Erhöhung des Ladungszustandes verfügt der Transferkanal (TK) über eine Umladungsfolie, bestehend aus 0,6 mg/cm² Kohlenstoff. Darüber hinaus enthält er vier Quadrupole zur Anpassung des Ionenstrahls vom UNILAC an das Schwerionensynchrotron SIS18, siehe Abbildung 2. Letzteres wurde 1987 fertiggestellt und ist für eine maximale magnetische Steifigkeit der zu beschleunigenden Ionen von 18 Tm ausgelegt. Das SIS18 versorgt verschiedene Experimente in den Hochenergie-Caves, den Fragmentseparator FRS sowie den Experimentellen Speicherring ESR. Für FAIR schließlich dient das SIS18 als Injektor für das SIS100; dieser Betriebsmodus wird im Folgenden als Booster-Betrieb bezeichnet. Die technischen Parameter des SIS18 sind im Anhang, Tabelle 25 aufgeführt.

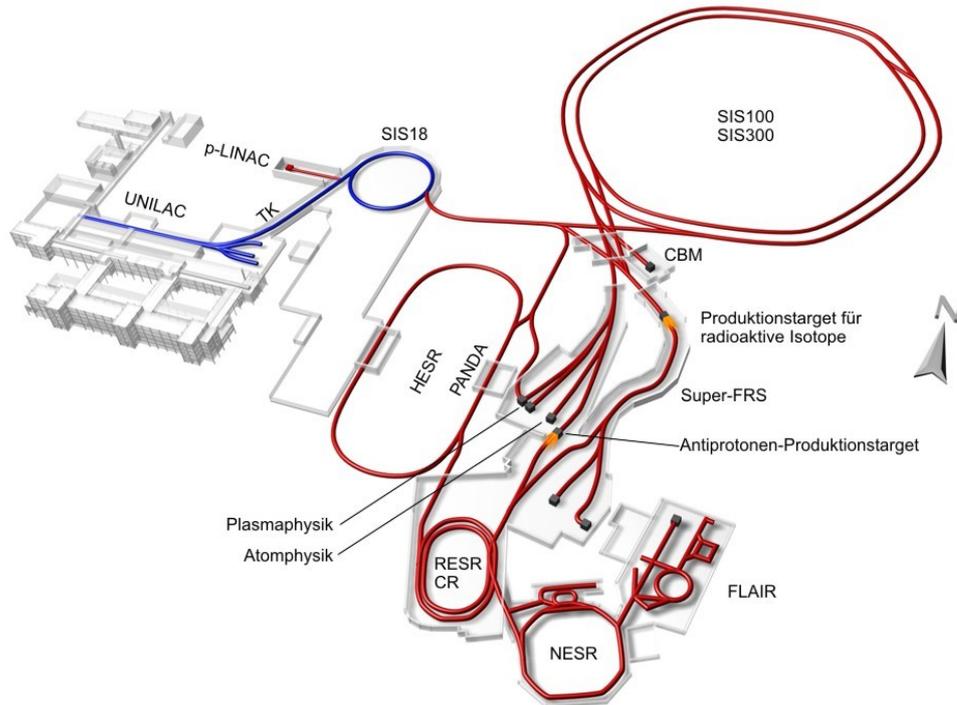


Abbildung 1: Die Beschleunigeranlage der GSI und FAIR. Blau: existierende Anlage, Rot: geplante Anlagen.

Die Injektion in das SIS18 kann als einfache, typischerweise $150 \mu\text{s}$ dauernde Multi-urn-Injektion (MTI) erfolgen. Die Multiturn-Injektion wird über eine Orbitbeule am Injektionsseptum gesteuert. Diese Orbitbeule wird über einige Umläufe (bis zu ca. 60) auf den Referenzorbit zurückgefahren, wodurch sich eine Füllung der transversalen Akzeptanz ergibt. Mit Hilfe eines Elektronenkühlers kann dabei die Emittanz des umlaufenden Strahls verringert werden und der so geschaffene Platz im Phasenraum erneut gefüllt werden. Dieser Vorgang wird als Multi-Multiturn-Injektion (MMI) bezeichnet [3].

Die Fokussierung im SIS18 geschieht mit Hilfe von Quadrupolmagneten in einer Triplett-Struktur, wobei die Triplett-Komponente während der Beschleunigungsrampe auf 10% zurückgenommen wird und somit eher eine Duplett-Fokussierung auf Extraktionsniveau hergestellt wird. Die Beschleunigung im Synchrotron wird z.Zt. mittels zwei synchronisierten Kavitäten in den Sektionen S02 und S08 durchgeführt, welche zusammen eine maximale Beschleunigungsspannung von 28 kV für den Frequenzbereich von 0,8...5,4 MHz und einer typischen Harmonischenzahl von $h = 4$ bereitstellen.

Eine Extraktion aus dem SIS18 kann mittels schneller Kicker-Magnete erfolgen, wobei selektiv 1...4 Bunche innerhalb eines Umlaufs aus dem SIS18 extrahiert werden können. Alternativ steht eine langsame Extraktion mit einem bis zu 10 s andauernden Spill

zur Verfügung, welche durch eine Resonanzanregung mittels schneller Verstellung von 6 Sextupolen und 4 zusätzlichen schnellen Quadrupolen erzeugt wird. Dies ist die bevorzugte Extraktionsart für die meisten Experimente, inklusive der Tumorthherapie-Applikation. Desweiteren ist es möglich, durch eine sogenannte Bunchrotation einen einzelnen, ca. 90 ns kurzen Puls zu erzeugen und schnell zu extrahieren. Dieser komprimierte Puls kann dann z.B. am HHT-Messplatz (Hochtemperatur) für Plasmaphysik-Experimente verwendet werden.

Bis gegen Ende dieser Arbeit (2008) gestattete das bis dato verfügbare elektrostatische Injektionsseptum des SIS18 für U^{28+} -Strahlen nur eine maximale Injektionsenergie von ca. 7,4 MeV/u. Ein neues Septum wurde im Juni 2008 eingebaut, welches eine Injektion bei der Standardenergie von 11,4 MeV/u ermöglichte. Die Dipolstromversorgung erlaubt zwei Betriebsmodi:

- Betrieb bis 18 Tm bei Rampraten von bis zu 4 T/s durch Parallelschaltung von jeweils 2 Stromversorgungen in Reihe. Die maximale Leistungsaufnahme der Dipol-Stromversorgung beträgt hierbei 25,5 MVA.
- Betrieb bis 12 Tm bei Rampraten von bis zu 10 T/s durch Reihenschaltung aller 4 Stromversorgungen. Die maximale Leistungsaufnahme der Dipol-Stromversorgung beträgt hierbei 33,5 MVA.

Als Strahldiagnoseelemente sind 2 langsame und ein schneller Strahltransformator, 5 kapazitive Pickups für longitudinale Phasenmessungen, 12 kapazitive Pickups für horizontale und vertikale Strahlpositionsmessungen, 1 Faraday-Cup, 1 Profiltgitter und 1 Ionisationsprofilmonitor (Restgasmonitor, RGM) verfügbar.

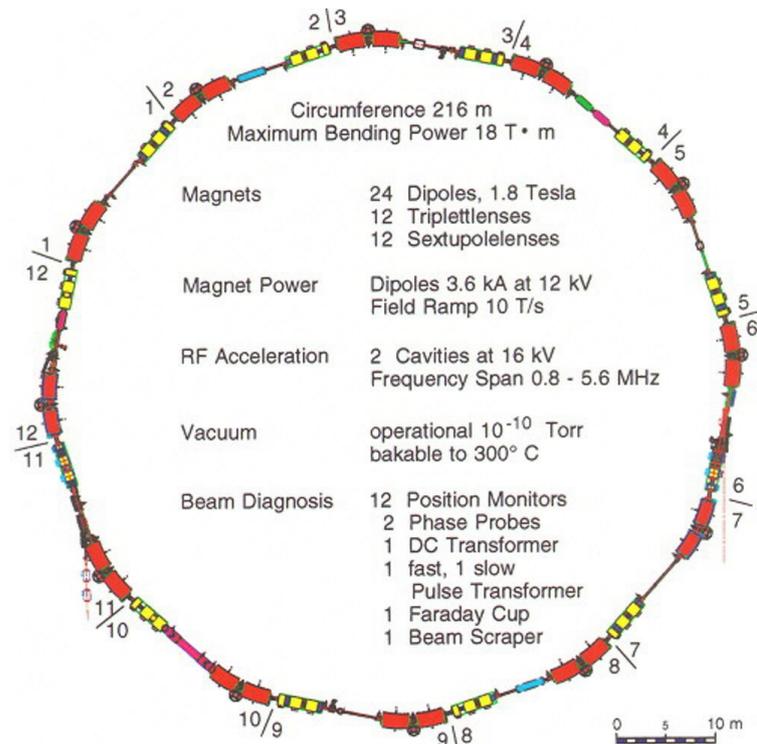


Abbildung 2: Draufsicht auf das SIS18 mit seinen 12 Sektionen und ionenoptischen Elementen. Dipole in Rot, Quadrupole in Gelb, Elektronenkühler in Magenta und HF-Kavitäten in Blau.

Das Vakuumsystem des SIS18 ist in 7, durch Schieberventile absperrbare Sektionen unterteilt, siehe Abbildung 3. Die Evakuierung wird mittels ölfreier Vorpumpen und Turbomolekularpumpen (TMP) bis auf ca. 10^{-8} mbar durchgeführt. Nach der Abtrennung dieser Pumpen mittels Schieberventilen stehen zur weiteren Druckverminderung 48 Titan-Sublimationspumpen (TSP) zu je 1.000 l/s Saugleistung (gilt für Stickstoff N_2) sowie 36 Ionen-Zerstäuberpumpen (IZP) zu je 10 l/s Saugleistung (für N_2) zur Verfügung. Für Druckmessungen sind 4 Quadrupol-Massenspektrometer und 12 Messröhren nach dem Extraktor-Prinzip vorgesehen. Im Shutdown Mitte 2007 wurden die Quadrupolkammern in S05 und die Dipolkammern in S06 NEG (Non Evaporable Getter, siehe Kap. 4.3.2)-beschichtet. Im Shutdown 2007/2008 wurden alle Dipolkammern von S12...S06 NEG-beschichtet. Zeitgleich wurden die zwei, in dieser Arbeit vorgestellten Prototyp-Kollimatorkammern in Sektion S02 und S03 eingebaut. Dadurch wurden zwei TSP's entfernt und vier Totaldruck-Messsonden sowie zwei Quadrupol-Massenspektrometer hinzugefügt.

2 Die Beschleunigeranlagen der GSI

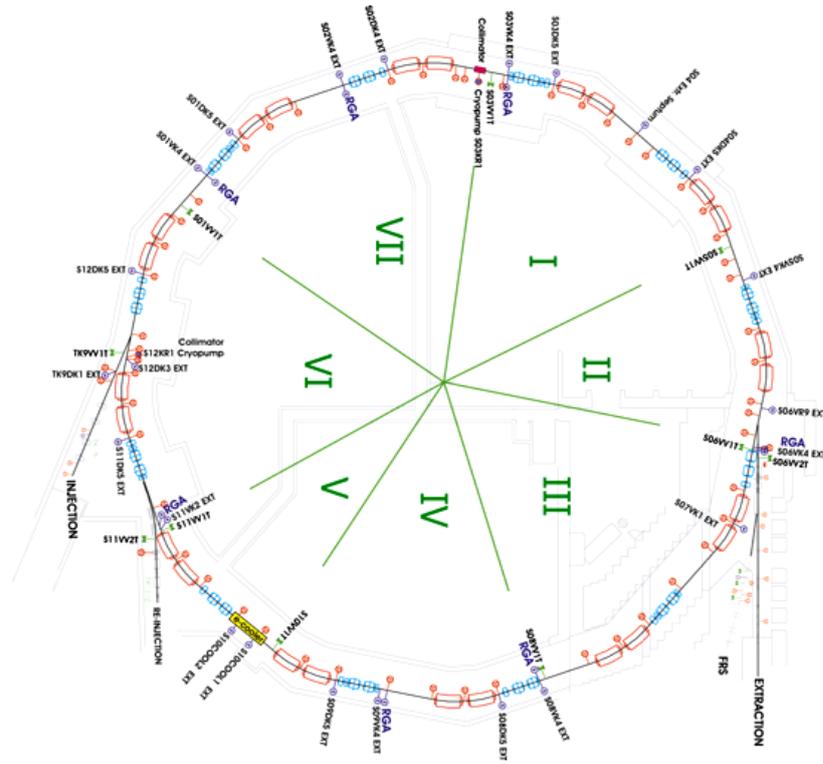


Abbildung 3: Draufsicht auf die Vakuum-Sektoren des SIS18, Blau: Messgeräte, Rot: Pumpen.

3 Motivation

Im Rahmen des FAIR-Projektes (Facility for Antiproton and Ion Research, siehe auch [4; 5]) wird für verschiedene Experimente eine Intensitätserhöhung um den Faktor 100...1.000 im Vergleich zu den bereits verfügbaren Schwerionenstrahlen angestrebt.

Für Plasmaphysikexperimente z.B. werden mehr als $5 \cdot 10^{11}$ U-Ionen in einem komprimierten Puls bei einer Referenzenergie von 1 GeV/u benötigt [6; 7; 8; 9]. Weiterhin wird zur Erzeugung von radioaktiven Sekundärionen ein Produktionstarget mit schweren Ionen beschossen. Dieses liefert die verschiedensten Kernfragmente, welche dann im anschließenden Super-FRS (Super-Fragmentseparator [10]) voneinander getrennt werden. Das ausgewählte Isotop wird dann für weitere Untersuchungen in den Speicherringen CR (Cooler Ring), NESR (New Experimental Storage Ring) sowie fixed target-Experimenten zur Verfügung gestellt. Das Antiprotonentarget benötigt ca. $5 \cdot 10^{11}$ U-Ionen pro komprimierten Puls bei einer Referenzenergie von 1,5 GeV/u.

Für den bisher üblichen Ladungszustand U^{73+} konnte nach mehrfacher Injektion in das SIS18 und anschließender Kühlung (MMI, s.u.) eine Teilchenzahl von ca. $3 \cdot 10^9$ erreicht werden. Die Raumladung und die durch diese hervorgerufene Arbeitspunktverschmierung (siehe Kap. 3.1) begrenzt allerdings eine Steigerung auf ca. $3,2 \cdot 10^{10}$ U^{73+} -Teilchen. Weiterhin verringert der für die Erzeugung der hohen Ladungszustände nötige Umladungsprozess im Transferkanal (TK, siehe Kap. 3.2) die zur Injektion verfügbare Teilchenzahl um einen Faktor 7. Bei Verwendung des niedrigen Ladungszustandes U^{28+} hingegen liegt die Raumladungs-Begrenzung des SIS18 bei ca. $2,2 \cdot 10^{11}$ Teilchen. Darüber hinaus entfallen die zusätzlichen Umladungsverluste.

Im Jahr 2001 wurde daher ein Entwicklungsprogramm eingeleitet, mit dem Ziel, die im SIS18 beschleunigte Teilchenzahl für U^{28+} zu maximieren. Die Intensitätssteigerung pro Zyklus soll im Wesentlichen durch den Übergang von hohen zu mittleren Ladungszuständen ermöglicht werden. Zur Erhöhung der mittleren beschleunigten Teilchenzahl ist es darüber hinaus nötig, die Wiederholrate des SIS18 von bisher 1/3 Hz auf 2,6 Hz zu vergrößern. Die geforderten Teilchenzahlen sollen dann durch 4 Injektionen aus dem SIS18 in das SIS100 zu je $1,25 \cdot 10^{11}$ Teilchen erreicht werden, siehe Abbildung 4.

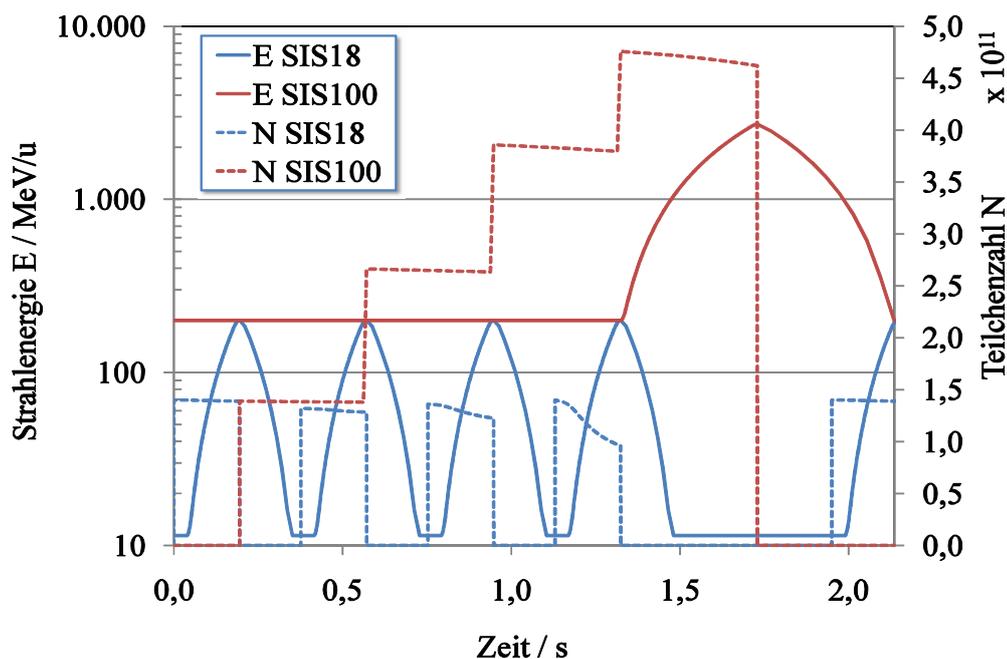


Abbildung 4: Schematischer Zyklusverlauf von SIS18 (blau) und SIS100 (rot), berechnet mit STRAHSIM. Durchgezogen: Strahlenergie, gestrichelt: berechnete Teilchenzahl.

Beim Betrieb mit U^{28+} im Oktober 2001 wurde beobachtet, dass sich die Strahllebensdauer bei höheren Intensitäten drastisch verkürzt (siehe [11; 12], Abbildung 5). Man erkennt, dass die Lebensdauer nicht statisch bei ca. 1...2 s liegt, sondern sich intensitätsabhängig über die Zeit ändert (mit einem Minimum bei $t \approx 0,25$ s). Dies lässt den Schluss auf ein zeitlich dynamisches Verhalten des Restgasdruckes zu, was auch beobachtet wurde. Der Effekt wurde ab ca. $2 \cdot 10^9$ injizierten Teilchen beobachtet, was deutlich unter der Raumladungsgrenze des SIS18 liegt.

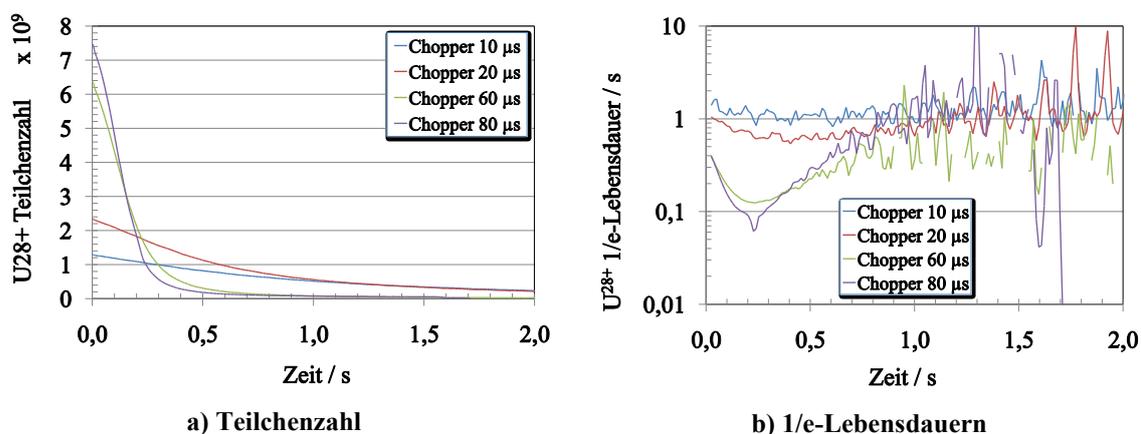


Abbildung 5: Gemessene U^{28+} -Teilchenzahl und 1/e-Lebensdauer im SIS18 als Funktion der Injektionsteilchenzahl (durch Variation der Chopperfenster-Dauer), Strahlenergie $E=8,6$ MeV/u, keine Beschleunigung, aus [12].

Der Effekt des dynamischen Druckanstiegs wurde in der Vergangenheit schon vielfach beobachtet, zuerst 1974 im ISR am CERN [13], im PS/PS Booster [14] und im LEIR [15; 16], im Brookhaven National Laboratory (BNL) im AGS/AGS Booster [17]. Für das Schwerionensynchrotron SIS18 der GSI wurde dieser Effekt bereits 1992 vorhergesagt [18], tatsächlich aber erst 2001 mit der Verfügbarkeit hochintensiver, teilgeladener Strahlen aus dem UNILAC gemessen. Zu beachten ist hierbei, dass der Restgasdruck des SIS18 etwa 1-3 Größenordnungen unterhalb der o.g. Maschinen liegt und daher bei kleinen Intensitäten keine messbare Druckdynamik auftritt. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit (2008) sind Umladungsverluste am dynamischen Restgas der intensitätslimitierende Effekt beim Betrieb des SIS18 mit schweren Ionen mittleren Ladungszustandes, d.h. U^{28+} , aber auch z.B. Ta^{24+} .

Nicht zu verwechseln ist der Effekt mit den Elektronenwolken, die im RHIC beim Betrieb mit vollständig gestrippten Au^{79+} -Ionen beobachtet wurden. Diese werden über Elektronenvervielfachung (electron multipacting) erzeugt. Elektronenstimulierte Desorption schließlich sorgt für eine stark verkürzte Lebensdauer des Strahls und sogar für das automatische Schließen der Gateventile des Beschleunigers nach einem Druckanstieg auf über 10^{-5} mbar [19]. Am RHIC konnte das Problem durch den Einsatz von NEG-beschichteten (Non Evaporable Getter, siehe Kap. 4.3.2) Kammern in den warmen Sektionen, abkühlen der kryogenen Sektionen bei geringerem Anfangsdruck und senkrecht zum Strahl stehende Absorber gelöst werden [20].

Im Folgenden wird kurz auf die bereits erwähnte Raumladungsbegrenzung und die Umladungsverluste durch Folienstripper eingegangen, da diese die beiden Gründe für den FAIR-Betrieb mit mittleren Ladungszuständen sind. Für Details hinsichtlich der Ionenoptik siehe auch [21; 22; 23; 24].

3.1 Teilchenzahl und Raumladungsbegrenzung

In einem Paket aus gleichnamig geladenen Teilchen stoßen sich alle darin enthaltenen Partikel ab, was zu einer Verschiebung des Arbeitspunktes Q im Beschleuniger führt. Dieser ist definiert als die Anzahl Betatronschwingungen pro Umlauf:

$$Q := \int_0^L \frac{1}{\beta(s)} ds, \quad (3.1)$$

wobei L die Länge des Ringbeschleunigers, β die Betafunktion und s die longitudinale Koordinate im kurvilinearen System ist (siehe auch [21; 22; 24]).

Im Zusammenhang mit den u.a. durch Magnetfehler hervorgerufenen Resonanzen ergeben sich Grenzen für das stabile Umlaufen der Teilchen im Beschleuniger. Für die Arbeitspunktverschiebung von Teilchen in einem elliptischen, bi-gaussverteilten Strahl mit kleiner Betatron-Amplitude findet man in [25] unter Vernachlässigung der Spiegelströme auf den Beschleunigerwänden für den inkohärenten Fall:

$$\Delta Q_{x,y} \cong - \frac{2 \cdot q^2 \cdot r_p \cdot N}{\pi \cdot A \cdot \beta^2 \cdot \gamma^3 \cdot B_f \cdot E_{x,y} \cdot \left(1 + \sqrt{\frac{Q_{x,y} \cdot E_{y,x}}{Q_{y,x} \cdot E_{x,y}}} \right)}, \quad (3.2)$$

wobei N die Teilchenzahl, r_p der klassische Protonenradius, $B_f \approx 0,4$ der Bunchingfaktor (Verhältnis mittlerer zu maximalem Strom, hier im stationären Fall), $E_{x,y} = 4 \cdot \sigma^2 / \beta_{x,y}$ die 95%-Emittanz, A die Massenzahl und q der Ladungszustand der Teilchen ist. Für ansonsten gleichbleibende Parameter ergibt sich demnach für die erreichbare Teilchenzahl $N_{max} \propto A/q^2$.

Für eine erste grobe Abschätzung des Raumladungslimits nimmt man an, dass die Verschiebung des Arbeitspunkts (auch Tuneshift genannt) die ganz- und halbzahligen Resonanzen nicht berühren darf, d.h.

$$\Delta Q_{x,y} > \frac{\lfloor 2 \cdot Q_{x,y} \rfloor}{2} - Q_{x,y}. \quad (3.3)$$

Für das SIS18 ergeben sich damit die in Abbildung 6 dargestellten Verläufe für das Raumladungslimit im Hochstrom-Arbeitspunkt $Q = (4,23; 3,6)$ [26] und einer maximalen Verschmierung von $\Delta Q_x = -0,23$. Während für hochgeladenes U^{73+} das Limit bei ca. $3,2 \cdot 10^{10}$ Teilchen/Zyklus liegt, ergibt sich für U^{28+} bereits $2,2 \cdot 10^{11}$ Teilchen/Zyklus,

d.h. die 7-fache Intensität. Um den dafür notwendigen großen Tuneshift von $\Delta Q_y = -0,5$ verwenden zu können, müssen verschiedene Resonanzen kompensiert werden, was prinzipiell möglich ist und z.B. im CERN PS Booster seit vielen Jahren durchgeführt wird [27; 28].

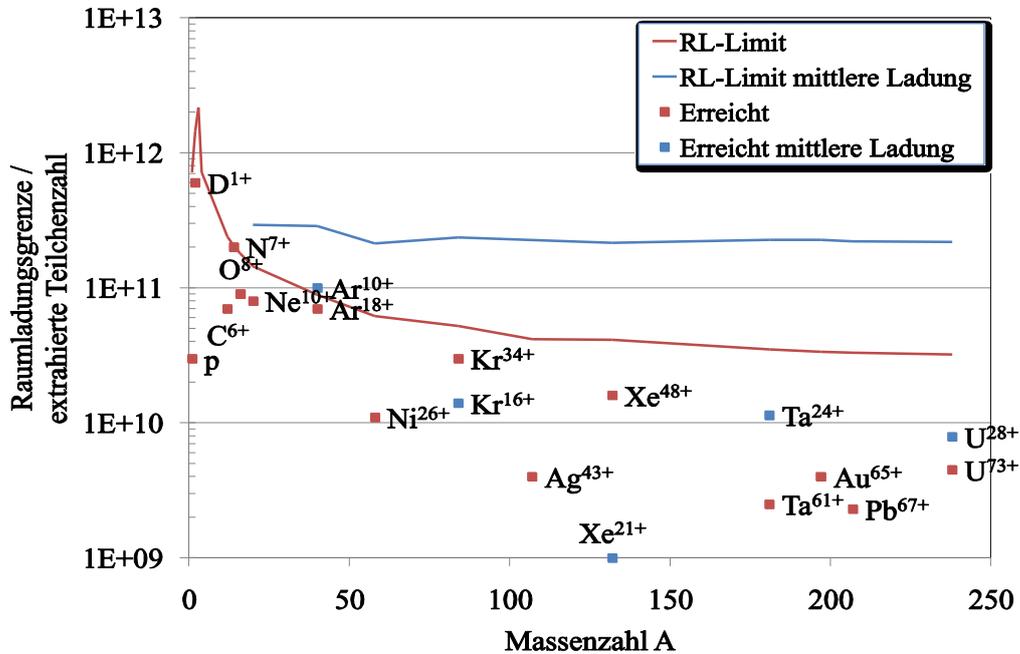


Abbildung 6: Durchgezogen: Raumladungs-Limits des SIS18 nach (3.3) und (3.2) für hohe und mittlere Ladungszustände. Punkte: Im Betrieb erreichte Teilchenzahlen vor Extraktion im SIS18.

Durch Messungen von G. Franchetti [29] stabilen Bereiche im Arbeitspunktdiagramm rund um den Standardarbeitspunkt $Q = (4,29; 3,29)$ recht gut bekannt. Dabei wurde der Arbeitspunkt bei gleichbleibender Energie systematisch über einen großen Bereich variiert und mit den dabei beobachteten Strahlverlusten korreliert. Man erkennt aus Abbildung 7, dass die Resonanzen zweiter Ordnung (2,0) und die Koppelresonanzen dritter Ordnung (1,2), (-1,2) besonders deutlich hervortreten. Die gemessenen Resonanzen weisen eine systematische Abweichung von den im Kontrollsystem SISMODI eingegebenen Werten auf. Diese beträgt ca. $Q_{Real} = Q_{SISMODI} + (0,02; -0,035)$. Diese Abweichung ist auf die analytischen Modelle zur Berechnung des Arbeitspunktes im Kontrollsystem-Programm SISMODI, zurückzuführen [30]. Die im SIS18 beobachteten Verluste werden also nicht durch Raumladung verursacht, gleichwohl muss bei Hochstrombetrieb der Arbeitspunkt sorgfältig gewählt werden.

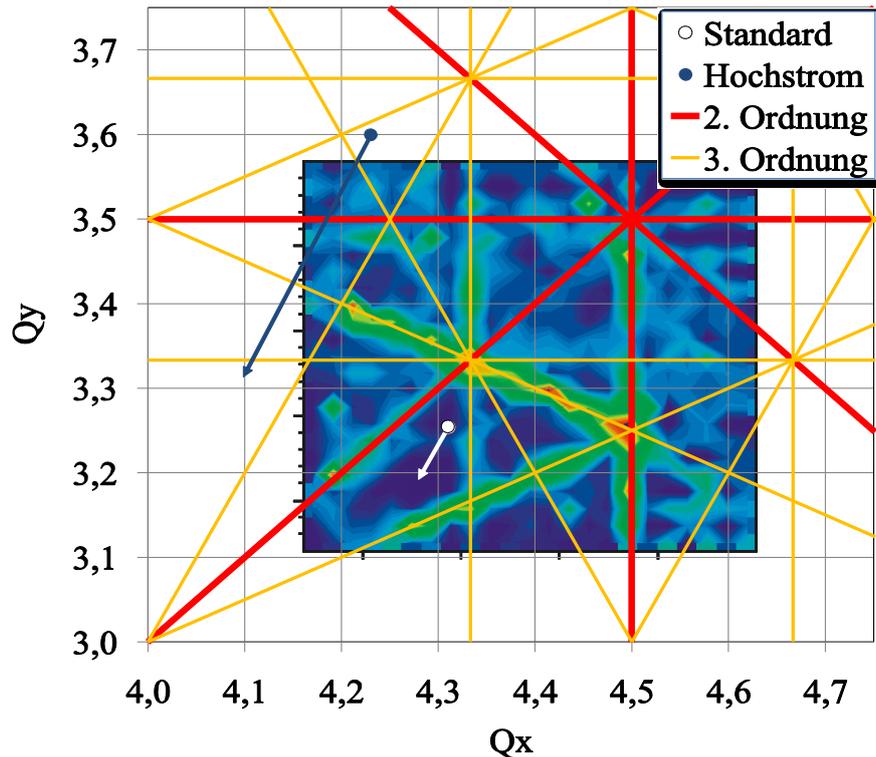


Abbildung 7: Standard- und Hochstrom-Arbeitspunkt mit den systematischen und experimentell von G. Franchetti [29] bestimmten Resonanzlinien des SIS18. In den blauen Gebieten sind keine Teilchenverluste messbar, rote Gebiete zeigen starke Verluste. Die Pfeile zeigen in die Richtung der Arbeitspunkt-Verschmierung.

Durch Abweichungen der Aufstellorte und Feldfehler der im Beschleuniger verwendeten Magnete kann die Umlaufbahn der Ionen gestört werden. Diese laufen dann nicht mehr zentriert um die Referenzbahn um (welche i.d.R. in der Mitte der Magnetaperturen liegt), sondern zentriert um eine gestörte Referenzbahn. Wird diese nicht mittels Korrekturmagneten (Steerer) korrigiert, so wird die Akzeptanz (maximal mögliche Emittanz des Strahls) des Beschleunigers verringert. Selbst geringe Aufweitungen des Strahls z.B. durch Coulomb-Streuung führen dann zu Strahlverlusten an den akzeptanzbegrenzenden Bauteilen. Weiterhin kann die gestörte Sollbahn zur Anregung zusätzlicher Resonanzen sorgen, was den verfügbaren Raum im Resonanzdiagramm weiter einschränkt. Für das SIS18 wurde von A. Parfenova eine Methode zur Korrektur von Sollbahnstörungen entwickelt. Hiermit gelang es 2007, die Sollbahn vertikal zu korrigieren [30; 31; 32]. Eine vollständige horizontale Korrektur wird nach Beschaffung der noch fehlenden bipolaren Stromversorgungen für die Korrekturspulen möglich sein.

3.2 Umladung und Gleichgewichtsladungszustand

Zur Reduktion der magnetischen Steifigkeit verwendet man möglichst hochgeladene Ionen. Zur Erhöhung der anfangs niedrigen Ladungszustände werden Gasstrahlen oder auch dünne Folien eingesetzt. Beim Durchgang durch diese Gasstrahlen oder Folien werden zusätzliche Elektronen von den zu beschleunigenden Ionen abgestreift. Durch mehrfache Stöße mit Atomen und sukzessivem Elektronenverlust bzw. -einfang nehmen die Ionen einen Gleichgewichtsladungszustand \bar{q} an. Als empirische Näherungsformel für ein dünnes Target (Gas) findet man in [18]:

$$\bar{q} \approx Z \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{\beta}{\alpha \cdot Z^{0,67}}\right) \right], \quad (3.4)$$

wobei Z die Kernladungszahl des Projektilions und α die Feinstrukturkonstante ist. Dabei wird angenommen, dass die Bohr-Geschwindigkeit der Elektronen in der Hülle in der gleichen Größenordnung wie die Geschwindigkeit des Projektils liegt, was maximale Wechselwirkung mit den Targetatomen erlaubt.

Beim Umladen von Ionen mittels dünner Folien ist der erzeugte Ladungszustand hinter dem Target höher als durch (3.4) angegeben. Dies ist dadurch begründet, dass ein Ion durch weitere Stöße im Festkörper während seiner Relaxationszeit weiter angeregt werden kann. Verlässt es das Target, kann es daher in kurzer Zeit mehrere Auger-Elektronen emittieren.

Vor dem SIS18 befinden sich mehrere Einrichtungen zur Umladung im Strahlengang: Ein Gasstrahl vor dem Alvarez-Abschnitt im UNILAC bei einer Energie von 1,4 MeV/u und eine Umladungsfolie hinter dem UNILAC im TK bei einer Energie von üblicherweise 11,4 MeV/u. Jeder Umladungsvorgang ist prinzipiell verlustbehaftet, da neben dem erwünschten auch viele andere, benachbarte Ladungszustände erzeugt werden. Die Effizienz für den Gasstrahl liegt bei ca. 15 % für U^{4+} bis zu 90 % bei Ne^{1+} . Für die Umladungsfolie und $U^{28+} \rightarrow U^{73+}$ bei einer Energie von 11,4 MeV/u beträgt die Effizienz ca. 12 % [33].

Daraus ergeben sich verschiedene bevorzugte Ladungszustände für den Betrieb des Synchrotrons: Der mittlere Ladungszustand (z.B. U^{28+}), erzeugt durch den Gasstrahl und der hohe Ladungszustand (z.B. U^{73+}), erzeugt durch den zusätzlichem Einsatz der Umladungsfolie, siehe Tabelle 3. Man erkennt, dass für die mittleren Ladungszustände bereits bei der Injektionsenergie des SIS18 von 11,4 MeV/u die Wahrscheinlichkeit für Elektronenverlust deutlich größer ist als für einen Elektroneneinfang. Bei den schließlich im

SIS100 erreichten Energien ist die Wahrscheinlichkeit für einen Elektroneneinfang vernachlässigbar klein und die durch Umladung verursachten Strahlverluste werden durch Elektronenverlust dominiert.

Tabelle 3: Gleichgewichts-Ladungszustände verschiedener Ionen im Restgas nach (3.4) im Vergleich zu den typischen Betriebsladungszuständen bei SIS18-Injektion, -Extraktion und SIS100-Extraktion. Die Angaben in Klammern bezeichnen die Strahlenergie in GeV/u.

Ion	typische Betriebsladung q / e	Gleichgewichtsladung \bar{q} / e (Energie / GeV/u)		
		SIS18 Injektion	SIS18 Extraktion	SIS100 Extraktion
$^{20}_{10}\text{Ne}$	7+	10+ (0,0114)	10+ (1,22)	10+ (9,50)
	10+	10+ (0,0114)	10+ (1,99)	10+ (13,95)
$^{40}_{18}\text{Ar}$	10+	17+ (0,0114)	18+ (0,75)	18+ (6,63)
	18+	17+ (0,0114)	18+ (1,76)	18+ (12,60)
$^{58}_{28}\text{Ni}$	14+	25+ (0,0114)	28+ (0,69)	28+ (6,27)
	26+	25+ (0,0114)	28+ (1,72)	28+ (12,37)
$^{84}_{36}\text{Kr}$	16+	31+ (0,0114)	36+ (0,49)	36+ (4,87)
	34+	31+ (0,0114)	36+ (1,65)	36+ (11,99)
$^{132}_{54}\text{Xe}$	21+	42+ (0,0114)	54+ (0,36)	54+ (3,95)
	48+	42+ (0,0114)	54+ (1,31)	54+ (10,06)
$^{181}_{73}\text{Ta}$	24+	51+ (0,0114)	72+ (0,26)	73+ (3,15)
	61+	51+ (0,0114)	73+ (1,17)	73+ (9,21)
$^{197}_{79}\text{Au}$	24+	54+ (0,0114)	78+ (0,22)	79+ (2,83)
	64+	54+ (0,0114)	79+ (1,11)	79+ (8,85)
$^{238}_{92}\text{U}$	28+	59+ (0,0114)	90+ (0,20)	92+ (2,71)
	73+	59+ (0,0114)	92+ (1,02)	92+ (8,30)

Die höchsten Teilchenströme werden mit dem Ladungszustand ohne Umladungsfolie erreicht, die höchsten Energien jedoch aufgrund der geringeren magnetischen Steifigkeit mit hohen Ladungszuständen. Bei hohen Energien nehmen die Wirkungsquerschnitte für Umladung im Restgas generell ab, wie in Kap. 4.1.1 gezeigt wird. Die durch Umladung im Restgas verursachten Teilchenverluste betreffen demnach nur Ionen mittlerer Ladungszustände bei mittleren Energien (einige MeV/u).

3.3 Schlussfolgerung

Zur Erhöhung der Teilchenzahl in Synchrotrons bei gegebener Injektionsenergie ist es erforderlich, den Ladungszustand der Ionen zu verringern. Ein niedriger Ladungszustand führt jedoch zu erhöhten Umladungsraten der Ionen und einem stärker dynamischen Vakuumverhalten. Da die umgeladenen Ionen genau berechenbaren Trajektorien folgen, lässt sich eine Verteilung der häufigsten Auftrefforte berechnen, was bereits ausführlich vom Autor in [34] beschrieben wurde. Mit einer geeigneten Gitterstruktur wie dem SIS18 und SIS100 erscheint es sinnvoll, an den Stellen im Synchrotron mit den größten Verlusten spezielle Kollimatorsysteme zu installieren. Diese können bei korrekter Auslegung den durch ionenstimulierte Desorption (siehe Kap. 4.2.2) resultierenden Druckanstieg deutlich reduzieren und somit das dynamische Vakuum stabilisieren.

Zur quantitativen Analyse der Wirksamkeit eines solchen Systems benötigt man zunächst ein Verständnis der Prozesse, die der Dynamik des Restgasdrucks zugrunde liegen. Dies wird im folgenden Kapitel mit der Entwicklung einer Theorie des dynamischen Vakuums gegeben, bevor in Kap. 5 auf die genaue mechanische Konstruktion und Wirkungsweise des Kollimatorsystems eingegangen wird.

4 Theorie des dynamischen Vakuumdrucks und der Strahllebensdauer

In der klassischen Berechnung der Strahllebensdauer in Teilchenbeschleunigern wird i.A. ein statischer Restgasdruck und -zusammensetzung im Beschleuniger angenommen, was zu einer einfachen exponentiellen Abnahme der Teilchenzahl mit der Zeit führt. Diese Annahme ist für kleine Teilchenzahlen gültig; bei großen Teilchenzahlen treten allerdings dynamische Effekte auf, welche den Restgasdruck und -zusammensetzung während des Zyklus deutlich verändern. Zur zeitaufgelösten Berechnung der Strahlverluste muss daher der sich dynamisch ändernde Restgasdruck berücksichtigt werden. Wichtig sind hierbei:

- Zyklusverlauf (Injektionsart, zeitabhängiger Energieverlauf)
- Systematische Strahlverluste (z.B. Injektions-, HF-Einfangs-, Resonanz- und Extraktionsverluste)
- Ionisations- und Elektronen-Einfangquerschnitte für Projektil und Target und den daraus resultierenden Ladungszuständen
- Effizienz des Kollimatorsystems für jeden erzeugten Ladungszustand (falls vorhanden)
- Einfache Coulomb-Streuung der Strahlionen an Restgas-Atomen
- Anfängliche Restgaszusammensetzung
- Realistische Saugleistung des UHV Systems für jede Restgassorte
- Effektiver (für den Strahl sichtbarer) Desorptionskoeffizient für verlorene Ionen und Annahmen für die Zusammensetzung des desorbierten Gases
- Energieabhängigkeit der Kollimationseffizienz und der Wirkungsquerschnitte
- Effektive Desorptionsrate des Kollimatorsystems

Im Folgenden werden die für diese Arbeit wichtigen Strahlverlust-Mechanismen detailliert diskutiert und daraus eine Theorie zur Berechnung des dynamischen Vakuumdrucks abgeleitet. Zusätzliche Prozesse, welche einen für diese Arbeit vernachlässigbaren Einfluss haben, sind der Übersichtlichkeit halber im Anhang (Kap. 8.1) aufgeführt und werden in die Berechnungen mit einbezogen.

4.1 Strahlverlustprozesse in Ringbeschleunigern

Die Teilchenzahl eines Ionenstrahls im Vakuum eines Beschleunigers kann durch die in Abbildung 8 dargestellten Prozesse reduziert werden. Der für diese Arbeit wichtigste Prozess ist der direkte Umladungsprozess. Andere, durch Stöße mit Restgasatomen verursachte Prozesse spielen eine untergeordnete Rolle, wie bereits in [34] gezeigt wurde. Ein Auftreffen eines hochenergetischen Teilchens an der Vakuumkammer ist über den Prozess der ionenstimulierten Desorption stets mit einem Druckanstieg verbunden, wie in Kap. 4.2.2 gezeigt wird.

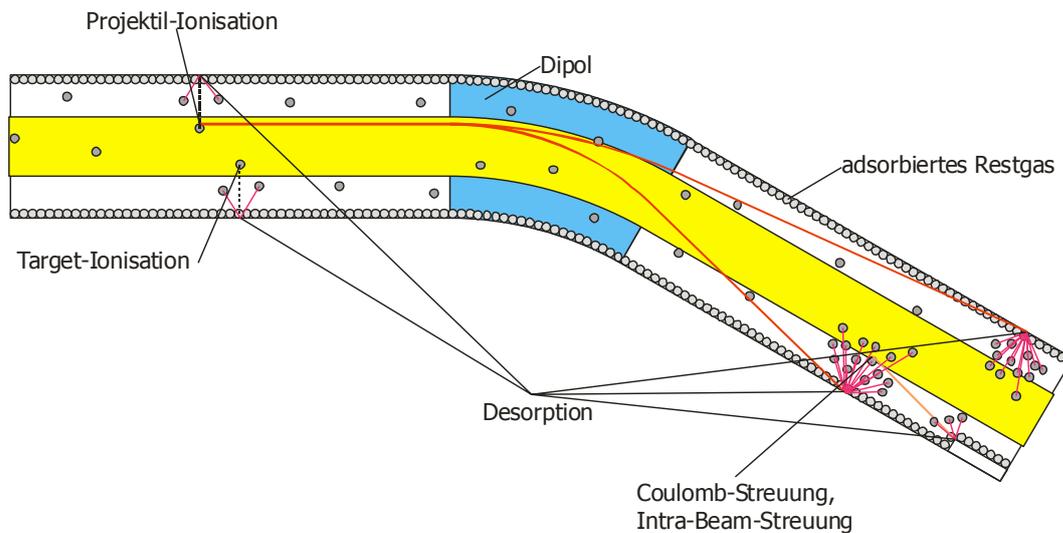


Abbildung 8: Verlustprozesse eines Ionenstrahls im Restgas eines Beschleunigers. In Cyan: Dipolfeld. In Gelb: Ionenstrahl. In Rot: Umgeladene Ionen.

Im weiteren Verlauf wird die Systematik verschiedener Verlustprozesse detailliert beschrieben. Darüber hinausgehende Prozesse wie z.B. resonanzbedingtes Emittanzwachstum werden als systematische Verluste im Rahmen einer realitätsnahen Zyklusbeschreibung zusammengefasst.

4.1.1 Umladung der Strahlionen am Restgas

Die schnellen und schweren Strahlionen in einem Synchrotron werden durch Kollision mit Restgaspartikeln, welche in guter Näherung als ruhend angenommen werden können, umgeladen. Diese Umladung kann sowohl als Elektronenverlust oder -einfang geschehen. Bevorzugt laden sich die Ionen in Richtung ihres Gleichgewichtsladungszustandes im durchquerten Medium (siehe Kap. 3.2) um. Im Folgenden wird zwischen dem Elektroneneinfang und dem Elektronenverlust unterschieden.

4.1.1.1 Elektroneneinfang

Beim Stoß mit einem Restgaspartikel R kann sich das Projektil I ein oder mehrere Elektronen von diesem einfangen. Der vollständige Prozess lautet:



wobei q der Ladungszustand des Ions und $n \in \mathbb{N}$, $n \leq \min(Z_R, Z - q)$ mit der Kernladungszahl Z_R des Restgasatoms R ist. Das durch den Prozess erzeugte ionisierte Restgasmolekül wird ähnlich wie bei der Target-Ionisation (siehe Kap. 4.2.5) durch das Strahlpotential gegen die Wand beschleunigt und sorgt dort ebenso wie das umgeladene Projektil über ionenstimulierte Desorption (siehe Kap. 4.2.4) für einen Druckanstieg.

Für den Prozess des Elektroneneinfangs sind im typischen Energiebereich moderner Beschleuniger (MeV/u...GeV/u) experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitte für einige Ionensorten verfügbar. Darüber hinaus lässt sich Schlachters empirische Formel zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte [35] für den Einfang eines einzelnen Elektrons für viele Ionenarten anwenden:

$$\tilde{\sigma} = \frac{1,1 \cdot 10^{-8}}{\tilde{E}^{4,8}} [1 - \exp(-0,037 \cdot \tilde{E}^{2,2})] \cdot [1 - \exp(-2,44 \cdot 10^{-5} \cdot \tilde{E}^{2,6})], \quad (4.2)$$

wobei $\tilde{\sigma}$ der reduzierte Wirkungsquerschnitt und \tilde{E} die reduzierte Energie ist:

$$\tilde{\sigma} = \sigma \frac{Z_t^{1,8}}{q^{0,5}}, \quad \tilde{E} = \frac{E}{Z_t^{1,25} \cdot q^{0,7}}, \quad (4.3)$$

mit der Kernladungszahl des Targets Z_t , der Ladung des Projektils q , der Energie des Projektils E in keV/u und dem Wirkungsquerschnitt für Elektroneneinfang σ in cm^2/Atom . Die Formel wurde für Energien von 0,3 bis 8,5 MeV/u verifiziert und ist gültig für $10 < \tilde{E} \leq 1000$ und $3 \leq q \leq 59$. Andere Formeln zur Berechnung von Elektroneneinfangs-Wirkungsquerschnitten, z.B. der CAPTURE Code [36] zeigen eine gute Übereinstimmung der Wirkungsquerschnitte mit (4.2) [37].

Exemplarisch ist in Abbildung 9 der Wirkungsquerschnitt für Elektroneneinfang von U^{28+} nach (4.2) dargestellt. Speziell für schwere Targets wie Argon sind Abweichungen zu experimentell gemessenen Daten von mehr als einer Größenordnung festzustellen [38]. Trotz dieser Abweichungen wird (4.2) für diese Arbeit verwendet, da sie den qualitativen Verlauf der Wirkungsquerschnitte als Funktion der Energie gut wiedergibt; Der schnelle

Abfall des Querschnitts für steigende Energien sorgt überdies dafür, dass die Bedeutung des Elektroneneinfangs sich auf eine kurze Zeit nach der Injektion beschränkt.

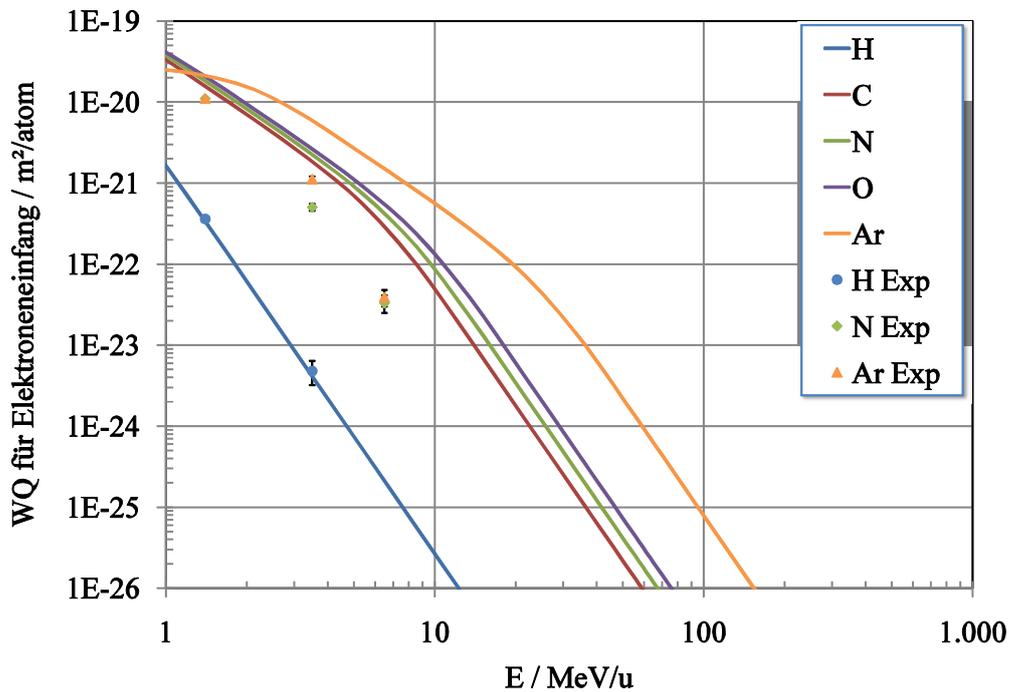
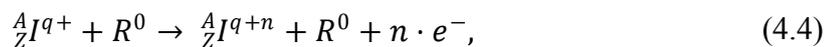


Abbildung 9: Wirkungsquerschnitte für Elektroneneinfang von U^{28+} im Restgas nach (4.2). Die experimentellen Daten wurden gemessen von Franzke (1,4 MeV/u, [39]) und Texas A&M (3,5 und 6,5 MeV/u, [40]).

4.1.1.2 Elektronenverlust

Beim Stoß mit einem Restgaspartikel R kann das Projektil I ein oder mehrere Elektronen verlieren (Ionisation). Der vollständige Prozess lautet:



wobei $n \in \mathbb{N}$ und $n \leq Z_I - q$ mit der Kernladungszahl Z_I des Ions. Der Ionisationsprozess kann sowohl ein- als auch mehrstufig erfolgen: Der Stoß des hochenergetischen Projektils mit dem Restgasatom kann zum sofortigen Verlust des Elektrons oder zu einer Anhebung des Elektrons in einen höheren Energiezustand erfolgen. Dieses Elektron kann daraufhin monoenergetisch als Auger-Elektron emittiert werden (innere Konversion).



Für den Elektronenverlust gibt es im Gegensatz zum Elektroneneinfang z. Zt. keine empirische Formel, welche die Wirkungsquerschnitte hinreichend genau beschreibt. Im Bereich hoher Energien (>50 MeV/u) existieren ebenfalls nur unzureichende Messdaten. Um die Unsicherheiten der Simulationen (s.u.) und deren Vorhersagen für höhere Ener-

gien einzugrenzen, wurden für U^{28+} umfangreiche experimentelle Untersuchungen an der GSI von G. Weber und T. Stöhlker durchgeführt [41]. Im Rahmen dieser Untersuchungen wurden Umladungsquerschnitte für H_2 und N_2 mit Hilfe des Überschall-Gas-Jets im ESR für Energien von bis zu 50 MeV/u bestimmt. Die Maximalenergie im ESR ist durch dessen magnetische Steifigkeit von 10 Tm beschränkt, dies entspricht bei U^{28+} ca. 64 MeV/u. Aufgrund der geringen Impulsakzeptanz des ESR war es nicht möglich, einzelne Umladungskanäle voneinander zu trennen; es gelang ausschließlich, totale Umladungsquerschnitte zu bestimmen.

Für höhere, nicht relativistische Energien bis zu 100 MeV/u hat Olson Wirkungsquerschnitte für Ein- und Mehrfachionisation für U^{10+} [42] und U^{28+} [40] mittels einer n-CTMC (Classical Trajectory Monte Carlo)-Methode berechnet, welche in der Größenordnung von $10^{-20} \dots 10^{-24}$ m²/Atom liegen. Über den nichtrelativistischen Bereich hinaus hat Shevelko erstmals mittels des relativistischen LOSS-R-Codes [43] totale Ionisationsquerschnitte für Ar^{10+} , Au^{26+} , Au^{31+} , Pb^{27+} , Pb^{54+} , Ta^{24+} , U^{26+} , U^{28+} , U^{31+} , U^{41+} und U^{73+} berechnet, siehe [44] und Abbildung 11...Abbildung 14. Ein Vergleich der Simulationsprogramme LOSS-R und HERION ist in [45] gegeben.

Der n-CTMC-Ansatz erlaubt die Aufspaltung der Wirkungsquerschnitte nach den einzelnen Ionisationszuständen (1-fache, 2-fache, n-fache Umladung), wohingegen der LOSS-R-Code nur die totalen Umladungsquerschnitte liefert. Ein Vergleich der totalen Elektronenverlust-Querschnitte beider Codes und experimentellen Daten ist in Abbildung 10 dargestellt. Man erkennt, dass die von Shevelko berechneten Wirkungsquerschnitte den experimentell gewonnenen Daten mit Ausnahme von Argon deutlich besser folgen als die von Olson; deshalb werden sie in allen in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen zu Grunde gelegt (vergleiche dazu auch Kap. 0). Die Abweichung für Argon ist bis dato nicht klar. Für die mit Hilfe des LOSS-R-Codes berechneten Wirkungsquerschnitte wird eine Unsicherheit von ± 30 % angegeben [37].

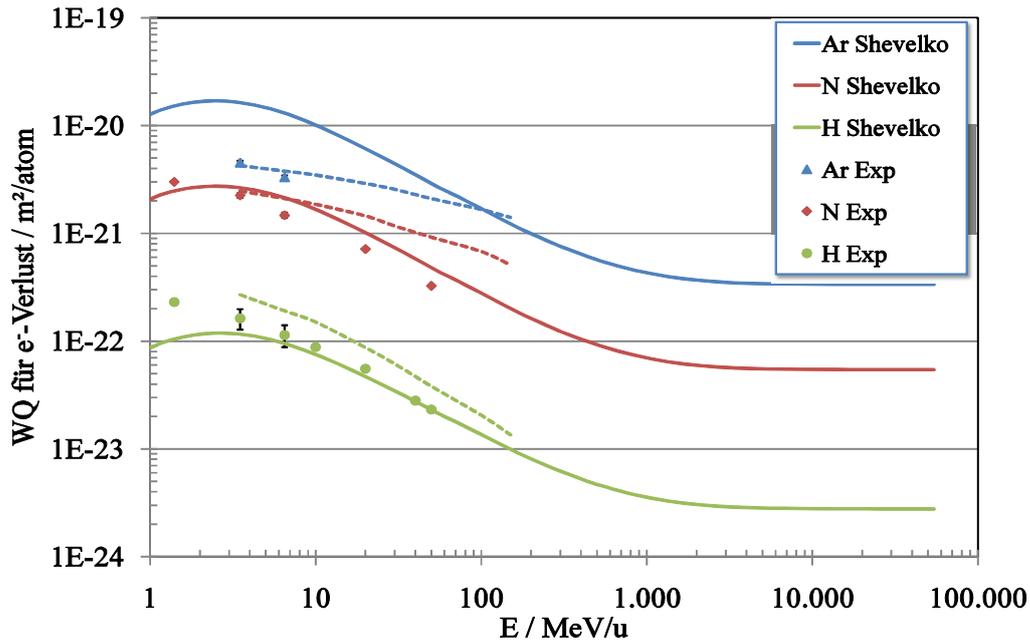


Abbildung 10: Vergleich der von Olson (gestrichelt) und Shevelko (durchgezogen) berechneten Wirkungsquerschnitte für Umladung von U^{28+} . Die experimentellen Daten stammen von Franzke (1,4 MeV/u, [39]), Texas A&M (3,5 und 6,5 MeV/u, [40]), die übrigen von G. Weber [41].

In Abbildung 11 sind mit Hilfe des relativistischen LOSS-R-Codes berechnete, totale Wirkungsquerschnitte für Umladung der Strahlionen durch im Restgas des Beschleunigers häufig vorkommende Atome dargestellt (EC: Einfacher Elektroneneinfang nach (4.2), Verlust: Totaler Elektronen-Verlustquerschnitt nach Shevelko [44]). Man erkennt, dass für U^{28+} bei SIS18-Injektionsenergie Elektroneneinfang (EC) nur eine untergeordnete Rolle spielt. Der Abfall der Wirkungsquerschnitte mit der Energie ist für den Elektroneneinfang deutlich steiler als für den Elektronenverlust. Für U^{73+} hingegen (siehe Abbildung 12) bleibt EC bis ca. 70 MeV/u der dominierende Prozess mit Wirkungsquerschnitten, die 1-2 Größenordnungen unterhalb derjenigen von U^{28+} liegen. Die gemessenen Lebensdauern von U^{73+} sind dementsprechend höher (siehe Kap. 4.6.2, Abbildung 29).

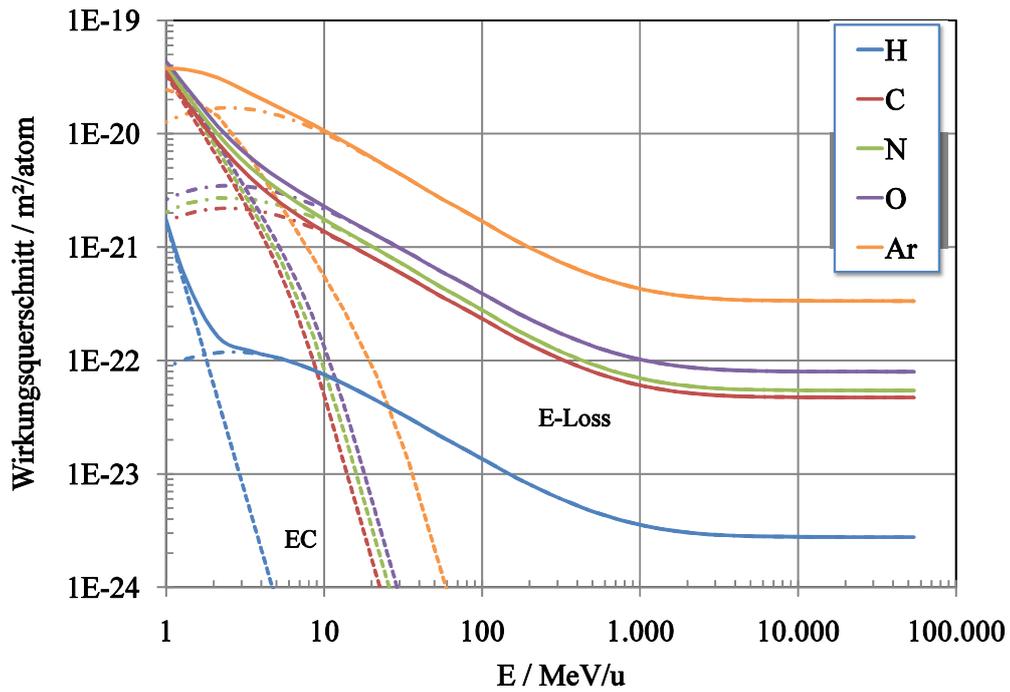


Abbildung 11: Berechnete Wirkungsquerschnitte für Umladung von U^{28+} im Restgas. Gestrichelt: Elektroneneinfang nach (4.2), strichpunktliert: Elektronenverlust nach Shevelko.

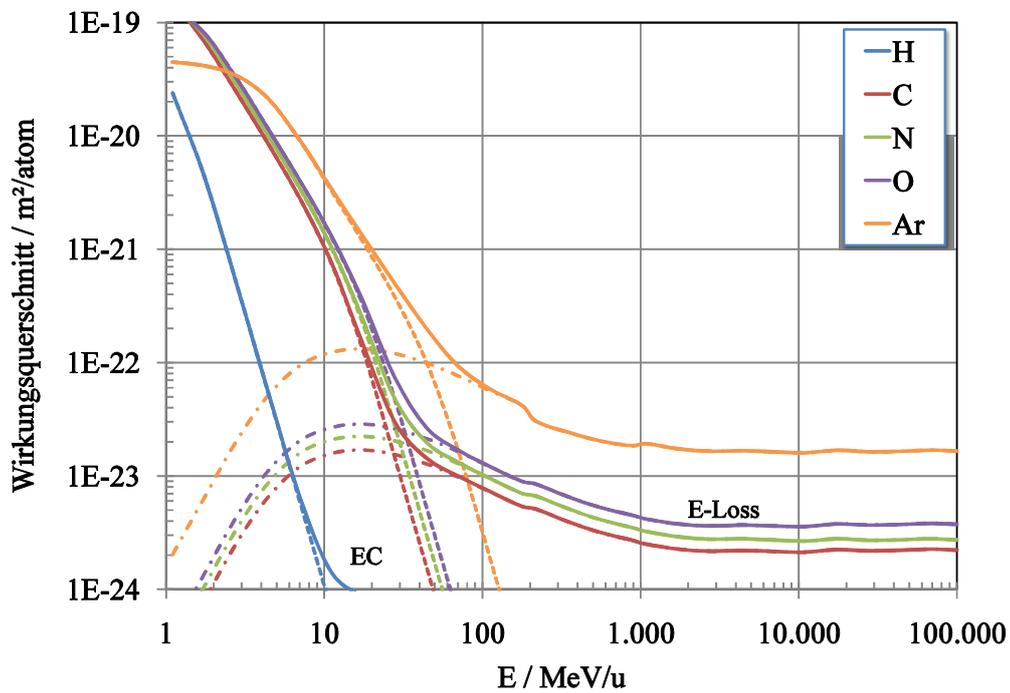


Abbildung 12: Berechnete Wirkungsquerschnitte für Umladung von U^{73+} im Restgas. Gestrichelt: Elektroneneinfang nach (4.2), strichpunktliert: Elektronenverlust nach Shevelko.

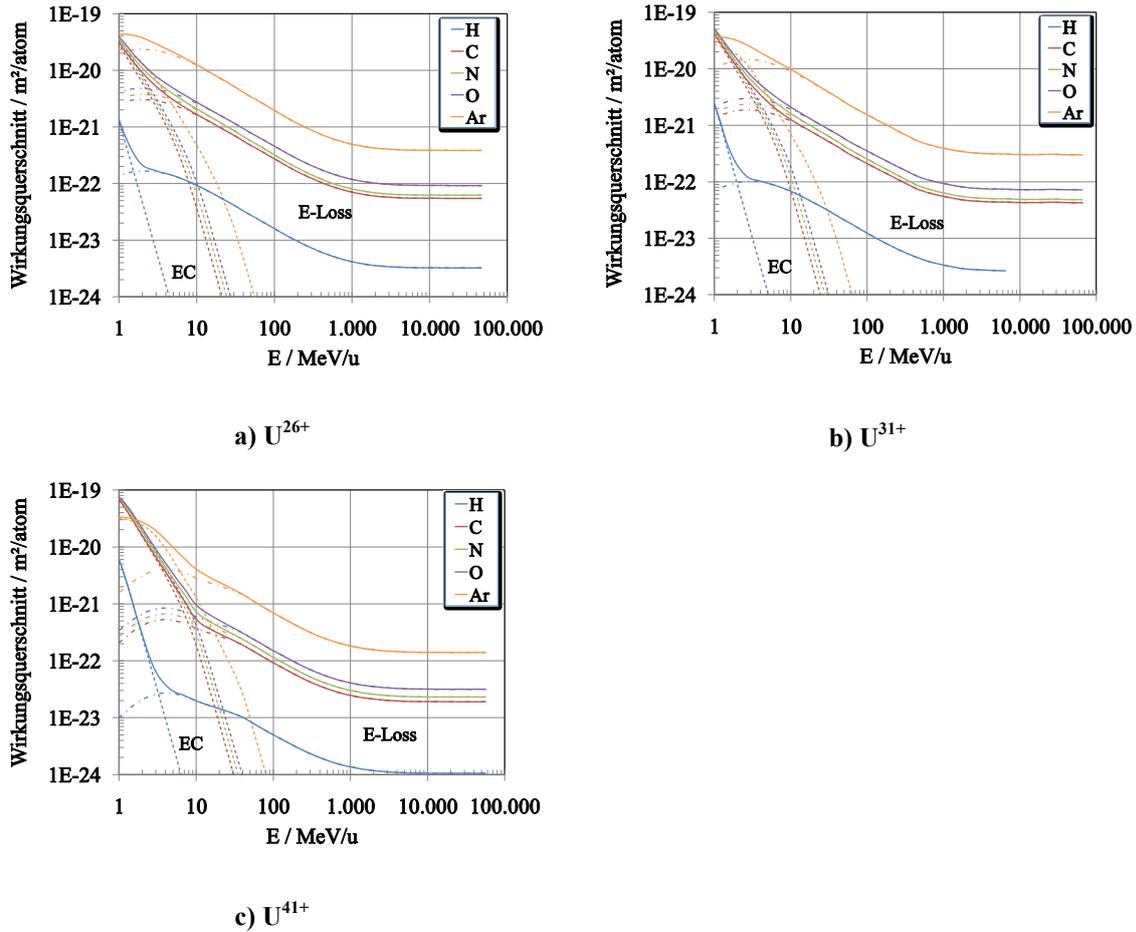


Abbildung 13: Wirkungsquerschnitte für Umladung von Uran im Restgas. Gestrichelt: Elektronenein- fang nach Schlachter, strichpunktirt: Elektronenverlust nach Shevelko.

Bei leichteren, ebenfalls teilgeladenen Ionen, z.B. Ar^{10+} , ist der Elektronenverlust ebenfalls bei kleinen Energien dominant, aber die Wirkungsquerschnitte sind deutlich geringer, wie man aus Abbildung 14 a) erkennen kann. Das erklärt den bei Maschinenex- perimenten im SIS18 beobachteten Druckanstieg für Ar^{10+} -Hochstrom-Betrieb mit gleichzeitig recht geringen Strahlverlusten [46].

Die ähnliche Form des Ionisationsquerschnitt-Verlaufs legt nahe, dass eine Nähe- rungsformel die Wirkungsquerschnitte aller Ionenarten beschreiben kann [37]. Generell lässt sich feststellen: Je schwerer und weniger geladen ein Ion ist, desto größer sind seine Umladungsquerschnitte für Ionisation.

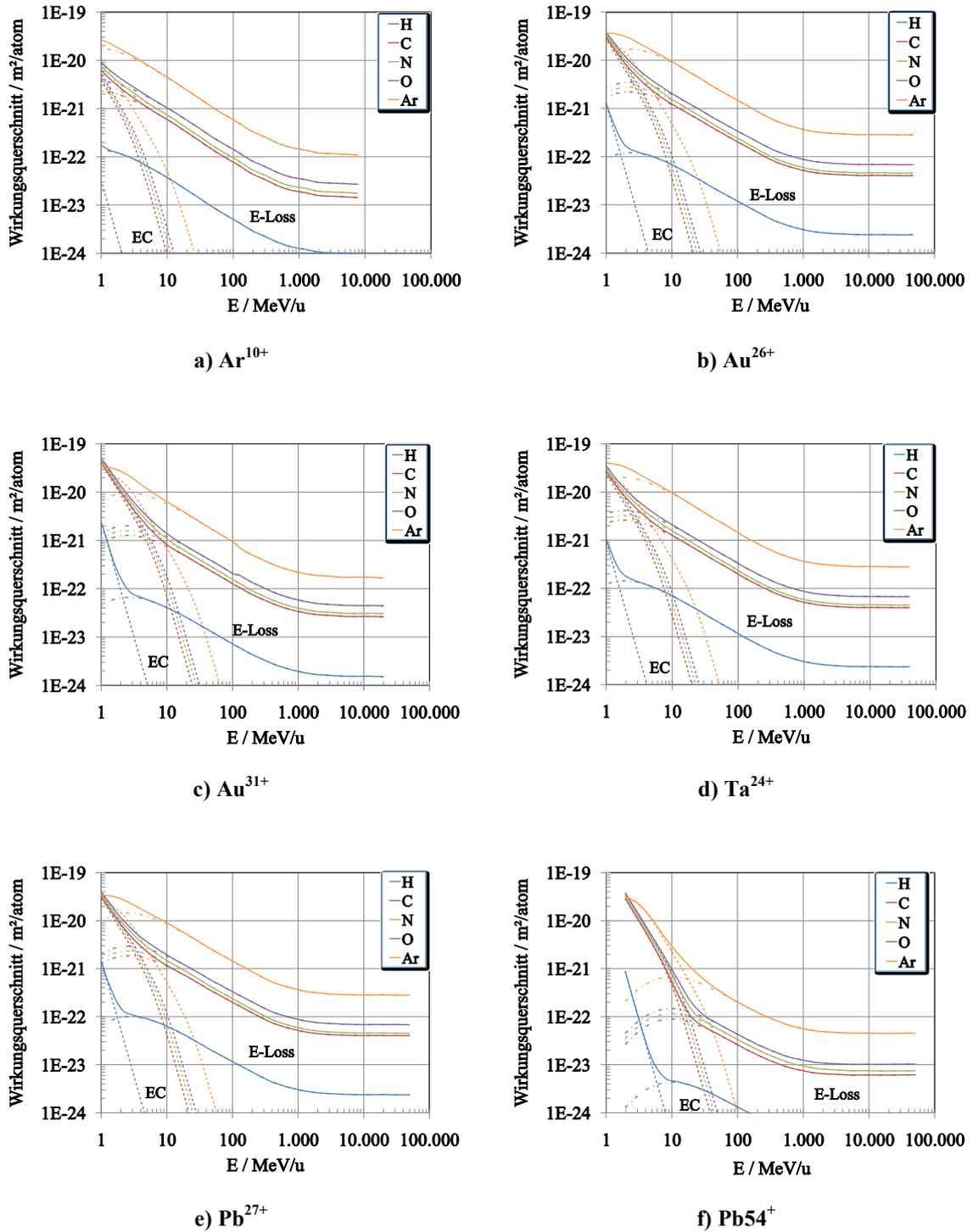


Abbildung 14: Wirkungsquerschnitte für Umladung von Argon, Gold, Tantal und Blei im Restgas.
 Gestrichelt: Elektroneneinfang, strichpunktirt: Elektronenverlust.

Zur Berechnung der Wirksamkeit eines Kollimationssystems benötigt man die Wirkungsquerschnitte für jeden einzelnen Umladungskanal (1-, 2-, n-fache Umladung, siehe Kap. 5). Die Aufspaltung der mittels des LOSS-R-Codes berechneten Umladungsquerschnitte in einzelne Umladungskanäle kann z.B. durch die von Olson gemessenen bzw. berechneten Verhältnisse aus [40] erfolgen, wobei die Verhältnisse für C und O mittels eines Polynoms dritter Ordnung als Funktion der Kernladungszahl aus den vorhandenen Daten interpoliert wurden [47]. Aus den Verhältnissen p lässt sich eine mittlere Umladung

$$mq := \sum_{i=1}^n p_i \cdot i \quad (4.6)$$

bis zum n-fachen Elektronenverlust berechnen. Für praktische Belange im Beschleuniger kann man die Verhältnisse für Umladungen $i \geq 6$ zusammenfassen. Derart umgeladene Ionen weisen eine so große m/q -Abweichung vom Referenzion auf, dass sie auf jeden Fall verloren gehen. Bei Definition gemäß $p_6 = \sum_{i=6}^n p_i \cdot i$ müssen in der späteren Berechnung nur die Umladungsquerschnitte bis $i = 6$ berücksichtigt werden. In Abbildung 15 ist die mittlere Umladung für U^{28+} dargestellt. Man erkennt, dass schwere Restgasbestandteile wie z.B. Argon gerade bei niedrigen Energien für große Ladungsänderungen sorgen.

Zur Verbesserung der Strahllebensdauer und auch der Kollimierbarkeit der Umladungsverluste sollte demnach der Anteil an Gasen mit hoher Kernladungszahl möglichst gering sein. Das Edelgas Argon z.B. wird u.a. durch Filamente der UHV-Messgeräte, welche durch Argon-Glühentladung gereinigt wurden, in das Restgas von Beschleunigern eingebracht [48]. Durch den Einsatz anderer Filamente kann der Argon-Anteil reduziert werden.

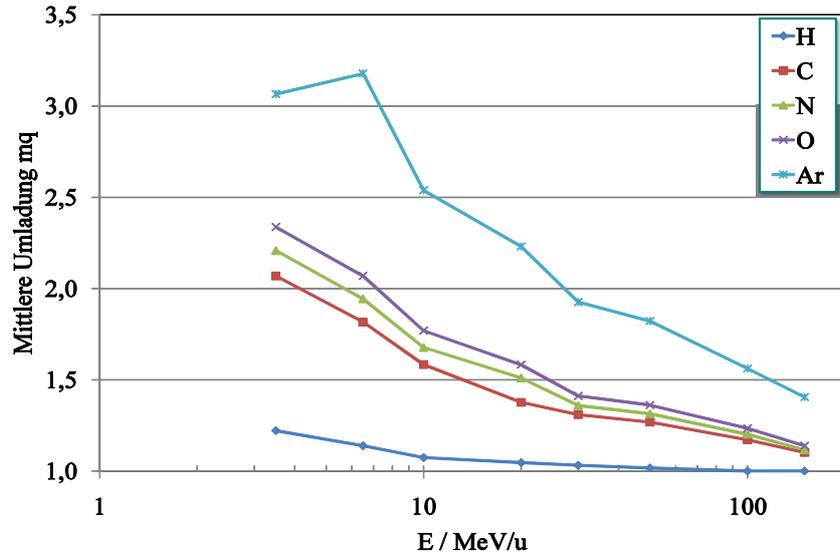
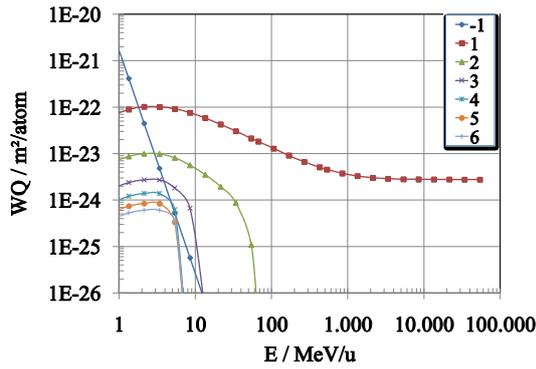


Abbildung 15: Mittlere Umladung von U^{28+} , berechnet nach (4.6) als Funktion der Energie aus den Daten von Olson [40].

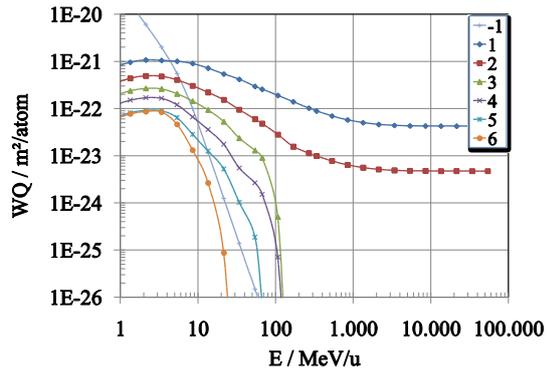
Durch die o.a. Skalierung erhält man für die einzelnen Umladungskanäle Wirkungsquerschnitte, wie in Abbildung 16 gezeigt. Da die Olson-Daten nur von $E = 3,5 \dots 150$ MeV/u reichen, werden die Umladungsverhältnisse bei niedrigeren/höheren Energien als konstant angenommen. Dies liefert dann eine Abschätzung für den ungünstigsten Fall. Mittels der nun bekannten Wirkungsquerschnitte lässt sich die totale Umladungsrate des Ionenstrahls Γ_{PI} berechnen:

$$\Gamma_{PI} = \beta \cdot c \cdot \sum_i n_i \cdot \sigma_i(E, q), \quad (4.7)$$

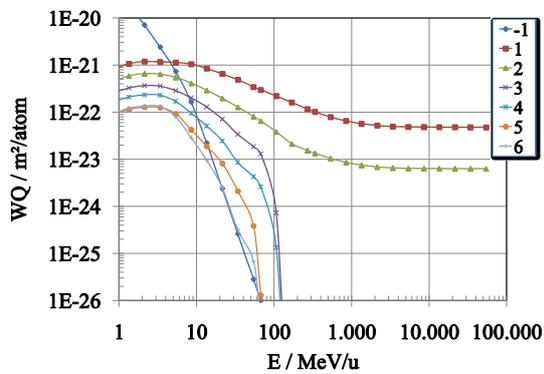
wobei β der relativistische Faktor, c die Lichtgeschwindigkeit, n die Teilchendichten der Restgaskomponenten, E die Projektilenergie und q der Ladungszustand des Projektilions ist. Für die korrekte Behandlung der Mehrfachionisation muss (4.7) je Umladungskanal (d.h. 1...n-fache Umladung) jeweils einmal angewandt werden, wobei die σ_i dann durch die entsprechenden Wirkungsquerschnitte für den betrachteten Prozess ersetzt werden. Diese Berechnung ist dann gültig, wenn die Wahrscheinlichkeit eines Ions für mehrere sukzessive Umladungsprozesse in der gewählten Integrationszeit (siehe Kap. 4.4) verschwindend gering ist.



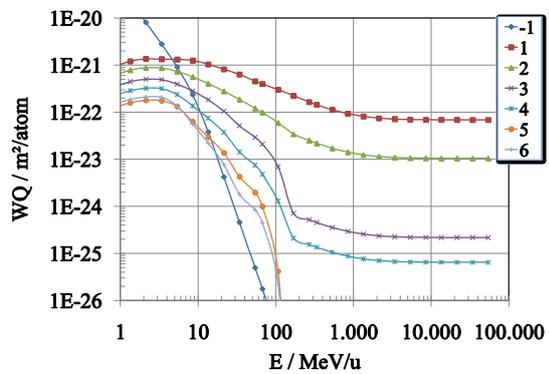
a) H



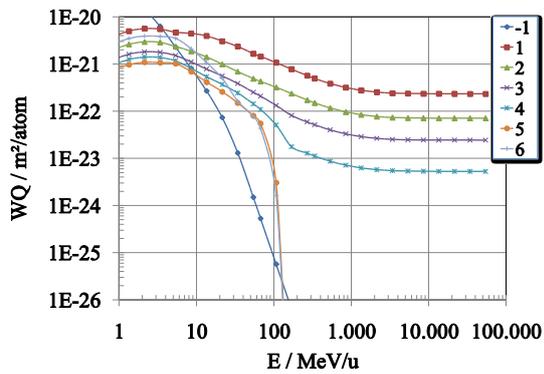
b) C



c) N



d) O



e) Ar

Abbildung 16: Umladungsquerschnitte von U^{28+} am Restgas, aufgeteilt nach der Anzahl verlorener Elektronen.

Die bei diesem Prozess erzeugten freien Elektronen können elektronenstimulierte Desorption (siehe Kap. 4.2.2) hervorrufen. Entscheidend ist aber, dass die umgeladenen Projektile in Magnetfeldern anderen Trajektorien als die Referenzpartikel folgen und

beim Aufprall auf das Strahlrohr ionenstimulierte Desorption verursachen. Die Abweichung des m/q -Verhältnisses vom ursprünglichen Ion ist gegeben durch

$$\Delta = 1 - \frac{q_0}{q_1}. \quad (4.8)$$

Die Impulsänderung des Projektils durch den Elektronenverlust selbst beträgt nur einige wenige eV (je nach Ionisationspotential und Massenverhältnis des Ions und Elektrons) und wird daher vernachlässigt.

4.1.2 Systematische Strahlverluste

In einem Teilchenbeschleuniger kann es stets zu systematischen, d.h. unvermeidlichen Strahlverlusten kommen. Durch geeignete Maschinenentwicklungsprogramme können diese isoliert und verringert werden. Im Folgenden werden einige wichtige systematische Verluste, die charakteristisch für das SIS18 sind, und deren Einfluss auf das dynamische Vakuum dargestellt.

4.1.2.1 Injektionsverluste

Die im SIS18 verwendete multi-turn-Injektion (MTI) ist stets verlustbehaftet, da es bei diesem Prozess unvermeidbar ist, dass ein bereits gefüllter Teil des Phasenraums erneut gefüllt wird. Dies ist besonders bei großen Emittanzen des injizierten UNILAC-Strahls der Fall und reduziert den möglichen Intensitätsgewinn. Darüber hinaus kann es durch Fehleinstellungen der Injektionsparameter zu erhöhten Strahlverlusten kommen. Diese sind mit Hilfe des im Betrieb verwendeten langsamen Strahltransformators (DTL) nicht zu erkennen. Die Verluste finden innerhalb der ersten wenigen Umläufe (μs) im Beschleuniger statt, das DTL-Programm tastet aber nur im ms-Bereich ab. Bei Verwendung der Oszilloskope kann die Injektion exakt eingestellt werden, siehe Abbildung 17. Die systematischen Injektionsverluste sind im Allgemeinen eine Funktion der Vorbeschleuniger-Emittanz ϵ , der Injektionsdauer t_{inj} und der Bump-Parameter:

$$\Gamma_{inj} = \theta(t - t_{inj}) \cdot f(\epsilon, A_{bump}, \Delta t_{bump}) \quad (4.9)$$

Da die Emittanz des Vorbeschleunigers im Regelbetrieb nicht gemessen wird und die Abhängigkeit der Injektionsverluste von den übrigen Parametern nicht eindeutig bekannt ist, sind die Injektionsverluste für die folgenden theoretischen Betrachtungen ein Fit-Parameter im Bereich von 1...40%. Sie sorgen im SIS18 für einen recht großen, stark lokalisierten Druckanstieg im Transferkanal-Abschnitt TK9 und der Injektions-Sektion S12 (Druckanstieg um mehr als eine Größenordnung beobachtet) und der darauf folgen-

den Sektion S01. Der durch die Injektionsverluste verursachte Druckanstieg ist ein Auslöser für die Projektil-Ionisation. Die Injektionsverluste im SIS18 werden auf der Rückseite des Injektionsseptums vermutet, siehe auch Abbildung 54. Eine detaillierte Untersuchung dieser Verluste mit dem Ziel der Verringerung bzw. Verlagerung in den TK ist geplant.

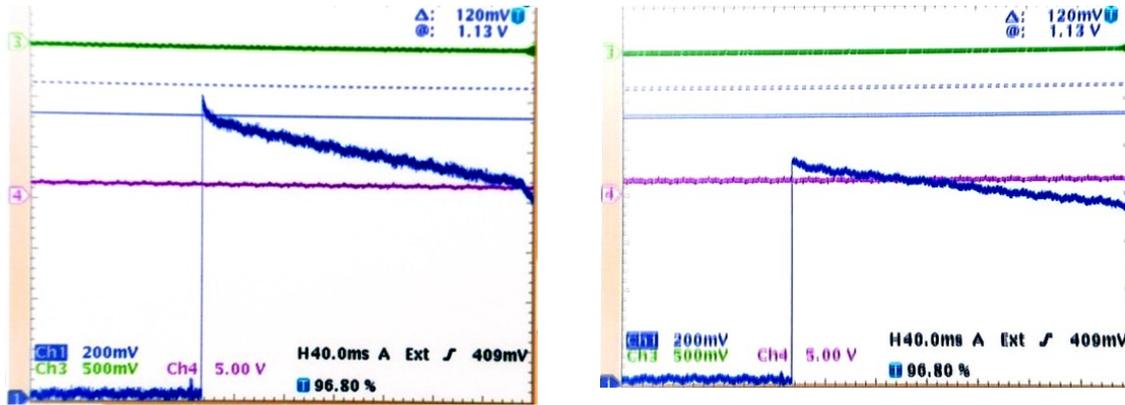


Abbildung 17: Injektionsverluste in den ersten ms nach Injektion, sichtbar auf dem langsamen Strahltransformator S09DT_ML (blaue Spur). Links vor Optimierung der Injektionsverluste, rechts danach.

Das Isotopenverhältnis des verwendeten Quellenmaterials hat keine Auswirkungen auf die Injektionsverluste, wie sich leicht zeigen lässt: Für das verwendete, abgereicherte Uran gilt eine Zusammensetzung, wie in Tabelle 4 angegeben. Die m/q -Abweichung des häufigsten Isotops ^{235}U gegenüber ^{238}U beträgt

$$\Delta = 1 - \frac{m_1}{m_0} = 1 - \frac{235}{238} = 1,26\%. \quad (4.10)$$

Der UNILAC-Poststripperkanal hat zwar eine Impulsakzeptanz von ca. 10 % [49], aber die Dipole im Transferkanal trennen die unerwünschten Isotope bereits vor der Injektion in das SIS18 vom Referenzstrahl.

Wäre dies nicht der Fall, so würde das Isotop ^{235}U direkt nach Injektion in das SIS18 vom umlaufenden Strahl getrennt werden, da seine m/q -Abweichung vom Referenzion nicht in die Impulsakzeptanz des SIS18 von 0,35 % (siehe Kap. 2) passt.

Tabelle 4: Isotopenverhältnis von natürlich vorkommendem und abgereichertem Uran, aus [50].

Isotop	Anteil / %	
	natürlich	abgereichert
^{238}U	99,27	99,799
^{235}U	0,72	0,2
^{234}U	0,0055	0,001

4.1.2.2 HF-Einfangsverluste

Bei zu geringer Spannung der Beschleunigungs-Kavitäten (HF) wird die Phasenraum-Fläche des Beschleunigungs-Potentials im Synchrotron zu klein. Bei schnellem, nicht adiabatischem HF-Einfang können Ionen aus dem Potential entweichen [51]. Diese wandern zu Beginn der Beschleunigung in Richtung Ring-Innenseite und treffen dort mehr oder weniger verteilt auf akzeptanzbegrenzende Bauteile. Nach Erreichen einer Energie von

$$E_{HF-Ende} = E_{inj} \cdot \left(1 + 2 \cdot \frac{\Delta E}{E} \Big|_{acc} \right), \quad (4.11)$$

wobei $\Delta E/E_{acc}$ die Energieakzeptanz und E_{inj} die Injektionsenergie des Beschleunigers ist, sind alle nicht in einem Bucket eingefangenen Teilchen verloren gegangen. Für die theoretische Beschreibung beträgt die HF-Einfangsverlustrate

$$\Gamma_{HF} = \theta(t - t_{Rampstart}) \cdot \theta(-t + t(E_{HF-Ende})) \cdot V_{HF} \quad (4.12)$$

mit der HF-Einfangsineffizienz V_{HF} . Bei kleinen Teilchenzahlen ist $V_{HF} \approx 0\%$, bei größeren Teilchenzahlen oder falsch eingestellter Energie im SIS18 wurden schon mehr als 80 % beobachtet.

4.1.2.3 Tracking-Fehler

Verläuft die Frequenzrampe der Beschleunigungs-Kavitäten (HF) asynchron zum Magnetfeld der Dipole, so wandert der komplette Strahl innerhalb des Beschleunigers radial, was bei einer ausreichend großen Emittanz bzw. Ablage des Strahls vom idealen Orbit ebenfalls zu Strahlverlusten an akzeptanzbegrenzenden Einbauten führt, siehe Abbildung 18. Dieser Effekt macht sich bei kleinen Verrundungszeiten (Anstiegszeit bis zur nominalen Ramprate der Magnete) und hohen Rampratzen deutlicher bemerkbar. Ebenfalls möglich ist ein zeitlicher Offset der Dipolfelder relativ zu den Quadrupolfeldern, wobei dieser Fehler bei maximalem \dot{B}/B am größten wird.

Eine Möglichkeit zur Reduktion dieser Verluste ist die präzise Einstellung des HF- und Magnetfeld-Timings anhand schneller, zeitabhängiger Positionsmessung des Strahls mittels der im SIS18 verfügbaren kapazitiven Pickup-Sonden.

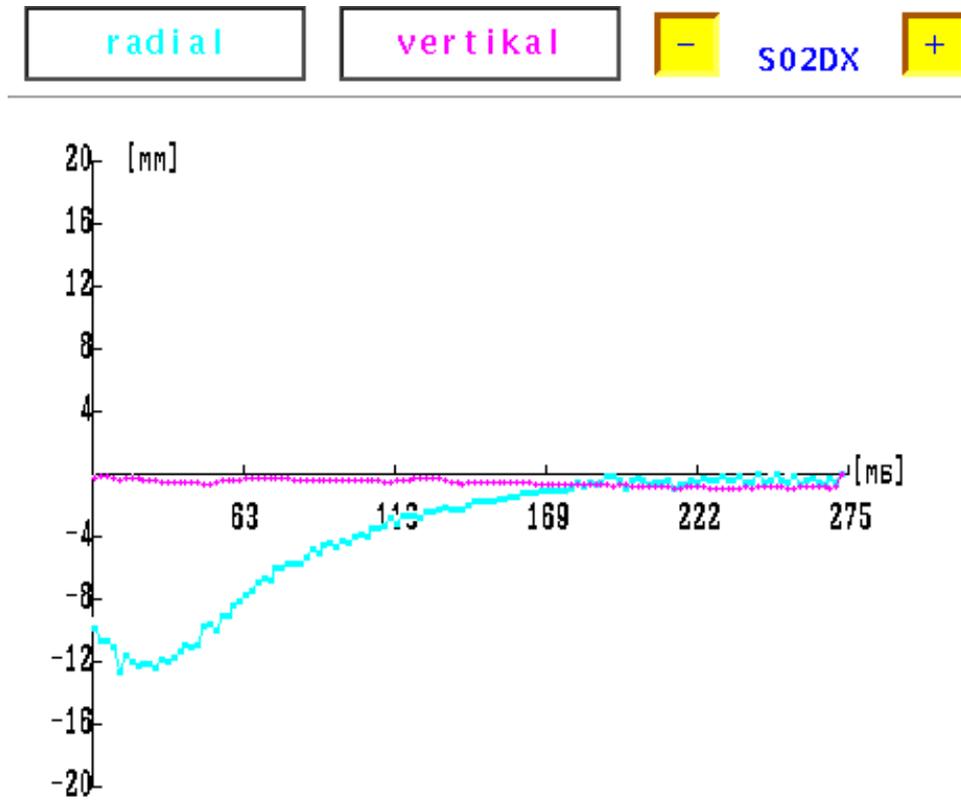


Abbildung 18: Radialbewegung (in cyan) während des Beschleunigungs-Anfangs im SIS18, gemessen von der Positionsonde in S11.

Auf eine ausführliche Betrachtung der Tracking-Fehler wird an dieser Stelle verzichtet. Die beobachteten Verluste können im Rahmen der „HF-Einfangsverluste“ modelliert werden, da sie zeitgleich mit diesen stattfinden.

4.1.3 Zusammenfassung

Die oben angeführten Strahlverlustprozesse haben für die betrachteten Ionensorten stark unterschiedliche Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Energie. Die totale Teilchenverlustrate für sämtliche diskutierte Effekte beträgt:

$$\begin{aligned} \Gamma(n_i, \beta, \epsilon, t) = & \sum_i [\Gamma_{CS}(n_i, \beta, \epsilon) + \Gamma_{PI}(n_i, \beta)] + \Gamma_{RZ}(\beta) \\ & + \Gamma_{IBS}(\beta, \epsilon, t) + \Gamma_{inj}(t) + \Gamma_{HF}(t), \end{aligned} \quad (4.13)$$

wobei n_i die Teilchendichte des Restgases, β der relativistische Faktor und ϵ die Strahlemittanz ist. Die zusätzlichen Effekte Γ_{CS} (Coulomb-Scattering), Γ_{RZ} (Radioaktiver Zerfall), Γ_{IBS} (Intra-Beam-Scattering) sind im Anhang, Kap. 8.1 aufgeführt. Somit lässt sich die zeitabhängige Teilchenzahl als Summe über alle durch Restgaskomponenten verursachten Verluste berechnen zu:

$$\begin{aligned} \dot{N} = -N \cdot & \left[\sum_i [\Gamma_{CS}(n_i, \beta, \epsilon) + \Gamma_{PI}(n_i, \beta)] + \Gamma_{RZ}(\beta) \right. \\ & \left. + \Gamma_{IBS}(\beta, \epsilon, t) + \Gamma_{inj}(t) + \Gamma_{HF}(t) \right] \end{aligned} \quad (4.14)$$

Bei konstanten Restgas-Teilchendichten ist diese Gleichung zumindest abschnittsweise mit einer Exponentialfunktion zu lösen, bei variabler, durch Desorption veränderter Teilchendichte allerdings ist die Betrachtung deutlich schwieriger. Eine geschlossene analytische Darstellung ist dann nicht mehr möglich; es müssen stattdessen numerische Methoden zur Lösung verwendet werden (siehe Kap. 4.4).

4.2 Druckerhöhende Prozesse

Alle in Kap. 4.1 angegebenen Prozesse sorgen durch die im Folgenden beschriebenen Desorptionsprozesse für eine Erhöhung des Restgasdruckes innerhalb des Beschleunigers. Zusätzlich sorgt die Target-Ionisation als Prozess ohne direkt nachweisbaren Strahlverlust für einen zusätzlichen Druckanstieg.

4.2.1 Desorption

Als Desorption bezeichnet man die Ablösung von an einer Oberfläche gebundenen Teilchen. Dies können sowohl Atome als auch Moleküle sein. Jedes Auftreffen von schnellen Teilchen N_V auf diese Oberfläche kann diese Moleküle ablösen, was dann als stimulierte Desorption bezeichnet wird. Die Desorptionsrate η ist definiert als das Verhältnis der Zahl desorbierter Teilchen N_D pro Zahl der auftreffenden Teilchen N_I :

$$\eta := \frac{N_D}{N_I}. \quad (4.15)$$

Die Änderung der Teilchendichte im Vakuum eines beliebigen Rezipienten lässt sich somit ausdrücken zu

$$\dot{n}_i = N_V \cdot \eta_i(E, \alpha) + \dot{n}_{i,A}(T) - \dot{n}_{i,P}(n_i, T), \quad (4.16)$$

wobei η_i die Energie- und winkelabhängige Desorptionsrate, $\dot{n}_{i,A}$ die thermische Ausgasrate und $\dot{n}_{i,P}$ die Druck- und temperaturabhängige Änderung der Teilchendichte durch Pumpen für den betrachteten Restgasbestandteil darstellt. Im Folgenden werden zunächst drei Desorptionsarten unterschieden: Ionenstimulierte, thermische und elektronenstimulierte Desorption.

4.2.2 Ionenstimulierte Desorption

Trifft ein hochenergetisches Ion auf einen Festkörper, so dringt es abhängig von seiner Energie E und seinem elektronischen Energieverlust dE/dx mehr oder weniger weit in diesen ein, siehe Abbildung 19. In verschiedenen Experimenten konnte eine Abhängigkeit der Desorptionsrate vom anfänglichen elektronischen Energieverlust nachgewiesen werden. Die direkte Wechselwirkung des Ions mit dem Festkörper alleine genügt jedoch nicht, um das Phänomen der sehr großen gemessenen Desorptionsraten zu erklären. Es könnten nur Moleküle in der unmittelbaren Umgebung des Auftreffortes abgelöst werden.

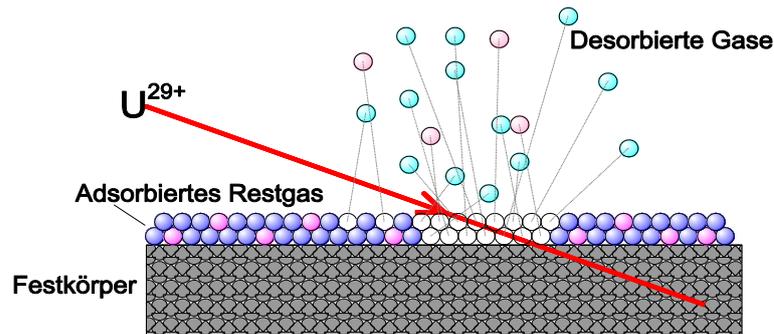


Abbildung 19: Aufprall eines umgeladenen Strahlions auf die Strahlrohrwand

Eine umfassende, quantitative Theorie zur ionenstimulierten Desorption sowie deren experimentelle Bestätigung ist in der Arbeit von M. Bender [52] zusammengefasst. In dieser Theorie koppelt das Ion seine Energie an die Elektronen im Festkörper aus. Die Elektronen wiederum können im Festkörper Phononen erzeugen. Überschreitet die durch Phononen ausgekoppelte und zu den adsorbierten Atomen/Molekülen transportierte Energie die Bindungsenergie bzw. van-der-Waals-Energie, so werden diese desorbiert, siehe Abbildung 19 und 20.

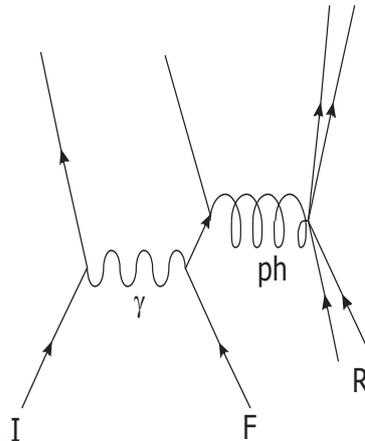


Abbildung 20: Ionenstimulierte Desorption durch Phononenanregung im Festkörper. I: Einschlagendes Ion, F: Festkörperatom, R: Restgasatome.

Die Desorptionsrate ist i.A. eine Funktion des Auftreffwinkels ϑ des Ions:

$$\eta = f\left(E, \frac{dE}{dx}, \vartheta\right). \quad (4.17)$$

Es wurde beobachtet, dass ein senkrechter Einfall des Ions zu den niedrigsten Desorptionsraten führt. Des Weiteren wurde eine quadratische Abhängigkeit der Desorptionsrate vom anfänglichen elektronischen Energieverlust dE/dx im Festkörper beobachtet, siehe [53; 54; 55; 56]. Für den Fall von auf Kupfertargets auftreffenden Uranprojekti-

len ist der mittels ATIMA [57] berechnete dE/dx -Verlauf in Abbildung 21 dargestellt. Für das SIS18 liegt die Injektionsenergie bei 11,4 MeV/u. Bei dieser Energie sind der elektronische Energieverlust dE/dx und somit auch die ionenstimulierte Desorptionsrate maximal.

Für niedrige Projektilenergien und senkrechten Einfall (typisch für durch Targetionisation erzeugte schnelle Restgasteilchen) ist die Desorptionsrate meist gering und bewegt sich in der Größenordnung $\eta_{\perp}(E \sim \text{keV}) = 1 \dots 10$ Moleküle/Ion [13; 58]. In diesem Fall ist die Desorption ein reiner Oberflächeneffekt, da die Reichweite von Ionen im keV-Bereich nur wenige nm beträgt.

Für höhere Energien und streifenden Einfall wurden hingegen deutlich größere Desorptionsraten gemessen, die in der Größenordnung $\eta_{\perp}(E > \text{MeV}) = 10^2 \dots 10^6$ Mol./Ion liegen [59; 60; 16; 17; 61; 62]. Die Reichweite hochenergetischer Ionen beträgt im MeV-Bereich etliche μm , bei leichteren Fragmenten bis zu mehreren mm, siehe Abbildung 22. Aus Abbildung 21 erkennt man, dass bei streifendem Einfall der sog. Bragg-Peak mit maximalem Energieverlust dicht an der Oberfläche zu liegen kommt, was dort adsorbierte Moleküle leichter ablöst als bei senkrechtem Einfall. Zusätzlich wird ein Teil der Projektile an der Oberfläche in Vorwärtsrichtung gestreut und kann weitere Desorptionsprozesse auslösen. Der senkrechte, hochenergetische Einfall liegt mit seinen gemessenen Desorptionsraten bei $\eta_{\perp}(E > \text{MeV}) \approx 25 \dots 1.200$ Moleküle/Ion [52].

Eine detaillierte Untersuchung des Effekts wurde von M. Bender und H. Kollmus am ERDA-Teststand [63] der GSI durchgeführt. Eine quantitative Erklärung der Messungen findet sich in der Arbeit von M. Bender [52]. Das darin verwendete Thermal-Spike-Modell koppelt den Energieverlust des Ions mit den Gitterphononen des Festkörpers, welche dann letztlich zur Ablösung der auf seiner Oberfläche adsorbierten Moleküle führen.

Die in [52] gemessene Zusammensetzung der von einer Edelstahl-Oberfläche desorbierten Gase ist in Tabelle 5 wiedergegeben. Die Desorptions-Spektren unterscheiden sich demnach stark von der Zusammensetzung von normaler Luft. Zu beachten ist hierbei, dass sich CO und N₂ im Spektrum eines UHV-Massenspektrometers nur durch das Auftreten der Masse 14 (Stickstoff) unterscheiden lassen. Die Erhöhung des Spektrums bei Masse 28 stellt eine Überlagerung aus CO und N₂ dar, die Masse 14 tritt nur auf, wenn Stickstoff vorhanden ist.

Tabelle 5: Bestandteile von Luft und von Desorptionsgasen (aus [52]). * je nach Luftfeuchte

Molekül	Masse / u	Anteil in Luft / %	Anteil in des.-Gas / %
H ₂	2	0	18,1
N ₂	28	78,084	2,3
O ₂	32	20,942	8,5
Ar	40	0,934	
CO ₂	44	0,038	13,6
H ₂ O *	18	0 ... 4	
CO	28	0	45,2
CH ₄	16	0	9,0

Eingelagerte Luftfeuchtigkeit tritt in den beobachteten Desorptions-Spektren als H₂ auf. Weiterhin findet man CO und CO₂ als Verbindung aus der an der Metalloberfläche gebildeten Oxidschicht und Kohlenstoff aus dem Metall selbst.

4.2.2.1.1 Reichweite von Ionen in Materie

Hochenergetische Ionen können tief in Materie eindringen. Ihr elektronischer Energieverlust dE/dx , welcher auf der Wechselwirkung mit Targetelektronen beruht, kann mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel beschrieben werden. In der Formulierung von Fano [64] lautet diese:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4 \cdot \pi \cdot r_0^2 \cdot m_e \cdot c^2 \cdot Z_T \cdot Z_P^2 \cdot e \cdot N_A \cdot \rho_T \cdot 10^{14}}{A_T \cdot \beta^2} \cdot \left[\ln(2 \cdot m_e \cdot c^2 \cdot \gamma \cdot \beta^2) - \beta^2 - \ln(\langle I \rangle) - \frac{C}{Z_T} - \frac{\delta}{2} \right], \quad (4.18)$$

wobei Z_T die Ladungszahl, ρ_T die Dichte, A_T die Massenzahl des Target-Atoms ist. Der Parameter $\langle I \rangle$ beschreibt die gemittelte Anregungsenergie pro Elektron, C/Z_T ist die Schalenkorrektur und $\delta/2$ die Dichtekorrektur. Für schwere Ionen ergibt sich der in Abbildung 21 dargestellte typische dE/dx -Verlauf mit dem Bragg-Peak bei $\beta = 0,15$, der bei SIS18-Injektion typischen Ionengeschwindigkeit.

Unter der Annahme, dass die ionenstimulierte Desorptionsrate tatsächlich einem $(dE/dx)^2$ -Gesetz folgt, ergeben sich für die Injektionsenergie von Uran im SIS18 daher zwei Extreme: Maximale Desorptionsrate und gleichzeitig maximale Umladungsquerschnitte.

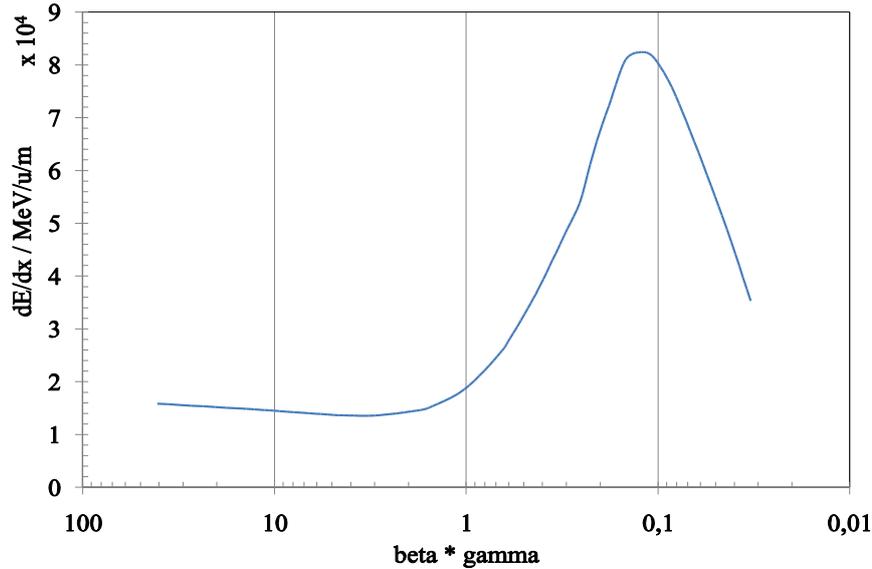


Abbildung 21: Energieverlust von ^{238}U in Kupfer als Funktion der relativistischen Geschwindigkeit, berechnet mit ATIMA [57].

Die Reichweite R lässt sich nun mittels Integration über die Eintrittsenergie E_0 des Projektils berechnen zu

$$R(E_0) = - \int_0^{E_0} \frac{dE}{dx}. \quad (4.19)$$

Darüber hinaus liefert bei niedrigen Geschwindigkeiten auch der Atomkern einen Beitrag zum Energieverlust. Ein bekanntes Programm zur Berechnung von Reichweiten schwerer Ionen in Materie ist SRIM [65]. Es berechnet die Reichweiten aufgrund der Bethe-Formel bis max. 10 GeV/u, da die I, C und δ -Parameter aus experimentellen Daten gefittet wurden, die bis dato nur bis zu dieser Energie vorlagen. Das an der GSI entwickelte Programm ATIMA [57] hingegen erlaubt die Berechnung bis max. 450 GeV/u, wobei verschiedene Parameter an die am FRS (Fragmentseparator der GSI) ermittelten experimentellen Daten gefittet wurden. Abbildung 22 verdeutlicht, dass es mit üblichen, UHV-tauglichen Absorber-Materialien schwierig ist, leichte Ionen bei Energien von über 100 MeV/u zu stoppen. Schwere Projektile wie Uran würden bei 2,7 GeV/u zwar bereits nach ca. 50 mm gestoppt, die dabei erzeugten Fragmente weisen aber wieder eine deutlich größere Reichweite auf, was deren Absorption schwierig macht. Bei hohen Energien ist eine Kombination aus Materialien mit großer Kernladungszahl und nachfolgender kleiner Kernladungszahl, z.B. Kohlenstoff, zu bevorzugen. Kleine Kernladungszahlen des Targets verringern die Neutronenproduktion.

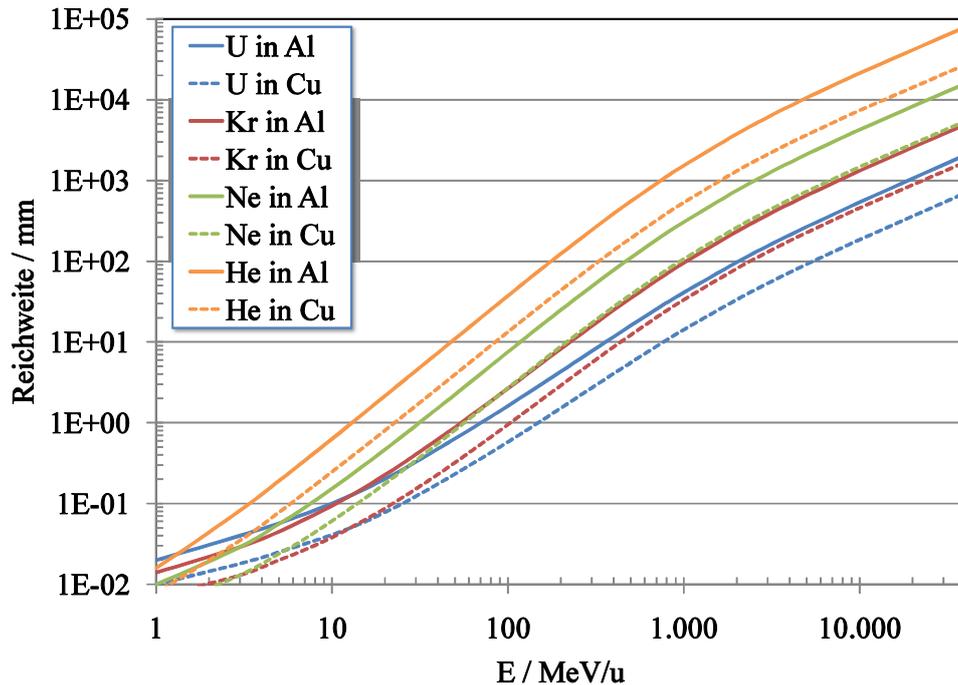


Abbildung 22: Reichweiten von schnellen Ionen in Aluminium und Kupfer, berechnet mit ATIMA [57].

4.2.3 Thermische Desorption

Thermische Desorption tritt bei allen Festkörpern und Flüssigkeiten auf, da diese einen (temperaturabhängigen) Gleichgewichtsgasdruck besitzen. Dieser bestimmt die flächenspezifische Ausgasrate $\dot{n}_{i,A}(T)$, welche im stationären Fall von den Vakuumpumpen zu bewältigen ist. In Tabelle 6 sind die Ausgasraten der in Teilchenbeschleunigern typischerweise verwendeten Materialien angegeben. Je nach Behandlung, Reinigung und Ausheizvorgängen der Oberfläche kann die Ausgasrate jedoch stark schwanken.

Durch Ausheizen der verwendeten Vakuumapparaturen bei 200...300 °C erreicht man eine Erhöhung der thermischen Desorptionsrate (speziell Wasser). Nach dem Abkühlen resultiert eine Verringerung der ursprünglichen Ausgasrate um zwei bis drei Größenordnungen. Aus diesem Grund werden insbesondere konventionelle (d.h. nicht supra-leitenden) Schwerionenbeschleuniger ausgeheizt, so auch das SIS18 mit einer Ausheiztemperatur von bis zu 300 °C.

Die thermische Desorptionsrate lässt sich über den im Beschleuniger erreichten Gleichgewichts-Partialdruck p_i und dessen effektive Saugleistung $S_{eff,i}$ abschätzen:

$$Q_i = p_i \cdot S_{eff,i}, \quad (4.20)$$

woraus man mittels

$$\dot{n}_{i,A} = \frac{Q_i}{V \cdot k_B \cdot T} \quad (4.21)$$

die zeitliche Änderung der Teilchendichte durch thermische Desorption (und nicht davon zu unterscheidenden Lecks) gewinnt.

Tabelle 6: Spezifische Ausgasraten Q_A von Metallen. Die Ausgasrate für das SIS18 wurde anhand des gemessenen Gleichgewichts-Gasdruckes berechnet.

Material	Q_A / mbar l/(s·cm ²)
Aluminium	$5 \cdot 10^{-14} \dots 1 \cdot 10^{-8}$
Edelstahl	$4 \cdot 10^{-12} \dots 2 \cdot 10^{-8}$
Edelstahl, ausgeheizt	$< 5 \cdot 10^{-13}$
SIS18, ausgeheizt	$2,9 \cdot 10^{-12}$

4.2.4 Elektronenstimulierte Desorption

Treffen hochenergetische Elektronen auf einen Festkörper, so können sie dort weitere Elektronen und auch adsorbierte Moleküle aus dem Material herausschlagen. Die Energie der Elektronen wird hauptsächlich durch das die Elektronen beschleunigende Strahlpotential bestimmt und liegt in der Größenordnung einiger eV...keV. Die dabei verursachte Sekundärelektronenrate liegt in der Größenordnung von $\eta_{e^-e^-} \approx 0 \dots 3$ [66], die Desorptionsrate in der Größenordnung von $\eta_{e^-} \approx 0 \dots 0,001$ [67].

Ein druckerhöhender Effekt durch elektronenstimulierte Desorption tritt vor allem durch Elektronenvervielfachung und darauffolgenden Strahlverlust auf, wie z.B. am RHIC beobachtet [62; 20]. Dies ist der Fall, wenn die Länge der Teilchenpakete im Beschleuniger kurz im Vergleich zur Beschleunigerlänge ist. Im Falle des SIS18 spielt Elektronenvervielfachung aufgrund der großen Ionenpaketlänge daher keine Rolle.

4.2.5 Desorption durch ionisiertes Restgas (Target-Ionisation)

Die praktisch ruhenden Restgasmoleküle können durch Kollision mit schnellen und schweren Strahlionen ionisiert werden. Durch das Strahlpotential, welches (je nach Teilchenstrom) im Bereich einiger kV liegt, werden die ionisierten Moleküle in Richtung der Vakuumkammer beschleunigt und treffen unter nahezu senkrechtem Winkel auf. Wirkungsquerschnitte für diesen Prozess sind seit vielen Jahren bekannt und gegeben durch die Bethe-Formel aus [68]:

$$\sigma_B = \frac{4 \cdot \pi \cdot a_0^2 \cdot \alpha^2}{\beta^2} \cdot \left[M_i^2 \cdot \left(\ln \left(\frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \right) - \beta^2 \right) + C_i + \frac{\gamma_i \cdot \alpha^2}{\beta^2} \right], \quad (4.22)$$

wobei a_0 der klassische Bohr'sche Atomradius und α die Feinstrukturkonstante ist. M_i , C_i und γ_i sind targetspezifische Parameter, welche in [68] empirisch ermittelt wurden. Gleichung (4.22) ist unabhängig von der Projektilladung und –Masse. Das Vorzeichen der Ladung ist nur bei Projektilenergien kleiner als ~ 2 MeV/u wichtig (dann hat man es mit einer Kollision von ganzen Atomen und nicht mehr mit einer Coulomb-Kollision der Targetelektronen mit dem Projektil zu tun) und wird daher vernachlässigt. Für Projektile mit einer Ladung $q > 1e$ fand Gillespie [69] eine Skalierung für die Wirkungsquerschnitte gemäß

$$\sigma_{TI} = q^2 \cdot \exp \left(- \frac{\lambda \cdot |q| \cdot \alpha^2}{\beta^2} \right) \cdot \sigma_B, \quad (4.23)$$

wobei λ wieder ein empirisch bestimmter targetspezifischer Parameter ist. Für übliche Vakuumkomponenten sind diese Parameter im Anhang, Tabelle 23 aufgeführt. Die Ionisationsrate des Restgases ist somit gegeben durch

$$\Gamma_{TI}(n_i, \beta) = \beta \cdot c \cdot \sum_i n_i \cdot \sigma_{TI,i}(q, \beta). \quad (4.24)$$

4.3 Vakuumerzeugung und Pumpen

Um Teilchenbeschleuniger zu evakuieren, existieren verschiedene Methoden; diejenigen, welche für den UHV-Bereich relevant sind, werden im Folgenden kurz beschrieben. Die aus der Verteilung der Pumpen resultierenden Druck- und Saugleistungsverhältnisse in einem Beschleuniger werden anschließend diskutiert. Zur Erzielung stabiler Druckverhältnisse muss das UHV-System nicht nur in der Lage sein, einen niedrigen Druck herzustellen, sondern auch die zuvor beschriebene, durch Desorption verursachte Gaslast zu beseitigen.

4.3.1 Konventionelle Vakuumpumpen

Konventionelle Drehschieber-, Membran- oder Wälzpumpen sind für den UHV-Bereich nicht tauglich. Einzig Turbomolekularpumpen (TMP) erreichen Enddrücke von bis zu 10^{-9} mbar. Um auf Drücke von 10^{-11} mbar und weniger zu kommen, müssen Pumpen nach dem Ionenzerstäuber-Prinzip (IZP) oder auch Titan-Sublimationspumpen (TSP) zum Einsatz kommen.

IZP's basieren auf der Ionisation der Restgasmoleküle, welche dann mittels Hochspannung auf eine Kathode beschleunigt werden um dort Gettermaterial (meist Titan) herauszuschlagen. Dieses Material bleibt an der Behälterwand haften und kann dort seine Getterwirkung entfalten oder aber auch Restgasmoleküle unter sich „begraben“ (Implantation). Das typische Saugvermögen von IZP's liegt bei einigen 20 l/s für N_2 und hat ein Maximum um ca. $10^{-6} \dots 10^{-7}$ mbar. Bei 10^{-11} mbar sinkt es auf ~ 10 l/s.

TSP's binden Restgasmoleküle durch Chemisorption an einer reaktiven Titan-Schicht. Diese kann zur Regeneration über eine beheizbare Wendel von Zeit zu Zeit neu aufgebracht werden. Typische Saugleistungen betragen 1000 l/s bei 10^{-10} mbar für N_2 . Chemisch nicht reaktive Gase werden nicht gebunden. Ab ca. $\frac{1}{2}$ Monolage adsorbiertes Gas auf der Oberfläche sinkt die Saugleistung ab und das Titan muss erneut aufgedampft werden. Ein Nachteil aller konventionellen Pumpen ist, dass die Saugleistung nur lokal zur Verfügung steht und durch den Vakuumleitwert des UHV-Systems begrenzt ist. Dieser Nachteil tritt bei den im Folgenden beschriebenen verteilten Pumpen nicht auf.

4.3.2 NEG-Beschichtung

Die NEG (Non Evaporable Getter)-Beschichtung arbeitet ähnlich wie eine Titan-Sublimationspumpe, außer dass die Getterschicht nicht verdampfend ist. Auf dem NEG-Film (hier bestehend aus TiZrV) werden Restgasmoleküle durch Chemisorption an der Oberfläche gebunden und wandern dann durch Diffusion tiefer in die Beschichtung hinein, so dass effektiv mehr als eine Monolage Gas adsorbiert werden kann.

Die zur Beschichtung notwendige Magnetron-Sputter-Technik wurde vom CERN an die GSI lizenziert. Hierbei werden drei Drähte aus Titan, Zirkonium und Vanadium miteinander verdreht und in der Mitte der zu beschichtenden Kammer angeordnet. Im Inneren der Kammer wird eine Gasentladung mit dem Sputtergas Krypton bei ca. 0,015 mbar erzeugt. Krypton neigt weniger als Argon dazu, mit dem NEG-Film eine chemische Verbindung einzugehen. Die Gasentladung wird mit einem äußeren, longitudinalen Magnetfeld stabilisiert, während die Kammer auf ca. 100 °C gehalten wird, um die chemische Reaktivität zu erhöhen. Das Sputtergas schlägt Material aus den Drähten, welches auf der zu beschichtenden Oberfläche ausscheidet. Die TiZrV-Schichtdicke wächst dabei mit ca. 0,1 µm/h, so dass beliebige Dicken erreichbar sind.

Setzt man die Oberfläche atmosphärischem Druck aus (bzw. Drücken größer ca. $1 \cdot 10^{-6}$ mbar), so verliert die NEG-Beschichtung ihre pumpende Eigenschaft und muss erneut aktiviert werden. Dies geschieht durch Ausheizen bei Temperaturen von ca. 180 °C, jedoch mindestens um ca. 10 °C höher als beim vorangegangenen Aktivierungsprozess, was die Anzahl der verwendbaren Aktivierungszyklen in der Praxis auf ca. 20-30 begrenzt. Danach ist das NEG gesättigt und es muss eine neue Schicht aufgebracht werden.

Wie aus [70] ersichtlich, liegen die mit einer NEG-Beschichtung erreichbaren Enddrücke im besten Fall bei ca. 10^{-12} mbar. In der Praxis wurden mit NEG-beschichteten Strahlrohren im SIS18 minimal $7 \cdot 10^{-12}$ mbar erreicht. Die Wahrscheinlichkeit eines Moleküls, an der NEG-Oberfläche haften zu bleiben (der Adsorptionskoeffizient oder auch sticking factor), beträgt $0,6 \pm 0,2$ für CO und $0,028 \pm 0,01$ für H₂ [71]. Pro Monolage adsorbiertes Gas ($10^{14} \dots 10^{15}$ Moleküle/cm²) sinkt der Adsorptionskoeffizient um ca. eine halbe Größenordnung [72]. Die an der GSI gemessene flächenspezifische Saugleistung beträgt max. 7 l/(s*cm²) für CO [72], nach [73] kann sie jedoch auch eine Größenordnung geringer sein. Nicht gepumpt werden CH₄ und Edelgase. Die Bindung von H₂ ist reversibel, d.h. es wird beim nächsten Aktivieren wieder freigesetzt.

4.3.3 Kryogene Oberflächen

Bei sehr kalten Oberflächen wird durch Kondensation praktisch jedes sich mit einer thermischen Geschwindigkeit \bar{c}_W bewegendes Gasmolekül auskondensiert. Der Gleichgewichtsgasdruck p_s bei der kryogenen Wandtemperatur T_K des entsprechenden Moleküls begrenzt hier die Saugleistung, siehe auch Anhang, Tabelle 24 und Abbildung 65. In [74] findet man für die flächenspezifische Saugleistung:

$$S_A = \frac{s_f \cdot \bar{c}_W}{4} \cdot \left(1 - \frac{p_s(T_K)}{p} \cdot \sqrt{\frac{T_W}{T_K}} \right), \quad (4.25)$$

wobei $s_f \approx 0,05$ der Adsorptionskoeffizient [75], p der Druck im Rezipienten und \bar{c}_W die mittlere thermische Geschwindigkeit der zu pumpenden Moleküle ist:

$$\bar{c}_W = \sqrt{\frac{8 \cdot k_B \cdot T_W}{\pi \cdot m}}, \quad (4.26)$$

wobei m die Molekülmasse ist. Wird mehr als eine Monolage Gas kondensiert, so wechselt der Prozess von der durch starke van-der-Waals-Kräfte verursachten Physisorption zur schwächer bindenden Kryokondensation. Dabei sinkt aufgrund der geringeren Bindungsenergie der Adsorptionskoeffizient s_f gasartabhängig um einen Faktor 2 bis 30 [76].

4.3.4 Berechnung des mittleren statischen Drucks

Für die Stoßprozesse von Strahlionen im Restgas eines Beschleunigers ist nur der über den kompletten Umlauf gemittelte Druck ausschlaggebend. Zur Bestimmung des Restgasdruckes misst man in der Praxis an einzelnen, diskreten Punkten. Zur Bestimmung des wahren, mittleren Druckes in einem Leitwertbegrenzten System benötigt man darüber hinaus eine berechnete, longitudinale Druckverteilung. Um die longitudinale Druckverteilung für ein ausgedehntes Vakuumsystem zu berechnen, existieren verschiedene Möglichkeiten, z.B. der Transfermatrix-Formalismus in VAKTRAK von V. Ziemann, welcher Vakuum-Leitwerte verwendet [77; 78]. Dieser Formalismus stößt bei großen Saugleistungen, z.B. von pumpenden Oberflächen, komplizierten Geometrien und langen, ausgedehnten Systemen jedoch an seine Grenzen und wird numerisch instabil.

Im UHV/XHV-Bereich können andere Methoden eingesetzt werden, z.B. die der molekularen Strahlverfolgung. Diese sind gültig, wenn die mittlere freie Weglänge eines Restgasmoleküls deutlich größer als die typischen Dimensionen des Vakuumsystems ist.

Ein bekannter, jedoch schwer zu bedienender Code ist z.B. MOLFLOW [79]. Der zugrunde liegende Algorithmus ist in [80; 81] angegeben. Darin wird für Drücke im Bereich der Molekularströmung die durchlaufene Strecke von an den Wänden ausgelösten Molekülen bis zu einer beliebigen Pumpe (konventionell oder flächig) berechnet. Die resultierende Laufstrecken-Matrix hat die Dimension $N \times N$, wobei N die Anzahl an Vakuum-Elementen ist. Die Strecke lässt sich über die thermische Geschwindigkeit der Moleküle in eine mittlere Verweilzeit umrechnen. Aus der Superposition vieler Teilchen ergibt sich so eine statische, longitudinale Druckverteilung, die darüber hinaus auch noch vollständig 3-dimensional ist. Man fittet nun die thermische Ausgasrate der Oberflächen, bis eine minimale X^2 -Abweichung von den Messdaten erreicht wird.

Für das SIS18 ist die somit erhaltene longitudinale Druckverteilung in Abbildung 23 dargestellt. In dieser sind die für diese Arbeit wichtigen drei Ausbaustufen vor dem Shutdown 2007/2008, nach demselben und nach dem vollständig durchgeführten Upgrade mit allen NEG-beschichteten Dipol- und Quadrupolkammern gezeigt. Die Position der Pumpen sind an den Druckminima zu erkennen.

Zu beachten ist hierbei, dass die longitudinale Korrektur nur für den statischen Fall gilt, d.h. bei sich schnell ändernden Drücken zunehmend ungenau wird. Die Methode der molekularen Strömung lässt sich auch auf den dynamischen Fall erweitern. Der Speicherbedarf dieser Methode beträgt allerdings $N \times N \times T$, wobei T die Anzahl der berücksichtigten Zeitschritte ist. Der Einsatzbereich beschränkt sich demnach auf kleinere Vakuumsysteme. Die Methode ist daher für ein komplexes System wie einen Teilchenbeschleuniger nicht geeignet.

Weiterhin ist zu beachten, dass UHV-Messgeräte nur einen N_2 -Äquivalentdruck messen. Je nach der wahren Restgaszusammensetzung, siehe Tabelle 7, ist daher eine weitere Korrektur der Messwerte gemäß der Herstellerangaben über die Sensitivität der Messröhren durchzuführen. Analog ist mit den gemessenen Spektren der Quadrupol-Massenspektrometern zu verfahren.

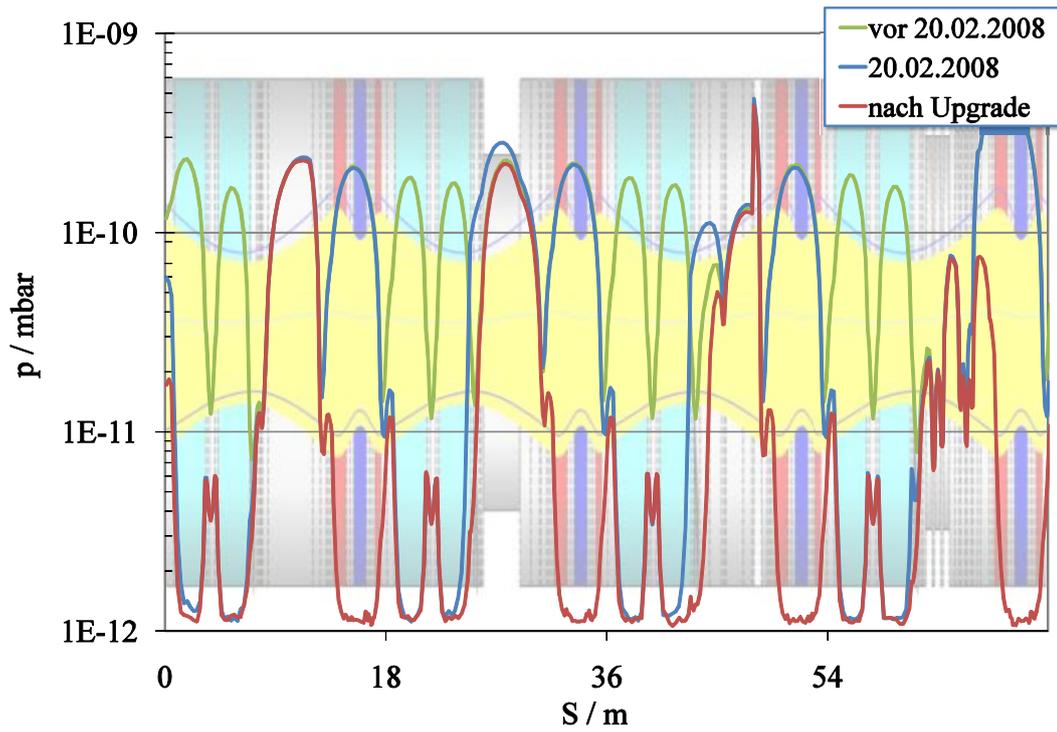
Der mittlere, von den Messgeräten (in S01...S12 ohne die Messung im Elektronenkühler in S10) angezeigte Druck wurde für die Analyse von Experimenten dementsprechend mit den in Tabelle 8 angegebenen Werten korrigiert.

Tabelle 7: Gemessene Restgas-Zusammensetzung im SIS18. Kohlenwasserstoffketten wurden vernachlässigt.

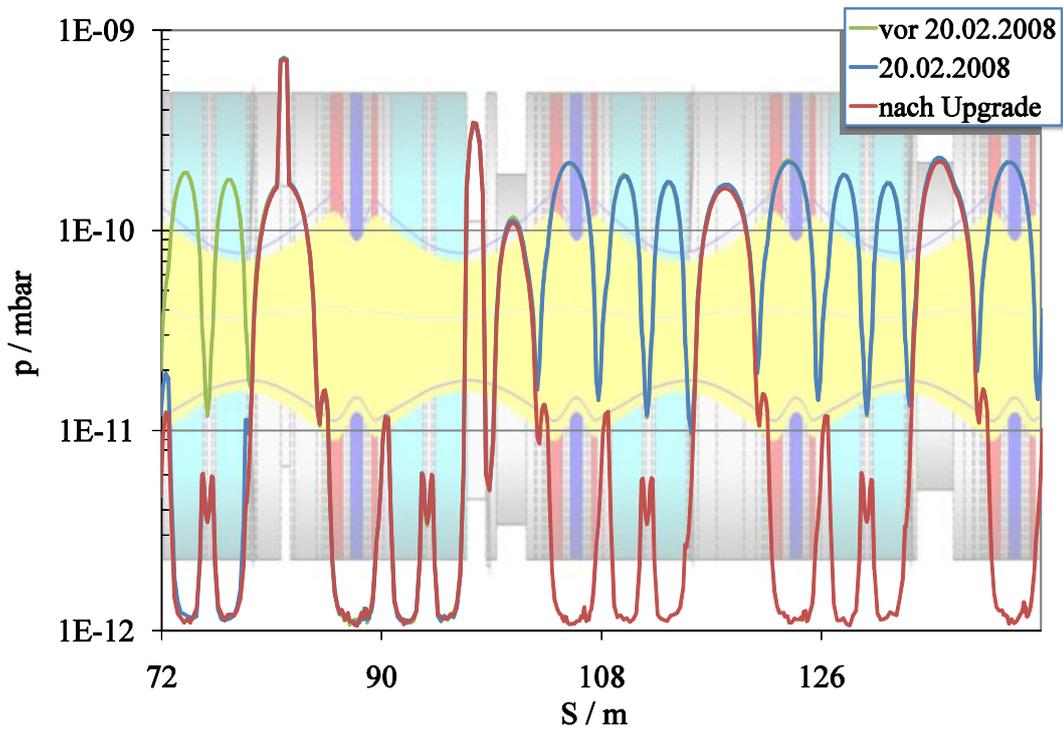
Molekül	2001	05/2008
H ₂	65 %	75,8 %
He		3,4 %
CH ₄		11,9 %
H ₂ O	17 %	4,9 %
CO	8 %	2,6 %
O ₂		0,4 %
Ar	4 %	0,8 %
CO ₂	1 %	0,2 %
Totaldruck (gemessen) / 10 ⁻¹¹ mbar	3,6	3,2

Tabelle 8: Umrechnungsfaktoren von gemessenen zu tatsächlichen mittleren Drücken im SIS18. Die gemessenen Drücke wurden über alle Sektionen des SIS18 gemittelt.

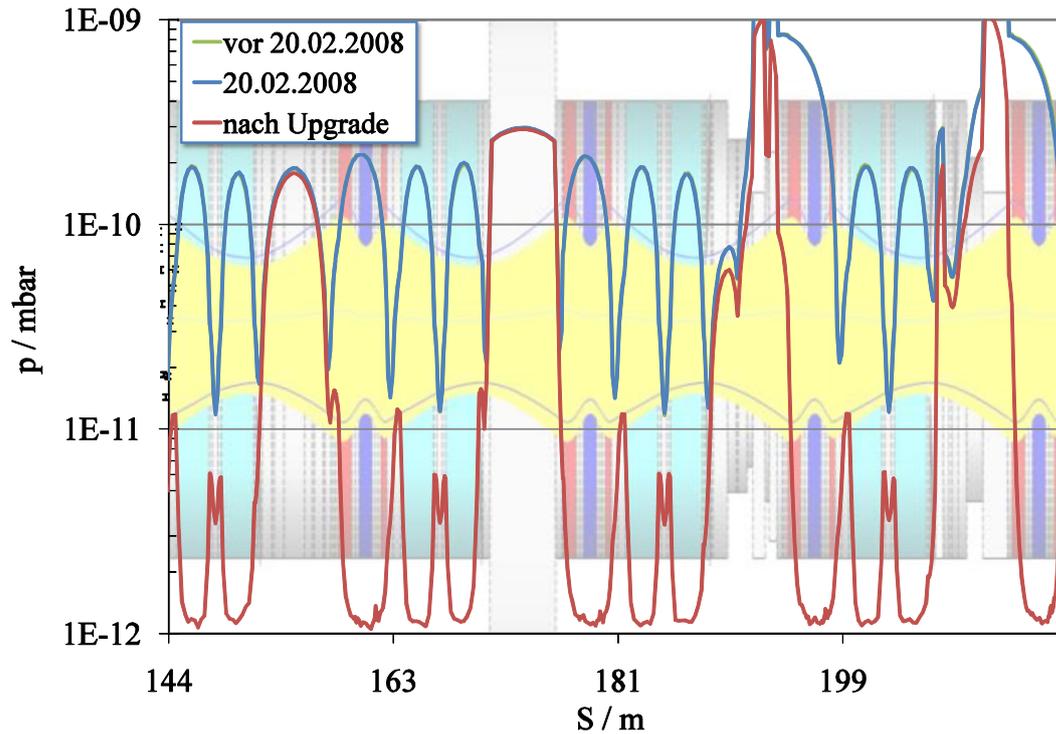
SIS18 Ausbaustufe	\bar{p}_{Mess} / 10 ⁻¹¹ mbar	Korrekturfaktoren			\bar{p}_{Real} / 10 ⁻¹⁰ mbar
		Spektrum	Longitudinal	Total	
vor Shutdown 2007/2008	2,04	2,11	3,90	8,22	1,68
nach 20.02.2008	2,74	2,37	2,65	6,28	1,72
nach SIS18- Upgrade	0,56	2,37	3,99	9,46	0,53



a) Sektion S01...S04.



b) Sektion S05...S08.



c) Sektion S09...S12.

Abbildung 23: Statischer Druck im SIS18 mit dem Zustand vor dem 20.02.2008, am 20.02.2008 und nach dem vollständigen SIS18-Upgrade. Hierbei sind alle Dipol- und Quadrupolkammern NEG-beschichtet. Im Hintergrund dargestellt: Ionenoptische Struktur des SIS18 in der horizontalen Ebene; Dipole in Cyan, Quadrupole in Rot und Blau.

4.3.5 Berechnung der effektiven Saugleistung

Die effektive, d.h. im Mittel für den gesamten Beschleuniger wirksame Saugleistung lässt sich mit Hilfe der Vakuum-Leitwerte der einzelnen Abschnitte bestimmen, wobei für jedes Element im Beschleuniger gilt:

$$\frac{1}{S_{eff,i}} = \frac{1}{S_i} + \frac{1}{L_i}, \quad (4.27)$$

wobei S die Saugleistung und L der Vakuum-Leitwert des Systems bis zur i -ten Pumpe darstellt. Die gesamte Saugleistung wird schließlich aus der Summe aller einzelnen effektiven Saugleistungen berechnet, wobei im Falle von Ringbeschleunigern alle Pumpen sowohl in Strahlaufrwärts- als auch in Strahlabwärtsrichtung berücksichtigt werden müssen. Eine Auflistung von Vakuum-Leitwerten verschiedener Geometrien findet sich z.B. in [82].

Die Umrechnung der Saugleistung in eine äquivalente Änderung der Teilchendichte erfolgt mittels

$$\dot{n}_p = -\frac{S_{eff}}{V} \cdot n, \quad (4.28)$$

wobei V das Volumen des Beschleunigers und n die Teilchendichte ist.

4.4 Zusammenfassung

Fasst man alle oben abgehandelten Beiträge für Druckerhöhung und -verringernung zusammen, so folgt für die räumlich gemittelte, zeitlich dynamische Teilchendichte einer Restgaskomponente i im Beschleuniger

$$\begin{aligned} \dot{n}_i = N \cdot \{ & \Gamma(n_j, \beta, \epsilon, t) \cdot \eta_{i,z}(\beta) + [\Gamma_{PI}(n_j, \beta, \Delta q < 0) + \Gamma_{TI}(n_j, \beta)] \\ & \cdot \eta_{i,\perp}(\beta, N)\} + \dot{n}_{i,A}(T) - \dot{n}_{i,P}(n_i, T). \end{aligned} \quad (4.29)$$

Zu beachten ist hierbei, dass die Strahlverlustraten Γ von sämtlichen Restgas-Teilchendichten n_j abhängen.

Bei Einsatz eines dedizierten Kollimationssystems kann ein durch die ladungsabhängige Kollimationseffizienz θ_{Koll} beschriebener Teil (siehe Kap. 5) der durch Projektionisation und Intra-Beam-Scattering umgeladenen Strahlionen abgefangen werden. Wenn die Oberfläche dieser Kollimatoren überdies mit einem Material niedriger Desorptionsrate η_{Koll} beschichtet ist, so lässt sich die Teilchendichte des Restgases durch Modifikation von (4.29) beschreiben:

$$\begin{aligned} \dot{n}_i = N \cdot \{ & [\Gamma_{PI}(n_j, \beta) + \Gamma_{IBS}(\beta, \epsilon, t)] \cdot \theta_{Koll}(q) \cdot \eta_{i,Koll}(\beta) \\ & + [\Gamma(n_j, \beta, \epsilon, t) - \theta_{Koll}(q) \cdot [\Gamma_{PI}(n_j, \beta) + \Gamma_{IBS}(\beta, \epsilon, t)]] \\ & \cdot \eta_{i,z}(\beta) + [\Gamma_{PI}(n_j, \beta, \Delta q < 0) + \Gamma_{TI}(n_j, \beta)] \cdot \eta_{i,\perp} \} \\ & + \dot{n}_{i,A}(T) - \dot{n}_{i,P}(n_i, T), \end{aligned} \quad (4.30)$$

was mit (4.13) ein System von gekoppelten Differentialgleichungen ergibt. Dieses System ist nur unter starken Vereinfachungen analytisch zu lösen. Mittels numerischer Integration und einem günstig gewählten Zeitschritt lässt sich das Gleichungssystem jedoch auch für schwierige Verhältnisse lösen. Als Zeitschritt kommt nur die Dauer eines Umlaufs der Teilchen im Beschleuniger in Frage, da die durch ionenstimulierte Desorption verursachte Druckänderung frühestens nach einem Umlauf des Ions zu neuerlichen Verlusten führen kann. Das Programm „STRAHLSIM“, welches diese Integration u. A. durchführt, wird im Folgenden kurz beschrieben.

4.5 Simulationsprogramm „STRAHLSIM“

Um alle notwendigen Berechnungen zum dynamischen und statischen Vakuum durchführen und die Wirkung eines Kollimationssystems beurteilen zu können, wurde das Programm „STRAHLSIM“ entwickelt. STRAHLSIM gestattet es, alle Eigenschaften des zu untersuchenden Systems über eine grafische Benutzeroberfläche einzugeben (siehe Abbildung 24). STRAHLSIM wurde für alle in dieser Arbeit durchgeführten Berechnungen zum dynamischen und statischen Vakuum benutzt. Es dient zudem der Berechnung der ionenoptischen Funktionen und Kollimationseffizienzen. Zur Berechnung der Kollimationseffizienz werden die Ionentrajektorien in linearer Optik mit Hilfe des Transfermatrix-Formalismus nach [21; 22] berechnet. Lediglich die Quadrupolfelder werden in zweiter Ordnung behandelt, um die Fehler der Linearisierung klein zu halten.

Zur Berechnung des statischen, longitudinalen Druckverlaufs ist ein sogenannter „molekularer Raytracer“ nach [80] implementiert. Die dynamische, nicht orts aufgelöste Druckberechnung folgt vollständig der in diesem Kapitel entwickelten Theorie. Dabei wird ein Multi-Gas-Modell sowohl für das Restgas als auch die desorbierten Gase verwendet. Beschleunigervolumen, gasartabhängige Saugleistungen für Vakuumpumpen (Konventionelle Pumpen und beschichtete Oberflächen) werden weitestgehend analytisch anhand der ionenoptischen Struktur mit Hilfe der in Kap. 4.3 angegebenen Formeln berechnet. Die Vakuum-Leitwerte werden nach [82] aus der ionenoptischen Struktur gewonnen.

Die verwendeten Wirkungsquerschnitte für Umladung wurden dem Kap. 4.1.1 entnommen und für die einzelnen Umladungsprozesse von U^{28+} nach Olson [40] skaliert, wobei zwischen den angegebenen Energieabstufungen interpoliert wird. Das verwendete Desorptionsmodell besitzt zwei frei einstellbare Desorptionsraten. Die niederenergetische, senkrechte ionenstimulierte Desorptionsrate η_{\perp} und die hochenergetische, streifende η_{\parallel} . Letztere wird in Übereinstimmung mit den Messergebnissen mit dem anfänglichen elektronischen Energieverlust $(dE/dx)^2$ des Ions in der Kammerwand skaliert. Der elektronische Energieverlust wird mittels des als Modul eingebundenen Programms ATIMA [57] berechnet.

Weiterhin erlaubt STRAHSIM den Import des ionenoptischen Gitters aus gängigen Programmen wie WinAGILE [83], MIRKO [84] oder AML [85]. Aufgrund der vielfältigen Exportmöglichkeiten nach MAD-X [86], MIRKO, WinAGILE und AML ist es möglich, das Programm auch als Konverter zwischen den angegebenen Formaten zu benutzen. Eine umfassende Beschreibung des Programms würde den Rahmen dieser Arbeit übersteigen; weiterführende Beschreibungen zum Programm wurden bereits veröffentlicht und finden sich in [81].

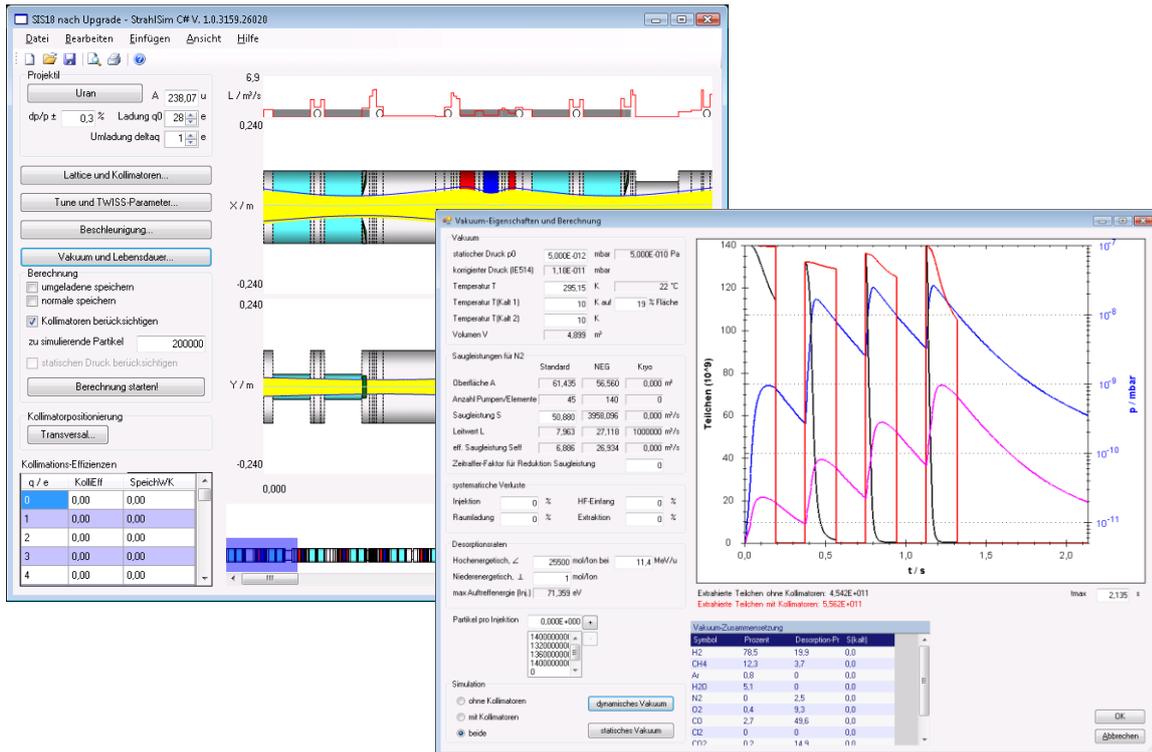


Abbildung 24: Bildschirmausdruck der grafischen Benutzeroberfläche von STRAHSIM.

4.6 Verifikation der Theorie durch Maschinenexperimente

Ein direkter Nachweis aller Prozesse in (4.13) und (4.30) im Einzelnen in einem realen Teilchenbeschleuniger ist nicht möglich, daher werden im Folgenden einige bestimmte, direkt nachweisbare Auswirkungen des dynamischen Vakuums anhand von Experimenten verifiziert. Es standen insgesamt 8 Strahlzeiten zur Verfügung, wobei die Verwertbarkeit der Ergebnisse je nach Experimentbedingungen unterschiedlich war. Teilweise mussten die Messungen mit geringen Ionenströmen aus der Penning-Quelle durchgeführt werden, welche dann z.B. zur Bestimmung der statischen Lebensdauer genutzt wurde. Ein Überblick über die Maschinenexperimente ist in Tabelle 9 gegeben. Für die injizierten/extrahierten Teilchenzahlen sind die jeweilig erreichten Maxima angegeben. Die Einstellungen des SIS18 für die jeweiligen Experimente sind im Anhang, Kap. 8.3 aufgeführt.

Tabelle 9: Maschinenstrahlzeiten am SIS18.

Datum	Ion	maximale Intensität / 10^9 Teilchen	
		injiziert	extrahiert
28.11.2005	Ta ²⁴⁺	5,3	2,6
26.07.2006	U ²⁸⁺ /U ⁷³⁺	2,6	1,6
24.10.2006	U ²⁸⁺	5,0	2,6
22.03.2007	U ²⁸⁺	6,4	5,6
12.06.2007	U ²⁸⁺	11,0	3,4
28.08.2007	U ²⁸⁺	17,0	6,5
20.02.2008	U ²⁸⁺	13,0	5,4
13.05.2008	U ²⁸⁺	18,0	1,1
14.05.2008	U ²⁸⁺	18,0	7,8
05.09.2008	Ta ²⁴⁺	29,9	11,4

4.6.1 Umladungsverluste in Abhängigkeit der Intensität

Der deutlichste Nachweis der Intensitätsabhängigkeit der Umladungsverluste sind die Maschinenexperimente von P. Spiller et. al. aus 2001, bei denen ausschließlich die Dauer des Chopperfensters zur Einstellung des injizierten Strahlstroms variiert wurde [12]. Der gemessene Teilchenzahlverlauf als Funktion der Zeit lässt sich mit den in Tabelle 10 angegebenen Parametern hinreichend gut simulieren, siehe Abbildung 25. Dabei wird angenommen, dass auf den Aufzeichnungen des langsamen Strahltransformators der schnelle Strahlteilchenverlust bei der Injektion nicht sichtbar ist. Aus dem gemessenen und simulierten Verlauf der $1/e$ -Lebensdauer lässt sich der Schluss ziehen, dass die effektive Saugleistung im SIS18 offenbar größer ist als in Tabelle 10 angenommen.

Dies kann dadurch erklärt werden, dass die Saugleistung am Entstehungsort der Desorptionsgase größer ist als die über den kompletten Beschleuniger gemittelte, da sich am Auftreffort der umgeladenen Ionen hinter den Dipolen eine Pumpkammer befindet. Das einfache Modell basierend auf einer mittleren Saugleistung stößt hier offensichtlich an seine Grenzen. Die Saugleistung wird in dieser und allen folgenden Simulation trotzdem analytisch nach (4.27) aus den gegebenen Aperturen des SIS18 und der bekannten Verteilung der Pumpen berechnet, um diesen freien Parameter aus (4.30) zu eliminieren.

Aus der Simulation des gemessenen Teilchenzahlverlaufs gelang es auf indirekte Weise, die ionenstimulierte Desorptionsrate zu $\eta_{\perp} = 3,4 \cdot 10^4$ Moleküle/Ion zu bestimmen. Sie wird für alle nachfolgenden Simulationsrechnungen benutzt, bei denen explizit keine andere Desorptionsrate angegeben wird.

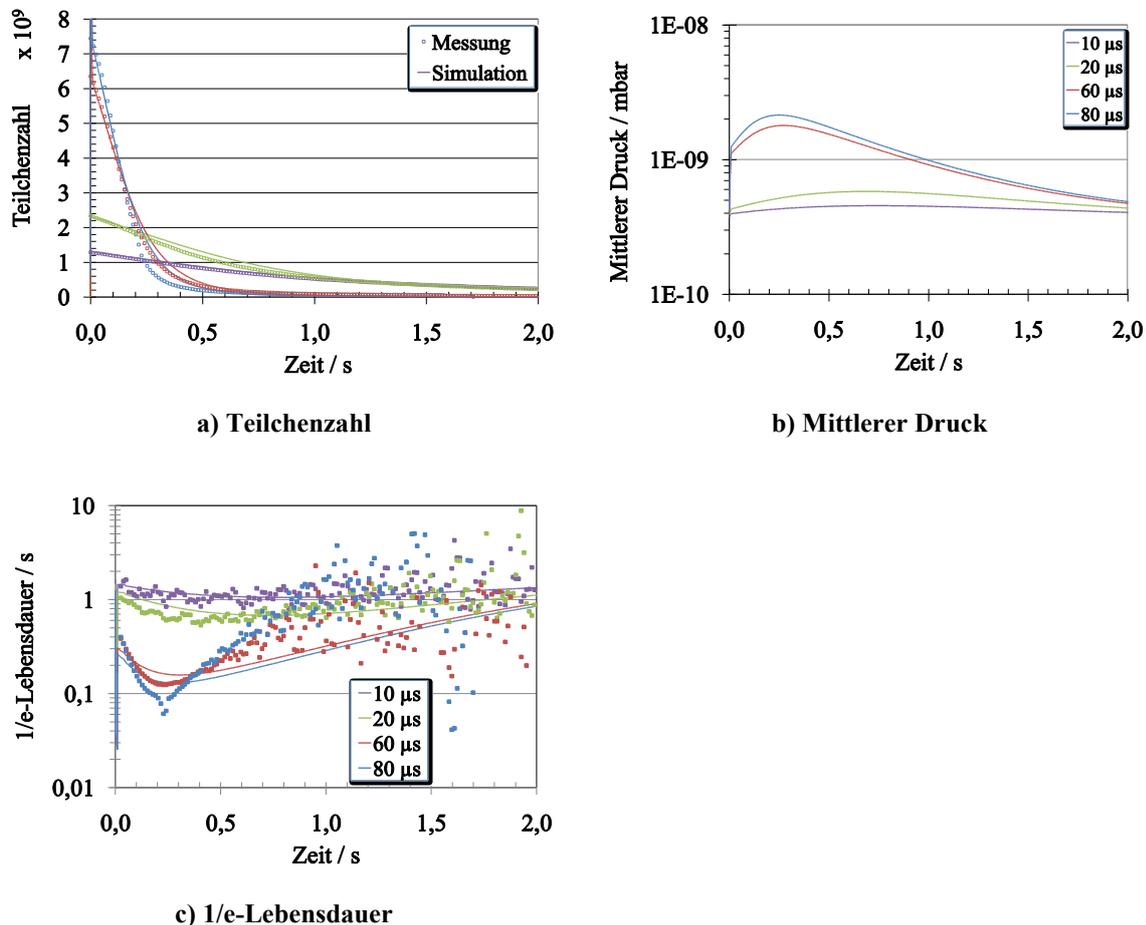


Abbildung 25: Simulation der intensitätsabhängigen Verluste, Drücke und 1/e-Lebensdauern von U^{28+} im SIS18 (durchgezogene Linien) im Vergleich mit den Messungen (Punkte).

Tabelle 10: Simulationsparameter für die Maschinenexperimente vom Dez. 2001.

Parameter	Symbol	Wert	Einheit
Energie	E	8,6	MeV/u
Anfangsdruck	p_0	$3,5 \cdot 10^{-10}$	mbar
effektive Saugleistung für N ₂	S_{eff,N_2}	8,0	m ³ /s
η (11,4 MeV/u)	η_{\perp}	$3,4 \cdot 10^4$	Moleküle/Ion
Injektionsverluste (CF=10 μ s)		5	%
Injektionsverluste (CF=20 μ s)		5	%
Injektionsverluste (CF=60 μ s)		26	%
Injektionsverluste (CF=80 μ s)		26	%

4.6.2 Umladungsverluste in Abhängigkeit des Anfangsdrucks

Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Umladungsverluste vom Anfangsdruck wurden in den verschiedenen Maschinenexperimenten zahlreiche aufeinanderfolgende Zyklen aufgenommen. Hierfür wurde das Programm ABLAX (ABLASS-Expert) der Strahl-diagnose eingesetzt. Aus den Teilchenströmen wurde die Teilchenzahl und Transmission während des Zyklus berechnet, was in Abbildung 26 dargestellt ist. Man erkennt den flachen Transmissionsverlauf bis ca. $6 \cdot 10^9$ injizierte Teilchen mit dem durch die dynamischen Druckeffekte verursachten Abknicken in Richtung Null-Transmission bei höheren injizierten Teilchenzahlen.

Durch die Einführung von Pausen zwischen den einzelnen Beschleunigungszyklen verbessert sich der Druck im Synchrotron, was zu einer deutlichen Steigerung der Transmission und der extrahierten Teilchenzahl führt. Dies ist der direkte Nachweis dafür, dass die beobachteten Effekte bei großen Teilchenzahlen eindeutig vom Restgasdruck abhängig sind und nicht durch andere Hochstrom-Effekte wie z.B. Resonanzen verursacht werden.

Zum quantitativen Nachweis sind in Abbildung 27 simulierte und gemessene Transmissionen für verschiedene Pausenzeiten dargestellt. Für eine Pausenzeit von 0,2 s zwischen den Zyklen lagen keine experimentellen Daten mit identischen Maschineneinstellungen vor. Die verwendeten Simulationsparameter sind in Tabelle 11 angegeben, lediglich die Pausenlängen zwischen den Zyklen wurden angepasst.

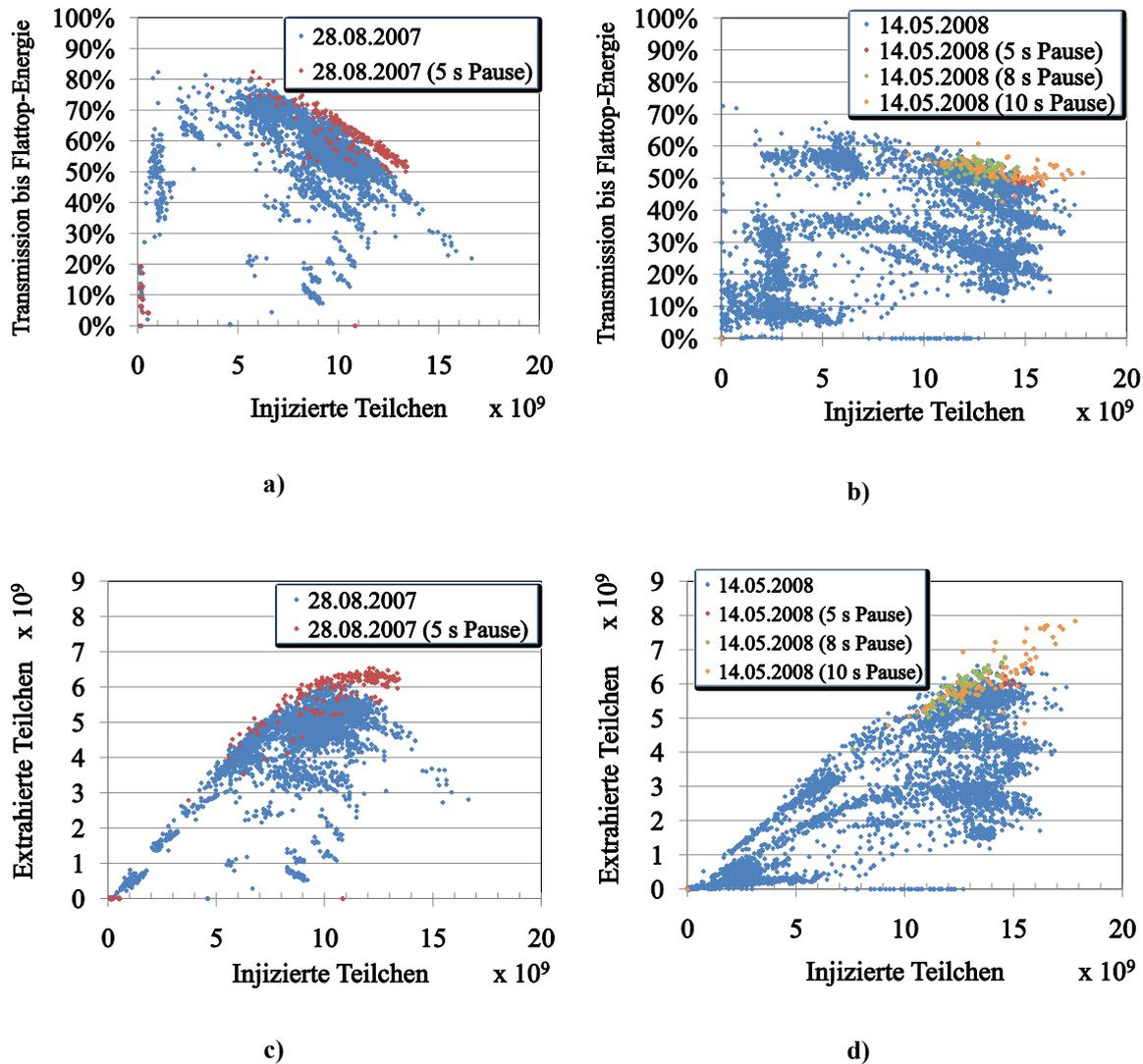


Abbildung 26: Im SIS18 gemessene Transmissionen bis zur Flatop-Energie a), b) sowie extrahierte Teilchenzahlen c) und d). Blau: Zyklen ohne Pause, andersfarbig: Zyklen mit Pause.

Man erkennt aus Abbildung 27 b), dass bei den kurzen Pausenlängen von 0,2 und 0,9 s die Saugleistung im SIS18 nicht ausreicht, um den durch ionenstimulierte Desorption verursachten Druckanstieg des vorangegangenen Zyklus vollständig zu beseitigen. Dies wird durch das Experiment bestätigt. Schnelle Druckänderungen im Beschleuniger sind i.d.R. nicht nachzuweisen, da die UHV-Messgeräte gerade bei geringen Drücken träge sind und über eine lange Zeit integrieren. Zum Vergleich ist in Abbildung 27 c) eine schnelle Druckmessung in der Kollimatorkammer S02DS2 dargestellt. Diese lieferte nur für 0,9 s lange Pausen verwertbare Ergebnisse.

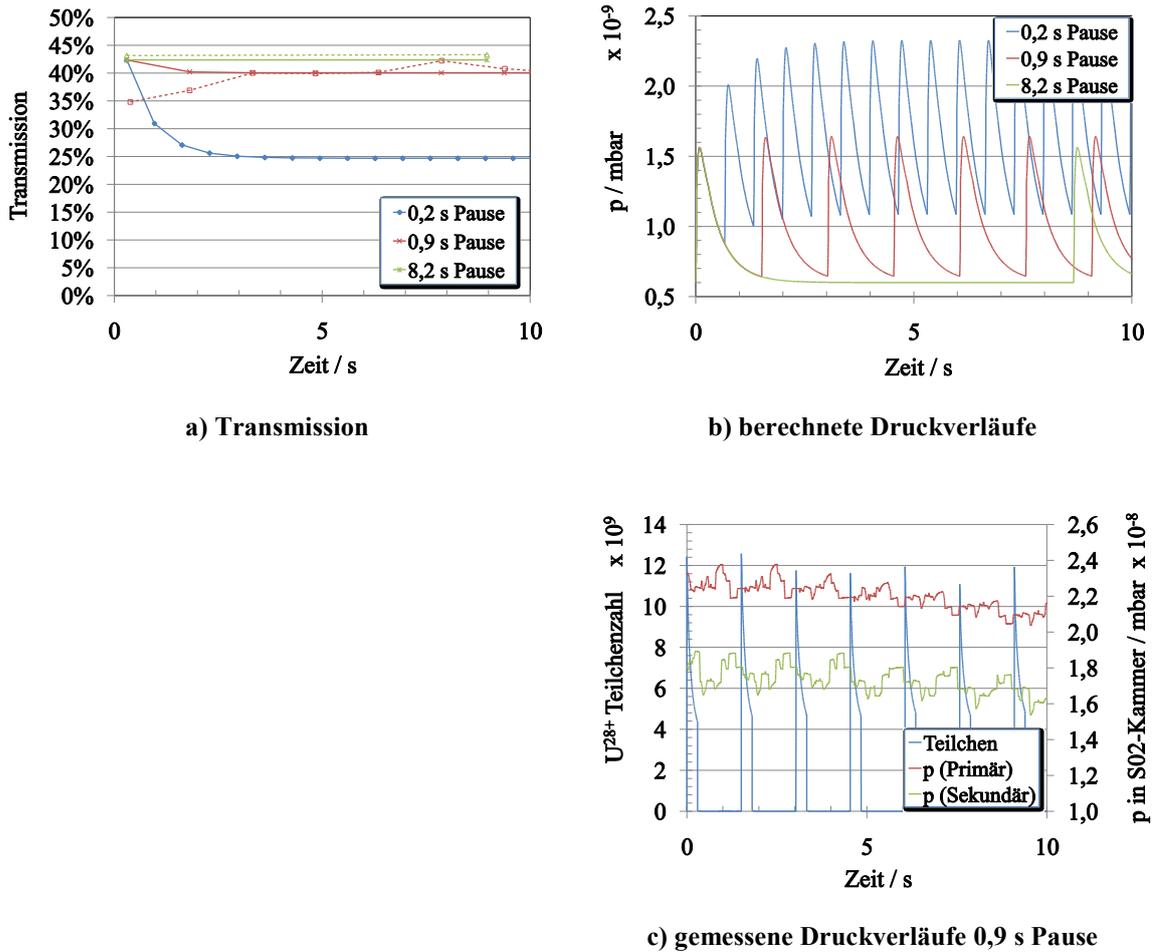


Abbildung 27: Transmission und Druckverläufe SIS18 als Funktion der Pausenzeit zwischen Zyklen.
Durchgezogen: Simulation, gestrichelt: Messung.

Bei der z.Zt. im SIS18 installierten Saugleistung müssen die Pausenzeiten 8...10 s betragen, damit sich eine deutliche Druckverbesserung in Richtung des statischen Drucks einstellt. Eine Ursache für diese lange Entspannungszeit könnte die Aufheizung von häufig durch Strahlverluste getroffenen Stellen im Synchrotron sein, was deren thermische Desorptionsrate erhöht. Erst nach dem Abkühlen, was je nach Bauteil wenige Sekunden bis mehrere Minuten in Anspruch nehmen kann, verringert sich der Basisdruck wieder. Solch eine Stelle könnte z.B. die Rückseite des elektrostatischen Injektionsseptums sein, an welcher z.Zt. die Lokalisierung der systematischen Injektionsverluste vermutet wird.

Tabelle 11: Zur Simulation der Druckabhängigkeit verwendete Parameter.

Parameter	Wert	Einheit
Anfangsdruck	$6,0 \cdot 10^{-10}$	mbar
Injizierte Teilchen	$1,2 \cdot 10^{10}$	
Desorptionsrate	$3,4 \cdot 10^4$	Moleküle/Ion
Ramprate	7,0	T/s
Injektionsverluste	5,5	%
HF/Tracking-Verluste	11,2	%

4.6.3 Umladungsverluste in Abhängigkeit der Ramprate

Die Ramprate der Magnete hat großen Einfluss auf die Umladungsverluste, da durch eine größere Ramprate die Verweildauer (Zykluszeit) des Strahls im Beschleuniger kürzer ist. Entsprechend kürzer ist die Zeit für Wechselwirkungen der Ionen mit dem Restgas. Das SIS18 ist z.Zt. durch die Dipolstromversorgung in der maximalen Ramprate beschränkt, d.h. man kann bis zu einer magnetischen Steifigkeit $B \cdot \rho = 12 \text{ Tm}$ mit $\dot{B} \leq 10 \text{ T/s}$ beschleunigen oder bis $B \cdot \rho = 18 \text{ Tm}$ mit $\dot{B} \leq 4 \text{ T/s}$. In Zyklen mit großen Rampratzen werden ist die Endenergie für U^{28+} auf 90 MeV/u beschränkt, was ca. $B \cdot \rho = 12 \text{ Tm}$ entspricht.

Um den Einfluss von dynamischen Vakuumeffekten bei den Messungen mit verschiedenen Rampratzen klein zu halten, wurden diese bei einer niedrigen Strahlintensität von $1,0 \dots 1,5 \cdot 10^9$ Teilchen pro Zyklus aufgenommen. Die während der einzelnen Beschleunigungsphasen beobachteten fraktionalen Strahlverluste sind in Abbildung 28 a) dargestellt. Die gemäß der Simulation erwartete Abhängigkeit der Verluste von der Ramprate ist in Abbildung 28 b) dargestellt, wobei die Parameter in Tabelle 12/13 verwendet wurden. Die Injektions- und HF/Trackingverluste wurden dabei angepasst, damit sie den experimentell gemessenen entsprechen.

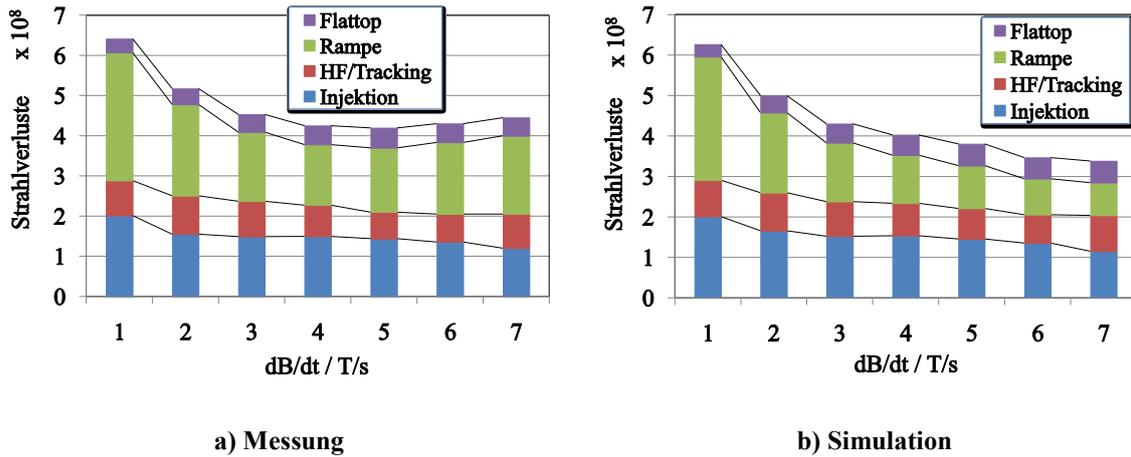


Abbildung 28: Messung und Simulation der U^{28+} -Verlustverteilung im SIS18 als Funktion der Ramp-rate.

Man erkennt, dass sowohl die Gesamtverluste als auch die Verluste auf der Rampe im Experiment bei $\dot{B} = 4 \dots 5 \text{ T/s}$ minimal werden und danach wieder ansteigen, anstatt weiter abzufallen, wie in der Simulation berechnet. Dies hat verschiedene Ursachen, welche technisch bedingt sind:

- Die in Kap. 4.1.2 genannte Radialbewegung des Strahls während des Rampen-Anfangs bzw. Tracking-Fehler werden bei erhöhter Ramprate größer.
- Die Regelkreise für die Magnetstromversorgungen arbeiten bei hohen Ramp-raten z.Zt. an ihren Auslegungslimits, so dass sie der durch das Kontrollsystem vorgegebenen Änderung des Feldes teilweise nicht korrekt folgen können [87]. Die Versorgung der Magnet-Familie QT (Quadrupol-Triplet) ist hiervon am stärksten betroffen.

Die Theorie zeigt eine gute Übereinstimmung mit den tatsächlich beobachteten Umladungsverlusten in Abhängigkeit der Ramprate. Eine möglichst große Ramprate ist zur Minimierung der Umladungsverluste zwingend notwendig. Verschiedene Geräte im SIS18 müssen jedoch für diesen Betrieb überarbeitet werden.

Tabelle 12: Zur Simulation der Verteilung der Verluste auf verschiedene Prozesse verwendete Parameter.

Parameter	Wert	Einheit
p0 Messung (korrigiert)	$2,87 \cdot 10^{-10}$	mbar
p0 Simulation	$5,00 \cdot 10^{-10}$	mbar
η (11,4 MeV/u)	$3,2 \cdot 10^4$	Moleküle/Ion
Verrundungsdauer	64	ms

Tabelle 13: Zur Simulation der Verteilung der Verluste auf verschiedene Prozesse verwendete Parameter: Injizierte Teilchenzahlen und systematische Verluste.

Ramprate / T/s	Injiziert / 10^9 Teilchen	Injektions- Verluste / %	HF/Tracking- Verluste / %
1	1,30	16,5	5,5
2	1,35	13,0	6,0
3	1,34	12,0	5,5
4	1,35	12,0	5,0
5	1,39	11,0	4,5
6	1,34	9,5	5,5
7	1,31	9,0	7,0

4.6.4 Umladungsverluste in Abhängigkeit der Zeit und Energie

Das entwickelte Modell sollte den im Synchrotron gemessenen Verlauf der Umladungsverluste als Funktion der Zeit und Energie möglichst gut wiedergeben. Hierzu wurde zunächst der statische, d.h. nur durch die Umladungsquerschnitte beeinflusste Verlauf der 1/e-Lebensdauern gemessen. Um dynamische Vakuumeffekte zu vermeiden, wurden die Messungen mit optimierten Maschineneinstellungen und max. $2 \cdot 10^8$ injizierten Teilchen auf einem auf 2 s verlängerten Extraktionsplateau (bis auf $E = 7,1/8,6$ MeV/u) durchgeführt. Der Verlauf der Teilchenzahl über die Zeit konnte an eine Exponentialfunktion der Form

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (4.31)$$

gefittet werden, woraus die statische 1/e-Lebensdauer τ des Strahls gewonnen wurde. Die berechneten Lebensdauern sind in Abbildung 29 dargestellt, wobei die Messfehler die Standardabweichung der Lebensdauern vieler Einzelmessungen wiedergeben. Zusätzlich sind zum Vergleich mittels Olson-Wirkungsquerschnitten berechnete Lebensdauern eingezeichnet. Im Rahmen der Unsicherheiten der theoretisch berechneten Umladungsquerschnitte von $\pm 30\%$ stimmt die Energieabhängigkeit der simulierten Lebensdauern gut mit den gemessenen Werten überein, wobei die Wirkungsquerschnitte von Olson die Lebens-

dauern deutlich unterschätzen. Bei der Lebensdauer für die U^{28+} -Messung in 2008 zeigt sich für steigende Energie eine systematische Abweichung der Theorie in Richtung höherer Lebensdauer, während die Messdaten von 2001 und 2005 [41] sehr gut reproduziert werden können.

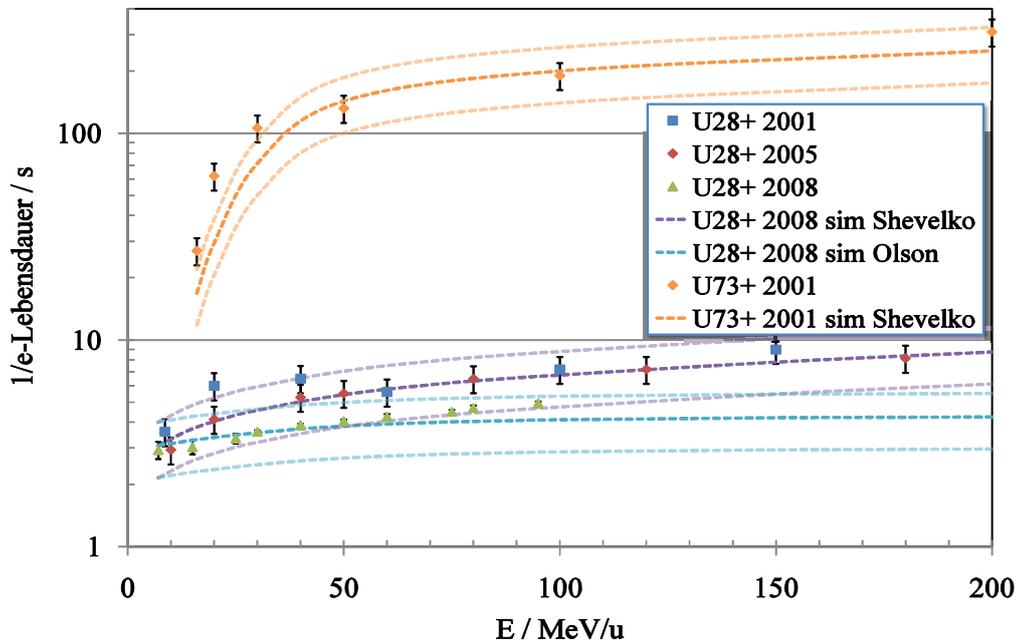


Abbildung 29: Statische U^{28+} - und U^{73+} -Lebensdauern im SIS18 als Funktion der Energie. Gemessen bei niedrigen Teilchenzahlen (10^8). Punkte: Messungen, Gestrichelt: Simulationen mit 30%-Fehlerschranken.

Die Messung von 2008 zeigt eine systematische Abweichung in Richtung niedriger Lebensdauern. Dies kann sowohl auf einen Fehler bei der Messung selbst (z.B. durch nicht optimale Arbeitspunkteinstellung), als auch auf eine Veränderung der Vakuum-Bedingungen zurückzuführen sein.

Wenn man die Messung 2008 als Fehlerlos annimmt, muss man den Rückschluss ziehen, dass das 2008 teilweise durchgeführte UHV-Upgrade mit der NEG-Beschichtung von 12 Dipol- und einer Quadrupolkammer im Nordbogen des SIS18 (womit ca. 7% des Ringumfangs NEG-beschichtet sind) keine messbare Verbesserung des statischen Drucks gegenüber dem Zustand von 2001/2005 bringt, sondern eine leichte Verschlechterung. Der durch die Drucksonden gemessene Basisdruck ist ebenfalls leicht gestiegen, siehe Tabelle 14. Ursachen hierfür könnten z.B. sein:

- nicht vollständiges Aktivieren der NEG-Oberfläche durch einen Fehler beim Ausheizen des SIS18 nach dem Shutdown

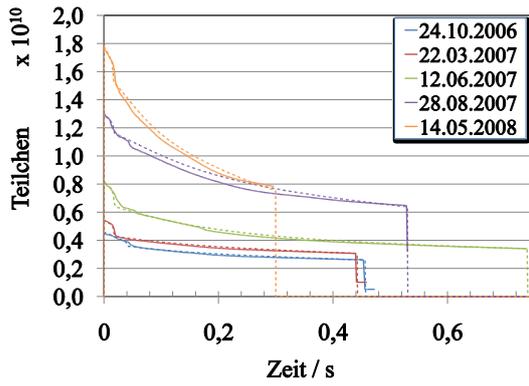
- fehlerhaftes Aufbringen der NEG-Beschichtung
- vorzeitige Sättigung des NEGs

Tabelle 14: Longitudinal und gaskorrigierte Restgasdrücke während der Messungen bzw. Simulation der statischen Lebensdauern.

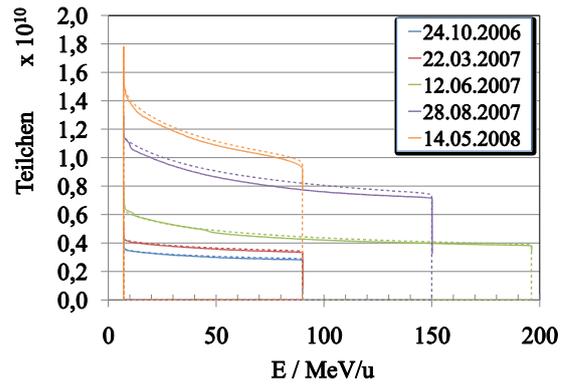
Zeitpunkt	Ion	Mittlerer Druck $p / 10^{-10}$ mbar		
		Messung	Simulation Shevelko	Simulation Olson
10.10.2001	U^{28+}	3,0		
18.12.2001	U^{73+}	N/A	6,3	
2005	U^{28+}	N/A	4,0	3,5
13.05.2008	U^{28+}	$2,9 \pm 0,9$	4,0	3,5

Um die Abhängigkeit der Umladungsverluste als Funktion der Zeit und Energie auch im dynamischen Fall zu verifizieren, wurden die in den einzelnen Maschinenexperimenten aufgezeichneten Zyklen simulatorisch nachvollzogen. Exemplarisch sind die Zyklen mit der jeweils maximal extrahierten Teilchenzahl in Abbildung 30 dargestellt. Bei den ersten beiden Experimenten wurde der Strahl leider unvollständig extrahiert, d.h. der IBUNCH-Parameter in SISMODI war auf $h = 4$ statt $h = 6$ eingestellt. In Tabelle 15 sind die bei den Simulationen verwendeten Parameter aufgelistet, wobei die Anfangsdrücke den Aufzeichnungen während der Experimente entnommen wurden.

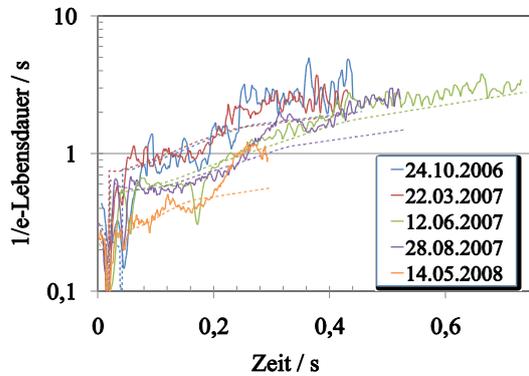
Bei allen untersuchten Situationen lässt sich die Zeit- und Energieabhängigkeit der Umladungsverluste gut nachvollziehen. Am Ende der Zyklen zeigt die Simulation jedoch stets einen zu steilen Abfall der Teilchenzahl, d.h. die $1/e$ -Lebensdauer wird als zu gering angenommen. Dies kann daran liegen, dass die theoretischen Wirkungsquerschnitte bei höheren Energien zu klein sind. Um trotzdem eine gute Übereinstimmung mit den Messungen zu erreichen, muss die Desorptionsrate in der Simulation erhöht werden, was einen größeren Druck erzeugt und somit die zu kleinen Wirkungsquerschnitte kompensiert.



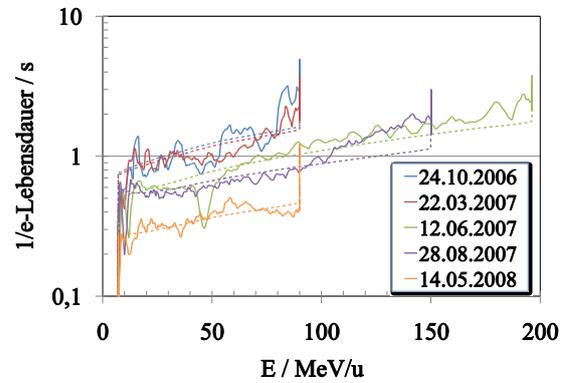
a) Teilchenzahl gegen Zeit



b) Teilchenzahl gegen Energie



c) 1/e-Lebensdauer gegen Zeit



d) 1/e-Lebensdauer gegen Energie

Abbildung 30: Simulation (gestrichelte Linien) und Messungen (durchgezogene Linien) des Teilchenzahl- und 1/e-Lebensdauer-Verlaufs von U^{28+} im SIS18 als Funktion der Zeit und Energie.

Tabelle 15: Zur Simulation der Teilchenzahlen verwendete Parameter.

Parameter	24.10.06	22.03.07	12.06.07	28.08.07	14.05.08
Injizierte Teilchen / 10^9	4,57	5,43	8,16	13,0	17,8
Ramprate / T/s	4,0	4,0	3,6	4,2	7,0
Inj.-Verluste / %	13,0	6,0	6,5	4,5	5,0
HF/Tracking-Verluste / %	8,0	15,5	15,5	5,5	8,0
Anfangsdruck / 10^{-10} mbar	1,2	0,9	1,5	1,8	4,0
η (11,4 MeV/u) / 10^4 Mol./Ion	3,2	2,9	2,6	2,6	3,0

4.6.5 Zusammenfassung

Das theoretische Modell zeigt für alle untersuchten Abhängigkeiten eine gute Übereinstimmung mit den experimentell gemessenen Daten. Sowohl die qualitativen als auch die quantitativen Abhängigkeiten der Umladungsverluste stimmen im Rahmen der Messfehler gut überein. Der einzige freie Parameter in der Simulation, die Desorptionsrate, konnte aus dem Mittelwert aller Simulationen zu $\eta_z \left(11,4 \frac{\text{MeV}}{\text{u}}\right) = (2,95 \pm 0,32) \cdot 10^4$ Moleküle/Ion bestimmt werden.

In einigen Fällen sind die tatsächlich beobachteten Verluste nur bei Annahme eines größeren Druckes als dem Gemessenen zu reproduzieren. Dies kann verschiedene Ursachen haben:

- Fehlerbehaftete Druckmessung im SIS18
 - Trägheit der Druckmessung ist ca. 1 s
 - Messfehler der Druckmessung beträgt ca. 20-30 %, bei unkalibrierten Messröhren noch mehr
- Druckverschlechterung durch vorhergehende Zyklen
- Zu kleine Wirkungsquerschnitte für Umladung (Fehler 30 %)

Im Fall großer Druckdynamik und hohen Strahlenergien ist eine systematische Abweichung der Verluste in Richtung einer Überschätzung festzustellen. Dies kann an einer unterschätzten effektiven Saugleistung an der Auftreffstelle der Umladungsverluste liegen und an einem zu kleinen theoretischen Wirkungsquerschnitt für Umladung.

5 Kollimatorsystem zur Kontrolle der Umladungsverluste

Kollimatorsysteme werden üblicherweise zum Abschneiden unerwünschter Strahlbestandteile verwandt. Hierzu wird ein, oftmals beweglicher, Absorber in Form eines massiven Metallstücks oder auch einer Folie in den Strahlengang eingebracht. Dabei wird der durch das Auftreffen der hochenergetischen Strahlen erzeugte Druckanstieg normalerweise nicht weiter berücksichtigt.

Im Unterschied zu Kollimatoren im üblichen Sinne beschneiden die in dieser Arbeit entworfenen Kollimatoren zur Kontrolle der Umladungsverluste jedoch nicht den Primärstrahl, sondern fangen ausschließlich durch Umladung entstandene Ionen mit anderem Ladungszustand als dem des Primärstrahls ab und kontrollieren die erzeugten Desorptionsgase. Damit sie nicht die Akzeptanz des Beschleunigers verringern, ist es unumgänglich, diese an Stellen einzusetzen, an denen die Separation der umgeladenen Ionen vom Primärstrahl möglichst groß ist. Diese Bedingung lässt sich durch eine geeignete ionenoptische Auslegung erreichen. Hierbei wird die Kollimations-Effizienz maximiert, welche definiert ist durch

$$\theta_{Koll} := \frac{N_{Koll}}{N_{Koll} + N_{Wand}}, \quad (5.1)$$

wobei N_{Koll} die Anzahl der auf dem Kollimator und N_{Wand} die Anzahl der unkontrolliert auf der Kammerwand auftreffenden Teilchen beschreibt.

Bei bereits vorhandenen Maschinen bleibt die Kollimationseffizienz praktisch immer unter 100 %. Für das SIS100 des FAIR-Projektes wurde erstmals ein neuer Ansatz verwendet, um gezielte Optimierungen des ionenoptischen Strahlengangs (Gitter) durchzuführen [88]. Hierbei werden unter Anderem der Ablenkwinkel der verwendeten Dipole und die Fokussierungsstruktur so angepasst, dass in jeder Periode des Bogens eine gute Separation der umgeladenen Teilchen vom umlaufenden Primärstrahl erreicht wird, siehe Abbildung 31. Ein solches System kann für ein Referenzion mit definierter Umladung optimiert werden, d.h. für andere Ionen bzw. Umladungsprozesse ist die Kollimationseffizienz geringer als für das Referenzion. Im Folgenden wird die Konstruktion sowohl der SIS18-Prototyp-Kollimatoren als auch der SIS18-Serien-Kollimatoren vorgestellt.

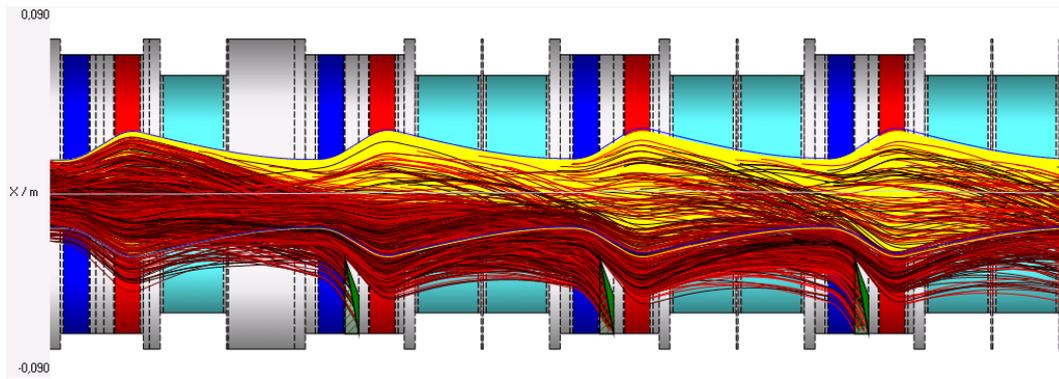


Abbildung 31: Ionenoptische Struktur des SIS100 in der horizontalen Ebene. Umgeladene U^{29+} -Partikel sind in rot eingezeichnet, der umlaufende U^{28+} -Strahl in Gelb. Dipole in Cyan, Quadrupole in Blau/Rot.

5.1 Auslegung des SIS18-Umladungskollimatorsystems

Das Umladungskollimatorsystem ist wesentlicher Bestandteil des Upgrade-Programms zur Ertüchtigung des SIS18 für den Betrieb mit intensiven Schwerionenstrahlen mittlerer Ladung. Das Kollimatorsystem muss sich mit möglichst geringem Umbauaufwand in die vorhandene ionenoptische Struktur des Synchrotrons einfügen lassen. Ziel ist die Unterdrückung der Gasesorption durch Verwendung von Kollimatormaterialien mit niedriger Desorptionsrate. Darüber hinaus wird die Saugleistung des UHV-Systems lokal erhöht und durch Kontrolle der desorbierten Gase eine Wechselwirkung dieser mit dem umlaufenden Strahl verhindert werden. Grundlegende Untersuchungen zur Positionierung der Kollimatoren sind bereits in [34] durchgeführt worden und werden an dieser Stelle nicht erneut diskutiert. Für ein Kollimatorsystem, welches für den Umladungsprozess $U^{28+} \rightarrow U^{29+}$ optimiert ist, wurde eine Position direkt hinter den Dipolen im Strahlengang als optimal ermittelt, siehe Abbildung 32.

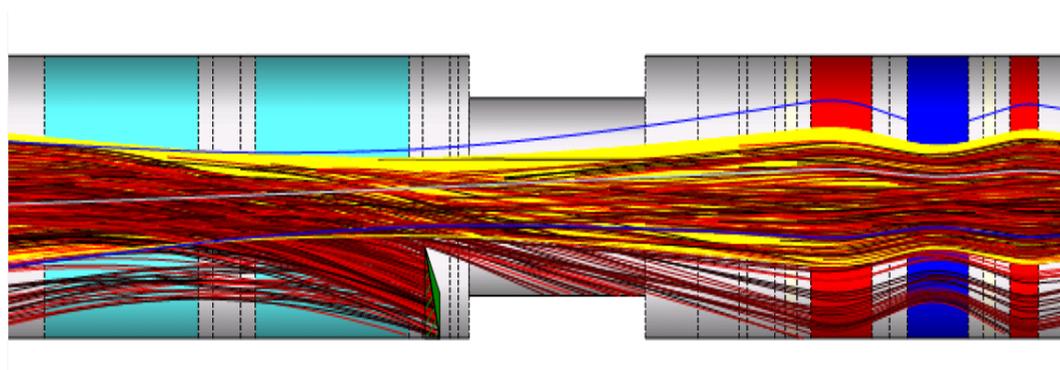


Abbildung 32: Horizontale Projektion der Sektion S02 des SIS18 mit Ionenspuren des Prozesses $U^{28+} \rightarrow U^{29+}$. Kollimator in Grün, Dipole in Cyan, Quadrupole in Blau/Rot.

In zwei Sektionen des SIS18 ist dieser Platz durch vorhandene Installationen blockiert. Diese sind S06 mit dem magnetischen Extraktionsseptum und S10 mit dem Elektronenkühler. Aufgrund dieser Tatsache und dem Sachverhalt, dass die ionenoptische Struktur des SIS18 nicht für Umladungskollimation optimiert wurde, beträgt die maximal erreichbare Kollimations-Effizienz für ein System aus 10 installierten Kollimatoren nur ca. $\theta_{Koll} \approx 78\%$, siehe Abbildung 33. Wird der Elektronenkühler im Zuge des Ausbaus für FAIR entfernt, so steigt die Kollimations-Effizienz auf 86%. Die gemessene Sollbahn im Beschleuniger weist im Verlauf eines Zyklus Abweichungen von bis zu 10 mm vom Referenzorbit auf. Damit die Kollimatoren den Strahl unter keinen Umständen beschneiden können, müssen diese mindestens um diesen Betrag vom ionenoptisch berechneten, ungestörten Strahlrand entfernt sein. Dies legt den transversalen Abstand auf ca. 45 mm fest, was bei 10 Kollimatoren zu einer Kollimations-Effizienz von ca. 74% führt.

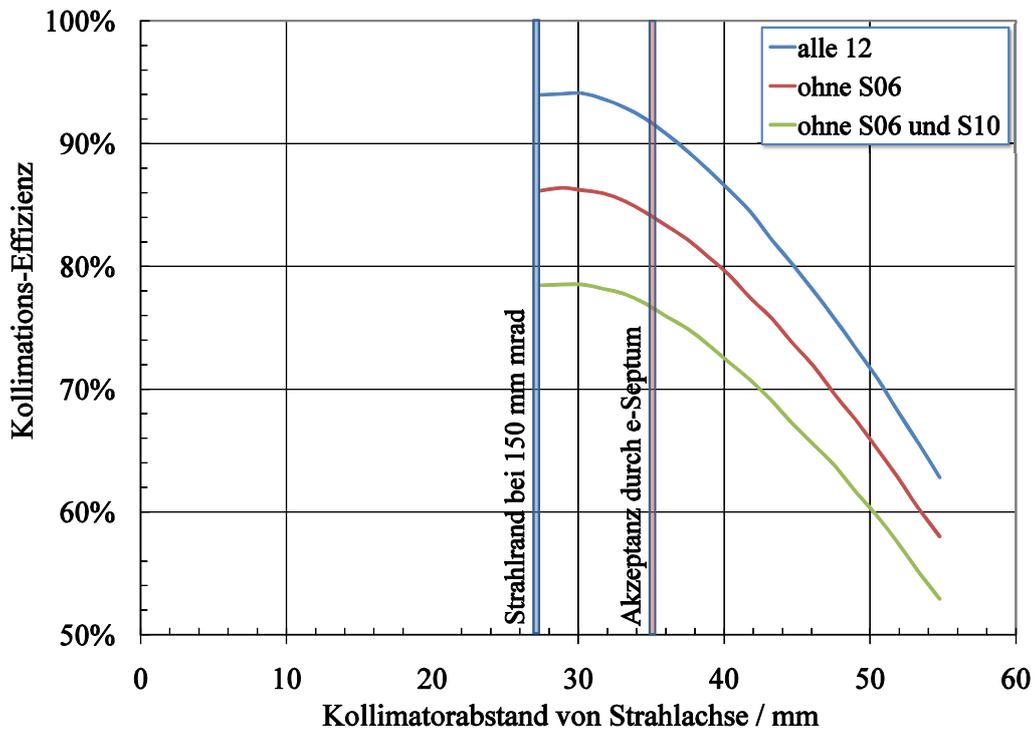


Abbildung 33: Kollimations-Effizienz im SIS18 als Funktion des Abstands der Kollimatoren zur Strahlachse.

An der optimalen Kollimatorposition befindet sich bereits eine 470 mm lange Pumpkammer. Diese Kammer verfügt über mehrere Anschlüsse für Vakuumpumpen (Ionenzerstäuber- und Titan-Sublimationspumpen). Sie wurde umkonstruiert, um den Absorber, Sekundärkammer und umfangreiche Vakuumdiagnose aufzunehmen, siehe Abbildung 34.

Der vordere und hintere Abschluss der Kammer wird durch je einen Balg zur Aufnahme der Wärmeausdehnung der angeflanschten Dipolkammer beim Ausheizen gebildet.

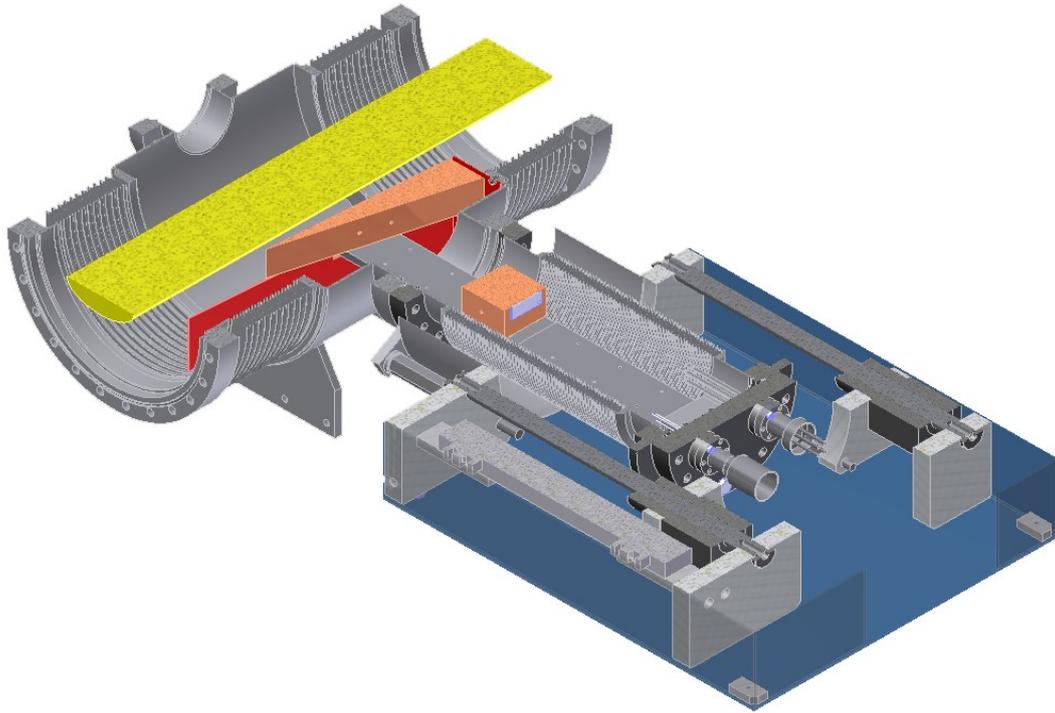


Abbildung 34: Schnitt durch die Prototyp-Kollimatorkammer in der horizontalen Ebene. Rot: Sekundärkammer, Gelb: Umlaufender Strahl, Braun: Absorberblöcke.

Um die Wirkung der Kollimatoren und deren gering desorbierender Oberfläche auf die Lebensdauer des Ionenstrahls untersuchen zu können, wurden zwei Prototypen als Ersatz für die Kammern S02VK2 (neu: S02DS2) und S03VK2 (neu: S03DS2) gefertigt und im Winter-Shutdown 2007/2008 eingebaut. Beide Prototypen verfügen über eine identische Hardwareausstattung (bis auf das verwendete UHV-Massenspektrometer und Auswertegeräte), siehe Kapitel 5.1.4. Der genaue Aufbau der Prototyp-Kollimatorkammer wird im Folgenden beschrieben.

5.1.1 Absorber

Die umgeladenen Ionen müssen auf geeignete Art und Weise aufgefangen und gestoppt werden. Hierzu dient ein massiver Absorber aus Metall. Da die geometrische Form des Absorbers Einfluss auf die Desorptionsrate hat (bzgl. Auftreffwinkel und effektive Fläche), wurden zwei verschiedene Geometrien in den Prototypen realisiert: Ein Block und ein Keil, siehe Abbildung 35.

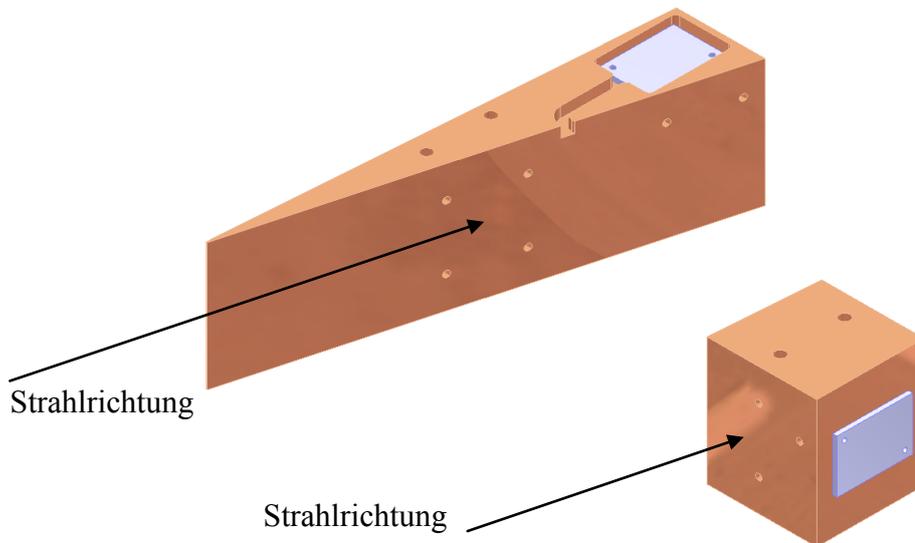


Abbildung 35: Absorber-Geometrien Keil (oben) und Block (unten).

Die Länge des blockförmigen Absorbers ist mit 5 cm so ausgelegt, dass auftreffende Ionen und auch leichte Fragmente so gut wie möglich gestoppt werden. Die vom Winkel abhängige Desorptionsrate sollte sehr gering sein, da die umgeladenen Strahlionen praktisch senkrecht auf die Absorberfläche auftreffen, siehe auch Kap. 4.2.2.

Der keilförmige Absorber wurde in einer Sekundärkammer untergebracht und so lang wie möglich gewählt, damit nur ein geringer Anteil der Desorptionsgase zurück auf die Strahlachse gelangen kann. Die Länge der vorhandenen Pump- und Diagnosekammer bis zu den Bälgen gab dessen Länge mit 205 mm vor.

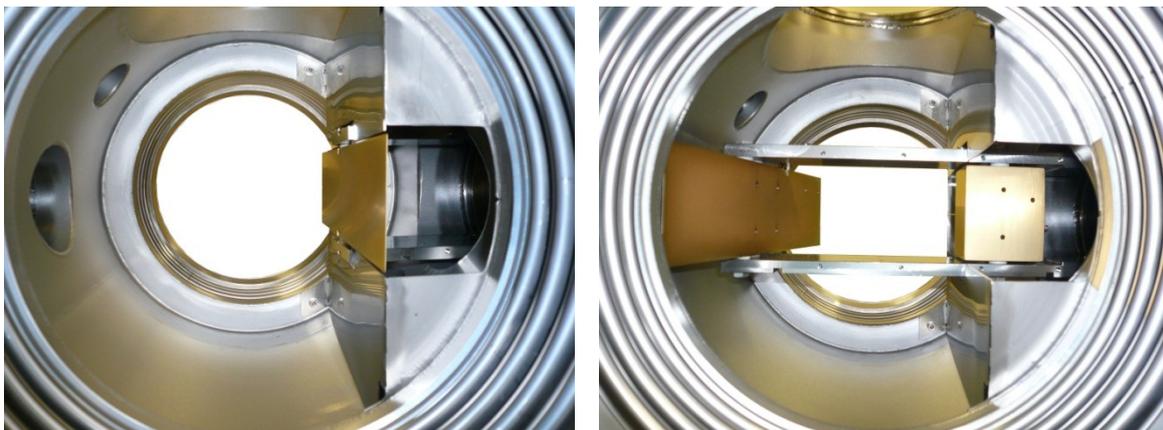
Als Absorbermaterial wurde sauerstofffreies Reinstkupfer (OFHC-Kupfer) benutzt, da dieses mit einem Reinheitsgrad von mehr als 99,95 % wenige Fremdatome enthält und somit bereits ohne zusätzliche Oberflächenbeschichtung eine niedrigere Desorptionsrate als z.B. Edelstahl besitzt [52]. Darüber hinaus hat Kupfer eine gute Wärmeleitfähigkeit, womit gewährleistet ist, dass die durch das Stoppen der umgeladenen Ionen im Absorber deponierte Energie schnell abgeführt wird. Auch leichtere Ionen und deren Fragmente werden durch den Absorber gestoppt.

Um die beiden Geometrien getrennt voneinander testen zu können, sind beide Absorberblöcke auf einer transversal beweglichen Targetleiter befestigt. Durch einen Schrittmotor können beide an die berechnete laterale Ablage der umgeladenen U^{28+} -Ionen (U^{29+}) gefahren werden. Ein etwaiger Strahlversatz durch Sollbahnstörungen kann durch den Antrieb ebenfalls ausgeglichen werden. Die Positionen der beiden Absorber (Tabelle 16) wurden vor dem Einbau mittels der an der Kammer angebrachten Skalen kalibriert. Die

Schrittmotoren wurden in das Beschleuniger-Kontrollsystem eingebunden und können über das Programm NODAL vom Hauptkontrollraum aus ferngesteuert werden. Bei der Eingabe in NODAL werden keine mm, sondern 1/10 mm als Einheit verwendet. Die beiden Sollpositionen der Absorber sind in Abbildung 36 aus Sicht des Strahls abgebildet.

Tabelle 16: Kalibrierte Positionen der Schrittmotoren. Skala: am Lineal abgelesene Position. NODAL: In NODAL einzustellende Position, Soll: An der Sekundärkammer anliegend, Innen: maximale Eindringtiefe in die Kammer. Außen: Minimale Eindringtiefe in die Kammer.

Kollimator-Nomenklatur	Außen	Keil Soll	Block Soll	Innen
S02DS2HI (Skala) / mm	185,0	177,0	27,0	10,5
S02DS2HI (NODAL) / 1/10 mm	8,0	0,0	-150,0	-166,5
S03DS2HI (Skala) / mm	185,5	176,5	29,5	17,0
S03DS2HI (NODAL) / 1/10 mm	9,0	0,0	-147,0	-159,5



a) Keil anliegend

b) Block anliegend

Abbildung 36: Prototyp-Kollimatorokammer, in Strahlrichtung gesehen. Der Absorberkeil bzw. -block ist in seiner jeweiligen Sollposition zu sehen. Rechts im Bild die Sekundärkammer.

5.1.2 Oberflächen-Beschichtung des Absorbers

Das Material des Absorbers an der Auftreffstelle der umgeladenen Ionen sollte eine möglichst geringe Desorptionsrate aufweisen. Zu Beginn des Kollimator-Projektes war noch kein geeignetes Material verfügbar. Allerdings stellten zugleich M. Bender und H. Kollmus (UHV-Gruppe der GSI) umfangreiche Untersuchungen verschiedenster Materialien und Beschichtungen am Desorptions- und ERDA-Messstand der GSI durch (siehe [55], [52]). Der Vergleich zahlreicher Materialien und Oberflächenvergütungen ergab, dass eine auf das Trägermaterial Kupfer gesputterte, ca. 300 nm dicke Gold-Schicht die geringste gemessene Desorptionsrate von $\eta_{\perp} \approx 90$ Moleküle/Ion aufweist. Darüber hinaus kann bei andauernder Bestrahlung mit einer Gesamtdeposition von ca. $1 \cdot 10^{13}$ Ionen/cm² die Desorptionsrate weiter auf $\eta_{\perp} \approx 25$ Moleküle/Ion gesenkt werden.

Die Desorptionsrate von Gold ist u. A. deshalb so niedrig, weil dieses chemisch inert ist, d.h. wenige Bindungen mit anderen Atomen eingeht. In der ERDA-Analyse konnte daher auch keinerlei Oxidation der Oberfläche festgestellt werden. Da Gold nach längerer Zeit oder bei erhöhter Temperatur (z.B. beim Ausheizen) in das Kupfer des Absorbers diffundiert, muss eine Nickel-Diffusionssperre zwischengeschaltet werden. Die Absorber der beiden Kollimator-Prototypen bestehen demzufolge aus den in Tabelle 17 angegebenen Materialschichten.

Tabelle 17: Materialschichtung des Absorbers.

Material	Schichtdicke / nm
Kupfer	massiv
Nickel	200
Gold	300

Aufgrund der Größe musste die Beschichtung des keilförmigen Absorbers galvanisch aufgebracht werden. Von den beiden Absorberblöcken wurde einer (in S02 eingebaut) besputtert, während der andere ebenfalls galvanisch beschichtet wurde. Ziel der verschiedenen Beschichtungsmethoden war es, den quantitativen Unterschied der Desorptionsrate im Experiment festzustellen. Durch die beim Galvanisieren verwendeten Chemikalien wird ein Fremdstoff-Anteil von ca. 6 % C, N und O in der Oberfläche gebunden [52]. Dies ist für zukünftige Beschichtungen zu vermeiden, d.h. der Sputterprozess ist der galvanischen Beschichtung vorzuziehen.

5.1.3 Kontrolle der Desorptionsgase

Eine wichtige Aufgabe des Kollimatorsystems ist die Kontrolle bzw. der Einschluss der Desorptionsgase, so dass diese nicht mehr auf die Strahlachse gelangen und dort zu weiteren Umladungsvorgängen führen können. Dies wird durch die Einbettung des Absorbers in einer Sekundärkammer erreicht. Die umgeladenen Ionen treten durch ein Fenster mit kleinem Vakuumleitwert in die Sekundärkammer ein und treffen den Absorber. Die dort entstehenden Desorptionsgase werden mit großer Wahrscheinlichkeit an den NEG-beschichteten Sekundärkammerwänden adsorbiert. Ein kleiner Anteil R dieser Gase tritt aus dem Fenster wieder aus. Wählt man den Adsorptionskoeffizient = 1, so lässt sich dieser Anteil anhand der Geometrie abschätzen zu

$$R(L) = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=0}^n \frac{1 - \cos\left(\beta_G \left(\frac{i}{n} \cdot L\right)\right)}{2}, \quad (5.2)$$

wobei L die Länge des Absorbers ist. Der Grenzwinkel zur Absorption des Moleküls an der NEG-Oberfläche ist

$$\beta_G(x) = \alpha + \arctan\left(\frac{B}{x} - \sin(\alpha)\right), \quad (5.3)$$

wobei B die Breite des Kollimators, x eine Position entlang seiner Länge und α der Winkel seiner Vorderkante ist. Für den 20,5 cm langen Keil mit einem Neigungswinkel von 15° erhält man für den Anteil der Desorptionsgase, welcher die Strahlachse erreicht $R = 14,4\%$.

Für den blockförmigen Absorber erhält man einen Grenzwinkel von

$$\beta_G = \tan^{-1}\left(\frac{a}{x}\right), \quad (5.4)$$

wobei a der Abstand des Blocks zum Eintrittsfenster und x eine Koordinate entlang seiner Breite ist. Unter Verwendung von (5.2) mit L als Breite des Blocks ergibt sich für eine Breite von 6 cm und einem Abstand von 7,75 cm ein Anteil von $R = 32,9\%$.

Der keilförmige Absorber sollte demnach einen nur halb so großen Anteil der Desorptionsgase auf die Strahlachse gelangen lassen wie der blockförmige. Bei kleinen Adsorptionswahrscheinlichkeiten der Sekundärkammerwand bzw. NEG-Oberfläche werden beide Anteile vergleichbar.

Gleichzeitig mit den Prototyp-Kollimator-Kammern wurde am NEG-Beschichtungsstand der GSI ein kleines Stück Edelstahl beschichtet und am CERN mit-

tels XPS-Analyse (X-Ray Photoelectron Spectroscopy) untersucht. Die resultierende, nur geringfügig von der Referenz abweichende chemische Zusammensetzung ist in Tabelle 18 dargestellt. Die Ergebnisse sprechen für eine gute Kontrolle des Beschichtungsprozesses. Die Kammerwände wiesen nach der Beschichtung keinerlei Kratzer und Unregelmäßigkeiten auf, der minimale, gemessene Enddruck betrug bei beiden Kammern ohne Strahllast ca. $2 \cdot 10^{-11}$ mbar.

Tabelle 18: Stöchiometrische Oberflächenszusammensetzung der NEG-Beschichtung nach der XPS-Analyse [89].

Kammer	C / Atom-%	O / Atom-%	metallisch / Atom-%		
			Ti	Zr	V
Referenz	23,4	52,9	24,2	41,7	34,1
GSI-Kammer	30,9	46,8	25,8	41,4	32,8

5.1.4 Diagnostik und Sensorik

Zum Nachweis der geplanten Funktion der Kollimatoren wurden verschiedene Diagnose-Systeme vorgesehen, siehe Abbildung 37.

- Jeweils ein Totaldruck-Messgerät vom Typ Leybold IONIVAC IM514 nach dem Extraktor-Prinzip, diametral gegenüberliegend in Primär- und Sekundärkammer zur Bestimmung der tatsächlichen Desorptionsrate in der Sekundärkammer und der effektiven, d.h. der für den umlaufenden Strahl sichtbaren Desorptionsrate in der Primärkammer. Der niedrigste messbare Druck dieser Messröhren beträgt ca. $1 \cdot 10^{-12}$ mbar. Die verwendeten Controller sind jeweils zwei Leybold vacuum IONIVAC IM520 für die Kammer S02DS2 und zwei IM540 für die Kammer S03DS2. Die Wandlungsrate bei $1 \cdot 10^{-11}$ mbar beträgt bei Typ IM520 ca. 5 Hz, beim IM540 ca. 1 Hz.
- Ein UHV-Quadrupol-Massenspektrometer (RGM) zur Bestimmung der Restgaszusammensetzung und deren Änderung während Strahllast und Zeit. In S02DS2: Pfeiffer Prisma+, in S03DS2: Pfeiffer QMA125.
- Eine Messung des auf dem Kollimator auftreffenden Ionenstroms zum direkten Nachweis der Umladung mittels eines Strom-Frequenz-Wandlers vom GSI-Typ IFC3 (8C02001, Seleon GmbH) mit einer Wandlungsrate von 10^{-13} C/Puls.
- Eine Temperaturmessung der Heizelemente mittels Typ-K-Thermoelement und Tectra HC3500-Heizkontrollern.

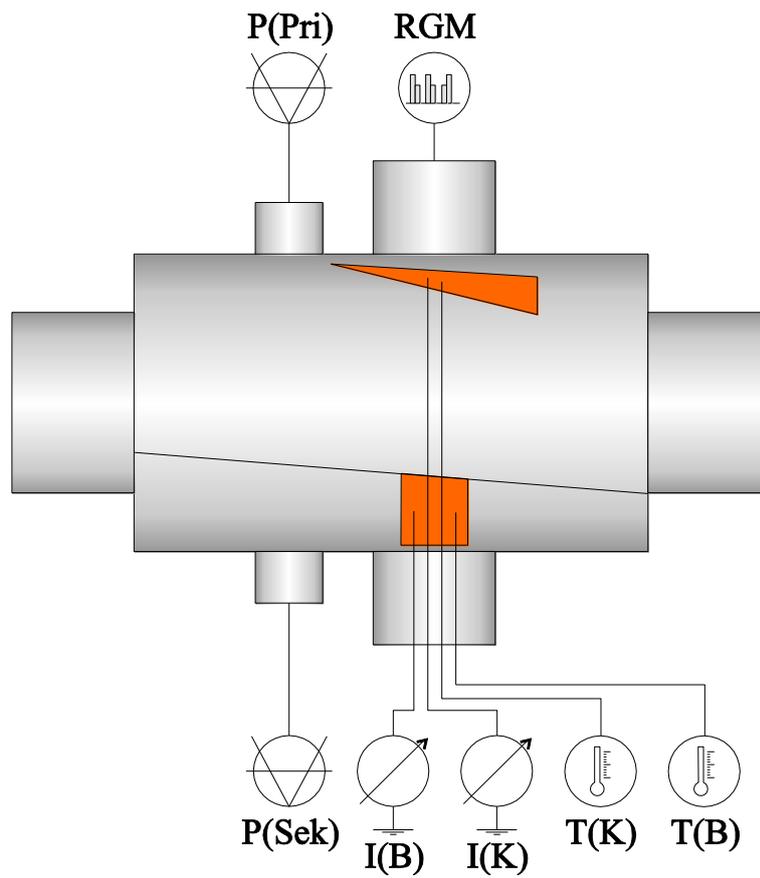
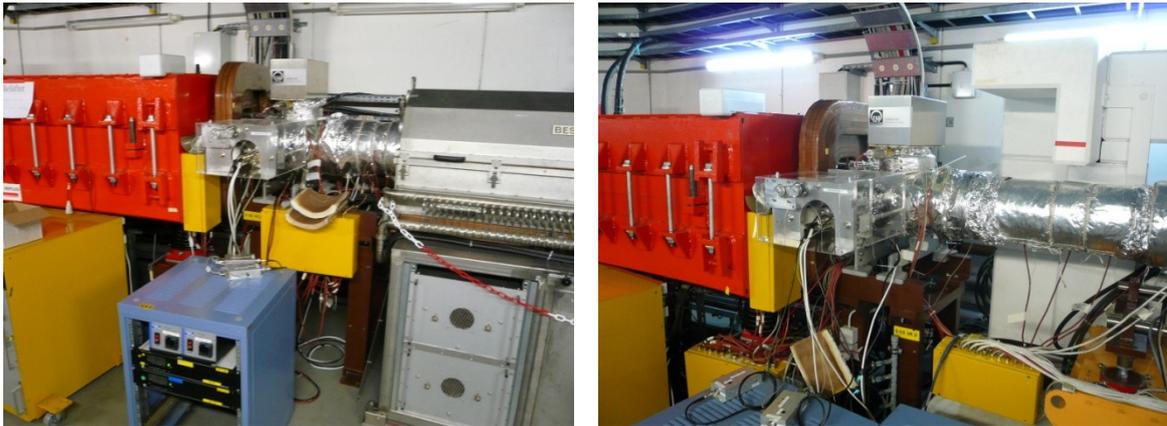


Abbildung 37: Sensorausstattung der Prototyp-Kollimatorkammer (schematisch).

5.2 Prototyptests im SIS18

Die beiden Prototypen des Kollimators wurden im SIS18, in den Sektionen S02 und S03 eingebaut, siehe Abbildung 38. Zur Verifikation der Funktion der Kollimatoren wurden verschiedene Experimente im SIS18 durchgeführt. Dabei wurden die Saugleistung der NEG-Beschichtung, der Einschluss der Desorptionsgase in der Sekundärkammer und die effektive Desorptionsrate der beiden Absorber bestimmt.



a) S02DS2

b) S03DS2

Abbildung 38: Eingebaute Prototyp-Kollimatoren im SIS18. Rot: Dipol, direkt dahinter ist die jeweilige Kollimatkammer zu sehen. Auf der Kammer ist eine IZ-Pumpe installiert. Das davor stehende Rack (blau) nimmt die Auswerteelektronik auf.

Während der Maschinenexperimente vom 20. – 22.02.2008 stand ein $^{238}\text{U}^{28+}$ -Strahl aus der MEVVA-Quelle zur Verfügung. Die im letzten Transferkanal-Abschnitt TK9 (unmittelbar vor der Injektion in das SIS18) erreichten Teilchenströme betragen ca. 1,0...1,5 mA. Durch MTI-Injektion von max. 15 Umläufen konnte im SIS18 eine maximale Teilchenzahl von $1,3 \cdot 10^{10}$ akkumuliert werden.

Über den kompletten Verlauf der Maschinenexperimente wurden über das Programm ABLASS für jeden einzelnen Zyklus die SIS-Teilchenströme, die Primär- und Sekundärkammerdrücke in S02DS2, die Ströme auf den Absorbern und Messwerte anderer SIS18-Geräte mit 1 kHz Abtastfrequenz aufgenommen und gespeichert. Die verwendeten Nomenklaturen mit ihrer Bedeutung sind im Anhang, in der Tabelle 26 aufgeführt. Mittels des Programms „Geräte-Steuerung“ wurden auch außerhalb der für ABLASS sichtbaren SIS-Zyklen der Totaldruck in der Kammer S03DS2 aufgenommen. Weiterhin wurde der Restgasdruck aller Sektionen des SIS18 durch die UHV-Steuerung aufgenommen, jedoch mit nur geringer Zeitauflösung im Sekunden-Bereich.

Die Extraktor-Messröhren IE514 in Kombination mit den Controllern IM540 in S03DS2 weisen einen magnetfeldabhängigen Fehler auf. Ist das externe Magnetfeld groß, so wird ein kleinerer Ionenstrom in den Messröhren detektiert, was vom Controller als geringer Druck interpretiert wird. Das externe Magnetfeld wird durch das Streufeld der Spulen am Dipolende verursacht, d.h. zuverlässige Messungen sind nur in Pausen zwischen den Beschleunigungszyklen möglich. Dies betrifft auch viele andere im SIS18 verwendete UHV-Messröhren und insbesondere die Quadrupol-Massenspektrometer. Versuche, die Messröhren der Prototyp-Kammern nachträglich mit μ -Metall gegen diese Felder abzuschirmen, schlugen aufgrund der ungünstigen Einbauposition der Messröhren fehl.

5.2.1 Statischer Druck und Saugleistung

Für die spätere Abschätzung der effektiven Saugleistung und auch zur Berechnung der Desorptionsrate ist es notwendig, den statischen Enddruck des Vakuums im SIS18 zu kennen. Hierzu wurden die erreichten Drücke über 19 Minuten aufgezeichnet. In Bezug auf die Sonden, welche mit Hilfe des herkömmlichen UHV-Messsystems analysiert werden, entspricht dies 20 Messwerten, im Falle der Sonden S03DS2_PRI und S03DS_SEC dagegen 708 Messwerten. Die statistische Bewertung ist in Tabelle 19 aufgeführt.

Tabelle 19: Statische, gaskorrigierte Drücke im SIS18 vom 14.05.2008.

Sonde	$p_0 / 10^{-11}$ mbar
S01VM5e	$3,54 \pm 0,09$
S02VM4e	$7,21 \pm 0,18$
S03VM4e	$6,62 \pm 0,19$
S05VM4e	$5,34 \pm 0,08$
S06VM4e	$6,79 \pm 0,10$
S08VM5e	$9,27 \pm 0,21$
S10VM1e	$9,73 \pm 0,41$
S11VM2e	$2,31 \pm 0,33$
S12VM5e	$2,57 \pm 0,14$
S03DS2_PRI	$6,60 \pm 0,33$
S03DS2_SEC	$5,46 \pm 0,94$

Durch die Auswertung der Druckentwicklung des Vakuums in Pausen zwischen dem Strahlbetrieb lässt sich die effektive Saugleistung bestimmen gemäß:

$$p(t) = p_0 + \Delta p \cdot e^{-\frac{t \cdot S}{V}} \quad (5.5)$$

wobei V das Volumen des Rezipienten, p_0 der statische Enddruck, Δp der gemessene Druckanstieg bei $t = 0$ und S die effektive Saugleistung ist. In der Praxis findet man je-

doch eine hiervon abweichende Druckentwicklung, so dass eine weitere Komponente in der Saugleistungsberechnung berücksichtigt werden muss:

$$p(t) = p_0 + \frac{\Delta p}{f} \cdot e^{-\frac{t \cdot S_1}{V}} + \frac{(f-1) \cdot \Delta p}{f} \cdot e^{-\frac{t \cdot S_2}{V}}, \quad (5.6)$$

wobei $f \geq 1$ und $S_1 \gg S_2$ ist. Die Abweichung zu (5.5) kann u. A. dadurch verursacht werden, dass die Saugleistung für einige Restgaskomponenten geringer ausfällt als für die hauptsächlich vorkommenden.

In Abbildung 39 sind drei Zeitintervalle vom 14.05.2008 dargestellt, für welche die effektiven Saugleistungen an jeder verfügbaren Drucksonde des SIS18 mittels eines Chi²-Fits nach (5.6) berechnet wurde. In einzelnen Fällen ist keine Druckverminderung zu beobachten, die entsprechenden Sonden wurden daher von der Auswertung ausgenommen. Die effektiven Saugleistungen findet man für die betrachteten Fälle in Abbildung 40. Die mittlere Saugleistung aus allen Sonden ergibt sich zu $S_{eff,1} = 0,62 \pm 0,24 \text{ m}^3/\text{s}$ und $S_{eff,2} = 0,014 \pm 0,006 \text{ m}^3/\text{s}$.

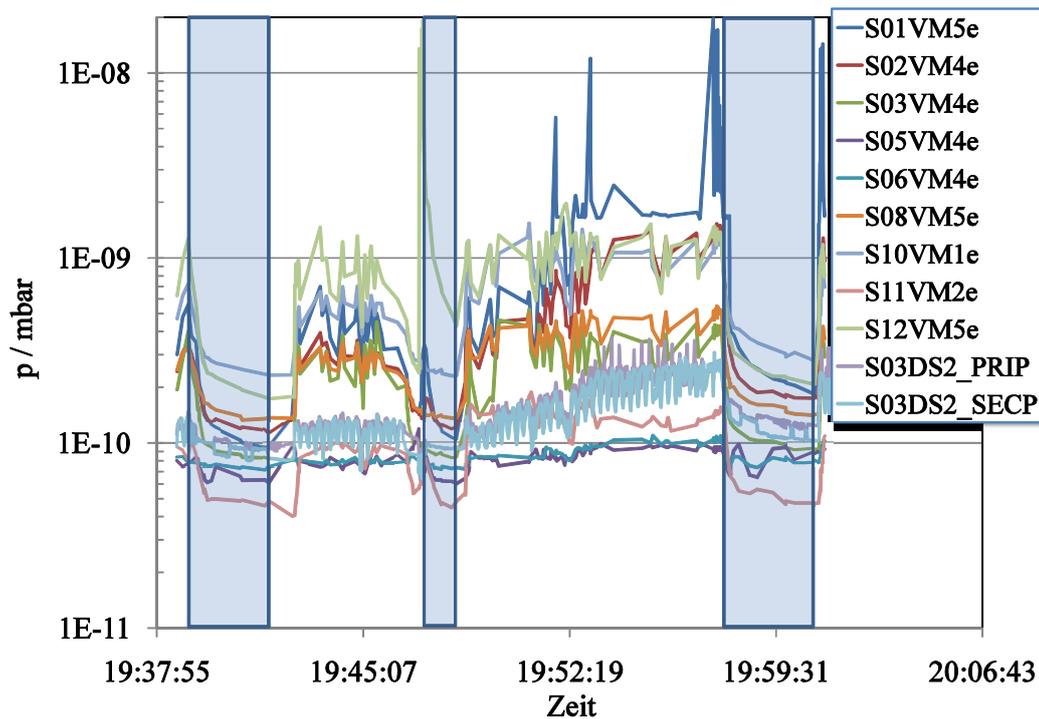


Abbildung 39: Druckverläufe im SIS18, die zur Bestimmung der Saugleistung herangezogen wurden (Zeitintervalle blau markiert).

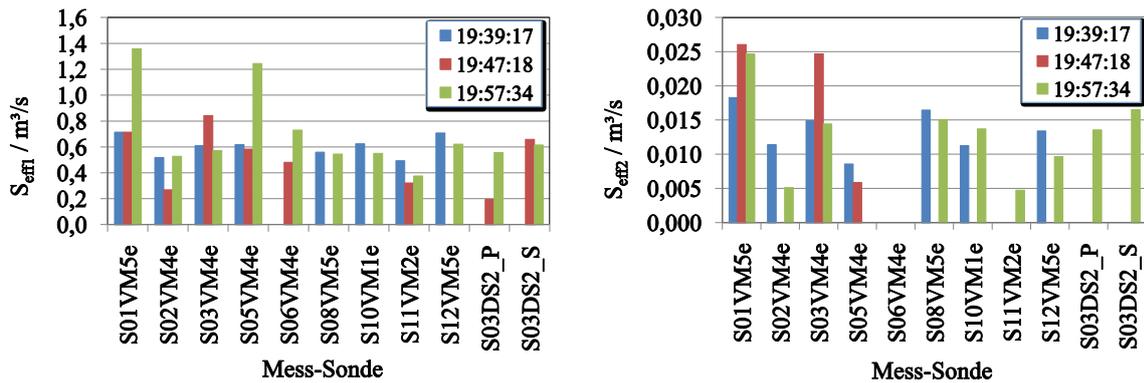


Abbildung 40: Aus den Druckverläufen gewonnene effektive Saugleistungen im SIS18.

5.2.2 Dynamischer Druckverlauf in den Kollimatorkammern und den Sektionen S01...S04

Bei korrekter Funktion des Kollimatorsystems sollte der durch umgeladene Strahlionen verursachte Druckanstieg auf der Strahlachse möglichst gering sein. Weiterhin sollte sich ein Druckanstieg in der Sekundärkammer möglichst nicht in die Primärkammer fortpflanzen, was speziell beim keilförmigen Absorber ein wichtiges Kriterium ist. Um dies zu überprüfen, wurden bei konstanter Beschleunigereinstellung zunächst der Keil und danach der Block auf die jeweilige Sollposition verfahren. Währenddessen wurden der Druckverlauf im SIS18, in den Kollimatorkammern selbst und die Teilchenzahlverläufe gespeichert.

Zunächst wurde der Druckverlauf innerhalb der Kollimatorkammern betrachtet. In Abbildung 41 ist der gaskorrigierte Druckverlauf in der Kollimatorkammer S03DS2 dargestellt. Für die Kammer S02DS2 liegen Vakuummessdaten nur während der Beschleunigungszyklen selbst vor, d.h. nicht in den Pausen zwischen den Zyklen. Für den Absorberkeil auf Sollposition ist der Druckanstieg in der Sekundärkammer tatsächlich größer als in der Primärkammer, was dessen einschließende Funktion bestätigt. Festzustellen ist allerdings auch, dass der Anstieg des Drucks in der Kollimatorkammer im Falle des Absorberblocks auf Sollposition deutlich geringer ausfällt als für den Absorberkeil auf Sollposition. Dies trifft sowohl auf die Primär- als auch auf die Sekundärkammer zu. Die deutlich höhere Desorptionsrate bei streifendem Auftreffen des Ionenstrahls auf den Absorberkeil überwiegt also die einschließende Wirkung der Desorptionsgase.

Die großen Druckanstiege bei den Zeitindizes 15:58:20 und 16:56:59 sind auf das Einschalten des Emissionsstroms der beiden Massenspektrometern in den Prototypen-

kammern zurückzuführen. Die Massenspektrometer sind während der Aufnahme der Messreihen ausgeschaltet, um den Druck nicht durch Erwärmung ihrer unmittelbaren Umgebung zu verfälschen.

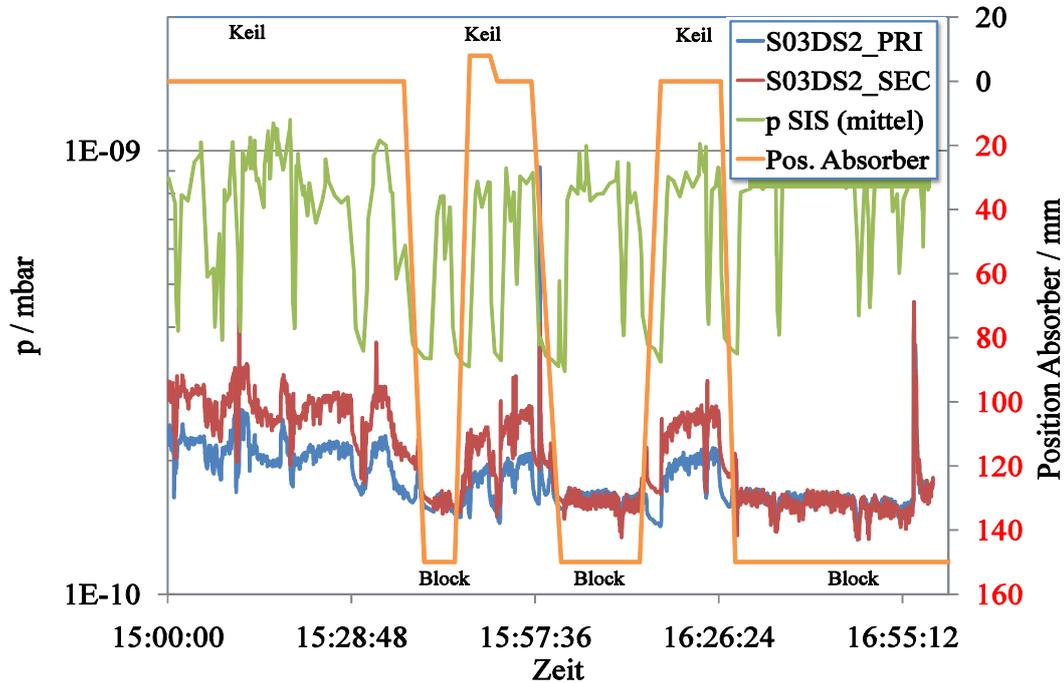


Abbildung 41: Dynamischer Druckverlauf im SIS18 und der Kollimatkammer S03DS2 als Funktion der Zeit und Absorberposition. Rot: Sekundärkammer, Blau: Primärkammer, Grün: Mittlerer Druck, Orange: Kollimatorposition.

Der mittlere Druck im SIS18 zeigt keinen signifikanten Unterschied, verursacht durch die Wirkung des Keils oder Blocks, allerdings sind in den Messdaten der Sonden in S02 und S03 geringe Druckänderungen in Abhängigkeit der Absorberposition zu erkennen, wie aus Abbildung 42 ersichtlich ist. In Tabelle 20 sind die mittleren und maximalen Drücke für die untersuchten Fälle aufgeführt.

Tabelle 20: Korrigierte Drücke im SIS18 während der Kollimator-Tests. Block: Block auf Sollposition, Keil: Keil auf Sollposition.

Sonde	Block / 10^{-10} mbar		Keil / 10^{-10} mbar	
	p_{mittel}	p_{max}	p_{mittel}	p_{max}
S01VM5e	$3,74 \pm 0,82$	5,66	$3,25 \pm 1,03$	5,88
S02VM4e	$5,79 \pm 0,69$	6,94	$5,95 \pm 1,36$	7,73
S03VM4e	$1,10 \pm 0,05$	1,19	$1,21 \pm 0,12$	1,33
S04VM5e	$0,77 \pm 0,03$	0,82	$0,76 \pm 0,06$	0,82
S03DS2_P	$1,64 \pm 0,07$	1,76	$1,96 \pm 0,11$	2,19
S03DS2_S	$1,60 \pm 0,10$	1,79	$2,46 \pm 0,25$	5,55

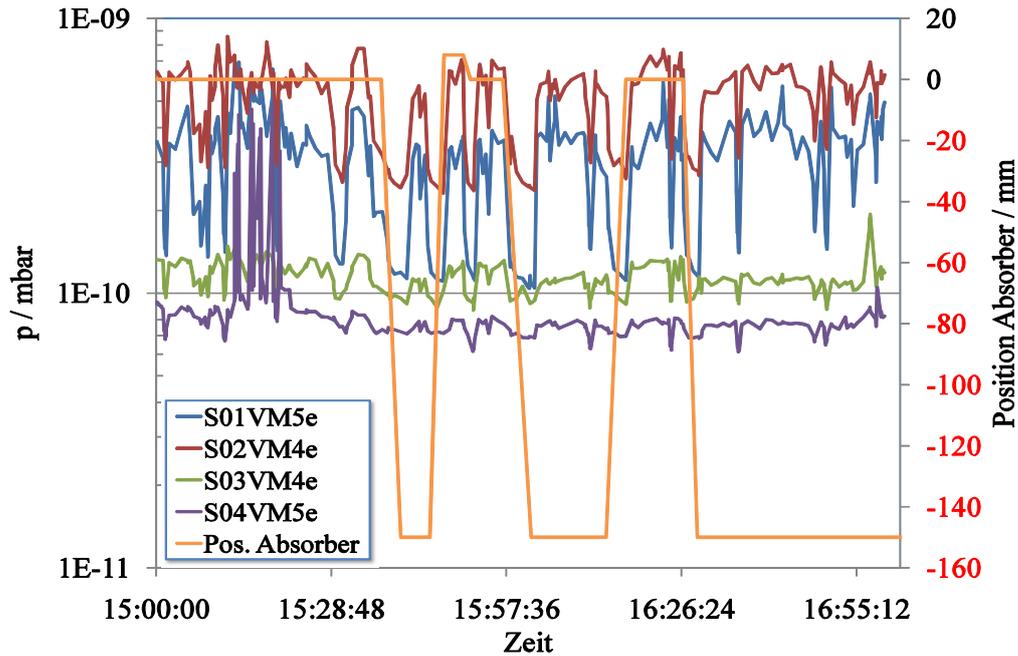


Abbildung 42: Dynamischer Druckverlauf der Sektionen S01...S04 im SIS18 als Funktion der Zeit und der Absorberposition.

Zwar sind die mittleren Drücke der Sonden in S01...S04 innerhalb des Messfehlers (der hier als Standardabweichung angenommen wurde) gleich, aber die Maximaldrücke sind im Falle des Absorberblocks stets geringer. Damit ist nachgewiesen, dass die Kollimatoren den Druck im SIS18 nicht nur lokal, sondern auch über die gesamte Sektion, in welcher sie installiert sind, verringern.

Durch den geringen Vakuumleitwert die langen, elliptischen und gebogenen Dipolkammern macht sich der Druckanstieg bzw. die Druckreduktion nicht in den angrenzenden Sektionen bemerkbar (siehe Abbildung 43). Deshalb ist an den Sonden S01VM5e vor den Kollimatoren sowie S04VM4e hinter den Kollimatoren keine Druckbeeinflussung festzustellen.

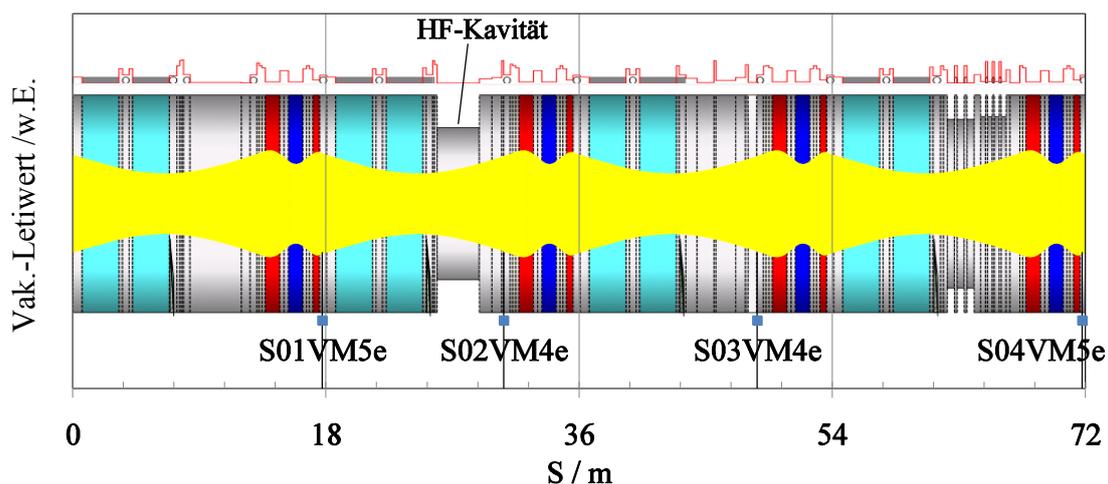


Abbildung 43: Positionen der UHV-Messsonden in den Sektionen S01...S04 des SIS18. Der qualitative Verlauf der Vakuumleitwerte (rot) und Position der Pumpen (Kreise) bzw. NEG-Beschichtungen (graue Rechtecke) ist oberhalb der ionenoptischen Struktur angedeutet. Cyan: Dipole, Rot/Blau: Quadrupole.

5.2.2.1 Bestimmung der Desorptionsrate der Absorber

Mit Hilfe des idealen Gasgesetzes lässt sich aus dem gemessenen Teilchenverlust ΔN der zugehörige, durch ionenstimulierte Desorption verursachte Druckanstieg Δp berechnen:

$$p \cdot V = N \cdot k_B \cdot T, \quad (5.7)$$

woraus folgt:

$$\Delta p = \frac{\eta \cdot \Delta N \cdot k_B \cdot T}{V}, \quad (5.8)$$

wobei η die Desorptionsrate ist. Mittels eines Chi²-Fits wurden die nach (5.6) und (5.8) berechneten Drücke an die in Abbildung 44 gezeigten, gaskorrigierten Messdaten angepasst. Hierbei wurde die Anzahl der pro Zyklus durch Umladung verlorenen Teilchen mit der ionenoptisch berechneten Auftreffwahrscheinlichkeit auf die Kollimatoren gewichtet. Die somit gewonnen Desorptionsraten sind in Tabelle 21 dargestellt.

Tabelle 21: Parameter zur Simulation der Druckverläufe in der Kollimatorkammer S03DS2.

Parameter	Keil		Block	
	Primär	Sekundär	Primär	Sekundär
$p_0 / 10^{-10}$ mbar	1,20	1,32	1,10	1,10
$S_1 / \text{m}^3/\text{s}$	0,6	0,6	0,6	0,6
$S_2 / \text{m}^3/\text{s}$	0,015	0,015	0,015	0,015
f	3,0	2,6	3,0	3,0
$\eta / \text{Moleküle/Ion}$	43	72	31	29

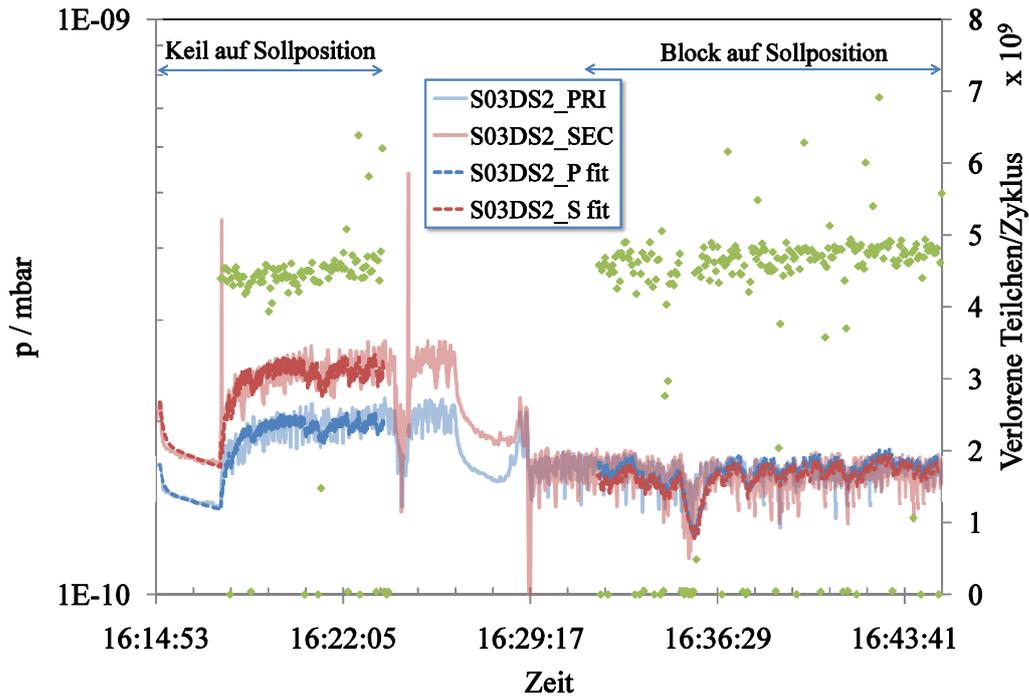


Abbildung 44: Fit des Druckverlaufs in der Kollimatorkammer S03DS2 für den Keil (1. Teil) und den Block (2. Teil) auf der jeweiligen Sollposition. Punkte: Anzahl der verlorenen Teilchen pro Zyklus. Messung: Helle Linien, Berechnung: Dunkle Linien.

Die berechneten effektiven Desorptionsraten sind im Vergleich zu der durch die zuvor beschriebenen Experimente bestimmten Desorptionsrate für streifenden Einfall auf die Strahlrohre von $\eta_{\perp} \approx 2,6 \cdot 10^4$ Molekülen/Ion sämtlich sehr niedrig. Der Wert, der bei ERDA-Messung [52] bei optimal senkrechtem Einfall von $\eta_{\perp} \approx 25$ Molekülen/Ion für niedrig desorbierende Gold-Oberflächen nachgewiesen wurde, konnte im Experiment nicht ganz erreicht werden. Die blockförmige Absorbergeometrie mit nahezu senkrechtem Auftreffen der umgeladenen Ionen weist mit $\eta_{\perp} \approx 30$ Molekülen/Ion die niedrigste Desorptionsrate auf. Der keilförmige Absorber zeigt ein deutliches Einschlussverhalten der produzierten Desorptionsgase. Die deutlich erhöhte Desorptionsrate bei streifendem Strahlverlust auf seiner Oberfläche überwiegt jedoch diesen Vorteil.

Der in der Primärkammer gemessene Druckanstieg beim Einsatz des Keils ist signifikant höher als beim Einsatz des Blocks. Gemäß dieser Beobachtung wurde der Schluss gezogen, dass die optimale Absorbergeometrie für die Serienausführung des Kollimators der Block ist. Die niedrig desorbierende Gold-Beschichtung erfüllt ihre Funktion wie angedacht und reduziert die ionenstimulierte Desorptionsrate um einen Faktor 1.000 gegenüber dem streifenden Einfall.

5.2.3 Dynamischer Druckverlauf in Sektionen ohne Kollimatoren

Der dynamische, gaskorrigierte Druck in den übrigen Sektionen des SIS18 ist in Abbildung 45 dargestellt. Der Druckanstieg durch die Strahlverluste ist in allen UHV-Kammern mit Druckmesssonden, außer S05VM4e und S06VM4e, größer als in den Kollimator-kammern (vgl. hierzu auch Abbildung 41). Man erkennt darüber hinaus, dass die Sektion S12 stets den größten absoluten Druck aufweist. Dies ist auf die systematischen, z.Zt. unvermeidbaren multiturn-Injektionsverluste zurückzuführen, welche auf der Rückseite des elektrostatischen Septums in S12 lokalisiert sind.

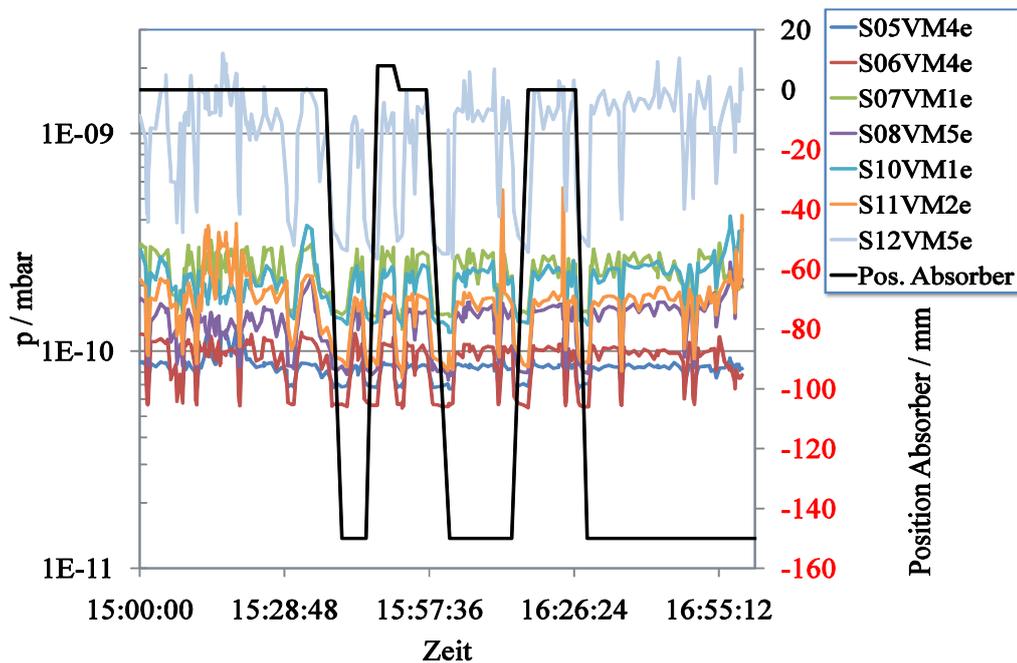


Abbildung 45: Dynamischer Druckverlauf der übrigen Sektionen des SIS18 als Funktion der Zeit und der Absorberposition.

Die Druckmessungen zeigen keine Abhängigkeit von der gewählten Absorberposition. Dieses Verhalten wurde erwartet; der kleine Vakuumleitwert von Sektion zu Sektion verhindert, dass ein geringer lokaler Druckanstieg den Druck in den übrigen Sektionen signifikant ändert.

5.2.4 Ionenstrom auf den Absorbern

Während der Experimente wurde der Ionenstrom auf den Absorbern aufgezeichnet. Da die Kammer keinerlei Abschirmung für die durch den Ionenaufprall ausgelösten Sekundärelektronen hat, ist die Messung des Ionenstroms nur qualitativ nutzbar. Bei Verwendung des Blocks ist es somit möglich, das relative Umladungsverhältnis von U^{29+} (1-facher Elektronenverlust) zu U^{27+} (1-facher Elektroneneinfang) zu bestimmen, siehe Abbildung 46. Prinzipiell ist es mit diesem Messverfahren möglich, für alle Ionen mit Ladungszuständen im Bereich von $q \approx 18 \dots 38$ den qualitativen Verlauf der Umladungsquerschnitte experimentell zu überprüfen. Eine quantitative Analyse ist jedoch nur bei genauer Kenntnis des Druckverlaufs in der Sektion vor der letzten Dipolgruppe des betrachteten Abschnittes und Kalibration des Ionenstroms mit Hilfe eines bekannten Ionenstroms auf den Absorbern möglich. Im Experiment konnte diese Messung jedoch aufgrund Zeitmangels nicht durchgeführt werden.

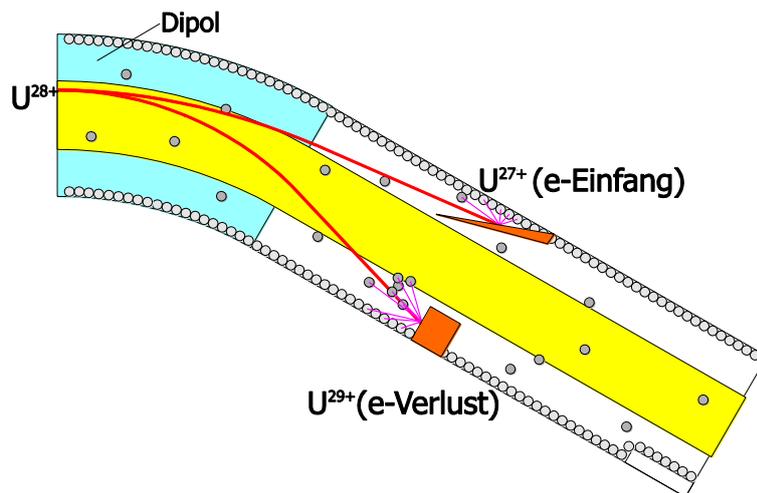


Abbildung 46: Messung des Stroms von umgeladenen Ionen auf den Absorbern.

Die am 20.02.2008 gemessenen Absorberströme wurden nicht durch Magnetstreufelder erzeugt. Dies konnte durch einige Zyklen ohne Strahlinjektionen verifiziert werden. In Abbildung 47 sind die gemessenen Ströme als Funktion der Zeit und Energie dargestellt. Wegen der am I/f-Konverter eingestellten negativen Polarität sind die Ströme für den S02-Block bereits in der Sättigung. Weiterhin war das Meßsignal mit einer 50 Hz-Schwingung aus der Spannungsversorgung überlagert. Dies wurde durch Mittelwertbildung herausgefiltert und führt zu dem im Diagramm sichtbaren stufenartigen Stromverlauf.

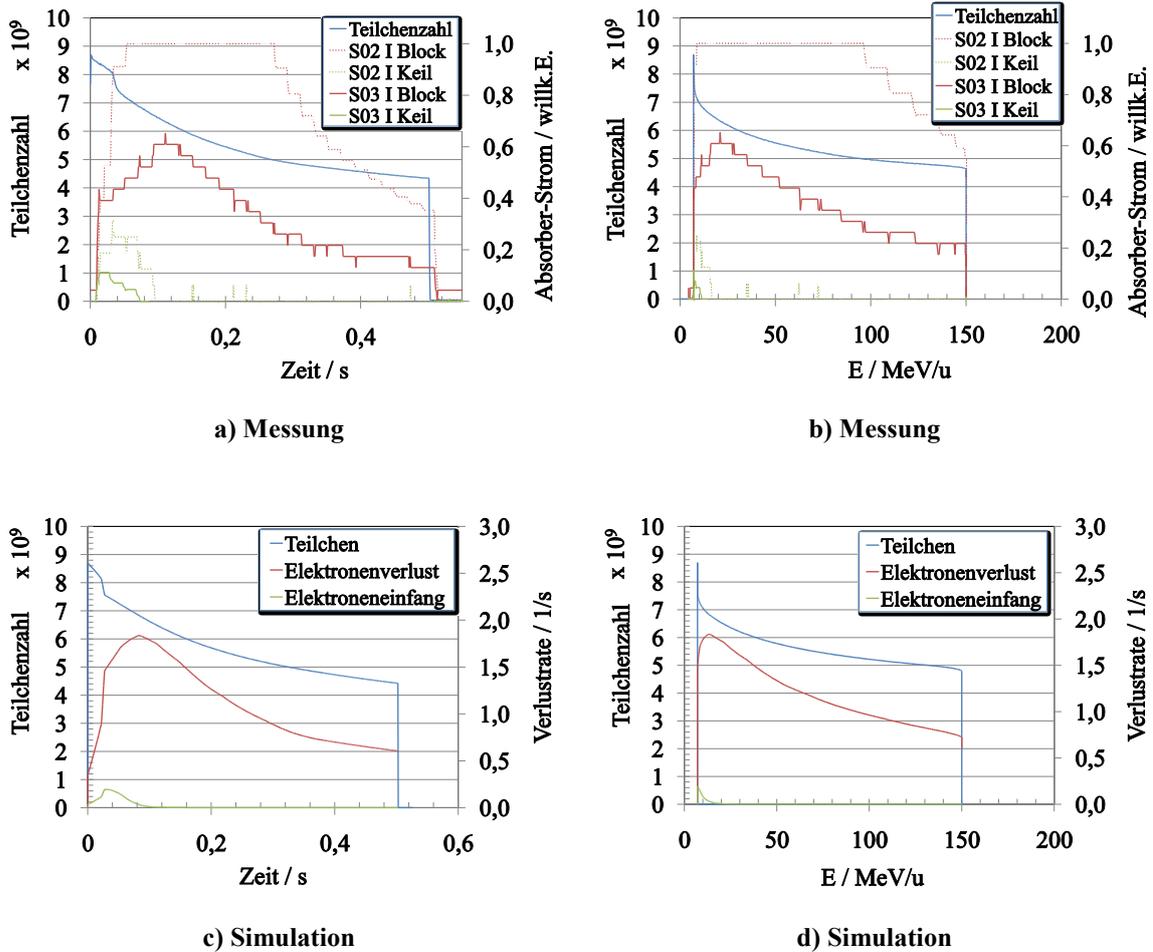


Abbildung 47: Auf den Absorbern gemessener Ionenstrom als Funktion der Zeit a) und Strahlenergie b). Mit STRAHLSIM berechnete Verlustraten für Elektroneneinfang bzw. -verlust in Abbildung c) und d).

Der direkte Vergleich des zeitlichen Verlaufs der gemessenen Umladungsverluste mit dem berechneten Verlauf des Elektronenverlusts bzw. -einfangs in Abbildung 47 c) und d) zeigt gute Übereinstimmung für das Verhältnis von Elektronenverlust zu Elektroneneinfang bei Injektionsenergie. Der Verlauf der durch Elektroneneinfang verursachten Verluste als Funktion der Energie verhält sich ebenfalls wie vorhergesagt. Der Verlauf des Elektronenverlustes zeigt zu Beginn des Zyklus zunächst einen Anstieg, was auf das dynamische Verhalten des Vakuums zurückzuführen ist. Die Messungen zeigen im Vergleich zu den Simulationen einen zeitlich leicht verzögerten Anstieg der Verluste bis zum Maximum. Hervorzuheben ist an dieser Stelle, dass die Messung des Stroms auf den Absorbern die erste überhaupt ist, welche die Umladungsverluste des Ionenstrahls im SIS18 direkt nachweist (andere bisherige Messungen im SIS18 durch Strahlverlustmonitore waren nicht empfindlich genug).

5.2.5 Erreichte U^{28+} - Teilchenzahlen und Transmission

Zum direkten Vergleich der Umladungsverluste im SIS18 unter dem Einfluss von Absorberkeil bzw. -Block wurden die beiden Sollpositionen der Absorber bei ansonsten konstanten Maschineneinstellungen angefahren. Hierbei war die Position „ohne“ Absorber dadurch erreichbar, dass die Absorber so weit wie möglich aus dem Strahl heraus nach außen gefahren wurden. Dies entspricht einem Abstand von nur 8 mm zur Sollposition des keilförmigen Absorbers, was die Wirksamkeit dessen nicht erheblich reduzierte.

Die Teilchenzahlen und Transmissionen sind in Abbildung 48 für alle Maschinenzyklen dargestellt. Sowohl Teilchenzahl als auch Transmission waren mit Absorberblock am höchsten. Dies ist u.a. auf den Fakt zurückzuführen, dass der Absorberblock nach Messung des dynamischen Druckanstiegs (Kap. 5.2.2) auf seiner Sollposition belassen wurde und die Einstellungen des SIS18 weiter optimiert wurden. Aufgrund des dynamischen Vakuums sinkt die Transmission mit steigender Teilchenzahl. Dies entspricht den Beobachtungen aus früheren Experimenten (siehe Kap. 4.6.2).

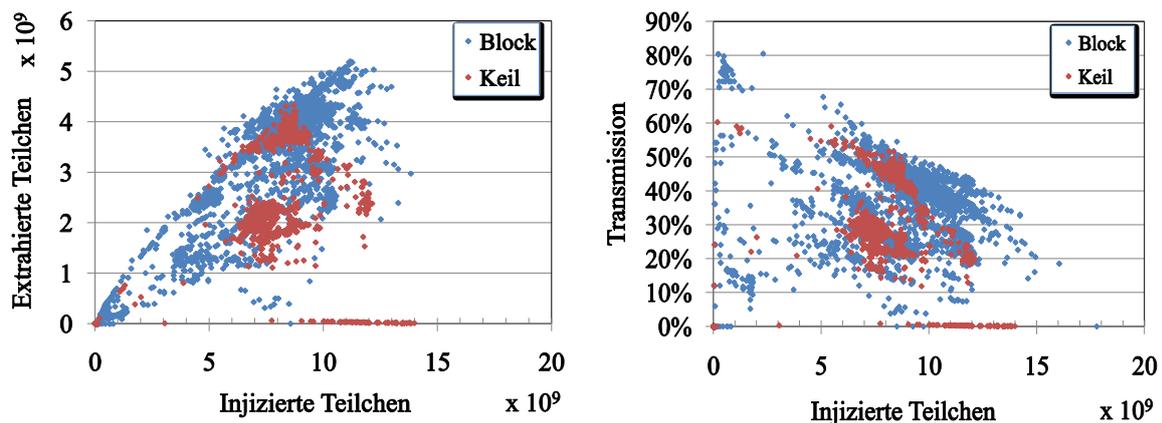


Abbildung 48: Extrahierte Teilchenzahlen und Transmission als Funktion der injizierten U^{28+} -Teilchenzahl im SIS18 für Keil und Block an der jeweiligen Sollposition für alle Zyklen vom 21.02.2008.

Isoliert man die Zyklen mit konstanten Maschineneinstellungen, so erhält man die in Abbildung 49 gezeigten Verhältnisse. Man erkennt keinen signifikanten Unterschied in der extrahierten Teilchenzahl zwischen den beiden Absorbertypen.

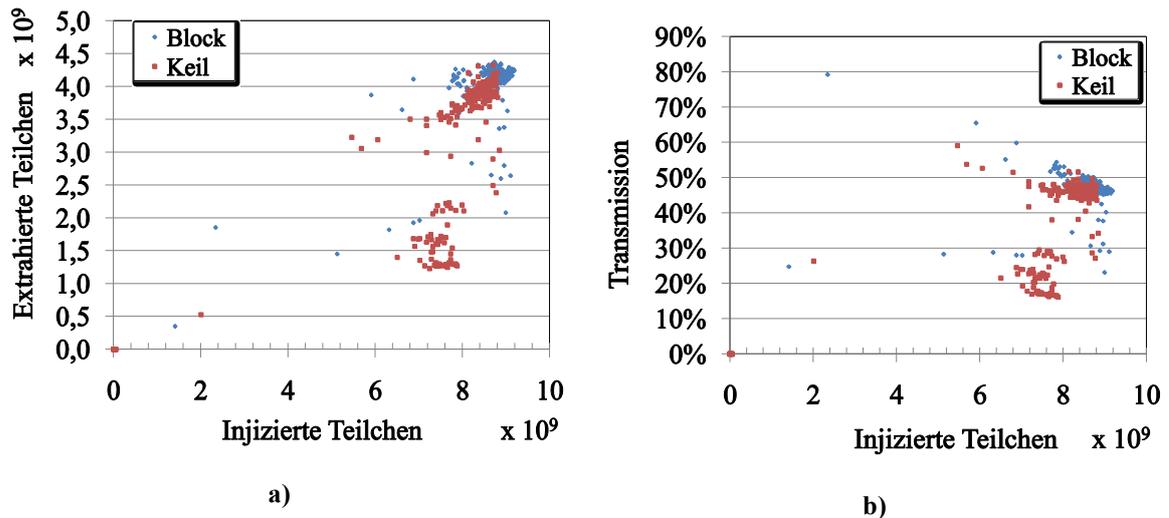


Abbildung 49: Extrahierte Teilchenzahlen und Transmission als Funktion der injizierten U^{28+} -Teilchenzahl im SIS18 für Keil und Block an der jeweiligen Sollposition.

Die den Strahl umfassende Targetleiter und die Absorber selbst führen nicht zu Strahlverlusten, was daran zu erkennen ist, dass die injizierte Teilchenzahl für die Absorberpositionen „außen“ (Block auf Sollposition) nicht geringer als für die Extremposition „innen“ (Keil auf Sollposition) wurde. Die lokale Verminderung des Druckanstieges in lediglich zwei Sektionen des SIS18 führt noch zu keiner messbaren Verbesserung der Transmission.

Die berechnete, zeitabhängige Teilchenzahl für den Betrieb mit und ohne die Prototyp-Kollimatoren ist in Abbildung 50 dargestellt. Die Transmission beträgt für den Fall mit den Prototyp-Kollimatoren 41,0 %, für den Fall ohne Prototyp-Kollimatoren 39,7 %. Dieser geringe Unterschied ist aufgrund der folgenden Ursachen im Experiment nicht messbar:

- die absolute Genauigkeit des S09-Trafos beträgt nur ca. 1 % [90].
- der Druck im SIS18 ist zur Zt. bei weitem durch den Injektionssektor S12 dominiert, d.h. ein etwas kleinerer Druck in einzelnen Sektion bringt keinen messbaren Gewinn in der Lebensdauer der Teilchen.

Die Auswertung der großen Anzahl von Zyklen ergab, dass die schnellen Extraktionskicker im SIS18 in ca. 0,5% der Zyklen nicht korrekt funktionieren, d.h. den Strahl unvollständig oder überhaupt nicht aus dem Synchrotron kicken. Dies ist im zukünftigen FAIR-Betrieb mit hoher Repetitionsrate unter allen Umständen zu vermeiden, da hierdurch große Druckanstiege durch Desorption verursacht werden können.

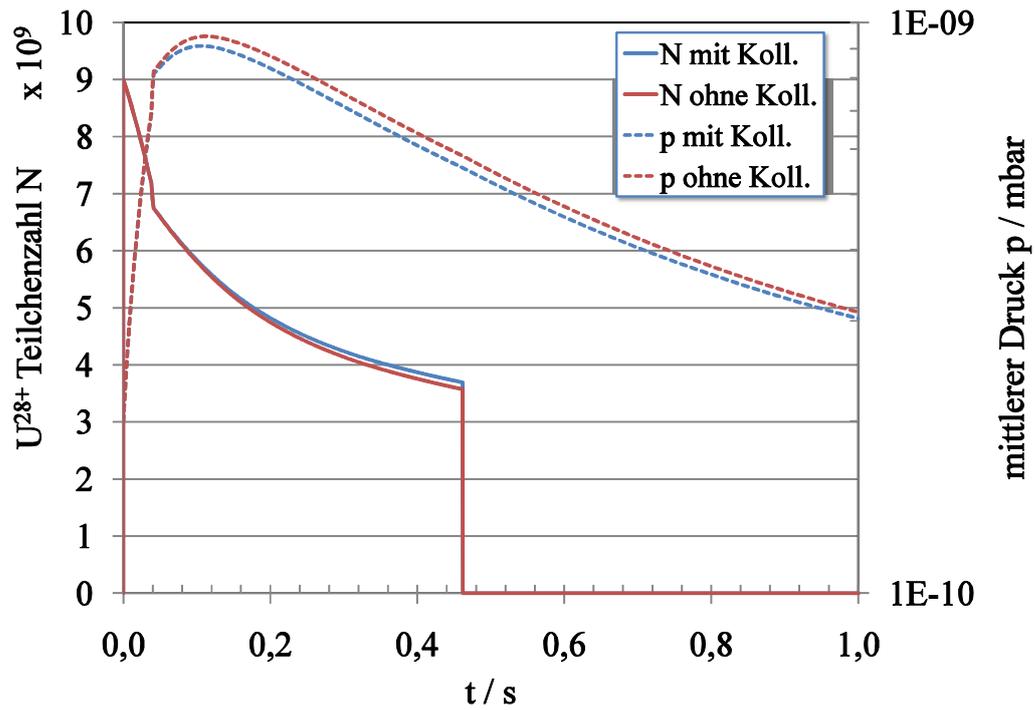


Abbildung 50: Mit STRAHSIM berechnete zeitabhängige Teilchenzahl und Druck im SIS18 für den Betrieb mit und ohne die beiden eingebauten Prototyp-Kollimatoren.

5.3 Auslegung der SIS18-Kollimatorserie

Für die Serienproduktion der SIS18-Kollimatoren wurde die Prototyp-Konstruktion leicht verändert. Auf Schrittmotor und Targetleiter kann verzichtet werden, da die Position und Geometrie der Absorber im Rahmen der vorangegangenen Maschinenexperimente bestimmt wurden.

Um sowohl Umladungsverluste durch Elektroneneinfang als auch durch Elektronenverlust kontrollieren zu können, wird jeweils ein goldbeschichteter Kupfer-Absorber beidseits des Strahls mit einem festem Abstand von 45,5 mm zur Strahlachse vorgesehen. Dieser Abstand gewährleistet einen guten Kompromiss zwischen der Maschinenakzeptanz bei Sollbahnstörungen und der Kollimations-Effizienz dar (vergleiche auch Abbildung 33). Im Falle einer Einschränkung der Akzeptanz des SIS18 bei Injektion bzw. Extraktion durch die Kollimatoren (s.u.) kann dieser Abstand auf 55,5 mm erhöht werden.

Um die Absorptionswahrscheinlichkeit der erzeugten Desorptionsgase durch die NEG-Beschichtung zu erhöhen, werden beide Absorber von einer angepassten Sekundärkammer umfasst (siehe Abbildung 51). Die beiden oberen Sekundärkammerbleche sind mit einem Ausschnitt zur Erhöhung des Vakuumleitwertes in Richtung der ebenfalls auf der Oberseite angeflanschten Titan-Sublimationspumpe versehen (siehe Abbildung 53).

Um die Messung des deponierten Ionenstroms ebenso wie bei den Prototypen zu ermöglichen, sind die Kollimatoren auf angeflanschten Keramikisolatoren aufgehängt. Hiermit können in zukünftigen Maschinenexperimenten die Umladungsquerschnitte für andere Ionensorten experimentell überprüft werden (vorausgesetzt, die Impulsabweichung der umgeladenen Teilchen relativ zum Referenzion beträgt $\Delta p/p \approx 1 \dots 5 \%$).

Die Absorber der Serie werden im Gegensatz zu den Absorbern der Prototypen nicht als ein massives Kupferstück gefertigt, sondern als eine nach außen hohle Kupfertasche (siehe Abbildung 52). Die interne Heizung des Absorbers kann somit außerhalb des UHV-Raumes montiert werden, was den Aufbau der Kammer stark vereinfacht. Dies wurde bereits erfolgreich von M. Bender / H. Kollmus getestet. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, das zum Abbremsen von leichteren Projektilfragmenten verwendete Material innerhalb des Kollimators auszutauschen und ggf. zu optimieren, ohne das Synchrotron belüften zu müssen. Der Absorbereinschub ist ebenfalls hohl ausgeführt, um die mechanische Belastung des Keramikisolators zu verringern.

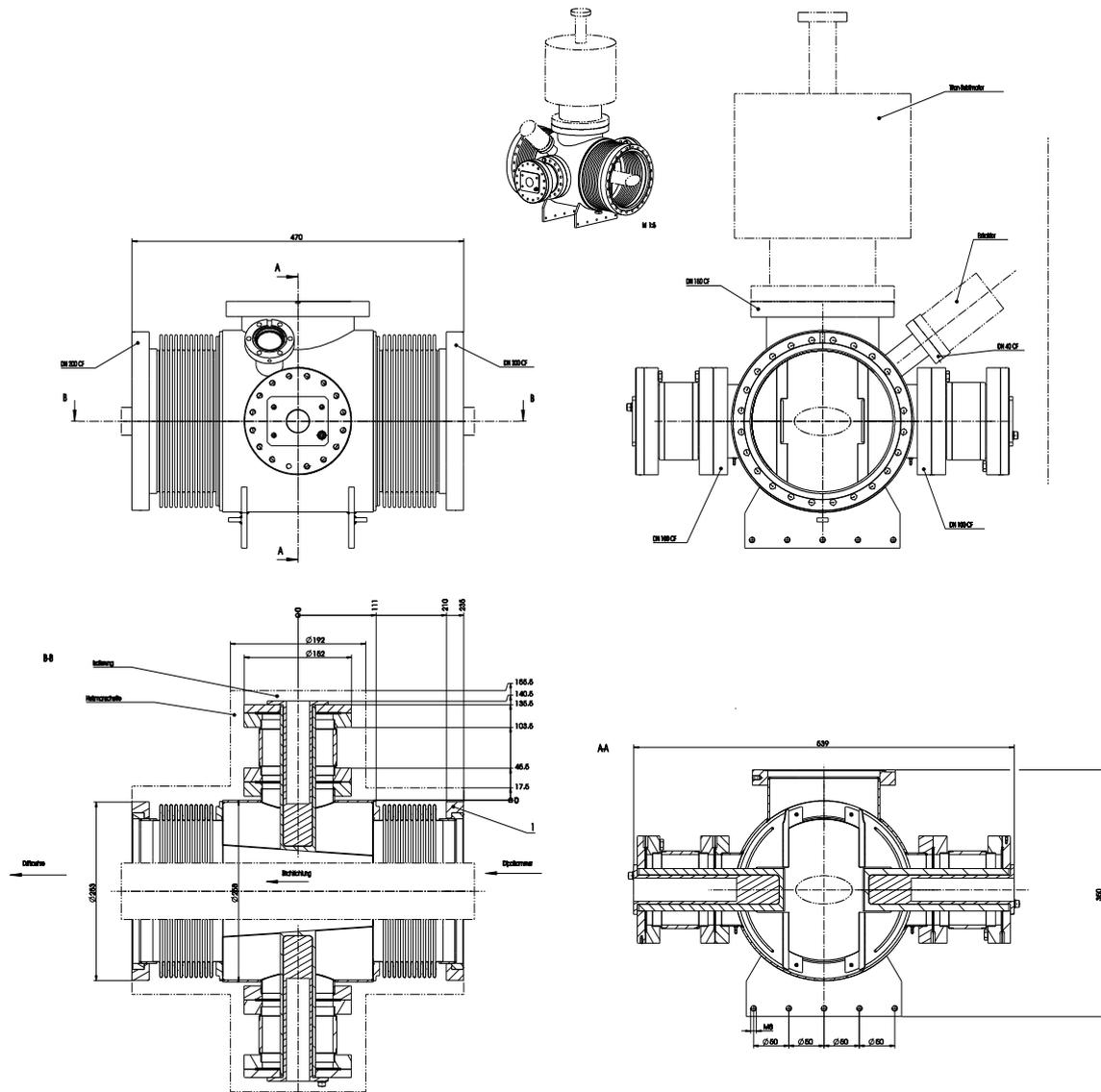


Abbildung 51: Dreiseitenansicht der Serienkonstruktion des SIS18-Kollimators.

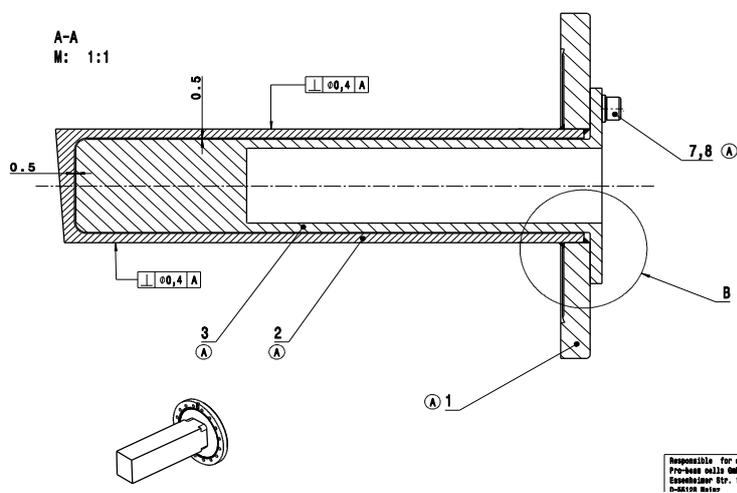


Abbildung 52: Schnitt durch die Absorbertasche des SIS18- Serien-Kollimators.

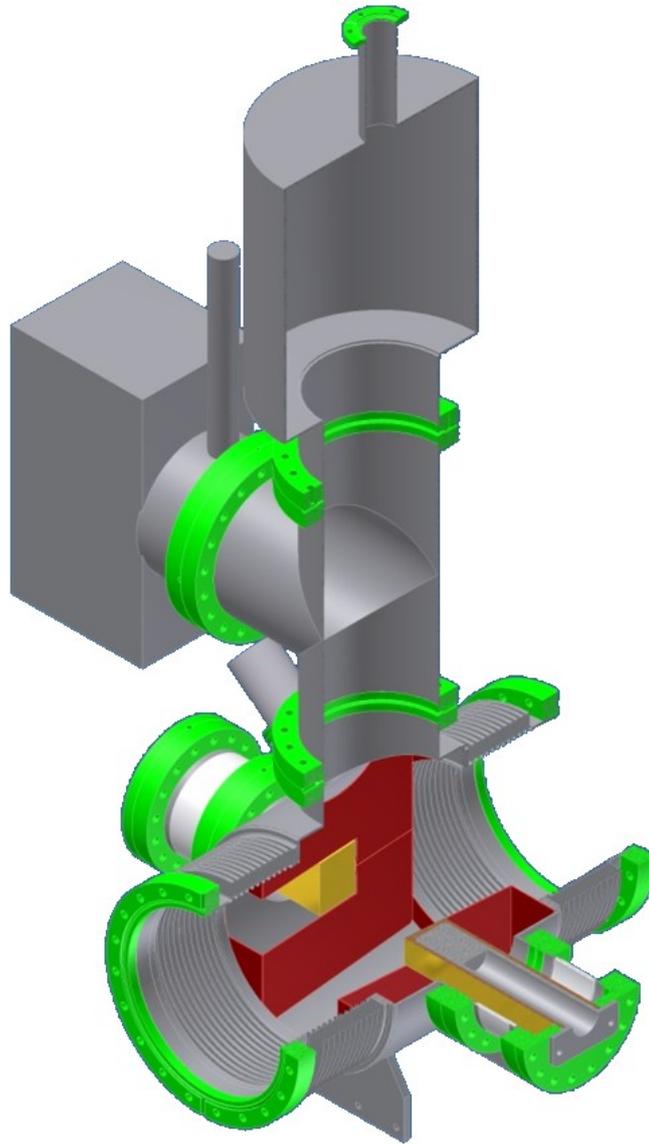


Abbildung 53: Schnittansicht der Serienkonstruktion des SIS18-Kollimators. Rot: Sekundärkammer, Gold/Kupfer: Absorber. Oben montiert: Titan-Sublimations- und Ionen-Zerstäuberpumpe. Die Strahlrichtung ist von links vorne nach rechts hinten.

Um die minimal mögliche Desorptionsrate zu erzielen, wird die Oberfläche des Kupfer-Absorbers wie bei den Prototypen zunächst vernickelt und dann galvanisch mit Gold überzogen. Die nach außen gewandte Seite wird ebenfalls vernickelt, um eine Oxidierung des Kupfers durch den bei max. 300 °C stattfindenden Ausheizprozess zu unterbinden.

Auf die umfangreiche Sensorik der Prototypen wird weitestgehend verzichtet. Zur Kontrolle der Funktion ist lediglich ein CF40-Flansch zur Aufnahme einer Totaldruck-Messsonde vorgesehen. Optional kann durch die Tasche eine Temperaturmessung der Absorber von außen erfolgen.

5.3.1 Einfluss der Injektion und Extraktion auf den Abstand des Absorbers von der Strahlachse

Zur Überprüfung des Einflusses der Kollimatoren auf die Injektion bzw. Extraktion wurden ionenoptische Rechnungen angestellt. Zur Injektion eines Strahls in das SIS18 wird eine Orbitbeule um das Injektionsseptum in Sektion S12 erzeugt, was zu dem in Abbildung 54 dargestellten Strahlverlauf führt. Es ist zu erkennen, dass die Störung am Ort der Kollimatoren bis auf S03 und S12 einen Nulldurchgang aufweist. Wenn für den in S12 auf der Ringaußenseite installierten Kollimator ein Mindestabstand von 55,5 mm eingehalten wird, sollten die Kollimatoren die Injektion nicht beeinflussen,

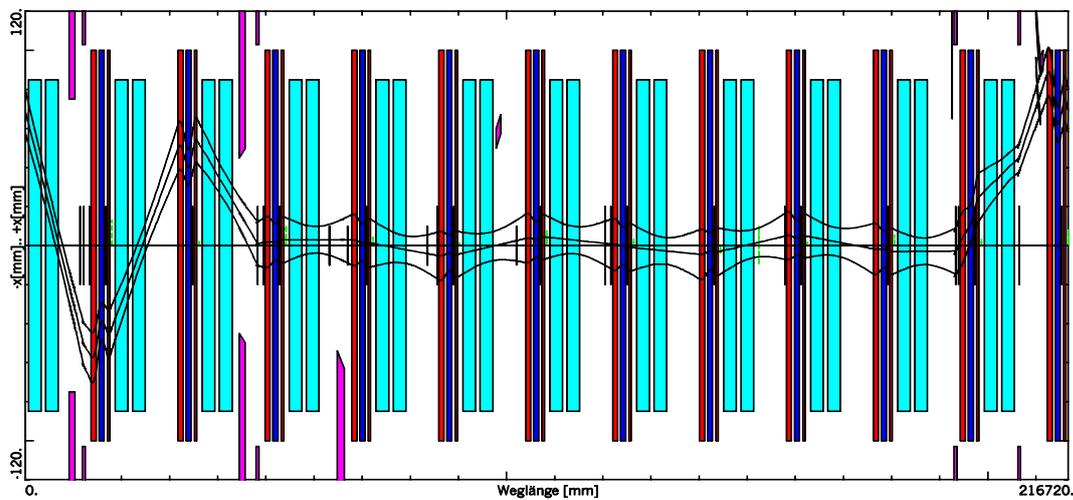


Abbildung 54: Durch die Injektions-Orbitbeule gestörte horizontale Sollbahn im SIS18 (berechnet mit MIRKO). Cyan: Dipole, Rot/Blau: Quadrupole.

Für die Extraktion des Strahls aus dem SIS18 stehen zwei verschiedene Methoden zur Verfügung: Die schnelle Extraktion mittels Kickermagneten und die langsame Extraktion mittels Sextupol-Resonanzanregung. Zur schnellen Extraktion wird ebenfalls eine horizontale Orbitbeule erzeugt (siehe Abbildung 55). Aufgrund dieser Beule erhöht sich der Mindestabstand der Kollimatoren von der Strahlachse nur in S06, wo aber wegen des magnetischen Septums ohnehin kein Kollimator installiert werden kann.

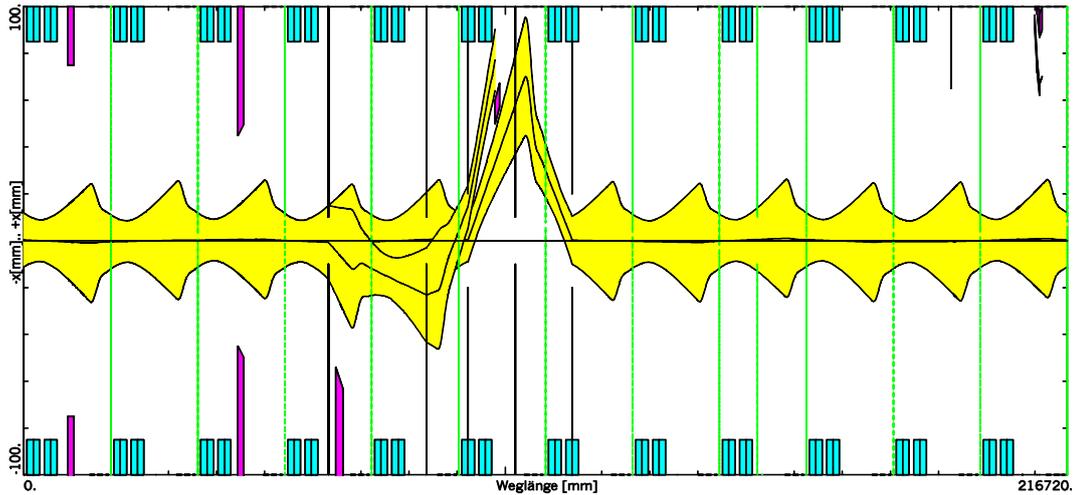


Abbildung 55: Horizontale Hüllkurve des Strahls im SIS18 bei schneller Extraktion (berechnet mit MIRKO). Gelb: Umlaufender bzw. extrahierter Strahl, Cyan: Dipole.

Im Fall langsamer Extraktion sind besonders die letzten drei Umläufe der resonant extrahierten Ionen zu berücksichtigen, was in Abbildung 56 dargestellt ist. Diese weisen in S04 auf der Ringinnenseite eine maximale Amplitude von ca. 53 mm auf, so dass auch hier ein Abstand des Kollimators von 55,5 mm zur Strahlsachse erforderlich ist.

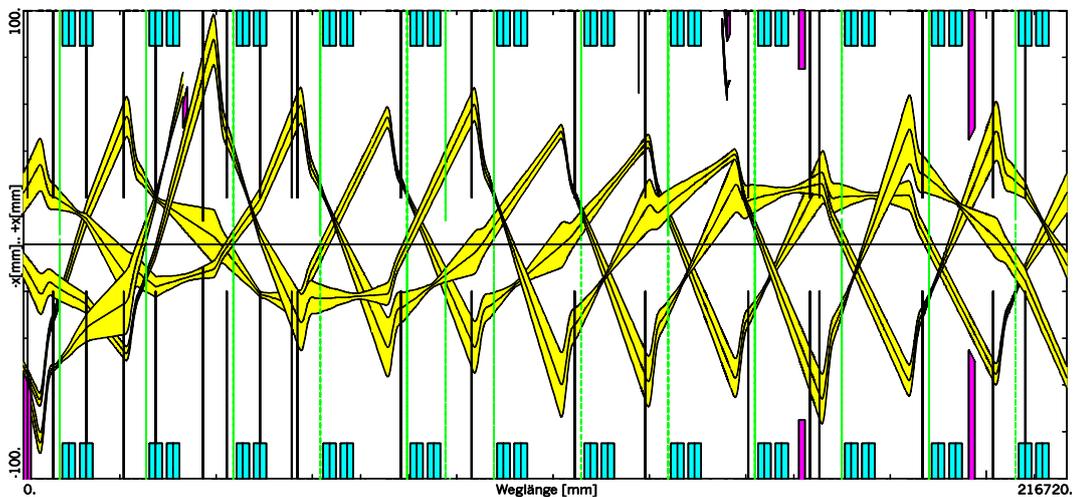


Abbildung 56: Horizontale Hüllkurve des Strahls im SIS18 bei langsamer Extraktion (berechnet mit MIRKO). Gelb: Letzte 3 Umläufe des Ionenstrahls vor Extraktion, Cyan: Dipole.

Insgesamt ergeben sich zwei Positionen, an denen die Kollimatoren 55,5 mm statt 45,5 mm von der Strahlachse entfernt positioniert werden müssen:

- S04, Innenseite
- S12, Außenseite

5.3.2 Energiedeposition durch Umladungsverluste im Absorber

Um sicherzustellen, dass der verwendete Absorber für andauernde Strahlleistung ausreichend dimensioniert ist, wurde die auf den Kollimatoren deponierte Strahlleistung anhand des SIS18 Injektorbetriebes für das SIS100 untersucht. Dabei wurde die injizierte Teilchenzahl der vier Injektionen optimiert, um eine maximale extrahierte Teilchenzahl über alle vier Zyklen zu erreichen. Die Injektions- und HF-Einfangsverluste wurden dabei als nicht existent angenommen. Die Parameter der Simulation sind in Tabelle 22 angegeben.

Tabelle 22: Parameter zur Simulation der SIS100-Injektionsbetriebs des SIS18.

Parameter	Wert
Maximale Ramprate / T/s	10
Anfangsdruck p_0 / mbar	$5 \cdot 10^{-12}$
effektive Saugleistung $S_{eff}(N_2)$ / m ³ /s	6,9
effektive Saugleistung $S_{eff}(N_2, NEG)$ / m ³ /s	26,9
Injektionsverluste / %	0
HF-Einfang/Tracking-Verluste / %	0
$\eta_z(11,4 \text{ MeV/u})$ / Moleküle/Ion	$2,6 \cdot 10^4$
Injizierte Teilchen #1	$1,40 \cdot 10^{11}$
Injizierte Teilchen #2	$1,32 \cdot 10^{11}$
Injizierte Teilchen #3	$1,36 \cdot 10^{11}$
Injizierte Teilchen #4	$1,40 \cdot 10^{11}$
Zum SIS100 extrahierte Teilchen	$4,86 \cdot 10^{11}$

In Abbildung 57 ist der mittels STRAHSIM berechnete zeitabhängige Verlauf der auf Wände und Kollimatoren deponierten Strahlleistung für den Injektorbetrieb des SIS18 für das SIS100 abgebildet. Die über den Zyklus gemittelte Leistung beträgt 23,3 W auf die Wände und 43,9 W auf die Kollimatoren. Pro Kollimator resultiert dies in einer mittleren deponierten Leistung von lediglich 4,39 W, welche nach außen abgeführt werden muss.

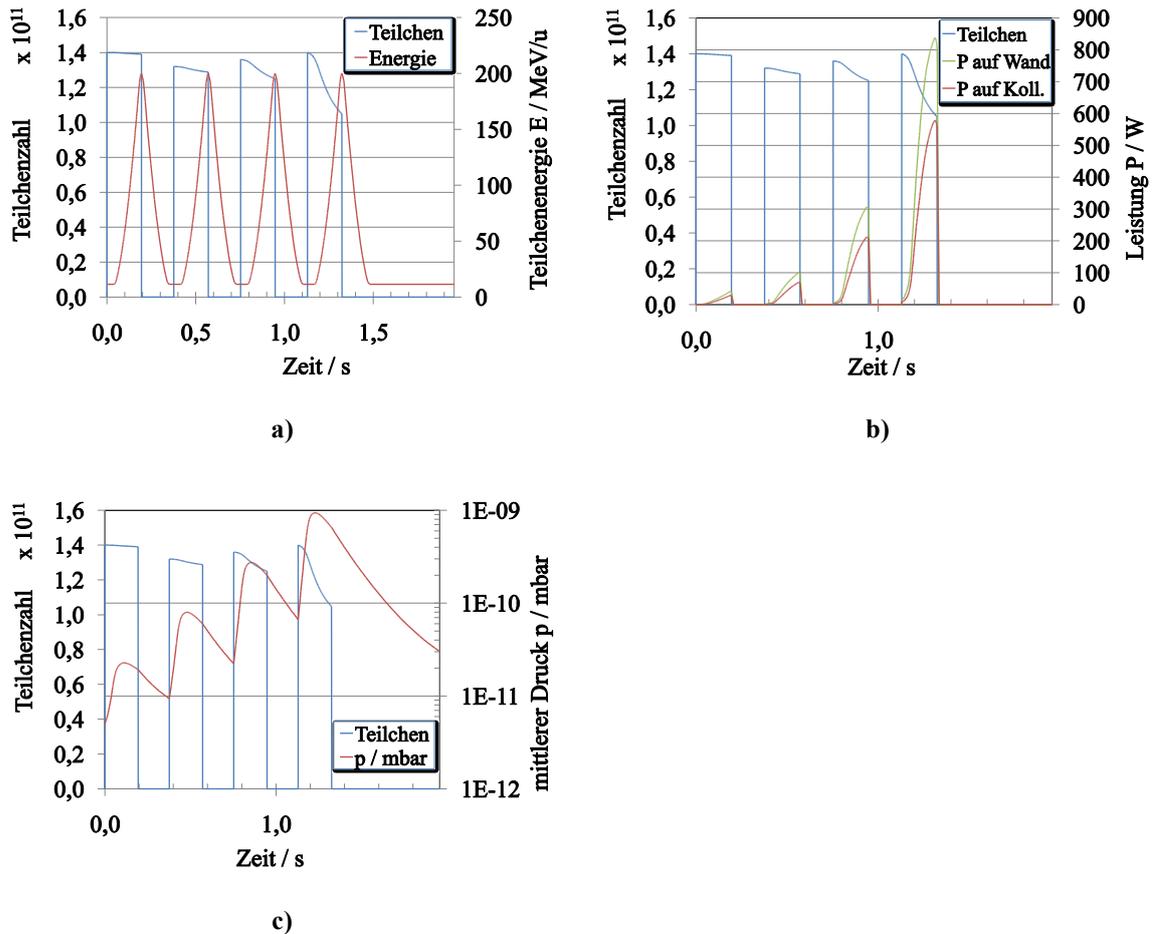


Abbildung 57: Zyklus des SIS18 im 2,6 Hz-Betrieb als Injektor für das SIS100. a) Energieverlauf, b) auf den Wänden und Kollimatoren deponierte Strahlleistung, c) Druckverlauf.

5.3.3 Temperaturerhöhung des Absorbers durch Umladungsverluste

Durch den sich in jedem Maschinenzyklus wiederholenden Strahlbeschuss und die damit verbundene Energiedeposition erwärmt sich der Absorber mit der Zeit. Er kann seine Wärme über Strahlung und Wärmeleitung an die Umgebung abgeben. Da der Absorber durch einen Al₂O₃-Keramisolator mit geringem Wärmeleitwert befestigt wurde, wird im Folgenden nur eine worst-case-Abschätzung unter ausschließlicher Berücksichtigung der Wärmestrahlung durchgeführt. Die Gleichgewichtstemperatur ergibt sich nach Stefan-Boltzmann zu:

$$T_{GG} = \sqrt[4]{\frac{P_{ein}}{A \cdot \sigma} + T_{Umg}^4}, \quad (5.9)$$

wobei P_{ein} die eingestrahelte Leistung, $A = 0,028 \text{ m}^2$ die Oberfläche des Absorbers, $\sigma = 5,6704 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K}^4)$ die Stefan-Boltzmann-Konstante und $T_{Um.g} = 295 \text{ K}$ die Umgebungstemperatur ist.

Geht man von den o.a. Parametern aus, so wird pro Kollimator eine mittlere Leistung von 4,39 W im Absorber deponiert. Ohne zusätzliche Kühlung (nur Wärmeverlust durch Strahlung) erwärmt sich der Absorber lediglich auf eine Gleichgewichtstemperatur von ca. 45,8 °C, was die thermische Desorptionsrate nur geringfügig erhöht. Um die Temperaturerhöhung zu minimieren, ist ein guter Wärmekontakt des Absorbers zum abschließenden Blindflansch konstruktiv sichergestellt. Hierdurch erhöht sich die abstrahlende Oberfläche auf ca. $A = 0,074 \text{ m}^2$ und reduziert somit die Gleichgewichts-Temperatur auf ca. 32 °C. Der Kollimator kann bei der angenommenen Strahllast also ohne aktive Kühlung auskommen.

Ein Totalverlust eines hochenergetischen, hochintensiven Ionenstrahles auf einem einzelnen Kollimator muss vermieden werden, da hierbei die komplette Strahlenergie von ca. 1,2 kJ innerhalb kürzester Zeit in einem kleinen Volumen deponiert würde, was örtlich zu starker Aufheizung und der darauffolgenden Zerstörung der Oberflächenbeschichtung bis hin zum lokalen Verdampfen eines Teils des Absorbers führen könnte. Im Falle des Verdampfens der Goldbeschichtung würde die Funktion der Kollimatoren nur in geringem Masse verschlechtert, da Kupfer-Oberfläche ebenfalls niedrig desorbiert.

5.3.4 Aktivierung und Fragmentation

E. Mustafin et. al. [91] stellten mit Hilfe des Programmes SHIELD Untersuchungen zur Aktivierung bzw. Erzeugung von Projektilfragmenten im Kollimator an. Dabei wurde angenommen, dass $5,8 \cdot 10^9$ U-Ionen pro Sekunde auf einem Kollimator deponiert werden. Aus dem Ergebnis der Rechnung in Abbildung 58 ist zu sehen, dass über einen weiten Energiebereich hauptsächlich Neutronen aus dem Kollimator entweichen, die meisten leichten Fragmente jedoch im Kollimator selbst deponiert werden.

Durch Dauerbestrahlung wird der Absorber aktiviert und verschiedene kurzlebige radioaktive Isotope erzeugt. Diese führen direkt nach dem Abschalten des Beschleunigers zu einer berechneten Dosis von ca. 5 mSv/h, wobei nur Gammastrahler zur Berechnung berücksichtigt wurden. Direkter Kontakt mit dem Absorber sollte daher zunächst vermieden werden. Bereits in 1 m Entfernung zum Absorber beträgt die Dosis nur noch 7 $\mu\text{Sv}/\text{h}$, so dass Arbeiten in der Nähe des Kollimators zulässig sind.

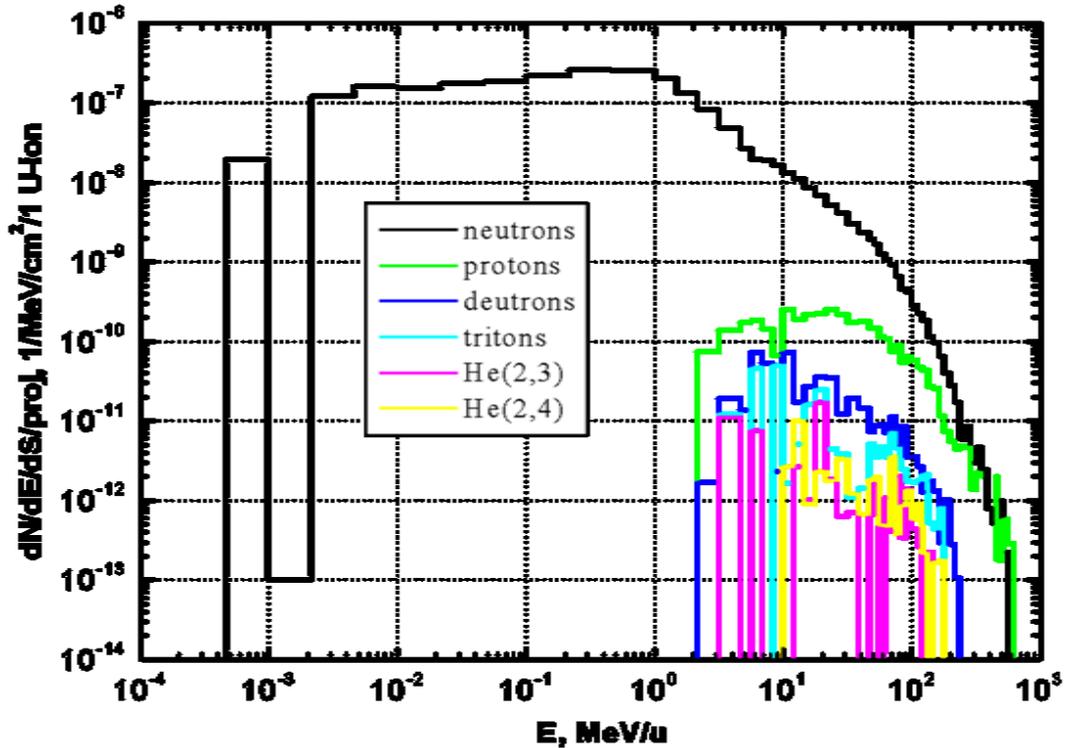


Abbildung 58: Teilchenflüsse leichter Fragmente seitlich aus der Kollimorkammer, aus [91].

5.3.5 Standzeit der NEG-Oberflächen

Neben der Primär- und Sekundärkammer der Kollimatoren werden auch die Dipol- und Quadrupolkammern des SIS18 im Rahmen des upgrade-Programmes NEG-beschichtet. Die Saugleistung des NEG zeigt bei ca. 2 adsorbierten Monolagen Gas auf seiner Oberfläche einen ausgeprägten Sättigungseffekt, d.h. seine Saugleistung verringert sich stark [72; 71]. Diese Sättigung lässt sich durch eine erneute Aktivierung der NEG-Oberfläche durch Ausheizen zumindest teilweise wieder rückgängig machen. Die Anzahl der möglichen Aktivierungszyklen des NEG ist auf ca. 30 begrenzt, wie bereits in Kap. 4.3.2 beschrieben, d.h. anschließend müssten die NEG-beschichteten Kammern ausgebaut und erneut beschichtet werden.

Aus dem Druckverlauf vieler aufeinanderfolgender Zyklen des SIS18 wurde die Anzahl der adsorbierten Monolagen auf den NEG-Oberflächen als Funktion der Zeit berechnet. Dabei wird im Modell berücksichtigt, dass die Desorptionsrate mit abnehmender Oberflächenbedeckung linear abnimmt (sog. „beam scrubbing“-Effekt, siehe auch [52]). Der Fehler im Modell bei diesen langen Simulationszeiten beträgt ca. einen Faktor 2, d.h. die Berechnungen sind nur als Abschätzung der Größenordnung der Standzeit verwendbar.

In [92] und Abbildung 59 sind die Berechnungsergebnisse dargestellt. Zusätzlich wurde der Fall untersucht, welche Auswirkung zusätzliche leere Zyklen im SIS18 hätten. Wie bei den Maschinenexperimenten beobachtet, wird damit dem UHV-System des SIS18 etwas Zeit zur Druckverringerung gegeben, was zur Verlängerung der Standzeit des NEG führt. Ein solcher Betrieb ist allerdings nicht mit dem geplanten SIS100 Injektorbetrieb vereinbar.

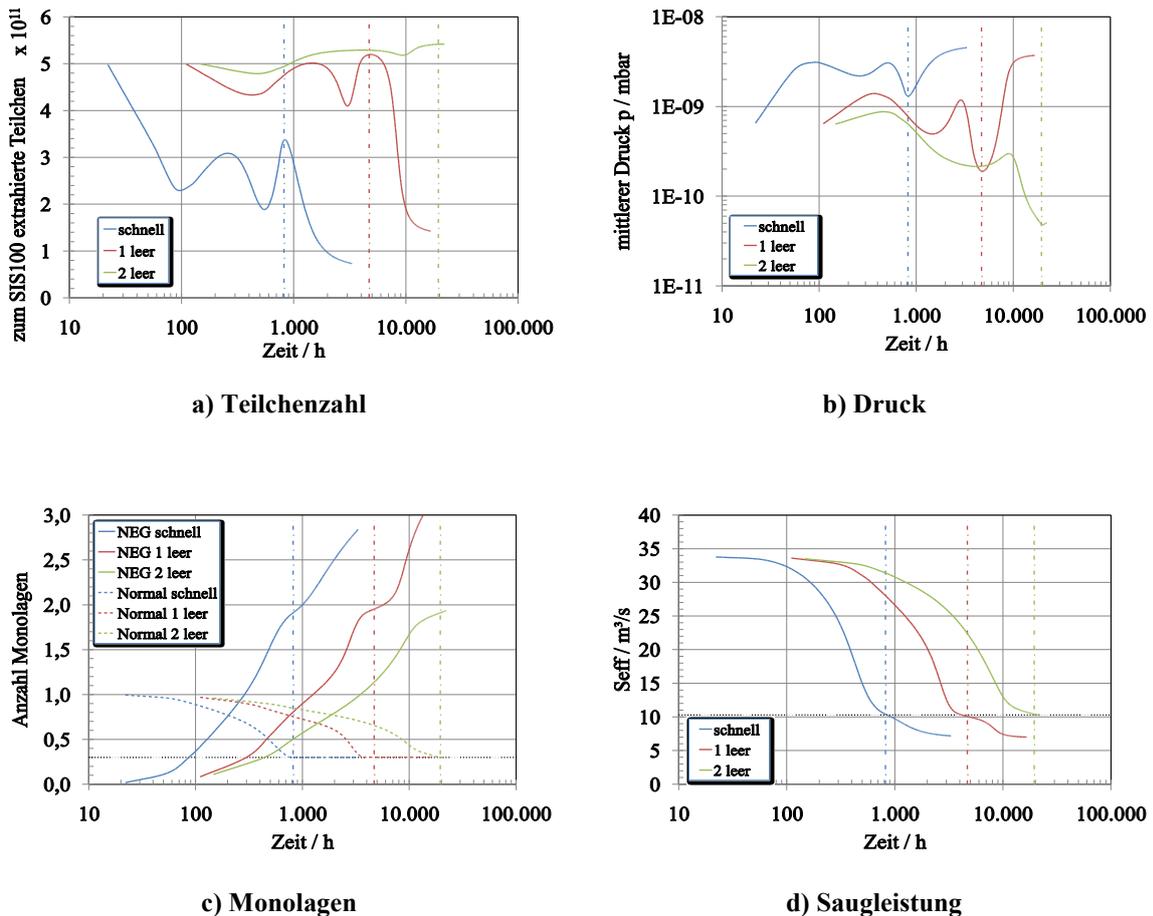


Abbildung 59: Berechnete, zum SIS100 extrahierte Teilchenzahl, Druck, Saugleistung und Anzahl Monolagen auf den Oberflächen im SIS18 als Funktion der Zeit. schnell: Normaler Zyklus, 1 leer: 1 zusätzlicher Leerzyklus, 2 leer: 2 zusätzliche Leerzyklen. Gestrichelt: Grenze für den stabilen Betrieb.

Man erkennt, dass die kritische Saugleistung, bis zu welcher der Restgasdruck im SIS18 noch stabil bleibt, ca. $S_{eff,krit} = 10,3 \text{ m}^3/\text{s}$ entspricht. Dies ist äquivalent zu ca. 1,9 Monolagen auf der NEG-Oberfläche. Nimmt man einen ununterbrochenen Injektorbetrieb des SIS18 an, so würde nach ca. 1 Monaten (bzw. 6/27 Monaten bei einem bzw. zwei leeren Zyklen) die Saugleistung der NEG-Oberfläche unter diesen kritischen Wert abfallen.

Da die NEG-Beschichtung nur ca. 30 Mal aktiviert werden kann, beträgt die maximal zu erwartende Lebensdauer des NEG im Injektorbetrieb ca. 2,8 Jahre (16/67 Jahre bei einem bzw. zwei leeren Zyklen). Aufgrund der verschiedenen Abschätzungen und der Unsicherheiten bei den Wirkungsquerschnitten ist die Berechnung der Lebensdauer nur auf max. einen Faktor 2 genau. Nur im Betrieb mit einem zusätzlichen Leerzyklus im Anschluss an einen SIS100-Zyklus ergibt sich eine ausreichende Standzeit. Hierdurch würde die mittlere beschleunigte Teilchenzahl für das FAIR-Projekt um ca. 14 % verringert werden.

6 *Schlussfolgerungen*

Es konnte gezeigt werden, dass der dynamische Vakuumdruck und damit einhergehende Umladungsprozesse die Strahllebensdauer im SIS18 beim Betrieb mit Schwerionen, im speziellen U^{28+} , beschränkt. Das entwickelte theoretische Modell erklärt den beobachteten Verlauf der zeitabhängigen Teilchenzahl für verschiedenste Maschineneinstellungen gut. Mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Programm STRAHSIM können alle in dieser Arbeit beschriebenen Prozesse des dynamischen Vakuums und der umladungsverursachten Teilchenverluste für beliebige Ringbeschleuniger berechnet werden, was z.B. für das AGS / den AGS Booster bereits durchgeführt wurde [93; 94].

Weiterhin konnte nachgewiesen werden, dass sich der Restgasdruck im SIS18 durch den Einsatz spezieller Umladungskollimatoren mit einer Beschichtung aus einem Material mit niedriger Desorptionsrate lokal stabilisieren lässt. Zum ersten Mal konnte anhand der Absorberstrommessung verifiziert werden, dass die Umladungsprozesse im Synchrotron tatsächlich den erwarteten Modellvorstellungen folgen. Die Energieabhängigkeit der Verluste zeigt eine gute Übereinstimmung mit den theoretisch berechneten Umladungsquerschnitten.

Auf der Basis der Erfahrungen mit den Prototyp-Kollimatoren wurde die Konstruktion von 11 serienmäßig ausgeführten Kollimatoren abgeschlossen. Die Serie befindet sich zur Zeit der Drucklegung dieser Arbeit in der Bauphase. Der Einbau derselben ist für den Shutdown des SIS18 im Frühjahr und Winter 2009 geplant. Sie werden zukünftig einen wichtigen Beitrag zur Stabilisierung des dynamischen Restgasdruckes liefern und damit dazu beitragen, die bisher erreichten Teilchenzahlen im Betrieb des SIS18 mit teilgeladenen Schwerionen weiter zu steigern. Dabei wird die Akzeptanz des SIS18 nicht eingeschränkt.

Die Sättigungsrate der z.Zt. vorgesehenen NEG-Beschichtung der Magnet- und Kollimatorkammern stellt dann kein Problem dar, wenn man dem UHV-System durch die Einführung von einem Leer-Zyklus Zeit zur Druckverminderung gibt.

Die Teilchenzahlen, welche sich gemäß der Simulation nach dem Upgrade des SIS18 mit den in Kap. 3 angesprochenen Verbesserungen maximal erreichen lassen, liegen knapp unter den für das FAIR-Projekt benötigten Design-Parametern, was weiterführende Verbesserungsmaßnahmen im SIS18 erforderlich macht. Die systematischen Verluste im

SIS18 müssen deutlich verringert werden, was sowohl (MTI-)Injektion, HF-Einfang, als auch Extraktion betrifft. Durch die bis zum Zeitpunkt der Drucklegung dieser Arbeit durchgeführten Maßnahmen des SIS18-Upgrade-Programmes konnte ein stabiler Betrieb mit über $8 \cdot 10^9$ extrahierten U^{28+} -Teilchen pro Zyklus erreicht werden, mit Ta^{24+} sogar über $1,1 \cdot 10^{10}$, siehe Abbildung 60. Im Anschluss wird nun ein kurzer Ausblick auf das noch zu entwerfende, kryogene Kollimationssystem des SIS100 gegeben.

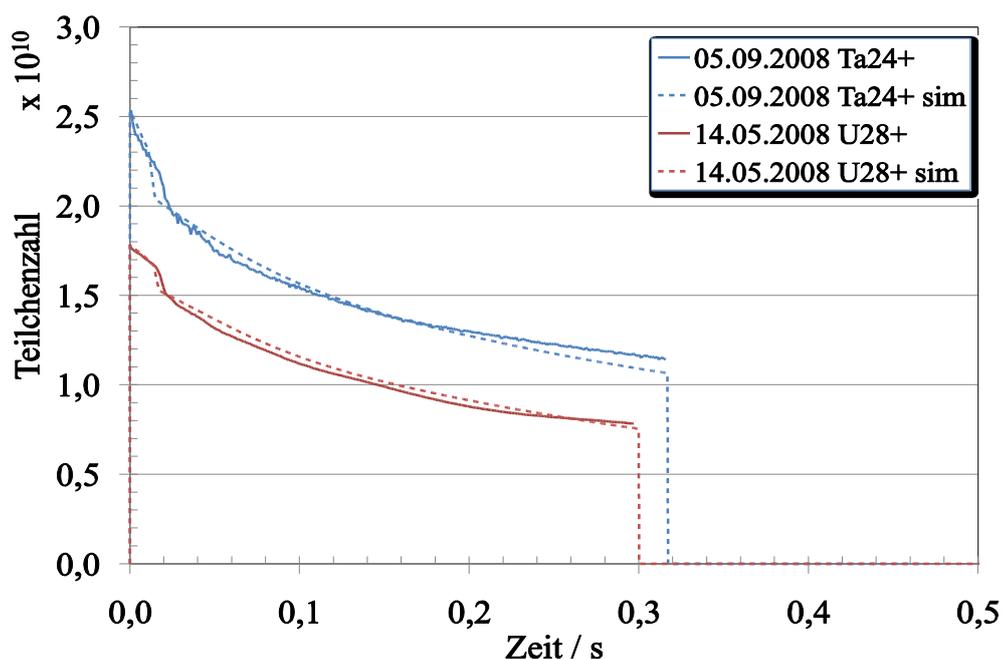


Abbildung 60: Im Testbetrieb des SIS18 mit schweren, teilgeladenen Ionen erreichte maximale beschleunigte Teilchenzahlen.

7 Ausblick auf das SIS100-Umladungs-Kollimatorsystem

Während der Auslegung des ionenoptischen Gitters für das SIS100 wurden Kollimatoren zur Kontrolle der Umladungsverluste frühzeitig mit einbezogen, so dass jede einzelne Zelle im Bogen des SIS100-Gitters als Ladungsseparator für die Umladung $U^{28+} \rightarrow U^{29+}$ fungiert (siehe Kap. 5, Abbildung 31). Hierdurch können die Kollimatoren weit vom Strahl entfernt platziert werden, so dass die Akzeptanz des Beschleunigers nicht eingeschränkt wird. Die Kollimationseffizienz bleibt hierbei im Gegensatz zur Gitterstruktur des Conceptual Design Reports (CDR, [95]) stets optimal, siehe Abbildung 61. Ionen anderer Ladungszustände als $28+$ werden ebenfalls durch die Kollimatoren abgefangen, jedoch mit reduzierter Kollimationseffizienz, siehe Abbildung 62.

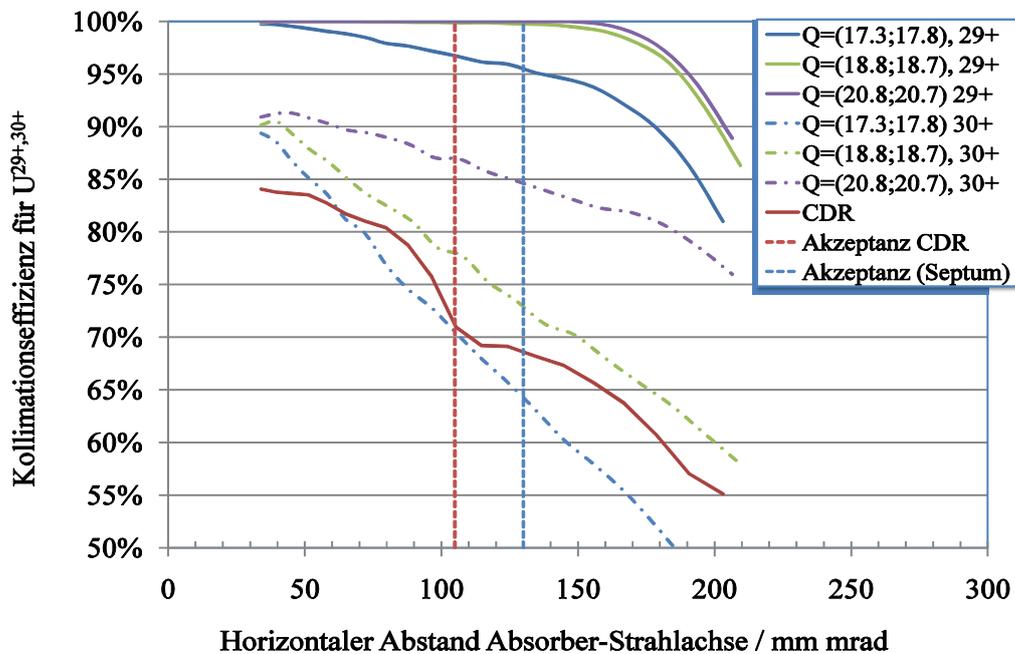


Abbildung 61: Im SIS100 erreichbare Kollimations-Effizienzen für verschiedene Arbeitspunkte und Umladungsprozesse.

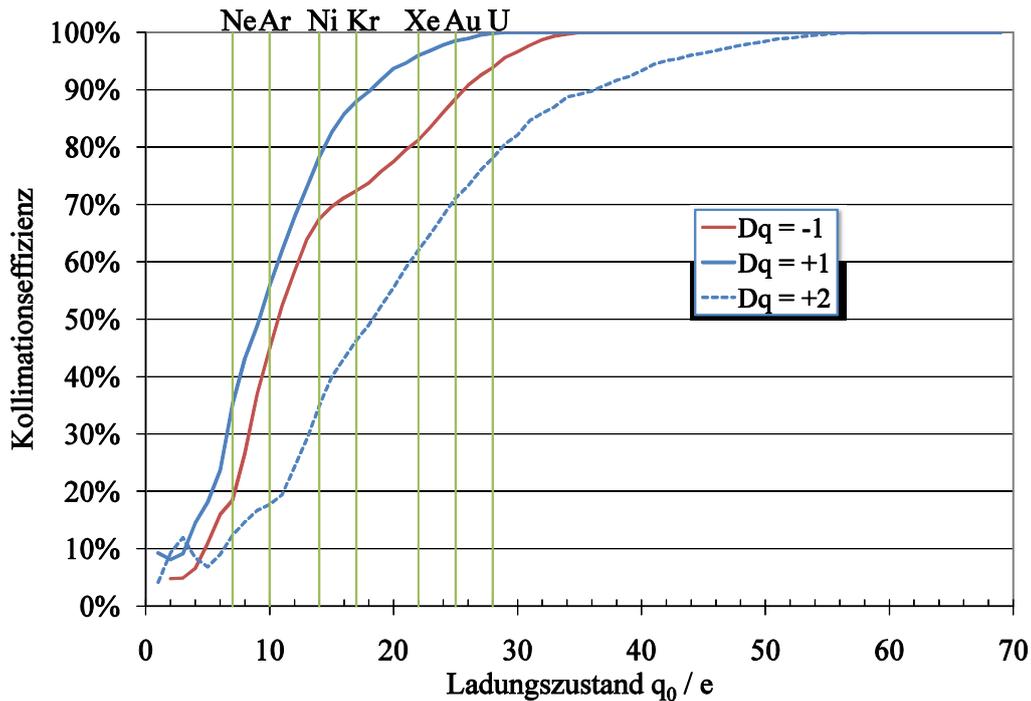


Abbildung 62: Kollimationseffizienzen im SIS100 als Funktion der Ladung der zu beschleunigenden Ionen für den 1- und 2-fachen Elektronenverlust und 1-fachen Elektroneneinfang.

Aufgrund der Tatsache, dass das SIS100 supraleitende (super ferric) Magnete mit NbTi-Leitern bei 4,2...20 K verwendet, steht ein Kryo-System zur Erzeugung kalter Oberflächen zur Verfügung, welches insgesamt als Vakuumpumpe zur Beseitigung von Desorptionsgasen verwendet werden kann.

Der Strahlabsorber (siehe Abbildung 63) muss genügend lang gewählt werden, so dass in diesem mittelschwere, hochenergetische Teilchen vollständig gestoppt werden. Zur Minimierung seiner Länge wurden von M. Kirk Untersuchungen durchgeführt, die zeigen, dass eine Länge von 25 cm ausreicht, um die Projektile zu stoppen [96]. Leichte Fragmente und Neutronen können den Absorber bei genügend hoher Energie durchdringen. Diese können nachfolgende Magnete und u.U. auch Strahldiagnosesysteme treffen und zu deren Aktivierung bzw. zu Fehlmessungen führen. Der Absorber wird analog zum SIS18-Kollimator mit niedrig desorbierender goldbeschichteter Oberfläche ausgeführt. Ebenso enthält er einen Kupfer-Kern bzw. alternativ ein Sandwich aus Kupfer und Eisen zur Abbremsung der schnellen Ionen.

Zur Vermeidung von Wasserstoffkondensat sollte der Absorber auf einer höheren Temperatur als die ihn umgebenden Wände eingestellt werden. Gemäß der Dampfdruckkurve (siehe Abbildung 65, Anhang) ist der Sättigungsdampfdruck von H_2 bei $T = 10$ K

um mehr als 4 Größenordnungen größer als bei $T = 5 \text{ K}$. Die Temperaturerhöhung ergibt sich aus der Energiedeposition der umgeladenen Ionen in Kombination mit einer speziellen Aufhängung des Absorbers mittels Al_2O_3 -Keramik mit geringer Wärmeleitfähigkeit. Ob eine gesonderte Heizung vonnöten ist, muss experimentell bzw. durch Rechnungen noch nachgewiesen werden.

Der Entwurf der Pumpkammer (siehe Abbildung 63 / 63) sieht eine rechteckige, auf $T_W = 5 \text{ K}$ gekühlte Kammerwand vor. Da bei niedrigen Temperaturen Aluminium ein guter Wärmeleiter ist, wird dieses als Kammermaterial verwendet. Die Apertur der normalen Vakuumkammern im SIS100 beträgt $135 \cdot 65 \text{ mm}^2$; die Apertur der Pumpkammer ist $165 \cdot 65 \text{ mm}^2$. Der Abstand des Absorbers zur Kammer ist mit 5 mm so gewählt, dass genügend Platz für die Isolatoren und zum Aufwachsen ausgefrorener Gase zur Verfügung steht.

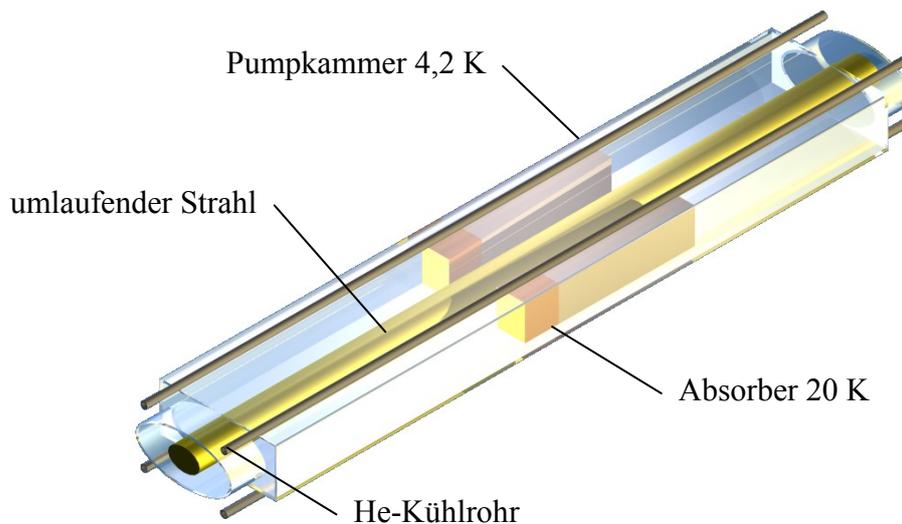


Abbildung 63: Entwurf des Kryokollimators für das SIS100. Gelb: Umlaufender Strahl.

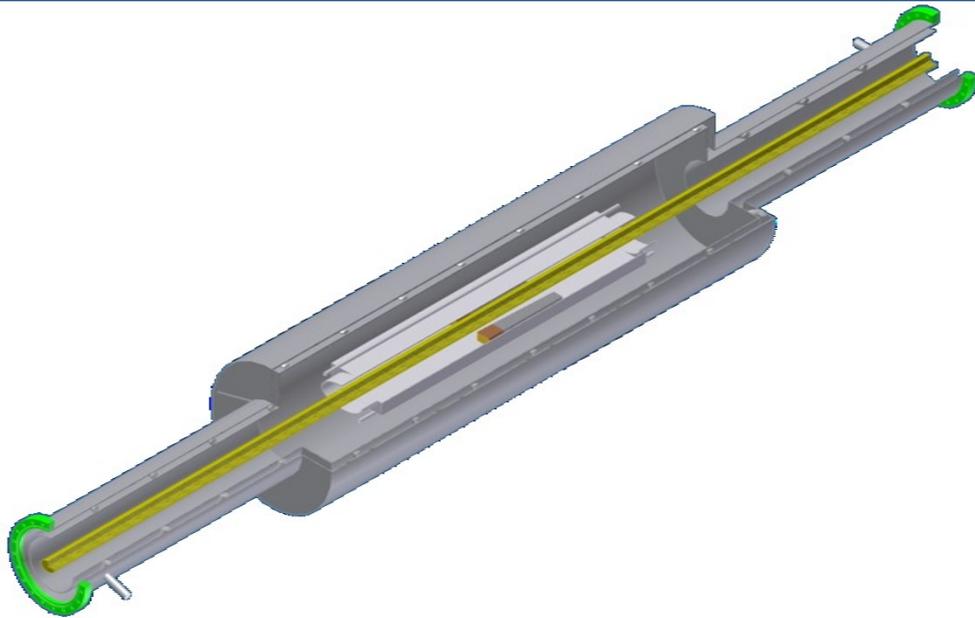


Abbildung 64: Schnitt durch das Entwurfsmodell des Kryokollimators für das SIS100. Gelb: Umlaufer Strahl, umgeben von He-gekühlter Kammer und N₂-gekühltem Hitzeschild.

8 Anhang

8.1 Zusätzliche Verlustprozesse

Im Teilchenbeschleuniger existieren auch andere, im Falle des SIS18/SIS100 untergeordnete Verlustprozesse. Diese sind der Vollständigkeit halber im Folgenden aufgeführt, da sie in alle Berechnungen in STRAHLSIM mit einfließen.

8.1.1 Coulomb-Streuung der Strahlionen am Restgas

Durch einfache Stöße der Strahlionen I mit Restgaspartikeln R können erstere gestreut werden. Unter der Annahme, dass die Elektronen um den Kern des Ions keinen Beitrag zur Streuung, sondern nur zum Energieverlust beitragen [97], berechnet [98] die Verlustrate Γ_{CS} des Ionenstrahls durch einfache Coulomb-Streuung zu

$$\Gamma_{CS} = \frac{2 \cdot \pi \cdot Z^2 \cdot r_p^2 \cdot c \cdot n_{sc}}{A^2 \cdot \gamma^2 \cdot \beta^3} \cdot \left(\frac{\langle \beta_x \rangle}{\epsilon_{acc,x}} + \frac{\langle \beta_y \rangle}{\epsilon_{acc,y}} \right), \quad (8.1)$$

wobei r_p der klassische Protonenradius, ϵ_{acc} die Akzeptanz des Beschleunigers und $\langle \beta \rangle$ die mittlere Betafunktion des Beschleunigers ist. A schließlich ist die Massenzahl des Ions, Z die Kernladungszahl des Ions und n_{sc} die Coulomb-Streuungsdichte, welche definiert ist durch:

$$n_{sc} = \sum_i Z_i^2 \cdot n_i, \quad (8.2)$$

wobei n die Teilchendichte und Z die Kernladungszahl einer Vakuumkomponente i darstellt. Die Verlustrate durch Coulomb-Streuung im typischen Energiebereich eines Beschleunigers ($E > \text{MeV/u}$) ist drei bis vier Größenordnungen kleiner als die Verlustrate durch Umladung der Ionen.

Die gestreuten Strahlionen können, wenn sie auf ein Hindernis im Strahlengang treffen, durch ionenstimulierte Desorption (siehe Kapitel 4.2.2) adsorbierte Moleküle von der Wand ablösen, welche zu einer lokalen Druckerhöhung führen.

8.1.2 Energieverlust der Ionen im Restgas

Der elektronische Energieverlust dE/dx eines Ions, welches ein Gas durchquert, kann für jede einzelne Restgaskomponente durch die nach Franzke [18] modifizierte Bethe-Bloch-Formel beschrieben werden:

$$-\frac{dE}{dx} = K_{BB} \cdot p_t \cdot m_t \cdot Z_t \cdot \frac{q^2}{\beta^2} \cdot [11,1 - 0,9 \cdot \ln(Z_t) + \ln(\gamma^2 - 1)], \quad (8.3)$$

wobei $K_{BB} = 0,0137 \text{ eV}/(\text{mbar} \cdot \text{m})$, p_t der Partialdruck bei Zimmertemperatur in mbar, m_t die Anzahl der Atome pro Restgasmolekül, Z_t die Kernladungszahl des Restgasatoms und q die Ladungszahl des Projektilions ist. Für die üblichen Drücke im UHV (10^{-10} mbar und geringer) spielt dieser Effekt keine Rolle, da z.B. für U^{28+} und N_2 als Target bei einer Energie von 11,4 MeV/u die Energieverlustrate nach (8.3) kleiner als $1,23 \cdot 10^{-6} \text{ MeV/u/s}$ ist. Die Beschleunigungsspannung kompensiert den Energieverlust daher vollständig bis zu Drücken von bis zu 10^{-7} mbar.

8.1.3 Radioaktiver Zerfall von Strahlionen

Weltweit werden Studien zur Beschleunigung von intensiven radioaktiven Ionen vorangetrieben, z.B. im beta-beams-Projekt [99]. Der Zerfall eines radioaktiven Ions kann die Ladung, die Masse und den Impuls des Ions verändern. Hierbei können verschiedene Prozesse auftreten:

$$\alpha \quad {}^A_Z X^q \rightarrow {}^A_{Z-2} Y^{q-2} + {}^4_2 \text{He}^{2+} \quad (8.4)$$

$$\beta^- \quad {}^A_Z X^q \rightarrow {}^A_{Z+1} Y^{q+1} + e^- + \bar{\nu}_e \quad (8.5)$$

$$\beta^+ \quad {}^A_Z X^q \rightarrow {}^A_{Z-1} Y^{q-1} + e^+ + \nu_e \quad (8.6)$$

$$\epsilon, \text{ K-EC} \quad {}^A_Z X^q \rightarrow {}^A_{Z-1} Y^{*q+1} + \nu_e \quad (8.7)$$

$$\text{bound } \beta^- \quad {}^A_Z X^q \rightarrow {}^A_{Z+1} Y^q + \bar{\nu}_e \quad (8.8)$$

$$\gamma \quad {}^A_Z X^* \rightarrow {}^A_Z X + \gamma \quad (8.9)$$

$$\text{Auger} \quad {}^A_Z X^{*q} \rightarrow {}^A_{Z+1} X^{q+1} + e^- \quad (8.10)$$

$$p \quad {}^A_Z X^q \rightarrow {}^A_{Z-1} Y^{q-1} + {}^1_1 p \quad (8.11)$$

$$n \quad {}^A_Z X^q \rightarrow {}^A_{Z-1} Y^q + {}^1_0 n \quad (8.12)$$

Formel (8.4) beschreibt den α -Zerfall, (8.5) den β^- -Zerfall, (8.6) den β^+ -Zerfall, (8.7) den damit konkurrierenden Elektroneneinfang, (8.8) den gebundenen β^- -Zerfall [100], (8.9) den γ -Zerfall, (8.10) die innere Konversion (Auger-Effekt) und (8.11) bzw. (8.12) die spontane Protonen- bzw. Neutronenemission. Der ϵ -Elektroneneinfang, der γ -Zerfall und die innere Konversion sind für vollständig gestrippte Ionen verbotene Kanäle.

Die doppelten Prozesse (doppelter β^- -Zerfall, doppelter Elektroneneinfang, doppelte Protonenemission) haben sehr große Halbwertszeiten und werden daher ebenso vernachlässigt wie die spontane Spaltung und die Fusion, deren Wirkungsquerschnitte sehr klein sind. Bei allen Prozessen außer den β -Zerfällen verteilt sich die Zerfallsenergie E_{ZE} ausschließlich auf den Tochterkern und das ausgesandte Teilchen nach dem Verhältnis ihrer Massen. Nach Impuls- und Energieerhaltungssatz wird folgende Energie auf den Tochterkern übertragen:

$$E_T = \frac{E_{ZE}}{1 + \frac{m_T}{m_p}}, \quad (8.13)$$

wobei m_T die Masse des Tochterkerns und m_p die Masse des ausgesandten Teilchens ist. Da die Masse des Tochterkerns im Vergleich zu der Masse des ausgesandten Teilchens sehr groß ist, ist die m/q -Änderung nach (8.15) klein im Vergleich zu der kinetischen Teilchenenergie in modernen Beschleunigern ($E_T \ll \text{MeV}$). Der Teil, welcher durch die Ladungsänderung alleine hervorgerufen wird, ist meist größer, s.u. Die Zerfallsrate Γ_{RZ} ist gegeben durch

$$\Gamma_{RZ} = \frac{1}{\tau \cdot \gamma} = \frac{\ln(2)}{T_{1/2} \cdot \gamma}, \quad (8.14)$$

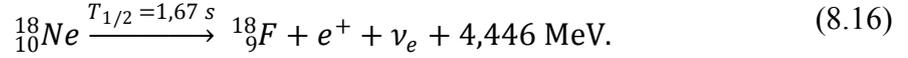
wobei $T_{1/2}$ die Halbwertszeit und γ der relativistische Faktor ist. Somit ist dieser Verlustprozess nicht vom dynamischen Restgasdruck abhängig, sondern nur von der Geschwindigkeit des Projektils.

Durch die Änderung des m/q -Verhältnisses folgen die Zerfallsprodukte anderen Trajektorien als die Referenzpartikel und verursachen (ähnlich dem vorangegangenen Effekt) ionenstimulierte Desorption. Die maximale Abweichung des m/q -Verhältnisses Δ vom ursprünglichen Ion ist gegeben durch

$$\Delta = 1 - \frac{q_0 \cdot m_T}{q_1 \cdot m_0} \pm \frac{E_T}{E_{kin}}, \quad (8.15)$$

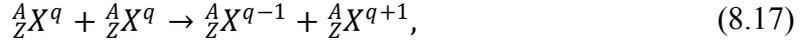
wobei m_0, q_0 die ursprüngliche Masse und Ladung, m_1, q_1 die Masse bzw. Ladung nach dem Zerfall, E_T der auf den Tochterkern übertragene Teil der Zerfallsenergie und E_{kin} die ursprüngliche kinetische Energie des Ions ist. Für die vom CERN koordinierte Designstudie zu einem beta-beam Beschleuniger wurden Untersuchungen zum dynamischen Restgasverhalten angestellt [101].

Bsp.: Der β^+ -Zerfall bzw. der damit konkurrierende Elektroneneinfang des für das Beta-beams-Projekt [102; 99] vorgeschlagenen Isotops ${}^{18}_{10}\text{Ne}$ hat eine Zerfallsenergie von $E_{ZE} = 4,446$ MeV. Nach (8.13) beträgt $E_T = 0,00027$ MeV und ist damit vollständig gegenüber der durch die Ladungs- und Massenänderung hervorgerufenen m/q -Änderung zu vernachlässigen, da $\frac{q_0 m_T}{q_1 m_0} = -0,1112$. Die Reaktion lautet:

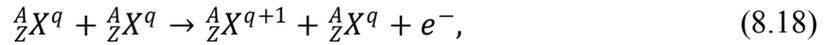


8.1.4 Stöße im Ionenstrahl (Intra-Beam-Scattering)

Durch Stöße der Strahlionen untereinander kann es zum Ladungstransfer bzw. zur Streuung kommen, dem sog. Intra-Beam-Scattering. Die entsprechenden Umladungsprozesse lauten



durch Elektronentransfer mit dem Wirkungsquerschnitt σ_{IBEC} und



durch Ionisation mit dem Wirkungsquerschnitt σ_{IBI} . Der erstgenannte Prozess lädt beide Stoßpartner um, der zweite nur einen und erzeugt ein freies Elektron. Mittels des Strahltemperatur-Ansatzes aus [103] lässt sich die relative Energie der Teilchen zueinander und damit die Verlustrate abschätzen. Die relative Energie für jeden Freiheitsgrad der Ionen beträgt

$$\delta W_{long} = \frac{1}{2} \cdot M \cdot \delta v^2 = \frac{1}{2} \cdot M \cdot c^2 \cdot \beta^2 \cdot \left(\frac{\delta p}{p}\right)^2, \quad (8.19)$$

$$\delta W_{tran,x} = \frac{1}{2} \cdot M \cdot v_x^2 = \frac{E_{kin} \cdot \epsilon_{rms,x} \cdot Q_x}{2 \cdot \bar{R}}, \quad (8.20)$$

$$\delta W_{tran,y} = \frac{1}{2} \cdot M \cdot v_y^2 = \frac{E_{kin} \cdot \epsilon_{rms,y} \cdot Q_y}{2 \cdot \bar{R}}, \quad (8.21)$$

wobei M die Ruhemasse des Ions, β der relativistische Faktor, $\delta p/p$ die Impulsabweichung, E_{kin} die kinetische Energie, ϵ die rms-Emittanz, Q der Arbeitspunkt und

$\bar{R} = L/(2 \cdot \pi)$ der mittlere Beschleunigerradius ist. Für Bedingungen bei SIS18-Injektion und den Daten aus Tabelle 25 (Anhang) erhält man:

$$\delta W_{long} = 14,12 \text{ keV}, \delta W_{tran,x} = 24,54 \text{ keV}, \delta W_{tran,y} = 6,47 \text{ keV} \quad (8.22)$$

Unter Annahme eines nahezu isotropen Geschwindigkeitsfeldes kann der Strahl als ein Gas mit einer mittleren Temperatur betrachtet werden:

$$E = \frac{3}{2} \cdot k_B \cdot T = \frac{1}{2} \cdot M \cdot \left(\sqrt{\delta v^2 + v_x^2 + v_y^2} \right)^2, \quad (8.23)$$

wobei k_B die Boltzmann-Konstante ist. Für das SIS18 erhält man $E = 55,18 \text{ keV}$. Unter der Annahme, dass die Energien in diesem „Ionengas“ Maxwell-Boltzmann verteilt sind, erhält man aus [104] mit der mittleren Geschwindigkeit der Teilchen im Strahl $\langle v \rangle = \sqrt{8 \cdot k_B \cdot T/M}$ eine Verlustrate von

$$\frac{dN}{dt} = \langle \sigma \rangle \cdot \langle v \rangle \cdot \frac{N^2}{2 \cdot V \cdot B_f}, \quad (8.24)$$

wobei $\langle \sigma \rangle$ die mittleren Wirkungsquerschnitte σ_{IBEC} bzw. σ_{IBI} , N die Teilchenzahl der Ionen im Strahl, B_f der Bunchingfaktor und $V \cong 4 \langle x \rangle \langle y \rangle L$ das Strahlvolumen mit dem mittleren Radius $\langle x \rangle$, $\langle y \rangle$ und der Beschleunigerlänge L sind. Die Verlustrate ergibt sich zu:

$$\Gamma_{IBS} = \frac{dN}{N \cdot dt}. \quad (8.25)$$

Für Edelgase haben Diehl, Bräuning et. al. die Wirkungsquerschnitte im interessierenden Energiebereich von 12...65 keV experimentell bestimmt [105; 106], sie liegen in der Größenordnung von $10^{-21} \dots 10^{-20} \text{ m}^2$. Für das SIS18 ergibt sich mit einem pessimistisch abgeschätzten Wirkungsquerschnitt von $\sigma = 10^{-19} \text{ m}^2$, bei einer Energie von 11,4 MeV/u und $N = 10^{10} \text{ U}^{28+}$ -Teilchen nach (8.24) eine Verlustrate $\Gamma_{IBS} = 4,4 \cdot 10^{-4} \text{ 1/s}$. Daher spielt dieser Prozess nur eine untergeordnete Rolle, wird aber in die Berechnungen mit einbezogen, da er durch ionenstimulierte Desorption für einen weiteren Druckanstieg sorgen kann.

8.2 Ergänzende Tabellen

Tabelle 23: Ionisationsparameter für Moleküle und Atome, aus [15]. CO ist interpoliert aus CO₂ und O₂.

Molekül	M^2	C	γ	λ
H ₂	0,70	8,12	-1,3	1,0
He	0,75	7,70	-1,21	2,0
CH ₄	4,20	41,85	0	1,5
H ₂ O	3,24	32,36	0	1,5
N ₂	3,74	34,84	0	1,5
CO (*)	3,70	35,14	0	1,5
O ₂	4,20	38,84	0	1,5
Ar	4,22	37,93	0	1,6
CO ₂	5,75	56,00	0	1,5
Xe	8,04	72,35	0	0,8

Tabelle 24: Siede- und Schmelztemperaturen und Festkörperdichten verschiedener Vakuumkomponenten, aus [74].

Molekül	$T_{Schmelz} / K$	T_{Siede} / K	$\rho / kg/m^3$
He	0,95	4,2	179
H ₂	13,4	20,4	90
Ne	24,6	27,1	900
N ₂	63,2	77,3	1.030
CO	68,1	81,7	950
Ar	83,8	87,3	1.784
O ₂	54,4	90,2	1.429
CH ₄	90,1	111,7	717
Kr	116	120	3.708
Cl ₂	171,6	239,11	2.030
Xe	161,4	165	3.780
C ₂ H ₆	89,89	184,6	1.630
CO ₂	194,6	216,5	
NH ₃	195,4	239,8	719
H ₂ O	273,15	373,15	1.000
J ₂	386,8	456,2	4.940

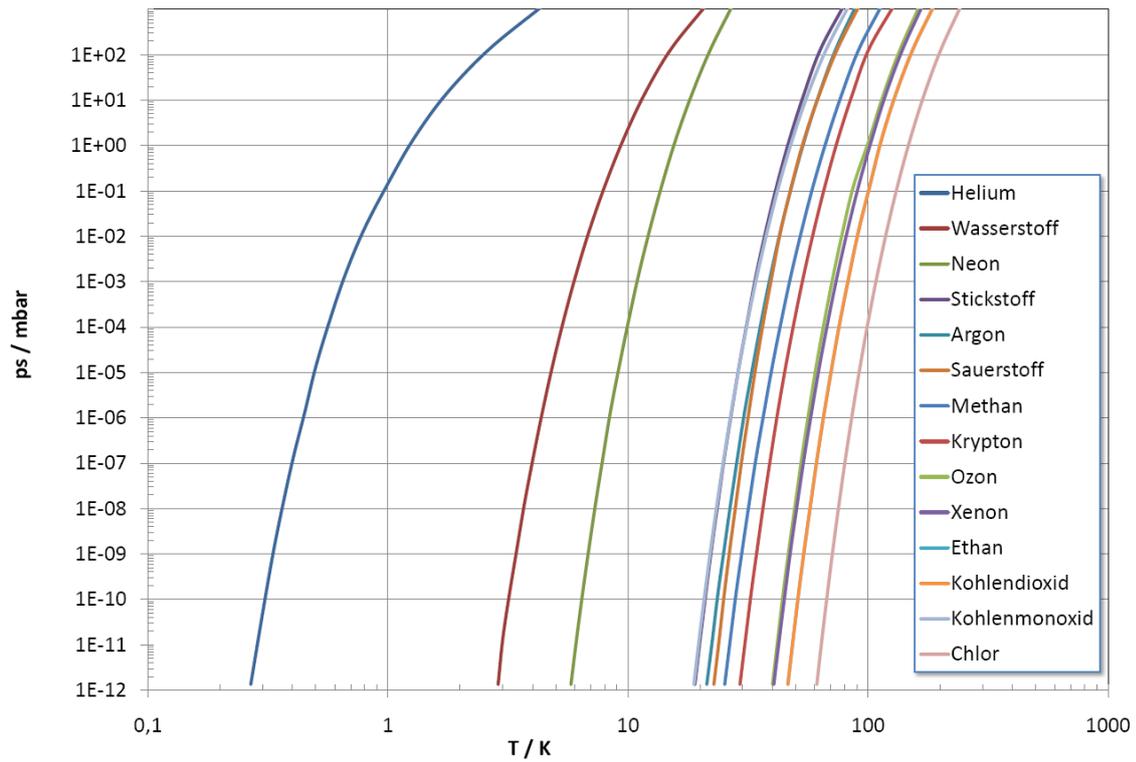


Abbildung 65: Sättigungsdampfdrücke für verschiedene Vakuumkomponenten als Funktion der Temperatur, aus [74].

Tabelle 25: Technische Parameter des SIS18.

Parameter	Kürzel	Wert	Einheit
Umfang	L	216,73	m
Akzeptanz h	$\epsilon_{acc,h}$	150	mm mrad
Akzeptanz v	$\epsilon_{acc,v}$	50	mm mrad
magn. Steifigkeit	$B \cdot \rho$	18,7	Tm
Momentum compaction factor	α_c	0,04	
Impulsakzeptanz	dp/p	$\pm 3,5 \cdot 10^{-3}$	
Energieakzeptanz	dE/E	$\pm 4 \cdot 10^{-3}$	
Standard-Arbeitspunkt	Q	(4,29; 3,29)	
Hochstrom-Arbeitspunkt	Q	(4,18; 3,28)	
Harmonische	h	4...6	
Beschleunigungsspannung	V_0	2*14	kV
Periodizität		12	
Dipole		24	
Ablenkwinkel pro Dipol		15	°
Ablenkradius	ρ	10	m
Quadrupole		36	
Sextupole		2*6	
Steerer h (als Hilfswindung in Dipolen)		12	
Steerer v		12	
Injektionssteifigkeit (min.)	$B \cdot \rho_{inj,min}$	0,8	Tm
Injektionssteifigkeit (max.)	$B \cdot \rho_{inj,max}$	4,6	Tm
Injektionssteifigkeit (min.)	$U_{inj,min}$	40	MV
Injektionssteifigkeit (max.)	$U_{inj,max}$	230	MV
Pulsleistung (Dipole und Quadrupole)	P_{Max}	20,5	MW

Tabelle 26: Verwendete Nomenklaturen und deren Bedeutungen.

Nomenklatur	Gerät	Standort
S02DS2	Prototyp-Kammer, l=470 mm	Hinter dem zweiten Dipol in S02
S02DS2_PRIP	Totaldruck-Messröhre IE514 an IM520	Primärkammer S02DS2
S02DS2_SECP	Totaldruck-Messröhre IE514 an IM520	Sekundärkammer S02DS2
S02DS2IB	Strom-Frequenz-Wandler IFC3	Absorberblock in S02DS2
S02DS2IK	Strom-Frequenz-Wandler IFC3	Absorberkeil in S02DS2
S02DS2MS	Massenspektrometer Prisma Plus	Primärkammer S02DS2
S03DS2	Prototyp-Kammer, l=470 mm	Hinter dem zweiten Dipol in S03
S03DS2_PRIP	Totaldruck-Messröhre IE514 an IM540	Primärkammer S03DS2
S03DS2_SECP	Totaldruck-Messröhre IE514 an IM540	Sekundärkammer S03DS2
S03DS2IB	Strom-Frequenz-Wandler IFC3	Absorberblock in S02DS2
S03DS2IK	Strom-Frequenz-Wandler IFC3	Absorberkeil in S02DS2
S03DS2MS	Massenspektrometer QMG422	Primärkammer S03DS2
S09DT_ML	langsamer Strahltransformator	S09

8.3 Einstellungen des SIS18 während der Maschinenexperimente

Die Maschineneinstellungen des SIS18 während der Maschinenexperimente sind im Folgenden aufgeführt. Dazu zählen die, auf der normalen Bedienoberfläche des SISMO-DI einstellbaren Parameter sowie die Einstellungen der Steermagnete für die Sollbahnkorrektur.

Tabelle 27: Maschineneinstellungen des SIS18 für Ta24+.

Parameter	19.11.2005 09:54:20	30.04.2006 14:46:24	Einheit
Ion	Ta ²⁴⁺	Ta ²⁴⁺	
Injektionsenergie	8,77	8,74	MeV/u
Arbeitspunkt Q	(4,17; 3,25)	(4,17; 3,35)	
Radialposition Injektion	3,5	2,0	mm
Chopperfenster	90,0	30,0	μs
Chopper-Verzögerung	35,0	47,0	μs
Bumperflanke	250,0	170,0	μs
Bumperamplitude	95,0	85,0	mm
dTK7BC1L	0,0	0,0	mrاد
dTK7MU5	0,0	0,0	mrاد
dS12MU3I	-1,0	-1,5	mrاد
dS12ME1I	5,1	5,8	mrاد
Endenergie	100,0	200,0	MeV/u
Radialposition Extraktion	-2,5	-1,5	mm
Kickwinkel	7,0	5,576	mrاد
Kickstart	76,5	76,5	°
HF-Spannung Injektion	0,0	0,0	kV
HF-Spannung RpA	9,0	14,0	kV
HF-Spannung RpE	9,0	14,0	kV
HF-Spannung Flattop	0,0	14,0	kV
Harmonische	5	5	
dB/dt (max.)	1,30381	1,31844	T/s
mSepBumpAnf	5,0	5,0	mm
Verrundungszeit	64,0	64,0	ms

Tabelle 28: Maschineneinstellungen vom 30.04.2006, 13:55:30 (Ta24+), Steererwerte für Sollbahnkorrektur.

Steerer	Steererwinkel / mrad	
	Injektion	Extraktion
S01KM2DV	0,088	0,100
S02KM2DV	-0,496	0,000
S03KM2DV	0,025	0,000
S04KM2DV	-0,298	-0,241
S05KM2DV	-0,279	0,000
S06KM2DV	-0,055	0,261
S07KM2DV	-0,591	0,000
S08KM2DV	-0,417	0,000
S09KM2DV	-0,245	0,000
S10KM2DV	-0,088	0,032
S11KM2DV	0,575	-0,820
S12KM2DV	-0,427	0,200
S01MU1A	-0,665	-0,872
S03MU1A	-0,300	-0,028
S05MU1A	1,036	0,070
S06MU2A	1,390	0,465
S09MU1A	0,000	0,622
S10MU1A	0,000	0,000
S11MU1A	0,000	0,000
S12MU1A	0,300	0,000

Tabelle 29: Maschineneinstellungen des SIS18 für U28+ (1).

Parameter	26.07.2006 11:27:57	24.10.2006 19:12:38	23.03.2007 18:49:41	Einheit
Ion	U ²⁸⁺	U ²⁸⁺	U ²⁸⁺	
Injektionsenergie	7,092	7,078	7,09	MeV/u
Arbeitspunkt Q	(4,17; 3,35)	(4,17; 3,35)	(4,15; 3,35)	
Radialposition Injektion	5,8	3,5	3,2	mm
Chopperfenster	190,0	25,0	90,0	µs
Chopper-Verzögerung	40,0	56,0	40,0	µs
Bumperflanke	340,0	180,0	220,0	µs
Bumperamplitude	88,0	85,0	94,0	mm
dTK7BC1L	0,0	0,0	0,0	mrاد
dTK7MU5	0,0	0,0	0,0	mrاد
dS12MU3I	-0,9	-1,3	-1,6	mrاد
dS12ME1I	6,2	6,4	5,8	mrاد
Endenergie	85,05	90,0	90,0	MeV/u
Radialposition Extraktion	-2,5	-2,5	-2,5	mm
Kickwinkel	5,0	5,0	5,0	mrاد
Kickstart	76,5	76,5	76,5	°
HF-Spannung Injektion	0,0	0,0	0,0	kV
HF-Spannung RpA	10,0	28,0	28,0	kV
HF-Spannung RpE	10,0	28,0	28,0	kV
HF-Spannung Flattop	10,0	10,0	28,0	kV
Harmonische	5	6	6	
dB/dt (max.)	1,30831	6,0	3,0	T/s
mSepBumpAnf	5,0	5,0	5,0	mm
Verrundungszeit	64,0	64,0	64,0	ms

Tabelle 30: Maschineneinstellungen des SIS18 für U28+ (2).

Parameter	28.08.2007 21:17:37	21.02.2008 18:30:25	21.02.2008 19:19:22	Einheit
Ion	U ²⁸⁺	U ²⁸⁺	U ²⁸⁺	
Injektionsenergie	7,075	7,081	7,086	MeV/u
Arbeitspunkt Q	(4,18; 3,29)	(4,18; 3,28)	(4,18; 3,28)	
Radialposition Injektion	3,0	0,0	1,0	mm
Chopperfenster	50,0	60,0	60,0	μs
Chopper-Verzögerung	55,0	40,0	50,0	μs
Bumperflanke	170,0	140,0	190,0	μs
Bumperamplitude	90,0	90,0	90,0	mm
dTK7BC1L	0,0	0,0	0,0	mrاد
dTK7MU5	0,0	0,0	0,0	mrاد
dS12MU3I	-1,4	-2,0	-1,4	mrاد
dS12ME1I	6,4	4,0	6,2	mrاد
Endenergie	150,0	150,0	100,0	MeV/u
Radialposition Extraktion	-2,5	-2,5	-2,5	mm
Kickwinkel	5,533	5,884	6,05	mrاد
Kickstart	76,5	76,5	76,5	°
HF-Spannung Injektion	0,0	0,0	0,0	kV
HF-Spannung RpA	28,0	28,0	28,0	kV
HF-Spannung RpE	28,0	28,0	28,0	kV
HF-Spannung Flattop	10,0	10,0	10,0	kV
Harmonische	6	6	6	
dB/dt (max.)	4,0	4,2	5,0	T/s
mSepBumpAnf	5,0	4,5	4,5	mm
Verrundungszeit	64,0	40,0	40,0	ms

Tabelle 31: Maschineneinstellungen des SIS18, Steererwerte für Sollbahnkorrektur.

Steererwinkel / mrad	28.08.2007, 21:16:00		21.02.2008, 10:23:23	
	Injektion	Extraktion	Injektion	Extraktion
S01KM2DV	0,763	0,100	0,349	0,100
S02KM2DV	-0,247	0,000	-0,260	0,000
S03KM2DV	0,924	0,000	0,151	0,000
S04KM2DV	-0,212	-0,241	0,060	-0,241
S05KM2DV	0,061	0,000	-0,458	0,000
S06KM2DV	0,680	0,261	0,556	0,261
S07KM2DV	-0,100	0,000	-0,332	0,000
S08KM2DV	-0,180	0,000	-0,114	0,000
S09KM2DV	-0,208	0,000	0,032	0,000
S10KM2DV	-0,204	0,032	-0,150	0,032
S11KM2DV	0,649	-0,820	0,080	-0,520
S12KM2DV	-0,066	0,200	-0,150	0,200
S01MU1A	-0,850	-0,662	-0,700	-0,925
S02MU1A			0,300	0,100
S03MU1A	0,000	-0,028	0,000	0,000
S04MU2A			-0,350	0,000
S05MU1A	1,036	0,070	0,100	0,330
S06MU2A	1,200	0,365	0,200	0,000
S07MU1A			-0,100	-0,300
S08MU1A			-0,200	0,000
S09MU1A	0,000	0,622	0,000	0,931
S10MU1A	0,000	0,000	0,000	-0,200
S11MU1A	0,000	0,100	-0,100	-0,400
S12MU1A	0,000	-0,562	-0,200	0,000

Tabelle 32: Maschineneinstellungen des SIS18, Steererwerte für Sollbahnkorrektur (3).

Steererwinkel / mrad	21.02.2008, 19:19:22		14.05.2008, 21:32:05	
	Injektion	Extraktion	Injektion	Extraktion
S01KM2DV	0,315	0,390	0,259	0,282
S02KM2DV	-0,307	-0,018	-0,523	-0,198
S03KM2DV	0,121	-0,045	0,075	-0,025
S04KM2DV	-0,045	0,219	-0,122	0,102
S05KM2DV	-0,516	-0,373	-0,621	-0,333
S06KM2DV	0,393	0,454	0,307	0,444
S07KM2DV	-0,443	-0,190	-0,505	-0,273
S08KM2DV	-0,266	-0,271	0,000	-0,266
S09KM2DV	-0,012	0,370	0,000	0,222
S10KM2DV	-0,302	0,123	0,000	0,032
S11KM2DV	0,080	-0,520	0,000	-0,520
S12KM2DV	-0,252	0,362	-0,500	0,200
S01MU1A	-0,700	-0,925	-0,500	-0,925
S02MU1A	0,300	0,100	0,300	0,100
S03MU1A	0,000	0,000	0,000	0,000
S04MU2A	-0,350	0,000	-0,350	0,000
S05MU1A	0,100	0,330	0,100	0,330
S06MU2A	0,200	0,000	0,600	0,000
S07MU1A	-0,100	-0,300	-0,100	-0,300
S08MU1A	-0,200	0,000	-0,200	0,000
S09MU1A	0,000	0,931	0,000	0,931
S10MU1A	0,000	-0,200	0,000	-0,200
S11MU1A	-0,100	-0,400	0,000	-0,400
S12MU1A	-0,200	0,000	0,000	0,000

Tabelle 33: Maschineneinstellungen vom des SIS18 für U28+ (3).

Parameter	13.05.2008 15:25:25	14.05.2008 21:32:05	Einheit
Ion	U ²⁸⁺	U ²⁸⁺	
Injektionsenergie	7,085	7,108	MeV/u
Arbeitspunkt Q	(4,17; 3,29)	(4,17; 3,30)	
Radialposition Inj.	3,0	3,0	mm
Chopperfenster	50,0	65,0	μs
Chopper-Verzögerung	40,0	50,0	μs
Bumperflanke	280,0	180,0	μs
Bumperamplitude	90,0	85,0	mm
dTK7BC1L	0,0	0,0	mrاد
dTK7MU5	0,0	0,0	mrاد
dS12MU3I	-1,4	-1,2	mrاد
dS12ME1I	6,0	6,0	mrاد
Endenergie	90,0	90,0	MeV/u
Radialposition Extr.	-2,5	-2,5	mm
Kickwinkel	6,5	7,5	mrاد
Kickstart	76,5	76,5	°
HF-Spannung Injektion	0,0	0,0	kV
HF-Spannung RpA	28,0	28,0	kV
HF-Spannung RpE	20,0	28,0	kV
HF-Spannung Flattop	5,0	10,0	kV
Harmonische	6	6	
dB/dt (max.)	5,0	5,0	T/s
mSepBumpAnf	5,0	5,0	mm
Verrundungszeit		40,0	ms

8.4 Im Rahmen der Arbeit entwickelte Programme

Im Zuge dieser Arbeit wurden vom Autor etliche Programme erstellt, die im Detail vorzustellen den Rahmen sprengen würden. Aus diesem Grund sind die einzelnen Programme mit ihren Funktionen im Folgenden kurz beschrieben.

8.4.1 Geräte-Steuerung

Dient zur Steuerung und gleichzeitigen automatisierten Datenaufnahme von

- IM540 (UHV-Controller für Totaldruck-Messsonden IE514)
- HC3500 (Heiz-Controller für Keramik-Heizelemente, Temperaturmessung)
- QMG422 (Quadrupol-Massenspektrometer)

Es wird ein universelles Treibermodell für alle Geräte verwendet, um den Aufwand für die Implementierung der grafischen Oberfläche gering zu halten.

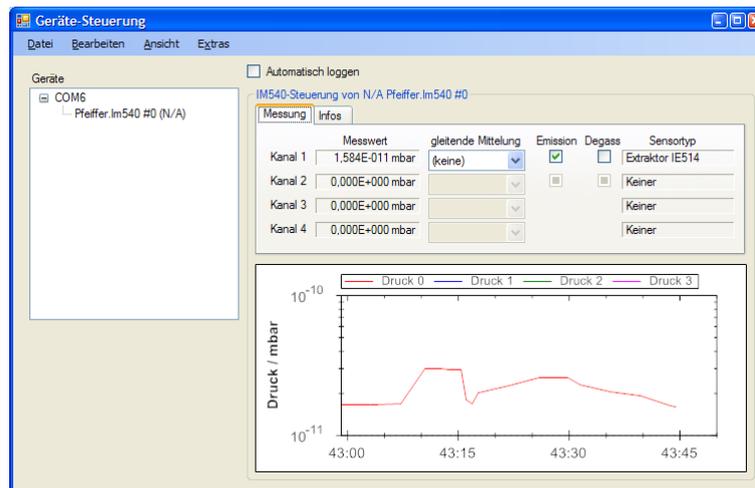


Abbildung 66: Bildschirmausdruck der Geräte-Steuerung.

8.4.2 Trafo-Konverter

Dient zum Herunterladen und Analysieren (z.B. der Injektions-, HF-Einfang/Tracking-, Rampen- und Flattop-Verluste) von DTL-Daten (langsamer Strahltransformator des SIS18). Die Daten werden dabei mittels FTP von der AXP-Maschine heruntergeladen. Aus dem Teilchenstrom und der berechneten Teilchenzahl wird die Energie, das \dot{B} und die $1/e$ -Lebensdauer der Teilchen berechnet und dargestellt. Besitzt eine Schnittstelle zum ANALYZER (s.u.). Ist seit September 2008 im Hauptkontrollraum verfügbar.

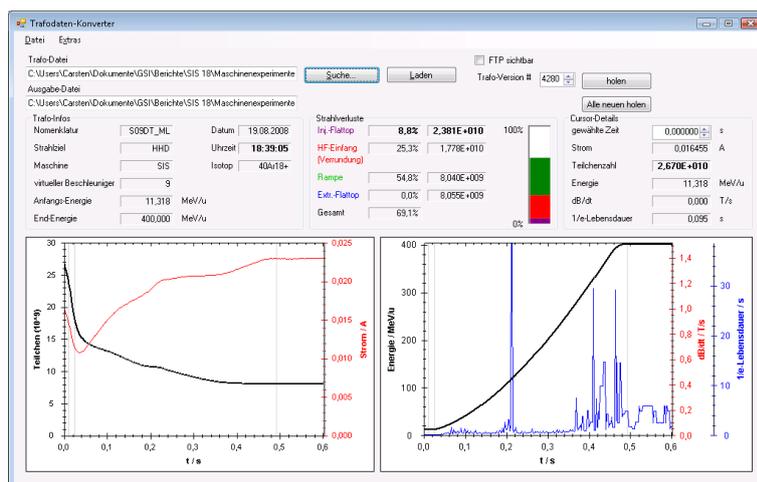


Abbildung 67: Bildschirm Ausdruck des Trafo-Konverters.

8.4.3 ABLASS-Konverter

Dient zum Analysieren der durch das ABLASS-System gesammelten Daten ähnlich dem Trafo-Konverter. Rechnet die in ABLASS gemessenen Frequenzen in Ströme, Drücke, etc. mit den jeweils korrekten Faktoren um und enthält eine Stromkorrektur für den Hochstrom-Trafo S07DT_ML. Besitzt eine Schnittstelle zum Analyzer.

8.4.4 ANALYZER

Dient zur automatisierten Datenauswertung von ABLASS-, Trafo-, UHV- und Geräte-Steuerungsdaten. Die Daten aus den verschiedenen Quellen werden hierzu in einem einheitlichen Format mit Zeitstempel der Aufnahme, Einheit und evtl. Messfehlern in einer SQL-Datenbank gesammelt. Ein Export ausgewählter Daten in einem beliebigen Zeitraum ist möglich.

Zusätzlich werden 1/e-Lebensdauern bei Injektion und Extraktion mittels Fit aus den Strahltransformator-Daten berechnet. Ebenfalls können die Zeitstempel von verschiedenen Geräten miteinander abgeglichen werden, da diese auf unterschiedlichen Computern erfasst werden, deren interne Uhren leicht unterschiedlich laufen.

9 Bibliographie

- [1] **Spiller, P.** SIS18 upgrade. [Online] 2008. http://www.gsi.de/fair/EU-Construction/SIS18_e.html.
- [2] —. *Vorschlag für einen Kollimatorpumpstand zur gezielten Beseitigung von Desorptionsgasen*. Darmstadt : GSI, 2002. Interne Notiz. GSI-SIS18-02-02.
- [3] **Franzcek, B.** *SIS Parameter List*. Darmstadt : GSI, 1987. GSI-SIS-TN.
- [4] **Henning, W. F.** The future GSI facility. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research*. 2004, Vol. B, 214, pp. 211-215.
- [5] **GSI.** *FAIR Baseline Technical Report*. Darmstadt : Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, 2006.
- [6] **Hoffmann, D. H. H., et al.** Present and future perspectives for high energy density physics with intense heavy ion and laser beams. *Laser and Particle Beams*. 2005, Vol. 1, 23, pp. 47-53.
- [7] **Tahir, N. A., et al.** Target heating in high-energy-density matter experiments at the proposed GSI FAIR facility: Non-linear bunch rotation in SIS 100 and optimization of spot size and pulse length. *Laser and Particle Beams*. 2004, Vol. 4, 22, pp. 485-493.
- [8] **Tahir, N.A., et al.** Proposal for the Study of Thermophysical Properties of High-Energy-Density Matter Using Current and Future Heavy-Ion Accelerator Facilities at GSI Darmstadt. *Physical Review Letters*. 95, 2005, p. 035001.
- [9] **Tahir, N.A., et al.** HEDgeHOB: High-energy density matter generated by heavy ion beams at the future facility for antiprotons and ion research. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. 577, 2007, Vol. A, pp. 239-249.
- [10] **Geissel, H., et al.** The Super-FRS project at GSI. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. 204, 2003, Vol. B, 71.
- [11] **Spiller, P., et al.** *Lebensdauermessungen von U28+-Strahlen im SIS18*. Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH. Darmstadt : s.n., 2001.
- [12] **Spiller, P., et al.** *Kurzbericht und Vorauswertung der Maschinenexperimente vom 18. und 19.12.2001*. Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH. Darmstadt : s.n., 2001.
- [13] **Calder, R. S.** Ion Induced Gas Desorption Problems in the ISR. *Vacuum*. 01 10 1974, Vol. 24, pp. 437-443.
- [14] **Schnauer, H., et al.** *Acceleration of Lead Ions in the CERN PS Booster and the CERN PS*.
- [15] **Madsen, N.** *Vacuum changes during accumulation of Pb54+ in LEIR*. Genf : CERN, 1999. PS/DI Note 99-21.
- [16] **Mahner, E., et al.** Ion-Stimulated Gas Desorption Yields and their Dependence on the Surface Preparation of Stainless Steel. *Proceedings of the EPAC*. 2002, p. 2568.
- [17] *Gold beam losses at the AGS Booster injection*. **Zhang, S. Y. and Ahrens, L. A.** 1999. Proceedings of the 1999 PAC. pp. 3294-3296.
- [18] **Franzke, B.** Interaction of stored ion beams with the residual gas. [ed.] CERN. *CERN Accelerator School*. 1992. Vol. Fourth Advanced Accelerator Physics

- Course, p. 100. CERN 92-01.
- [19] *RHIC Pressure Rise and Electron Cloud*. **Zhang, S. Y., et al.** Portland, Oregon : s.n., 2003. Proceedings of the 2003 PAC. BNL-71012-2003-CP.
- [20] **Zhang, S. Y., et al.** Experience in Reducing Electron Cloud and dynamic Pressure Rise in warm and cold Regions in RHIC. *Proceedings of the EPAC*. 2006, S. 595.
- [21] **Wille, K.** *Physik der Teilchenbeschleuniger*. s.l. : Teubner Verlag, 1992.
- [22] **Wollnik, H.** *Optics of charged particles*. Orlando, Florida : Academic Press, 1987.
- [23] **Wiedemann, H.** *Particle Accelerator Physics*. 2. Edition. Berlin : Springer Verlag, 1993. Bd. II, Nonlinear and Higher-Order Beam Dynamics. ISBN 3-540-00672-9.
- [24] —. *Particle Accelerator Physics*. 2. Edition. Berlin : Springer Verlag, 1993. Vol. I, Basic Principles and Linear Beam Dynamics. ISBN 3-540-00672-9.
- [25] *Tune Shifts from Self Fields and Images*. **Hofmann, A.** s.l. : CERN Accelerator School, 1994. CERN 94-01 v1.
- [26] *SIS Operation at High Beam Intensities*. **Blasche, K., et al.** 1998. Proceedings of the EPAC. WEP01A.
- [27] *Betatron Resonance Studies at the CERN PS Booster by harmonic Analysis of Turn-by-Turn Beam Position Data*. **Benedikt, M., et al.** Lucerne : s.n., 2004. Proceedings of EPAC. pp. 1915-1918.
- [28] **De Ninno, G. und Fanelli, D.** *Multiple resonance compensation for betatron coupling and its equivalence with matrix method*. 2008. arXiv:physics/9907040.
- [29] **Franchetti, G., et al.** *Mapping of the resonances of SIS18*. Darmstadt : GSI, 2005. Internal Note. GSI-Acc-Note-2005-02-001.
- [30] **Parfenova, A.** *Linear and nonlinear beam dynamics study in the SIS18 accelerator*. Physik. Frankfurt am Main : Johann Wolfgang Goethe-Universität, 2008. Doktorarbeit.
- [31] **Parfenova, A., et al.** *SIS18 closed orbit correction using local bump method*. GSI. Darmstadt : s.n., 2006. Interne Notiz.
- [32] **Redelbach, A.** *Closed Orbit-Korrektur mit SIST*. GSI. Darmstadt : s.n., 2007. Interne Notiz.
- [33] **GSI.** Injector Group. [Online] 04 2008. <http://www-inj.gsi.de/index.php?section=3&subsection=3>.
- [34] **Omet, C.** *Auslegung eines Kollimatorsystems zur Lokalisierung von Umladungsverlusten und Beseitigung von Desorptionsgasen hochenergetischer, intensiver Schwerionenstrahlen in Ringbeschleunigeranlagen*. s.l. : Technische Universität Darmstadt, 2005. Diplomarbeit.
- [35] **Schlachter, A. S., et al.** Electron capture for fast highly charged ions in gas targets: An empirical scaling rule. [ed.] American Physical Society. *Phys. Rev. A*. 6 1983, Vol. 6, 27, pp. 3372-3374.
- [36] **Tolstikhina, I. Yu. and Shevelko, V. P.** *Short Commun. Phys.* 10, 2000.
- [37] **Shevelko, V. P.** Private Kommunikation. 2008.
- [38] **Smolyakov, A., Omet, C. and Spiller, P.** *Electron capture for fast ions in gas targets. Application of Schlachter scaling rule at nonrelativistic energies*. Darmstadt : GSI, 2005. Internal Note.
- [39] **Franzke, Bernhard.** Vacuum Requirements for Heavy Ion Synchrotrons. *IEEE Transactions on Nuclear Science*. June 1981, Vols. NS-28, 3, pp. 2116-2118.

- [40] **Olson, R. E., et al.** Projectile Electron Loss and Capture in MeV/u Collisions of U28+ with H2, N2 and Ar. *Journal of Physics*. 2004, Vol. B, pp. 4539-4550.
- [41] **Weber, Günter.** *Untersuchung der Umladungsverluste und Strahllebensdauern gespeicherter U28+ Ionen*. Fakultät für Physik und Astronomie, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg. Heidelberg : s.n., 2006. Diplomarbeit.
- [42] **Olson, R. E., et al.** *Electron Stripping Cross Sections For Fast, Low Charge State Uranium Ions*. s.l. : University of Missouri-Rolla, 2004. Report. U10+.
- [43] **Beigman, I. L., Tolstikhina, I. Yu. und Shevelko, V. P.** Ionization of Heavy Ions in Relativistic Collisions with Neutral Atoms. *Technical Physics*. 53, 2008, Bd. 5, S. 15–21.
- [44] **Shevelko, V. P., et al.** Electron loss of fast and relativistic heavy-ion beams in ring accelerators. *PRE*. 2008.
- [45] **Andreev, S. N., et al.** Ionization of Heavy Ions in Collisions with Neutral Atoms at Relativistic Energies. [ed.] Allerton Press. *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*. 35, 2008, Vol. 3, pp. 89-95.
- [46] **Omet, C., et al.** *Maschinen-Experimente vom 06.10./07.10.2004 am SIS18-Kollimator S12DS3HL*. 2004. Interne Notiz.
- [47] **Smolyakov, A. and Spiller, P.** *Beam Loss Calculations for U28+-ion beams interacting with the residual gas in SIS18 and SIS100*. Darmstadt : GSI, 2004. Internal Note.
- [48] **Krämer, A.** Private Kommunikation. 2006.
- [49] **Bayer, Wolfgang.** Private Mitteilung. 2008.
- [50] *Wikipedia, die freie Enzyklopädie*. [Online] 2008. <http://www.wikipedia.de>.
- [51] **Chorniy, Oleksandr.** *Measurement and interpretation of the bunched beam transfer function in SIS-18 with space charge*. Elektrotechnik und Informationstechnik, Technische Universität Darmstadt. 2008. p. 70, Dissertation.
- [52] **Bender, Markus.** *Untersuchung der Mechanismen Schwerioneninduzierter Desorption an Beschleunigerrelevanten Materialien*. Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main. Frankfurt : Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, 2007. Doktorarbeit. Diss. 2008-02.
- [53] **Molvik, A. W., et al.** Electrons and gas versus high brightness ion beams. *Physical Review Letters*. 98, 2007, 6, p. 064801.
- [54] **Kollmus, H., et al.** Measurements on Ion-beam Loss Induced Desorption at GSI. *AIP Conference Proceedings*. 773, 2005, pp. 207-210.
- [55] **Bender, M., et al.** Energy-Loss Dependence of the Ion-Induced Desorption Yield Measured with Ar10+ Ions at GSI-HHT. *GSI Scientific Report*. 2005.
- [56] **Hedlund, Emma.** *Studies of Gas-flow Metrology and Ion-beam Induced Desorption*. Department of Nuclear and Particle Physics. Uppsala : Uppsala Universitet, 2006. Licentiate Thesis.
- [57] **Geissel, H., et al.** Experimental studies of heavy-ion slowing down in matter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*. 195, 2002, Vols. 1-2, pp. 3-54.
- [58] **Lozano, M. P., Hilleret, N. and de Segovia, J. L.** Ion-induced desorption by Ar+ ions from Al, Cu and films of Cu grown on stainless steel. *Surface and Interface Analysis*. 35, 2003, pp. 738-742.
- [59] **Mustafin, E., et al.** A theory of the beam loss-induced vacuum instability applied

- to the heavy-ion synchrotron SIS18. *Nuclear Instruments and Methods In Phys.* 2003, Vol. A, pp. 199-205.
- [60] *Ion Desorption at RHIC*. **Zhang, S. Y.** s.l. : American Institute of Physics, 2005. AIP Conference Proceedings. Vol. 773, pp. 216-218. DOI:10.1063/1.1949531.
- [61] **Krämer, A., et al.** Measurement and Calculation of U28+ Beam Lifetime in SIS. *Proceedings of the EPAC*. 2002, S. 2547.
- [62] *Upgrade of RHIC Vacuum Systems for High Luminosity Operation*. **Hseuh, H. C., et al.** Knoxville, Tennessee : s.n., 2005. Proceedings of 2005 Particle Accelerator Conference. pp. 2977-2979. 0-7803-8859-3/05/\$20.00.
- [63] *Understanding of Ion Induced Desorption Using the ERDA Technique*. **Bender, M., Kollmus, H. and Assmann, W.** 2006. EPAC 2006 Proceedings.
- [64] **Ziegler, J. F.** The Stopping of Energetic Light Ions in Elemental Matter. *Journal of Applied Physics*. 85, 1999, pp. 1249-1272.
- [65] —. SRIM, Stopping and Range of Ions in Matter. [Online] 2005. <http://www.srim.org>.
- [66] *Summary of Workshop Session C: Surface Properties, Measurements and Treatments*. **Pivi, M.** 2004. ELOUD'04.
- [67] *A Simulation study of the Electron Cloud in the Experimental Regions of the LHC*. **Rossi, A., Rumolo, G. and Zimmermann, F.** Paris : s.n., 2002. Proceedings of EPAC 2002. pp. 2583-2585.
- [68] **Rieke, F. and Prepejchal, W.** Ionization Cross Sections of Gaseous Atoms and Molecules for High-Energy Electrons and Positrons. *Phys. Rev.* 10 1972, Vol. A, 6, pp. 1507-1519.
- [69] **Gillespie, G. H.** Impact ionisation scaling cross sections for fast highly stripped ions colliding with H₂ and He. *Phys. Lett.* 1983, Vol. A, 7, pp. 327-332. 93.
- [70] **Benvenuti, C., et al.** Vacuum properties of TiZrV non-evaporable getter films. *Vacuum*. 60, 2001, pp. 57-65.
- [71] **Prodromides, Alexandra.** *Non-Evaporable Getter Thin Film Coatings for Vacuum Applications*. Faculté Sciences de Base, Section de Physique, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne. Lausanne : Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2002. PhD Thesis. 2652.
- [72] **Bellachioma, M.C., Kurdal, J. and Reich-Sprenger, H.** Non evaporable Film Getters Technology at GSI: First Results. *GSI Scientific Report*. 2005, p. 112.
- [73] **Li, Yulin und Ho, Simon.** Vacuum Pumping Study of Titanium-Zirconium-Vanadium Thin Films. *Proceedings of the PAC*. 2003.
- [74] **Wutz, M.** *Handbuch Vakuumtechnik*. [Hrsg.] K. Jousten. s.l. : Vieweg, 2004. ISBN 3528648848.
- [75] **Baglin, V., et al.** *Molecular desorption by synchrotron radiation and sticking coefficient temperatures for H₂, CH₄, CO and CO₂*. s.l. : CERN, 2001. LHC Project Report. 518.
- [76] *Molecular Surface Pumping: Cryopumping*. **Benvenuti, C.** 1999. CAS Proceedings.
- [77] **Ziemann, V.** *Vacuum Tracking*. Stanford : Stanford Linear Acceleration Center, 1992. <http://www3.tsl.uu.se/~ziemann/vaktrak/>. SLAC-Pub-5962.
- [78] —. VAKDYN. *The Svedberg Laboratory*. [Online] 2006. <http://www3.tsl.uu.se/~ziemann/vakdyn/>.

- [79] **Kersevan, R.** *MOLFLOW User's Guide*. Triest : Sincrotrone Trieste Technical Report, 1991. ST/M-91/17.
- [80] **Bowden, G. B.** *RF Accelerator Pressure Profile by Monte Carlo*. s.l. : Stanford University, 2002. Linear Collider Collaboration Tech Note. SLAC-TN-03-055, LCC-0078.
- [81] **Omet, C, et al.** Charge change-induced beam losses under dynamic vacuum conditions in ring accelerators. *New Journal of Physics*. 8, 2006, Bd. 11, S. 284.
- [82] *Vakuum-Simulationsrechnungen für HERA*. **Hoffmann, M.** Salzac : DESY, 2003. Workshop on HERA Performance. DESY HERA 03-25.
- [83] **Bryant, P.** WinAGILE - Windows Alternating Gradient Interactive Lattice Design. [Online] 2005. <http://bryant.home.cern.ch/bryant/>.
- [84] **Franzcek, B.** MIRKO --- An interactive program for beam lines and synchrotrons. [book auth.] W. Busse and R. Zelazny. *Computing in Accelerator Design and Operation*. Berlin : Springer Verlag, 1984.
- [85] **Sagan, D.** AML - Accelerator Markup Language. *LEPP*. [Online] <http://www.lns.cornell.edu/~dcs/aml/>.
- [86] **Schmidt, F. and Grote, H.** *MAD-X -- An upgrade from MAD8*. Genf : CERN, 2003. CERN-AB-2003-024 ABP.
- [87] **Ramakers, H.** *Private Kommunikation*. 2008.
- [88] *Optimization of the SIS100 Lattice and a Dedicated Collimation System for Ionization Losses*. **Spiller, P., et al.** s.l. : American Institute of Physics, 2004. AIP Conference Proceedings. Vol. 773, pp. 40-44.
- [89] **CERN.** *TS-MME-SC Surface Analysis*. Technical Support Department. Genf : s.n., 2007.
- [90] **Reeg, H.** *Private Kommunikation*. 2008.
- [91] **Mustafin, E.** *Activation of SIS18 collimators*. Darmstadt : GSI, 2007. Internal Note.
- [92] **Omet, C., Kollmus, H. und Spiller, P.** *Vorläufige Berechnungen zur Standzeit der NEG-Beschichtung beim Booster-Betrieb des SIS18 mit U28+*. Darmstadt : GSI, 2008. Interne Notiz.
- [93] **Smolyakov, A., et al.** *Comparison of the present and planned operation of the SIS18 and the AGS Booster with intermediate charge state heavy ions*. Darmstadt : GSI, 2005. Internal Report. GSI-Acc-Report-2005-11-001.
- [94] *Injection and acceleration of Au³¹⁺ in the BNL AGS*. **Fischer, W., et al.** 2008. Proceedings of the EPAC. MOPC106.
- [95] **GSI.** *An International Accelerator Facility for Beams of Ions and Antiprotons*. Darmstadt : GSI, 2001. Conceptual Design Report.
- [96] **Kirk, M., Omet, C. and Spiller, P.** *Beam Collimation in SIS-100: A Simulation Study with the FLUKA code*. Darmstadt : GSI, 2008. Internal Note.
- [97] **Jackson, J. D.** *Classical Electrodynamics*. New York : Wiley, 1975.
- [98] **Madsen, N.** *Beam Evolution in the Antiproton Decelerator (AD) under the influence of Residual Gas and Intra Beam Scattering*. Genf : CERN, 1999. PS/DI/Note. 99-06, AD Note 047.
- [99] **Zucchelli, P.** A novel concept for a $\bar{\nu}_e/\nu_e$ neutrino factory: the beta-beam. *Physics Letters B*. 532, 2002, pp. 166-172.
- [100] **Litvinov, Yu. A., et al.** Measurement of the beta+ and Orbital Electron-Capture

- Decay Rates in Fully Ionized, Hydrogenlike, and Heliumlike 140Pr Ions. *Phys. Rev. Lett.* 99, 26 12 2007.
- [101] *Estimation of decay losses and dynamic vacuum for the Beta-Beam accelerator chain.* **Benedikt, M., et al.** 2006. EPAC 2006 Proceedings.
- [102] **Autin, B., et al.** *The acceleration and storage of radioactive ions for a neutrino factory.* Geneva : CERN, 2002. Internal Note. PS/OP/Note 2002-181.
- [103] **Budicin, D., et al.** Beam loss in heavy-ion fusion accelerators due to charge exchange scattering. *Il Nuovo Cimento.* N.11, 1993, Bd. A, 106, S. 1621-1630.
- [104] **Calvani, H. M. and Ahrens, L. A.** *Au³²⁺ Beam Intensity Losses in the AGS Booster due to Charge Exchange Processes.* Upton, N.Y. : Brookhaven National Laboratory, 1996. Technical Note. BTN 228.
- [105] **Diehl, A, et al.** Charge transfer and ionization in collisions between multiply charged noble gas ions. *Journal of Physics B.* 34, 2001, Vol. B, pp. 4073-4081.
- [106] **Bräuning, H., et al.** Electron transfer and ionisation in homonuclear collisions of triply charged Ar and Kr ions. *Nuclear Instruments and Methods B.* 205, 2003, Vol. B, pp. 555-559.
- [107] **Wollnik, H.** Second order transfer matrices of real magnetic and electrostatic. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research.* 1967, 52, p. 250.
- [108] **Tahir, N. A., et al.** The influence of the equation of state of matter and ion beam characteristics on target heating and compression. *Phys. Rev. Special Top.* 2003, Vol. 6.
- [109] *Ion Optical Design of the Planned Heavy Ion Synchrotron SIS100.* **Stadlmann, J., et al.** 2006. EPAC 2006 Proceedings.
- [110] *High Intensity Uranium Operation in SIS18.* **Spiller, P., et al.** 2004. Proceedings of EPAC. pp. 1180-1182.
- [111] *Accelerator Plans at GSI and Plasma Physics Applications.* **Spiller, P.** Princeton : s.n., 2004. Proceedings of the HIF04.
- [112] **Smolyakov, A. and Spiller, P.** *Electron capture for fast U⁷³⁺ ions in gas targets. Application of Schlachter scaling rule at nonrelativistic energies.* Darmstadt : GSI, 2005. Internal Note.
- [113] **Omet, C.** *Verlustrechnungen für Ionenstrahlen unter dynamischem Vakuum in Ringbeschleunigern.* Darmstadt : GSI, 2004. Internal Report GSI-Acc-Report-2004-12-001.
- [114] **Omet, C. and Spiller, P.** *Efficiency of the SIS100 ion catcher system at operation with different charge states.* BEN. Darmstadt : GSI, 2005. Internal Report. SIS100-report-2006-001.
- [115] **Omet, C., et al.** *Beam losses, energy deposition and residual gas pressure dynamics for different positions of the SIS90 collimators.* BEN. Darmstadt : GSI, 2005. Internal Note. DOC-2005-Oct-94-1.
- [116] **Oatley, C. W.** The flow of gas through composite systems at very low pressure. *British Journal of Applied Physics.* 1957, Vol. 8, p. 15.
- [117] **Neff, S., et al.** Transport of heavy-ion beams in a 1 m free-standing plasma channel. *Laser and Particle Beams.* 2006, Vol. 1, 24, pp. 71-80.
- [118] **Kovalenko, A.** *Final report contract CI/AC No. 2.* Dubna : JINR, 2005. Report.
- [119] **Gardner, C. J.** *Booster, AGS and RHIC parameters for the 2003-2004 RHIC Run.* Brookhaven : BNL, 2003. Note.

- [120] **Bryant, P.J. and Johnsen, K.** *The principles of circular accelerators and storage rings*. s.l. : Cambridge University Press, 1993.
- [121] **Boine-Frankenheim, O., Krämer, A. and Rumolo, G.** *Estimations of beam lifetime in the SIS18*. Darmstadt : GSI, 2004. Internal Note.
- [122] **UHV Group.** Darmstadt : GSI, 2003. Accelerator Report BES.101103.UHV. Vakuum Parameter SIS18.
- [123] **Omet, C. und Spiller, P.** *Maschinenexperimente vom 28.08.2007: Schnelle Rampen, Umladungsverluste und dynamisches Vakuum*. GSI. Darmstadt : s.n., 2007. Interner Bericht.
- [124] **Omet, C., Schütt, P. und Spiller, P.** *Maschinenexperimente vom 24.10.2006: Schnelle Rampen, Umladungsverluste und dynamisches Vakuum V.2*. Darmstadt : Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, 2007. Interne Notiz.

10 Danksagung

Mein Dank geht zunächst an meinen Betreuer, Herrn **Dr. Peter Spiller**, der mir stets mit konstruktiver Kritik, Anregungen und tiefem Verständnis des Synchrotrons und seiner zugrunde liegenden Funktionsweise zur Seite stand.

Weiterhin danke ich **Prof. D.H.H. Hoffmann**, welcher diese Arbeit an der TU Darmstadt vertritt und mir es ermöglichte, einen Einblick in die Anwendungen von schweren Ionen in der Plasmaphysik zu gewinnen.

Gleichermaßen danke ich meinen Eltern **Kornelia** und **Reinhard**, die mich stets unterstützen. Nicht wegzudenken ist hier meine Frau **Linda**, welche mir trotz der zwischenzeitlichen Geburt unseres Sohnes **Florian** vor allem in der letzten Phase dieser Arbeit den Rücken freihielt.

Weiterhin gilt mein Dank allen Mitgliedern der FSY-Gruppe der GSI (FAIR Synchrotrons, ehemals Beschleunigerentwicklung-BEN), stellvertretend **Dr. Jens Stadlmann** als Experte für das ionenoptische Gitter des SIS100, dessen technischer Parameter, Ionenoptik im Allgemeinen sowie als TeX-Experte für die diversen Paper und Veröffentlichungen, ebenso **Dr. Niels Pyka** als Experte für langsame Extraktion aus dem SIS18, SIS100 und SIS300.

Zudem halfen mir viele Kollegen der **UHV-Abteilung** der GSI, im Speziellen **Dr. Holger Kollmus** und **Dr. Markus Bender** für die umfangreichen, grundlegenden Untersuchungen und Verständnis der ionenstimulierten Desorption mittels ERDA-Messungen und dem Thermal-Spike-Modell. Zudem waren sie die erste Anlaufstelle über konstruktive Details des Kollimators. Beide und **C. Halfpap** waren zudem eine sehr große Hilfe bei der (gerade noch rechtzeitigen) Montage der Kollimator-Prototypen.

Der **GSI Darmstadt** für die vielen MWh an elektrischer Energie, sei es für den Rechnerbetrieb, als auch für die zahlreichen Beschleuniger-Experimente. Da diese oft bis tief in die Nacht reichten, gilt hier mein Dank auch allen Operateuren der Quellen und des UNILAC's.

Meinen Kollegen, die mich unterstützten und oder/diese Arbeit korrekturgelesen haben: **Rainer Haseitl** (der schnelle Rainer -> Angriff ist die beste Verteidigung), **Alexander Hug**, **Frank Becker**, **Udo Rauch** (und alle anderen, die ich vergessen habe).

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.

Darmstadt, 19.12.2008

Carsten Omet