

# **Teilchendynamik in EZR-Plasmen**

*Untersuchungen von grundlegenden Prozessen  
in Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquellen*

## **Dissertation**

zur Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaften

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

von

**Steffen Runkel**

aus Hanau

Frankfurt am Main 2000

DF1

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

Dekan: Prof. W. Mäntele  
1. Gutachter: Prof. A. Schempp  
2. Gutachter: Prof. H. Schmidt-Böcking

Datum der Disputation: 13. März 2001

Für Sibylle

„Nur mit dem Herzen sieht man gut. Das wesentliche ist für die Augen unsichtbar“

Antoine de Saint-Exupéry



Unterstützt durch das Graduiertenkolleg **Physik und Technik von Beschleunigern**

Technische Universität Darmstadt

Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt

Universität Frankfurt am Main

Universität Mainz



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung.....</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Physik der EZR-Ionenquellen.....</b>	<b>3</b>
2.1	Prinzip einer EZR-Ionenquelle .....	3
2.2	Grundlagen der Erzeugung von hochgeladenen Ionen .....	5
2.2.1	Elektronenenergie und Elektronenheizung.....	6
2.2.2	Elektronendichte, Elektronen- und Ioneneinschluß.....	8
2.2.3	Ladungsaustausch .....	12
2.3	Plasma-Wand-Wechselwirkung.....	15
2.4	Ionenextraktion und Strahlformierung.....	18
2.4.1	Ionenextraktion .....	19
2.4.2	Emittanz und Brillanz .....	23
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau .....</b>	<b>26</b>
3.1	Die Frankfurter EZR-(VE)RFQ-Beschleunigeranlage .....	26
3.2	Die 14-GHz-EZR-Ionenquelle.....	28
3.2.1	Standard-Betrieb der Ionenquelle .....	31
3.2.2	Neues Injektionssystem .....	37
3.2.3	Fahrbares Extraktionssystem .....	39
<b>4</b>	<b>Metall-dielektrische Oberflächenbeschichtungen in der Plasmakammer.....</b>	<b>41</b>
4.1	Erhöhung der Ausbeute an hochgeladenen Ionen durch speziell behandelte Oberflächen in der Plasmakammer .....	43
4.1.1	Vorgespannte Scheibe mit metall-dielektrischer Struktur.....	44
4.1.2	Hohlzylinder mit metall-dielektrischer Struktur.....	45
<b>5</b>	<b>Physik der negativ vorgespannten Scheibe (<i>biased Disk</i>) .....</b>	<b>57</b>
5.1	Vorgespannte Scheibe mit kontinuierlich anliegender Spannung .....	59
5.1.1	Strom-Spannungscharakteristiken der vorgespannten Scheibe .....	60
5.1.2	Strom-Spannungscharakteristiken der vorgespannten Scheibe in Kombination mit einer Ringelektrode .....	66
5.1.3	Zeitaufgelöste Messungen des extrahierten Ionenstroms .....	70

5.2	Vorgespannte Scheibe mit gepulster Spannung .....	73
5.2.1	Zeitaufgelöste Messungen mit langsamem Pulser .....	74
5.2.2	Zeitaufgelöste Messungen mit schnellem Pulser .....	79
5.3	Neue Erklärung des physikalischen Mechanismus der negativ vorgespannten Scheibe ( <i>biased Disk</i> ) .....	83
5.4	Messungen der Emittanz und Brillanz der Ionenquelle .....	87
<b>6</b>	<b>Plasmadiagnose durch gepulste Injektion von Neutralteilchen mittels Laserablation .....</b>	<b>91</b>
6.1	Experimenteller Aufbau und Anordnung des Lasers .....	92
6.2	Plasmadiagnose mit gepulsten Metallatomen .....	95
6.3	Erzeugung von gepulsten Strahlen unterschiedlicher Metallionen .....	105
6.4	Auswirkungen des Laserplasmas auf das Quellenplasma .....	110
<b>7</b>	<b>Optische Spektroskopie des EZR-Plasmas.....</b>	<b>120</b>
7.1	Röntgenspektroskopie .....	120
7.1.1	Anordnung des Röntgendetektors .....	121
7.1.2	Gemessene Bremsstrahlungsspektren .....	122
7.2	Optische Spektroskopie von sichtbarem Licht .....	132
7.2.1	Anordnung des Gitterspektrometers .....	132
7.2.2	Optische Spektren .....	134
<b>8</b>	<b>Ausblick .....</b>	<b>139</b>
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung .....</b>	<b>140</b>
<b>10</b>	<b>Anhang.....</b>	<b>142</b>
<b>11</b>	<b>Literaturverzeichnis .....</b>	<b>158</b>



# 1 Einleitung

Die **Physik und Technik von Teilchenbeschleunigern** ist nicht nur der Name eines Graduiertenkollegs der Deutschen Forschungsgemeinschaft, sondern weist zugleich auf ein zukunftsträchtiges Arbeitsgebiet in den Naturwissenschaften hin. Neben den traditionellen Anwendungen in der physikalischen Grundlagenforschung haben die Teilchenbeschleuniger heutzutage ein viel größeres und fachübergreifendes Anwendungsfeld erschlossen. In der Medizin, der Biologie, der Chemie und bei industriellen Anwendungen ist die Zahl der verwendeten und geplanten Beschleuniger in den letzten Jahren stark angestiegen.

An erster Stelle eines Teilchenbeschleunigers steht immer die Ionen- oder Elektronenquelle, welche dem Strahl bereits viele charakteristische Eigenschaften aufprägt und daher in ihrer Bedeutung oft unterschätzt wird. Bei Schwerionenbeschleunigern gibt es eine Vielfalt von unterschiedlichen Ionenquellentypen [Brow89, Wolf95]. Diese lassen sich grob in Hochstromionenquellen und Ionenquellen zur Erzeugung von hochgeladenen Ionen einteilen. Bei den ersteren werden niedrig geladene Ionen mit hohen kontinuierlichen Ionenströmen ( $I > 1$  mA) erzeugt. Bei den letzteren werden hochgeladene bis vollständig ionisierte Ionen bei niedrigen kontinuierlichen Ionenströmen ( $I < 1$  mA) erzeugt.

Bei den allermeisten Ionenquellentypen wird zur Erzeugung der Ionen ein Plasma generiert. Für das physikalische Verständnis bei der Ionenerzeugung sind Kenntnisse aus der Plasma-, Atom- und Oberflächenphysik sowie der Elektrodynamik notwendig. Das komplexe Zusammenspiel von vielen Parametern läßt bislang noch viele Fragen in der Physik und Technik der Ionenquellen unbeantwortet.

Bei der Erzeugung von hochgeladenen Schwerionen hat sich die Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle<sup>1</sup> als das zur Zeit am besten geeignete Arbeitsgerät an Beschleunigeranlagen (z. B. bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI in Darmstadt, dem Europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf, dem Institute for Physical and Chemical Research RIKEN in Wako, der Universität von Kalifornien in Berkeley) erwiesen. Ihre guten Eigenschaften in Hinblick auf den erreichbaren Ladungszustand, die extrahierbaren Ionenströme, die Strahlstabilität, die Vielfalt der erzeugbaren Ionensorten, die Lebensdauer der Ionenquelle, den Dauerstrich- und Pulsbetrieb sorgen für einen flexiblen Einsatz in einer Vielzahl von unterschiedlichen Anwendungen (z. B. in der atomphysikalischen Grundlagenforschung, in der Materialforschung, der Ionenimplantation und der Krebstherapie).

---

<sup>1</sup> im folgenden mit EZR-Ionenquelle abgekürzt

Die Ursprünge in der Entwicklung von EZR-Ionenquellen liegen in der Fusionsforschung der 60er Jahre. Die Verwendung der Elektron-Zyklotron-Resonanz-Plasmaheizung zur Erzeugung von hochgeladenen Ionen wurde 1970 vorgeschlagen [Post70]. Die ersten beiden EZR-Ionenquellen wurden Anfang der 70er Jahre von Geller [Blim72] und Wiesemann [Bern76] in Betrieb genommen.

Vor allem der Einsatz der EZR-Ionenquelle als Injektor an Zyklotron-Beschleunigern hat die technische Entwicklung dieser Ionenquellen vorangetrieben. Durch die Injektion von hochgeladenen Ionen in ein Zyklotron konnte die Endenergie dieses Beschleunigers vervielfacht werden.

Die ersten EZR-Ionenquellen besaßen einen sehr komplexen Aufbau, waren räumlich sehr groß und benötigten eine sehr hohe elektrische Anschlußleistung (einige MW). Seit diesen Anfängen wurden die Eigenschaften und die Leistungsfähigkeit stetig verbessert, so daß nach nunmehr 30 Jahren Entwicklung kleine, kompakte und effizient arbeitende EZR-Ionenquellen zur Verfügung stehen. Die technische Entwicklung (z. B. stärkere Magnetfelder, höhere Mikrowellenfrequenzen) dieser Quellen ist bislang auf keine Grenzen gestoßen, so daß auch durch die nächste Generation von supraleitenden EZR-Ionenquellen mit Gyrotronfrequenzen eine weitere Leistungssteigerung erwartet wird.

Viele Verbesserungen wurden zumeist eher zufällig oder intuitiv gemacht und werden daher oft als „Tricks“ bezeichnet (z. B. die Beschichtung der Plasmakammerwände mit speziellen Materialien, der Mischgasbetrieb, die negativ vorgespannte Scheibe). Bei diesen Verbesserungen steht die Leistungssteigerung der Ionenquelle und nicht das physikalische Verständnis der Effekte im Vordergrund. Daher sind diese und andere Effekte zum Großteil unverstanden oder werden teilweise nur intuitiv erklärt. Die hieraus entstandenen Erklärungen sind dem ersten Anschein nach plausibel, spiegeln aber oft nicht die physikalische Realität wider.

Die vorliegende Arbeit untersucht einige dieser „Tricks“, um die verschiedenen grundlegenden physikalischen Mechanismen besser zu verstehen. Dabei werden vor allem neue Methoden der Plasmadiagnose angewandt und deren überraschende Ergebnisse vorgestellt. Die durchgeführten Messungen werden mit aktuellen Theorien und mit Messungen an anderen EZR-Ionenquellen verglichen. Die Untersuchungen wurden an der Frankfurter EZR-(VE)RFQ-Beschleuniger-Anlage am Institut für Kernphysik der J. W. Goethe-Universität Frankfurt am Main durchgeführt.

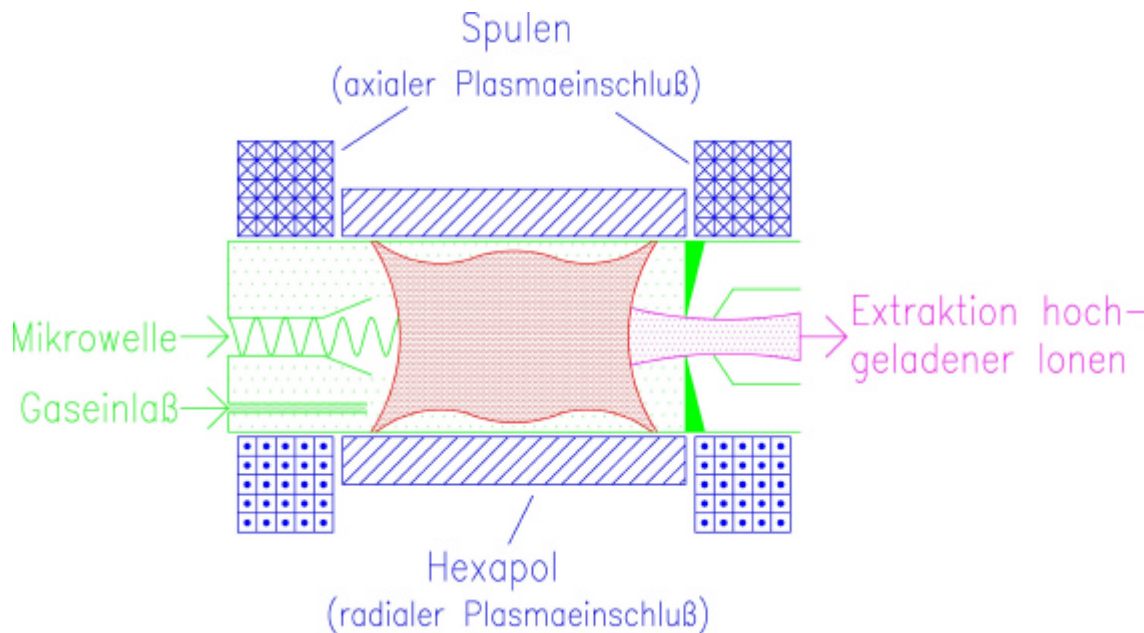
## 2 Physik der EZR-Ionenquellen

Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquellen dienen der Erzeugung von hochgeladenen Ionen. Die entscheidenden Parameter, welche die Leistungsfähigkeit einer EZR-Ionenquelle charakterisieren, sind die erreichbaren Ladungszustände, die extrahierten Ionenströme und die Strahlqualität. Diese Eigenschaften werden durch eine Vielzahl von physikalischen Mechanismen beeinflusst. In den folgenden Abschnitten wird zunächst der prinzipielle Aufbau und die prinzipielle Funktionsweise einer EZR-Ionenquelle erläutert. Anschließend werden die grundlegenden physikalischen Prozesse beschrieben, welche zur Erzeugung von hochgeladenen Ionen notwendig sind und welche die Erzeugung von hochgeladenen Ionen einschränken.

### 2.1 Prinzip einer EZR-Ionenquelle

Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquellen gehören zu den sogenannten Heißplasma-Ionenquellen. In einem Plasma wird Elektronen mit Hilfe von Hochfrequenzleistung kinetische Energie zugeführt. Die Elektronen stoßen mit Atomen und Ionen aus dem Plasma zusammen, schlagen Elektronen aus der Hülle des Atoms oder Ions und bringen diese sukzessiv in einen höheren Ladungszustand.

Der prinzipielle Aufbau einer EZR-Ionenquelle ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt. Sie besteht aus einer Vakuumkammer (Plasmakammer), in welche Mikrowellenleistung eingestrahlt wird, einem Gaseinlaßsystem für das zu ionisierende Quellgas, einem Spulenpaar, welches ein magnetisches Doppelspiegelfeld für den axialen Plasmaeinschluß erzeugt, einem Multipolmagneten (zumeist Hexapol) für den radialen Plasmaeinschluß und die Erzeugung einer in sich geschlossenen Resonanzoberfläche, welche den Bereich des zentralen Plasmas einschließt, und einem Extraktionssystem, welches die Ionen, die axial dem Plasma verlorengehen, beschleunigt und zu einem Strahl formiert. Die Überlagerung der axialen und radialen Magnetfeldkomponenten wird auch als Minimum-B-Konfiguration bezeichnet, da vom geometrischen Mittelpunkt der Anordnung das Magnetfeld in alle Raumrichtungen ansteigt. Die Minimum-B-Struktur sorgt für den höchstmöglichen Plasmaeinschluß, insbesondere durch die Unterdrückung von magnetohydrodynamischen Instabilitäten [Gell96] durch den Multipolmagneten.



**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung des prinzipiellen Aufbaus einer Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle.

Die Ionen erreichen **hohe** Ladungszustände durch sukzessive Ionisation durch Elektronenstoß. Dies setzt jedoch voraus, daß die Elektronenenergie größer als die Bindungsenergie des zu ionisierenden Elektrons im Atom/Ion ist. Die Elektronen müssen daher durch einen geeigneten physikalischen Prozeß auf die entsprechenden Energien beschleunigt werden. Dies ist in der EZR-Ionenquelle der Elektron-Zyklotron-Resonanz-Prozeß.

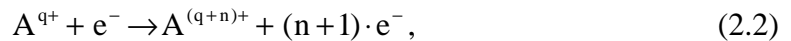
Die Stärke des Magnetfeldes und der Wert der Mikrowellenfrequenz müssen daher so gewählt werden, daß die Zyklotron-Resonanz-Bedingung für die Elektronen im Plasma erfüllt ist. In diesem Fall ist die Gyrationfrequenz der Elektronen um die Magnetfeldlinien  $\omega_{\text{Zyk.}}$  gleich der eingestrahlenen Mikrowellenfrequenz  $f_{\mu\text{-Welle}}$

$$\omega_{\text{Zyk.}} = \frac{e \cdot B}{m_e} = 2 \cdot \pi \cdot f_{\mu\text{-Welle}}, \quad (2.1)$$

und den Plasmaelektronen wird resonant Energie zugeführt. Dieser Prozeß gab der EZR-Ionenquelle ihren Namen und wird auch als Elektron-Zyklotron-Resonanz-Heizung oder kurz Elektronen-Heizung bezeichnet.

## 2.2 Grundlagen der Erzeugung von hochgeladenen Ionen

Die Erzeugung von hochgeladenen Ionen setzt die sukzessive Ionisation der Atome/Ionen voraus. Der entscheidende Ionisationsprozeß in EZR-Plasmen ist die Elektronenstoßionisation. Die allgemeine Reaktionsgleichung, welche alle Ein- und Mehrstufenprozesse der Ionisierung durch Elektronenstoßionisation umfaßt, kann geschrieben werden als



wobei  $q$  den Ladungszustand und  $n$  die Anzahl der ionisierten Elektronen angibt.

Die Wirkungsquerschnitte für die durch diese Formel zusammengefaßten Einzelprozesse werden theoretisch am besten durch die empirisch gewonnene Lotz-Formel [Lotz68, Lotz69] beschrieben [Cran81]. Die nachfolgenden Betrachtungen und Beispiele beziehen sich hauptsächlich auf Argon, da dieses bei den experimentellen Untersuchungen in dieser Arbeit am häufigsten verwendet wurde. In Anlehnung an die Lotz-Formel wurde eine semi-empirische Formel hergeleitet [Müll80], welche die Wirkungsquerschnitte für die Ionisation von Argon vom Anfangsladungszustand  $q$  in den Endladungszustand  $q+1$  beschreibt:

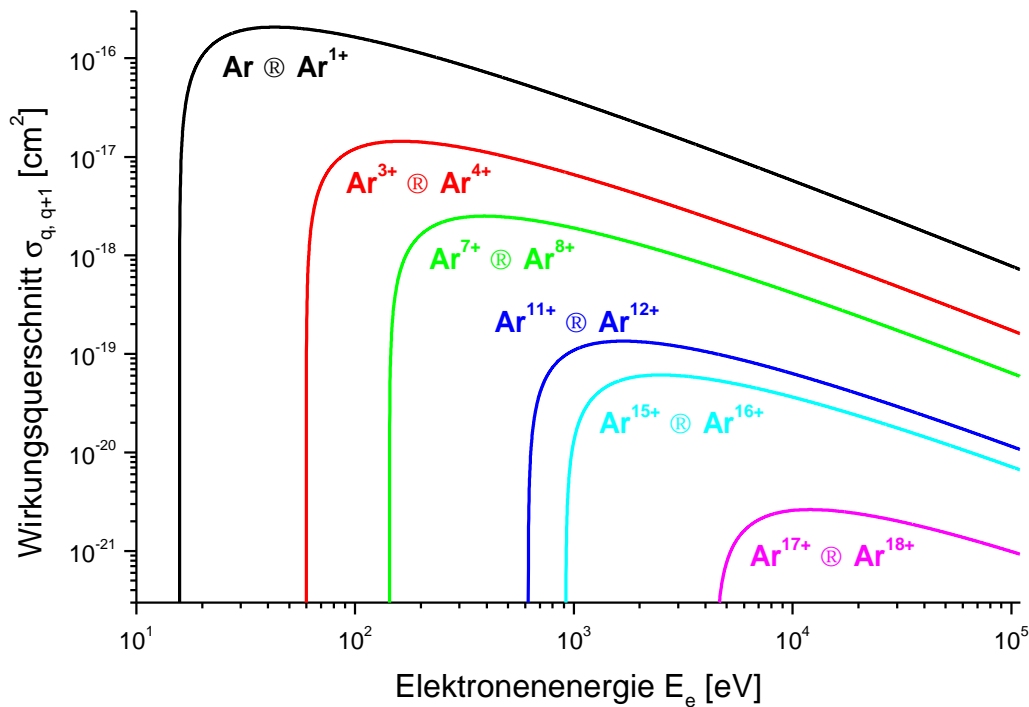
$$\sigma_{q,q+1} = 1.4 \cdot 10^{-13} \cdot \frac{\ln\left(\frac{E_e}{E_q}\right)}{E_e \cdot E_q} (\text{eV})^2 \text{ cm}^2. \quad (2.3)$$

$E_e$  ist die Elektronenenergie und  $E_q$  die Ionisationsenergie für den  $q$ -ten Ladungszustand. Die Ionisationsenergien für Argon sind im Anhang A aufgeführt. Die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für die Elektronenstoßionisation von Argon sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Die Wirkungsquerschnitte werden mit zunehmendem Ladungszustand immer kleiner, das heißt, es wird immer schwieriger bzw. immer unwahrscheinlicher, ein weiteres Elektron aus dem Ion zu entfernen.

Die für eine effektive Ionisation entscheidenden Parameter, welche auch zugleich den höchsten erreichbaren Ladungszustand begrenzen, sind:

die **Elektronenenergie**, die **Elektronendichte**, die **Ioneneinschlußzeit** und die **Neutralgasdichte**.

Diese vier Punkte werden in den folgenden Unterkapiteln im Detail behandelt.



**Abbildung 2.2:** Berechnete Wirkungsquerschnitte für die Elektronenstoßionisation von Argon nach Gleichung (2.3) in Abhängigkeit von der Elektronenenergie.

## 2.2.1 Elektronenenergie und Elektronenheizung

Die wichtigste Voraussetzung für die Erzeugung von hochgeladenen Ionen ist eine Elektronenenergie, die größer als die Ionisationsenergie des zu entfernenden Elektrons im Atom/Ion sein muß. Für die Ionisation eines neutralen Atoms beträgt diese zwischen 5 und 25 eV. Die Ionisationsenergie steigt mit zunehmendem Ladungszustand überproportional an und beträgt für das innerste Elektron eines Argon-Ions 4425 eV (siehe auch Abbildung 2.2) und im extremsten Fall für vollständig ionisiertes Uran etwa 130000 eV.

Damit die Elektronen solche hohen Energien überhaupt erreichen, braucht man einen effektiven Heizmechanismus und einen guten Elektroneneinschluß. Die allgemeine Bewegung von geladenen Teilchen in elektrischen und magnetischen Feldern wird durch die Lorentz-Kraft beschrieben:

$$m \cdot \vec{\ddot{r}} = \vec{F}_{\text{Lor.}} = e \cdot q \cdot (\vec{E} + \vec{r} \times \vec{B}). \quad (2.4)$$

Für ein konstantes Magnetfeld ( $\nabla\vec{B}=0$ ) und in Abwesenheit eines elektrischen Feldes ( $\vec{E}=0$ ) beschreiben die Bewegungsgleichungen einen Oszillator mit der Zyklotron-Frequenz  $\omega_{\text{Zyk.}}$ , wie er bereits in Gleichung (2.1) für Elektronen dargestellt wurde. Die Elektronen bewegen sich in diesem Fall auf Kreisbahnen mit dem Larmor-Radius

$$r_{\text{Lar.}} = \frac{v_{\perp}}{\omega_{\text{Zyk.}}} = \frac{m_e \cdot v_{\perp}}{e \cdot B} \quad (2.5)$$

um die Magnetfeldlinien.  $v_{\perp}$  bezeichnet die Radialgeschwindigkeit der Elektronen.

Um die Elektronen auf die geforderten Energien zu beschleunigen, benötigt man eine elektromagnetische Welle, deren Frequenz mit der Zyklotron-Frequenz der Elektronen im magnetischen Feld übereinstimmt. Die Energieübertragung von dem elektrischen Feld auf die Elektronen wird resonant, wenn man zum Beispiel eine rechts zirkular polarisierte, elektromagnetische Welle einstrahlt (auch R-Welle genannt). Der Feldvektor dieser R-Welle rotiert im gleichen Drehsinn wie die Elektronengyration um die Magnetfeldlinien.

In einer Minimum-B-Magnetfeldkonfiguration, wie sie in EZR-Ionenquellen vorliegt, sind die Magnetfelder sehr inhomogen. Man findet unter diesen Umständen nur eine geschlossene Fläche um den Mittelpunkt herum, wo die Zyklotron-Resonanz-Bedingung erfüllt ist, die sogenannte Resonanzzone. Ein Elektron muß die Resonanzzone sehr oft durchqueren, um auf hohe Energien aufgeheizt zu werden.

Durch die Zyklotron-Resonanz-Heizung findet ein sehr effektiver Energietransfer zwischen der elektromagnetischen Welle und den Elektronen statt. Die Elektronen können in wenigen Nanosekunden auf mehrere Kiloelektronenvolt aufgeheizt werden [Jaeg72]. Wie später gezeigt wird, ist es möglich, Elektronenenergien von einigen hundert keV zu erzeugen. Der Heizprozeß der Elektronen wird mit zunehmender Mikrowellenfrequenz effektiver, da aufgrund der höheren Frequenz eine höhere Energieübertragung pro Zeitabschnitt erfolgt.

Der Prozeß der Elektron-Zyklotron-Resonanz-Heizung ist in Wirklichkeit jedoch nicht so einfach, wie es in den vorherigen Abschnitten dargestellt ist. Allein wenn man bedenkt, daß die Phase zwischen der elektromagnetischen Welle und dem Elektron beliebig sein kann, muß ein stochastischer Prozeß für den positiven Energiegewinn verantwortlich sein. Eine ausführliche Diskussion zum Thema Elektronenheizung durch Elektron-Zyklotron-Resonanz findet man in der weiterführenden Literatur, zum Beispiel bei [Lich69], [Jaeg72], [Gell96] [Koiv99a], [Koiv99b] und [Gira00] und den dort enthaltenen Referenzen.

Die Zyklotron-Resonanz-Bedingung für die Ionen liegt aufgrund der viel größeren Masse bei geringeren Frequenzen, siehe Gleichung (2.1). Daher werden die Ionen durch die Mikrowellenleistung nicht aufgeheizt, sondern ganz selektiv nur die Elektronen.

Wie bereits erwähnt, müssen die Elektronen die Resonanzzone möglichst oft durchqueren, um auf hohe Energien aufgeheizt zu werden. Daher müssen sie durch den magnetischen Doppelspiegel gut eingeschlossen werden. Der Elektroneneinschluß wird in dem folgenden Unterkapitel beschrieben.

### 2.2.2 Elektronendichte, Elektronen- und Ioneneinschluß

Neben der Elektronenenergie ist die Elektronendichte  $n_e$  und die Ioneneinschlußzeit  $\tau_{\text{Ion}}$  von größter Bedeutung. Um ein Ion effektiv in einen höheren Ladungszustand zu bringen, ist es wichtig, daß die Ionen dem Bombardement von möglichst vielen Elektronen ausgesetzt sind, das heißt, die Elektronendichte im Plasma  $n_e$  sollte groß sein. Die Anzahl der durch Elektronenstoßionisation erzeugten Ionen  $R_{\text{Erz., } q}$  vom Ladungszustand  $q$  ist gegeben durch:

$$R_{\text{Erz., } q} = n_e \cdot \langle \sigma_{q-1, q} \cdot v_e \rangle \cdot n_{q-1}, \quad (2.6)$$

wobei  $n_e$  die Elektronendichte,  $\langle \sigma_{q-1, q} \cdot v_e \rangle$  der Erzeugungskoeffizient und  $n_{q-1}$  die Ionendichte der Ionen, die sich im Ladungszustand  $q-1$  befinden, ist. Der Erzeugungskoeffizient setzt sich aus dem Produkt für den Wirkungsquerschnitt für die Elektronenstoßionisation  $\sigma_{q-1, q}$  und der Elektronengeschwindigkeit  $v_e$  zusammen.

Der maximal erreichbare Ladungszustand  $q_{\text{max}}$  hängt neben der Elektronendichte auch von der Zeit  $\tau_{\text{Ion}}$  ab, in der das Ion dem Bombardement von Elektronen ausgesetzt ist. Das Produkt aus beiden

$$\tau_{\text{Ion}} \cdot n_e = \sum_{q=1}^{q_{\text{max}}} \frac{1}{\langle \sigma_{q-1, q} \cdot v_e \rangle} \quad (2.7)$$

wird auch als Ioneneinschlußfaktor und in der Form  $\tau_{\text{Ion}} \cdot j_e$  als Ionisationsfaktor bezeichnet ( $j_e$  ist die Stromdichte).



Die **Elektronendichte** ist unmittelbar mit dem Einschluß der Elektronen in der magnetischen Falle der Quelle gekoppelt. Bei einer EZR-Ionenquelle wird ein magnetisches Doppelspiegelfeld normalerweise mit Hilfe von zwei, in gleicher Richtung stromdurchflossenen Spulen (auch mit Permanentmagneten möglich) erzeugt. Das axiale Magnetfeld ist in der geometrischen Mitte der beiden Spulen am geringsten und steigt in Richtung der beiden Spulen an. Bewegt sich ein Elektron von der Mitte nach außen, so läuft es in ein ansteigendes Magnetfeld. Erfährt dieses Elektron in seiner Rotation um die Magnetfeldlinien keine Beschleunigung, das heißt ohne Berücksichtigung äußerer elektrischer Felder, so ist sein magnetisches Moment  $\mu_e$  eine Konstante der Bewegung:

$$\mu_e = I \cdot A = \underbrace{\frac{e \cdot \omega_{\text{Zyk.}}}{2 \cdot \pi}}_I \cdot \underbrace{\pi \cdot r_{\text{Lar.}}^2}_A = \frac{1}{2} \cdot \frac{m_e \cdot v_{\perp}^2}{B}. \quad (2.8)$$

Bewegt sich nun das Elektron in ein Gebiet, in dem der Betrag der magnetischen Induktion mit der Eindringtiefe anwächst, so muß sich, um die Konstanz des magnetischen Momentes zu erhalten, die Radialgeschwindigkeit des Elektrons  $v_{\perp}$  erhöhen. Da der Energieerhaltungssatz nicht verletzt werden darf, muß gleichzeitig die Geschwindigkeit parallel zu den Magnetfeldlinien  $v_{\parallel}$  kleiner werden. Das Elektron wird also in seiner Bewegung parallel zu den Magnetfeldlinien, in Richtung steigender magnetischer Induktion, immer langsamer. Ist die magnetische Induktion groß genug, so wird zuerst  $v_{\parallel} = 0$ , und dann wird das Elektron in den Bereich mit schwächerer magnetischer Induktion reflektiert (magnetischer Spiegel).

Das Elektron kehrt unter folgender Bedingung seine Bewegungsrichtung um:

$$B_{\text{Umkehr}} = B \cdot \left( 1 + \frac{v_{\parallel}^2}{v_{\perp}^2} \right). \quad (2.9)$$

$B$  ist die magnetische Induktion am Ort des Elektrons und  $B_{\text{Umkehr}}$  die notwendige magnetische Induktion, damit das Elektron seine Bewegungsrichtung umkehrt. Je größer die Geschwindigkeitskomponente parallel zu den Magnetfeldlinien ist, desto größer muß die magnetische Induktion werden, damit das Elektron reflektiert wird. Für Elektronen, welche diese Bedingung nicht erfüllen, ist der magnetische Spiegel durchlässig.

Um die Güte eines magnetischen Spiegels zu charakterisieren, führt man den Begriff des Spiegelverhältnisses  $S$  ein:

$$S = \frac{B_{\max}}{B_{\min}}. \quad (2.10)$$

Je größer das Spiegelverhältnis ist, desto besser ist der Einschluß der Elektronen und um so höher ist die Elektronendichte im Plasma. Typische Werte für das Spiegelverhältnis bei EZR-Ionenquellen liegen im Bereich zwischen 2 und 3 für normalleitende Spulen.

Da die Radialgeschwindigkeit der Elektronen durch die Elektron-Zyklotron-Resonanz-Heizung zunimmt, sind die geheizten Elektronen durch das magnetische Spiegel-feld besonders gut eingeschlossen.

Der **Ioneneinschluß** im EZR-Plasma kann aufgrund der größeren Masse und geringeren Geschwindigkeit nicht, wie bei den Elektronen, durch das magnetische Spiegel-feld erfolgen. Dieser erfolgt statt dessen durch das negative elektrostatische Raumladungspotential der eingeschlossenen Plasmaelektronen und einer daraus entstehenden axialen Variation des Potentials. Aus diesem Grund kann der Ioneneinschluß und damit die Einschlußzeit bei EZR-Ionenquellen nicht direkt von außen gesteuert werden. Dies ist ein Nachteil, welchen die EZR-Ionenquellen gegenüber den Elektronenstrahl-Ionenquellen (EBIS) [Done89, Beck95] bei der Erzeugung der höchsten Ladungszustände aufweisen. Da bei diesem Quellentyp ein mit Driftröhren erzeugter Potentialtopf die Ionen im Prinzip beliebig lange einfangen kann, ist sogar die Erzeugung vollständig ionisierter Ionen möglich.

Die hochenergetischen Plasmaelektronen sind in dem magnetischen Spiegel-feld besonders gut eingeschlossen. Sie erzeugen aufgrund ihrer reduzierten axialen Diffusion eine leichte Absenkung des Plasmapotentials (diese Begriffe werden in Abschnitt 2.3 genauer erläutert), und es entsteht ein Potentialtopf mit der Tiefe  $U$  innerhalb der Resonanzzone [Pett88]. Die Tiefe dieses Potentialtopfes  $q \cdot U$  ist jedoch für die verschiedenen Ladungszustände unterschiedlich und proportional zu dem Ladungszustand. Damit ist die Einschlußzeit der Ionen im EZR-Plasma abhängig von der Iontemperatur (kinetische Energie der Ionen) und dem Ladungszustand. Das heißt, die höher geladenen Ionen sind in diesem Potentialtopf besser eingeschlossen und benötigen daher eine höhere kinetische Energie, um diesem Einschluß zu entkommen.

Die kinetische Energie der Ionen, und somit die Ionentemperatur, wird durch zwei Prozesse bestimmt. Zum einen wird diese durch elastische Stöße mit Elektronen erhöht (Aufheizen) und zum anderen durch elastische Stöße zwischen den Ionen beeinflusst.

Die Ionenaufheizrate ist dabei gegeben durch die Spitzer-Formel [Spit56]:

$$\frac{dT_q}{dt} = 4 \cdot \sqrt{2} \cdot \pi \cdot r_e^2 \cdot m_e^2 \cdot \sqrt{m_e \cdot c^2} \cdot \frac{n_e \cdot q^2}{A \cdot M \cdot \sqrt{T_e}} \cdot \ln \Lambda \quad (2.11)$$

mit  $r_e = e^2 \cdot m_e^{-1} \cdot c^{-2}$ .  $T_i$  ist die Ionen-,  $T_e$  die Elektronentemperatur,  $m_e$  die Elektronenmasse,  $n_e$  die Elektronendichte,  $q$  der Ladungszustand der Ionen,  $A$  die Atommassenzahl,  $M$  die Ruhmasse des Nukleons und  $\ln \Lambda$  ist der Coulomb-Logarithmus. Der Coulomb-Logarithmus ist eine charakteristische Plasmagröße zur Beschreibung des Verhältnisses von Plasmatemperatur und Elektronendichte und liegt für die meisten Plasmen im Bereich zwischen 15 und 20 (siehe auch Anhang C).

Die Gleichung (2.11) verdeutlicht, daß hochgeladene Ionen schneller aufgeheizt werden und dadurch zunächst eine höhere kinetische Energie aufweisen.

Neben dem Aufheizen der Ionen, insbesondere der hochgeladenen Ionen, findet auch ein Abkühlprozeß der hochgeladenen Ionen statt. Im Plasma finden Stöße zwischen den verschiedenen Ionensorten mit der Stoßfrequenz  $\nu$  statt. Die Stoßfrequenz  $\nu_{ik}$  zwischen den Ionensorten  $i$  und  $k$  ist gegeben durch:

$$\nu_{ik} = \frac{4 \cdot \pi \cdot m_e^2 \cdot c^4 \cdot r_{Lar.}^2 \cdot i^2}{\sqrt{M}} \cdot \sum_{k=1}^q \frac{k^2 \cdot \ln \Lambda \cdot n_k \cdot \sqrt{A_i \cdot A_k}}{(A_k \cdot T_i + A_i \cdot T_k)}. \quad (2.12)$$

Bei diesen Stößen wird Energie von den heißeren, hochgeladenen Ionen auf die kälteren, niedrig geladenen Ionen übertragen [Shir96]. Die niedrig geladenen Ionen können dem Plasmaeinschluß aufgrund des für sie nicht so tiefen Potentialtopfes besser entkommen. Durch diesen physikalischen Mechanismus wird kinetische Energie von den hochgeladenen Ionen über die niedrig geladenen Ionen aus dem Plasma heraustransportiert, und die hochgeladenen Ionen werden abgekühlt.

Mit Hilfe dieses physikalischen Prozesses läßt sich auch der Mischgaseffekt, das Beimengen eines leichteren Gases zum Kühlen des eigentlichen Quellengases, in erster Näherung erklären. Das leichtere Gas ist mobiler und erreicht im Mittel einen niedrigeren absoluten Ladungszustand, da die Kernladungszahl niedriger ist, das heißt, es befinden sich weniger Elektronen in der Hülle des neutralen Atoms. Hierdurch wird

die Einschlußzeit der hochgeladenen schweren Ionen erhöht, und diese können in noch höhere Ladungszustände ionisiert werden.

Betrachtet man die Zeitspanne zwischen zwei Stößen  $\Delta t \approx v_{ik}^{-1}$ , so liegt diese im Bereich von  $\mu\text{s}$  und ist dadurch deutlich kleiner als die Aufheizzeiten (ms) und die Einschlußzeiten (ms) der Ionen. Dies zeigt auch, daß sich immer ein Temperaturgleichgewicht zwischen den Ionen im Plasma einstellt. Daher kann man eine allgemeine Iontemperatur definieren und eine stationäre Boltzmannverteilung für die Energieverteilung der Ionen annehmen [Shir96].

### 2.2.3 Ladungsaustausch

Die Anzahl an hochgeladenen Ionen, die sich im Plasma befinden, wird durch drei Prozesse bestimmt. Der erste Prozeß beschreibt die Anzahl der erzeugten Ionen  $R_{\text{Erz., } q}$  und wird, wie zuvor erläutert, im wesentlichen durch die Elektronendichte und die Ioneneinschlußzeit bestimmt. Der zweite Prozeß beschreibt die Verluste an hochgeladenen Ionen aus dem Plasma. Dieser Prozeß ist sehr komplex und wird durch viele verschiedene Dinge beeinflusst, zum Beispiel von der Iontemperatur, der Ionenmasse, dem Ladungszustand, dem Plasmapotential und Plasmainstabilitäten. Die beiden folgenden Unterkapitel beschreiben die Ionenverluste aus dem Plasma im Detail. Der dritte Prozeß beschreibt den Ladungsaustausch zwischen hochgeladenen Ionen und neutralen Plasmaatomen. Hierbei reduziert sich der Ladungszustand des Ions um die Anzahl der ausgetauschten Elektronen.

Bei dem Prozeß des Ladungsaustausches werden in einem einzigen Stoß ein oder mehrere Elektronen von dem neutralen Atom auf das hochgeladene Ion übertragen. Müller und Salzborn [Müll77] haben die Wirkungsquerschnitte für den Ladungsaustausch von bis zu 4 Elektronen aus gemessenen Daten in einer semi-empirischen Formel hergeleitet. Diese Wirkungsquerschnitte sind für Stöße im Energiebereich bis 25 keV/u bestimmt worden. In diesem Energiebereich gibt es keine signifikante Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Stoßenergie.

Der Wirkungsquerschnitt für den Ladungsaustausch vom Anfangsladungszustand  $q$  in den Endladungszustand  $q-k$ , wobei  $k$  die Anzahl der ausgetauschten Elektronen beschreibt, ist durch folgende Gleichungen gegeben:

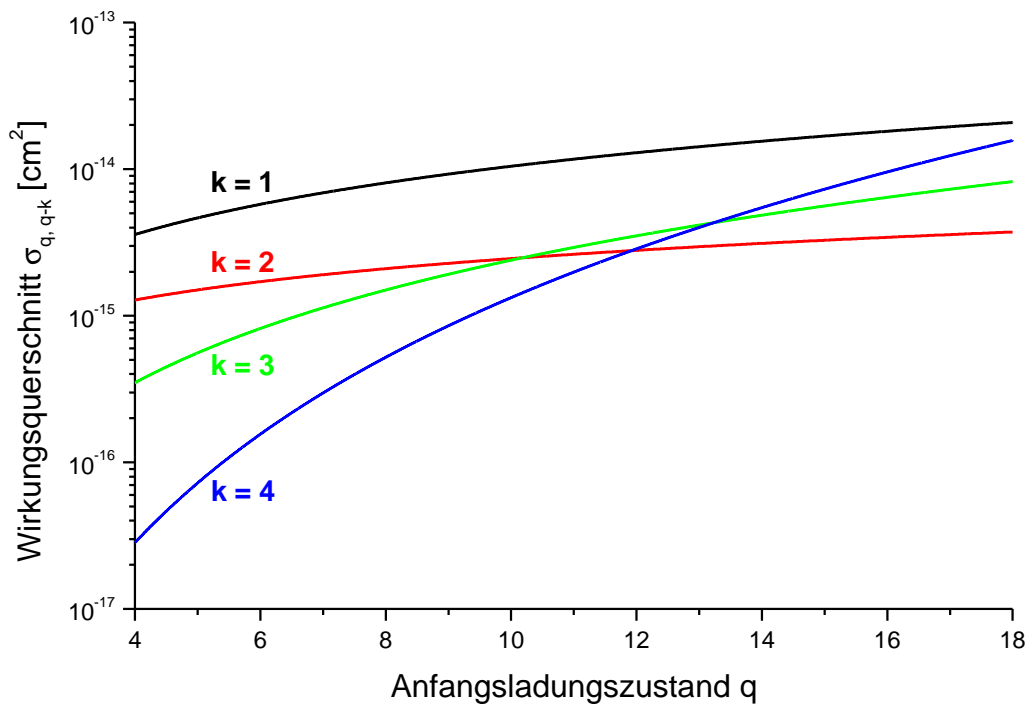
$$\sigma_{q,q-1} = 1.43 \cdot 10^{-12} \cdot q^{1.17} \cdot V_{0,1}^{-2.76} \text{ cm}^2 \quad (2.13)$$

$$\sigma_{q,q-2} = 1.08 \cdot 10^{-12} \cdot q^{0.71} \cdot V_{0,1}^{-2.80} \text{ cm}^2 \quad (2.14)$$

$$\sigma_{q,q-3} = 5.50 \cdot 10^{-14} \cdot q^{2.10} \cdot V_{0,1}^{-2.89} \text{ cm}^2 \quad (2.15)$$

$$\sigma_{q,q-4} = 3.57 \cdot 10^{-16} \cdot q^{4.20} \cdot V_{0,1}^{-3.03} \text{ cm}^2, \quad (2.16)$$

wobei  $V_{0,1}$  das Ionisationspotential (in eV) des äußersten Elektrons in der Hülle des neutralen Atoms ist. In Abbildung 2.3 sind die Wirkungsquerschnitte für den Ladungsaustausch zwischen  $\text{Ar}^{q+}$ -Ionen und Ar-Atomen dargestellt.



**Abbildung 2.3:** Wirkungsquerschnitte für den Elektronenaustausch zwischen  $\text{Ar}^{q+}$ -Ionen und Ar-Atomen für verschiedene Ladungszustände nach der Müller-Salzborn-Formel.

Da die Ionisationspotentiale für das äußerste Elektron bei den meisten Atomen im Bereich um 10 eV liegen, sind die Wirkungsquerschnitte für den Ladungsaustausch um 2 bis 6 Größenordnungen größer als die entsprechenden Wirkungsquerschnitte für die Elektronenstoßionisation. Für die Erzeugung von hochgeladenen Ionen muß daher die

Neutralgasdichte um 2 bis 3 Größenordnungen geringer sein als die Elektronendichte. Dies soll mit folgenden Zahlenbeispielen deutlich gemacht werden.

Die Anzahl der durch Elektronenstoß mit  $\text{Ar}^{11+}$ -Ionen erzeugten  $\text{Ar}^{12+}$ -Ionen  $R_{\text{Erz., 12}}$  wird hierbei mit der Anzahl der durch Ladungsaustausch zwischen  $\text{Ar}^{12+}$ -Ionen mit neutralen Argon-Atomen in den Ladungszustand  $\text{Ar}^{11+}$  verlorenen Ionen  $R_{\text{Ver., 12}}$  verglichen. Außerdem wird zwischen zwei Fällen unterschieden. Zum einen den Fall eines Plasmas mit geringer Elektronendichte und hoher Neutralgasdichte. Dieser Fall beschreibt in etwa das Plasma einer EZR-Ionenquelle außerhalb des durch die Resonanzzone begrenzten Volumens. Für die mittlere kinetische Energie der Elektronen wurden 1000 eV und für die der Ionen 1 eV angenommen. Die mittlere Elektronenenergie im EZR-Plasma ist ein vieldiskutierter Parameter und nicht exakt bekannt. Daher als Hinweis für die folgenden Beispiele: Bei Verfünffachung der Elektronenenergie erhöht sich die Erzeugungsrate lediglich um einen Faktor 2.2. Die Wirkungsquerschnitte für die Elektronenstoßionisation und den Ladungsaustausch wurden nach den Gleichungen (2.3) und (2.13) berechnet. Die Werte für Elektronendichte  $n_e$ , Iondichte  $n_q$  und Neutralgasdichte  $n_n$  basieren auf Simulationen des EZR-Plasmas unter den Bedingungen, wie sie an der Frankfurter EZR-Ionenquelle vorliegen (von G. Shirkov), und verschiedenen anderen Theorien zum EZR-Plasma, z. B. [Edge00].

$$R_{\text{Erz.,12}} = n_e \cdot \langle \sigma_{11,12} \cdot v_e \rangle \cdot n_{11}$$

$$R_{\text{Erz.,12}} = 1 \cdot 10^{10} \frac{1}{\text{cm}^3} \cdot \left\langle 1.09 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2 \cdot 1.9 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}} \right\rangle \cdot 1 \cdot 10^8 \frac{1}{\text{cm}^3} = 2.1 \cdot 10^8 \frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}^3 \cdot \text{s}}$$

$$R_{\text{Ver.,12}} = n_{12} \cdot \langle \sigma_{12,11} \cdot v_{12} \rangle \cdot n_n$$

$$R_{\text{Ver.,12}} = 1 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{cm}^3} \cdot \left\langle 1.3 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2 \cdot 7.6 \cdot 10^5 \frac{\text{cm}}{\text{s}} \right\rangle \cdot 2.4 \cdot 10^{10} \frac{1}{\text{cm}^3} = 2.4 \cdot 10^9 \frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}^3 \cdot \text{s}}$$

In diesem betrachteten Fall ist der Ladungsaustausch der dominierende Prozeß und die effektive Erzeugung von hochgeladenen Ionen nicht möglich.

Im zweiten Fall wird ein Plasma betrachtet, wie es innerhalb der Resonanzonen vorliegt. Hierbei ist die Elektronendichte hoch und die Neutralgasdichte niedrig. Die mittlere kinetische Energie der Elektronen wurde hierbei mit 5000 eV angenommen.

$$R_{\text{Erz.,12}} = 5 \cdot 10^{11} \frac{1}{\text{cm}^3} \cdot \left\langle 9.5 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2 \cdot 4.2 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}} \right\rangle \cdot 1 \cdot 10^9 \frac{1}{\text{cm}^3} = 2.0 \cdot 10^{11} \frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}^3 \cdot \text{s}}$$

$$R_{\text{Ver.,12}} = 1 \cdot 10^9 \frac{1}{\text{cm}^3} \cdot \left\langle 1.3 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2 \cdot 7.6 \cdot 10^5 \frac{\text{cm}}{\text{s}} \right\rangle \cdot 2.4 \cdot 10^9 \frac{1}{\text{cm}^3} = 2.4 \cdot 10^{10} \frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}^3 \cdot \text{s}}$$

In diesem Fall ist die Elektronenstoßionisation der dominierende Prozeß und eine effektive Erzeugung von hochgeladenen Ionen möglich.

In Anhang B ist ein weiteres Rechenbeispiel für die Einfachionisation von neutralen Atomen durch Elektronenstoß und durch Ladungsaustausch angeführt. Der Anteil der durch Ladungsaustausch erzeugten einfach geladenen Ionen beträgt lediglich 1 %.

## 2.3 Plasma-Wand-Wechselwirkung

Die Wechselwirkung zwischen den Plasmateilchen und den Plasmakammerwänden nimmt eine entscheidende Rolle bei der Erzeugung von hochgeladenen Ionen in EZR-Ionenquellen ein. Ionen und Elektronen, die dem Plasma verlorengehen, treffen auf die Plasmakammerwände und rekombinieren dort. Die zuvor erzeugten Ladungszustände der Ionen gehen mit einem Schlag verloren, die Ionen werden neutral und kehren in das Plasma zurück. Die Neutralgasdichte im Plasma und die damit verbundenen Ladungsaustauschprozesse hängen entscheidend von der Plasma-Wand-Wechselwirkung ab. Diesem Prozeß kann man in EZR-Plasmen entgegenwirken, zum Beispiel, indem man einen offenen Multipolmagneten einsetzt und radial die neutralen Atome abpumpt. Außerdem kann man die auf die Plasmakammerwände treffenden Teilchen nutzen, um effektiv Sekundärelektronen zu erzeugen. Eine spezielle Beschichtung der Plasmakammerwände unterstützt diesen Prozeß. Eine ausführliche Diskussion zu diesem Prozeß wird in Kapitel 4 gegeben.

Die Elektronengeschwindigkeit in EZR-Plasmen ist deutlich größer als die Ionen- geschwindigkeit, daher gehen die Elektronen aus dem Plasma zunächst schneller

verloren. Die langsameren Ionen bleiben im Plasma zurück und bilden eine positive Raumladung aus. Hierdurch bekommt das Plasma ein positiveres Potential gegenüber den Plasmakammerwänden, das sogenannte Plasmapotential. Dieses Potential verteilt sich jedoch nicht gleichmäßig über das ganze Plasma, sondern fällt im Randbereich des Plasmas auf das Wandpotential ab (wegen Debye-Abschirmung, siehe Anhang C). Dieser Bereich hat eine Dicke von einigen Debye-Längen und wird als Plasmagrenzschicht oder Plasmarandschicht bezeichnet. Die Grenzschicht formt eine Potentialbarriere für die Elektronen, so daß langsame Elektronen reflektiert werden, bevor sie die Wand erreichen. Zudem werden die positiv geladenen Ionen beschleunigt. Die Höhe der Potentialbarriere stellt sich automatisch so ein, daß der auf die Wände treffende Elektronen- und Ionenladungsfluß gleich ist und das Haupt-Plasma (ohne Randschicht) elektrisch quasineutral bleibt:

$$n_e = \sum_{q=1}^Z q \cdot n_q = q_{\text{mitt.}} \cdot n_q = n_0 \cdot \quad (2.17)$$

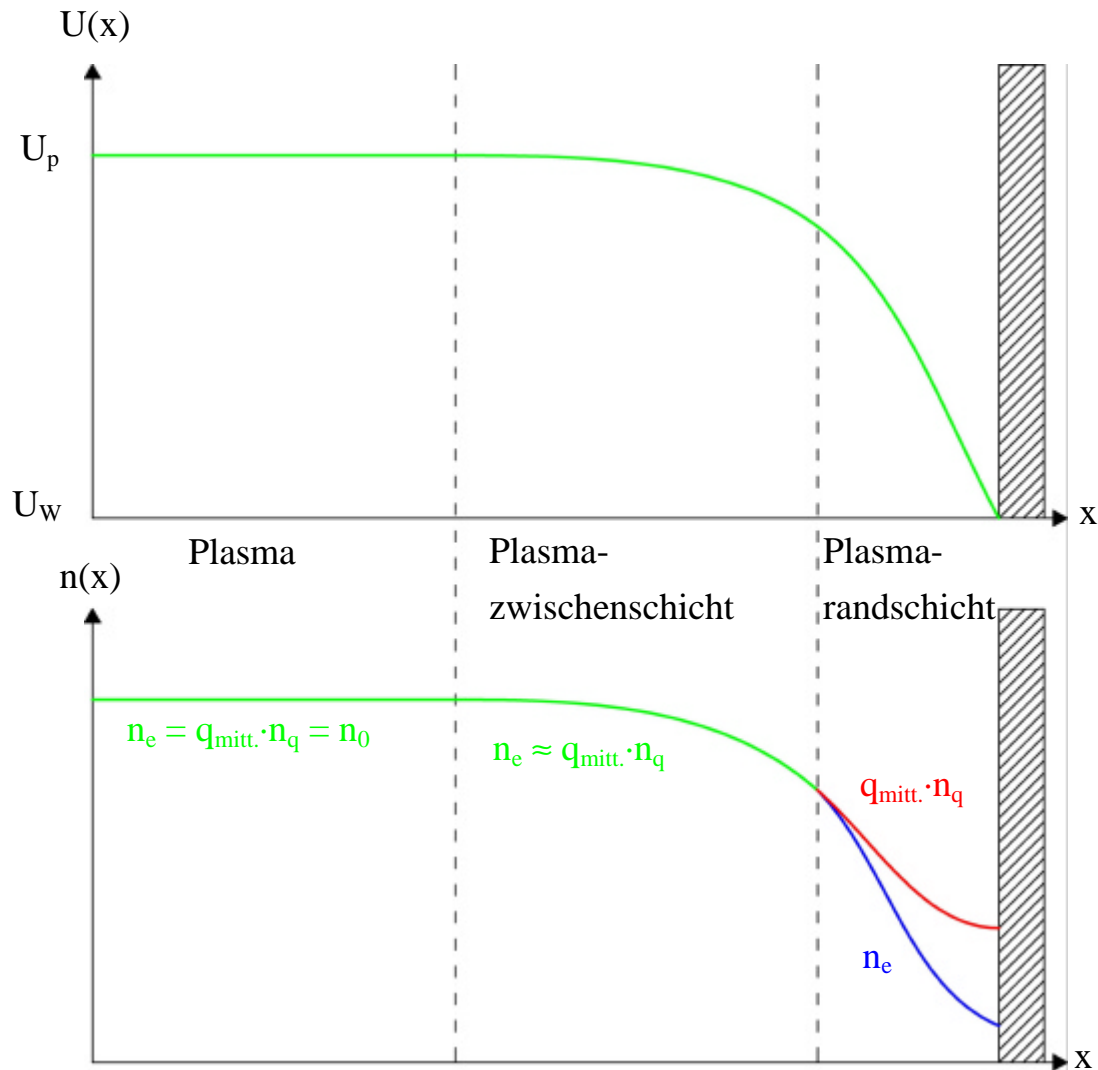
$n_e$  ist die Elektronendichte,  $q$  der Ladungszustand der Ionen,  $Z$  die Kernladungszahl,  $n_q$  die Anzahl der Ionen im Ladungszustand  $q$ ,  $q_{\text{mitt.}}$  ist der mittlere Ladungszustand, und  $n_0$  bezeichnet die allgemeine Plasmadichte. Die Quasineutralität des Plasmas ist im Bereich des Plasmapotentials  $U_P$  gegeben. Eine schematische Darstellung des Potentialverlaufes und der Teilchenladungsdichte ist in Abbildung 2.4 gegeben. In der Randschicht ist die Ionenladungsdichte höher als die Elektronenladungsdichte, da einige Elektronen reflektiert werden.

Nach dem Bohm-Kriterium [Bohm49], welches besagt, daß die Ionen aus dem Plasma mit einer gerichteten Mindestgeschwindigkeit in die Plasmagrenzschicht eindringen, gibt es folglich noch eine Zwischenschicht zwischen dem Plasma und der Plasmarandschicht, die auch als Übergangsschicht bezeichnet wird. In der Zwischenschicht fällt das Plasmapotential über einige hundert Debye-Längen leicht ab, so daß in dieser Schicht die Ionen beschleunigt werden. Die Mindestgeschwindigkeit, welche die Ionen in dieser Zwischenschicht erhalten, muß größer als die Ionenschallgeschwindigkeit  $v_s$  sein:

$$v_s = \sqrt{\frac{k \cdot T_e}{m_i}}, \quad (2.18)$$



da sonst die Ionenladungsdichte in der Plasmarandschicht unter die Elektronenladungsdichte abfallen würde. Dies hätte zur Folge, daß in diesem Bereich das Potential in der Randschicht ansteigen und nicht abfallen würde.  $T_e$  ist die Elektronentemperatur,  $k$  die Boltzmannkonstante und  $m_i$  die Ionenmasse.



**Abbildung 2.4:** Eine schematische Darstellung des Potentialverlaufs zwischen Plasma und Wand (oberes Bild, wobei  $U_p > U_w$  ist) und eine schematische Darstellung des Verlaufes der Ladungsdichte von Elektronen und Ionen (unteres Bild).

In einem unendlich ausgedehnten Plasma mit Magnetfeldern wird die Diffusion der Ladungsträger durch die ambipolare Diffusion bestimmt: Die schnellen Elektronen hinterlassen eine positive Raumladung, dadurch werden die Elektronen gebremst und die Ionen beschleunigt. Die Ladungsflüsse passen sich selbst an, um die Quasineutralität im Plasma zu erhalten. Dieser Prozeß wird durch die langsameren, trägen Ionen kontrolliert. Da die Elektronen durch die magnetischen Feldlinien geführt werden, ist die Diffusionsgeschwindigkeit in Richtung des magnetischen Feldes viel größer als

senkrecht zu den Magnetfeldlinien. Die Ladungsflüsse sind jedoch in alle Raumrichtungen gleich.

Reale Plasmen, also auch EZR-Plasmen, werden jedoch durch die Plasmakammerwände begrenzt. In EZR-Plasmen ist durch die spezielle Anordnung der Magnetfelder die Diffusion der Elektronen und die der Ionen unterschiedlich. Während die Elektronen das Plasma hauptsächlich parallel zu den Magnetfeldlinien verlassen, diffundieren die Ionen hauptsächlich senkrecht zu den Magnetfeldlinien aus dem Plasma [Golo90]. In diesem Fall sind also die Ladungsflüsse nicht in alle Raumrichtungen gleich. Der gesamte Elektronen- und Ionenladungsfluß auf die Wände muß jedoch gleich sein, um die Plasma-Quasineutralität zu wahren. Die entstehende Ladungstrennung wird kompensiert, indem elektrische Ströme über die Plasmakammerwände fließen (Simon-*Short-Circuit*-Effekt [Simo55, Simo59, Kral86]). Der hierbei zugrundeliegende Diffusionsmechanismus soll am folgenden Beispiel verdeutlicht werden.

Bewegen sich positiv geladene Ionen aus dem zentralen Plasma senkrecht zu den Magnetfeldlinien, so sind diese durch ein positives Raumladungsfeld umgeben und hinterlassen ein negatives Raumladungsfeld. Da die Beweglichkeit der Ladungsträger, insbesondere die der Elektronen, entlang der Magnetfeldlinien viel größer ist als senkrecht dazu, werden die elektrischen Felder durch Diffusion parallel zu den Magnetfeldlinien ausgeglichen. Die Elektronendiffusion parallel zu den Magnetfeldlinien erhöht sich und damit ebenso der axiale Elektronenfluß auf die Wände. Da die Beweglichkeit der Ladungsträger im Plasma mit der Leitfähigkeit eines Plasmas gekoppelt ist, entspricht dies einem axialen „Kurzschluß“ durch die Elektronen. Hierdurch werden die Ionen in ihrer Bewegung senkrecht zu den Magnetfeldlinien nicht gebremst.

## 2.4 Ionenextraktion und Strahlformierung

Neben der Erzeugung von hochgeladenen Ionen ist die Ionenextraktion und die damit verbundene Strahlformierung ein wichtiger Bestandteil einer Ionenquelle. Im allgemeinen erfolgt die Extraktion und Beschleunigung der Ionen durch Anlegen eines elektrischen Feldes zwischen dem Ionenreservoir (Plasma) und einer mit einem Loch versehenen Elektrode, auch Extraktionselektrode oder Ziehelektrode genannt. Das Plasma wird zumeist durch eine Plasmaelektrode mit einer zentralen Öffnung begrenzt. Die extrahierbaren Ionenströme und die Qualität des Ionenstrahls werden durch eine

Vielzahl von Parametern bestimmt: die Ionenverluste aus dem Plasma in Richtung Extraktionsöffnung, die Ionen- und Elektronentemperatur, die Plasmadichte, das Magnetfeld, die Geometrie des Beschleunigungsspalt und die angelegte elektrische Feldstärke.

### 2.4.1 Ionenextraktion

Die Anzahl der extrahierten Ionen aus einer Plasma-Ionenquelle wird einerseits durch die Ionenverluste des Plasmas und andererseits durch Raumladungskräfte begrenzt. Die maximal extrahierbaren Stromdichten sind durch die Raumladungskräfte der Ionen begrenzt.

Im Falle von Elektronen wird dieser Sachverhalt durch das Gesetz von Child-Langmuir [Chil11, Lang30] beschrieben. Elektronen werden von einer unendlich ausgedehnten Platte (Kathode) emittiert und in Richtung einer zweiten, ebenfalls unendlich ausgedehnten Platte (Anode) beschleunigt. Die Anode ist planparallel im Abstand  $d$  zur Kathode angeordnet. Zwischen den beiden Elektroden liegt eine Beschleunigungsspannung  $U_{\text{Ex.}} = U_{\text{Anode}} - U_{\text{Kathode}}$  an, welche auch Extraktionsspannung genannt wird. Dieses System aus zwei Elektroden wird auch als Diodensystem bezeichnet.

Wendet man dieses Gesetz auf Ionen an, so wird die Strom-Spannungscharakteristik einer raumladungsbegrenzten Extraktion, gegeben durch das Child-Langmuir-Gesetz, durch folgende analytische Funktion beschrieben:

$$j_{\text{CL}} = \frac{4}{9} \cdot \epsilon_0 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot q \cdot e}{m_i}} \cdot \frac{U_{\text{Ex.}}^{3/2}}{d^2}, \quad (2.19)$$

$q$  ist der Ladungszustand der Ionen und  $m_i$  die Ionenmasse.

Die Beschleunigungsspannung  $U_{\text{Ex.}}$  entspricht in etwa der zwischen Plasmakammer/-elektrode und Extraktionselektrode angelegten Spannung, da das Plasmapotential und die kinetische Energie der Ionen im allgemeinen deutlich kleiner sind. Im Fall eines Plasmas starten die Ionen aber nicht, wie im Falle der Elektronen bei der obigen Annahme, von einer festen, ebenen Platte, sondern von einer flexiblen, nichtlinearen Plasmagrenzschicht. Zudem müssen neben den Ionen, die von dem Plasmameniskus aus beschleunigt werden, auch noch Elektronen berücksichtigt werden, welche abgebremst und in das Plasma zurückbeschleunigt werden. Das Child-Langmuir-Gesetz ist daher auf diesen physikalischen Sachverhalt und damit auf die Extraktion von Ionen aus

einem Plasma nur bedingt anwendbar. Es liefert nur im Falle hoher Extraktionsspannungen ( $> 10$  kV) brauchbare Ergebnisse [Beck96].

Die Plasmagrenzschicht kann aber auch durch ein einfaches mathematisches Modell beschrieben werden [Self63, Chen65]. Hierbei wird angenommen, daß die Ionen mit einer gerichteten Geschwindigkeit, gemäß dem Bohm-Kriterium (siehe Kapitel 2.3), in die Plasmagrenzschicht eintreten. Die Elektronen werden durch eine Boltzmann-Dichteverteilung beschrieben:

$$n_e = n_0 \cdot e^{\frac{U-U_p}{U_e}} \quad \text{mit} \quad U_e = \frac{k \cdot T_e}{e}. \quad (2.20)$$

Das Plasma ist im Bereich des Plasmapotentials  $U_p$ , gemäß Gleichung (2.17), quasineutral. Die lineare, eindimensionale Poisson-Gleichung, mit  $z$  senkrecht zur Plasmagrenzschicht, ergibt sich zu:

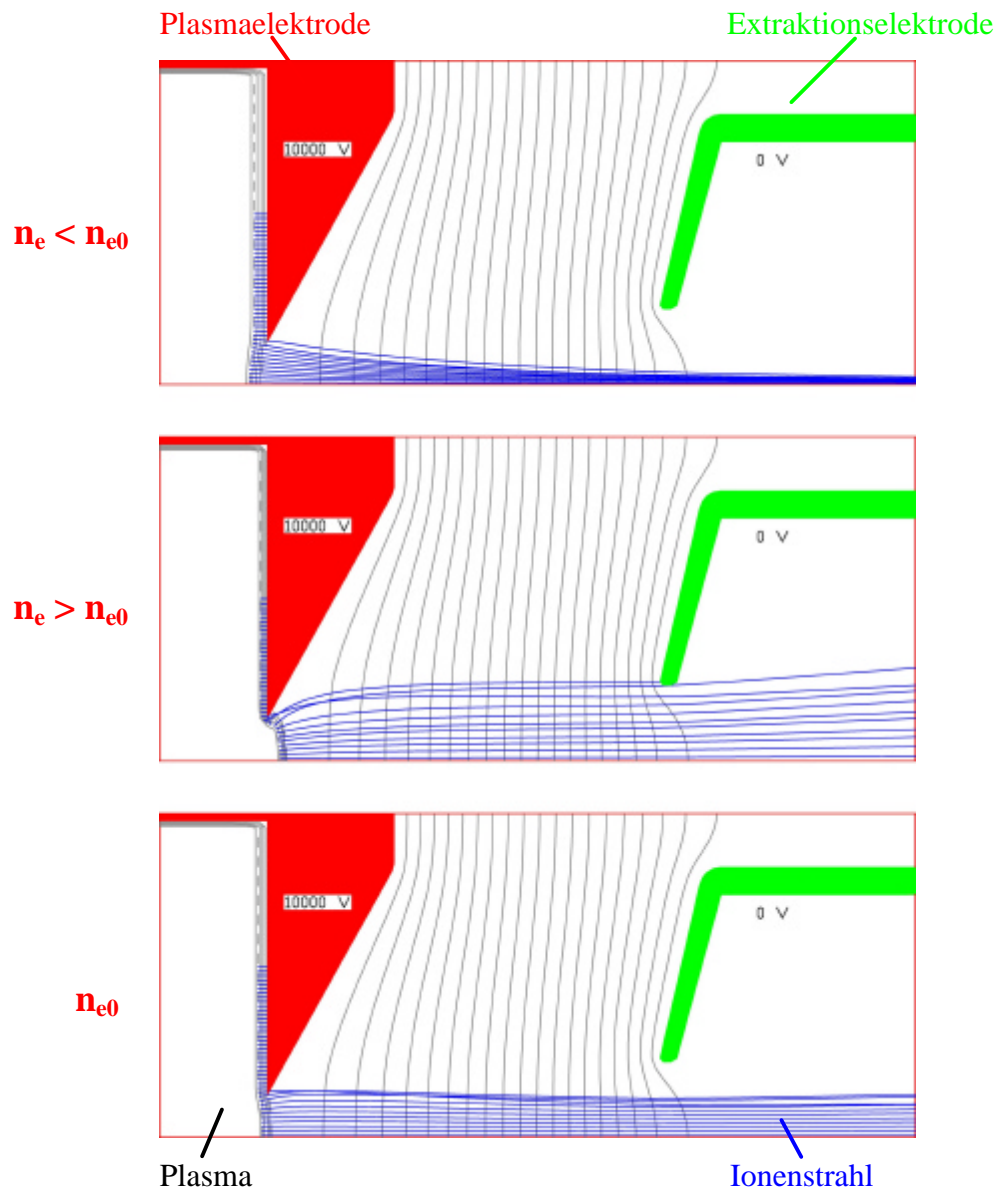
$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \frac{\rho_e - \rho_i}{\epsilon_0} = \frac{e \cdot n_0}{\epsilon_0} \cdot \left( e^{\frac{U-U_p}{U_e}} - \sqrt{\frac{U_i}{U_p - U}} \right), \quad (2.21)$$

$\rho_e$  und  $\rho_i$  sind die Raumladungsdichten der Elektronen und Ionen.  $U_e$  ergibt sich aus Gleichung (2.20) und  $U_i$  aus Gleichung (2.18). Diese Berechnung der Plasmagrenzschicht durch Skalierung der Potentiale wird in dem zweidimensionalen Simulationsprogramm IGUN verwendet [Beck92, Beck98].

Die Einstellung des Plasmameniskus in Abhängigkeit von der Plasmadichte bei fest vorgegebener Extraktionsspannung ist in Abbildung 2.5 für eine typische EZR-Extraktionsgeometrie aufgezeigt. Bei den gezeigten Berechnungen handelt es sich um IGUN-Simulationen ohne Berücksichtigung des Magnetfeldes und nur für einen Ladungszustand.

Bei einem dünnen Plasma  $n_e < n_{e0}$  zieht sich der Plasmameniskus zurück und nimmt eine konkave Form an. Mit  $n_{e0}$  wird die Plasmadichte bezeichnet, bei der sich ein nahezu paralleler Ionenstrahl ergibt. Die extrahierten Ionen werden sehr stark fokussiert bzw. überfokussiert (Abbildung 2.5, oberes Bild). Bei einem dichten Plasma  $n_e > n_{e0}$  biegt sich der Plasmameniskus nach außen in Richtung Extraktionselektrode. Er nimmt eine konvexe Form an, und die extrahierten Ionen werden divergent beschleunigt. In diesem Fall geht normalerweise ein Teil der Ionen verloren, da sie auf die

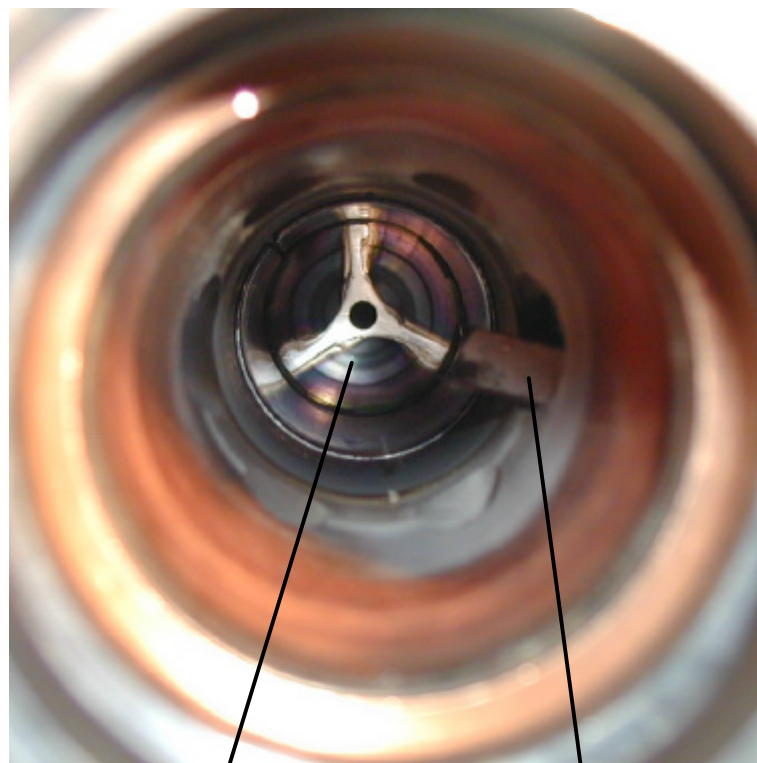
Extraktionselektrode auftreffen (Abbildung 2.5, mittleres Bild). Ein nahezu ebener Meniskus, bei „mittleren“ Plasmadichten  $n_{e0}$ , erzeugt einen parallelen Ionenstrahl. Die Aufweitung des Strahls aufgrund innerer Raumladungskräfte kann durch die Geometrie der Plasma- und Extraktionselektrode kompensiert werden, und man erhält einen nahezu parallelen Ionenstrahl hinter dem Extraktionssystem (Abbildung 2.5, unteres Bild).



**Abbildung 2.5:** Einstellung des Plasmameniskus für drei verschiedene Plasmadichten:  $n_{e0}$ ,  $n_e > n_{e0}$  und  $n_e < n_{e0}$ .

Diese allerdings einfachen Betrachtungen spiegeln lediglich die Grundzüge der Ionenextraktion aus einem Plasma wider. Es soll hier nur deutlich gemacht werden, daß Änderungen an der Plasmadichte, zum Beispiel durch Veränderung des Neutralgasflusses, der Mikrowellenleistung oder des Magnetfeldes, nicht nur die Erzeugung der hochgeladenen Ionen stark beeinflusst, sondern auch die Extraktion der Ionen.

In Wirklichkeit beeinflussen noch weitere Parameter die Ionenextraktion. Als Beispiel sollen hier nur der Einfluß von Magnetfeldern, insbesondere deren Streufelder, und daraus resultierende Dichteverteilungen im extrahierten Ionenstrahl erwähnt werden. Im EZR-Plasma wird die Dichteverteilung der Ionen durch das Multipolfeld bestimmt. Bei der Verwendung eines Hexapols ergibt sich eine dreizählige Ionenverteilung. Diese Verteilung spiegelt sich in dem Zerstäubungsbild (*Sputter*-Bild) an der Innenseite der Plasmaelektrode wider (siehe Foto 2.1). Näherungsweise kann man diesen Einfluß auf die extrahierten Ionen mit einem dreidimensionalen Simulationsprogramm berechnen [Späd99].



Plasmaelektrode

Metall-Target

**Foto 2.1:** Blick durch die Plasmakammer auf die Innenseite der Plasmaelektrode. Am Rande der Plasmakammer ist außerdem ein Metall-Target für die Laserablation zu erkennen (hier Magnesium), wie es bei den Untersuchungen in Kapitel 6 verwendet wird.

## 2.4.2 Emittanz und Brillanz

Eine wichtige Größe zur Beschreibung der Qualität eines Ionenstrahls und zur Charakterisierung des Ionenstrahltransportes ist die Emittanz. An dieser Stelle sollen nur kurz das Emittanzkonzept und die wichtigsten Definitionen der Emittanz dargestellt werden. Eine ausführliche Betrachtung der Emittanz findet man zum Beispiel in [Sars94, Rieh85, Leje80, Lich69].

Ein Ionenstrahl besteht aus einer Vielzahl von geladenen Teilchen. Die Bewegung jedes einzelnen Teilchens wird dabei bestimmt durch: seine Orts- und Impulskoordinaten zu Beginn der Bewegung, durch elastische und inelastische Stöße mit anderen Teilchen, durch Wechselwirkung der Teilchen aufgrund ihres Coulomb-Potentials und durch die Einwirkung von äußeren Feldern. Eine Beschreibung der zeitlichen Entwicklung des Ionenstrahls ist prinzipiell möglich, jedoch wegen der Unbestimmtheit der Anfangsbedingungen aufgrund der hohen Teilchenzahlen in einem Ionenstrahl praktisch nicht ausführbar.

Eine mögliche Beschreibungsform eines Ionenstrahls ist die Bewegung identischer, nichtwechselwirkender Teilchen im sechsdimensionalen Phasenraum durch eine zeitabhängige Dichteverteilung:

$$\rho_{6\text{-dim.}}(t) = \rho(x, y, z, p_x, p_y, p_z, t). \quad (2.22)$$

Sind die jeweiligen Bewegungsrichtungen entkoppelt, so ist es möglich, die jeweils betrachteten Phasenraumdimensionen auf 4 bzw. 2 zu reduzieren. Es gilt für die hier beschriebenen Phasenräume der Liouvillesche Satz [Liou38]: Unter Einwirkung von **konservativen Kräften** und konstanter Energie bleiben die Dichte und das gesamte Phasenraumvolumen/-fläche von nicht miteinander wechselwirkender Teilchen konstant.

$$\frac{d\rho}{dt} = 0 \quad (2.23)$$

Die Messung der transversalen Impulse  $p_x$  und  $p_y$  eines Ionenstrahls gestaltet sich äußerst schwierig. Da diese jedoch sehr klein gegenüber dem longitudinalen Impuls  $p_z$  sind, kann man  $p_x$  und  $p_y$  durch die Winkel  $x' = p_x/p_z$  und  $y' = p_y/p_z$  zwischen der Strahlachse ( $z$ -Achse) und der, in der entsprechenden Ebene, projizierten Trajektorie ersetzen.

Unter dem Begriff der Emittanz versteht man das Phasenraumvolumen, welches alle Koordinatenpunkte der Strahlteilchen enthält. Bei der häufig verwendeten Betrachtung von zwei Dimensionen ist die Emittanz  $\varepsilon$  eine Fläche  $F_\varepsilon$ , welche alle Koordinatenpunkte in einer Phasenraumsektion  $\varepsilon(r, r')$  oder  $x$ -Projektion  $\varepsilon(x, x')$  enthält.

In einer häufig verwendeten Definition wird die Emittanz als das Halbachsenprodukt  $a \cdot b$  einer Ellipse beschrieben.

$$\varepsilon = \frac{F_\varepsilon}{\pi} = a \cdot b \quad [\text{m} \cdot \text{rad}] \quad (2.24)$$

Das Aufsuchen der Berandung der Emittanz-Fläche kann auf verschiedene Weise erfolgen. Aus diesem Grund kommt es zu verschiedenen Definitionen der Emittanz:

- Die **Randemittanz**  $\varepsilon_{\text{Rand}}$  ist diejenige Fläche, die durch eine Höhenlinie  $S$  (Linie gleicher Intensität) eingeschlossen wird.
- Die **effektive Emittanz**  $\varepsilon_{\text{Eff}}$  ist die kleinste Ellipsenfläche, welche alle Phasenraumpunkte umschließt. Je nach Form der Emittanzfigur ist die effektive Emittanz größer (z. B. beim Auftreten von Aberrationen durch nichtlineare Felder) oder gleich der Randemittanz. Bei der Einwirkung von nichtlinearen Feldern verliert der Satz von Liouville für die effektive Emittanz seine Gültigkeit.
- Die **rms-Emittanz**  $\varepsilon_{\text{rms}}$  (*root mean square*) berücksichtigt neben der belegten Phasenraumfläche noch die Dichteverteilung innerhalb der Emittanzfigur. Diese erfolgt unter Betrachtung der zweiten Momente der jeweiligen Verteilung und erlaubt somit den Vergleich der Emittanz von verschiedenen Ionenstrahlen unabhängig von deren Verteilungsfunktion.
- Die **KV-Emittanz**  $\varepsilon_{\text{KV}}$  ist das Vierfache der *rms*-Emittanz. Die KV-Verteilung (Kapchinskij-Vladimirskij) beschreibt den Teilchenstrahl als homogen gefüllte dreidimensionale Oberfläche eines Hyperellipsoids im vierdimensionalen Phasenraum. Diese Verteilung hat die geometrische Eigenschaft, daß alle zweidimensionalen Projektionen eine homogene, selbstkonsistente Belegung dieser Unterräume aufweisen. In diesem Fall sind die KV-Emittanz, die Randemittanz und die effektive Emittanz identisch. Ansonsten ist das Verhältnis von Randemittanz zu der entsprechenden *rms*-Emittanz verteilungsabhängig.



Die Messung der Emittanz erfolgt nicht durch die Bestimmung der schwer zugänglichen Impulse, sondern durch Messung der Winkelverteilung der Teilchen. Die Größe der Winkel hängt auch von der Geschwindigkeit der Teilchen ab. Damit man dennoch die Emittanzen von Ionenstrahlen mit unterschiedlichen Energien vergleichen kann, normiert man diese mit den relativistischen Faktoren  $\beta = v/c$  und  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ . Die normierte Emittanz  $\epsilon_n$  ist somit eine geschwindigkeitsunabhängige Größe:

$$\epsilon_n = \beta \cdot \gamma \cdot \epsilon . \quad (2.25)$$

Bezieht man die Emittanz auf den Strahlstrom  $I$ , so erhält man ein Maß für die Güte eines Ionenstrahls: die **Brillanz**  $B$ . Diese ist nur im vierdimensionalen Phasenraum definiert:

$$B = \frac{I}{\pi^2 \cdot \epsilon_4(x, x', y, y')} = \frac{I}{\pi^2 \cdot \epsilon_2(x, x') \cdot \epsilon_2(y, y')} \quad (2.26)$$

Die Brillanz, und damit die Strahlqualität, steigt mit zunehmendem Strahlstrom bei gleichen transversalen Emittanzen. Verwendet man in Gleichung (2.26) normierte Emittanzen, so erhält man entsprechend die normierte Brillanz  $B_n$ .

## 3 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird zunächst die Frankfurter EZR-(VE)RFQ-Beschleunigeranlage im allgemeinen beschrieben. Anschließend folgt eine technisch detaillierte Darstellung der EZR-Ionenquelle, wie sie zu Beginn dieser Doktorarbeit vorlag. Zudem werden typische Ladungsverteilungen verschiedener Quellengase gezeigt, welche im Standardbetrieb der Frankfurter EZR-Ionenquelle erzeugt werden, und einige „Tricks“ vorgestellt, mit denen man die Ausbeute an hochgeladenen Ionen verbessern kann. Zum Schluß dieses Kapitels werden die Neuerungen und Verbesserungen an der EZR-Ionenquelle, welche teilweise für die Durchführung dieser Arbeit unerlässlich waren, beschrieben.

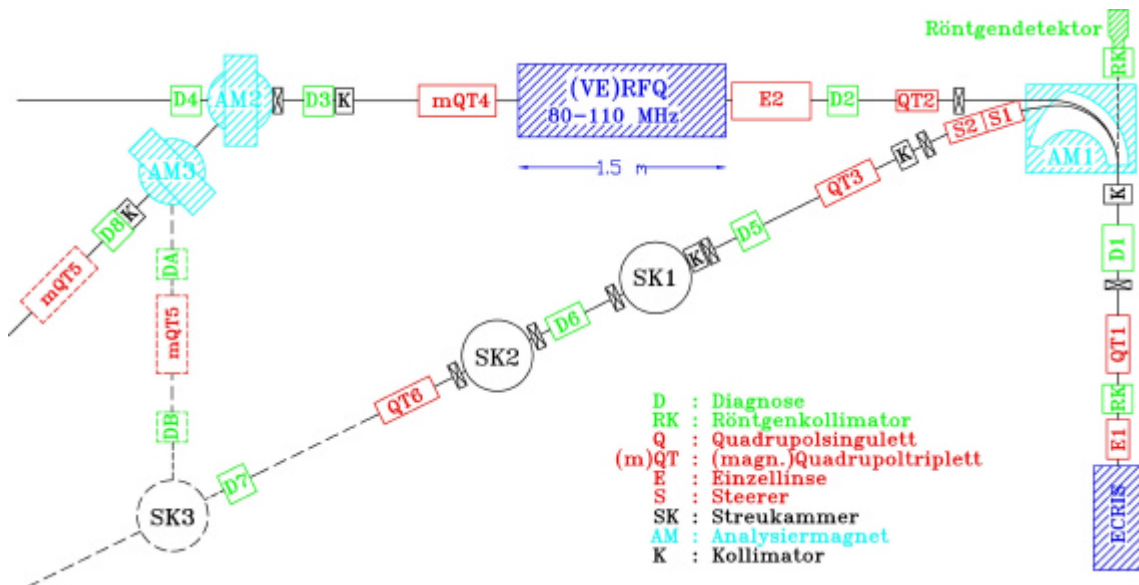
### 3.1 Die Frankfurter EZR-(VE)RFQ-Beschleunigeranlage

Für atomphysikalische Experimente und Materialforschung ist am Institut für Kernphysik (IKF) der Universität Frankfurt eine EZR-(VE)RFQ-Beschleunigeranlage aufgebaut [Stie91, Schm92, Stie96, Hohn99c, WWW1]. Diese Beschleunigeranlage besteht aus einer Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle (EZR-Ionenquelle), welche am Institut für Kernphysik entwickelt und aufgebaut wurde [Schm95, Runk98a], und einem Radio-Frequenz-Quadrupol-Beschleuniger mit variabler Energie (VE-RFQ). Dieser wurde am Institut für Angewandte Physik entwickelt und aufgebaut [Bess92, Bell96, Hohn99a]. Ein schematischer Überblick über den Gesamtaufbau der Beschleunigeranlage ist in Abbildung 3.1 gegeben.

Die Ionen werden in der EZR-Ionenquelle (ECRIS = Electron Cyclotron Resonance Ion Source) erzeugt und durch das Extraktionssystem mit Spannungen zwischen 0.5 und 65 kV beschleunigt. Ein System aus elektrostatischen Einzellinsen (E1) und einem elektrostatischen Quadrupoltriplett (QT1) sorgt für die Fokussierung des Ionenstrahls. Der Gesamtionenstrom, welcher durch die Ionenquelle erzeugt und extrahiert wird, kann in einer Faraday-Tasse (D1) gemessen werden. Alle an der Anlage verwendeten Faraday-Tassen sind mit einer Gegenelektrode zur Sekundärelektronenunterdrückung ausgestattet und können jederzeit in den Strahlengang hinein- oder herausgefahren werden. Die Trennung der Ionen gemäß ihres Masse- zu Ladungsverhältnisses ( $m/q$ -Analyse) erfolgt in dem Analysiermagnet (AM1). Eine weitere Aufgabe des Analysier-

magneten besteht darin, den Ionenstrahl in die verschiedenen Strahlkanäle,  $90^\circ$  (RFQ-Kanal) und  $120^\circ$  (Atomphysik-Kanal), zu lenken. Die Auflösung des Magneten im  $90^\circ$ -Strahlkanal beträgt etwa 2.5 % und im  $120^\circ$ -Strahlkanal 2.1 % [Schr95].

Im  $120^\circ$ -Strahlkanal wird der Ionenstrahl bei Energien, welche die Ionenquelle bereitstellt, Experimenten zur Verfügung gestellt (SK1 und SK2). Die Energie kann dort im Bereich von  $0.5 \cdot q$  bis  $65 \cdot q$  keV ( $q$  = Ladungszustand) variiert werden.



**Abbildung 3.1:** Grundriß der bestehenden Frankfurter EZR-(VE)RFQ-Beschleunigeranlage. Objekte aus gestrichelten Linien stellen geplante Aufbauten dar.

Im  $90^\circ$ -Strahlkanal folgt hinter dem Analysiermagneten zunächst eine weitere elektrostatische Quadrupoltriplett-Linse (QT2) zur Strahlfokussierung und eine weitere Faraday-Tasse (D2), in welcher die Ströme der analysierten Ionen separat gemessen werden. Die in dieser Arbeit gezeigten Ladungsverteilungen wurden in dieser Tasse gemessen. Diese Faraday-Tasse in Kombination mit dem Analysiermagneten stellt das wichtigste Diagnose-Instrument zur Charakterisierung der Ionenquelle dar, da hier, neben dem Ionenstrom eines spezifischen Ladungszustandes einer Ionensorte, auch der höchste erzeugbare Ladungszustand einer Ionensorte bestimmt werden kann. Außerdem können unbekannte Quellengase, die zum Beispiel durch ein Vakuumleck in die Plasmakammer gelangen oder durch ungewolltes Aufschmelzen von Bauteilen in der Ionenquelle aufgrund unzureichender Kühlung entstehen, anhand ihrer Ladungszustandsverteilung (Fingerabdruck) identifiziert werden (siehe auch Abbildung 3.3). Dies kann man sich auch bei der gezielten Analyse von Materialzusammensetzungen zunutze machen.

Im Anschluß folgt der RFQ-Beschleuniger mit elektrostatischer Injektionslinse (E2) zur Nachbeschleunigung der Ionen. Bei dem RFQ-Beschleuniger handelt es sich um einen 4-Rod- $\lambda/2$ -RFQ, welcher zur Gruppe der Leitungsresonatoren gehört [Sche90]. Das Verhältnis von Eintritts- zur Austrittsenergie, der Beschleunigungsfaktor, des RFQ-Beschleunigers ist konstant und beträgt 50. Der IKF-RFQ-Beschleuniger hat zudem eine Besonderheit: Die Resonanzfrequenz dieses Beschleunigers ist im Frequenzbereich von 80 bis 110 MHz variabel [Sche89], limitiert durch den verwendeten Hochfrequenzsender. Hierdurch erreicht man eine Energievariation von 100 bis 200 keV/u am Ausgang des RFQ-Beschleunigers. Da der Beschleunigungsfaktor aufgrund der festen Elektrodengeometrie konstant ist, muß die Einschußenergie in den RFQ-Beschleuniger angepaßt werden. Diese beträgt 2 bis 4 keV/u.

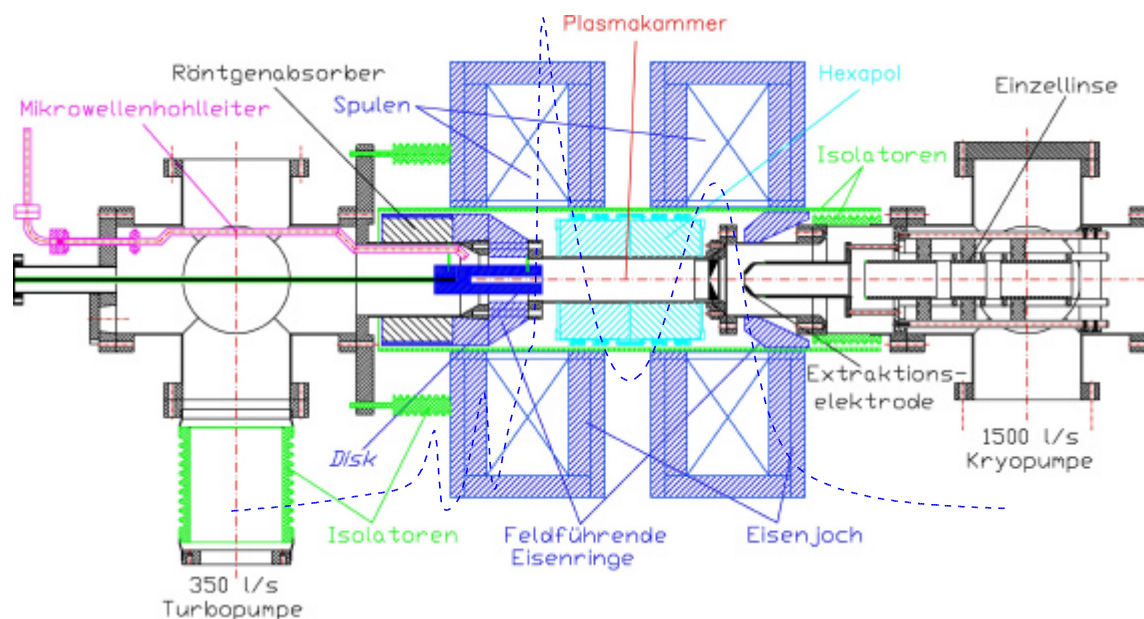
Im Anschluß an den RFQ-Beschleuniger befindet sich ein Strahlführungssystem aus magnetischen Quadrupol-Linsen (mQT4), verschiedenen Strahldiagnose-Elementen (D3 und D4) und zwei weiteren Analysiermagneten (AM2 und AM3, wobei zur Zeit nur AM2 aufgebaut ist), welches den nachbeschleunigten Ionenstrahl zu den Experimenten leitet [Hohn99b].

### 3.2 Die 14-GHz-EZR-Ionenquelle

Der mechanische Aufbau der Frankfurter EZR-Ionenquelle zu Beginn dieser Arbeit (Februar 1998) ist in Abbildung 3.2 skizziert. Der linke Teil des Bildes zeigt die Injektionsseite der Ionenquelle. Dort werden das Quellengas und die Mikrowellenleistung in die Plasmakammer eingespeist. Der rechte Teil des Bildes zeigt die Extraktionsseite. Dort befindet sich das Extraktionssystem, welches die Ionen zu einem Strahl formiert.

Bei der Entwicklung dieser Ionenquelle wurde besonderen Wert auf eine hohe Spannungsdurchschlagsfestigkeit der Innenteile der Quelle (Plasmakammer, Hexapolmagnet und Injektionssystem) gegenüber den beiden Magnetspulen, den Vakuumpumpen, dem Mikrowellenleiter und der Extraktionselektrode gelegt. Aus diesem Grund wurden die beiden Magnetspulen durch ein einfaches durchgehendes Isolationsrohr von den Innenteilen der Ionenquelle getrennt. Diese Bauweise hat den Vorteil einer hohen Spannungsdurchschlagsfestigkeit (bis 65 kV getestet und bis 100 kV geplant), einer leichten Zugänglichkeit an alle Quellenteile für Reparatur- und Umbauarbeiten und der Optimierung des Magnetfeldes durch Verschieben der einzelnen Magnetspulen. Diese hohe Spannungsfestigkeit bei einer EZR-Ionenquelle ist weltweit einmalig.

Ein Nachteil dieser Bauweise liegt in dem durchgängig großen Innendurchmesser der Spulen von 22 cm. Zur Erhöhung des axialen Magnetfeldes im Bereich der Maxima des magnetischen Doppelspiegels müssen daher auf der Injektions- und der Extraktionsseite der Ionenquelle magnetfeldführende Eisenringe eingefügt werden. Der maximale Spulenstrom beträgt 600 A. Das maximal erzeugbare axiale Magnetfeld beträgt 1.2 bis 1.6 T an der Injektionsseite, abhängig von den Magnetmaterialien, die im Injektionsbereich eingebaut sind (siehe diesen Abschnitt weiter unten), und 1.06 T an der Extraktionsseite. Das berechnete axiale Magnetfeld ist in Abbildung 3.2 durch die gestrichelte Linie angedeutet. Durch die Anordnung der Spulen und der Eisenringe ergibt sich eine Resonanzzone von etwa 65 mm Länge.



**Abbildung 3.2:** Skizze des mechanischen Aufbaus der Frankfurter EZR-Ionenquelle zu Beginn dieser Arbeit. Die gestrichelte Linie zeigt das berechnete axiale Magnetfeld.

Das Multipolfeld wird durch einen Hexapolmagneten, bestehend aus Permanentmagneten auf Neodym-Eisen-Bor-Basis [Boll90], erzeugt. Die Remanenz der verwendeten Permanentmagnete beträgt 1.3 T. Die Anordnung der einzelnen Magnete erfolgt in einem segmentierten Ring, bestehend aus 24 Magnetstücken [Halb80]. Der Hexapol hat eine Länge von 190 mm und ist konzentrisch um die Plasmakammer angeordnet. Das Magnetfeld an der Innenseite der Plasmakammerwände beträgt 1.15 T. Die Plasmakammer besteht aus Edelstahl und ist wassergekühlt, um vor allem den Hexapol vor zu starker Erwärmung zu schützen. Der Innendurchmesser der Plasmakammer beträgt 58 mm.

Eine wichtige Voraussetzung für die Erzeugung von höchsten Ladungszuständen ist ein möglichst gutes Vakuum in der Ionenquelle, um Ladungsaustauschprozesse zwischen neutralen Atomen und hochgeladenen Ionen zu reduzieren. Das Vakuumsystem besteht aus einer Turbomolekularpumpe mit einer Saugleistung von 350 l/s auf der Injektionsseite und einer Kryopumpe (1500 l/s) auf der Extraktionsseite der Quelle. Die Vakuumpumpen sind durch zwei keramische Isolationsrohre ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) galvanisch vom Quellenpotential getrennt. Die meisten Flanschverbindungen sind mit Kupfer ringen gedichtet. Das Grundvakuum beträgt etwa  $2 \cdot 10^{-8}$  hPa, jeweils gemessen am Doppelkreuz im Injektions- und Extraktionsbereich.

Der Einlaß des Arbeitsgases und des Hilfsgases (für Mischgasbetrieb) erfolgt durch zwei thermomechanische Dosierventile (Balzers, Typ RVG 050 B). Die Quellengase werden durch zwei Edelstahlröhrchen bis auf wenige Zentimeter exzentrisch an das Plasma herangeführt. Das elektrische Steuerungssystem für den thermischen Mechanismus der Ventile erlaubt es, entweder den Gasfluß konstant zu halten oder den Gasfluß so zu variieren, daß der Quellengasdruck konstant bleibt. Hierzu wird der, mit einer Penning-Meßzelle gemessene, Quellengasdruck als Referenzsignal zur Regelung des Gasflusses verwendet.

Bei dem Mikrowellensender handelt es sich um einen 14.4-GHz-Sender der Firma VARIAN (Typ VZU-2701H) mit einer maximalen Ausgangsleistung von 2.2 kW. Die Mikrowellenleistung wird in einem Mikrowellenoszillator (mechanisch verstellbare koaxiale Kavität) erzeugt und durch ein Mehrkammerklystron verstärkt. Die Mikrowellenleistung wird durch einen Rechteckhohlleiter zur Quelle transportiert. Ein 4-Tor-Zirkulator schützt das Klystron vor Zerstörung durch reflektierte Mikrowellenleistung. Ein E-H-Tuner dient der Kompensation von Fehlanpassungen. Eine speziell entwickelte Hochspannungsisolation sorgt für die galvanische Trennung des Mikrowellensystems vom Quellenpotential. Ein wassergekühltes Vakuumfenster trennt das Quellenvakuum vom Atmosphärendruck. Der Rechteckhohlleiter wird in der Plasmakammer, parallel zu den Gasröhrchen, exzentrisch an das Plasma herangeführt.

Zeitaufgelöste Messungen der extrahierten Ionenströme zeigten, daß die Stabilität der Mikrowellenleistung unzureichend ist. Im Rahmen dieser Arbeit wurde auch die Stabilität der Mikrowellenleistung durch ein sogenanntes *Phase-Lock*-Verfahren des Mikrowellenoszillators verbessert, siehe hierzu im Anhang D.

Auf der Gaseinlaßseite befindet sich außerdem eine vom Quellenpotential galvanisch getrennte Edelstahlscheibe. Diese Scheibe kann gegenüber dem Quellenpotential elektrisch vorgespannt werden und wird in der Fachwelt zumeist mit dem englischen Begriff *biased Disk* bezeichnet. Sie ist an einer Lineardurchführung befestigt, mit

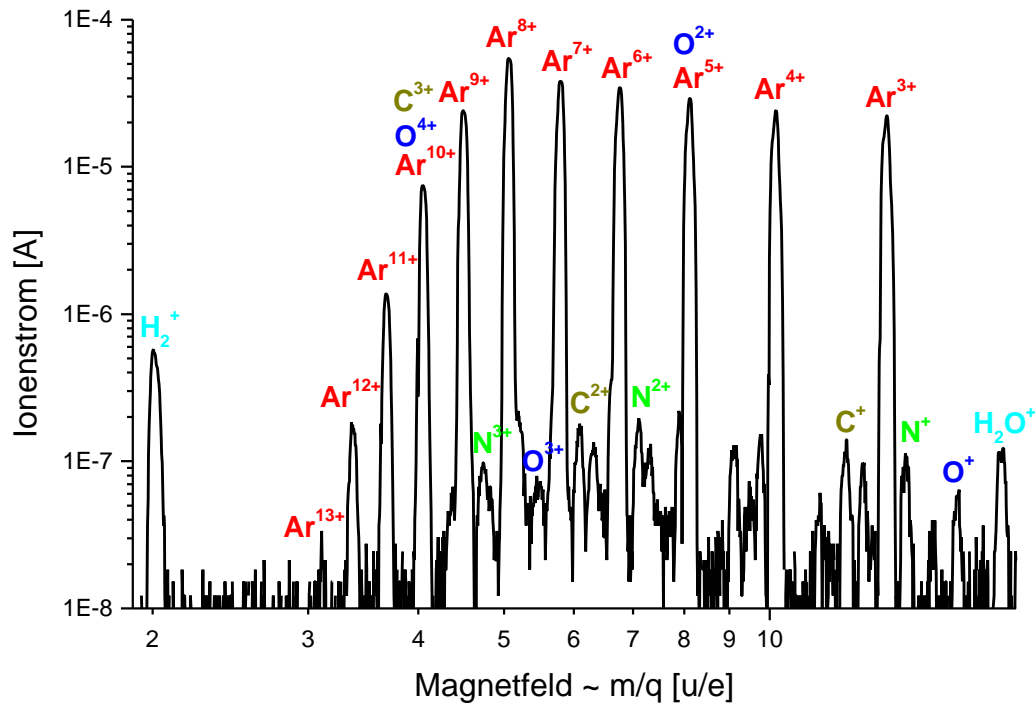
welcher der Abstand zum EZR-Plasma variiert werden kann. Die Variation der Vorspannung und des Abstandes zum Quellenplasma ermöglicht eine Optimierung der Ausbeute an hochgeladenen Ionen während des Quellenbetriebs. Die physikalischen Ursachen und Mechanismen, die diesen Effekt hervorrufen, sind noch nicht vollständig verstanden und werden als ein Schwerpunkt in dieser Arbeit untersucht.

Die *biased Disk* ist in der gegenwärtigen Anordnung durch einen wassergekühlten Eisenzylinder mit einer zentralen 10-mm-Bohrung ersetzt worden. Dieser Eisenzylinder übernimmt die Funktion der *biased Disk*. Ursprünglich wurde er als Kollektor für Elektronen beim Betrieb der Ionenquelle mit Elektronenstrahl-Extraktionssystem eingesetzt [Runk98a]. Der Außendurchmesser des Eisenkollektors beträgt 40 mm. Der Kollektor dient außerdem der Erhöhung des axialen Magnetfeldes auf der Injektionsseite von 1.2 auf 1.6 T und wird deshalb auch beim Betrieb der Ionenquelle ohne Elektronenstrahl-Extraktionssystem eingesetzt.

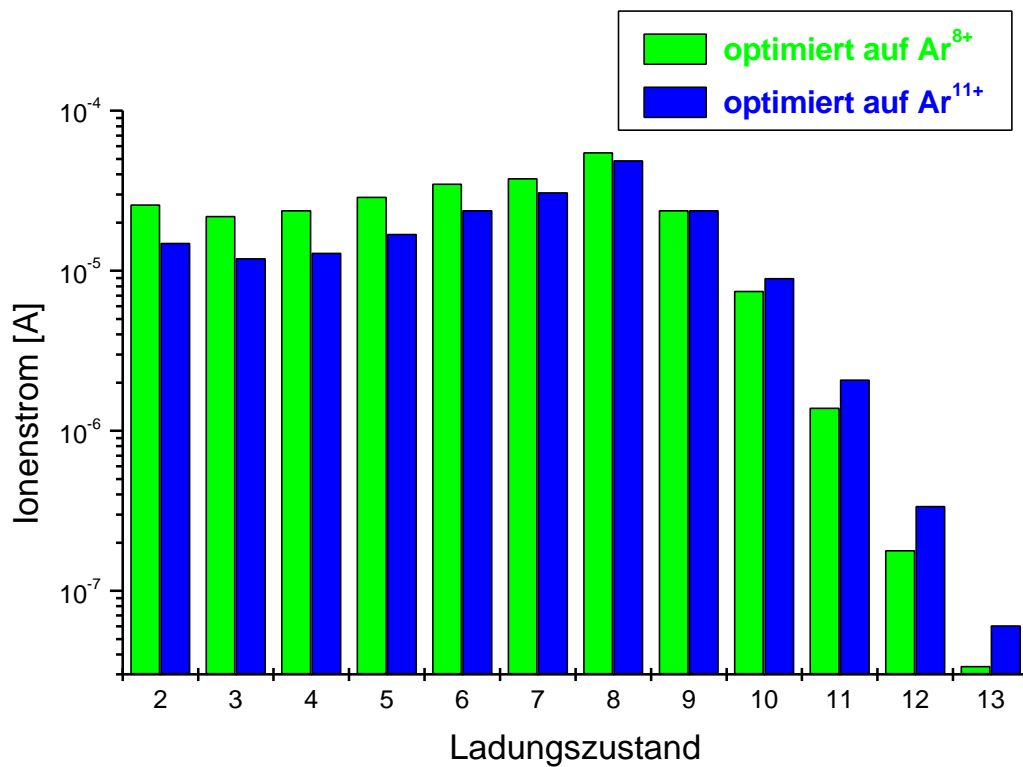
Bei dem Extraktionssystem handelt es sich um ein Diodensystem, bestehend aus einer Plasmaelektrode und einer Extraktionselektrode (siehe ebenfalls Abbildung 3.2). Die Plasmaelektrode besitzt eine Bohrung mit 8 mm Durchmesser. Ihr Abstand zur Resonanzzone beträgt etwa 80 mm. Die Extraktionselektrode ist im festen Abstand zur Plasmaelektrode (etwa 35 bis 45 mm) installiert und besitzt eine Bohrung von 16 mm im Durchmesser. Die Geometrie von Plasma- und Extraktionselektrode wurde durch Computer-Simulationen optimiert [Schm95].

### 3.2.1 Standard-Betrieb der Ionenquelle

Zur Untersuchung und Charakterisierung von Quelleneigenschaften wird, wegen der leichten Handhabbarkeit, hauptsächlich Argon als Arbeitsgas und Sauerstoff als Mischgas verwendet. Eine typische Ladungsverteilung für den Betrieb der Ionenquelle mit reinem Argon als Arbeitsgas, wie sie an der Frankfurter EZR-Ionenquelle unter Standardbedingungen erreicht wird, ist in Abbildung 3.3 dargestellt. In diesem Ladungsspektrum kann man neben den verschiedenen Argon-Ionen auch Ionen des Restgases nachweisen. Ionen mit gleichem Masse- zu Ladungsverhältnis ( $m/q$ ) sind in dem Ladungsspektrum überlagert (z. B.  $\text{Ar}^{10+}$ ,  $\text{O}^{4+}$  und  $\text{C}^{3+}$ ).



**Abbildung 3.3:** Gemessenes Ladungsspektrum für Argon als Arbeitsgas. Die Mikrowellenleistung betrug 400 W und die Extraktionsspannung 25 kV.

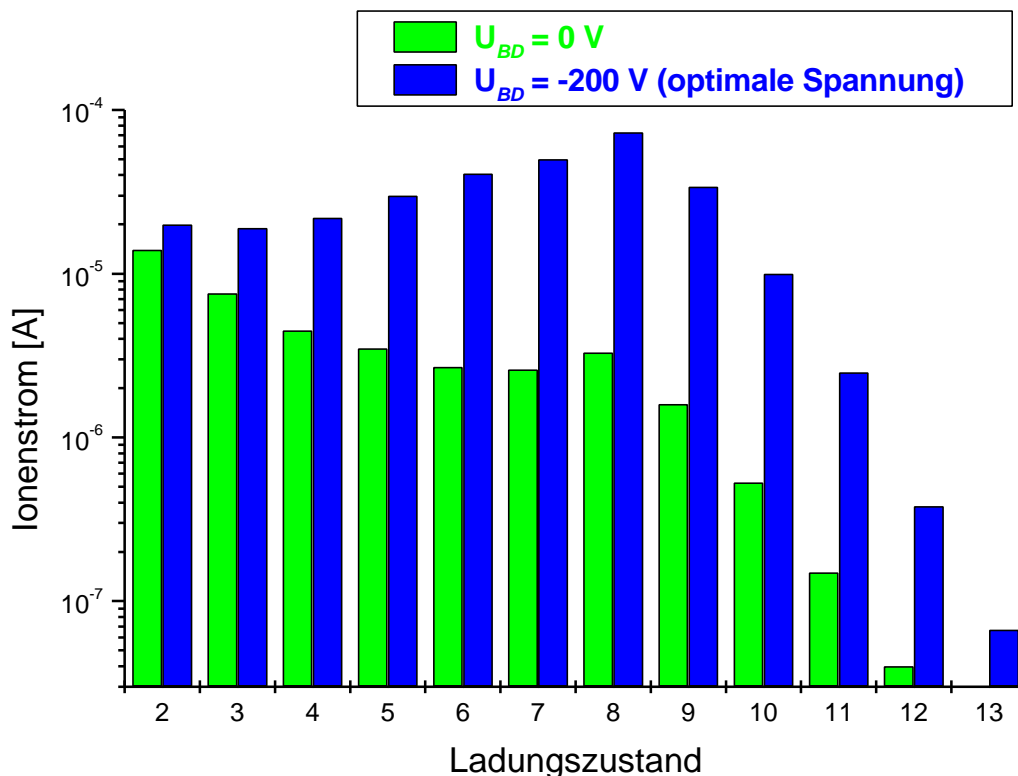


**Abbildung 3.4:** Gemessene Ladungsverteilungen für Argon bei 25 kV Extraktionsspannung und 400 W Mikrowellenleistung. Die Ionenquelle und das Strahlführungssystem wurden einmal auf den Ladungszustand Ar<sup>8+</sup> und einmal auf den Ladungszustand Ar<sup>11+</sup> optimiert.



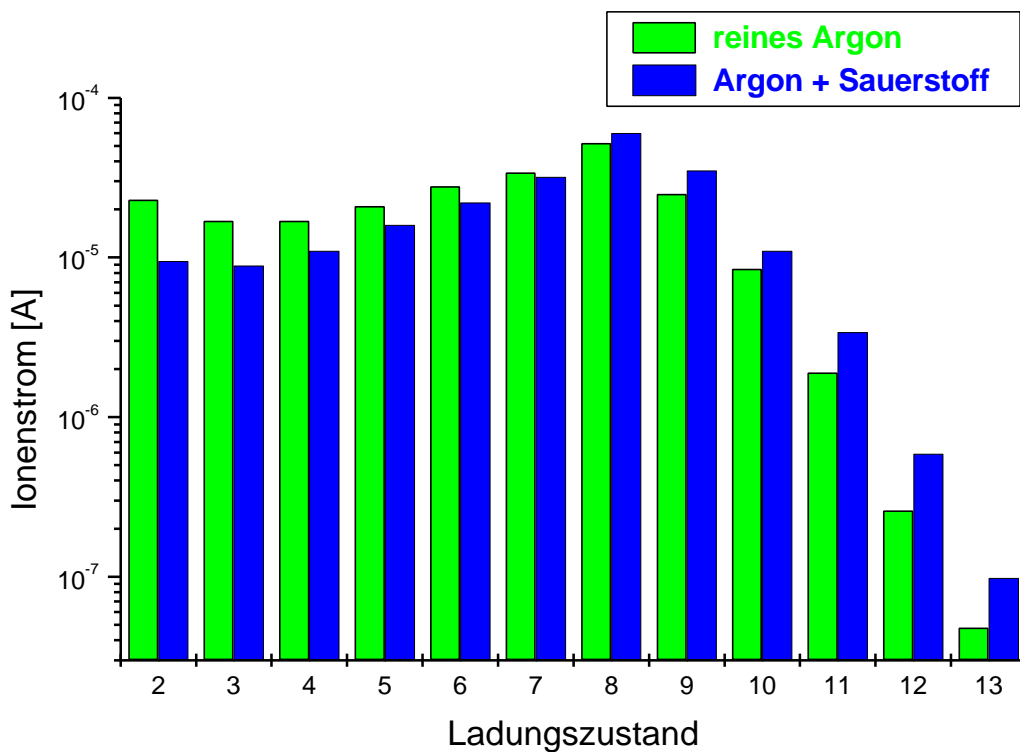
Beim Vergleich von verschiedenen Ladungsverteilungen ist es sinnvoll, sich auf das Arbeitsgas zu beschränken, den Anteil an überlagerten Ionen zu korrigieren und die Ergebnisse in einem Balkendiagramm darzustellen. In Abbildung 3.4 ist dies für zwei Ladungsverteilungen bei reinem Argon-Betrieb gezeigt. Bei einer Verteilung wurden die Ionenquelle und das Strahlführungssystem auf einen mittleren Ladungszustand optimiert, hier  $\text{Ar}^{8+}$ . Bei der zweiten Verteilung wurde der Ladungszustand  $\text{Ar}^{11+}$  optimiert. Im letzteren Fall steigen die gemessenen Ionenströme an hochgeladenen Ionen an, während die der niedrig geladenen Ionen absinken. In diesem Abschnitt beträgt bei allen dargestellten Ladungsverteilungen die Extraktionsspannung 25 kV und die Mikrowellenleistung 400 W.

Eine wichtige Rolle bei der Erzeugung von hochgeladenen Ionen spielt die gegenüber dem Quellenpotential negativ vorgespannte Scheibe (*biased Disk*). Ausführliche Untersuchungen zu der *biased Disk* werden in Kapitel 5 dargestellt. In Abbildung 3.5 ist die Wirkungsweise der *biased Disk* für zwei Fälle dargestellt. Zum einen befinden sich die *biased Disk* und die Ionenquelle auf gleichem Potential ( $U_{BD} = 0 \text{ V}$ ). Im zweiten Fall ist die Spannung für den maximalen Strom an  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen optimiert, in diesem Fall ist  $U_{BD} = -200 \text{ V}$  in bezug auf das Quellenpotential.



**Abbildung 3.5:** Gemessene Ladungsverteilungen für Argon bei 25 kV Extraktionsspannung und 400 W Mikrowellenleistung. Die Spannung an der vorgespannten Scheibe beträgt in einem Fall  $U_{BD} = 0 \text{ V}$  und im anderen Fall  $U_{BD} = -200 \text{ V}$  (optimale Spannung).

Eine weitere einfache Möglichkeit, die Ausbeute an hochgeladenen Ionen zu erhöhen, ist das Beimischen eines leichteren Gases zum eigentlichen Quellengas (Mischgaseneffekt) [Dren83, Math83, Dren85]. Sauerstoff hat sich dabei experimentell als das im allgemeinen beste Mischgas erwiesen. In Abbildung 3.6 ist der Mischgas-Effekt anhand des Betriebes der Ionenquelle mit reinem Argon und mit Argon + Sauerstoff-Gasmischung dargestellt. Die Ströme der hochgeladenen Ionen steigen durch das Beimengen von Sauerstoff an. Die Verbesserungsfaktoren betragen bis zu 2.5 für die höchsten Ladungszustände. Die Ionenströme der niedrigen Ladungszustände nehmen ab.



**Abbildung 3.6:** Gemessene Ladungsverteilung für ein reines Argon-Plasma und ein Argon + Sauerstoff-Plasma bei 25 kV Extraktionsspannung, 400 W Mikrowellenleistung und Optimierung der Ionenquelle sowie des Strahltransportes für den Ladungszustand Ar<sup>8+</sup>.

Eine mögliche Erklärung für den Mischgas-Effekt ist das Abkühlen der schwereren Ionen im Plasma. Schwere Ionen besitzen im Mittel einen höheren Ladungszustand als leichte Ionen und heizen sich deshalb durch elastische Stöße mit Elektronen schneller auf, siehe Gleichung (2.11). Durch Stöße zwischen den schweren und leichten Ionen kommt es im Plasma zu einem Temperatenausgleich zwischen den verschiedenen Ionenkomponenten (siehe auch Abschnitt 2.2.2). Die leichteren Ionen sind mobiler und besitzen im Mittel einen niedrigeren Ladungszustand, so daß diese dem Plasmaeinschluß (Potentialbarriere) besser entkommen können. Hierdurch wird Energie von

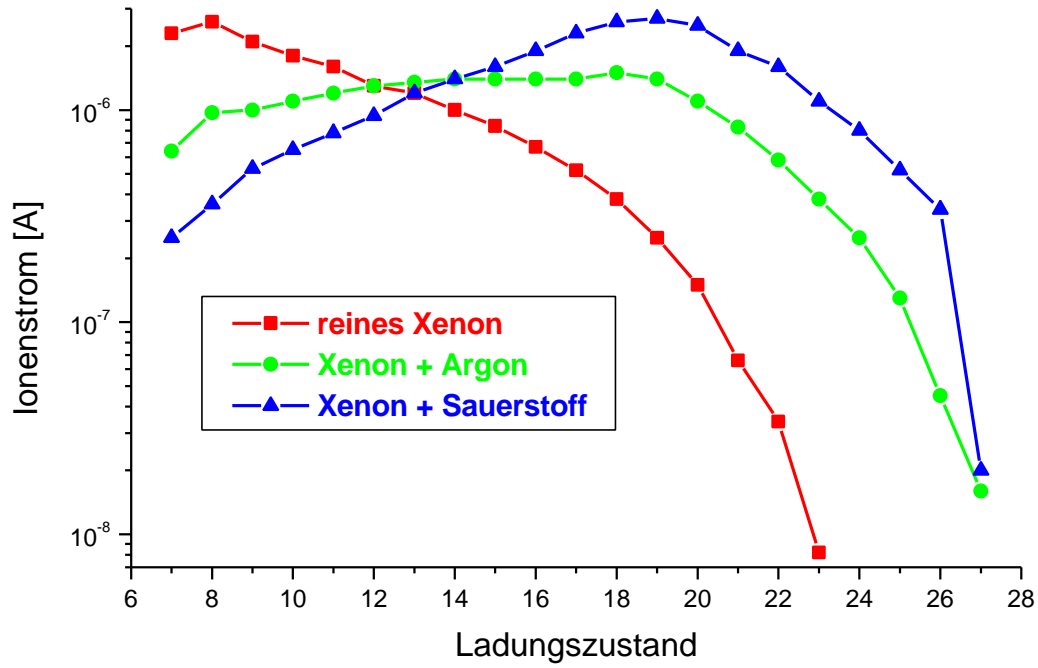
den schweren Ionen über die leichten Ionen aus dem Plasma herausgetragen. Die schwereren Ionen verlieren kinetische Energie und werden dadurch abgekühlt.

Durch die Reduktion der Iontemperatur im EZR-Plasma erhöht sich die Einschlußzeit der schweren Ionen, dadurch der Ioneneinschlußfaktor und folglich erhöht sich die Erzeugungsrate an hochgeladenen Ionen [Anta89, Dren92, Dren96, Shir96, Shir97, Meli99, Dren00].

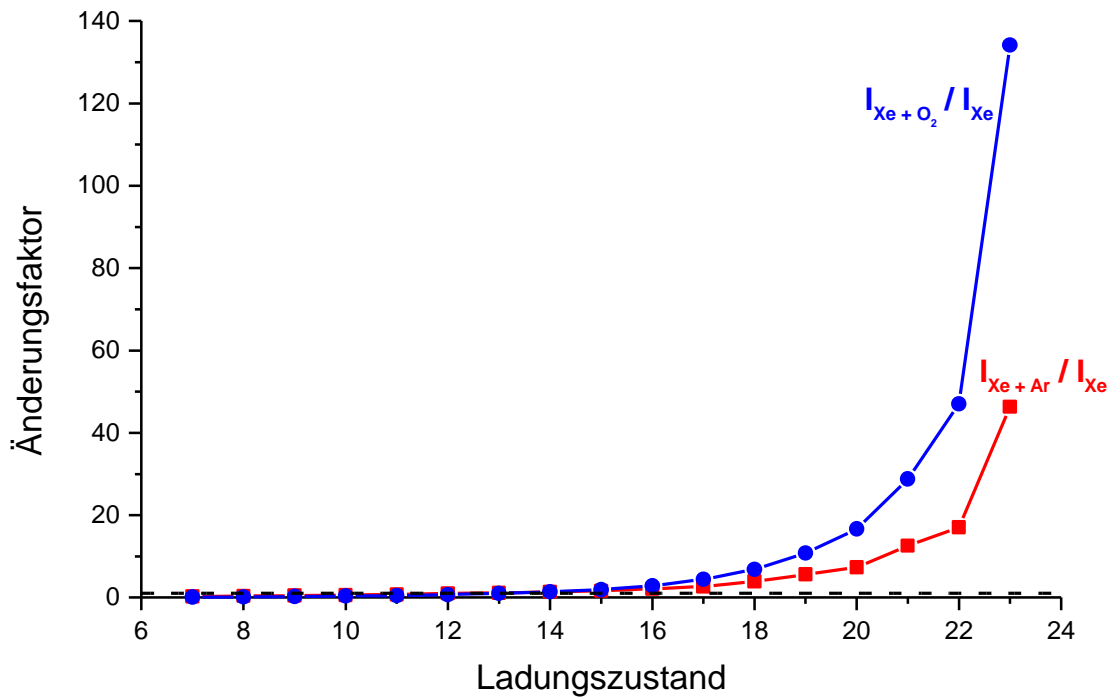
Wenn die Ionenkühlung der dominante Prozeß bei der Gasmischung wäre, dann müßte eigentlich Helium, da es leichter als Sauerstoff ist und eine niedrigere Kernladungszahl aufweist, ein besseres Mischgas sein. Versuche mit Helium als Mischgas zeigen jedoch, daß lediglich die mittleren Ladungszustände leicht erhöht werden können. Die Verbesserungsfaktoren betragen bis zu 1.6 (hier für den Ladungszustand  $\text{Ar}^{7+}$ ). Ein Grund hierfür liegt in der geringeren Übertragung von kinetischer Energie, wenn ein schweres Teilchen mit einem leichteren Teilchen elastisch stößt. Hierbei scheint Sauerstoff den besseren Kompromiß, im Verhältnis von Kernladungszahl und Masse, bei der Verwendung als Mischgas für Argon darzustellen.

Noch deutlicher macht sich der Mischgas-Effekt bei schwereren Elementen bemerkbar. In Abbildung 3.7 ist dies für ein reines Xenon-Plasma sowie bei Gasmischung mit Argon und mit Sauerstoff gezeigt. Die Verbesserungsfaktoren bei der Beimischung von Argon betragen bis zu 18 (siehe Abbildung 3.8) und mehr (für die Ladungszustände  $\text{Xe}^{24+}$  bis  $\text{Xe}^{27+}$  ist dies zahlenmäßig nicht mehr zu erfassen, da diese Ladungszustände bei reinem Xenon-Betrieb nicht nachweisbar waren). Bei der Beimischung von Sauerstoff betragen die Verbesserungsfaktoren sogar weit über 100 (siehe Abbildung 3.8).

Auch bei der Verwendung von Xenon als Quellengas ist Sauerstoff das bessere Mischgas, obwohl aus stoßkinematischen Aspekten Argon der bessere Stoßpartner wäre. Dies läßt vermuten, daß bei der Verwendung von Sauerstoff als Mischgas noch weitere Mechanismen eine wesentliche Rolle spielen müssen (siehe hierzu Kapitel 4). Bei der Verwendung von Helium als Mischgas für Xenon werden ebenfalls lediglich die niedrigen und mittleren Ladungszustände (bis  $\text{Xe}^{18+}$ ) erhöht. Die Verbesserungsfaktoren von 1.5 bis 1.9 liegen aber deutlich unter denen von Argon und Sauerstoff.



**Abbildung 3.7:** Gemessene Ladungsverteilung für ein reines Xenon-Plasma, ein Argon + Xenon-Plasma und ein Sauerstoff + Xenon-Plasma bei 25 kV Extraktionsspannung, 400 W Mikrowellenleistung und Optimierung der Ionenquelle für den Ladungszustand  $Xe^{21+}$ .



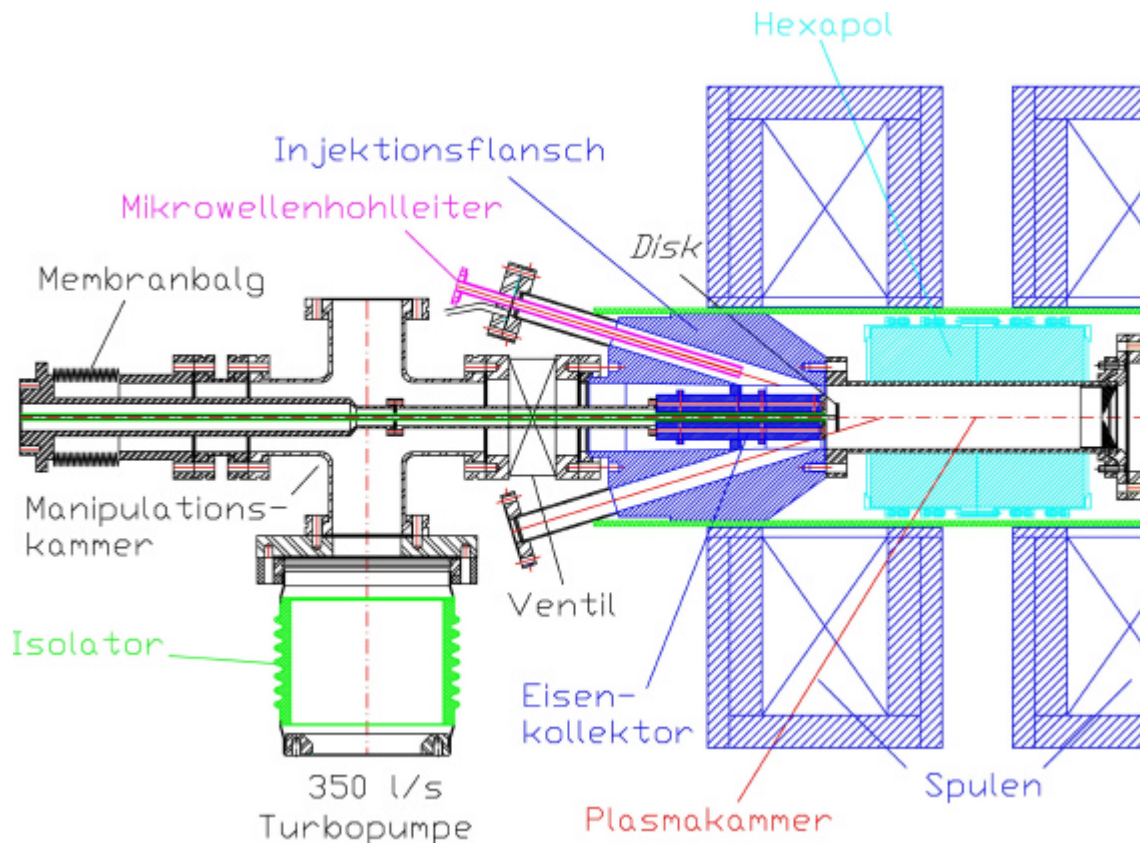
**Abbildung 3.8:** Änderungsfaktoren der extrahierten Ionenströme ( $I_{Xe + O_2} / I_{Xe}$ ) und ( $I_{Xe + Ar} / I_{Xe}$ ) für die verschiedenen Xenon-Ladungszustände durch die Gasmischung mit Sauerstoff und Argon, jeweils im Vergleich zum Betrieb der Ionenquelle mit reinem Xenon-Plasma.

### 3.2.2 Neues Injektionssystem

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit ist die gezielte Beeinflussung (Manipulation) und die Diagnose des EZR-Plasmas. Hierzu muß ein leichter Zugang zum Plasma und der Plasmakammer möglich sein, um zum Beispiel einen Ofen zur Erzeugung von Metallionen zu plazieren oder um optische Plasmadiagnose zu betreiben. Außerdem ist der Einsatz eines Lasers zum Verdampfen von Metallen (Laserablation) geplant, wobei das zu verdampfende Metallplättchen (*Laser-Target*) in der Nähe des EZR-Plasmas zu positionieren ist. Eine weitere Planung sieht den Einsatz von Metall-Hohlzylindern mit spezieller Beschichtung in der Plasmakammer vor. Der Zugang zur Plasmakammer zum Austauschen dieser Zylinder muß ebenfalls erleichtert werden. Zur Durchführung der geplanten Untersuchungen zum EZR-Plasma wurden im Rahmen dieser Arbeit die injektionsseitigen Einbauten der Ionenquelle sowie das Extraktionssystem neu konstruiert und aufgebaut.

Um die magnetfeldführenden Eigenschaften des alten Injektionssystems nicht zu verlieren, wurde der neue injektionsseitige Flansch (Injektionseisenring) komplett aus Eisen gebaut. Damit ist zugleich eine Abschirmung der durch das EZR-Plasma entstehenden Röntgenstrahlung gewährleistet. Der Injektionsflansch und das Manipulationssystem sind in Abbildung 3.9 skizziert. Der Flansch besitzt insgesamt 6 Kanäle, die unter einem Winkel von  $17^\circ$  zur Quellenachse in die Plasmakammer zeigen. Durch diese Kanäle werden der Mikrowellenhohlleiter und die Gasversorgungen geführt. Hierdurch ist das EZR-Plasma auf der Quellenachse gut zugänglich. Der Injektionsflansch ist komplett mit Kupfer beschichtet, um an der Innenseite die Wandverluste durch die Mikrowellenleistung zu reduzieren und an der Außenseite Korrosionsprozesse am Eisen zu verhindern.

Der Injektionsflansch wird durch ein UHV-Ventil (CF 63) abgeschlossen. Daran schließen sich eine kleine Manipulationskammer und ein fahrbarer Membranbalg mit einem axialen Hub von ca. 320 mm an. Dieses „Manipulationssystem“ ermöglicht, verschiedene Strukturen (z. B. einen Eisenkollektor oder die vorgespannte Scheibe) jederzeit auszutauschen, in die Plasmakammer einzubringen und bis an das Plasma heranzufahren, ohne die Plasmakammer und den Extraktionsbereich der Quelle zu belüften. Hierdurch entfällt das zeitraubende Konditionieren der Ionenquelle, das im wesentlichen der Abtragung von Oberflächenbelegungen dient. Durch diese Maßnahme wird der Restgasanteil im Ladungsspektrum reduziert, die Spannungsfestigkeit des Extraktionssystems und der elektrostatischen Linsen erhöht und letztlich die Voraussetzung zur Erzeugung höchstmöglicher Ladungszustände geschaffen.

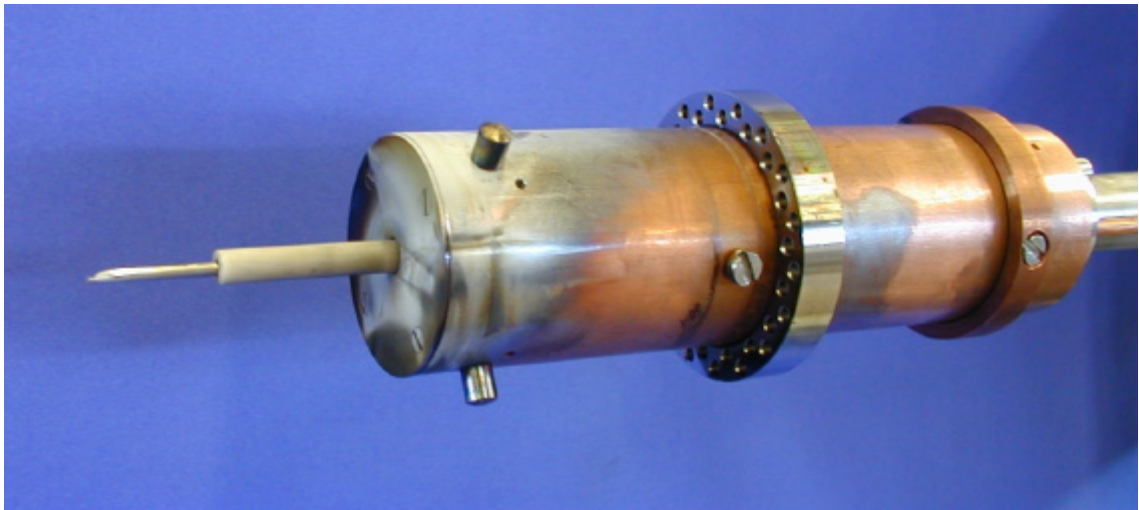


**Abbildung 3.9:** Skizze der modifizierten Frankfurter EZR-Ionenquelle mit neuem Injektionsflansch, dem neuen Eisenkollector in Kombination mit einer vorgespannten Scheibe und dem neuen Manipulationssystem.

Der wassergekühlte Eisenkollector wurde ebenfalls neu konstruiert. Er ist nun fest mit dem beweglichen Ende des Membranbalges verbunden und somit nicht mehr vom Quellenpotential getrennt. Er ist mit einem dünnen Kupfer-Hohlzylinder umgeben, um die Wandverluste durch die Mikrowellenleistung zu reduzieren. Ein mit Pumplöchern versehener Edelstahlring schirmt einen Teil der zur Gaseinlaßseite hin reflektierten Mikrowellenleistung ab, um das Ventil, den Membranbalg und die Turbopumpe vor zu starker Erwärmung zu schützen.

An der dem Plasma zugewandten Seite des Kollektors befindet sich nun eine Scheibe (*biased Disk*), welche galvanisch vom Quellenpotential getrennt ist. Diese Scheibe ist über eine Verbindungsstange mit einer zusätzlichen Lineardurchführung verbunden, welche es erlaubt, den Eisenkollector und die *biased Disk* unabhängig voneinander axial zu verfahren. Die Verbindungsstange wird, zur galvanischen Trennung vom Quellenpotential, durch ein Keramikrohr geführt. Das Foto 3.1 zeigt den Eisenkollector nach einer Strahlzeit mit Magnesium. Statt der isolierten Scheibe wurde in diesem Fall nur die isolierte Stange mit 3 mm Durchmesser verwendet. Bei Verwendung einer Scheibe wird diese einfach auf die Spitze der Stange geschraubt. Wie man erkennt, war

in diesem Fall die Spitze durch das Plasma und die Mikrowellenleistung leicht weggeschmolzen.



**Foto 3.1:** Eisenkollektor nach einer Strahlzeit mit Magnesium. Statt der isolierten Scheibe wurde in diesem Fall eine isolierte Stange mit 3 mm Durchmesser verwendet.

Die Verwendung des Manipulationssystems zum Auswechseln der vorgespannten Scheibe hat gezeigt, daß die Ionenquelle bereits 30 Minuten nach der Auswechslung wieder vollständig betriebsbereit ist.

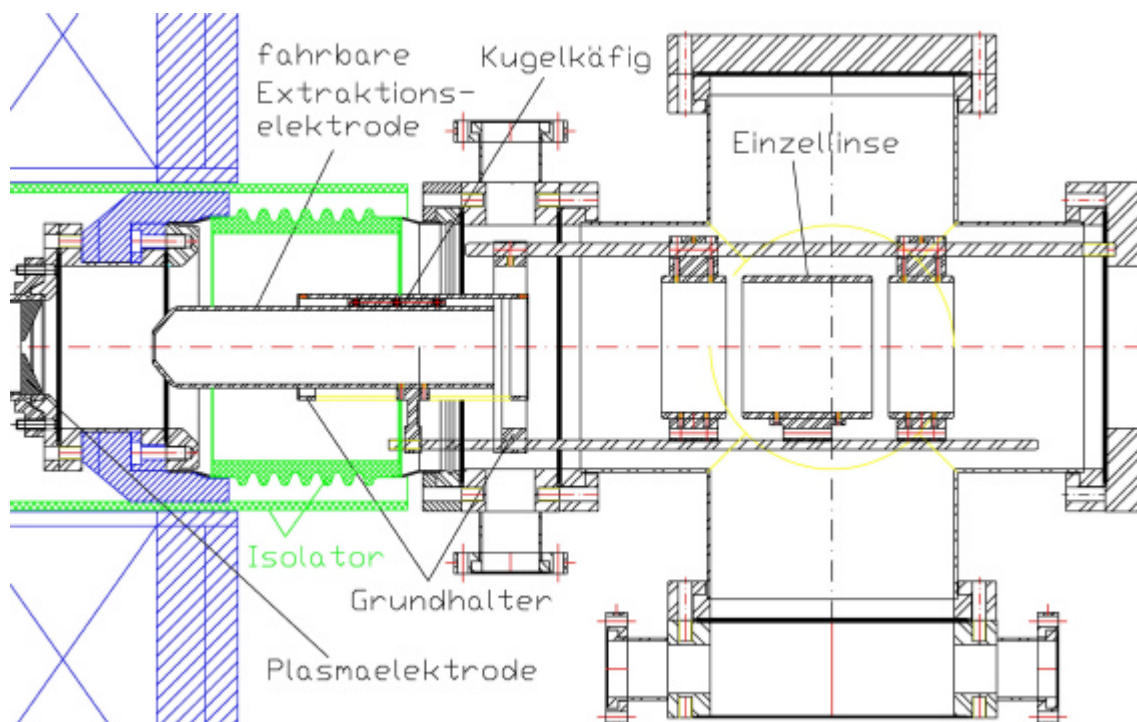
### 3.2.3 Fahrbares Extraktionssystem

Ein sehr kritischer Teil einer EZR-Ionenquelle ist das Extraktionssystem. Die zum Betrieb der Beschleunigeranlage notwendige Variation der Extraktionsspannung in einem weiten Bereich hat gezeigt, daß eine feste Extraktionsgeometrie nicht allen Bedingungen gerecht werden kann. Für atomphysikalische Experimente werden Extraktionsspannungen bis 65 kV benötigt, für zukünftige Experimente sind sogar 100 kV vorgesehen. Im Vergleich hierzu sind die Injektionsspannungen des RFQ-Beschleunigers, diese liegen im Bereich zwischen 5 und 20 kV, sehr niedrig.

Das bisher verwendete Extraktionssystem wurde in bezug auf die Spannungsfestigkeit optimiert und hat sich im Gebrauch bei Extraktionsspannung kleiner als 25 kV als nicht optimal herausgestellt. Aus diesem Grund wurde ein neues Extraktionssystem mit fahrbarer Extraktionselektrode entwickelt.



Dieses Extraktionssystem ist in Abbildung 3.10 skizziert. Es besteht aus einem Grundhalter, an welchem ein geschlitztes Rohr fixiert ist. In diesem Rohr befindet sich ein Kugelkäfig, welcher die axial bewegliche Extraktionselektrode führt. Durch den Kugelkäfig wird das seitliche Spiel der Extraktionselektrode bei ihrer axialen Bewegung minimiert. Der Grundhalter kann zudem transversal zur Strahlachse mit Hilfe von zwei Lineardurchführungen mit Mikrometerschrauben positioniert werden. Damit kann man die Öffnung der Extraktionselektrode und die Bohrung der Plasmaelektrode auf eine gemeinsame Achse bringen. Diese wurden mit Hilfe von Fernrohren auf die optische Systemachse der Beschleunigeranlage justiert.



**Abbildung 3.10:** Skizze der modifizierten Frankfurter EZR-Ionenquelle mit neuem Extraktionssystem und fahrbarer Extraktionselektrode.

Die bewegliche Extraktionselektrode ist über ein System von Stangen mit einer motorisierten Lineardurchführung verbunden und kann auch während des Betriebes der Ionenquelle verschoben werden. In dem Kugelkäfig werden momentan 9 Stahlkugeln eingesetzt. Diese können durch Keramikugeln ersetzt werden, um zusätzlich eine galvanische Trennung der Extraktionselektrode vom Erdpotential zu erzielen.

Hinter dem Grundhalter befindet sich eine elektrostatische Einzellinse. Diese hat durch die gegebene Konstruktion eine gemeinsame Achse mit der Extraktionselektrode. Die Einzellinse kann auch durch eine Elektronenkanone ersetzt werden, um die Vorteile eines Elektronenstrahl-Extraktionssystems zu nutzen [Runk98a, Runk98b, Runk99a]. Auf Grund der langen Fertigungszeit stand das fahrbare Extraktionssystem bei den hier präsentierten Messungen nicht zur Verfügung.



## 4 Metall-dielektrische Oberflächenbeschichtungen in der Plasmakammer

Die effektive Erzeugung von hochgeladenen Ionen in EZR-Ionenquellen ist nur mit einer hohen Elektronendichte im Plasma möglich. Neben einem guten Einschluß der Elektronen kann man die Elektronendichte steigern, indem man dem Plasma zusätzliche Elektronen zuführt, die durch die Mikrowellenleistung aufgeheizt und durch den magnetischen Doppelspiegel im Plasma eingeschlossen werden. Aus diesem Grundgedanken heraus werden seit Mitte der achtziger Jahre verschiedene Methoden in EZR-Ionenquellen eingesetzt, um das EZR-Plasma vor dem „Hungertod“ an Elektronen zu bewahren. In den folgenden Absätzen soll zunächst kurz die historische Entwicklung über die Einführung der verschiedenen Methoden mit dem Ziel, die Elektronendichte im Plasma zu erhöhen, aufgezeigt werden. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden dann experimentelle Untersuchungen vorgestellt, die ein neues Licht auf die physikalischen Prozesse und die Auswirkungen einiger dieser Methoden auf das EZR-Plasma und die Extraktion der hochgeladenen Ionen werfen.

Man kann die verschiedenen Methoden in externe und interne Elektronenspender einteilen [Gell96]. Zu den externen Elektronenspendern zählen die klassische, erste Stufe, die EZR-Plasma-Kathode und die Elektronenkanone. Die ersten EZR-Ionenquellen in den 70er und 80er Jahren besaßen neben dem EZR-Hauptplasma (zweite Stufe) noch eine sogenannte erste Stufe. Anfänglich dachte man, durch diese erste Stufe einfach geladene Ionen dem Haupt-Plasma zuzuführen. Erst Anfang der neunziger Jahre merkte man, daß die eigentlich wichtigste Rolle der ersten Stufe die Elektronenspende an die zweite ist [Lyne91, Meli91]. Dies führte zu einer Weiterentwicklung der ersten Stufe, indem man diese mit einem Extraktionssystem für Elektronen ergänzte, hin zur sogenannten EZR-Plasma-Kathode [Naka93a, Naka93b]. Eine andere Entwicklung, die man verfolgte, war die komplette Ersetzung der ersten Stufe durch eine Elektronenkanone [Lyne91, Xie93]. Hierdurch kann man ganz gezielt die Anzahl und die Energie der in das EZR-Plasma injizierten Elektronen steuern. Da Elektronenkanonen in ihrer Lebensdauer beschränkt sind, würde man allerdings in dieser Hinsicht einen Rückschritt in der EZR-Ionenquellenentwicklung machen.

Neben den externen Elektronenspendern gibt es auch interne Elektronenspendere. Als interne Elektronenspendere werden alle Methoden bezeichnet, welche unmittelbar mit der Wechselwirkung des EZR-Plasmas verbunden sind. Zu diesen zählen die Beschichtung der Plasmakammerwände (*Wall coating*), die negativ vorgespannte Scheibe (*biased Disk*) und natürlich auch das Quellengas selbst. Die Ionisation von Atomen und Ionen durch Elektronenstoß ist eine kontinuierliche Quelle von neuen, kalten Elektronen. Bei der Erzeugung von hohen Ladungszuständen wird aufgrund von Ladungsaustauschprozessen die Ionenquelle bei einem sehr niedrigen Gasdruck betrieben, so daß diese Elektronenquelle alleine nicht ausreicht, um die Elektronendichte aufrechtzuerhalten. Das Beimischen eines leichteren Gases zum eigentlichen Quellengas, der sogenannte Mischgas-Effekt [Dren83, Math83, Dren85], ist in der Fachwelt sehr umstritten und physikalisch noch nicht vollständig erklärbar (siehe auch Abschnitt 3.2.1 und Abschnitt 4.1.2). Eine Funktion, die das leichtere Gas im Mischgasbetrieb übernimmt, es dient als die Hauptquelle für Elektronen im Plasma aufgrund der im Mittel höheren Wirkungsquerschnitte für die Elektronenstoßionisation im Vergleich zum schwereren Quellengas [Dela92]. Dies wird auch durch numerische Simulationen des EZR-Plasma bestätigt [Shir97].

Zu den internen Elektronenspendern wird auch die negativ vorgespannte Scheibe gezählt [Meli91]. Diese Scheibe wird axial an das Plasma herangefahren. Zum einen werden langsame Plasmaelektronen reflektiert. Ionen und schnelle Elektronen treffen auf die Scheibe und erzeugen Sekundärelektronen. Diese werden durch die negative Vorspannung der Scheibe in Richtung Plasma beschleunigt. Ausführliche Untersuchungen zu dieser vorgespannten Scheibe werden im Kapitel 5 vorgestellt.

Die meisten Plasmakammern werden aus Edelstahl gebaut, da sich dieses Material durch seine hervorragenden Vakuumeigenschaften, seine hohe Temperaturbeständigkeit und Resistenz gegenüber Ätz- und Zerstäubungsprozessen des Plasmas auszeichnet. Durch die Wechselwirkung von Plasmateilchen mit den Wänden entstehen Sekundärelektronen, welche aufgrund des positiven Plasmapotentials durch das Plasma angezogen werden. Diesen Prozeß kann man durch eine spezielle Beschichtung der Plasmakammerwände mit Materialien mit hohem Sekundärelektronenkoeffizienten verbessern. Zum Beispiel mit  $\text{ThO}_2$  [Gell87],  $\text{SiO}_2$  [Lyne87],  $\text{Al}_2\text{O}_3$  und  $\text{MgO}$  [Naka91].

## 4.1 Erhöhung der Ausbeute an hochgeladenen Ionen durch speziell behandelte Oberflächen in der Plasmakammer

Um die Ausbeute an hochgeladenen Ionen an der Frankfurter EZR-Ionenquelle zu verbessern, wurden Untersuchungen mit speziell behandelten Oberflächen in der Plasmakammer der Ionenquelle durchgeführt (*Wall coating*). Bei diesen Oberflächen handelt es sich um  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Beschichtungen auf reinem Aluminium. Diese Beschichtungen werden auch als Metall-Dielektrikum (MD-Schicht) bezeichnet. Sie werden durch ein spezielles elektrochemisches Verfahren aufgetragen und weisen sehr hohe Sekundärelektronenkoeffizienten auf [Schä96, Schä98].

Der Sekundärelektronenkoeffizient  $\delta$  beschreibt die Anzahl der emittierten Elektronen pro auftreffendem Elektron oder Ion. Reine Metalle weisen Sekundärelektronenkoeffizienten zwischen 0.5 und 1.8 für Elektronen als Projektil auf. Bei Oxid-Verbindungen (Isolatoren) liegt der Sekundärelektronenkoeffizient zwischen 1 und 25 für Elektronen als Projektil, und insbesondere für  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Verbindungen liegt dieser im Bereich von 2 bis 9. Damit besitzen die Isolatoren deutlich größere Sekundärelektronenkoeffizienten als reine Metalle [Stöc94].

Der Sekundärelektronenkoeffizient für langsame, hochgeladene Ionen als Projektil hängt entscheidend vom Ladungszustand der Ionen ab. In erster Näherung wächst die Anzahl der emittierten Elektronen pro Ion linear mit dem Ladungszustand. Die überwiegende Anzahl der emittierten Elektronen besitzt kinetische Energien  $< 30$  eV [Dela87]. Messungen der Elektronenausbeute für hochgeladene Argon-Ionen auf polykristallinem Gold ergaben Sekundärelektronenkoeffizienten von 6 – 9 für  $\text{Ar}^{8+}$ , 16 – 22 für  $\text{Ar}^{12+}$  und 26 – 32 für  $\text{Ar}^{16+}$ . Diese sind abhängig von der Projektilgeschwindigkeit [Auma92] und liegen deutlich höher als die entsprechenden Werte für Elektronen als Projektil.

Die hier verwendeten speziellen  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Beschichtungen auf reinem Aluminium wurden am Nationalen Institut für Physik und Nukleartechnik (IFIN-HH) in Bukarest hergestellt. An diesen metall-dielektrischen (MD) Schichten wurden Sekundärelektronenkoeffizienten von über 40 für Elektronen als Projektil gemessen [Schä96, Schä98]. Des weiteren zeichnen sie sich durch eine hohe Resistenz der Oberfläche gegenüber Ätz- und Zerstäubungsprozessen (*Sputter-Prozesse*) des Plasmas aus. Daher eignen sich diese für den Einsatz in EZR-Ionenquellen. Der Sekundärelektronenkoeffizient der MD-Strukturen für Ionen als Projektil wurde bisher experimentell noch nicht untersucht. Die  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Beschichtung ist sehr porös und weist eine maximale Ausgangsdicke von einigen

10  $\mu\text{m}$  auf. Der mittlere Abstand zwischen Metall und der Oberfläche des Isolators ist deutlich geringer.

Bei dünnen isolierenden Schichten auf Metallen ist neben der direkten Erzeugung von Sekundärelektronen ein weiterer Mechanismus für die Sekundärelektronenemission verantwortlich. Durch positives Aufladen der isolierenden Schicht kann man die erforderlichen Feldstärken ( $E \approx 10^9 \text{ V/m}$ ) zur Einleitung von Feld-Elektronenemission erzeugen. Liegt die isolierende Schichtdicke im Bereich von 10 bis 100 nm, so reichen bereits 10 bis 100 V Spannungsdifferenz aus. Die Aufladung der isolierenden Schicht kann auf zwei Arten erfolgen. Zum einen treffen positiv geladene Ionen auf die isolierende Schicht auf und laden diese positiv gegenüber dem Metall auf. Zum anderen treffen Elektronen auf die isolierende Schicht auf und erzeugen direkt Sekundärelektronen. Da der Sekundärelektronenkoeffizient bei Isolatoren größer als 1 ist, verlassen mehr Elektronen die Oberfläche als auf diese auftreffen. Durch diesen Mechanismus, auch Malter-Effekt genannt, wird ebenfalls die isolierende Oberfläche positiv aufgeladen [Günt33, Malt36a, Malt36b, Malt36c].

Der Malter-Effekt kann auch beim Betrieb der Ionenquelle mit Sauerstoff als Mischgas eine entscheidende Rolle spielen. Durch die Bildung von dünnen, isolierenden Schichten auf den Plasmakammerwänden wird die Sekundärelektronenausbeute erhöht. Die Erhöhung der Ausbeute an hochgeladenen Ionen im Mischgasbetrieb mit Sauerstoff wird dann durch die Überlagerung zweier Effekte positiv beeinflusst: zum einen durch die bereits beschriebene Ionenkühlung und zum anderen durch die Beschichtung der Plasmakammerwände (*Wall coating*). Dies würde auch erklären, warum Sauerstoff sich experimentell als das beste Mischgas erwiesen hat.

### 4.1.1 Vorgespannte Scheibe mit metall-dielektrischer Struktur

In einem ersten Versuch sind diese metall-dielektrischen Strukturen in einer einfachen Anordnung in der Frankfurter EZR-Ionenquelle getestet worden. Hierzu wurde die negativ vorgespannte Edstahlscheibe (*biased Disk*, siehe Kapitel 5) durch eine Scheibe mit metall-dielektrischer (MD) Struktur ersetzt. Die Auswirkungen dieser MD-Scheibe auf die extrahierten Ionenströme wurden im Vergleich zu einer herkömmlichen Edstahlscheibe und einer Scheibe aus technischem Aluminium untersucht [Schä99a]. Alle Scheiben besaßen einen Durchmesser von 26 mm.

Die Untersuchungen zeigen, daß die MD-Scheibe im Vergleich zu den anderen Scheiben die höchste Ausbeute an hochgeladenen Ionen erzeugt, wenn keine Spannung

an den Scheiben angelegt wird. In diesem Fall lädt sich die isolierende Schicht der MD-Scheibe negativ auf, da dem Plasma axial mehr Elektronen als Ionen verlorengehen. Daher ist ein direkter Vergleich mit den beiden anderen Scheiben äußerst schwierig, da deren Potential durch die Spannungsversorgung zu null geregelt wird.

Ein Vergleich der drei Scheiben bei angelegter negativer Vorspannung ist ebenfalls äußerst schwierig, da bei der Verwendung der MD-Scheibe die Potentialdifferenz zwischen der Scheibe und dem EZR-Plasma von der Isolationsschicht und daher durch die Ladungsverluste aus dem Plasma bestimmt wird. In den Voruntersuchungen zur Sekundärelektronenausbeute der MD-Strukturen bei Elektronenbeschuß wurde zudem eine deutliche Steigerung des Sekundärelektronenkoeffizienten beim Anlegen einer negativen Vorspannung an die MD-Struktur nachgewiesen. Dies zeigte sich auch deutlich in den über die *biased Disk* fließenden Strömen, die bei der Verwendung der *MD-Disk* am größten waren.

Dennoch konnte beim Einsatz der *MD-Disk* in der EZR-Ionenquelle durch das Anlegen einer negativen *Disk*-Spannung die Ionenausbeute nicht merklich verbessert werden. Die absolut höchste Ausbeute erhält man mit der herkömmlichen Edelscheibe. Diese Ergebnisse stellen zum einen die Funktionsweise der MD-Scheibe in einer Plasmaumgebung und zum anderen die physikalische Erklärung der negativ vorgespannten Scheibe als Elektronenspender für das Plasma in Frage. Genauere Untersuchungen zur Physik der *biased Disk* werden in Kapitel 5 vorgestellt.

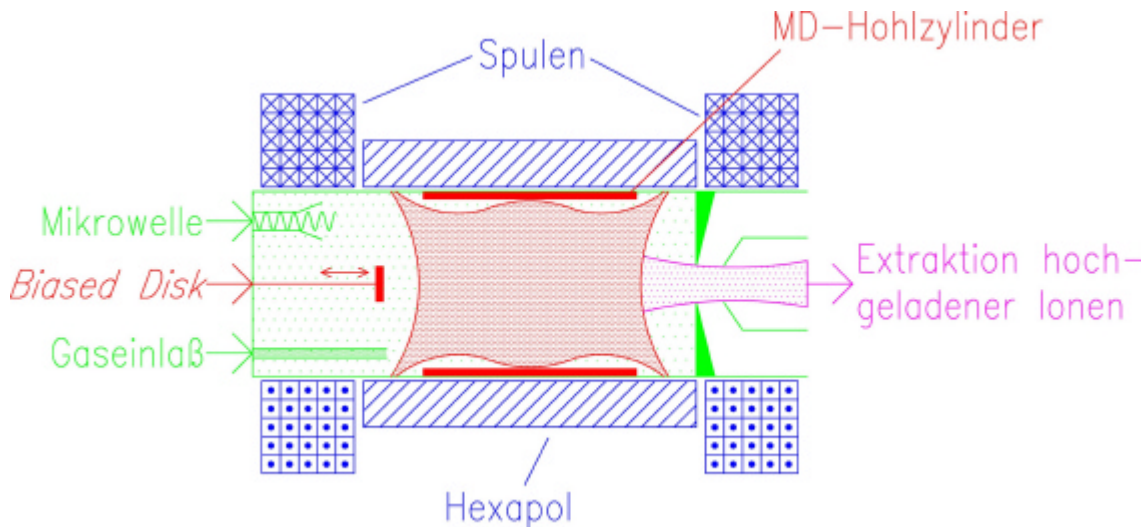
#### 4.1.2 Hohlzylinder mit metall-dielektrischer Struktur

Einige EZR-Ionenquellen sind mit Plasmakammern aus Aluminium gebaut. Bei einem „Einbrennen“ der Ionenquelle bei hohem Sauerstoffdruck wird eine dünne Oxidschicht auf den Plasmakammerwänden erzeugt, welche anschließend die Ausbeute an hochgeladenen Ionen erhöht, jedoch in ihrer Lebensdauer stark eingeschränkt ist.

Da die *MD-Disk* die besten Ergebnisse aufwies, wenn ihre metallische Seite auf Quellenpotential lag, liegt es nahe, die gesamte Plasmakammer mit einer MD-Struktur zu beschichten und damit ein „*Wall coating*“ mit hoher Lebensdauer zu erzeugen. Die komplette Beschichtung des Plasmakammerrohres mit einer metall-dielektrischen Struktur ist prinzipiell möglich. Die Installation erfordert aber einen kompletten Umbau der Ionenquelle und ist daher sehr zeitaufwendig. Eine praktikablere Lösung ist die Herstellung eines dünnen Hohlzylinders, welcher an der Innenseite mit der metall-dielektrischen Struktur beschichtet ist und paßgerecht an der Innenseite des Plasmakammerrohres sitzt (siehe Abbildung 4.1).

Die Installation eines solchen Hohlzylinders erfolgt einfach durch Einschieben über die Gaseinlaßseite der Ionenquelle. Der Hohlzylinder bietet einen weiteren Vorteil. Beim Betrieb der Ionenquelle mit Quellgasen, welche die Plasmakammerwände verunreinigen, schützt dieser Zylinder einen Teil der Plasmakammerwände. Durch den Austausch des Zylinders können die Verunreinigungen leicht aus der Ionenquelle entfernt werden.

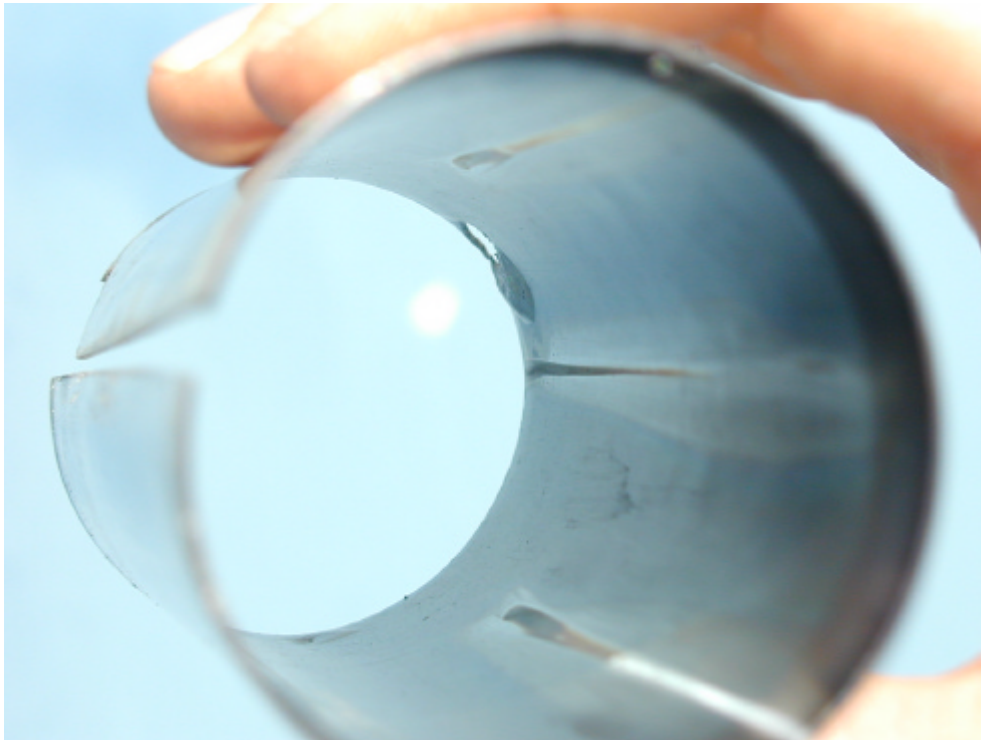
Die Herstellung des Hohlzylinders erfolgt aus einem 1 mm dicken Aluminiumblech. Dieses wird zunächst zu einem geschlitzten Hohlzylinder gerollt und anschließend die Innenseite mit der  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Beschichtung versehen (siehe Foto 4.1). Die Außenseite des Hohlzylinders bleibt metallisch, um einen guten thermischen und elektrischen Kontakt mit den Plasmakammerwänden zu gewährleisten. Der MD-Aluminium-Hohlzylinder ist in seinem Außendurchmesser ein wenig größer als der Innendurchmesser des Plasmakammerrohres. Bei der Installation des geschlitzten Hohlzylinders wird dieser beim Einschieben in das Plasmakammerrohr leicht zusammengedrückt, so daß er sich anschließend dehnt, um sich optimal an das Plasmakammerrohr anzuschmiegen. Die Kühlung des Hohlzylinders ist durch einen guten Kontakt mit dem wassergekühlten Plasmakammerrohr gewährleistet.



**Abbildung 4.1:** Prinzipieller Aufbau der EZR-Ionenquelle mit metall-dielektrischem Aluminium-Hohlzylinder.

Der Hohlzylinder ist 150 mm lang und besitzt einen Innendurchmesser von etwa 56 mm. Die axiale Position des Hohlzylinders in der Plasmakammer wurde bei den durchgeführten Experimenten relativ zu dem 190 mm langen Hexapolmagneten variiert, um den ortsabhängigen Einfluß des Hohlzylinders auf das Plasma sowie den Einfluß des Plasmas auf den Hohlzylinder zu untersuchen.

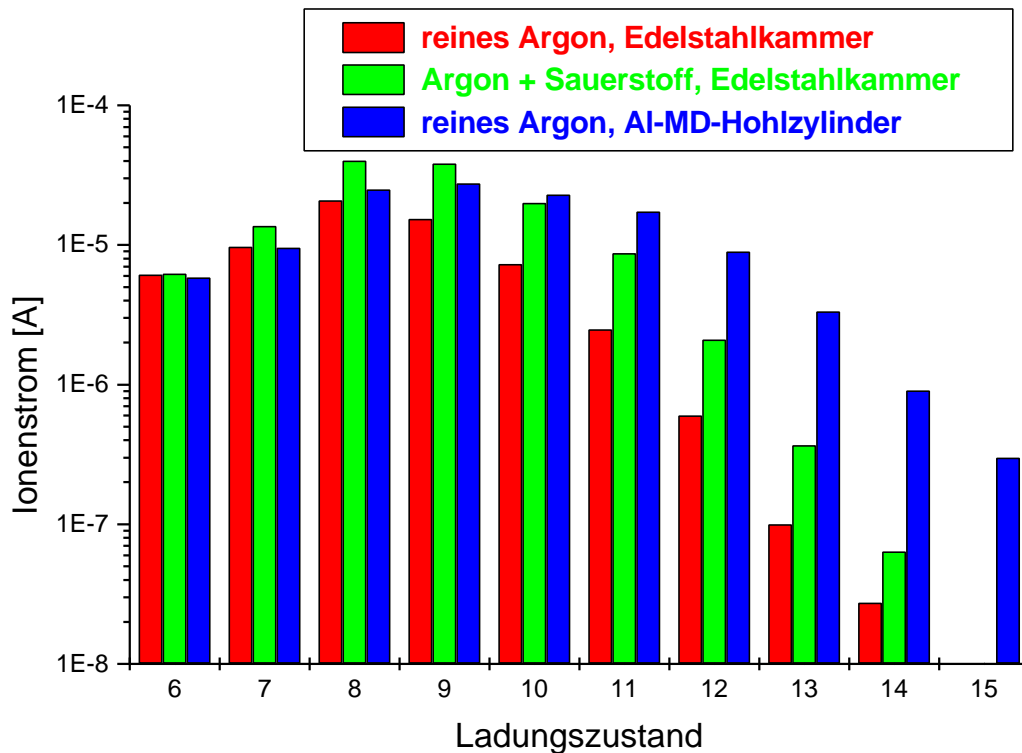
Bereits die ersten Versuche zeigten eine deutliche Erhöhung der Ausbeute an hochgeladenen Ionen beim Betrieb mit dem Aluminium-MD-Hohlzylinder (siehe Abbildung 4.2). Die MD-Beschichtung wurde auf Aluminium mit einem Reinheitsgrad von 99 % aufgetragen [Schä99b]. In der Plasmakammer wurde der Hohlzylinder zentral zum Hexapolmagneten ausgerichtet. Das Maximum der Ladungsverteilung hat sich vom Ladungszustand  $\text{Ar}^{8+}$  zu dem Ladungszustand  $\text{Ar}^{9+}$  verschoben.



**Foto 4.1:** Gebraucher Aluminium-Hohlzylinder mit metall-dielektrischer Beschichtung.

Trotz des Betriebes der Ionenquelle mit reinem Argon als Quellengas ist in den Ladungsspektren bei Verwendung des Aluminium-MD-Hohlzylinders immer ein überdurchschnittlicher Anteil an Sauerstoff nachzuweisen. Der Sauerstoff muß folglich von dem MD-Hohlzylinder stammen, welcher somit eine permanente Quelle für die Zufuhr von Sauerstoff in das EZR-Plasma darstellt und damit unmittelbar für den Mischgas-Betrieb sorgt.

Bei dem Betrieb der Ionenquelle mit dem Aluminium-MD-Hohlzylinder konnte zum ersten Mal der Ladungszustand  $\text{Ar}^{16+}$  mit Strömen  $I > 1 \text{ nA}$  an der Frankfurter EZR-Ionenquelle nachgewiesen werden. Der maximal erreichte Ionenstrom für diesen Ladungszustand lag im Bereich von 70 nA.

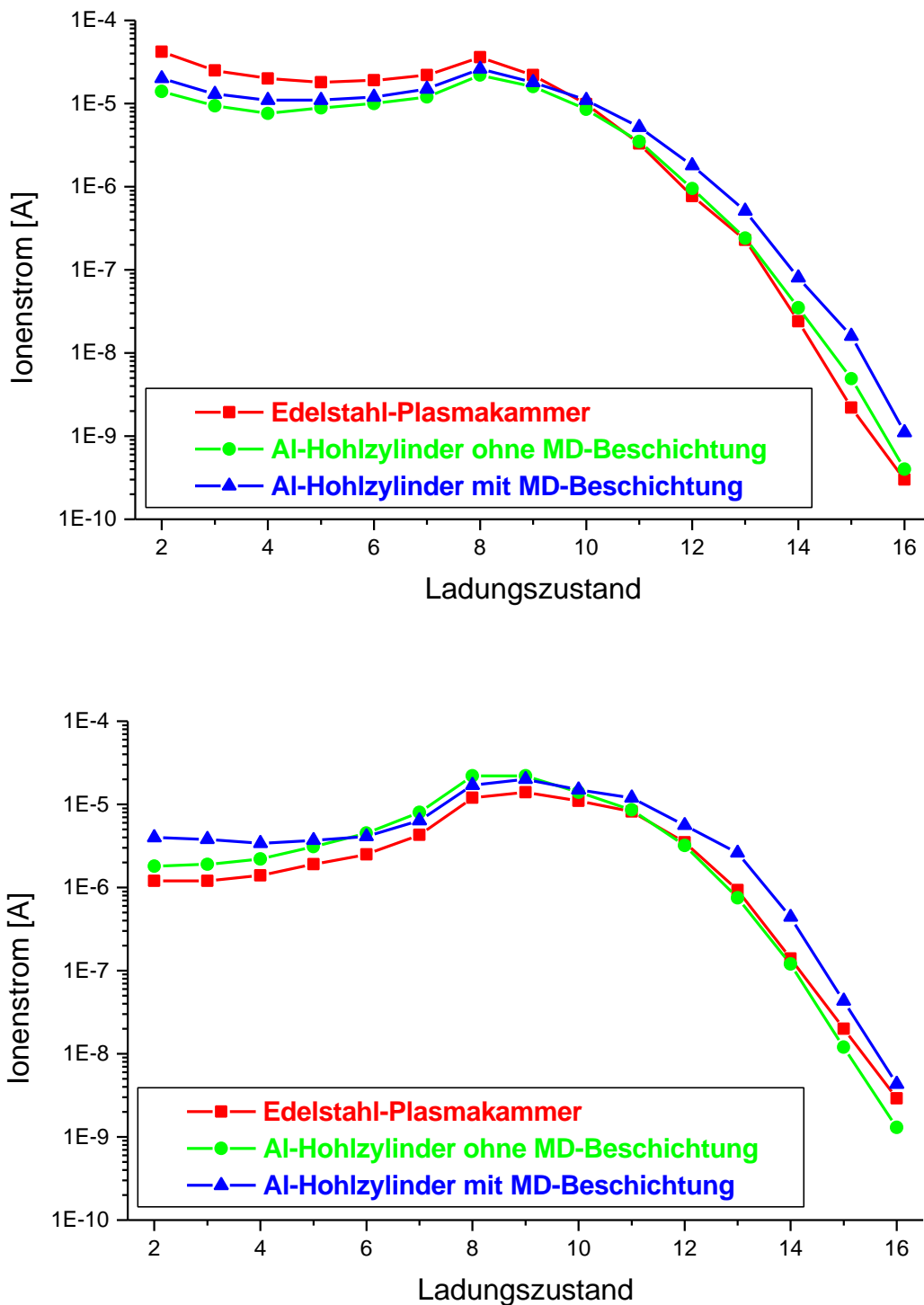


**Abbildung 4.2:** Ladungsverteilungen der extrahierten Ionenströme bei Betrieb mit reinem Argon-Plasma und Argon + Sauerstoff-Plasma ohne MD-Hohlzylinder und reinem Argon-Plasma mit MD-Al-Hohlzylinder.

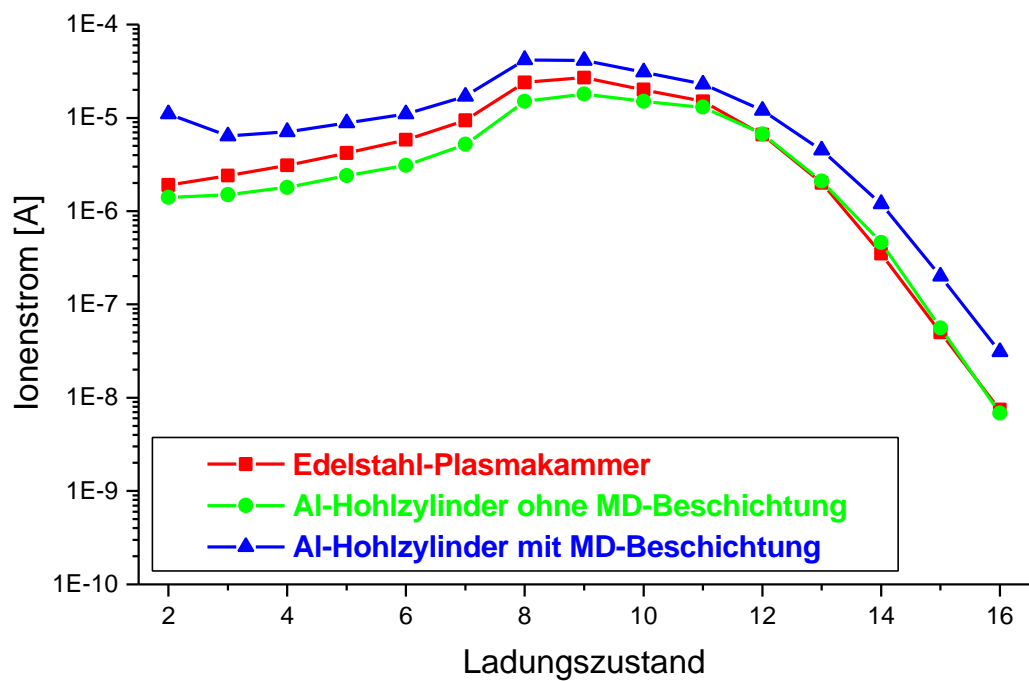
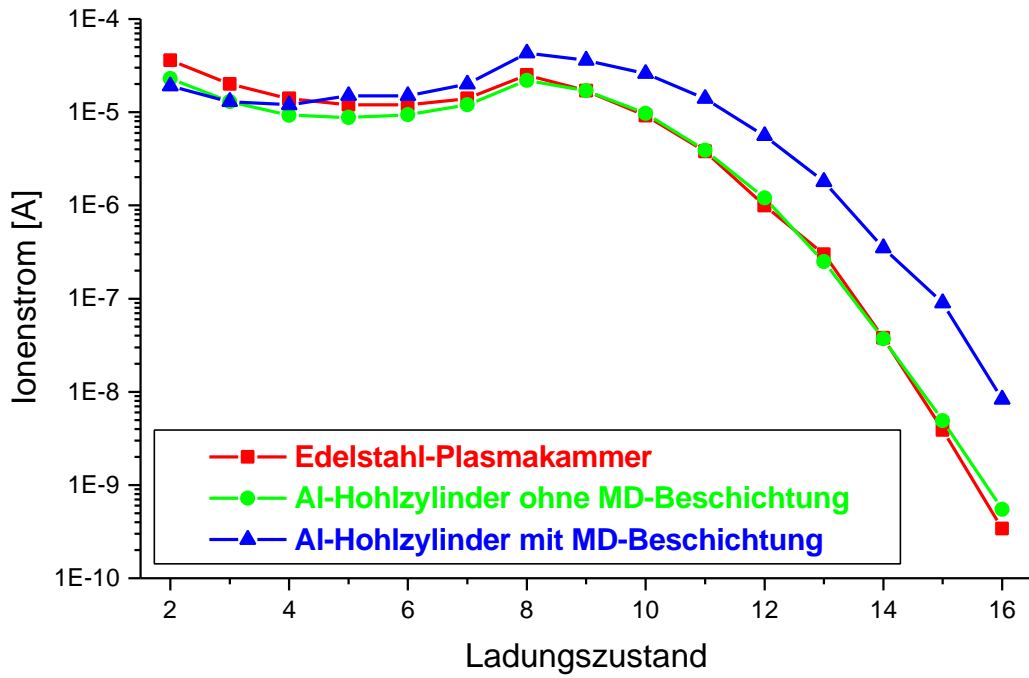
Nach den ersten erfolgreichen Tests wurden zwei weitere MD-Hohlzylinder, die nach einem modifizierten Herstellungsverfahren gefertigt wurden, eingesetzt. Bei einem Hohlzylinder wurde die MD-Beschichtung auf Aluminium mit einem Reinheitsgrad von 99 % aufgetragen. Bei dem zweiten wurde Aluminium mit einem Reinheitsgrad von 99.999 % verwendet. Dieser Hohlzylinder besaß bei Messungen mit Elektronenbeschuß einen höheren Sekundärelektronenkoeffizienten [Schä99c].

Zur Untersuchung der Ausbeute an hochgeladenen Ionen aus der EZR-Ionenquelle bei verschiedenen Wandmaterialien wurde die Ionenquelle mit dem Aluminium-MD-Hohlzylinder (99 %), einem Hohlzylinder aus technischem Aluminium ohne MD-Beschichtung und mit der reinen Edelstahlkammer betrieben [Schä00]. Die Messungen fanden jeweils bei unterschiedlichen Mikrowellenleistungen statt: 400 W (Abbildung 4.3), 600 W (Abbildung 4.4) und 800 W (Abbildung 4.5). Die neuen MD-Hohlzylinder (modifiziertes Herstellungsverfahren) gaben keinen nachweisbaren Sauerstoff an das Quellenplasma ab, was auf eine höhere Resistenz der Oberflächenbeschichtung gegenüber Plasmaeinflüssen hindeutet. Die Messungen wurden mit reinem Argon als Quellgas und mit Argon + Sauerstoff-Mischgas durchgeführt. Die Extraktionsspannung der Ionenquelle betrug bei allen Messungen 25 kV. Der Quellgasdruck, die *Disk*-Spannung und die Einstellungen an den optischen Elementen des Strahltransportes wurden jeweils für die höchste Ausbeute an  $\text{Ar}^{12+}$ -Ionen optimiert.

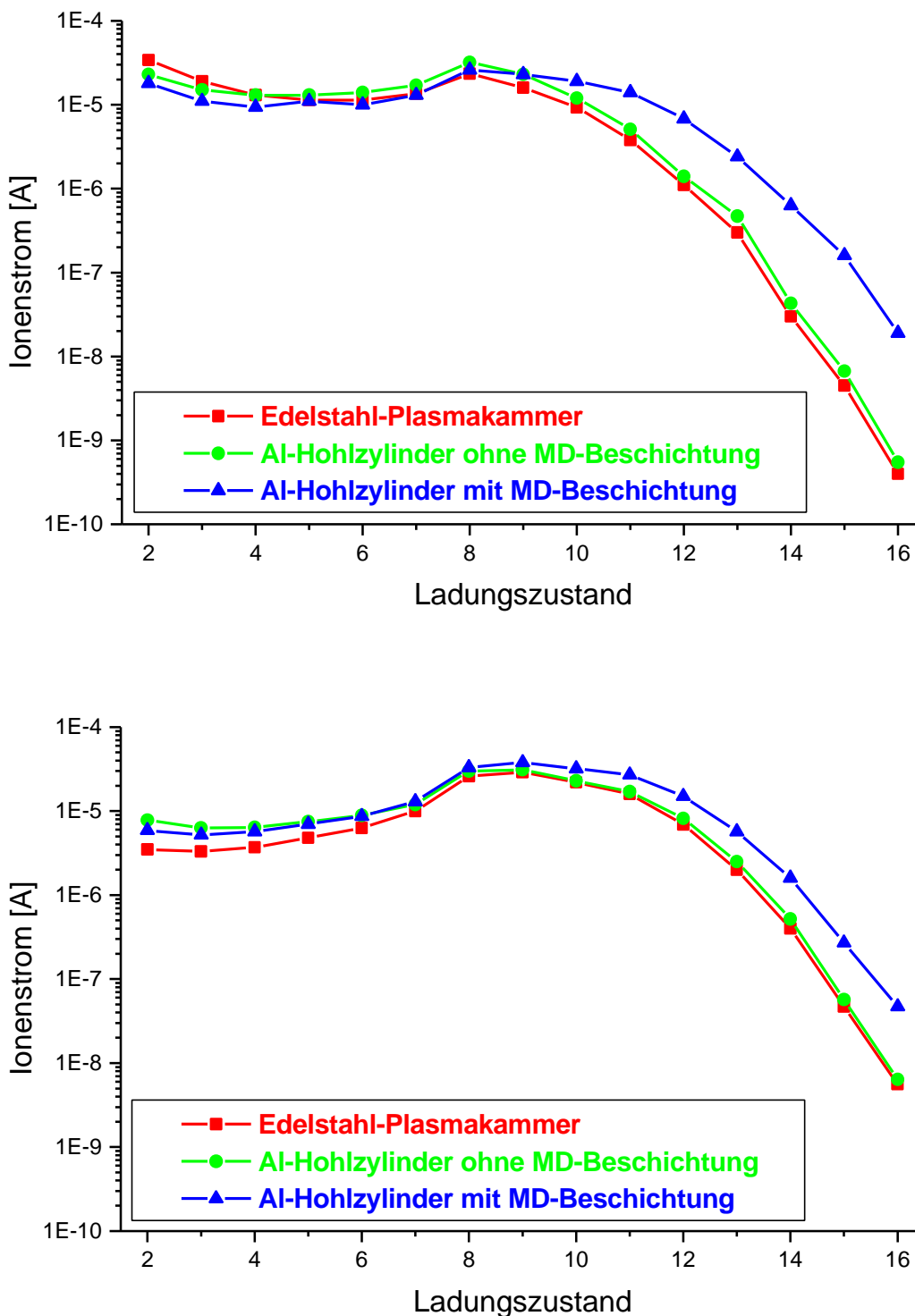




**Abbildung 4.3:** Gemessene Ladungsverteilung für ein reines Argon-Plasma (obere Grafik) und ein Argon + Sauerstoff-Plasma (untere Grafik) bei 400 W Mikrowellenleistung.



**Abbildung 4.4:** Gemessene Ladungsverteilung für ein reines Argon-Plasma (obere Grafik) und ein Argon + Sauerstoff-Plasma (untere Grafik) bei 600 W Mikrowellenleistung.

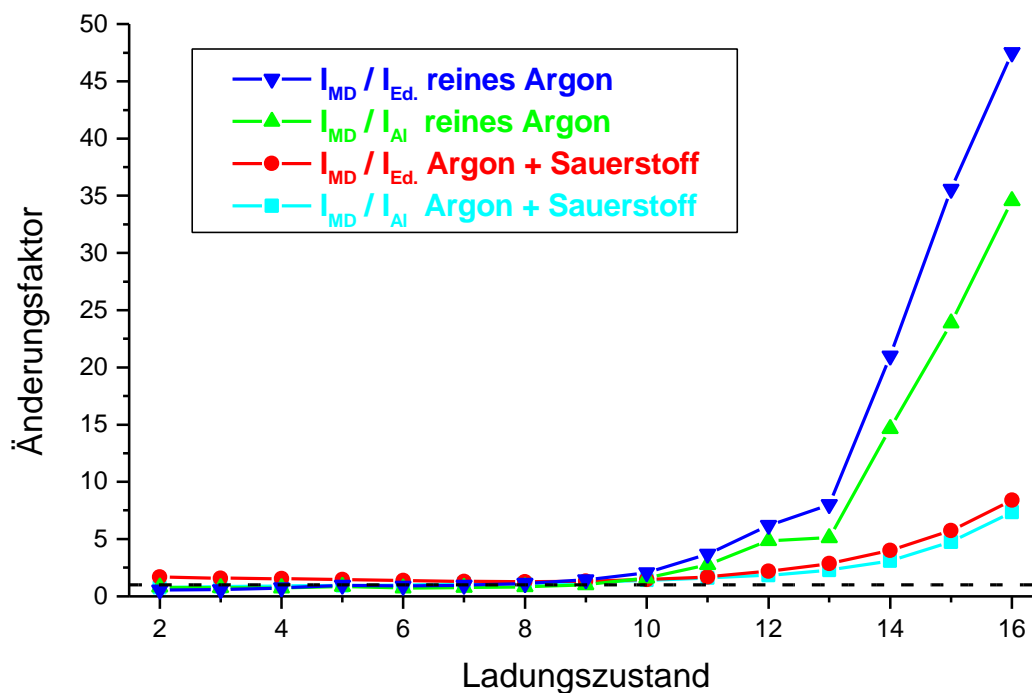


**Abbildung 4.5:** Gemessene Ladungsverteilung für ein reines Argon-Plasma (obere Grafik) und ein Argon + Sauerstoff-Plasma (untere Grafik) bei 800 W Mikrowellenleistung.

Vergleicht man die extrahierten Ionenströme der einzelnen Argon-Ladungszustände bei der Verwendung des Aluminium-MD-Hohlzylinders  $I_{MD}$  mit denen bei der Verwendung des Aluminium-Hohlzylinders ohne MD-Beschichtung  $I_{Al}$  und mit denen bei der Verwendung der reinen Edelstahlkammer  $I_{Ed.}$ , so erkennt man eine deutlich Zunahme

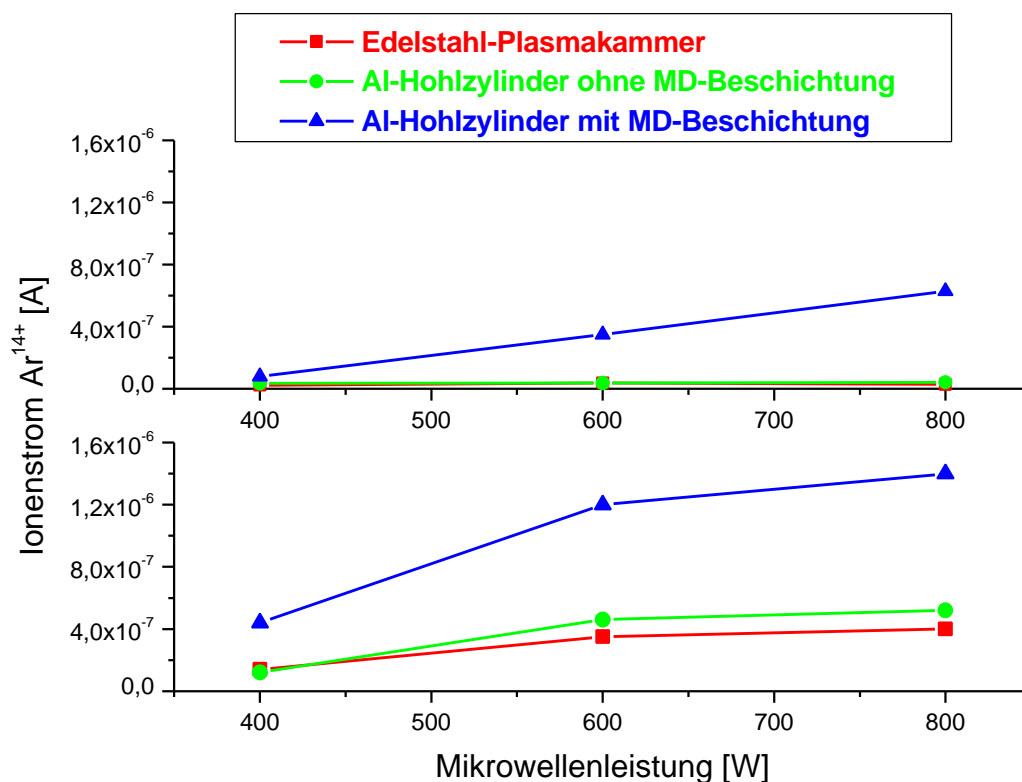
der Ionenströme an hochgeladenen Ionen ( $q > 10+$ ) mit dem Ladungszustand bei Verwendung des MD-Hohlzylinders. In Abbildung 4.6 ist dieser Vergleich bei einer Mikrowellenleistung von 800 W dargestellt. Der Verbesserungsfaktor beträgt bis zu 50 für den Ladungszustand  $Ar^{16+}$ . Im Vergleich hierzu ist die Zunahme des Gesamtstromes aller Argon-Ionen relativ gering, diese variiert zwischen 10 % und 100 %. Dies zeigt, daß nicht die Erhöhung der Plasmadichte durch den höheren Sekundärelektronenkoeffizienten für die höhere Ausbeute an hochgeladenen Ionen verantwortlich ist, sondern noch weitere Effekte eine Rolle spielen müssen.

Führt man diesen Vergleich für den Betrieb der Ionenquelle mit reinem Argon und mit Argon + Sauerstoff-Gasmischung durch, so erkennt man, daß in diesem Fall der höchste Verbesserungsfaktor lediglich 8 beträgt. Dies zeigt, daß die Gasmischung und die MD-Beschichtung auf einen gemeinsamen Plasmaparameter einwirken. Aus diesem Grund ist der Verbesserungsfaktor bei der Verwendung von Gasmischung und MD-Hohlzylinder nicht mehr so groß.



**Abbildung 4.6:** Verhältnis der gemessenen Ionenströme bei Verwendung des Aluminium-Hohlzylinders mit MD-Beschichtung  $I_{MD}$  zu denen bei Verwendung der Edelstahl-Plasmakammer  $I_{Ed.}$  und bei Verwendung des technischen Aluminium-Hohlzylinders ohne MD-Beschichtung  $I_{Al}$  bei reinem Argon und Argon + Sauerstoff-Betrieb der Ionenquelle. In dem hier dargestellten Fall betrug die Mikrowellenleistung 800 W. Die gestrichelte Linie markiert die Stelle mit Änderungsfaktor = 1.

Die Aufnahme der Mikrowellenleistung durch das Plasma und deren Umsetzung in eine effektive Erzeugung von hochgeladenen Ionen ist in Abbildung 4.7 für den Ladungszustand  $\text{Ar}^{14+}$  dargestellt. Im oberen Bild bei Betrieb der Ionenquelle mit reinem Argon und im unteren Bild bei Argon + Sauerstoff-Mischgasbetrieb. Hier erkennt man, daß bei reinem Argon-Betrieb die Umsetzung der Mikrowellenleistung in eine effektive Erzeugung von hochgeladenen Ionen nur mit dem Al-Hohlzylinder mit MD-Beschichtung möglich ist. Bei Argon + Sauerstoff-Betrieb ist dies auch ohne den MD-Hohlzylinder möglich. Bei hohen Mikrowellenleistungen stellt sich jedoch auch hier eine Sättigung ein.

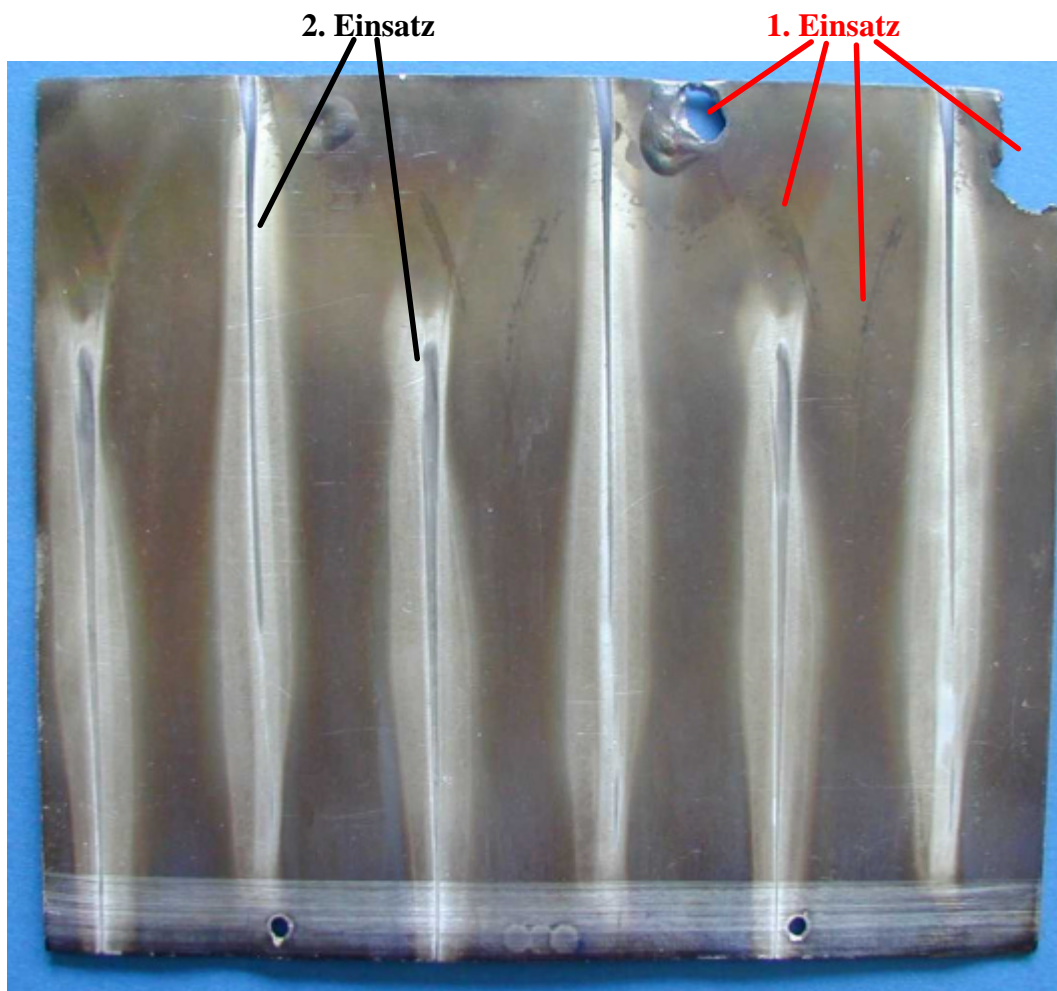


**Abbildung 4.7:** Gemessene Ströme von  $\text{Ar}^{14+}$ -Ionen in Abhängigkeit von der Mikrowellenleistung. Oberes Bild bei reinem Argon-Betrieb und unteres Bild bei Argon + Sauerstoff-Betrieb.

Eine Variation der Position des Hohlzylinders relativ zu der des Hexapolmagneten wurde mit dem metall-dielektrischen Hohlzylinder aus 99.999 % Aluminium durchgeführt. Befand sich der Zylinder am Rande des Hexapols und darüber hinaus, so wurde dieser durch eine zu große lokale Energiedeposition aufgrund massiver Teilchenverluste in diesem Bereich lokal aufgeschmolzen (siehe auch Foto 4.1 und Foto 4.2).

Im Foto 4.2 erkennt man auch deutlich die charakteristischen Spuren von der Plasma-Wand-Wechselwirkung in einer EZR-Ionenquelle. Dieses charakteristische Muster erhält man auch durch Simulationen des EZR-Plasmas [Hein99]. Die dunkle

Verfärbung des Hohlzylinders wird durch die Erwärmung aufgrund der Teilchenverluste aus dem Plasma und einer ungenügenden Kühlung verursacht. Die charakteristischen Spuren werden insbesondere durch das Magnetfeld des Hexapols beeinflusst, welches im Bereich der Wand maximal wird. Der verwendete MD-Aluminium-Hohlzylinder in Foto 4.2 ist in zwei verschiedenen axialen Positionen eingesetzt worden. Beim ersten Einsatz wurde dieser bis auf 2 cm an die Öffnung der Extraktionselektrode herangeschoben. Hierdurch befand sich ein Ende des Zylinders im Randbereich des Hexapols. Durch massive Teilchenverluste aus dem Plasma in diesem Bereich sind Teile des Zylinders lokal weggeschmolzen. Beim zweiten Einsatz wurde der Hohlzylinder in 4 cm Entfernung von der Öffnung der Extraktionselektrode platziert und hierbei leicht gedreht. Die charakteristischen Spuren durch die Plasma-Wand-Wechselwirkung des ersten nur kurzen Einsatzes sind auf dem Foto nur schwach zu erkennen.



**Foto 4.2:** Charakteristische Spuren durch die Plasma-Wand-Wechselwirkung auf dem entrollten metall-dielektrischen Aluminium-Hohlzylinder. Der Hohlzylinder wurde zweimal in der Plasmakammer eingesetzt (siehe Text).

Im Bereich der Magnetpole ist das Plasma dichter als zwischen den Polen. Durch die lokale Energiedeposition der Plasmaelektronen und Plasmaionen kommt es lokal zur Abtragung der Oberfläche durch Verdampfung. Treffen die Ionen auf eine Oberfläche auf, so werden neutrale Atome durch den Energieübertrag aus der Oberfläche herausgeschlagen [Frey87]. Dieser Vorgang wird als Oberflächenzerstäubung, Kathodenzerstäubung oder *Sputtern* bezeichnet. Dort, wo die Ionen die dunkle, „schmutzige“ Oberfläche zerstäuben, wird diese glänzend.

Dieser Zylinder wurde für einen Dauertest (ca. 6 Monate) bei regelmäßigem Quellenbetrieb eingesetzt. Die Ausbeute an hochgeladenen Ionen war nach dieser Zeitspanne nur um wenige Prozent reduziert. Dieser Test zeigt, daß der Aluminium-Hohlzylinder mit MD-Beschichtung für längere Einsätze in EZR-Ionenquellen geeignet ist.

Zum Abschluß dieser Untersuchungen wurden die beiden MD-Aluminium-Hohlzylinder, basierend auf 99 % und 99.999 % reinem Aluminium, miteinander verglichen. Die Messungen ergaben, daß trotz unterschiedlicher Sekundärelektronenkoeffizienten sich die extrahierten Ladungsverteilungen nicht unterscheiden. Auch hieraus ist zu schließen, daß neben der Sekundärelektronenerzeugung noch weitere Effekte die extrahierten Ionenströme beeinflussen müssen.

Da es sich bei der Beschichtung an der Innenseite des Hohlzylinders um einen Isolator ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) handelt, können die dort auftreffenden Ladungen nur über einen großen Widerstand abfließen. Außerdem diffundieren die verschiedenen Ladungsträger im EZR-Plasma unterschiedlich. Die Elektronen diffundieren bevorzugt entlang der Magnetfeldlinien und die Ionen senkrecht zu diesen (siehe auch Abschnitt 2.3 und 5.1.1). Aus diesem Grund treffen mehr Ionen als Elektronen auf die innere Oberfläche des Hohlzylinders. Die Oberfläche lädt sich durch diesen Prozeß positiv auf. Die Erzeugung von Sekundärelektronen durch auf die Oberfläche treffende Ionen und Elektronen sorgt ebenfalls für eine positive Aufladung, da für beide Projektile der Sekundärelektronenkoeffizient größer als 1 ist.

Durch die positive Aufladung der inneren Oberfläche des Hohlzylinders wird der Mechanismus der Plasma-Wand-Wechselwirkung (siehe auch Abschnitt 2.3), insbesondere die radiale Ionendiffusion, beeinflusst, da die Plasmakammerwände im Bereich des Zylinders nun nicht mehr auf Erdpotential liegen, sondern *floaten*.

Ionen, welche das Plasma radial verlassen, werden durch das positive Potential an der Zylinderinnenseite zurück ins Plasma reflektiert. Hierdurch treffen weniger hochgeladene Ionen auf die Plasmakammerwände und neutralisieren sich dort. Der Neutralgasfluß zurück in das Plasma wird dadurch reduziert und die Ladungsaustauschprozesse im Plasma ebenfalls. Die Einschlußzeit der Ionen erhöht sich, und es werden mehr hochgeladene Ionen erzeugt.

Außerdem muß die Konstanz des Ladungsflusses auf die Wände aufgrund der Quasineutralität des Plasmas gleichbleiben. Da nun weniger Ionen auf die Innenseite des Zylinders auftreffen, müssen mehr Ionen an anderer Stelle und damit auch im Bereich der Extraktion das Plasma verlassen. Dies führt zu einer Erhöhung der axialen Diffusion an hochgeladenen Ionen, wobei sich die extrahierten Ströme dieser Ionen erhöhen, **nicht** aber die gesamten Ionenverluste aus dem EZR-Plasma.



## 5 Physik der negativ vorgespannten Scheibe (*biased Disk*)

Die effektivste Methode, die Ausbeute an hochgeladenen Ionen aus einer EZR-Ionenquelle zu erhöhen, ist die negativ vorgespannte Scheibe. In der Fachwelt hat sich der englische Begriff *biased Disk* durchgesetzt, teilweise wird auch von *biased Probe* oder *biased Electrode* gesprochen.

Das Grundprinzip der negativ vorgespannten Scheibe in einer EZR-Ionenquelle ist sehr einfach. Eine isolierte Scheibe wird gegenüber dem Quellenpotential mit einigen hundert Volt negativ vorgespannt und auf der Gaseinlaßseite axial in die Nähe des Plasmas gebracht (siehe Abbildung 4.1 auf Seite 46). Die Ausbeute an hochgeladenen Ionen steigert sich um bis zu einen Faktor 20 und darüber hinaus. Dieser Effekt wurde erstmals in der Arbeitsgruppe von R. Geller in Grenoble Anfang der neunziger Jahre entdeckt [Meli91]. Die *biased Disk* führt zu höheren Strömen hochgeladener Ionen als die Verwendung einer ersten Stufe [Gamm92]. Die erste Stufe wurde folglich durch die *biased Disk* vollständig ersetzt. Hierdurch werden die EZR-Ionenquellen in ihrer Bauweise kleiner und kompakter. Heutzutage wird die *biased Disk* weltweit in den meisten modernen EZR-Ionenquellen eingesetzt.

Eine physikalische Erklärung für die Auswirkung der negativ vorgespannten Scheibe auf das EZR-Plasma wurde durch die Entdecker des Effektes auch gleich gegeben. Langsame Elektronen werden durch die negative Vorspannung in das Plasma zurückreflektiert, schnelle Elektronen und Ionen treffen auf die Scheibe auf und lösen dort Sekundärelektronen aus. Betrachtet man die unterschiedlichen Sekundärelektronenkoeffizienten für Elektronen und Ionen als Projektil (siehe Abschnitt 4.1), so werden die meisten Sekundärelektronen durch die hochgeladenen Ionen erzeugt. Die Sekundärelektronen werden durch die negative Vorspannung und das positive Plasmapotential in Richtung Plasma beschleunigt. Man nimmt nun an, daß die Sekundärelektronen in dem Plasma eingefangen und durch die Mikrowellenleistung aufgeheizt werden. Folglich erhöht sich die Plasmadichte, dadurch vergrößert sich der Ioneneinschlußfaktor (siehe Abschnitt 2.2.2), und folglich erhöht ein effektiverer Ionisationsprozeß die Anzahl an hochgeladenen Ionen im Plasma [Meli91], [Gamm92], [Gell96].

Diese Erklärung wurde wegen ihrer Plausibilität und Einfachheit in der Fachwelt weitgehend akzeptiert. Um den physikalischen Mechanismus, welcher mit der negativ vorgespannten Scheibe zusammenhängt, besser zu verstehen, wurden weltweit zahl-

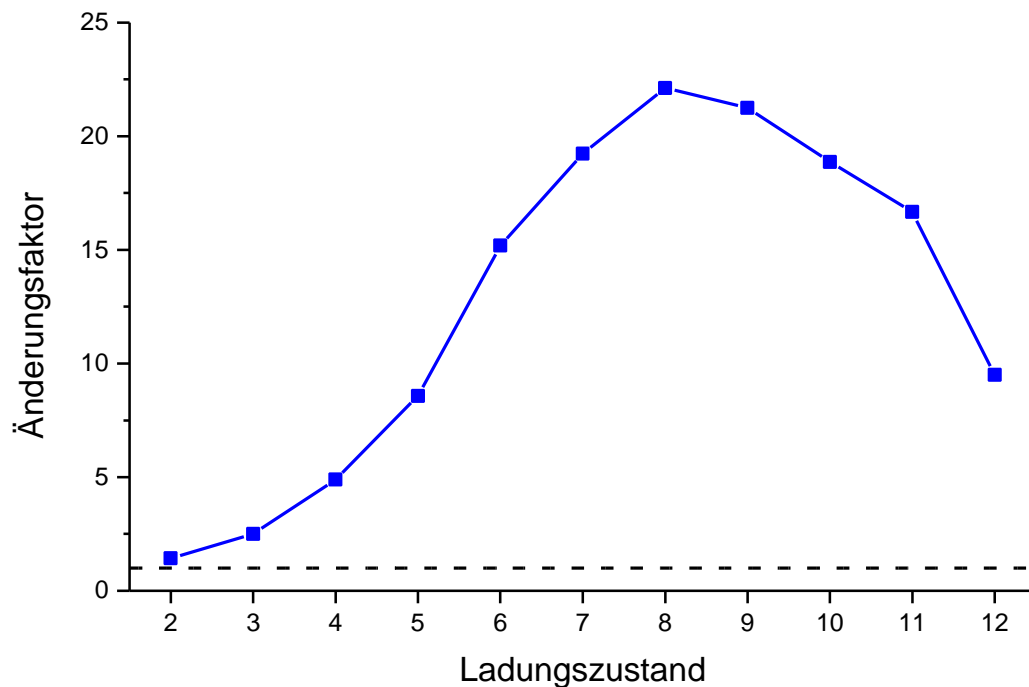
reiche Experimente durchgeführt mit dem Ziel, diesen Effekt aufzuklären. Neben der vermuteten Erhöhung der Elektronendichte im Plasma wurde zudem eine Absenkung des Plasmopotentials durch die Injektion von Elektronen [Xie93] bei der Verwendung einer Elektronenkanone gemessen. Eine Stabilisierung des Plasmas [Meye95], für die Gasmischung gemessen, wird bei der Verwendung einer vorgespannten Scheibe vermutet. Zudem wird eine Unterdrückung der Ionendiffusion senkrecht zu den Magnetfeldlinien durch die Verwendung der *biased Disk* vermutet. Messungen mit gepulster Mikrowellenleistung kamen zu dem Ergebnis, daß die Tiefe der Potential-Mulde, in welcher die hochgeladenen Ionen im EZR-Plasma eingeschlossen sind, mit zunehmender *Disk*-Spannung größer wird. [Naka99].

Neuste Messungen an den EZR-Ionenquellen am Institute of Physical and Chemical Research (RIKEN) und am Institute of Nuclear Research (ATOMKI) bestätigen die Annahme der Erhöhung der Plasmaelektronendichte. In einem sogenannten „Elektronenspender-Modus“ liefert die vorgespannte Scheibe Elektronen an das Plasma, welche die Elektronendichte erhöhen. Messungen der emittierten Röntgenstrahlung scheinen dies zu bestätigen [Naka00] (siehe hierzu auch Abschnitt 7.1.2). Außerdem wird noch ein sogenannter „Potential-Verstimmungsmodus“ vermutet. Hierbei wird behauptet, daß die Scheibe bei 0 V Spannung bzw. bei *floatender* Spannung keine Elektronen an das Plasma abgibt und statt dessen die Potential-Verhältnisse im Plasma beeinflusst [Biri00].

Man sieht, daß die physikalische Wirkungsweise der vorgespannten Scheibe trotz intensiver Untersuchungen noch immer nicht vollständig verstanden ist. Im folgenden wird die Funktion der *biased Disk* im Detail untersucht und hierbei eine neue Methode zur Plasmadiagnose angewandt. Anschließend wird ein daraus logisch folgendes, neues Modell zur Funktionsweise der negativ vorgespannten Scheibe gegeben.

## 5.1 Vorgespannte Scheibe mit kontinuierlich anliegender Spannung

Bei Strahlbetrieb wird die negativ vorgespannte Scheibe mit kontinuierlich anliegender Spannung betrieben. Ihre Auswirkung auf die extrahierten Ionenströme wurde bereits in Abbildung 3.5 auf Seite 33 für zwei Fälle gezeigt. Im ersten Fall ist die Spannung an der Scheibe für den maximalen Ionenstrom von  $\text{Ar}^{8+}$  optimiert ( $U_{BD} = -200 \text{ V}$ ). Im zweiten Fall beträgt die Spannung zwischen Scheibe und Quellenpotential  $U_{BD} = 0 \text{ V}$ . In diesem Beispiel werden die Ionenströme aller Ladungszustände durch Anlegen einer Spannung an die Scheibe erhöht (siehe Abbildung 5.1). Dies ist aber nicht generell der Fall. Bei anderen Plasmaeinstellungen sinkt die Ausbeute an niedrig geladenen Ionen mit zunehmender Spannung.



**Abbildung 5.1:** Änderungsfaktoren  $I_{U_{BD}=-200\text{V}}/I_{U_{BD}=0\text{V}}$  für die in Abbildung 3.5 auf Seite 33 dargestellten Ladungsverteilungen.

Da die Ionenquelle für den Ladungszustand  $\text{Ar}^{8+}$  optimiert wurde, ist der Verbesserungsfaktor für diesen Ladungszustand mit 22.1 und die der Nachbarladungs Zustände, zum Beispiel  $\text{Ar}^{9+}$  mit 21.3 und  $\text{Ar}^{7+}$  mit 19.2, am größten. Bei den Messungen wurde der Abstand der Scheibe zum Plasma konstant gehalten. Es sei hier nochmals erwähnt, daß bereits das bloße Vorhandensein der Scheibe in der Nähe des Plasmas sich positiv auf die extrahierten Ladungszustände auswirkt, auch wenn die Spannung an der Scheibe

gleich dem Quellenpotential ist. Dies ist auf die zusätzliche Plasma-Wand-Wechselwirkung an der Scheibe zurückzuführen.

Glaubt man der Theorie der Dichteerhöhung im EZR-Plasma, muß man sich durch Abbildung 5.1 und nach Gleichung (2.6) fragen: **Erhöht sich die Plasmadichte ebenfalls um etwa einen Faktor 20?** Außerdem ist sehr auffällig, daß der Anteil an Restgasionen in den Ladungsspektren, zum Beispiel  $\text{H}_2^+$ ,  $\text{O}^+$ ,  $\text{OH}^+$  und  $\text{H}_2\text{O}^+$ , sich nicht merklich verändert. Eine Erhöhung der Plasmadichte hätte eine verstärkte Plasma-Wand-Wechselwirkung zur Folge, welche mehr Restgasatome von den Plasmakammerwänden lösen würde.

Durch die Variation des Abstandes der Scheibe zum Plasma macht sich ein weiterer Effekt bemerkbar. Die Dimensionen der Plasmakammer sind so groß, daß die 14 GHz Mikrowellenleistung nicht resonant eingekoppelt wird. Vielfach wird bei Plasmakammern einer EZR-Ionenquelle auch von einer Multimode-Kavität gesprochen. Simulationen der Frankfurter EZR-Ionenquelle mit dem Programm MAFIA [MAFI99] haben gezeigt, daß erst die 60ste Eigenmode 14.1 GHz entspricht. Ein ähnliches Ergebnis wurde auch für die EZR-Ionenquelle am Europäischen Kernforschungszentrum (CERN) bestimmt [Hüls99]. Durch das Verschieben der Scheibe ändern sich natürlich auch die Geometrie der Kavität und die Einkopplung der Mikrowellenleistung. Fährt man die Scheibe entlang der Achse bei konstanter Spannung, so findet man mehrere Maxima und Minima in den extrahierten Ionenströmen.

Die optimale Spannung an der Scheibe, das heißt maximaler Ionenstrom für den gewünschten Ladungszustand, hängt auch vom Abstand der Scheibe zum Plasma ab. Es hat sich gezeigt, daß mit zunehmendem Abstand mehr Spannung an die Scheibe angelegt werden muß.

### 5.1.1 Strom-Spannungscharakteristiken der vorgespannten Scheibe

In Abbildung 5.2 sind die extrahierten Ionenströme  $\text{Ar}^{8+}$  in Abhängigkeit von der Spannung an der Scheibe  $U_{BD}$  dargestellt. In einem Fall wurde die Ionenquelle mit reinem Argon als Quellengas betrieben. Im zweiten Fall im Argon + Sauerstoff-Mischgasbetrieb. Bei diesen Messungen wurde der in Abschnitt 3.2 beschriebene Eisenkollektor als *biased Disk* verwendet. Die typische Erhöhung der Ausbeute an hochgeladenen Ionen durch den Mischgasbetrieb, wie bereits in Abschnitt 3.2.1 beschrieben, ist auch hier zu erkennen. Da der Gasdruck in der Ionenquelle, welcher die Erzeugung und die Extraktion der Ionen stark beeinflusst, durch die Spannung an der

Scheibe verändert wird, wurde der Gesamtgasdruck während den folgenden Messungen durch die automatische Gasventilregelung konstant gehalten (siehe Abschnitt 3.2).

Beim reinen Argon-Betrieb wächst der extrahierte Ionenstrom mit zunehmender negativer *Disk*-Spannung an, erreicht ein Maximum bei etwa  $-200\text{ V}$  und geht mit weiter zunehmender Spannung in Sättigung bzw. fällt oberhalb von  $-350\text{ V}$  leicht ab (im Bild nicht mehr gezeigt). Im Mischgasbetrieb stellt sich ein völlig anderes Verhalten ein. Bereits bei einer Spannung  $U_{BD} = 0\text{ V}$  wird der sechsfache Ionenstrom im Vergleich zum reinen Argon-Plasma extrahiert. Mit zunehmender Spannung steigen die extrahierten Ionenströme steil an und erreichen schon bei  $-20\text{ V}$  ein Maximum. Der  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionenstrom bleibt bis  $-40\text{ V}$  nahezu konstant und fällt anschließend wieder deutlich ab. Übersteigt die Spannung den optimalen Wert, so beobachtet man starke Oszillationen des extrahierten Ionenstroms mit einer Stärke von  $10 - 50\%$  der Strahlintensität. Die Frequenz dieser Oszillationen liegt im Bereich von einigen kHz. Das Auftreten dieser Oszillationen ist unter anderem mit dem Quellengasdruck gekoppelt und wird im Abschnitt 5.1.3 noch genauer untersucht.

Für die hier betrachteten Fälle für den Zusammenhang zwischen *Disk*-Spannung und extrahiertem Ionenstrom wurde auch die Abhängigkeit der *Disk*-Ströme  $I_{BD}$  von der *Disk*-Spannung  $U_{BD}$  untersucht. Die daraus resultierenden Strom-Spannungskennlinien sind in Abbildung 5.3 wiedergegeben. Der Stromkreis zwischen Ionenquelle und vorgespannter Scheibe ist in Abbildung 5.14 auf Seite 73 gezeigt, lediglich ohne Verwendung des Spannungspulsers. Es werden zwei Spannungsversorgungen verwendet, mit deren Hilfe man wahlweise eine negative Spannung (rechte Spannungsversorgung in der Abbildung) oder eine positive Spannung (linke Spannungsversorgung in der Abbildung) an die Scheibe anlegen kann. Die Spannungsdifferenz (*Disk*-Spannung) zwischen Ionenquelle, also der Plasmakammer, und der Scheibe wird mit einem separaten Spannungsmeßgerät gemessen. Die über die Scheibe fließenden Ströme werden mit einem separaten Strommeßgerät registriert. Gemessene positive Ströme bedeuten: Ionen fließen vom Plasma auf die Scheibe und Sekundärelektronen verlassen die Scheibe in Richtung Plasma. Diese Ionen und Sekundärelektronen haben stromtechnisch das gleiche Vorzeichen. Gemessene negative Ströme bedeuten: Elektronen fließen vom Plasma auf die Scheibe.

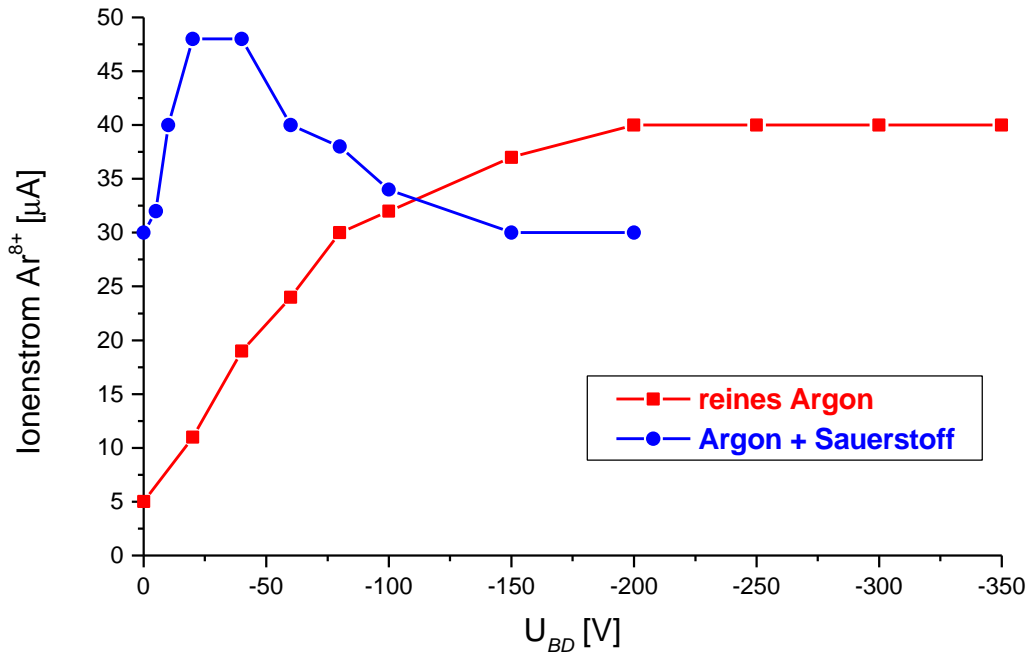


Abbildung 5.2: Extrahierte Ionenströme  $\text{Ar}^{8+}$  in Abhängigkeit von der Spannung an der Scheibe  $U_{BD}$ .

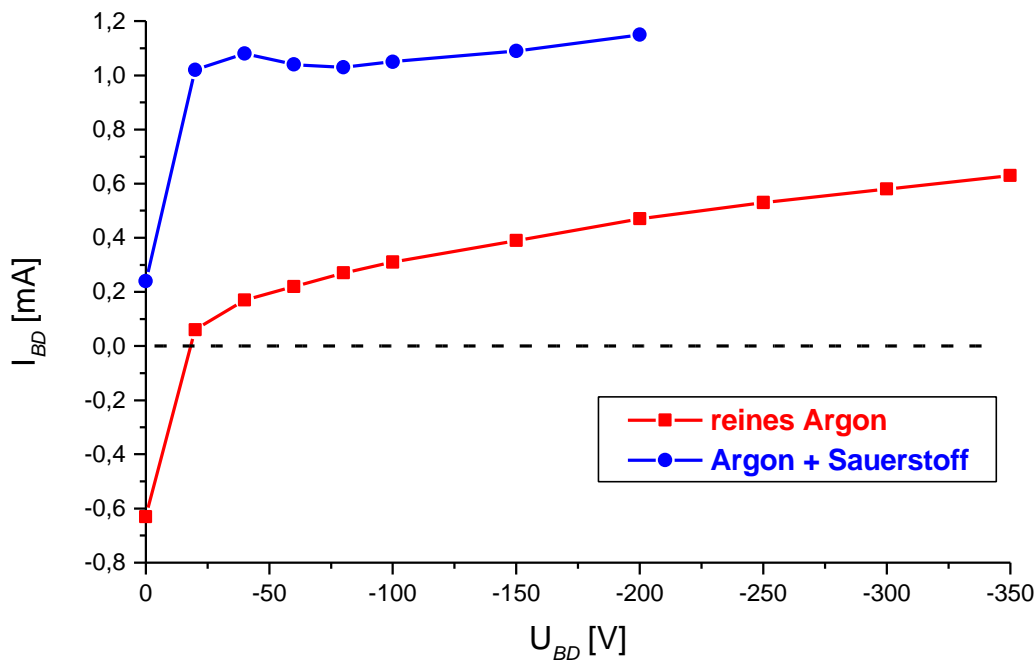


Abbildung 5.3: Gemessene Abhängigkeit der *Disk*-Ströme  $I_{BD}$  von der Spannung an der vorgespannten Scheibe  $U_{BD}$ .

Beim Betrieb der Ionenquelle mit reinem Argon ist der *Disk*-Strom zunächst negativ, das heißt, es treffen mehr Plasmaelektronen als Plasmaionen auf die Scheibe auf. Dies bestätigt auch die in Abschnitt 2.3 beschriebene Annahme, daß im Falle des EZR-Plasmas axial mehr Elektronen als Ionen verlorengehen. Mit zunehmender Spannung

sinkt der negative Strom auf null ab, da ein Teil der Plasmaelektronen reflektiert wird und Plasmaionen durch die Spannungsdifferenz zwischen Plasmapotential und dem Potential der Scheibe von der Scheibe angezogen werden. Dies ist etwa bei  $U_{BD} = -17$  V der Fall. Dies entspricht auch derjenigen Spannung, welche sich bei völlig isolierter Scheibe (schwimmendem Potential) an dieser selbständig einstellen würde. In diesem Fall ist die Ladungssumme von auf die Scheibe treffenden Ionen und Elektronen sowie erzeugten Sekundärelektronen gleich. Bei Erhöhung der Spannung werden mehr und mehr Plasmaelektronen reflektiert und mehr Ionen von der Scheibe angezogen. Der *Disk*-Strom wird positiv und nimmt kontinuierlich zu.

Im Argon + Sauerstoff-Mischgasbetrieb der Ionenquelle erhält man eine ähnliche Strom-Spannungskennlinie mit zwei Ausnahmen. Zum einen sind die *Disk*-Ströme bereits bei niedriger Spannung positiv. Dies ist auf einen relativ hohen Quellengasdruck bei dieser Messung zurückzuführen und stellt nicht das Regelverhalten dar, wie man zum Beispiel in Abbildung 5.5 erkennen kann. In dem hier dargestellten Fall ist zwar die Ausbeute an  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen am höchsten, jedoch ist das Plasma auch instabiler, was sich in dem oben beschriebenen oszillatorischen Verhalten der extrahierten Ionenströme zeigt. Da durch das Beimischen von Sauerstoff generell ein Betrieb der Ionenquelle bei höherem Quellengasdruck möglich ist und zudem die Sauerstoff-Ionen eine höhere Mobilität aufweisen (diese sind leichter und besitzen im Mittel einen niedrigeren Ladungszustand als Argon-Ionen), ist der positive *Disk*-Strom im Mischgasbetrieb deutlich größer.

Vergleicht man Abbildung 5.2 und Abbildung 5.3 miteinander, so fällt auf, daß trotz kontinuierlich steigendem *Disk*-Strom der extrahierte Ionenstrom ein Maximum besitzt und mit weiter zunehmender Spannung abfällt oder in Sättigung geht.

Bei den bisher durchgeführten Messungen wurde der Eisenkollektor als vorgespannte Scheibe verwendet. Nach Umbau der Ionenquelle auf den neuen Injektionseisenring und das neue Manipulationssystem (siehe Abschnitt 3.2.2) wurde eine isolierte Edeltahlscheibe mit 25 mm Durchmesser installiert. Unter diesen neuen Bedingungen wurden die Messungen wiederholt. Hierbei wurden neben den negativen Vorspannungen auch positive Vorspannungen an die Scheibe angelegt. Zudem wurden auch höhere Ladungszustände untersucht. In Abbildung 5.4 sind die extrahierten Ionenströme für den Ladungszustand  $\text{Ar}^{11+}$  in Abhängigkeit von der *Disk*-Spannung aufgetragen. Das typische Verhalten der extrahierten Ionenströme in Abhängigkeit von der *Disk*-Spannung ist dem in Abbildung 5.2 gezeigten Verhalten sehr ähnlich. Mit zunehmender negativer Spannung steigen die extrahierten Ionenströme bis zu einem maximalen Wert an, fallen anschließend ab und erreichen einen Sättigungswert. Im Falle der Gas-

mischung erfolgt das Ansteigen schneller, und das Abfallen bis zur Sättigung ist größer (etwa auf 50 % des Maximalwertes).

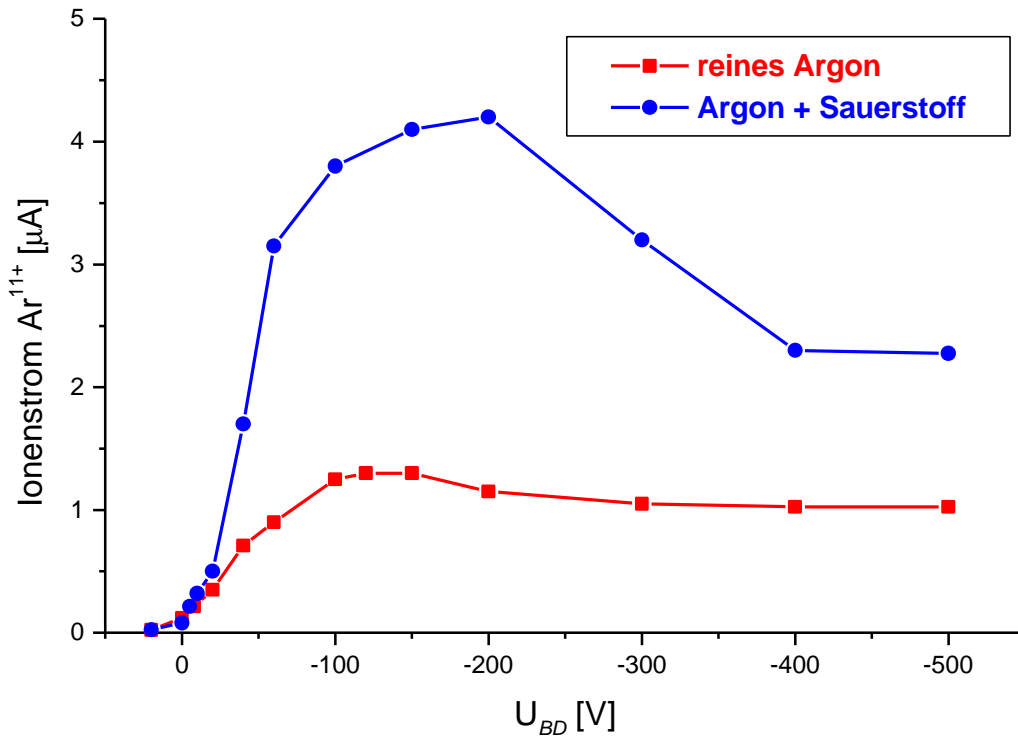


Abbildung 5.4: Extrahierte Ionenströme  $Ar^{11+}$  in Abhängigkeit von der Spannung an der Scheibe  $U_{BD}$ .

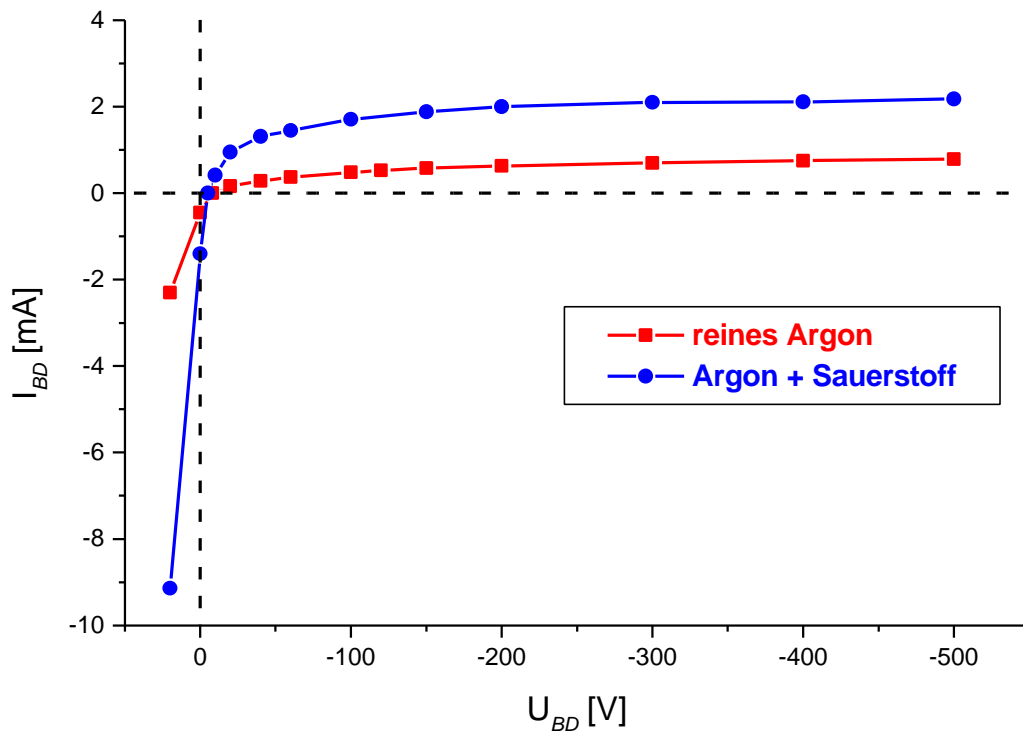


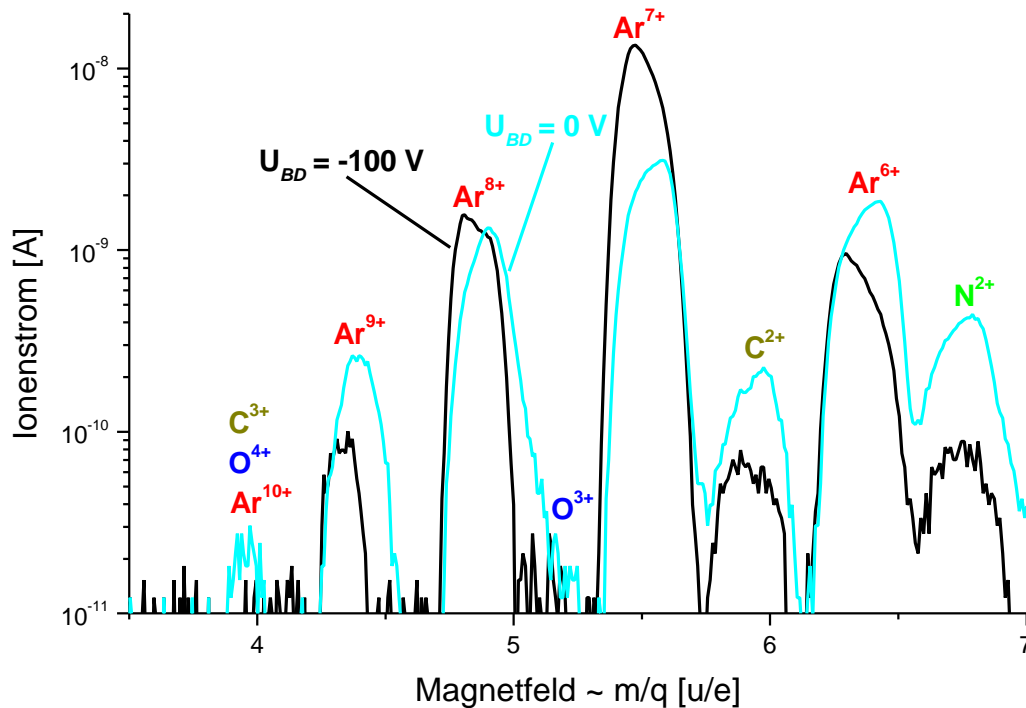
Abbildung 5.5: Gemessene Abhängigkeit der *Disk*-Ströme  $I_{BD}$  von der Spannung an der vorgespannten Scheibe  $U_{BD}$ .



Das Anlegen einer positiven Spannung an die Scheibe bewirkt, daß die extrahierten Ionenströme bis nahezu null absinken und somit die Erzeugung oder die Extraktion der hochgeladenen Ionen damit komplett abgeriegelt werden kann. Dies zeigt, daß mit Hilfe der Spannung an der vorgespannten Scheibe die extrahierten Ionenströme direkt gesteuert werden können.

Der Zusammenhang zwischen *Disk*-Spannung  $U_{BD}$  und *Disk*-Strom  $I_{BD}$  ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Im Bereich positiver *Disk*-Spannungen erhält man negative Ströme. Das schwimmende Potential beträgt  $-8\text{ V}$  für reines Argon und  $-5\text{ V}$  für Argon + Sauerstoff als Quellengas. Für zunehmend negativere Spannungen steigen die Ströme kontinuierlich an. Vergleicht man hier den reinen Argon-Betrieb mit dem Mischgasbetrieb, so sind bei der Gasmischung sowohl die positiven als auch die negativen Ströme aufgrund der höheren Plasmadichte größer.

Der Einfluß der Spannung an der Scheibe auf das axiale Plasmapotential wurde auch mit Hilfe des Analysiermagneten für ein reines Argon- und ein Argon + Sauerstoff-Plasma bestimmt. Eine Änderung des Plasmapotentials führt zu unterschiedlichen Ablenkradien im Analysiermagneten. Da das Plasmapotential in der Größenordnung von  $20 - 40\text{ V}$  liegt [Xie93], wurde die Extraktionsspannung der Ionenquelle auf  $550\text{ V}$  erniedrigt. In diesem Fall wird die Empfindlichkeit der Analyse hinsichtlich Änderungen der von den Ionen durchlaufenen Gesamtspannung gegenüber den sonst üblichen Extraktionsspannungen von  $10$  bis  $25\text{ kV}$  erhöht. Es wurden jeweils Ladungsspektren mit  $0\text{ V}$  und  $-100\text{ V}$  *Disk*-Spannung aufgezeichnet. In beiden Fällen, das heißt mit und ohne Gasmischung, erkennt man bei  $U_{BD} = -100\text{ V}$  eine deutliche Verschiebung der Ladungsspektren hin zu geringerem Magnetfeld des Analysiermagneten, das heißt, die durchlaufene Gesamtspannung der Ionen ist niedriger im Vergleich zu  $U_{BD} = 0\text{ V}$  (siehe auch Abbildung 5.6). Bei zunehmender negativer *Disk*-Spannung nimmt folglich das Plasmapotential ab. Dieses Ergebnis steht in Übereinstimmung mit Messungen des Plasmapotentials bei der Injektion von Elektronen durch eine Elektronenkanone, durchgeführt nach dem gleichen Meßverfahren [Xie93].

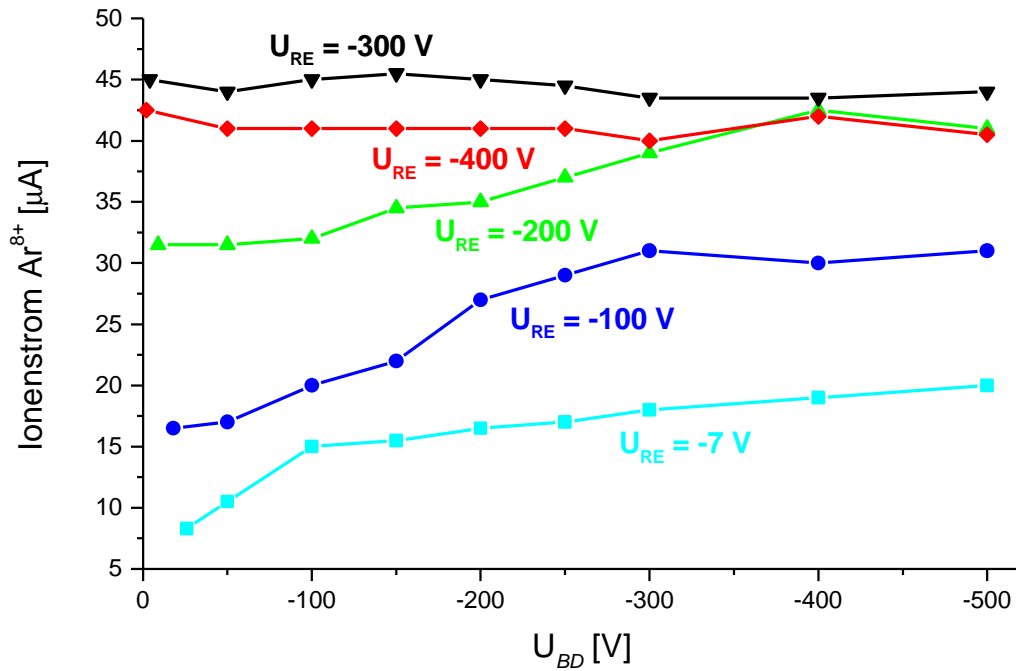


**Abbildung 5.6:** Gemessene Ladungsspektren für zwei verschiedene *Disk*-Spannungen:  $U_{BD} = -100$  V und  $U_{BD} = 0$  V. Die Extraktionsspannung betrug 550 V und die Mikrowellenleistung 170 W.

### 5.1.2 Strom-Spannungscharakteristiken der vorgespannten Scheibe in Kombination mit einer Ringelektrode

Bei den bisherigen Messungen war eine Trennung der Elektronen, welche das Plasma verlassen und durch die negativ vorgespannte Scheibe reflektiert werden, von den erzeugten und in Richtung Plasma beschleunigten Sekundärelektronen nicht möglich. Um die einzelnen Komponenten zu trennen, wurde eine isolierte Edelstahlscheibe mit 36 mm Außendurchmesser verwendet. Zwischen dieser Scheibe und dem Plasma wurde ein isolierter Edelstahrling (Ringelektrode) mit ebenfalls 36 mm Außendurchmesser und 16 mm Innendurchmesser installiert. Der Abstand zwischen Scheibe und Ringelektrode beträgt 35 mm (siehe auch Foto 6.1 auf Seite 94).

Beide Elektroden werden über separate Spannungsversorgungen geregelt. In Abbildung 5.7 ist die Abhängigkeit der extrahierten Ionenströme mit dem Ladungszustand  $\text{Ar}^{8+}$  von der Spannung an der Scheibe  $U_{BD}$  für verschiedene Spannungen an der Ringelektrode  $U_{RE}$  dargestellt.



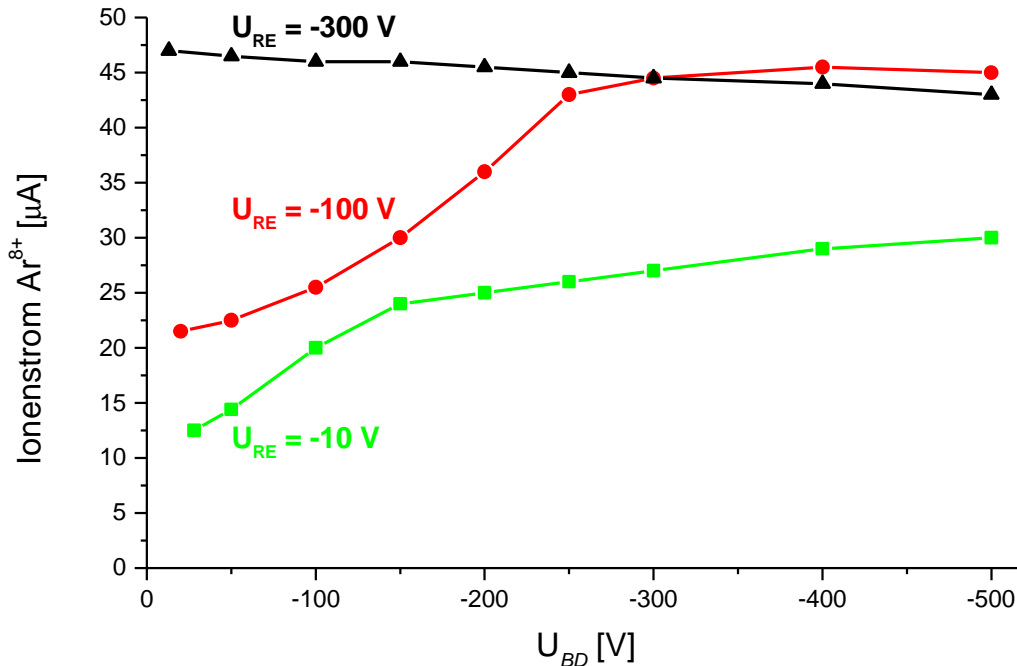
**Abbildung 5.7:** Extrahierte Ionenströme  $\text{Ar}^{8+}$  in Abhängigkeit von der Spannung an der Scheibe  $U_{BD}$  für verschiedene Spannungen an der Ringelektrode  $U_{RE}$ . Der Quellengasdruck wurde bei diesen Messungen durch Regelung des Gasflusses konstant gehalten.

Man erkennt, daß bei optimaler Spannung (hier  $U_{RE} = -300$  V) an der Ringelektrode die *Disk*-Spannung keinen zusätzlichen Einfluß auf den extrahierten Ionenstrom ausübt. Lediglich bei niedrigen Spannungen an der Ringelektrode kann die Ausbeute an hochgeladenen Ionen durch die *Disk*-Spannung zusätzlich gesteigert werden. Dieses Ergebnis zeigt, daß im wesentlichen die reflektierten Plasmaelektronen und nicht die erzeugten Sekundärelektronen für die Auswirkungen der negativ vorgespannten Scheibe auf die extrahierten Ionenströme verantwortlich sind.

Noch deutlicher wird dieses Ergebnis, wenn man die Strom-Spannungscharakteristiken nicht bei konstantem Quellengasdruck, sondern bei konstantem Gasfluß mißt. Bei allen bisher dargestellten Messungen wurde der Quellengasdruck, gemessen mit einer Penning-Meßzelle an der Injektionsseite der Ionenquelle, durch Regelung des Gasdurchflusses konstant gehalten. Die extrahierten Ströme von  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen in Abhängigkeit von der Spannung an der Scheibe  $U_{BD}$  und für verschiedene Spannungen an der Ringelektrode  $U_{RE}$  sind in Abbildung 5.8 dargestellt.

Hierbei erkennt man deutlich, daß man auch bei niedrigen Spannungen an der Ringelektrode durch Variation der Vorspannung an der Scheibe nahezu die gleichen Ionenströme extrahieren kann wie bei optimaler Spannung an der Ringelektrode. Bei konstantem Gasfluß ist der auf der Injektionsseite der Ionenquelle gemessene Quellengasdruck abhängig von den durch die Elektroden beeinflussten Ionenströmen. Sind die

extrahierten Ionenströme hoch, so beträgt der Quellengasdruck  $3.0$  bis  $3.1 \cdot 10^{-7}$  hPa. Bei niedrigen Strömen beträgt der Quellengasdruck  $3.3$  bis  $3.4 \cdot 10^{-7}$  hPa. Die hier angegebenen Druckmeßwerte hängen stark vom Ort der Messung und dem Streufeld der Magnete ab. Der wahre Quellengasdruck in der Plasmakammer liegt höher, ist aber für die hier präsentierten Ergebnisse irrelevant, da nur relative Änderungen betrachtet werden.



**Abbildung 5.8:** Extrahierte Ionenströme  $Ar^{8+}$  in Abhängigkeit von der Spannung an der Scheibe  $U_{BD}$  für verschiedene Spannungen an der Ringelektrode  $U_{RE}$ . Der Gasfluß wurde bei diesen Messungen konstant gehalten.

Legt man die Spannung an der Scheibe auf  $U_{BD} = 0 V$  fest und mißt die über die Scheibe fließenden Ströme bei Variation der Spannung an der Ringelektrode, so sind diese bei niedriger Spannung negativ. Das heißt, es treffen axial mehr Plasmaelektronen als Plasmaionen auf die Scheibe auf. Dieses wurde auch schon anhand der Messungen in Abschnitt 5.1.1 gezeigt. Erhöht man nun die negative Spannung an der Ringelektrode, so sinkt der negative Strom auf der Scheibe ab. Dies bedeutet, es werden mehr und mehr Plasmaelektronen durch die Ringelektrode reflektiert. Die an der Scheibe erzeugten Sekundärelektronen können aufgrund der Potentialdifferenz zwischen Scheibe und Ringelektrode nicht das Plasma erreichen.

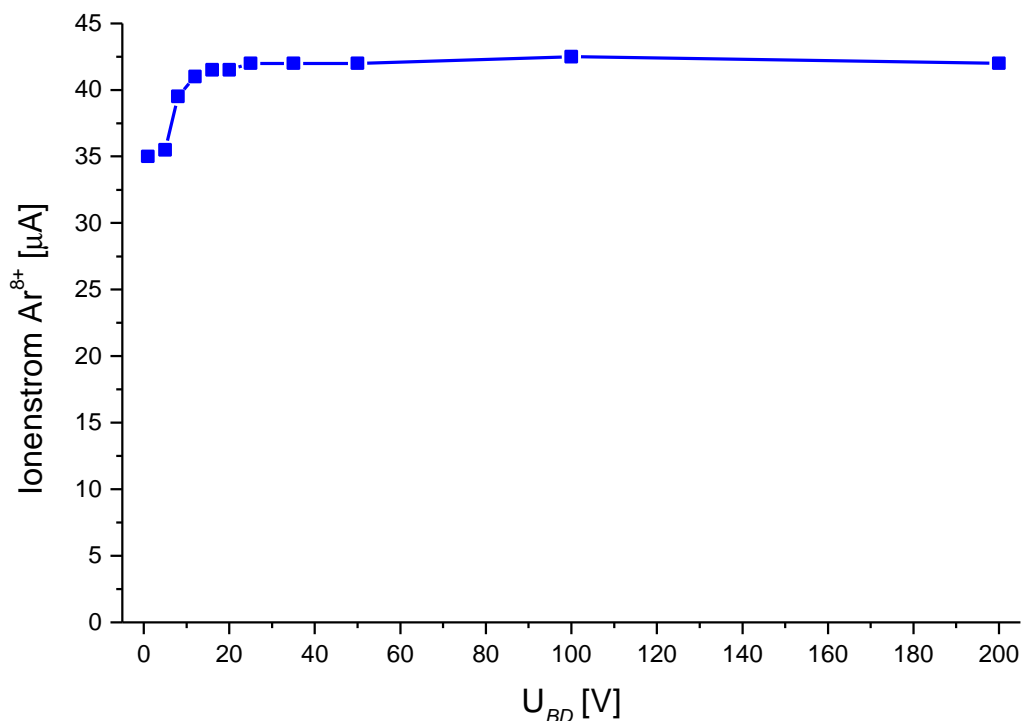
Die vorgespannte Scheibe in Kombination mit einer Ringelektrode erlaubt auch eine bessere Bestimmung des Plasmapotentials. Hierbei wird die Ringelektrode benutzt, um die extrahierten Ionenströme zu optimieren, das heißt, diese übernimmt folglich die

Aufgabe der herkömmlich verwendeten Scheibe. Die isolierte Scheibe wird jetzt positiv vorgespannt, um die Ionen, die axial dem Plasma verlorengelassen, zu reflektieren.

In dieser Anordnung werden die extrahierten Ionenströme an hochgeladenen Ionen, neben der Optimierung durch die Ringelektrode, weiter erhöht (siehe Abbildung 5.9, die absoluten Stromwerte sind jedoch nicht mit denen aus Abbildung 5.7 und Abbildung 5.8 zu vergleichen, da die Messungen bei unterschiedlichen Bedingungen durchgeführt wurden). Durch die positive *Disk*-Spannung werden die extrahierten Ionenströme bei dieser Messung zusätzlich um 20 % gesteigert.

Übersteigt die *Disk*-Spannung  $U_{BD}$  den Wert des Plasmapotentials  $U_P$ , so werden alle Ionen in das Plasma zurückreflektiert, keine weitere Verbesserung der extrahierten Ionenströme an hochgeladenen Ionen wird erzielt, diese nehmen einen Sättigungswert an. Bei der in Abbildung 5.9 dargestellten Meßreihe findet dies bei etwa 20 V statt. Werden alle Plasmaionen reflektiert, so trägt deren Stromanteil auch nicht mehr zu den *Disk*-Strömen bei. Hier findet man ebenfalls bei 20 V ein „Abknicken“ in der Strom-Spannungskennlinie.

Durch die Reflektion der Plasmaionen an der *biased Disk* werden Ladungsaustauschprozesse reduziert und die Wahrscheinlichkeit erhöht, daß die axial reflektierten Ionen durch die Öffnung in der Plasmaelektrode extrahiert werden.

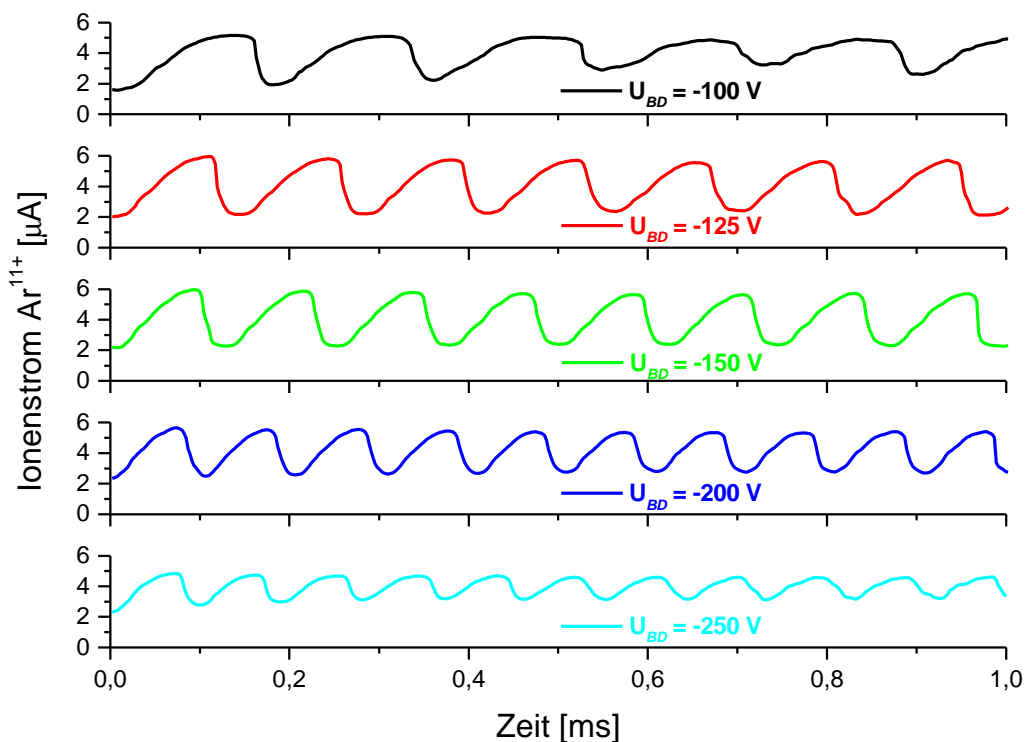


**Abbildung 5.9:** Abhängigkeit der extrahierten Ströme von  $Ar^{8+}$ -Ionen von der positiven Spannung an der vorgespannten Scheibe. Die Spannung an der Ringelektrode betrug  $U_{RE} = -320$  V und wurde für den maximalen Strom an  $Ar^{8+}$ -Ionen optimiert.

### 5.1.3 Zeitaufgelöste Messungen des extrahierten Ionenstroms

Wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit sind zeitaufgelöste Messungen der extrahierten Ionenströme. In Abschnitt 5.2 wird die Technik hierzu näher erläutert. An dieser Stelle soll der Vollständigkeit halber auf einige Ergebnisse hingewiesen werden. Wie oben bereits erwähnt, treten selbst bei kontinuierlicher Extraktion Oszillationen auf, die mit dieser Methode untersucht werden können.

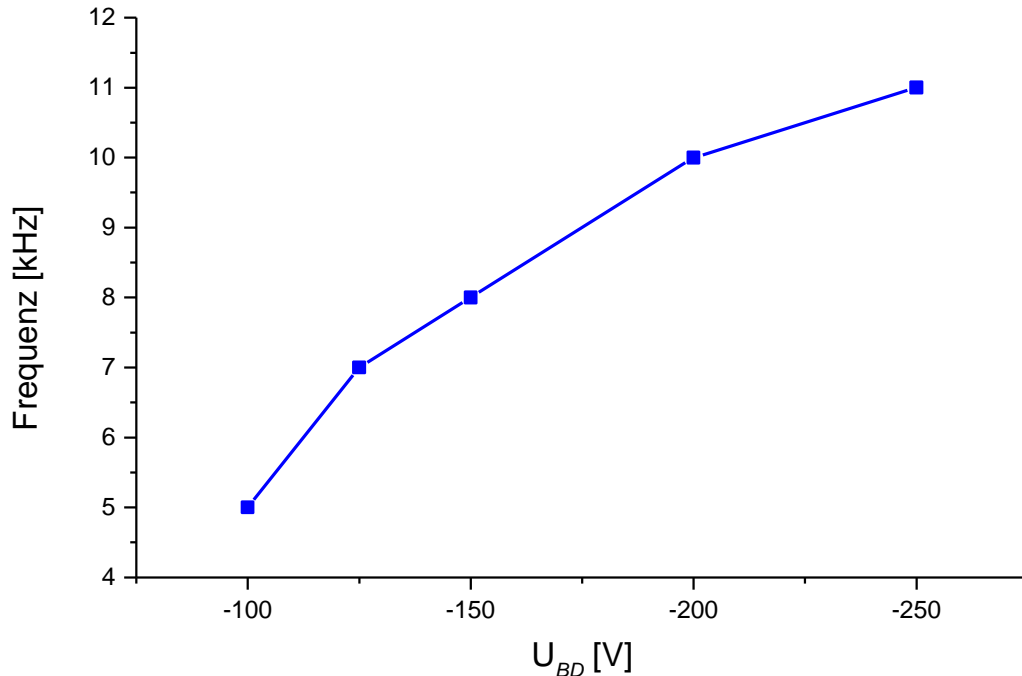
In Abbildung 5.10 sind die extrahierten Ionenströme für den Ladungszustand  $\text{Ar}^{11+}$  zeitaufgelöst dargestellt. Die Ionenquelle wurde mit Argon + Sauerstoff-Gasmischung betrieben. Die Quellenparameter wurden für einen maximalen mittleren Ionenstrom (Messung durch Amperemeter) des Ladungszustandes  $\text{Ar}^{11+}$  optimiert. Zudem wurde bei dieser Messung die Gleichspannung an der vorgespannten Scheibe von  $-100$  bis  $-250$  V variiert.



**Abbildung 5.10:** Gemessene zeitaufgelöste Ionenströme für den Ladungszustand  $\text{Ar}^{11+}$  für verschiedene Spannungen  $U_{BD}$  an der Scheibe. Die Ionenquelle wurde mit Argon + Sauerstoff-Gasmischung bei 500 W Mikrowellenleistung betrieben und für den Ladungszustand  $\text{Ar}^{11+}$  optimiert.

Die Amplitude und die Frequenz dieser Oszillationen hängen von der angelegten *Disk*-Spannung ab. Die Oszillationen treten ab einer *Disk*-Spannung von etwa  $-60$  V auf. Die Frequenz der Oszillationen wächst mit zunehmender *Disk*-Spannung (siehe

hierzu Abbildung 5.11). Der mittlere Ionenstrom ist im gemessenen Spannungsbereich konstant und beträgt  $4 \mu\text{A}$ . Die Amplitude der Oszillationen hat im Bereich von  $-125$  bis  $-200 \text{ V}$  ihr Maximum (siehe auch [Runk99b]).

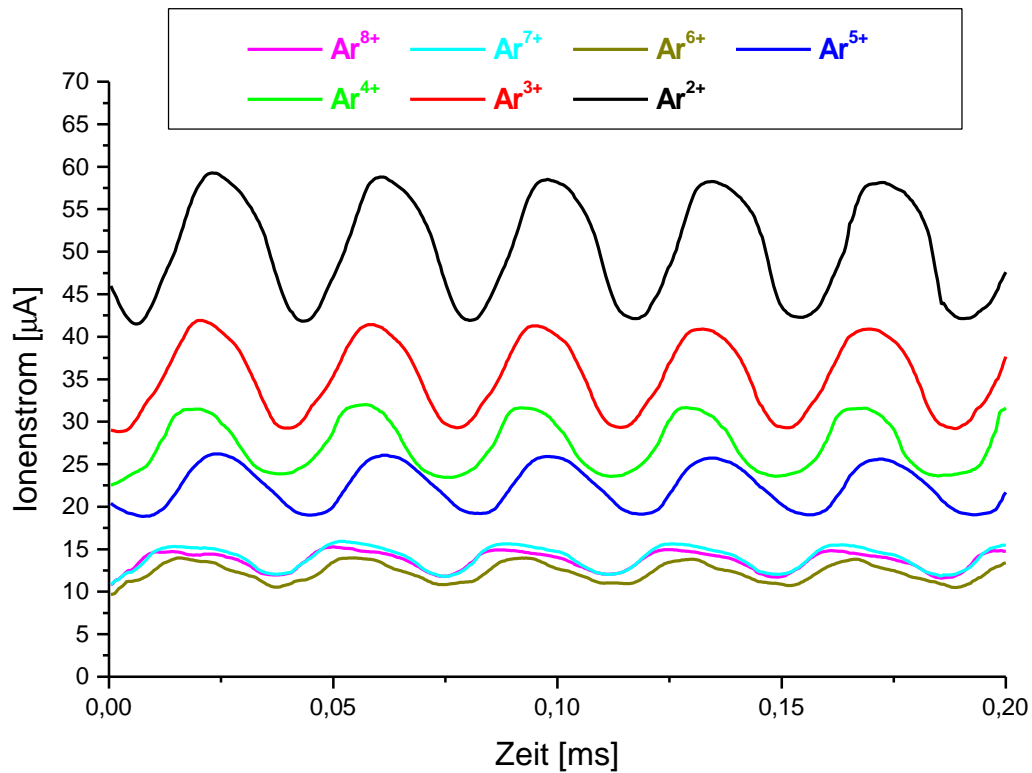


**Abbildung 5.11:** Abhängigkeit der gemessenen Oszillationsfrequenz von der *Disk*-Spannung.

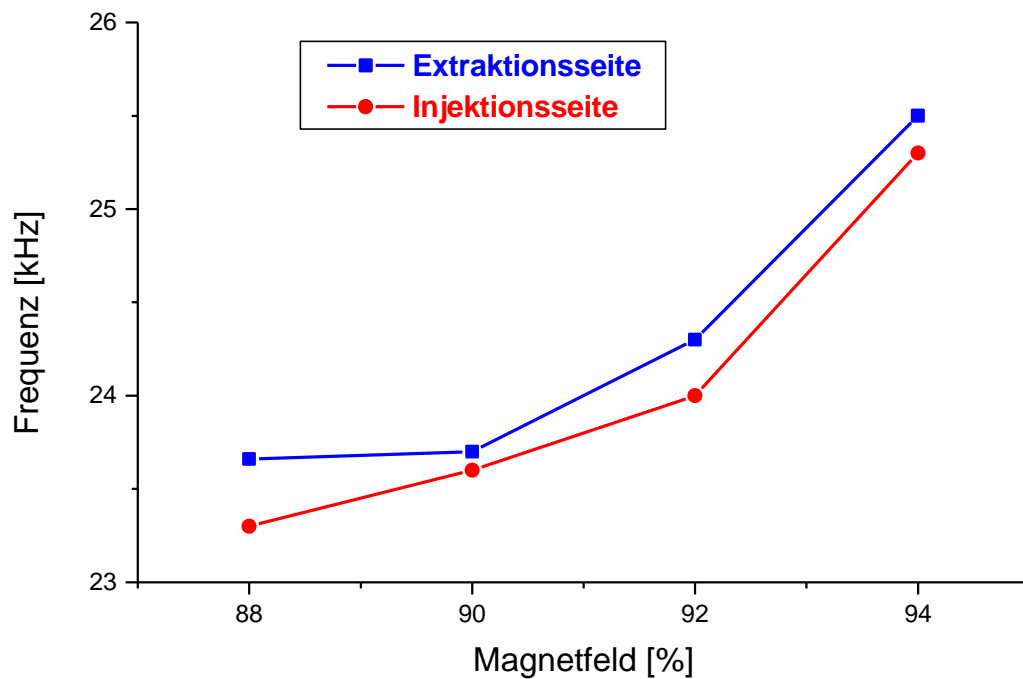
Die Oszillationen sind nicht nur im Mischgasbetrieb, sondern auch im Betrieb der Ionenquelle mit reinem Argon nachweisbar. Hier allerdings erst bei deutlich höheren Quellengasdrücken, wie sie auch beim Mischgasbetrieb vorliegen. In Abbildung 5.12 ist die zeitliche Abhängigkeit der extrahierten Ionenströme für verschiedene Ar-Ladungszustände aufgetragen. Die gemessene Oszillationsfrequenz beträgt  $27 \text{ kHz}$ , diese ist damit  $2 - 5$  mal größer im Vergleich zum Mischgasbetrieb. Die Oszillationsfrequenz ist unabhängig vom Ladungszustand. Die Oszillationen treten für *Disk*-Spannung im Bereich von  $-30$  bis  $-120 \text{ V}$  auf. Für größere bzw. kleinere Spannungen verschwinden die Oszillationen, und man erhält einen kontinuierlichen Ionenstrom. Diese und die folgenden Messungen wurden bei  $U_{BD} = -93 \text{ V}$  durchgeführt.

In einer weiteren Meßreihe wurde die Abhängigkeit der gemessenen Oszillationen von dem Magnetfeld untersucht. Bei den in Abbildung 5.13 gezeigten Messungen wurde das axiale Magnetfeld einmal auf der Extraktionsseite und einmal auf der Injektionsseite der Ionenquelle variiert. Auch hier konnte eine klare Abhängigkeit der Oszillationsfrequenz von dem Magnetfeld aufgezeigt werden. Die Frequenz wächst in beiden Fällen mit zunehmendem Magnetfeld an.

Die Ursache der gemessenen Oszillationen ist bislang noch unklar.



**Abbildung 5.12:** Gemessene zeitaufgelöste Ionenströme für verschiedene Ladungszustände. Die Ionenquelle wurde mit reinem Argon bei 500 W Mikrowellenleistung betrieben.

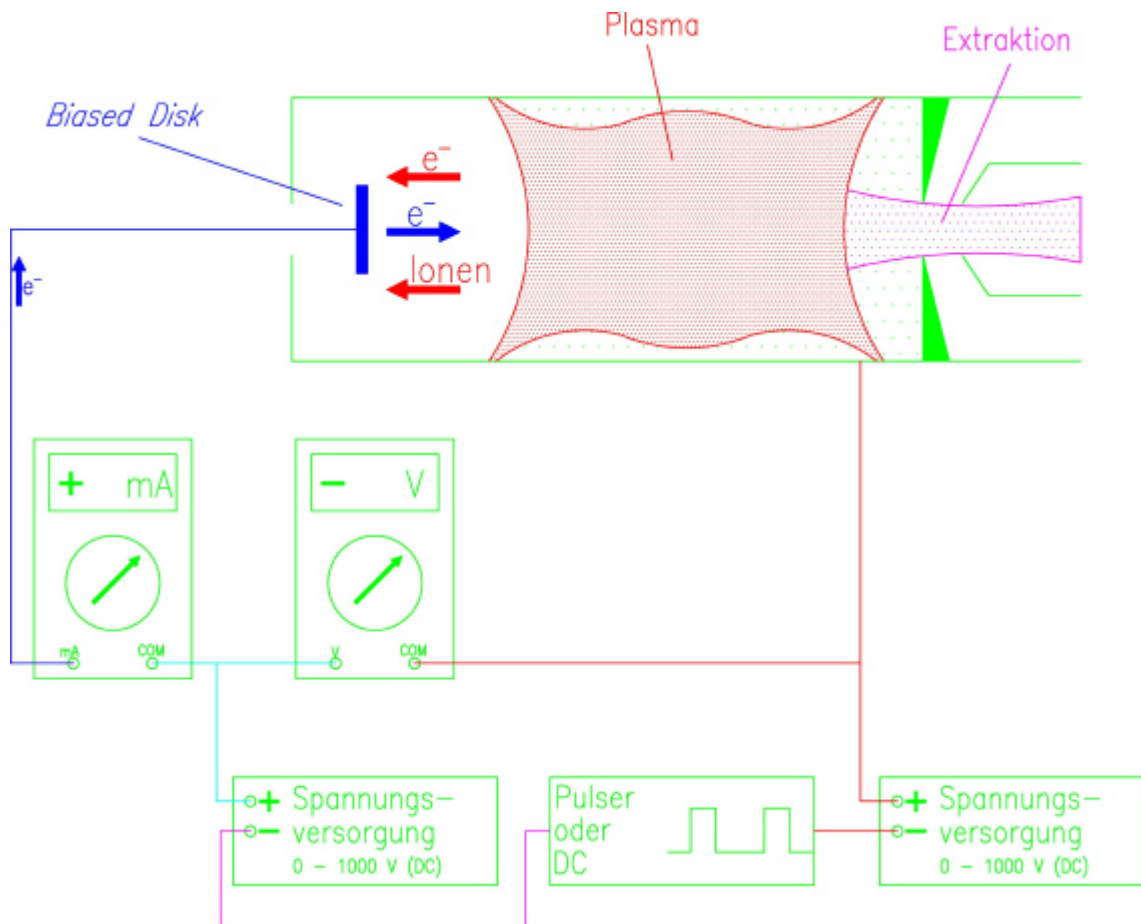


**Abbildung 5.13:** Abhängigkeit der gemessenen Oszillationsfrequenz von dem Magnetfeld auf der Extraktions- und der Injektionsseite der Ionenquelle.



## 5.2 Vorgespannte Scheibe mit gepulster Spannung

Zur weiteren Untersuchung der physikalischen Wirkungsweise der negativ vorgespannten Scheibe wurden erstmals Messungen der vorgespannten Scheibe mit gepulster Spannung an einer EZR-Ionenquelle durchgeführt. Bei diesen Messungen wurde die Gleichspannung von der Spannungsversorgung nicht direkt an die Scheibe angelegt, sondern zunächst in einen Spannungspulser gegeben. Dieser gibt wahlweise das Gleichspannungssignal ohne Veränderung weiter oder liefert rechteckförmige Pulse. Die erzeugten Pulse werden dann an eine zweite Spannungsversorgung weitergeleitet, mit deren Hilfe man dem Pulssignal wahlweise ein positives oder negatives Gleichspannungssignal überlagern kann. Das Summensignal wird dann an die Scheibe angelegt. Der elektrische Schaltungsaufbau ist schematisch in Abbildung 5.14 dargestellt.

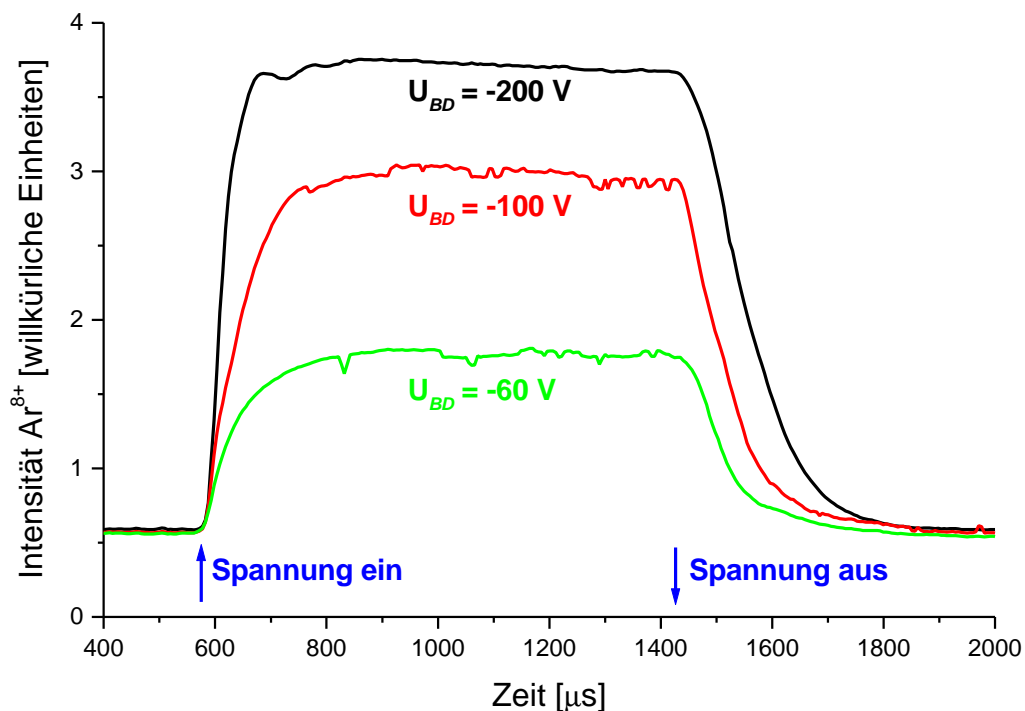


**Abbildung 5.14:** Schematische Darstellung des Schaltungsaufbaus der Spannungsversorgungen für die vorgespannte Scheibe mit dem Spannungserhacker (Pulser) sowie separater Strom- und Spannungsmessung.

### 5.2.1 Zeitaufgelöste Messungen mit langsamem Pulser

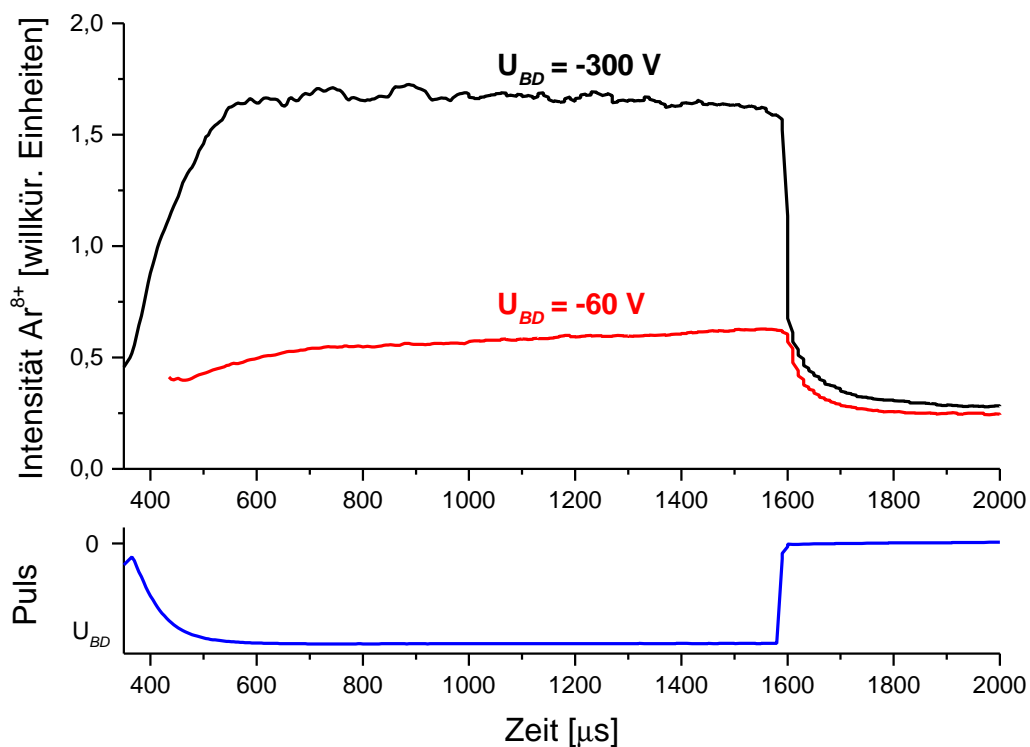
Der Spannungszerhacker (Pulser) wurde in der Elektronik-Werkstatt des Institutes für Kernphysik entwickelt und aufgebaut. Er kann Gleichspannungen zwischen 0 und  $-800\text{ V}$  in Rechtecksignale zerhacken. Die Pulse haben eine variable Wiederholungsrate von  $10\text{ Hz}$  bis  $1\text{ kHz}$  und eine variable Pulslänge von  $200\text{ }\mu\text{s}$  bis  $100\text{ ms}$ . Die Anstiegs- und Abfallzeiten der Pulse sind schaltungstechnisch auf zwei Kombinationen festgelegt. Sie können zu  $10\text{ }\mu\text{s}/100\text{ }\mu\text{s}$  oder umgekehrt gewählt werden. Bei den zeitaufgelösten Messungen werden die extrahierten Ionenströme in einer Faraday-Tasse mit  $50\text{ }\Omega$  Impedanzabschluß gemessen und auf einem Oszilloskop betrachtet. Bei niedrigen Ionenströmen wird zur Verstärkung des Signals ein  $1$  bis  $20\text{ k}\Omega$  Abschlußwiderstand verwendet. Dieser beeinflusst jedoch nicht die gemessene Signalform, da die Zeitkonstante  $\tau = R \cdot C$  im Bereich von  $15$  bis  $300\text{ ns}$  liegt.

Da die Spannungsversorgungen und der Pulser auf der Hochspannungsplattform der Ionenquelle installiert sind, wird zur Synchronisierung des Oszilloskops ein mit dem Ausgangspuls identisches Triggersignal mit Hilfe eines optischen Sender-Empfänger-Paares übertragen. Die auf dem Oszilloskop dargestellten Bilder werden mit Hilfe einer Digital-Kamera (Tektronix, Typ DCS01GPH) registriert und zur weiteren Verarbeitung an einen Computer weitergegeben.



**Abbildung 5.15:** Gemessene Zeitstruktur des Ionenstroms von  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen für verschiedene Amplitudenspannungen an der Scheibe bei der Extraktion aus einem reinen Argon-Plasma. Die Anstiegs- und Abfallzeiten des Pulsgenerators wurden zu  $10\text{ }\mu\text{s}/100\text{ }\mu\text{s}$  gewählt.

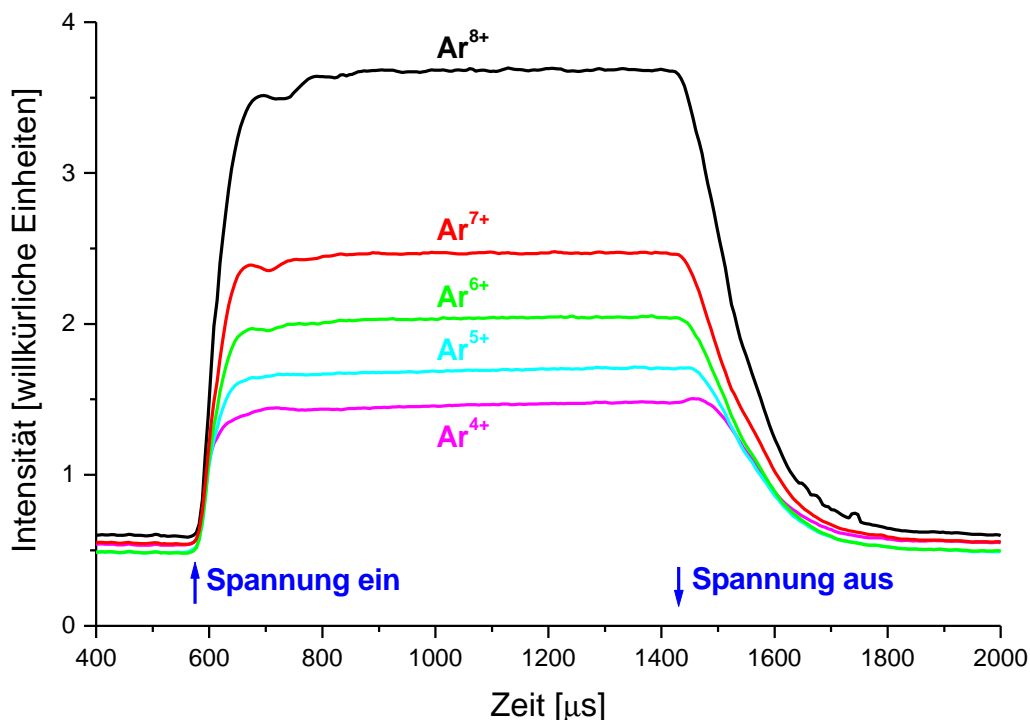
Der zeitliche Verlauf des Ionenstroms von  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen bei gepulster Spannung an der Scheibe ist in Abbildung 5.15 dargestellt. Die Messungen wurden bei Betrieb der Ionenquelle mit reinem Argon und unterschiedlichen Amplituden der gepulsten *Disk*-Spannungen durchgeführt. Die Intensität der extrahierten  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen wächst mit zunehmender *Disk*-Spannung wie gewohnt an. Die Amplitude des Ionenstroms im Pulsbetrieb ist mit dem extrahierten Ionenstrom bei kontinuierlich anliegender Spannung an der Scheibe identisch. Die Anstiegszeit des Ionenstroms nach Einschalten der *Disk*-Spannung beträgt etwa  $200\ \mu\text{s}$  für niedrige *Disk*-Spannungen und sinkt auf unter  $100\ \mu\text{s}$  für Spannungen ab  $-200\ \text{V}$ . Vergleicht man diese Anstiegszeiten mit den Ionisationszeiten für hochgeladene Ionen, diese betragen einige ms (etwa  $3.5\ \text{ms}$  für  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen für die Frankfurter EZR-Ionenquelle, ergibt sich aus den Messungen aus Kapitel 6), so ist dies ein erstaunliches Ergebnis. Es zeigt nämlich, daß durch Anlegen einer Spannung an die Scheibe **nicht** die globale Plasmadichte erhöht wird und damit nicht die Erzeugungsrate für die Ionen für die Steigerung der Ausbeute an hochgeladenen Ionen verantwortlich ist. Die Erhöhung der Plasmadichte wäre mit wesentlich langsameren Anstiegszeiten verbunden.



**Abbildung 5.16:** Gemessene Zeitstruktur des Ionenstroms von  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen für verschiedene Amplitudenspannungen an der Scheibe bei der Extraktion aus einem reinen Argon-Plasma (obere Grafik). Die Struktur des Spannungspulses ist in der unteren Grafik dargestellt. Die Anstiegs- und Abfallzeiten des Pulsgenerators wurden zu  $100\ \mu\text{s}/10\ \mu\text{s}$  gewählt.

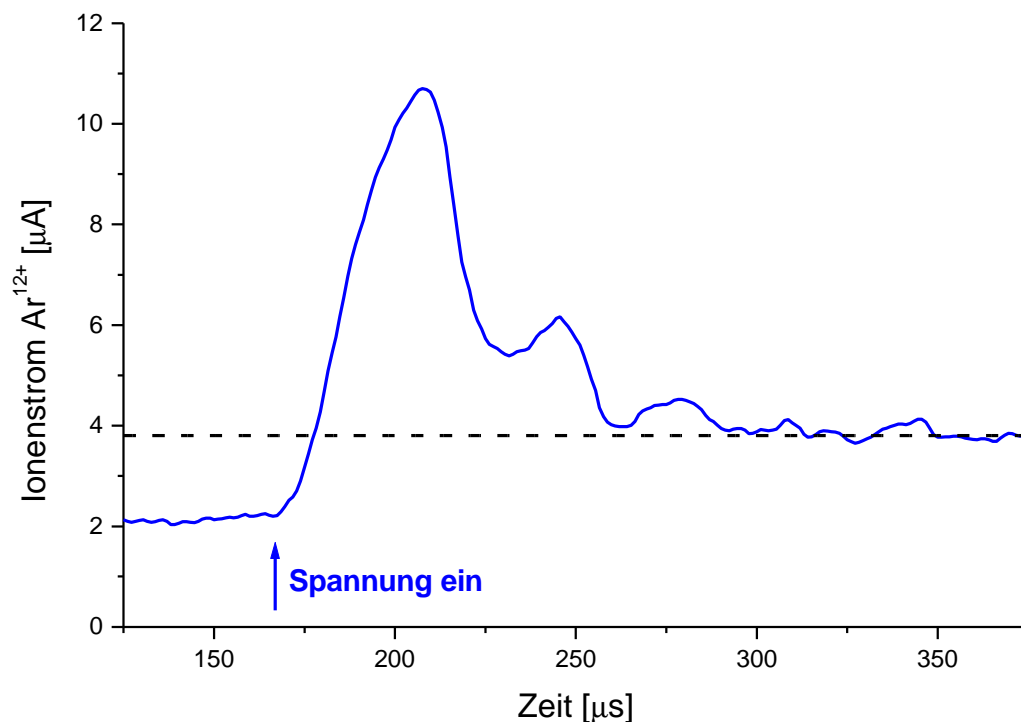
Die Abfallzeiten werden im wesentlichen durch die Abfallzeit des Pulsgenerators bestimmt. Dies wird deutlich, wenn man die Anstiegs- und Abfallzeiten des Pulsgenerators vertauscht: also  $100\ \mu\text{s}/10\ \mu\text{s}$ . Dies ist in Abbildung 5.16 dargestellt. In der oberen Grafik ist der zeitliche Verlauf der gemessenen Ionenströme von  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen dargestellt. In der unteren Grafik ist der zeitliche Verlauf des Spannungspulses aufgetragen. Man erkennt deutlich, daß die Anstiegszeit des Ionenstroms durch die Anstiegszeit des Pulsgenerators limitiert ist. Die Abfallzeiten liegen in dieser Schaltungsvariante ebenfalls unter  $100\ \mu\text{s}$ .

Hätte die negativ vorgespannte Scheibe einen Einfluß auf die Plasmadichte, dann müßte auch der zeitliche Verlauf der extrahierten Ionen bei gepulster *Disk*-Spannung für die unterschiedlichen Ladungszustände verschieden sein. In Abbildung 5.17 erkennt man jedoch, daß die gemessenen Zeitstrukturen für die Ladungszustände  $\text{Ar}^{4+}$  bis  $\text{Ar}^{8+}$  gleich sind. Die an der Frankfurter EZR-Ionenquelle ermittelten Ionisationszeiten betragen etwa  $0.3\ \text{ms}$  für  $\text{Ar}^{4+}$ ,  $0.5\ \text{ms}$  für  $\text{Ar}^{5+}$ ,  $0.9\ \text{ms}$  für  $\text{Ar}^{6+}$ ,  $1.8\ \text{ms}$  für  $\text{Ar}^{7+}$  und  $3.5\ \text{ms}$  für  $\text{Ar}^{8+}$  (die Ionisationszeiten ergeben sich durch die Messungen aus Kapitel 5). Diese unterscheiden sich um mehr als einen Faktor 10 für die Ladungszustände  $\text{Ar}^{4+}$  und  $\text{Ar}^{8+}$ .

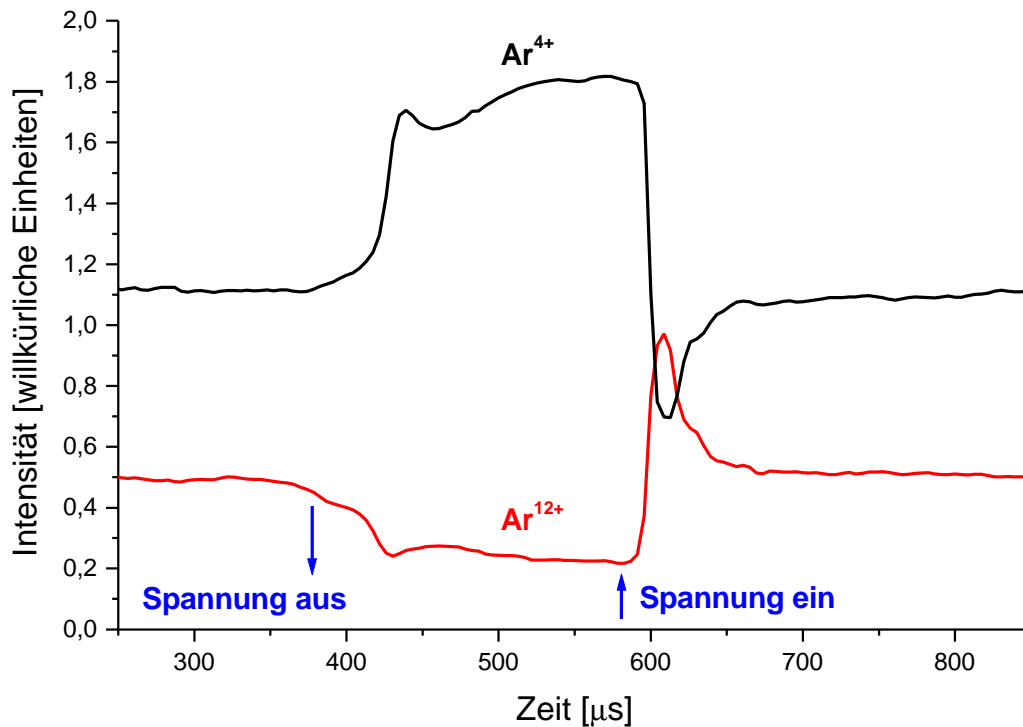


**Abbildung 5.17:** Gemessene Zeitstruktur des Ionenstroms für verschiedene Ladungszustände bei der Extraktion aus einem reinen Argon-Plasma. Die Amplitude des Spannungspulses beträgt  $-300\ \text{V}$ . Die Anstiegs- und Abfallzeiten des Pulsgenerators wurden zu  $10\ \mu\text{s}/100\ \mu\text{s}$  gewählt.

Bei den bisher präsentierten zeitaufgelösten Messungen mit gepulster Spannung an der Scheibe wurde die Ionenquelle mit reinem Argon als Quellengas betrieben. Beim Betrieb der Ionenquelle mit Argon + Sauerstoff-Mischgas liegen teilweise veränderte Bedingungen vor (siehe hierzu Abbildung 5.18). So findet man nach Anlegen der Spannung an die Scheibe zunächst eine kurzzeitige Erhöhung der Ionenausbeute, insbesondere bei hohen Ladungszuständen, im Vergleich zum Betrieb der Scheibe mit kontinuierlicher Spannung (DC-Betrieb). Nach dieser ersten Erhöhung setzt das bereits in Abschnitt 5.1.3 behandelte oszillatorische Verhalten des EZR-Plasmas ein, und der Ionenstrom fällt auf das gleiche Niveau wie im DC-Betrieb zurück. Man erkennt, daß die Zeit des ersten Anstiegs des Ionenstromes schneller ist als das Einsetzen der Oszillationen, so daß für einen kurzen Moment der zwei- bis dreifache Ionenstrom aus der Ionenquelle extrahiert werden kann. Die Anstiegszeit liegt unter  $40\ \mu\text{s}$ , und die Oszillationsfrequenz beträgt  $27\ \text{kHz}$ . Diese liegt in der Größenordnung der gemessenen Frequenzen aus Abschnitt 5.1.3 bei kontinuierlicher Ionenextraktion, welche abhängig von den gewählten Quellenparametern sind. Die optimale Spannung im DC-Mode beträgt  $-200\ \text{V}$ . Um die Amplitude des ersten Ionenstrompulses zu optimieren, muß man höhere Spannungsamplituden an die Scheibe anlegen.



**Abbildung 5.18:** Gemessene Zeitstruktur des Ionenstroms für  $\text{Ar}^{12+}$ -Ionen bei Betrieb der Ionenquelle mit Argon + Sauerstoff-Gasmischung. Der Pulsgenerator wurde auf eine schnelle Anstiegsflanke geschaltet. Die gestrichelte Linie stellt das Niveau des Ionenstroms für  $\text{Ar}^{12+}$ -Ionen bei kontinuierlich anliegender Spannung an der Scheibe dar.



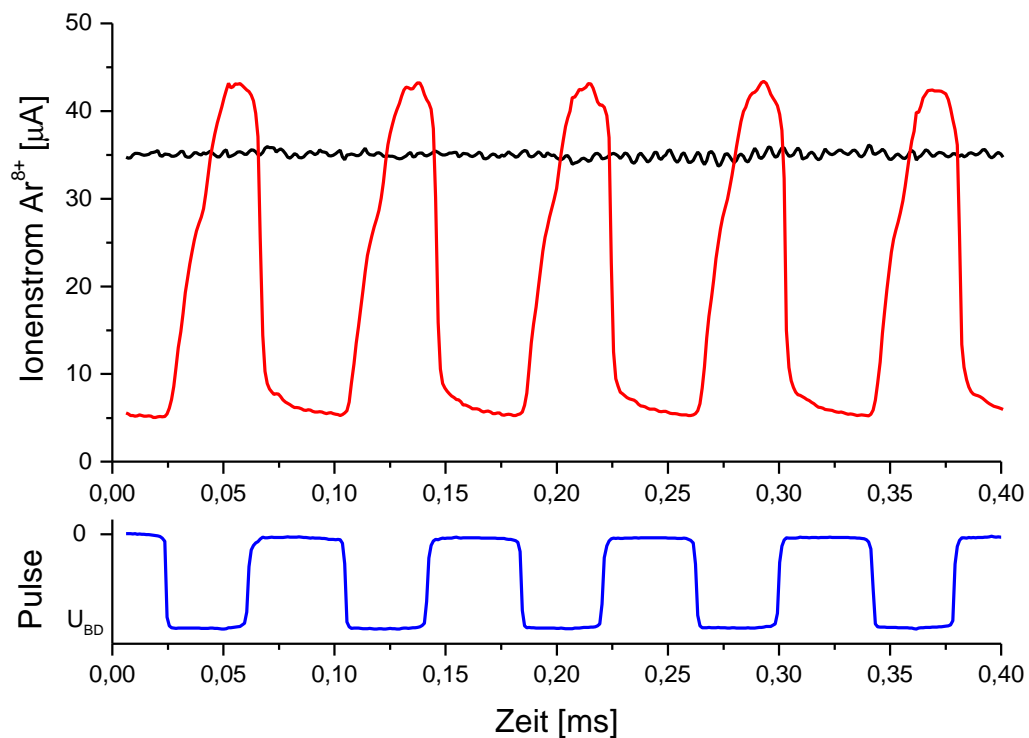
**Abbildung 5.19:** Gemessene Zeitstruktur des Ionenstroms für die Ladungszustände  $\text{Ar}^{4+}$  und  $\text{Ar}^{12+}$ . Die Anstiegs- und Abfallzeiten des Pulsgenerators wurden zu  $10 \mu\text{s}/100 \mu\text{s}$  gewählt.

Unter diesen Bedingungen ist auch das zeitliche Verhalten der verschiedenen Ladungszustände unterschiedlich. Dies ist in Abbildung 5.19 anhand der Ladungszustände  $\text{Ar}^{4+}$  und  $\text{Ar}^{12+}$  gezeigt. Der zeitliche Verlauf der gemessenen Ionenströme, in bezug auf den Spannungspuls, verhält sich genau umgekehrt zueinander. Während der Ionenstrom des Ladungszustandes  $\text{Ar}^{12+}$  mit zunehmender negativer Spannung ansteigt, fällt der Ionenstrom an  $\text{Ar}^{4+}$ -Ionen ab.

## 5.2.2 Zeitaufgelöste Messungen mit schnellem Pulsler

Bei den bisher präsentierten zeitaufgelösten Messungen war die Anstiegs- oder Abfallzeit der gemessenen Ionenstimpulse im wesentlichen durch die Anstiegs- und Abfallzeit des Pulsers bestimmt. Aus diesem Grund wurde eine neue, schnellere Pulseinheit entwickelt. Dieser Pulsler kann Gleichspannungen zwischen 0 und  $-500\text{ V}$  in rechteckförmige Ausgangspulse zerhacken. Die Wiederholungsrate liegt im Bereich von  $1 - 100\text{ kHz}$ . Die Pulslänge ist von  $10\text{ }\mu\text{s} - 1\text{ ms}$  variabel. Die Anstiegs- und Abfallzeit der Pulse ist  $<1\text{ }\mu\text{s}$ .

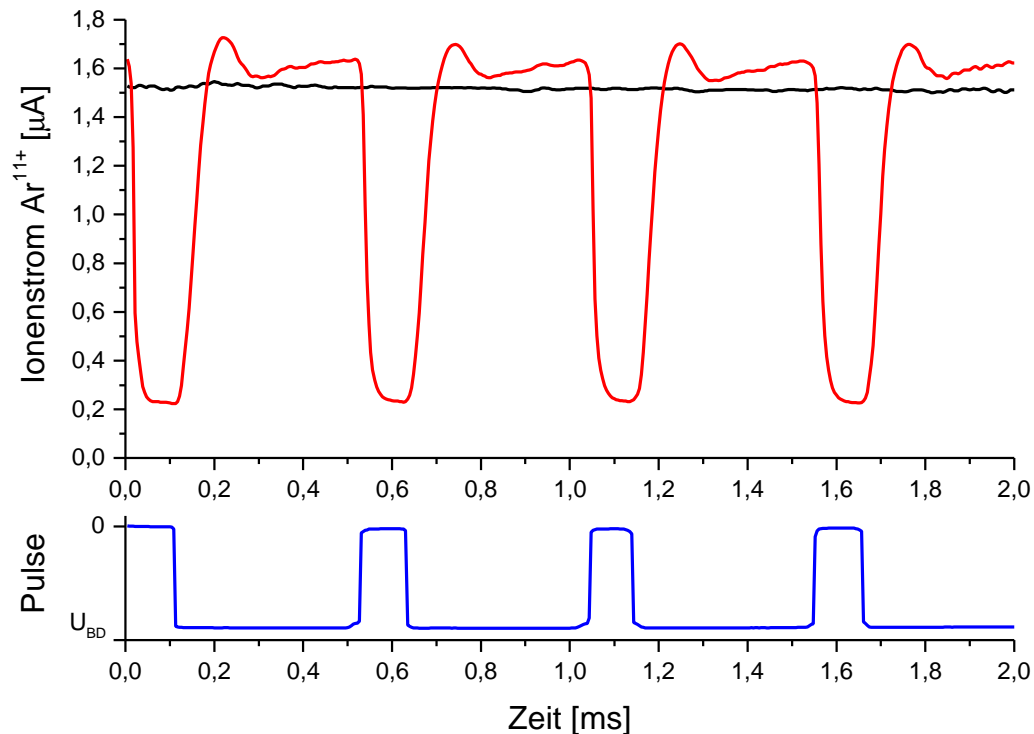
In Abbildung 5.20 und Abbildung 5.21 sind die Zeitstrukturen von  $\text{Ar}^{8+}$ - und  $\text{Ar}^{11+}$ -Ionen mit und ohne gepulste Spannung an der Scheibe dargestellt. Die Ionenquelle wurde in beiden Fällen mit einem reinen Argon-Plasma betrieben.



**Abbildung 5.20:** Gemessene Zeitstruktur des Ionenstroms von  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen mit und ohne gepulste Spannung an der Scheibe (obere Grafik). In der unteren Grafik ist die Struktur der Spannungspulse dargestellt.

Diese und die im vorigen Abschnitt dargestellten Messungen zeigen zusätzlich, daß man mit der Methode der gepulsten *Disk*-Spannung in der Lage ist, kurze Ionenpulse aus einer EZR-Ionenquelle zu extrahieren. Die Ionenpulsfrequenz liegt im Bereich bis

zu einigen kHz und ist damit deutlich schneller als die Pulsung der Mikrowellenleistung (*Afterglow*-Effekt) oder des Magnetfeldes [Mühl95], maximal 100 Hz.



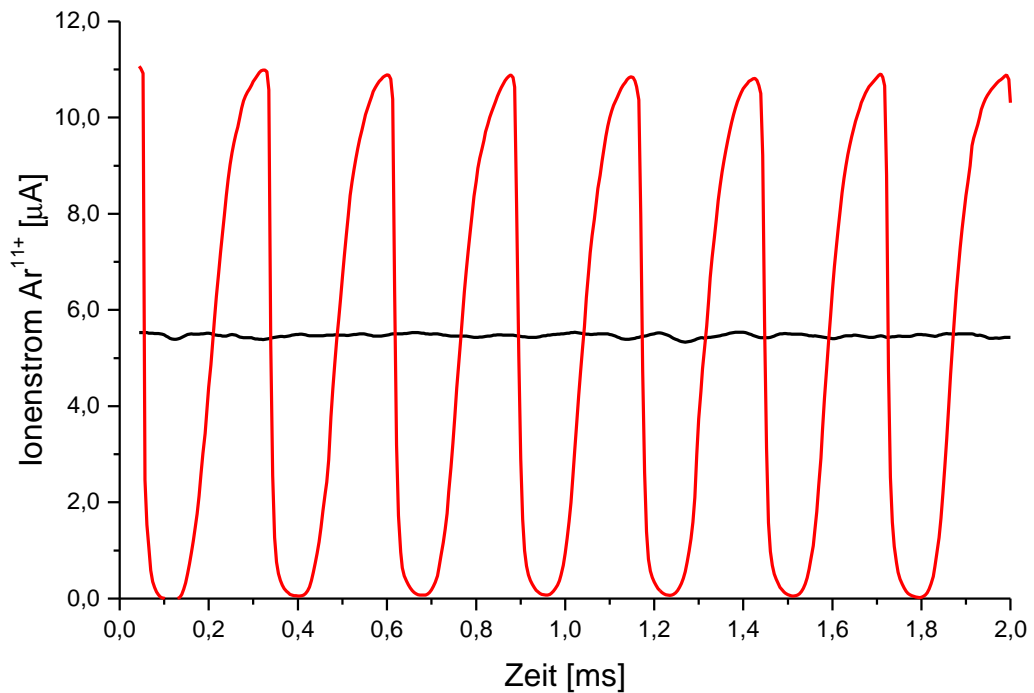
**Abbildung 5.21:** Gemessene Zeitstruktur des Ionenstroms von Ar<sup>11+</sup>-Ionen mit und ohne gepulste Spannung an der Scheibe (obere Grafik). In der unteren Grafik ist die Struktur der Spannungspulse dargestellt.

Beim Betrieb der Ionenquelle mit Argon + Sauerstoff-Gasmischung erhält man, wie auch schon bei der Verwendung des langsamen Spannungspulsers (siehe auch Abbildung 5.18), eine Erhöhung des Ionenstroms in den extrahierten Ionenpulsen. Während jedoch in Abbildung 5.18 die Wiederholungsrate durch den langsamen Pulsler sehr gering war und das Einsetzen von Plasmaoszillationen den extrahierten Strom begrenzt, wird dies in Abbildung 5.22 durch die hohe Wiederholungsrate des schnellen Pulsers umgangen. Bevor es zur Anregung und Ausbreitung von Plasmaoszillationen kommt, wird die Spannung an der Scheibe wieder ausgeschaltet. Somit kann man durch geeignete Wahl der *Disk*-Spannung, der Pulslänge und der Pulsfrequenz kurze Ionenpulse erzeugen, deren Pulsamplitude gegenüber einer kontinuierlich anliegenden *Disk*-Spannung um einen Faktor 2 größer ist.

Bei den in Abbildung 5.22 gemessenen Ionenpulsen wurde im Puls-Betrieb der Scheibe zusätzlich eine positive Gleichspannung von +30 V überlagert. Dies führte zu einer Abnahme des Ionenstroms bis auf nahezu null (siehe hierzu auch Abbildung 5.4), wenn die Summe aus gepulster Spannung und Gleichspannung positive



Werte annahm. Außerdem wurde eine kürzere Anstiegszeit und eine zusätzliche Erhöhung der Amplitude der extrahierten Ionenpulse beobachtet.



**Abbildung 5.22:** Gemessene Zeitstruktur des Ionenstroms von  $\text{Ar}^{11+}$ -Ionen mit und ohne gepulste Spannung an der Scheibe.

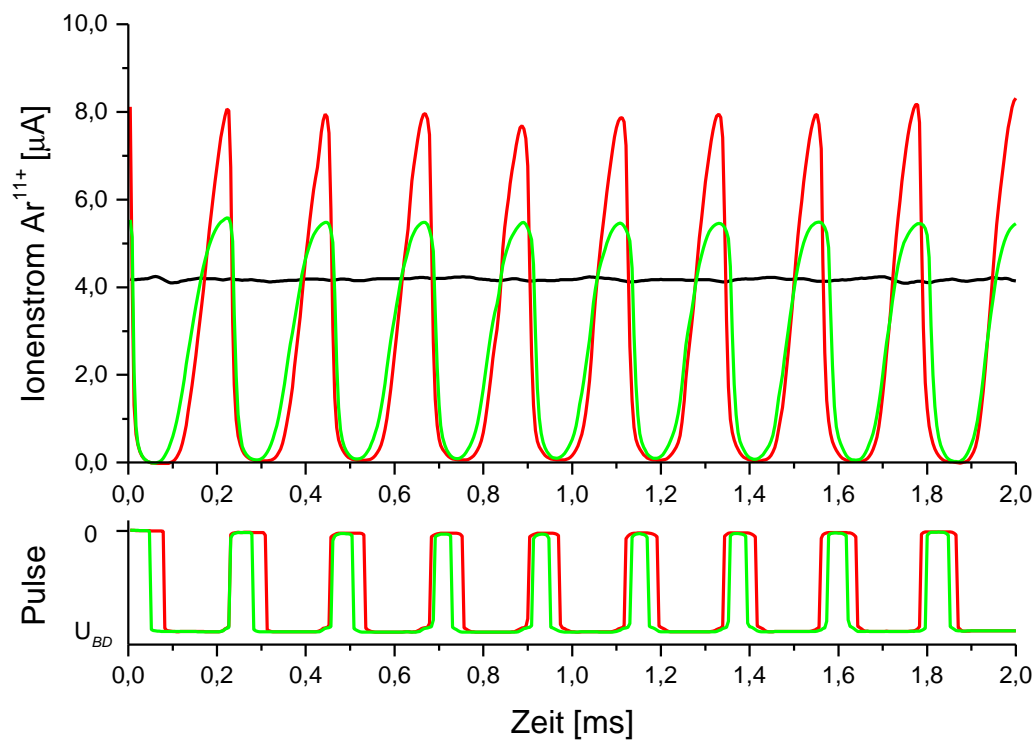
Bei den hier präsentierten Messungen werden die in Abschnitt 5.1.3 gezeigten Plasmaoszillationen nicht mit kontinuierlich anliegender Spannung angeregt. Dies wird zum Beispiel aus dem gemessenen Ionenstrom bei kontinuierlich anliegender Spannung in Abbildung 5.22 deutlich. Die Oszillationen machen sich **erst** im gepulsten Betrieb der Scheibe bemerkbar, insbesondere bei der Verwendung von höheren *Disk*-Spannungen, im Vergleich zum DC-Betrieb.

Wie empfindlich die Intensität der extrahierten Ionenpulse von zum Beispiel der Pulslänge der *Disk*-Spannung abhängt, ist in Abbildung 5.23 und in Abbildung 5.24 (gleiche Messung, nur kürzere Zeitachse) gezeigt. Bei längeren Spannungspulsen ist der gemessene Ionenstrom im Puls nur wenige Prozent gegenüber dem DC-Betrieb erhöht, bei den kürzeren Spannungspulsen um einen Faktor 2. Die Anzahl der Ladungen in einem Puls ist jedoch in beiden Fällen identisch. Durch Änderung der Pulslänge wird folglich nur die Form der extrahierten Ionenpulse verändert. Die zeigt ebenfalls, daß eine direkte Steuerung der extrahierten Ionenströme durch die Spannung an der Scheibe möglich ist.

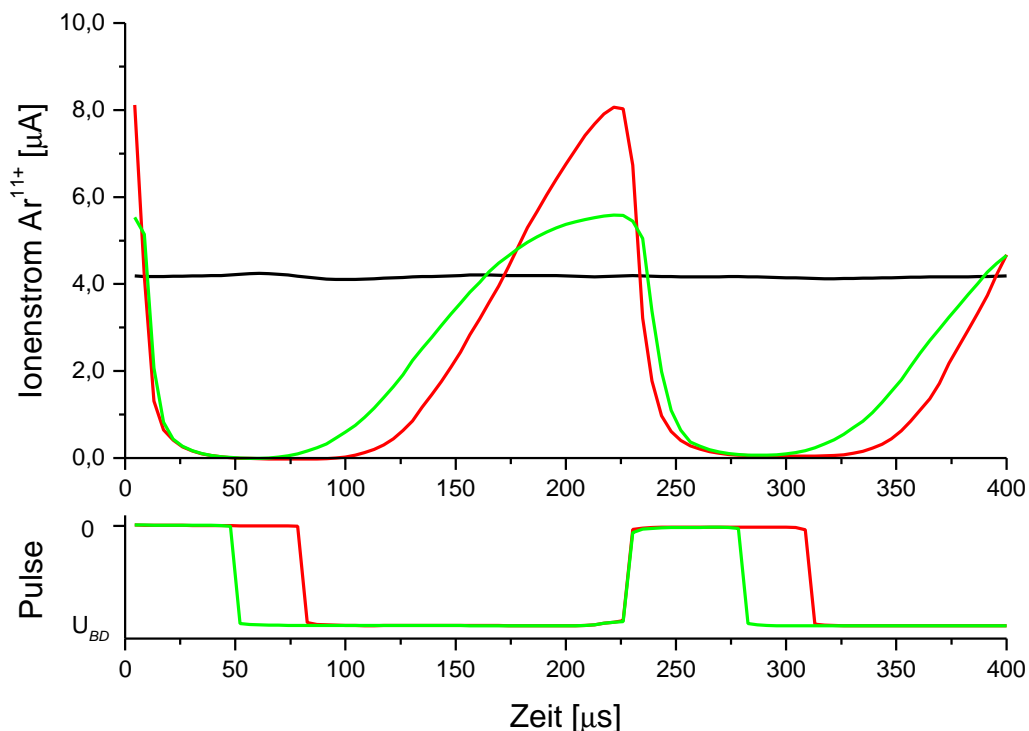
Für alle durchgeführten zeitaufgelösten Messungen mit gepulster *Disk*-Spannung gilt zudem:

$$\int_0^{\infty} I(t)_{\text{gepulst}} dt \leq \int_0^{\infty} I(t)_{\text{DC}} dt, \quad (5.1)$$

das heißt, die Ladungssumme im gepulsten Betrieb ist immer kleiner/gleich der Ladungssumme im DC-Betrieb. Durch die gepulste *Disk*-Spannung werden folglich keine zusätzlichen Ionen gebildet oder extrahiert, sondern die Ionen werden zu Teilchenpaketen (sogenannte *Bunche*) zusammengefügt.



**Abbildung 5.23:** Gemessene Zeitstruktur des Ionenstroms von  $\text{Ar}^{11+}$ -Ionen mit und ohne gepulste Spannung an der Scheibe (obere Grafik). In der unteren Grafik ist die Struktur der Spannungspulse dargestellt.



**Abbildung 5.24:** Gemessene Zeitstruktur des Ionenstroms von Ar<sup>11+</sup>-Ionen mit und ohne gepulste Spannung an der Scheibe (obere Grafik). In der unteren Grafik ist die Struktur der Spannungspulse dargestellt.

### 5.3 Neue Erklärung des physikalischen Mechanismus der negativ vorgespannten Scheibe (*biased Disk*)

Bei allen durchgeführten zeitaufgelösten Messungen sind die gemessenen Anstiegszeiten nach dem Einschalten der Spannung an der Scheibe immer  $<200 \mu\text{s}$ , bei den allermeisten Messungen sogar deutlich  $<100 \mu\text{s}$ . Im Vergleich zu den Ionisationszeiten der hochgeladenen Ionen (diese betragen zum Beispiel  $3.5 \text{ ms}$  für  $\text{Ar}^{8+}$  und  $27 \text{ ms}$  für  $\text{Ar}^{11+}$ , diese ergeben sich durch die Messungen aus Kapitel 6 und sind im wesentlichen durch die letzte Ionisation bestimmt) zeigt dies eindeutig, daß durch Anlegen der Spannung an die Scheibe zwar der extrahierte Ionenstrom um bis zu einen Faktor 20 und mehr gesteigert werden kann, jedoch die globale Plasmadichte unbeeinflusst bleibt. Die Erhöhung der Plasmadichte ist somit **keine** Erklärung für die Verbesserung der extrahierten Ionenströme durch die negativ vorgespannte Scheibe.

Die Form der negativ vorgespannten Scheibe wurde bei den hier diskutierten Messungen variiert. Es wurden verschiedene Scheiben aus unterschiedlichen Materialien mit  $25 \text{ mm}$  Durchmesser verwendet, ein Eisenkollektor mit  $40 \text{ mm}$  Durchmesser mit

und ohne zentrale 10-mm-Bohrung, eine Stange mit 3 mm Durchmesser und ein Ring mit 16 mm Innen- und 36 mm Außendurchmesser in Kombination mit einer Scheibe. Alle Strukturen (Elektroden) zeigten bei kontinuierlicher und gepulster Spannung das gleiche Verhalten in bezug auf die Verbesserung der Ausbeute an hochgeladenen Ionen. Der maximal extrahierte Ionenstrom eines bestimmten Ladungszustandes variierte unter gleichen Meßbedingungen nur um wenige Prozent. Dies ist aber auch auf eine Änderung der Einkopplung der Mikrowellenleistung und eine Änderung der Kavität durch die unterschiedlichen Strukturen zurückzuführen. Lediglich die für die jeweilige Ionenausbeute angelegte optimale Spannung und der über die isolierte Elektrode fließende Strom (*Disk-Strom*) unterschieden sich.

Da die Plasmadichte durch die negativ vorgespannte Scheibe unbeeinflusst bleibt, werden die durch die vorgespannte Scheibe reflektierten Elektronen und erzeugten Sekundärelektronen nicht durch das Plasma eingefangen und nicht durch die Mikrowellenleistung aufgeheizt. Folglich muß ein anderer physikalischer Prozeß für die Erhöhung der extrahierten Ionenströme verantwortlich sein. Betrachtet man die Wechselwirkung zwischen dem Plasma und der vorgespannten Scheibe genauer, so hat die vorgespannte Scheibe verschiedene Funktionen. Elektronen, welche axial das Plasma verlassen, werden abgebremst. Dies sind im wesentlichen Elektronen, deren Geschwindigkeitskomponente parallel  $v_{||}$  zu den Magnetfeldlinien größer ist als die senkrecht dazu, das heißt, diese Elektronen werden durch den magnetischen Spiegel nicht eingeschlossen (siehe auch Gleichung (2.9) auf Seite 9). Die Elektronen mit kinetischer Energie  $< e \cdot U_{BD}$  werden bis auf  $v_{||} = 0$  abgebremst und zurück in Richtung Plasma beschleunigt, das heißt, sie werden von der Scheibe reflektiert. Elektronen mit höheren Energien treffen auf die Scheibe auf (Primärelektronen). Ionen, welche dem Plasma axial verlorengehen, werden durch die Scheibe angezogen und treffen ebenfalls auf die Scheibe auf. Diese Ionen erzeugen zusammen mit den Primärelektronen Sekundärelektronen. Die Sekundärelektronen werden durch die Spannungsdifferenz zwischen Scheibe und Plasma in Richtung Plasma beschleunigt.

Die reflektierten Plasmaelektronen und die Sekundärelektronen werden in Richtung Plasma beschleunigt und dringen mit einer maximalen kinetischen Energie von etwa  $e \cdot U_{BD}$  in das Plasma ein. Beide Elektronenkomponenten besitzen eine viel größere Geschwindigkeitskomponente  $v_{||}$  parallel zu den Magnetfeldlinien als senkrecht dazu, so daß diese Elektronen nicht durch den magnetischen Spiegel eingeschlossen werden können.

Das EZR-Plasma zur Erzeugung von hochgeladenen Ionen ist im Vergleich zu anderen Plasmen, zum Beispiel bei Ionenquellen zur Erzeugung von hohen Ionenströmen, sehr „dünn“ und weist einen sehr niedrigen Neutralgasdruck auf. Die Elektronen können im Plasma auf verschiedene Weise wechselwirken. Zum einen

führen diese inelastische Stöße mit Atomen und Ionen durch, zum anderen elastische Stöße mit Plasmaelektronen und  $-$ ionen. Für typische Werte eines EZR-Plasmas (Plasmadichte etwa  $10^{12}$  Teilchen/cm<sup>3</sup>, Ar<sup>8+</sup> ist der mittlerer Ladungszustand bei Argon-Betrieb, Neutralgasdichte  $10^{10}$  Teilchen/cm<sup>3</sup>) beträgt die Zeit zwischen zwei inelastischen Stößen mehrere 100  $\mu$ s bis einige ms, abhängig von der axialen Geschwindigkeit der Elektronen. Vergleicht man hierzu die Zeit, welche ein Elektron benötigt, um das Plasma einmal komplett zu durchqueren (diese liegt im Bereich von einigen 10 ns bis 100 ns), so ist die Wahrscheinlichkeit für einen inelastischen Stoß sehr gering. Das von der Scheibe reflektierte oder erzeugte Elektron wird folglich mit hoher Wahrscheinlichkeit das Plasma vollständig passieren.

Bei den elastischen Stößen beträgt die Stoßzeit mehrere 100 ns bis zu einigen  $\mu$ s, diese ist ebenfalls abhängig von der axialen Elektronengeschwindigkeit. Da es sich bei einem Großteil der elastischen Stöße um Kleinwinkelstöße handelt und zudem das axiale Magnetfeld die Elektronen in ihrer Bewegung führt, ist auch hier die Wahrscheinlichkeit sehr hoch, daß das Elektron das Plasma vollständig durchquert. Dies hat sich bereits experimentell bei der Injektion von Elektronen von der Extraktionsseite der Ionenquelle aus in das Plasma gezeigt [Runk98a].

Was passiert aber mit den von der vorgespannten Scheibe reflektierten Elektronen und erzeugten Sekundärelektronen, nachdem diese das Plasma vollständig durchquert haben? Diese Elektronen verlassen das Plasma auf der Extraktionsseite. Abhängig von ihrem Abstand zur Quellenachse treffen sie auf die Innenseite der Plasmaelektrode oder dringen durch die 8-mm-Bohrung der Plasmaelektrode in den Extraktionsbereich ein. Die auf die Plasmaelektrode auftreffenden Elektronen erzeugen wiederum Sekundärelektronen. Die Elektronen, welche in den Extraktionsbereich eindringen, werden aufgrund der dort herrschenden Potentialverhältnisse (die Plasmakammer und Plasmaelektrode liegen auf positivem Potential (Quellenpotential) und die Extraktionselektrode auf Erdpotential) vollständig abgebremst ( $v_{||} = 0$ ) und zurück in Richtung Plasma beschleunigt. Die Eindringtiefe der Elektronen in den Extraktionsbereich beträgt aufgrund der hohen Extraktionsspannungen (z. B. 25 kV) und geringen Elektronenenergien (maximal  $e \cdot U_{BD}$ ) nur einige 10  $\mu$ m bis wenige mm, wenn man den Plasmameniskus als Emissionsfläche für die Ionen ansieht.

Die reflektierten Elektronen durchqueren nun das Plasma in entgegengesetzter Richtung noch einmal und werden wiederum an der vorgespannten Scheibe reflektiert. Es entsteht eine quasistationäre Elektronenverteilung aus zwischen vorgespannter Scheibe und Extraktion pendelnden Elektronen. Die Anzahl der Oszillationen dieser Elektronen ist abhängig von deren Wechselwirkungen mit anderen Plasmateilchen, der elektromagnetischen Welle (Mikrowellenleistung) und dem Magnetfeld.

Ein effektives Aufheizen dieser Elektronen durch die Mikrowellenleistung und einen damit verbundenen Einschluß in den magnetischen Doppelspiegel ist sehr unwahrscheinlich, da diese Elektronen die Resonanzzone nur sehr kurz passieren. Durch die zufällige Phasenlage zwischen Elektronen und Mikrowelle gewinnen diese im Mittel keine Energie und zeigen somit adiabatisches Verhalten [Jaeg72]. Aus diesem Grund gewinnen die Elektronen nicht an radialer Geschwindigkeit und werden nicht durch den magnetischen Doppelspiegel eingeschlossen.

Radial werden die pendelnden Elektronen durch die magnetischen Feldlinien des Spulenpaares geführt. Die radiale Diffusion der oszillierenden Elektronen ist sehr gering. Diese ist wesentlich durch die Stärke der magnetischen Induktion des Spulenpaares und durch elastische Stöße mit Plasmateilchen bestimmt. Die radiale Diffusion ist durch die 8-mm-Bohrung in der Extraktionselektrode begrenzt. Elektronen mit einem größeren Abstand zur Quellenachse können diese Bohrung nicht mehr passieren und treffen auf die Plasmaelektrode auf.

Eine weitere Begrenzung der Anzahl an Oszillationen ist durch die Wechselwirkung mit Plasmateilchen gegeben. Zum einen sind dies die bereits erwähnten inelastischen Stöße. Die Zeitspanne zwischen zwei inelastischen Stößen entspricht mehreren 1000 bis 10000 Oszillationen. Zum anderen sind dies elastische Stöße. Die Zeit zwischen zwei elastischen Stößen entspricht 1 bis mehreren 100 Oszillationen. Sie ist stark von der Geschwindigkeit der Elektronen abhängig. Da aber durch einen Großteil der elastischen Stöße das pendelnde Elektron nicht wesentlich aus seiner Bahn geworfen wird, sondern im Mittel lediglich zur radialen Diffusion der Elektronen beiträgt, ist die Anzahl der effektiven Oszillationen deutlich höher.

Die Elektronen können folglich mehrere 100- bis sogar einige 1000-mal zwischen vorgespannter Scheibe und Extraktion hin- und herpendeln. Hierdurch formiert sich axial eine quasistationäre Elektronenverteilung, welche aufgrund der hohen Anzahl an Oszillationen Dichten in der Größenordnung der Plasmadichte erreichen kann. Diese Elektronenverteilung beeinflusst zum einen die radiale Diffusion der Ionen in der Nähe der Quellenachse. Hierdurch wird eine erhöhte Ionendiffusion in Richtung Extraktionsloch erreicht.

Zum anderen erfolgt eine Raumladungskompensation und Fokussierung des extrahierten Ionenstrahls. In der Nähe der Plasmaelektrode sind die Ionen sehr langsam und damit deren Raumladungskräfte sehr hoch. Dies wirkt sich negativ auf die Ionenstrahlformierung und die Ionenstrahlqualität aus. Der Umkehrpunkt der pendelnden axialen Elektronen liegt ebenfalls im Bereich der Plasmaelektrode. Dort werden die Elektronen auf  $v_{||} = 0$  abgebremst. Hierdurch entsteht ein starkes negatives Raumladungspotential, welches das positive Raumladungspotential der Ionen kompensiert bzw. überkompensiert. Betrachtet man den Plasmameniskus als eigentliche Emissionsfläche für

die Ionen, so befindet sich der Umkehrpunkt der Elektronen in einem Abstand von nur wenigen 100  $\mu\text{m}$  vom Plasmameniskus entfernt. Durch das Raumladungspotential könnte auch der Plasmameniskus in seiner Form beeinflusst werden. Eine Optimierung erfolgt über die *Disk*-Spannung, da diese die Eindringtiefe der Elektronen in den Extraktionsbereich bestimmt.

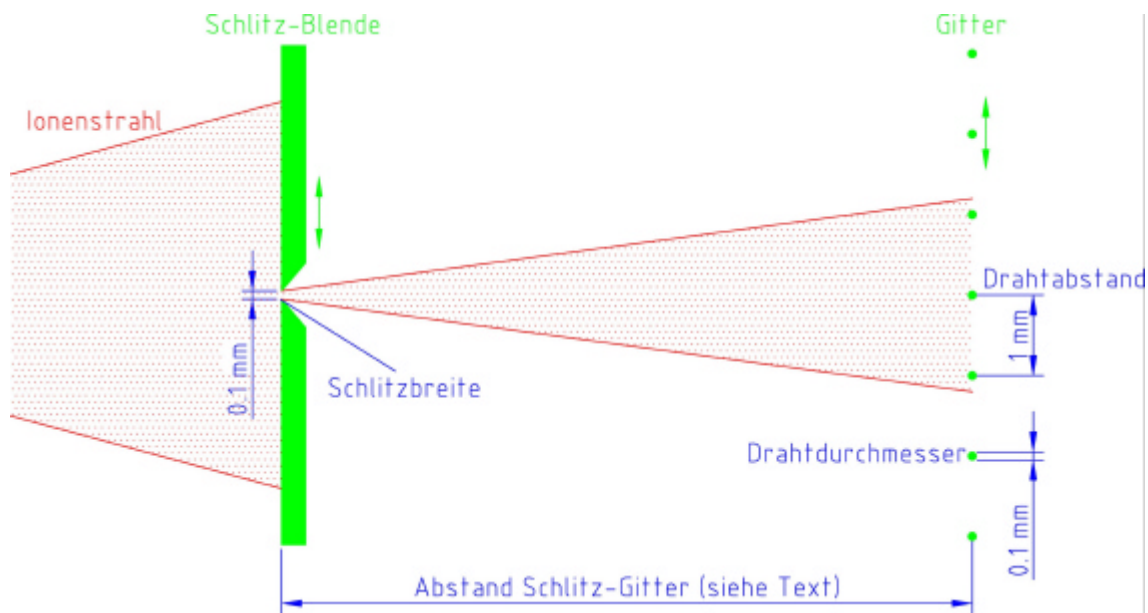
Die optimale Spannung an der Scheibe für einen maximalen, extrahierten Ionenstrom eines Ladungszustandes stellt einen Kompromiß zwischen optimiertem Ionentransport aus dem Plasma und optimierter Ionenstrahlformierung im Extraktionsbereich der Ionenquelle dar.

## 5.4 Messungen der Emittanz und Brillanz der Ionenquelle

Die direkte Beeinflussung der extrahierten Ionen durch die *biased Disk* müßte neben einer Erhöhung des Ionenstroms an hochgeladenen Ionen auch die Strahlqualität verbessern.

Die Qualität des Ionenstrahls einer Ionenquelle, die Brillanz, setzt sich aus dem extrahierten Ionenstrom und der vierdimensionalen transversalen Emittanz zusammen (siehe auch Abschnitt 2.4.2). Ausführliche Messungen der zweidimensionalen, horizontalen Emittanz an der Frankfurter Ionenquelle wurden bereits durchgeführt [Schm95]. Es wurde jedoch nicht die vertikale Emittanz gemessen und insbesondere nicht die Abhängigkeit der Emittanz und der Brillanz von der an die Scheibe angelegten kontinuierlichen Spannung untersucht. Es ist bislang unklar, ob die vorgespannte Scheibe einen Einfluß auf die Emittanz hat oder lediglich der extrahierte Ionenstrom anwächst. Sollte die Emittanz durch die negativ vorgespannte Scheibe beeinflusst werden, so ist auch unklar, ob mit der Zunahme des Ionenstroms eine Vergrößerung oder eine Verkleinerung der Emittanz verbunden ist.

Die Emittanz wurde nach dem Schlitz-Gitter-Verfahren mit einer Emittanzmeßanlage des Institutes für Angewandte Physik gemessen. Das Schlitz-Gitter-Meßprinzip und der mechanische Aufbau dieser Anlage werden ausführlich in folgenden Diplom- und Doktorarbeiten behandelt [Rieh85, Rieh93, Zimm98, Hohn99a]. Das Grundprinzip der Schlitz-Gitter-Methode zur Bestimmung der Emittanz eines Ionenstrahls ist in Abbildung 5.25 dargestellt.



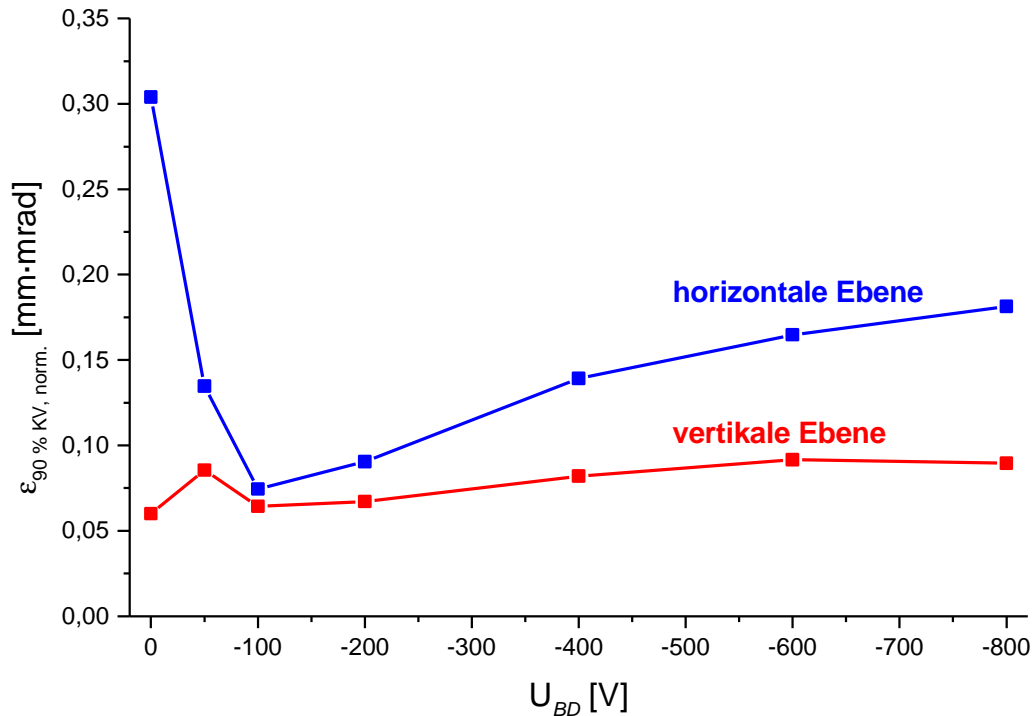
**Abbildung 5.25:** Grundprinzip der Schlitze-Gitter-Methode zur Messung der Emittanz eines Ionenstrahls.

Die Anlage, welche bislang aufgrund ihres mechanischen Aufbaus lediglich die Emittanz in einer Ebene messen konnte, wurde vor Beginn der Messungen auf zwei Ebenen erweitert. Mit dieser ausgebauten Version der Emittanzmeßanlage kann man direkt hintereinander die horizontale und vertikale Emittanz eines Ionenstrahls ausmessen, ohne die Anlage umbauen zu müssen.

Bei den hier durchgeführten Messungen wurden Schlitze und Gitter mit folgenden geometrischen Größen verwendet. Die Schlitzebreite betrug jeweils 0,1 mm. Die beiden verwendeten Gitter bestanden aus 60 parallelen Drähten mit 0,1 mm Durchmesser und einem Abstand zwischen den Drähten von 1 mm. Der Abstand von Schlitz zu Gitter betrug in der horizontalen Ebene 248 mm und in der vertikalen Ebene 326 mm.

Anhand von mehreren Meßreihen wurde eine deutliche Abhängigkeit der Quellenemittanz von der Spannung an der Scheibe nachgewiesen. In Abbildung 5.26 ist die horizontale und vertikale Emittanz, gemessen an einem  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionenstrahl, in Abhängigkeit von der *Disk*-Spannung aufgetragen. Die Emittanzmeßanlage wurde in der Strahlführung des  $90^\circ$ -Strahlkanals anstelle der Injektionslinse (E2) vor dem RFQ-Beschleuniger eingebaut (siehe Abbildung 3.1 auf Seite 27). Die Emittanz weist in beiden Ebenen ein Minimum bei einer *Disk*-Spannung von  $U_{BD} = -100 \text{ V}$  auf. Dieses ist in der horizontalen Ebene besonders ausgeprägt. Das absolute Minimum bei  $U_{BD} = 0 \text{ V}$  in der vertikalen Ebene ist auf eine Beschneidung des Ionenstrahls durch Elemente des Strahlführungssystems aufgrund der schlechteren Extraktionsbedingungen durch die niedrige *Disk*-Spannung zurückzuführen.



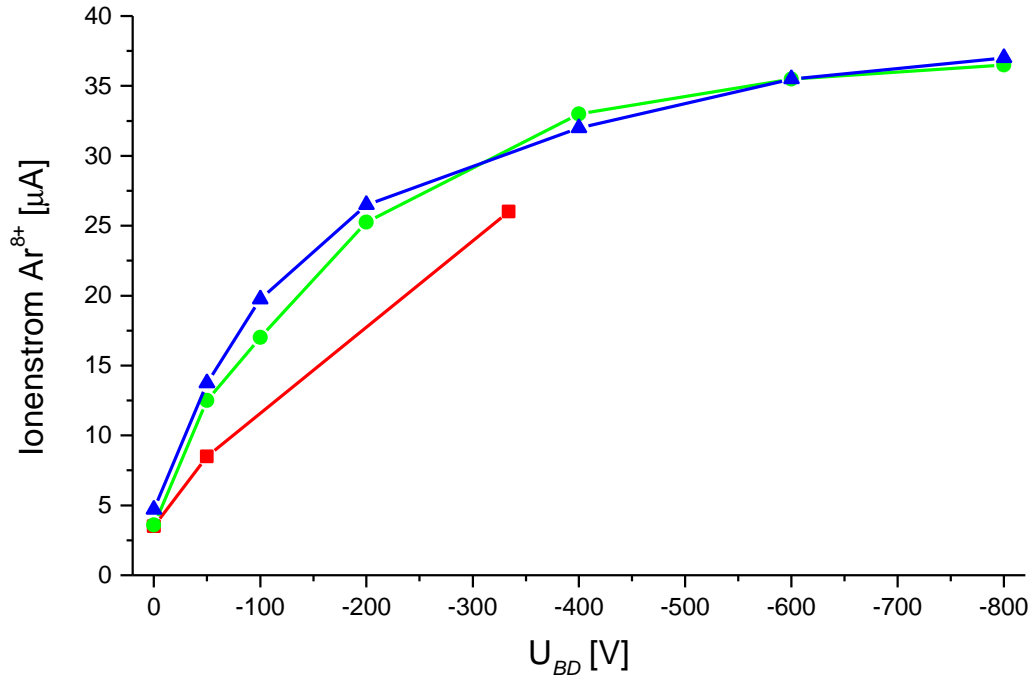


**Abbildung 5.26:** Gemessene horizontale und vertikale Emittanz von  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen in Abhängigkeit von der Spannung an der vorgespannten Scheibe  $U_{BD}$ . Die Extraktionsspannung betrug 25 kV und die Mikrowellenleistung 300 W.

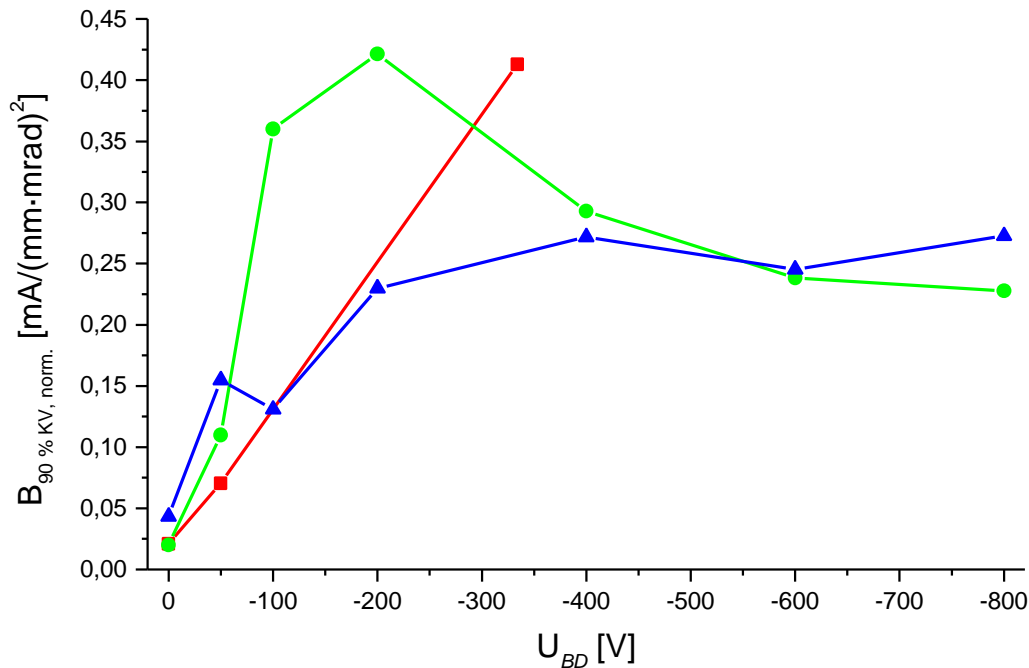
Die Abhängigkeit der Brillanz von der Spannung an der Scheibe  $U_{BD}$  ist in Abbildung 5.28 dargestellt. Die für die Berechnung der Brillanzen zugrundeliegenden Ströme an  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen sind in Abbildung 5.27 dargestellt. Die Ionenströme nehmen mit zunehmender *Disk*-Spannung kontinuierlich zu. Bei niedrigen *Disk*-Spannungen ist der Wert der Brillanz sehr gering. Mit zunehmender *Disk*-Spannung steigt dieser bis zu einem maximalen Wert an, geht in Sättigung oder fällt wieder ab. Das Maximum in der Brillanz ist nicht in allen Fällen mit dem Maximum des extrahierten Stroms an  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen identisch. Dies zeigt, daß neben der Verbesserung der Ionenextraktion durch die *biased Disk* noch eine Verbesserung der Ionendiffusion in Richtung Öffnung der Plasmaelektrode stattfindet.

Alle durchgeführten Emittanz- und Brillanzmessungen zeigen, daß durch die Spannung an der Scheibe nicht nur der extrahierte Ionenstrom erhöht wird, sondern auch die Emittanz und die Brillanz verbessert werden.

Typische, gemessene Emittanzbilder der Frankfurter EZR-Ionenquelle sind im Anhang E, Abbildungen E.1 bis E.4, dargestellt.



**Abbildung 5.27:** Gemessene Ströme von  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen in Abhängigkeit von der Spannung an der Scheibe  $U_{BD}$  für die in Abbildung 5.28 dargestellten Brillanzen.



**Abbildung 5.28:** Gemessene Brillanzen von  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen in Abhängigkeit von der Spannung an der vorgespannten Scheibe  $U_{BD}$ . Die Extraktionsspannung betrug 25 kV und die Mikrowellenleistung 300 W. Die durch eine gemeinsame Linie verbundenen Meßpunkte wurden bei gleichen Parametern der Ionenquelle und des Strahltransportes durchgeführt. Die verschiedenen Meßreihen unterscheiden sich durch einen leicht veränderten Quellengasdruck und veränderte Einstellungen des Strahltransportes.

## 6 Plasmadiagnose durch gepulste Injektion von Neutralteilchen mittels Laserablation

Die Laserablation ist eine Methode zur Abtragung von Teilchen aus einer Festkörperoberfläche. Durch einen intensiven, kurzen Laserpuls wird schlagartig Material von einem Festkörper verdampft. Die Erzeugung von Primärelektronen durch Multiphotonabsorption, die lokale Verdampfung des Festkörpers und der Energiegewinn der freien Elektronen durch das Laserfeld erzeugen zunächst ein dichtes, heißes Plasma in der Nähe der Festkörperoberfläche. Das Plasma breitet sich explosionsartig in das Vakuum aus. Während dieser Ausbreitungsphase rekombinieren die erzeugten Ionen mit den Plasmaelektronen, so daß ein kurzer Teilchenpuls von neutralen Atomen entsteht. Bei hohen Laserenergien werden neben den Neutralteilchen auch Ionen erzeugt. Dieses Prinzip nutzt man bei der Laserionenquelle zur Erzeugung von kurzen Ionenpulsen aus [Hugh89, Shar95].

Prinzipiell kann man die Laserablation verwenden, um von jedem beliebigen Festkörpermateriale freie Teilchen zu erzeugen. Die Leistungsdichte des fokussierten Laserstrahls muß hierzu allerdings einen materialspezifischen Grenzwert übersteigen, bevor der Ablationsprozeß einsetzt. Diese Leistungsdichte liegt typischerweise im Bereich von  $10^7$  bis  $10^9$  W/cm<sup>2</sup> [Boul93].

Die gezielte Injektion von Neutralteilchen in das Plasma einer EZR-Ionenquelle bietet die Möglichkeit, Festkörperionen jeglicher Art zu erzeugen. Dieses wurde bereits demonstriert [Hark93]. Die Vorteile dieser Methode gegenüber anderen Methoden zum Verdampfen von Festkörpern sind der niedrige Materialverbrauch, keine oder nur geringe Verunreinigung der Ionenquelle mit parasitären Stoffen und das Verdampfen von Materialien mit hohem Siedepunkt (z. B. Tantal und Wolfram).

Eine weitere Einsatzmöglichkeit, welche die Injektion von kurzen Neutralteilchenpulsen in das Plasma einer EZR-Ionenquelle bietet, ist die Plasmadiagnose. Betreibt man den Laser bei niedrigen Wiederholungsraten, so kann man den Ionisationsprozeß und den Ioneneinschluß direkt untersuchen. Zur Messung der Ionisationszeit von Wismut wurde dieses Verfahren erstmals angewandt [Hark95]. Durch die Messung der Ionisationszeiten für verschiedene Ladungszustände können theoretisch die mittlere Elektronenenergie und die Plasmadichte abgeschätzt werden.

In der hier vorliegenden Arbeit werden die Ionisationszeiten und der Ioneneinschluß verschiedener Elemente bei Variation der Quellenparameter untersucht. Neben der

Auswirkung der vorgespannten Scheibe auf den Ionisationsprozeß wird zudem der Einfluß der Mikrowellenleistung, des Quellengasdruckes und der Gasmischung untersucht. Außerdem werden die Auswirkungen der Injektion von Neutralteilchen auf ein bestehendes Plasma in der EZR-Ionenquelle gemessen.

## 6.1 Experimenteller Aufbau und Anordnung des Lasers

Zur Erzeugung des kurzen Neutralteilchenpulses durch Laserablation wurde ein  $\text{Nd}^{3+}$ :YAG-Lasersystem verwendet. Dies ist ein Vierniveau-Festkörperlaser, bei dem Yttriumaluminiumgranat („künstlicher Diamant“) mit Neodym<sup>3+</sup>-Ionen dotiert wird. Eine detaillierte Beschreibung von Lasersystemen mit  $\text{Nd}^{3+}$ :YAG als aktivem Lasermedium ist zum Beispiel in [Eich90, Lang94, Koec96, Svel98] gegeben.

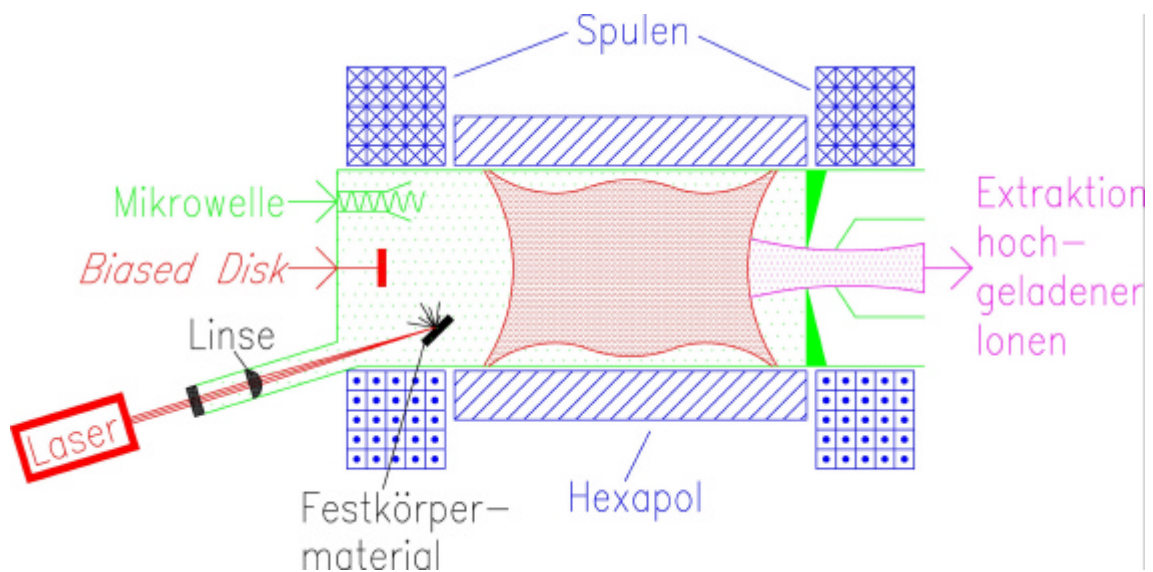
Das hier verwendete Lasersystem wird bei einer Wellenlänge von 1064 nm betrieben. Die Pulslänge beträgt 15 ns (Güteschaltung, siehe auch [Sieg86, Demt93]) mit Energien bis zu 30 mJ pro Laserpuls. Zur Einleitung des Ablationsprozesses sollte die Fläche des Laserstrahls auf dem zu verdampfenden Festkörper in der Größenordnung von  $1 \text{ mm}^2$  und darunter liegen. In Voruntersuchungen des Lasersystems wurden  $10^{14} - 10^{15}$  Teilchen pro Laserpuls von einer Zink-Scheibe (*Laser-Target*) gemessen [Miro98]. Das Maximum der Geschwindigkeitsverteilung des Neutralteilchenpulses liegt bei etwa  $10^6 \text{ cm/s}$ . Die Pulsbreite beträgt etwa  $10 \mu\text{s}$  in 5 cm Entfernung vom *Laser-Target*. Die Pulsbreite ist durch die Geschwindigkeitsverteilung der Neutralteilchen gegeben und wächst proportional mit dem Abstand vom *Laser-Target* an.

Die Anzahl der pro Laserpuls erzeugten Teilchen ist abhängig von der Energie des Laserstrahls und steigt mit zunehmender Energie an. Betreibt man den Laser in der Nähe des Grenzwertes zur Einleitung des Ablationsprozesses, dann ist der Ionisationsgrad der erzeugten Teilchen  $<10 \%$ .

Das Lasersystem kann mit Wiederholungsraten bis zu 50 Hz betrieben werden und ist daher nicht zur Erzeugung von kontinuierlichen Festkörperionenstrahlen geeignet, hierzu werden Wiederholungsraten im kHz-Bereich benötigt. Die im Einzelpulsbetrieb ( $f_{\text{Wied.}} < 1 \text{ Hz}$ ) extrahierten Ionenpulse können jedoch sehr gut zur Diagnose des Quellenplasmas verwendet werden.

Der Laser ist außerhalb der Ionenquelle auf Erdpotential installiert. Der Abstand zur Quelle ist so gewählt, daß es zu keinen Spannungsüberschlägen kommt. Der Laserstrahl wird durch einen der 6 Kanäle des neuen Injektionsflansches geführt (siehe Ab-

schnitt 3.2.2 und Abbildung 3.9 auf Seite 38). Diese Kanäle sind gegenüber der Hauptachse der Ionenquelle um einen Winkel von  $17^\circ$  geneigt. Der Laserstrahl wird durch ein Vakuumglasfenster in den Kanal eingebracht. In dem Kanal befindet sich eine Linse mit 110 mm Fokuslänge, welche den Laserstrahl auf das Festkörpermateriale (Laser-Target) fokussiert. Die Linse und das Laser-Target sind an einem gemeinsamen Halter befestigt und können leicht ausgetauscht werden. Die hier beschriebene Positionierung des Laser-Targets ist in Abbildung 6.1 skizziert und wird im folgenden auch als **Anordnung 1** bezeichnet.



**Abbildung 6.1:** Prinzipieller Aufbau zur Laserablation in der Frankfurter EZR-Ionenquelle. Die hier gezeigte Positionierung des Laser-Targets wird im folgenden auch als **Anordnung 1** bezeichnet.

Durch diese Anordnung werden die erzeugten Neutralteilchen nicht direkt in das EZR-Plasma injiziert, sondern müssen zuerst an den Plasmakammerwänden reflektiert werden. Die Reflexionskoeffizienten liegen im Bereich von 10 bis 30 %. Die restlichen Teilchen verharren an den Plasmakammerwänden und können nur durch Wechselwirkung mit dem Plasma gelöst werden (z. B. durch *Sputtern*).

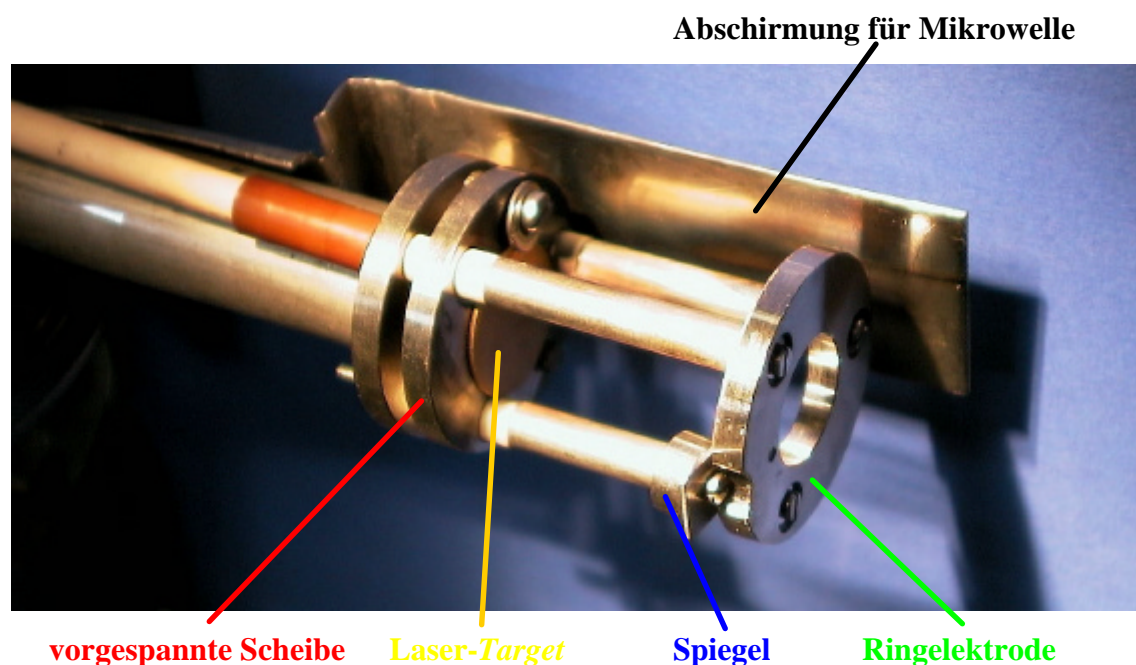
Die reflektierten Neutralteilchen treffen zunächst auf die Plasmakammerwände auf und werden für eine gewisse Zeit adsorbiert. Die Zeitdauer der Adsorption (Adsorptionszeit) hängt von dem Teilchentyp, dem Auftreffwinkel, der Geschwindigkeit der Teilchen und der Oberflächenbeschaffenheit ab. Die Adsorptionszeiten liegen im Bereich bis zu 100  $\mu$ s. Sie sind damit deutlich kleiner als die Einschlußzeiten und Ionisationszeiten der hochgeladenen Ionen im EZR-Plasma (einige ms). Ein Vorteil dieser Methode ist die Abbremsung der reflektierten Teilchen durch die Plasmakammerwände.

Messungen haben gezeigt, daß die Geschwindigkeit der Teilchen durch die Reflexion an einer Wand um bis zu einem Faktor 6 reduziert wird [Okad92].

Da die Plasmakammerwände in ständiger Wechselwirkung mit dem Plasma stehen, besteht auch die Möglichkeit, daß die an den Wänden haftenden Teilchen durch Zerstäubungsprozesse (*Sputter*-Prozesse) gelöst werden.

Zur Erhöhung der Ionenausbeute bei Materialien mit höherer Ablationsschwelle wurde die Anordnung des *Laser-Targets* geändert. Bei diesen Messungen wurde das *Laser-Target* zentral auf der vorgespannten Scheibe (*biased Disk*) und damit auf der Achse der Ionenquelle installiert. Ein fokussierender Hohlspiegel wurde an einem Ring angebracht, welcher den Fokuspunkt des Laserstrahls auf die Mitte des *Laser-Targets* lenkt (siehe Foto 6.1). Scheibe und Ring sind galvanisch getrennt und können somit jeweils als vorgespannte Elektrode zum EZR-Plasma oder zur Manipulation des Laserplasmas eingesetzt werden.

Die Brennweite des Spiegels beträgt 40 mm, so daß durch diesen experimentellen Aufbau die Fläche des Laserstrahls auf dem *Laser-Target* gegenüber dem zuvor beschriebenen Aufbau kleiner ist. Die Positionierung des *Laser-Targets* auf der vorgespannten Scheibe wird im folgenden auch als **Anordnung 2** bezeichnet. Durch diese Anordnung wird ein Großteil der Neutralteilchen direkt in das Plasma injiziert, bevor ein Teil von diesen auf die Plasmakammerwände trifft.



**Foto 6.1:** Vorgespannte Scheibe in Kombination mit einer Ringelektrode. Auf die vorgespannte Scheibe ist zentral das *Laser-Target* angebracht (hier eine 1 mm dicke Goldscheibe). Auf der Ringelektrode ist ein fokussierender Spiegel installiert. Die hier gezeigte Positionierung des *Laser-Targets* wird im folgenden auch als **Anordnung 2** bezeichnet.

Beim Durchqueren des Plasmas wird ein Teil der durch die Laserablation erzeugten Neutralteilchen ionisiert und durch das Plasma eingeschlossen. Die Festkörperionen werden dann sukzessiv in höhere Ladungszustände versetzt und durch das Extraktionssystem der Ionenquelle extrahiert. Die Zeitstruktur und Amplitude der extrahierten und analysierten Ladungszustände enthalten Informationen über die Ionisations-, Ioneneinschluß- und Extraktionsprozesse im EZR-Plasma.

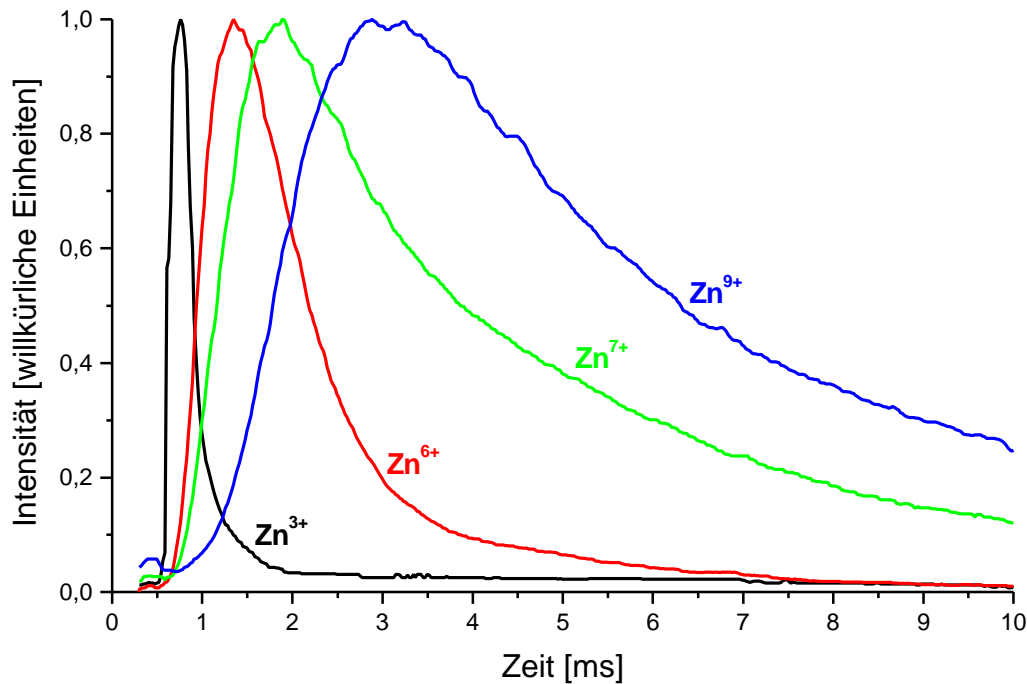
## 6.2 Plasmadiagnose mit gepulsten Metallatomen

Bei den ersten Messungen zur Injektion von Metallatomen in das EZR-Plasma wurde Zink als *Laser-Target* verwendet, mit dem bereits in den Vorversuchen gute Ausbeuten erzielt wurden (niedrige Ablationsschwelle). Die Positionierung des *Laser-Targets* bei den in diesem Unterkapitel beschriebenen Messungen entspricht der Anordnung 1.

In Abbildung 6.2 sind die Zeitstrukturen von Zn-Ionen für verschiedene Ladungszustände dargestellt. Die Amplituden sind zur besseren Darstellung der Verschiebung des Maximums auf 1 normiert. Die Aufnahmen der zeitaufgelösten, extrahierten Ionenströme erfolgt nach dem in Abschnitt 5.2.1 beschriebenen Verfahren mit Hilfe eines Oszilloskops und einer digitalen Kamera. Das Oszilloskop wird durch die Güteschaltung des Lasers getriggert, daß heißt, das den Laserpuls auslösende Triggersignal startet auch gleichzeitig die Messung am Oszilloskop.

Die ersten Messungen wurden mit einer reinen Edelstahl-Plasmakammer durchgeführt. Die Ionenquelle wurde mit Argon als Arbeitsgas betrieben, da bei den geringen Wiederholungsraten des Lasers ( $f_{\text{Wied.}} = 0.07 \text{ Hz}$ ) die Ionenquelle und die Strahlführung nicht auf die Metallionen optimiert werden konnten. Das Gesamtsystem (Ionenquelle und Strahltransport) wurde auf den Ladungszustand  $\text{Ar}^{8+}$  optimiert, da die hierbei gewählten Einstellungen erfahrungsgemäß auch für schwerere Metallionen geeignet sind.

Als **Ionisationszeit** wird im folgenden die Zeitspanne vom Auslösen des Lasers bis zum Erreichen des maximal extrahierten Ionenstroms eines Ladungszustandes bezeichnet. Die gemessenen Ionisationszeiten aus Abbildung 6.2 nehmen überproportional mit dem Ladungszustand zu, entsprechend der Abnahme der Wirkungsquerschnitte für die Elektronenstoßionisation mit dem Ladungszustand (siehe auch Abbildung 2.2 auf Seite 6). Der zeitliche Verlauf der extrahierten Ionenströme für die verschiedenen Ladungszustände wird weiter unten anhand von Abbildung 6.6 erklärt.

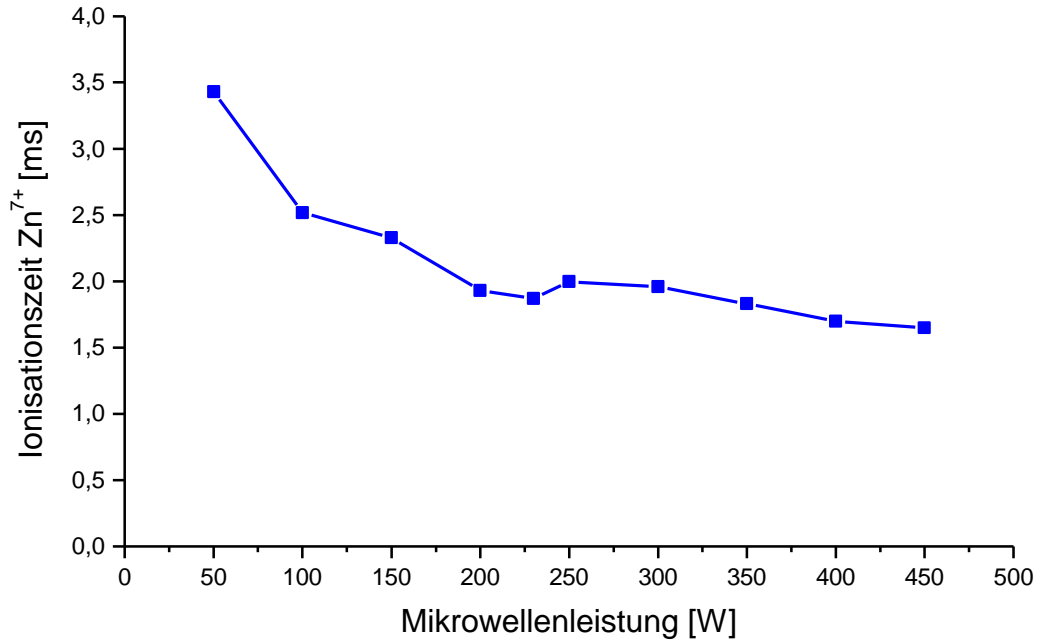


**Abbildung 6.2:** Gemessene Zeitstruktur von Zn-Ionen verschiedener Ladungszustände. Die durch Laserablation erzeugten Zink-Atome wurden in ein reines Argon-Plasma injiziert. Die Amplituden sind zur besseren Darstellung der Verschiebung des Maximums auf 1 normiert. Die Mikrowellenleistung betrug 220 W. Die Ionenquelle und das Strahltransportsystem wurden für den Ladungszustand  $\text{Ar}^{8+}$  optimiert

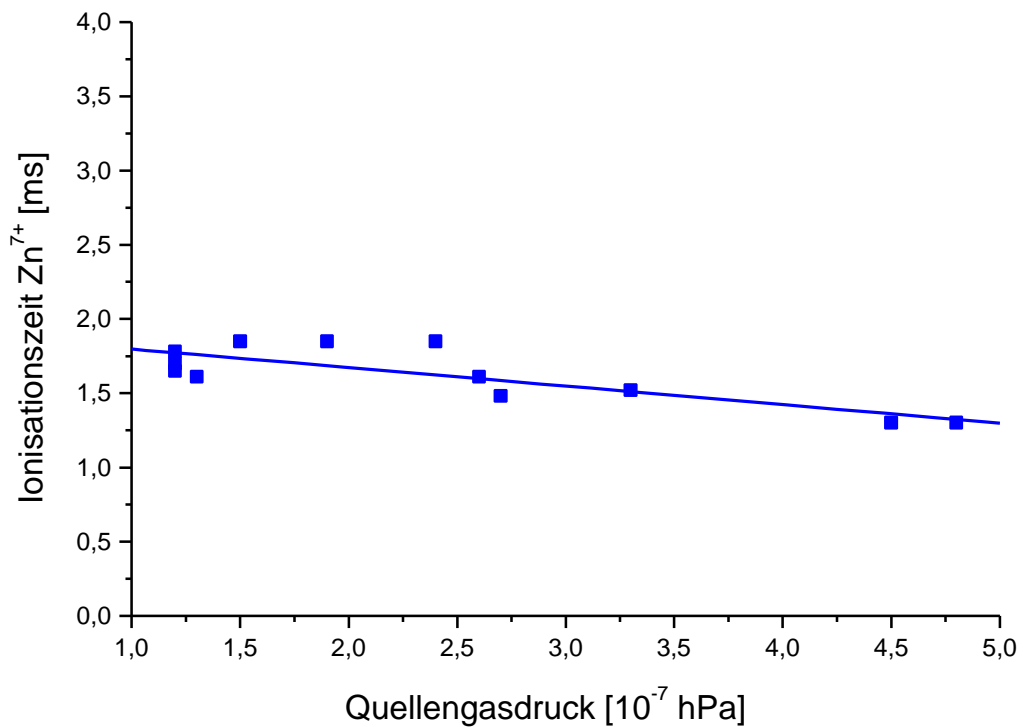
Aus diesen experimentellen Daten wurde durch numerische Simulationen [Shir94] eine Plasmadichte von  $n_e = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  und eine Elektronentemperatur von  $T_e = 750 \text{ eV}$  berechnet [Miro99]. In dem zugrundeliegenden theoretischen Modell wird ein System von nichtlinearen Raten-Gleichungen für alle Ionenkomponenten gelöst, welche die Ionenerzeugung und die Ionenverluste in einem definierten Plasmavolumen beschreiben [Shir96]. Die Abfallzeit der extrahierten Ionenpulse nach dem Erreichen des Maximums wird durch die Simulationen am besten beschrieben, wenn die Ioneneinschlußzeit  $\tau_{\text{Ion}} = 10 \text{ ms}$  für die höchsten Ladungszustände beträgt.

Die Abhängigkeit der Ionisationszeit für  $\text{Zn}^{7+}$ -Ionen von der Mikrowellenleistung ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Für Mikrowellenleistungen bis 200 W nimmt die Ionisationszeit mit zunehmender Mikrowellenleistung deutlich ab. Mit weiter zunehmender Mikrowellenleistung sinkt die Ionisationszeit nur noch wenig, es stellt sich eine Art Sättigung ein. Ein ähnliches Verhalten weisen die Amplituden der extrahierten Ionenströme auf. Im Bereich niedriger Mikrowellenleistungen steigt die Amplitude mit zunehmender Mikrowellenleistung deutlich an. Mit weiter zunehmender Mikrowellenleistung gehen auch hier die Amplitudenströme in Sättigung.





**Abbildung 6.3:** Gemessene Ionisationszeit für  $Zn^{7+}$ -Ionen in Abhängigkeit von der Mikrowellenleistung. Der Quellengasdruck  $P_{Quelle}$  betrug  $1.4 \cdot 10^{-7}$  hPa (reines Argon).



**Abbildung 6.4:** Gemessene Ionisationszeit  $\tau_{Ion}$  für  $Zn^{7+}$ -Ionen in Abhängigkeit vom Quellengasdruck  $P_{Quelle}$ . Die Mikrowellenleistung betrug 250 W.

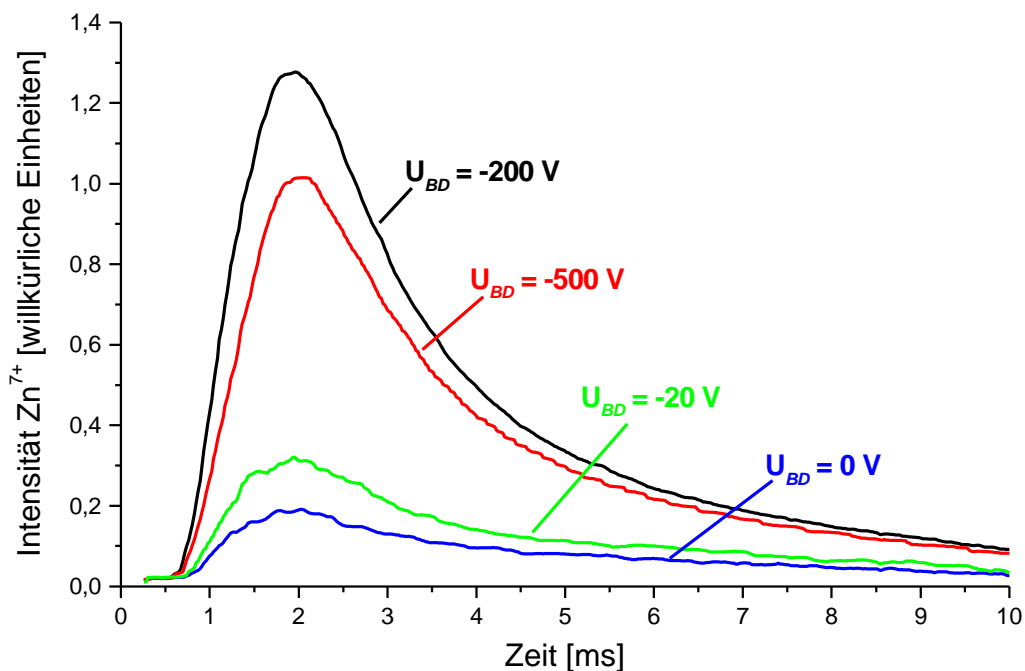
Der Einfluß des Quellengasdruckes  $P_{Quelle}$  auf die Ionisationszeit wurde ebenfalls für  $Zn^{7+}$ -Ionen gemessen. Obwohl die Änderung des Gasdruckes einen starken Einfluß auf

die Ausbeute an hochgeladenen Ionen hat (wegen Ladungsaustauschprozessen), ändert sich die Ionisationszeit nur wenig, insbesondere im Vergleich zu den Messungen mit unterschiedlicher Mikrowellenleistung. Generell ist jedoch der Trend zu erkennen, daß mit zunehmendem Quellengasdruck die Ionisationszeit kürzer wird.

Nachdem gezeigt wurde, daß die Injektion von Neutralteilchenpulsen zur Diagnose des Ionisationsprozesses geeignet ist, kann der Einfluß der negativ vorgespannten Scheibe (*biased Disk*) auf den Ionisationsprozeß und die in Kapitel 5.3 aufgestellte Hypothese untersucht werden.

Messungen der zeitaufgelösten Ströme von  $\text{Zn}^{7+}$ -Ionen bei unterschiedlicher *Disk*-Spannung zeigen, daß die Amplitude der Ionenpulse optimiert werden kann, jedoch der zeitliche Verlauf und insbesondere die Ionisationszeit durch die Variation der *Disk*-Spannung unbeeinflusst bleibt (siehe Abbildung 6.5). Dies bestätigt die in Kapitel 5 aufgestellte Hypothese, daß die Steigerung der extrahierten Ionenströme durch die negativ vorgespannte Scheibe **nicht** mit einer Erhöhung der Plasmadichte und einer Verbesserung des Ionisationsprozesses verbunden ist. Wäre dies der Fall, dann müßten sich die Ionisationszeiten, das heißt der Zeitpunkt bis zum Erreichen des maximalen Ionenstroms nach dem Auslösen des Lasers, zu kürzeren Zeiten hin verschieben.

Diese Messungen wurden mit Cadmium als *Laser-Target* bestätigt und zudem mit gepulster *Disk*-Spannung durchgeführt (siehe hierzu Anhang F).

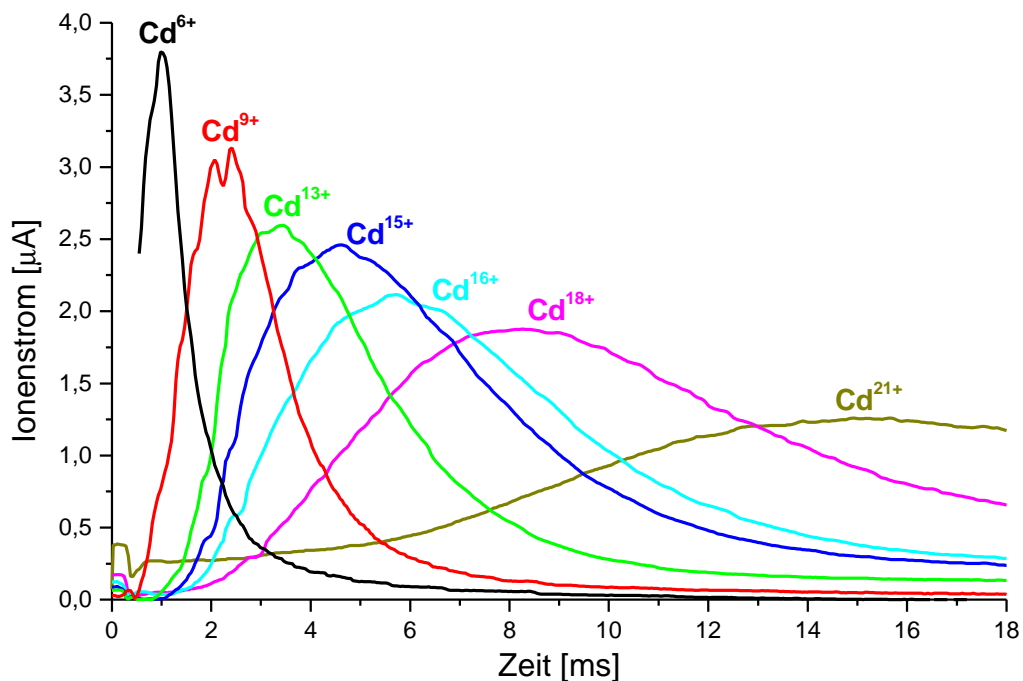


**Abbildung 6.5:** Gemessene Zeitstruktur von  $\text{Zn}^{7+}$ -Ionen bei unterschiedlichen Spannungen an der vorgespannten Scheibe  $U_{BD}$ . Die Mikrowellenleistung betrug 250 W.

Im Anschluß an diese ersten Messungen wurde der Aluminium-Hohlzylinder mit MD-Beschichtung (siehe Kapitel 4) in die Edelstahl-Plasmakammer eingesetzt, um die Ausbeute an hochgeladenen Ionen zu erhöhen. Zudem wurden experimentell die optimale Position und die Ausrichtung des Laser-Targets zum EZR-Plasma ermittelt. Als Laser-Targets wurden Cadmium, Magnesium und Wolfram verwendet.

Bei dem Wolfram-Target war die Anzahl der erzeugten Neutralteilchen pro Laserpuls aufgrund der hohen Ablationsschwelle und der niedrigen maximalen Energie des Lasers sehr gering. Diese konnten daher zu Diagnosezwecken des EZR-Plasmas nicht verwendet werden. Bei der Verwendung von Magnesium als Laser-Target wurden unter Variation der Mikrowellenleistung und des Gasdruckes die gleichen Ergebnisse wie bei der Verwendung von Cadmium erzielt. Zusammenfassend sind die Ionisationszeiten für  $\text{Cd}^{18+}$ - und  $\text{Mg}^{5+}$ -Ionen im Anhang G dargestellt.

Unter diesen veränderten Bedingungen wurden zunächst die Zeitstrukturen von Cadmium-Ionen verschiedener Ladungszustände untersucht (siehe Abbildung 6.6). Die zeitlichen Verläufe der extrahierten Ionen weisen unterschiedliches Verhalten für die verschiedenen Ladungszustände auf. Je niedriger der Ladungszustand ist, desto kürzer sind die Anstiegs- und Abfallzeiten. Je höher der Ladungszustand, desto größer sind die Anstiegs- und Abfallzeiten.

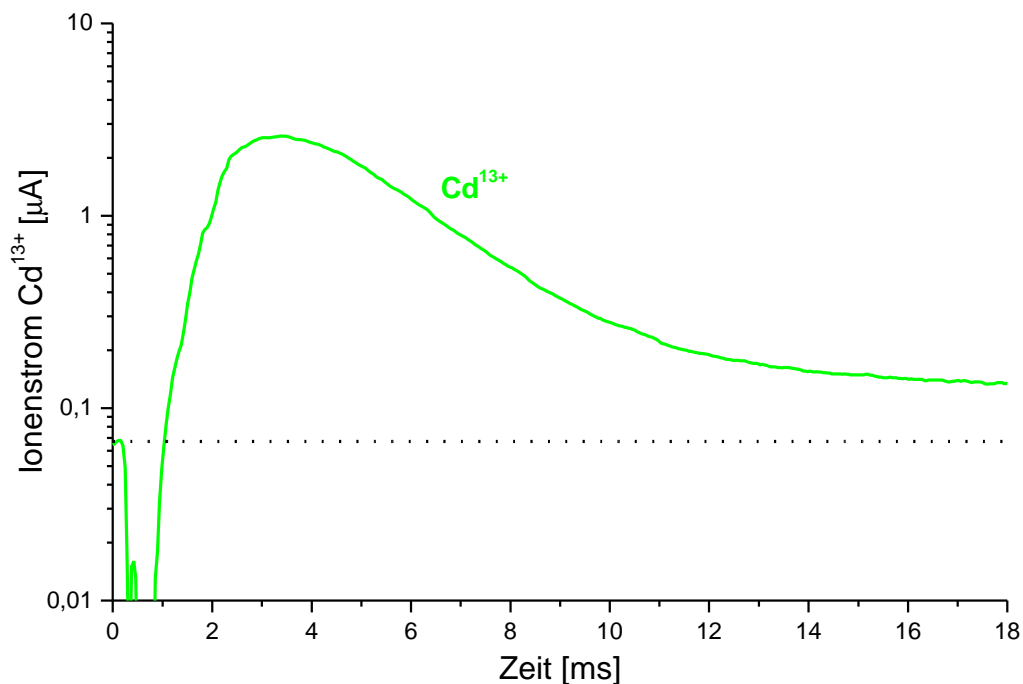


**Abbildung 6.6:** Gemessene Zeitstruktur von Cd-Ionen verschiedener Ladungszustände. Die durch Laserablation erzeugten Cadmium-Atome wurden in ein reines Argon-Plasma injiziert. Die Mikrowellenleistung betrug 400 W. Die Ionenquelle und das Strahltransportsystem wurden für den Ladungszustand  $\text{Ar}^{11+}$  optimiert. Der Laser wurde während dieser Meßreihe bei 0.1 ms ausgelöst.

In diesen Zeitstrukturen spiegeln sich die sukzessiven Ionisationsprozesse und die Abnahme der Wirkungsquerschnitte für die Elektronenstoßionisation mit zunehmendem Ladungszustand wieder (siehe auch Abschnitt 2.2). Die niedrig geladenen Ionen besitzen relativ hohe Wirkungsquerschnitte und benötigen wenige Stöße zu ihrer Erzeugung. Daher sind die Anstiegszeiten sehr kurz. Die Abfallzeiten sind ebenfalls kurz, da ein Teil dieser Ionen das Plasma verläßt und der andere Teil in höhere Ladungszustände ionisiert wird.

Die Anstiegszeiten der höchsten Ladungszustände sind sehr lang, da zunächst erst sukzessive alle niedrigeren Ladungszustände erzeugt werden müssen und der Wirkungsquerschnitt im Vergleich zu den niedrig geladenen Ionen sehr klein ist (siehe hierzu auch Abbildung 2.2 auf Seite 6). Die Abfallzeit ist ebenfalls sehr lang, da die Wahrscheinlichkeit, in einen noch höheren Ladungszustand ionisiert zu werden, sehr gering ist und die Einschlußzeit der hochgeladenen Ionen im Plasma groß ist im Vergleich zu den niedrig geladenen Ionen.

Die Messungen in Abbildung 6.6 wurden bereits 0.1 ms, bevor der Laser ausgelöst wurde, gestartet, damit man das kontinuierliche Ionenstromniveau der Cd-Ionen vor der, bzw. ohne Neutralteilcheninjektion erkennen kann. Dies ist in Abbildung 6.7 für  $\text{Cd}^{13+}$ -Ionen durch logarithmische Darstellung der Ionenstromachse deutlicher dargestellt.

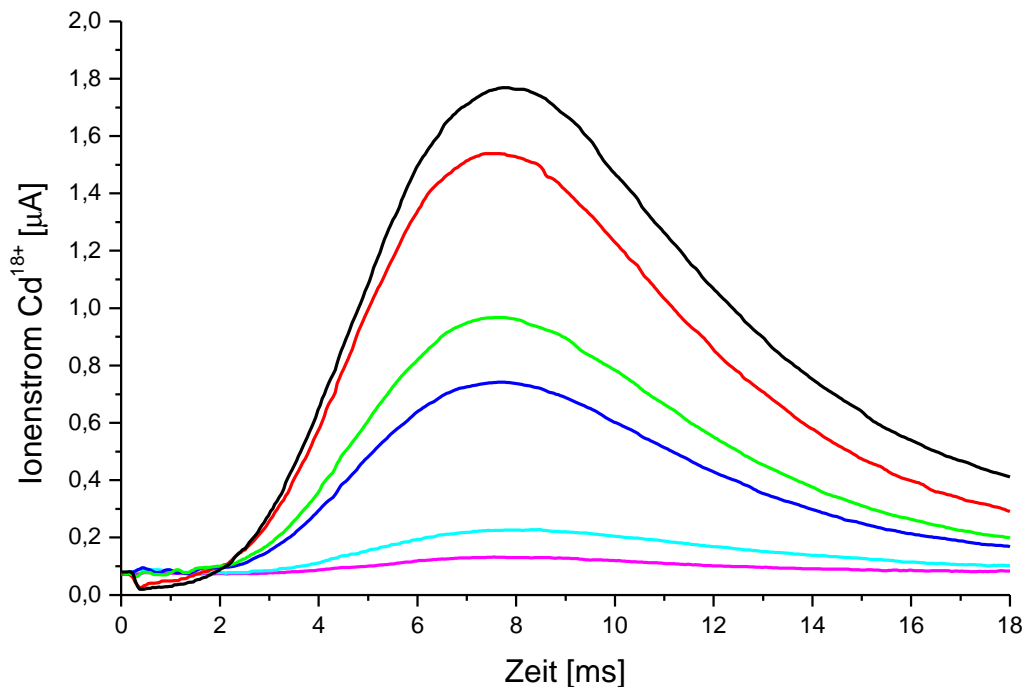


**Abbildung 6.7:** Gemessene Zeitstruktur von  $\text{Cd}^{13+}$ -Ionen. Die durch Laserablation erzeugten Cd-Atome wurden in ein reines Ar-Plasma injiziert. Die Mikrowellenleistung betrug 400 W. Die Ionenquelle und das Strahltransportsystem wurden für den Ladungszustand  $\text{Ar}^{11+}$  optimiert. Der Laser wurde während dieser Messung bei 0.1 ms ausgelöst. Die gestrichelte Linie präsentiert das kontinuierliche Ionenstromniveau, bevor der Laser ausgelöst wird.

Die gestrichelte Linie präsentiert das kontinuierliche Ionenstromniveau an  $\text{Cd}^{13+}$ , bevor der Laser ausgelöst wird. Dieses stammt von der Belegung der Plasmakammerwände mit Cadmium-Atomen und deren permanenter Abtragung durch das Plasma. Der Einbruch des Ionenstroms unmittelbar nach dem Auslösen des Lasers wird sowohl für die Cadmium-Komponenten wie auch für die Argon-Komponenten des Hauptplasmas beobachtet (siehe hierzu Abschnitt 6.4).

Außerdem beobachtet man, daß der Ionenstrom zunächst in Sättigung geht und daß dieser Sättigungswert größer als der kontinuierliche Ionenstrom vor der Neutralteilcheninjektion ist. Dies hängt damit zusammen, daß für eine bestimmte Zeitdauer ein Gleichgewicht zwischen der Anzahl der erzeugten  $\text{Cd}^{13+}$ -Ionen und der Anzahl von Verlusten an  $\text{Cd}^{13+}$ -Ionen erreicht wird.

Die Abhängigkeit der Ionisationszeit und der Amplitude des extrahierten Ionenstroms von der Intensität des Laserstrahls ist in Abbildung 6.8 für  $\text{Cd}^{18+}$ -Ionen dargestellt. Die Energie des Laserstrahls wurde von nahezu 0 bis auf 30 mJ in sechs Schritten erhöht, das heißt, die Anzahl der in das EZR-Plasma injizierten Cadmium-Atome variiert entsprechend der Energie des Laserstrahls. Je höher die Intensität des Laserstrahles ist, desto größer ist die Anzahl der erzeugten Cadmium-Atome.

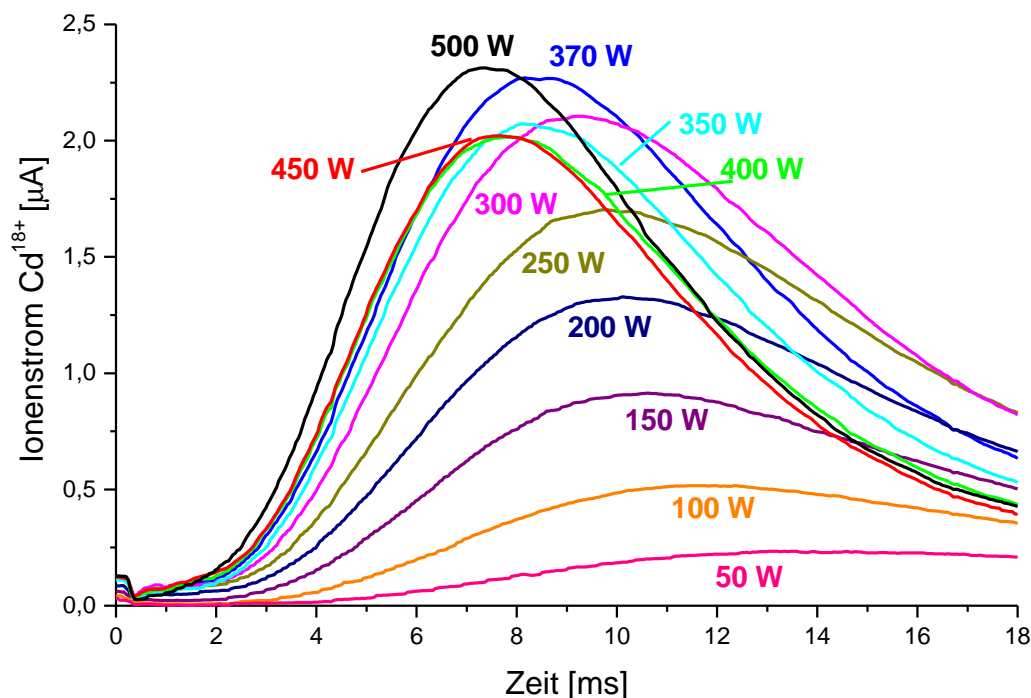


**Abbildung 6.8:** Einfluß der Intensität des Laserstrahls auf die Zeitstruktur und Amplitude der extrahierten  $\text{Cd}^{18+}$ -Ionen. Die Intensität des Laserstrahls wurde von nahezu 0 (untere Linie) bis auf 30 mJ (obere Linie) in willkürlichen Schritten erhöht. Die Mikrowellenleistung betrug 350 W. Die durch Laserablation erzeugten Cadmium-Atome wurden in ein reines Argon-Plasma injiziert.

Die gemessenen Zeitstrukturen der Cadmium-Ionen, insbesondere die Ionisationszeit, bleiben über den gesamten Energiebereich des Lasersystems gleich und damit unbeeinflusst von der Anzahl der in das Plasma injizierten Cadmium-Atome. Lediglich die Amplitude der extrahierten Cadmium-Ionen wächst mit zunehmendem Neutralteilchenfluß an. Diese zeigt, daß durch Verkleinerung des Fokuspunktes auf dem Laser-Target die Intensität der erzeugten Ionen weiter erhöht werden kann.

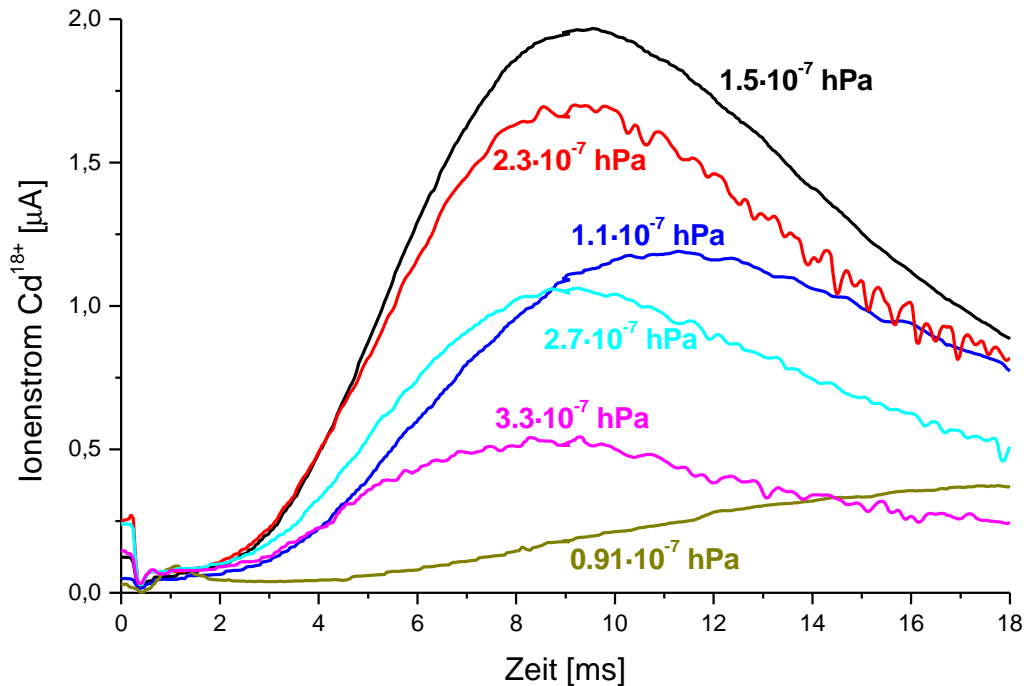
Der Einfluß der Mikrowellenleistung auf die Zeitstruktur und die Amplitude der extrahierten  $\text{Cd}^{18+}$ -Ionen ist in Abbildung 6.9 dargestellt. Die Zeit bis zum Erreichen des maximalen Ionenstroms (Anstiegszeit) nimmt kontinuierlich mit zunehmender Mikrowellenleistung ab, wie auch bereits in Abbildung 6.3 für Zink-Ionen gezeigt wurde. Gleiches gilt auch für die Abfallzeit bei den aufgenommenen Zeitverläufen. Diese wird mit zunehmender Mikrowellenleistung ebenfalls kürzer.

Die Amplitude der extrahierten  $\text{Cd}^{18+}$ -Ionen steigt zunächst an und erreicht ein lokales Maximum bei 370 W. Für Mikrowellenleistungen ab 370 W beeinflussen Instabilitäten im EZR-Plasma die extrahierten Ionenströme, so daß die absolute Höhe der gemessenen Amplituden ab 370 W zum Teil vom Zeitpunkt der Aufnahme abhängt.



**Abbildung 6.9:** Einfluß der Mikrowellenleistung auf die Zeitstruktur und Amplitude der extrahierten  $\text{Cd}^{18+}$ -Ionen. Die durch Laserablation erzeugten Cadmium-Atome wurden in ein reines Argon-Plasma injiziert.

Bei der Variation des Gasdruckes in der Ionenquelle zeigen sich zwei typische Charakteristiken. Die Amplitude der extrahierten  $\text{Cd}^{18+}$ -Ionen weist ein Maximum bei einem Quellengasdruck von  $1.5 \cdot 10^{-7}$  hPa auf (siehe Abbildung 6.10). Mit zunehmendem oder abnehmendem Quellengasdruck nimmt die Amplitude des Ionenstroms ab. Die Zeit bis zum Erreichen des Maximums nimmt jedoch kontinuierlich mit zunehmendem Quellengasdruck ab.

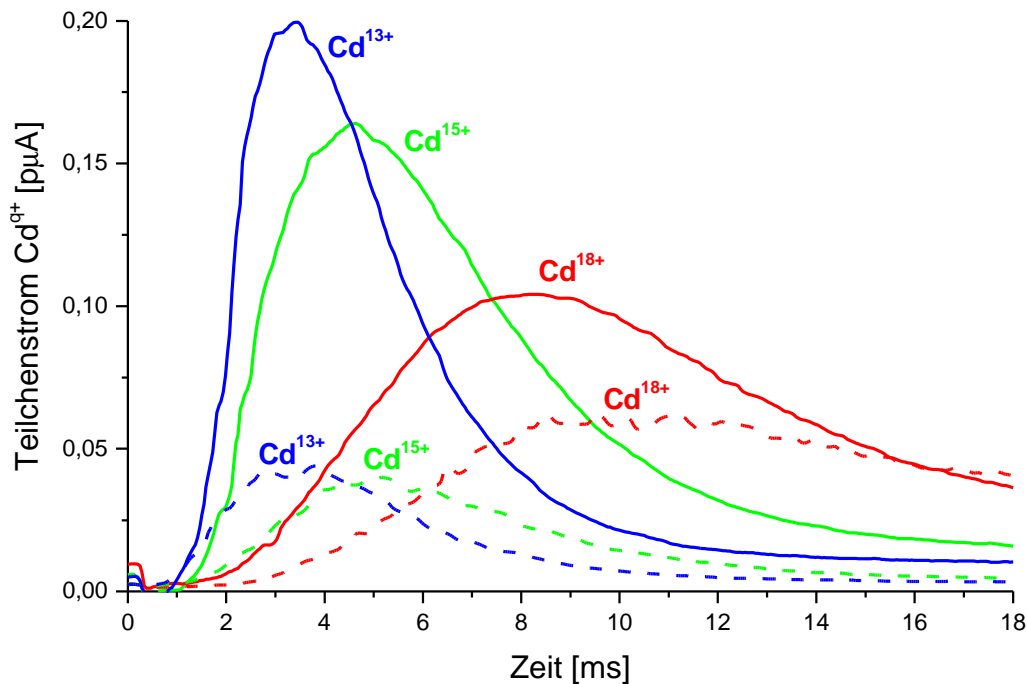


**Abbildung 6.10:** Einfluß des Quellengasdruckes auf die Zeitstruktur und Amplitude der extrahierten  $\text{Cd}^{18+}$ -Ionen. Die Mikrowellenleistung betrug 300 W. Die durch Laserablation erzeugten Cadmium-Atome wurden in ein reines Argon-Plasma injiziert.

Neben der Variation des Gasdruckes wurde auch das Quellengas, in welches die erzeugten Cadmium-Atome injiziert wurden, verändert. Insbesondere ist hierbei der Betrieb der Ionenquelle im Mischgasbetrieb von besonderem Interesse. In Abbildung 6.11 ist hierzu die Injektion von verschiedenen Cadmium-Ladungszuständen in ein reines Argon-Plasma im Vergleich zur Injektion in ein Argon + Sauerstoff-Plasma dargestellt. Der totale Quellengasdruck betrug im reinen Argon-Betrieb  $1.5 \cdot 10^{-7}$  hPa und im Mischgasbetrieb  $3.5 \cdot 10^{-7}$  hPa. Die Ionenquelle und das Strahltransportsystem wurden in beiden Fällen auf den Ladungszustand  $\text{Ar}^{11+}$  optimiert.

Zur Verdeutlichung der Dynamik der Ionenerzeugung und der Teilchenverluste aus dem EZR-Plasma sind in Abbildung 6.11 die extrahierten Teilchenströme und nicht die Ionenströme aufgetragen. Die Amplituden der extrahierten Cd-Ionen sind im Falle der Gasmischung für alle Ladungszustände niedriger. Bei den niedrigen Ladungszuständen

ist diese Differenz größer als bei den hohen Ladungszuständen. Die Anstiegszeiten und die Zeit bis zum Erreichen des Maximums ändern sich nicht merklich. Dies ist erstaunlich, da trotz des höheren Gesamtgasdruckes in der Ionenquelle die Ionisationszeiten nicht zu kürzeren Zeiten hin verschoben sind, wie zum Beispiel in Abbildung 6.10 gezeigt wurde.



**Abbildung 6.11:** Zeitliches Verhalten von extrahierten Teilchenströmen der Ladungszustände  $\text{Cd}^{13+}$ ,  $\text{Cd}^{15+}$  und  $\text{Cd}^{18+}$ . Die durch Laserablation erzeugten Cadmium-Atome wurden einmal in ein reines Argon-Plasma (durchgezogene Linien) und einmal in ein Argon + Sauerstoff-Plasma (gestrichelte Linien) injiziert. **Hinweis:** Hier sind nicht die Ionenströme, sondern die Teilchenströme aufgetragen.

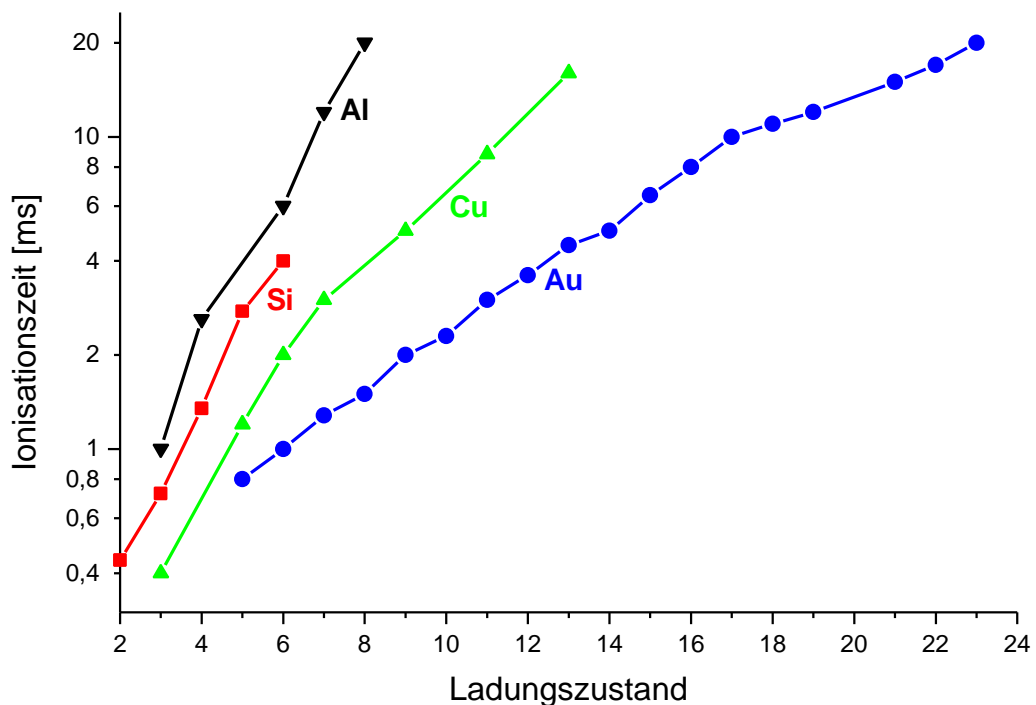
Die Abfallflanke ist im Falle der Gasmischung für die hochgeladenen Ionen nicht so stark abfallend. Dies deutet auf eine Reduzierung der Ionenverluste während des Ionisationsprozesses und eine Erhöhung der Ioneneinschlußzeit im EZR-Plasma hin. Die hier gemessene Dynamik, insbesondere die längere Einschlußzeit der Ionen, unterstützt zum einen das Modell der Ionenkühlung (siehe Abschnitt 3.2.1) und zum anderen den Einfluß der Wandbelegung mit Sauerstoff durch die Bildung von dünnen isolierenden Schichten auf das EZR-Plasma (siehe Abschnitt 4.1.2). Da durch die Gasmischung mit einem leichteren Gas das Plasmapotential abgesenkt wird (siehe auch [Xie93], aufgrund der höheren Mobilität der leichteren Ionen), werden ebenfalls die Einschlußzeiten der hochgeladenen Ionen erhöht.



### 6.3 Erzeugung von gepulsten Strahlen unterschiedlicher Metallionen

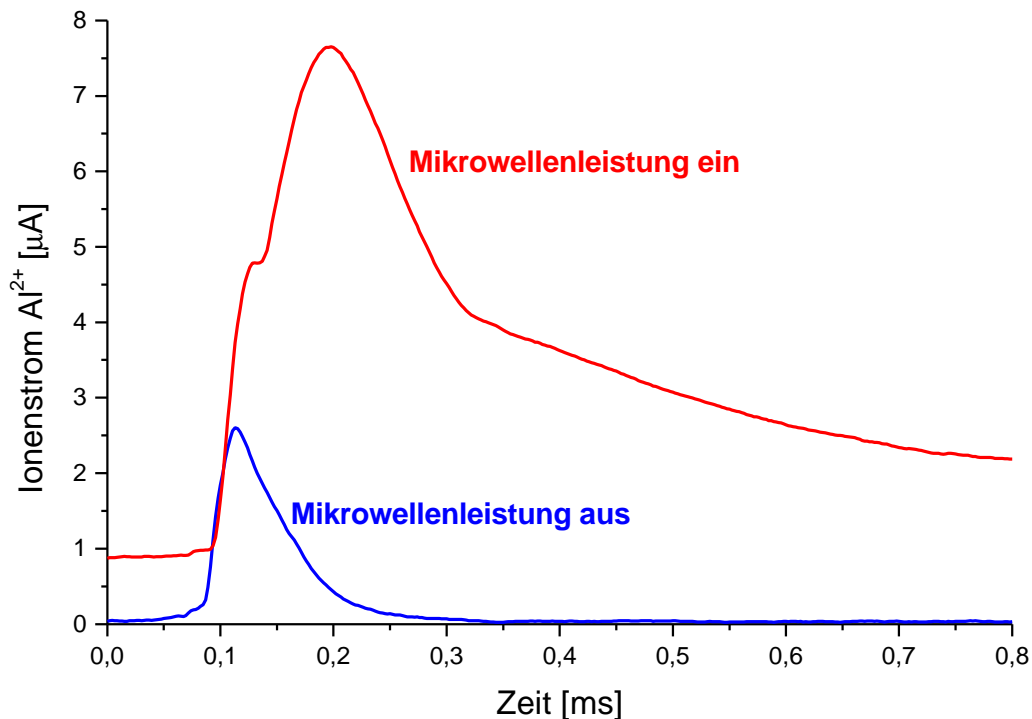
Zur Erhöhung der Ausbeute an Ionen durch die Laserablation wurde das Laser-*Target* zentral auf der negativ vorgespannten Scheibe und damit auf der Achse der Ionenquelle installiert (Anordnung 2, siehe Foto 6.1). Die meisten der durch den Laser erzeugten Neutralteilchen durchqueren nun das EZR-Plasma direkt, bevor sie auf die Plasmakammerwände treffen. Hierdurch erhöht sich die Anzahl der in das Plasma direkt injizierten Teilchen deutlich. Außerdem werden durch die reduzierte Fläche des Laserstrahls auf dem Laser-*Target*, aufgrund der besseren Fokussierung durch den Spiegel, bei gleicher Laserenergie mehr Neutralteilchen erzeugt.

In dieser neuen Versuchsanordnung wurden Messungen mit Aluminium, Silizium, Kupfer und Gold als Laser-*Target* durchgeführt. In Abbildung 6.12 sind die gemessenen Ionisationszeiten für Al-, Si-, Cu- und Au-Ionen unter vergleichbaren Plasmabedingungen dargestellt. Die gemessenen Zeitstrukturen der entsprechenden Ionensorten sind in Anhang H dargestellt.



**Abbildung 6.12:** Gemessene Ionisationszeiten (logarithmische Darstellung) für verschiedene Ladungszustände von Aluminium- (300 W,  $8.5 \cdot 10^{-8}$  hPa), Silizium- (250 W,  $1.5 \cdot 10^{-7}$  hPa), Kupfer- (200 W,  $1.2 \cdot 10^{-7}$  hPa) und Gold-Ionen (200 W,  $1.4 \cdot 10^{-7}$  hPa). Die Zahlen in den Klammern geben die jeweilige Mikrowellenleistung und den Quellengasdruck an.

Durch die neue Anordnung des Laser-*Targets* und die höheren Laserintensitäten auf dem *Target* konnten nunmehr auch niedrig geladene Ionen, z. B.  $\text{Al}^{1+}$ ,  $\text{Al}^{2+}$ ,  $\text{Si}^{1+}$  und  $\text{Si}^{2+}$ , die direkt durch den Laserstrahl erzeugt werden, nachgewiesen werden. In Abbildung 6.13 ist die direkte Erzeugung von  $\text{Al}^{2+}$ -Ionen durch den Laser (Mikrowellenleistung aus) und die zusätzliche Erzeugung von  $\text{Al}^{2+}$ -Ionen durch das Einschalten der Mikrowellenleistung gezeigt.



**Abbildung 6.13:** Gemessene Zeitstruktur von  $\text{Al}^{2+}$ -Ionen bei ein- und ausgeschalteter Mikrowellenleistung. Die Ionenquelle wurde ohne zusätzliches Hilfsgas betrieben.

Die Ionisationszeiten für die Laser-*Targets* aus Kupfer, Gold und Silizium in Abhängigkeit von der Mikrowellenleistung und des Quellengasdruckes sind für verschiedene Ladungszustände in Abbildung 6.14 und Abbildung 6.15 dargestellt. Die durch Laserablation erzeugten Pulse an neutralen Atomen wurden in ein reines Argon-Plasma injiziert. Wie bereits für Cadmium- und Magnesium-Ionen in Abschnitt 6.2 gezeigt, weisen alle gemessenen Ionensorten das gleiche Verhalten auf:

Die **Ionisationszeit** nimmt mit zunehmender Mikrowellenleistung und zunehmendem Quellengasdruck (Argon) ab. Bei höheren Leistungen bzw. Drücken nähern sie sich offensichtlich asymptotisch Werten, die für das entsprechende Ion und seinen Ladungszustand unter dem gegebenen experimentellen Aufbau und Bedingungen typisch sind.

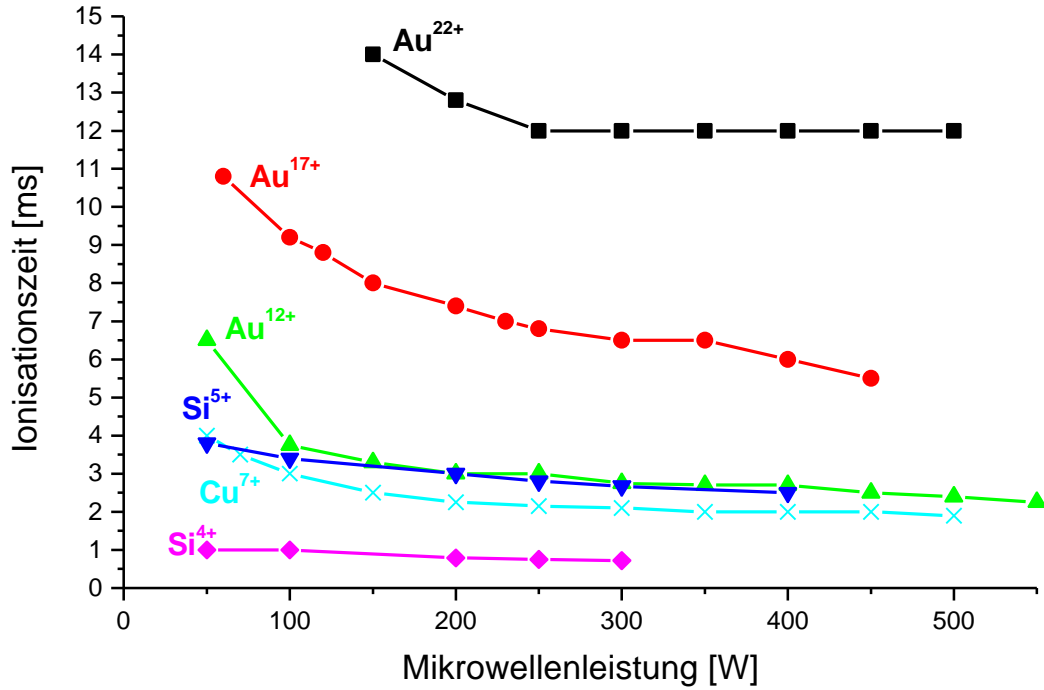


Abbildung 6.14: Gemessene Ionisationszeiten für verschiedene Ladungszustände von Gold-, Kupfer- und Silizium-Ionen bei Variation der Mikrowellenleistung.

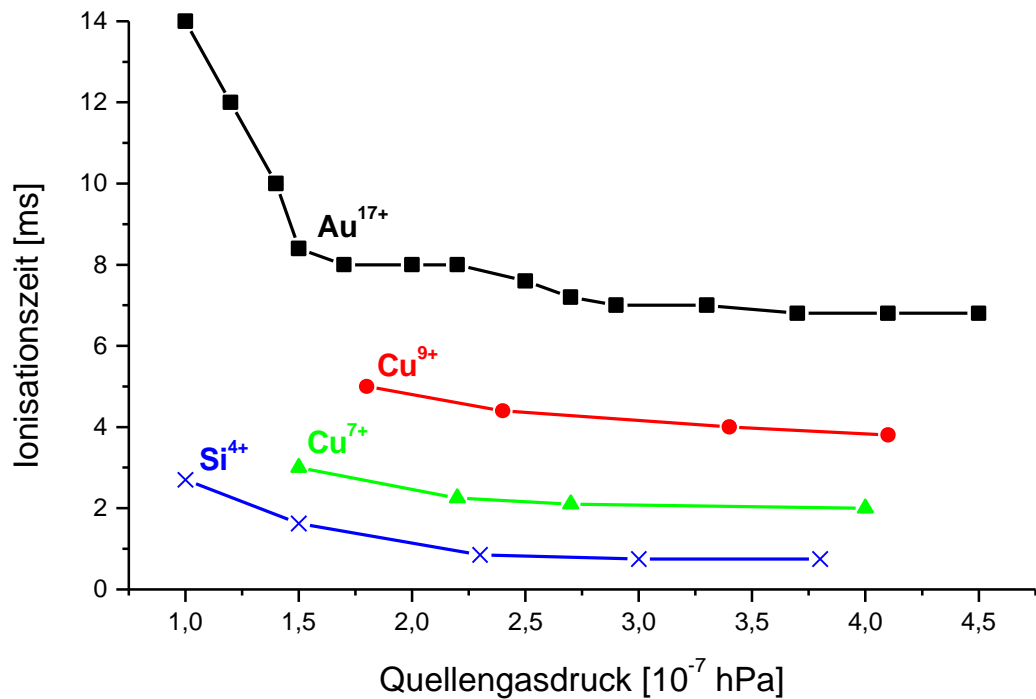
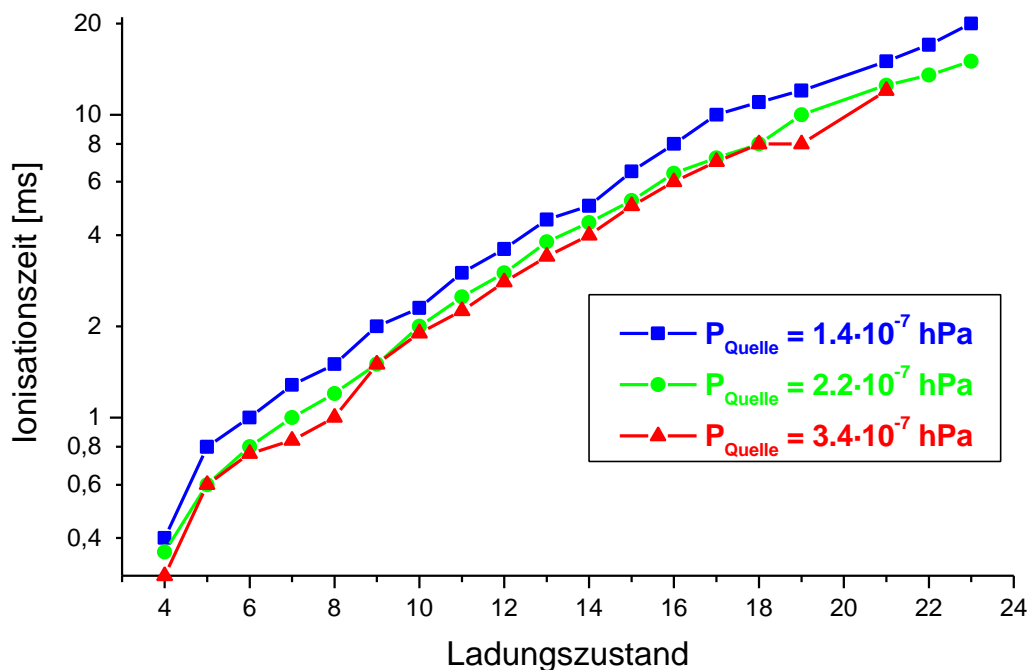


Abbildung 6.15: Gemessene Ionisationszeiten für verschiedene Ladungszustände von Gold-, Kupfer- und Silizium-Ionen bei Variation des Quellengasdruckes (Argon).

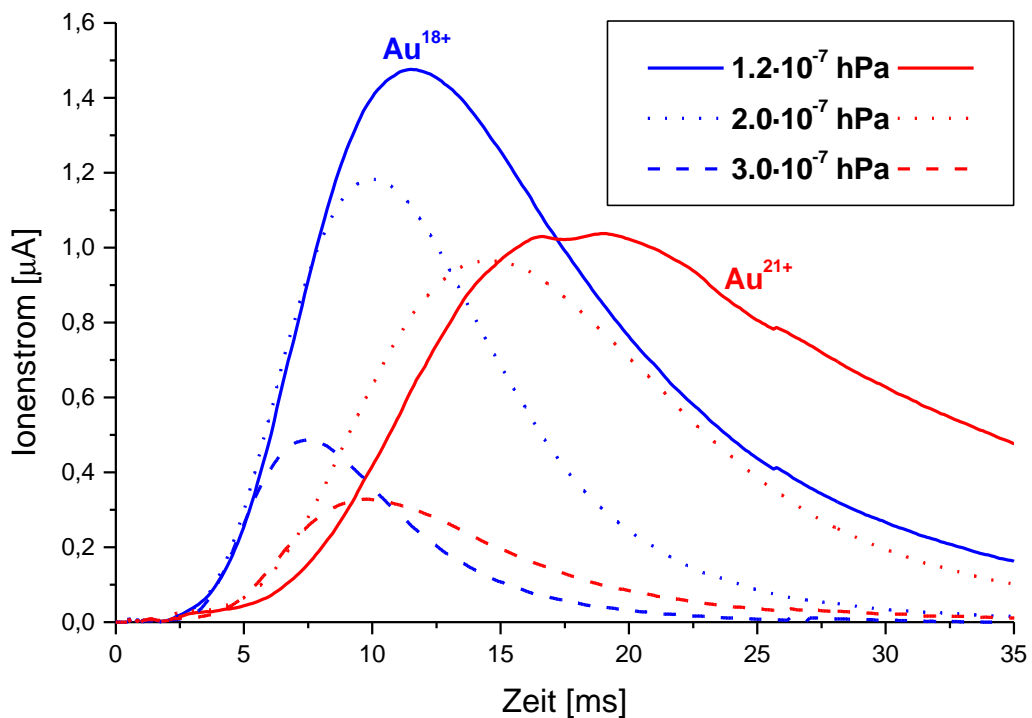
Die Ionisationszeiten als Funktion des Ladungszustandes in Abhängigkeit vom Quellengasdruck sind in Abbildung 6.16 für Gold-Ionen dargestellt. In dieser Darstellung erkennt man, daß sich die Ionisationszeiten zu höheren Ladungszuständen hin stark erhöhen und daß sie sich für alle Ladungszustände mit zunehmendem Quellengasdruck verkürzen (man beachte die logarithmische Darstellung). Bei der Verwendung von reinem Sauerstoff oder Mischgas (Argon + Sauerstoff) als Quellengas an Stelle von reinem Argon erhält man die gleichen Abhängigkeiten. Bei gleichem Quellengasdruck und gleicher Mikrowellenleistung unterscheiden sich die gemessenen Ionisationszeiten im Vergleich bei reinem Argon-Betrieb zu reinem Sauerstoff-Betrieb nicht merklich.



**Abbildung 6.16:** Gemessene Ionisationszeiten (logarithmische Darstellung) für verschiedene Ladungszustände von Gold-Ionen bei Variation des Quellengasdruckes (Argon). Die Mikrowellenleistung betrug 200 W.

Vergleicht man die beiden Meßreihen in Anordnung 1 und 2 miteinander, so fällt ein interessanter Unterschied auf. Während in Anordnung 1 die höchste Ausbeute an Festkörperionen bei einem optimalen Wert für den Quellengasdruck erreicht wurde (siehe Abbildung 6.10), dieser Wert entspricht in etwa dem jeweils optimalen Wert für hochgeladene Argon-Ionen, erreicht man in Anordnung 2 die höchste Ausbeute bei sehr geringem Quellengasdruck. In einigen Fällen benötigt man sogar kein zusätzliches Unterstützungsgas.

Die Ioneneinschlußzeit eines Ladungszustandes wird durch die Abstiegsflanke nach dem Erreichen des Maximums bestimmt. Ist die Abfallzeit kurz, so ist auch die Ioneneinschlußzeit für diesen Ladungszustand niedrig. Ist die Abfallzeit lang, so liegt ein langer Einschluß der Ionen im Plasma vor. In Anordnung 1 ist der Unterschied zwischen den Abfallzeiten bei den verschiedenen Gasdrücken vernachlässigbar klein (maximal 10 bis 15 %). Im Gegensatz hierzu wirkt sich der Quellengasdruck in Anordnung 2 deutlich auf die Abfallzeit aus (größer Faktor 2). Bei hohen Quellengasdrücken ist die Ioneneinschlußzeit niedrig. Bei niedrigen Quellengasdrücken ist die Einschlußzeit der Ionen im Plasma hoch (siehe hierzu Abbildung 6.17).



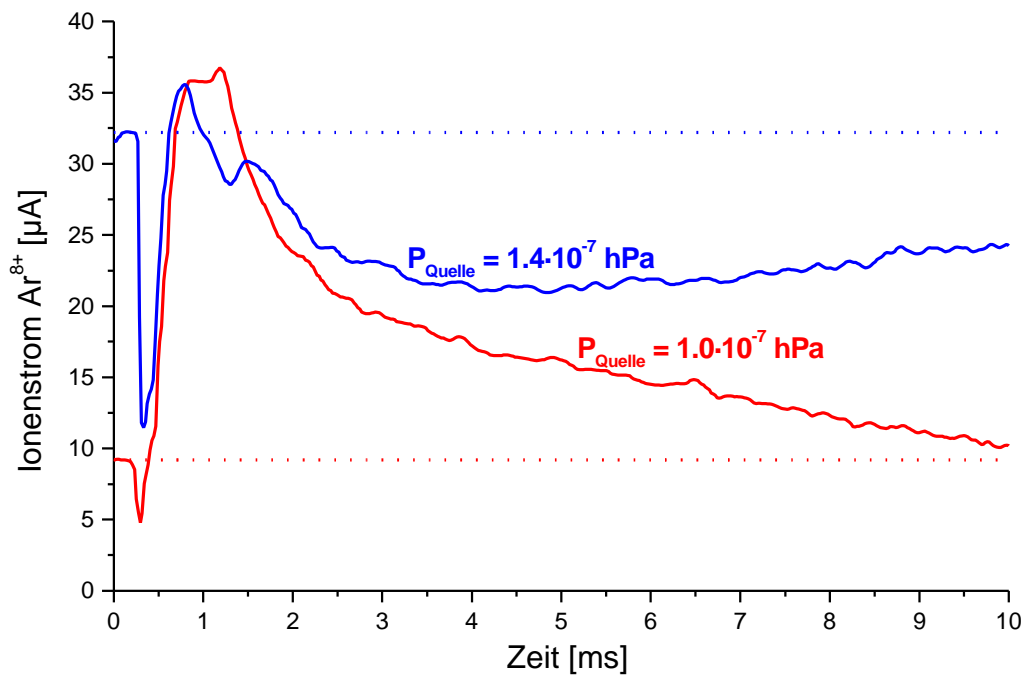
**Abbildung 6.17:** Gemessene Zeitstruktur von Au<sup>18+</sup>- und Au<sup>21+</sup>-Ionen bei unterschiedlichen Quellengasdrücken. Die durch die Laserablation erzeugten Gold-Atome wurden in ein reines Sauerstoff-Plasma injiziert. Die Mikrowellenleistung betrug 300 W.

Die hier beschriebenen Auswirkungen des Quellengasdruckes auf die Ausbeute an hochgeladenen Ionen und die Ioneneinschlußzeit werden durch zwei Mechanismen beeinflusst. Zum einen durch Ladungsaustauschprozesse, welche sich mit zunehmendem Neutralgasdruck in der Ionenquelle stärker auf die Erzeugung von hochgeladenen Ionen auswirken. Da in der neuen Positionierung des Laser-Targets (Anordnung 2) der Neutralteilchenfluß in das Plasma größer ist, wirkt sich der Ladungsaustauscheffekt hier stärker aus als in Anordnung 1. Zum anderen durch das Plasmapotential, welches mit zunehmendem Quellengasdruck leicht ansteigt (siehe auch [Xie93]). Ein höheres Plasmapotential bewirkt, daß die Ionen schneller das Plasma verlassen und sich dadurch die Ioneneinschlußzeit reduziert.

## 6.4 Auswirkungen des Laserplasmas auf das Quellenplasma

In diesem Abschnitt werden die Auswirkungen von Neutralteilchenpulsen auf ein bestehendes EZR-Plasma und die Extraktion von Ionen aus dem EZR-Plasma untersucht. Die Messungen wurden ebenfalls in den beiden Anordnungsvarianten des Laser-*Targets* durchgeführt.

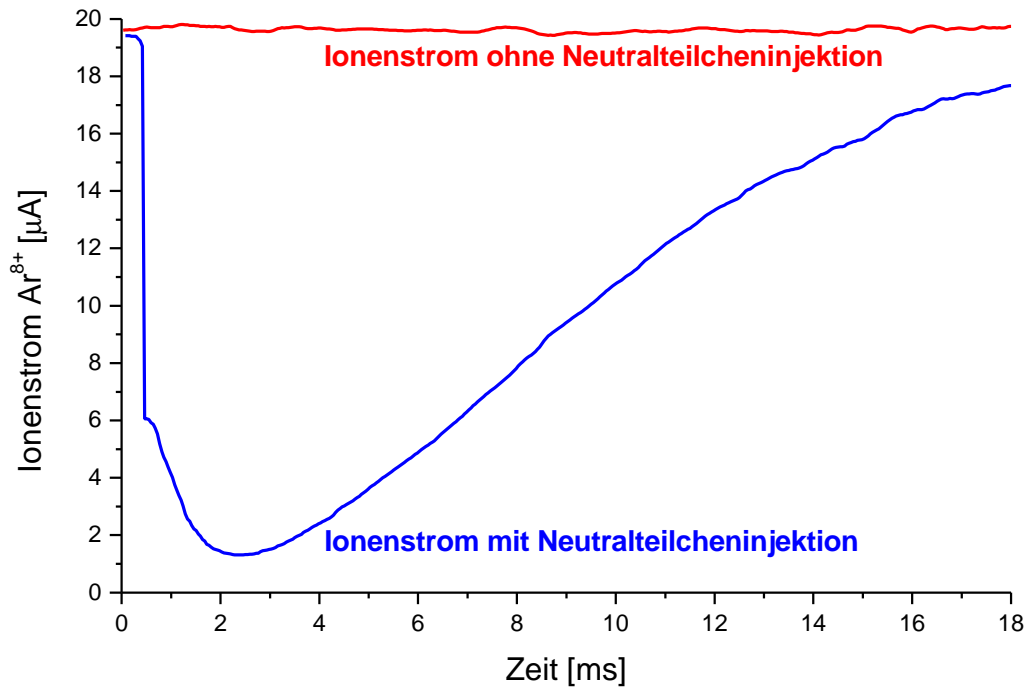
Die kontinuierliche Extraktion von Ionen des Arbeitsgases wird durch die Neutralteilcheninjektion mit Hilfe des Lasers stark beeinflusst. In Abbildung 6.18 ist dies für Argon-Ionen extrahiert aus einem reinen Argon-Plasma bei zwei unterschiedlichen Quellengasdrücken dargestellt. Die gepunkteten Linien deuten die kontinuierliche Extraktion von  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen ohne äußere Beeinflussung an. Diese Messungen wurden in Anordnung 1 des Laser-*Targets* durchgeführt. Der Laser wurde auf maximale Intensität eingestellt, um eine möglichst große Anzahl von Neutralteilchen, in diesem Fall Zink-Atome, zu erzeugen.



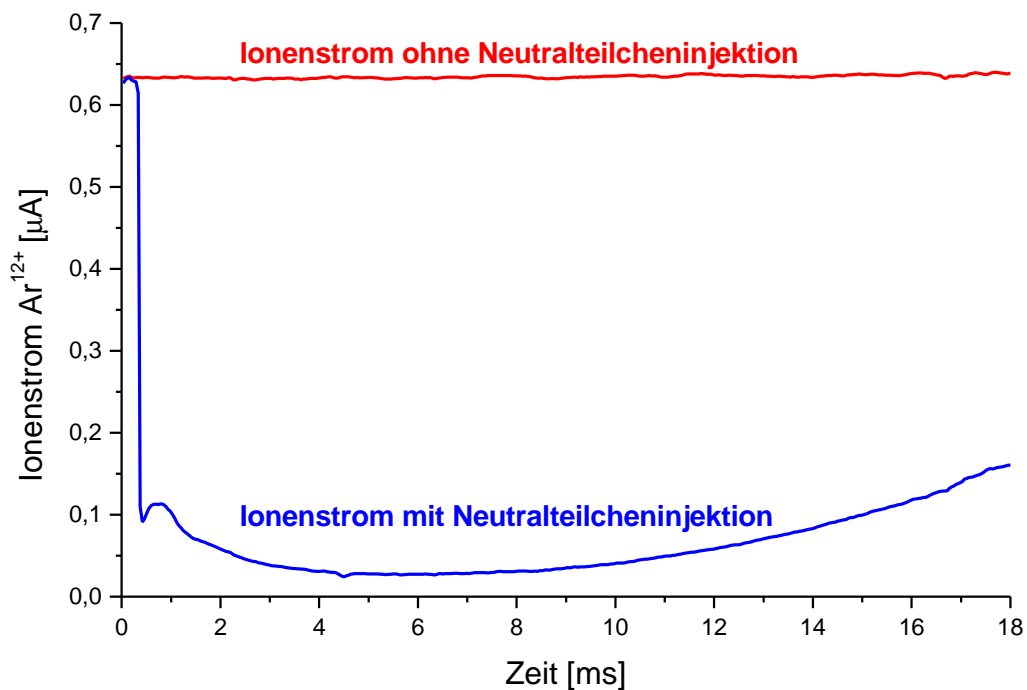
**Abbildung 6.18:** Gemessener Einfluß auf die Extraktion von  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen aus einem reinen Argon-Plasma nach der gepulsten Injektion von Zink-Atomen. Die hier dargestellten, zeitaufgelösten Ströme von  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen wurden bei zwei unterschiedlichen Quellengasdrücken  $P_{\text{Quelle}}$  gemessen. Die gepunkteten Linien deuten die extrahierten Ionenströme ohne Beeinflussung durch das Laserplasma an.

Diese Abbildung zeigt das typische Verhalten bei der Injektion von Neutralteilchenpulsen in das Quellenplasma. Unmittelbar nach der Injektion der Zink-Atome reduziert sich der extrahierte Ionenstrom schlagartig um etwa einen Faktor 2. Nach dem schnellen Absinken der Ionenströme erfolgt wieder ein schnelles Ansteigen. Die Anstiegszeit ist hierbei deutlich schneller als die Ionisationszeit der Ionen. Etwa 1 bis 2 ms nach dem Auslösen des Lasers erreicht der Argon-Ionenstrom ein Maximum, welches in der Regel höher als das kontinuierlich extrahierte Ionenstromniveau liegt, das heißt ohne zusätzliche Injektion von Neutralteilchen durch den Laser. Die Höhe des Maximums ist im Druckbereich von 1 bis  $2 \cdot 10^{-7}$  hPa etwa gleich, während die Höhe des kontinuierlich extrahierten Ionenstromniveaus (gepunktete Linien in Abbildung 6.18) deutlich voneinander abweichen. Nach dem Erreichen des Maximums erfolgt eine langsame Rückkehr der Ionenströme zu dem ursprünglichen Ionenstromniveau. Dieser Vorgang dauert etwa 20 bis 50 ms und ist abhängig vom Quellengasdruck und dem Ladungszustand. In den beiden folgenden Abbildungen ist dies auf einer längeren Zeitskala für verschiedene Ladungszustände dargestellt.

In Abbildung 6.19 und Abbildung 6.20 ist der Anstieg des Stroms für  $\text{Ar}^{8+}$  und  $\text{Ar}^{12+}$ -Ionen nach dem Erreichen des Minimums bei der Injektion von Cadmium-Atomen in ein reines Argon-Plasma dargestellt. Der Quellengasdruck wurde bei diesen Messungen konstant gehalten. Bei dem Ladungszustand  $\text{Ar}^{8+}$  ist das ursprüngliche Ionenstromniveau nach etwa 20 bis 25 ms erreicht, während dieser Vorgang beim Ladungszustand  $\text{Ar}^{12+}$  deutlich länger dauert und in der hier dargestellten Messung nicht erfaßt wird. Die hier beschriebenen Anstiegsflanken beschreiben nach der Störung des Plasmas durch den Neutralteilchenpuls die Verweildauer (Lebensdauer) der injizierten Neutralteilchen im Plasma und die erneute Ionisation der Argon-Ionen durch das Plasma.



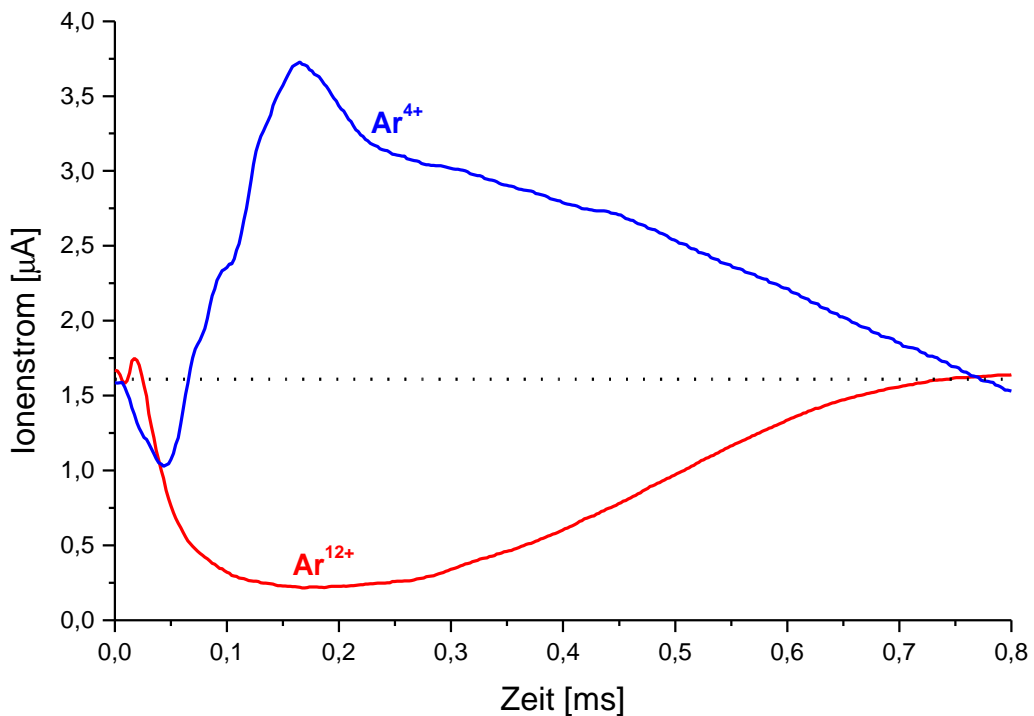
**Abbildung 6.19:** Gemessene Auswirkung auf die Extraktion von  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen aus einem reinen Argon-Plasma nach der Injektion von Cd-Atomen.



**Abbildung 6.20:** Gemessener Einfluß auf die Extraktion von  $\text{Ar}^{12+}$ -Ionen aus einem reinen Argon-Plasma nach der gepulsten Injektion von Cd-Atomen.



Betrachtet man die unmittelbare Reduktion der extrahierten Ionenströme nach der Injektion des Neutralteilchenpulses mit einer besseren Zeitauflösung, so zeigt sich ein unterschiedliches Verhalten für die verschiedenen Ladungszustände. Dies ist für die Ladungszustände  $\text{Ar}^{4+}$  und  $\text{Ar}^{12+}$  in Abbildung 6.21 bei der Injektion von Magnesium-Atomen in ein reines Argon-Plasma dargestellt. Bei den hochgeladenen Ionen ( $\text{Ar}^{8+}$  bis  $\text{Ar}^{12+}$ ) wird eine deutliche Reduktion der Ionenströme innerhalb von 0,1 ms hervorgerufen. Es entsteht ein minimales Plateau von etwa 0,2 ms Länge. Nach weiteren 0,4 ms wird zunächst der ursprüngliche Ionenstromwert wieder erreicht. Bei mittleren Ladungszuständen ( $\text{Ar}^{5+}$  und  $\text{Ar}^{6+}$ ) sind nur leichte Fluktuationen um den kontinuierlichen Stromwert zu erkennen. Bei niedrigen Ladungszuständen ( $\text{Ar}^{3+}$  und  $\text{Ar}^{4+}$ ) zeigt sich ein fast spiegelbildliches Verhalten zu den hochgeladenen Ionen. Nach dem Auslösen des Lasers erfolgt ein schneller Anstieg des Ionenstroms innerhalb von etwa 0,15 ms und ein Abfallen auf den ursprünglichen Ionenstromwert.

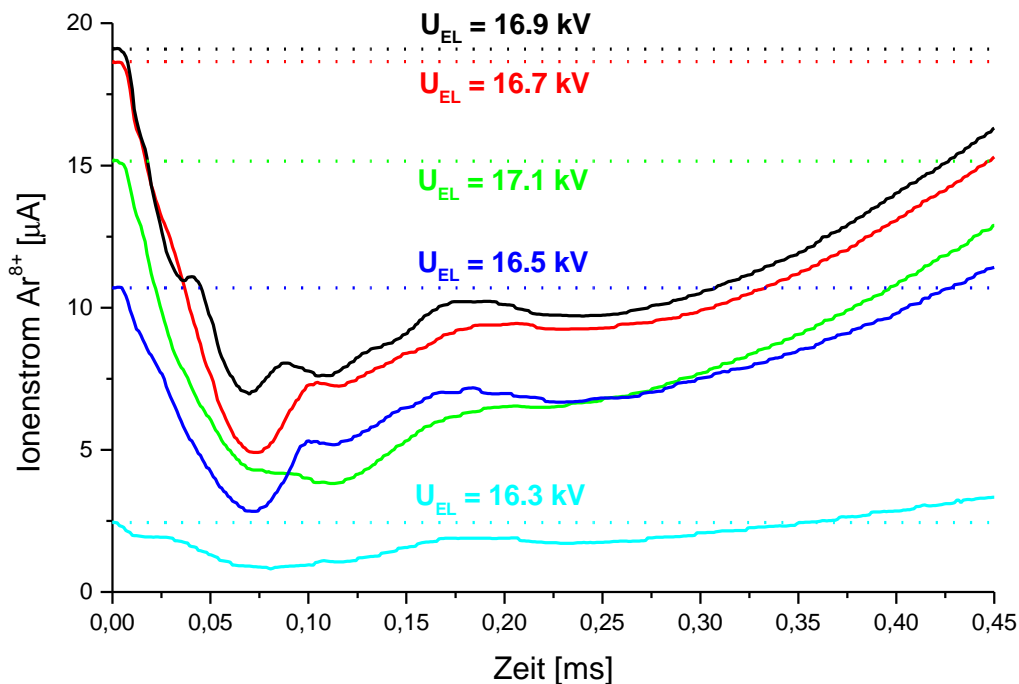


**Abbildung 6.21:** Gemessener Einfluß auf die Extraktion von  $\text{Ar}^{4+}$ - und  $\text{Ar}^{12+}$ -Ionen aus einem reinen Argon-Plasma nach der gepulsten Injektion von Magnesium-Atomen. Die gepunktete Linie deutet das gemessene Ionenstromniveau ohne Beeinflussung durch das Laserplasma an. Dieses ist in diesem Fall für beide Ladungszustände identisch. Die Ionenquelle und das Strahltransportsystem wurden für den Ladungszustand  $\text{Ar}^{11+}$  optimiert.

Dieses dynamische Verhalten kann durch zwei verschiedene Mechanismen verursacht werden. Zum einen wird unmittelbar nach der Injektion von neutralen Atomen in das Plasma die Neutralteilchendichte im Plasma erhöht. Durch Ladungs-

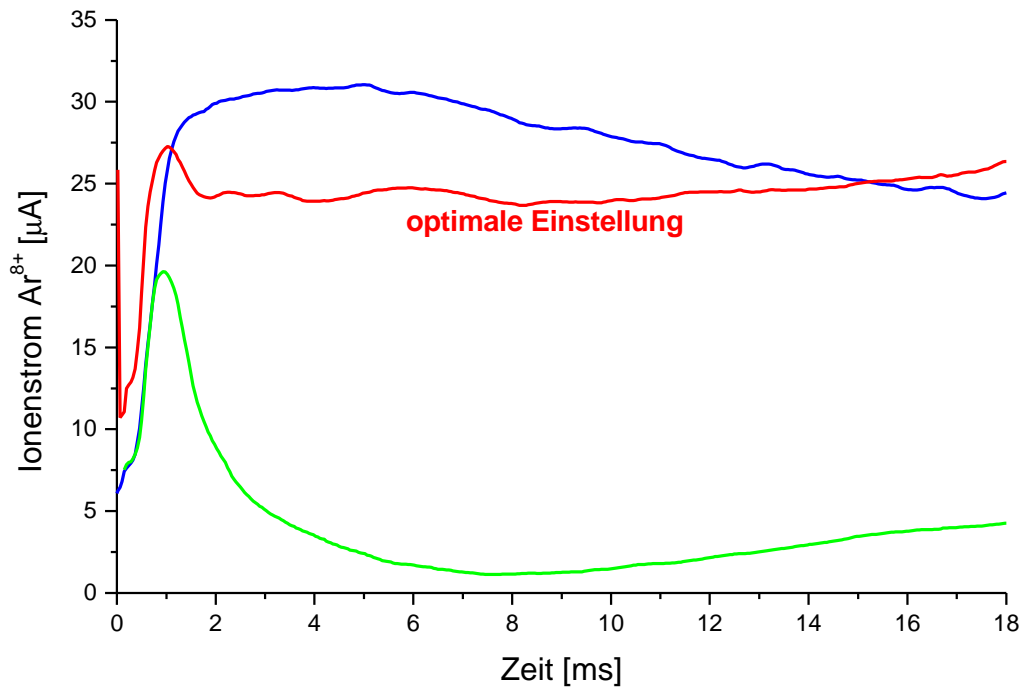
austauschprozesse wird die Erzeugung von hochgeladenen Ionen reduziert und gleichzeitig die Erzeugungsrate an niedrigen Ladungszuständen erhöht. Zum anderen werden durch die Neutralteilcheninjektion die Potentialverhältnisse im Plasma, die Ionendiffusion im Plasma und die Ionenextraktion beeinflusst.

Eine Variation der Fokussierung des Ionenstrahls mit der Einzellinse unmittelbar hinter dem Extraktionsbereich zeigt jedoch, daß der zeitliche Verlauf nicht wesentlich beeinflusst wird, und daher der hier gemessene Effekt weniger durch Änderung der Ionenextraktion durch Neutralteilcheninjektion als vielmehr durch Ladungsaustauschprozesse hervorgerufen wird (siehe Abbildung 6.22).



**Abbildung 6.22:** Gemessener Einfluß auf die Extraktion von  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen aus einem reinen Argon-Plasma, nach der Injektion von Magnesium-Atomen. Die Messungen wurden bei unterschiedlichen Spannungen  $U_{EL}$  an der Einzellinse unmittelbar hinter dem Extraktionsbereich durchgeführt. Die gepunkteten Linien deuten das gemessene Ionenstromniveau ohne Beeinflussung durch das Laserplasma an.

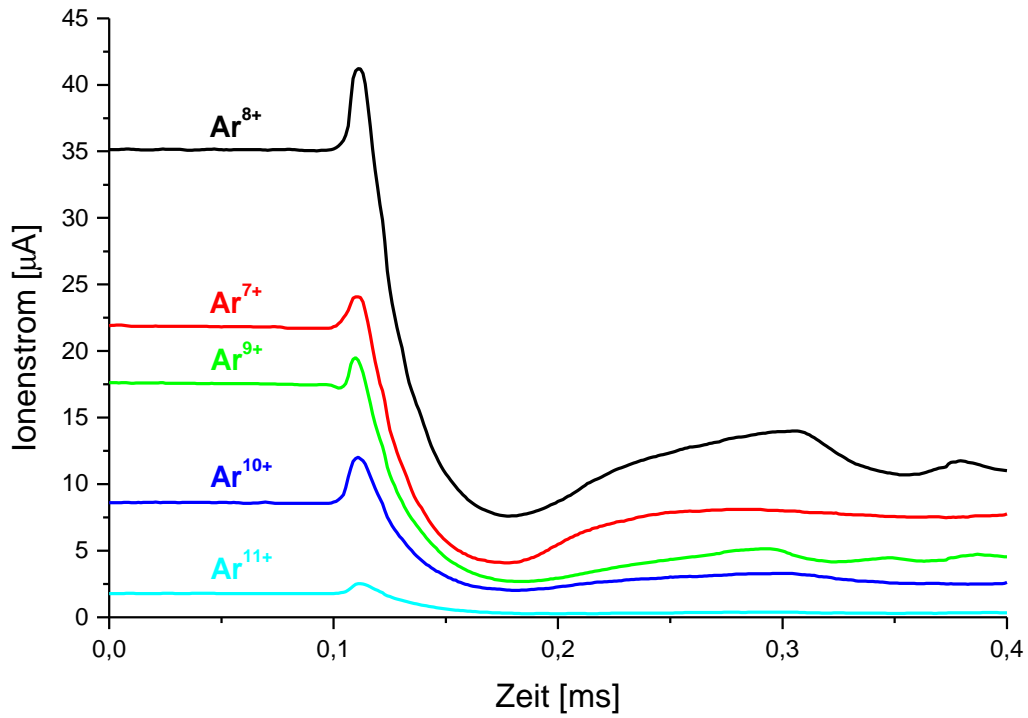
Im Gegensatz hierzu beeinflusst die Spannung an der Einzellinse jedoch den zeitlichen weiteren Verlauf der extrahierten Argon-Ionen. Dies ist in Abbildung 6.23 für die Extraktion von  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen auf einer längeren Zeitskala dargestellt. Hierbei wurde die Spannung an der Einzellinse unmittelbar hinter dem Extraktionsbereich variiert. Neben der optimalen Einstellung an der Einzellinse (maximaler kontinuierlicher Ionenstrom) wurde einmal eine höhere Spannung (Überfokussierung) und einmal eine niedrigere Spannung (schwache Fokussierung) gewählt.



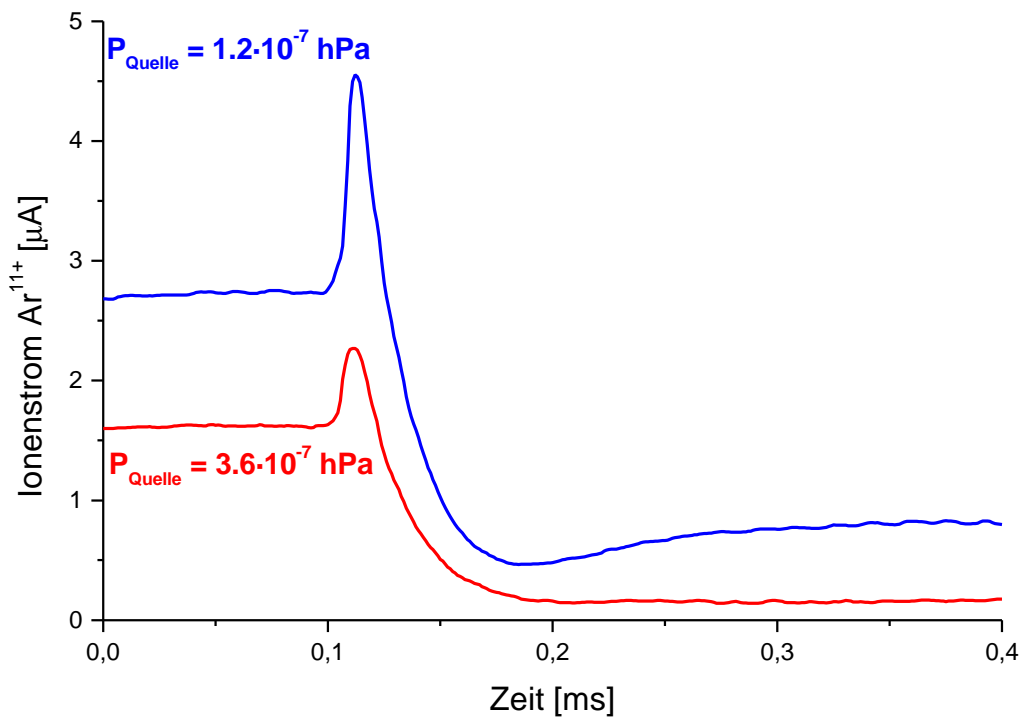
**Abbildung 6.23:** Gemessener Einfluß auf die Extraktion von  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen aus einem reinen Argon-Plasma nach der Injektion von Magnesium-Atomen. Die Messungen wurden bei unterschiedlichen Spannungen  $U_{\text{EL}}$  an der Einzellinse unmittelbar hinter dem Extraktionsbereich durchgeführt.

Bei der zentralen Anordnung des Laser-Targets auf der vorgespannten Scheibe (Anordnung 2) werden die durch die Laserablation erzeugten Pulse an Neutralteilchen direkt in das Plasma injiziert, bevor diese an den Plasmakammerwänden reflektiert werden. Die zeitaufgelösten Messungen der extrahierten Ionen des Quellengases weisen unmittelbar nach dem Auslösen des Lasers im Vergleich zu den vorherigen Messungen unterschiedliches Verhalten auf. Hierbei kommt es zu einer kurzzeitigen Erhöhung des Ionenstroms, bevor man den Abfall des Ionenstroms beobachtet. Der erste Anstieg des Ionenstroms ist unabhängig vom Ladungszustand, wie man in Abbildung 6.24 erkennen kann.

Diese erste Stromspitze läßt sich durch gezielte Variation der Quellenparameter optimieren. Dies ist in Abbildung 6.25 für die Variation des Quellengasdruckes dargestellt. Bei diesen Messungen ist die erste Stromspitze am höchsten, wenn der Quellengasdruck für einen maximalen kontinuierlichen Ionenstrom, das heißt ohne Beeinflussung durch den Neutralteilchenpuls, optimiert wurde. Das Verhältnis vom maximalen Strom zum kontinuierlich extrahierten Strom beträgt 1.4 und 1.7.

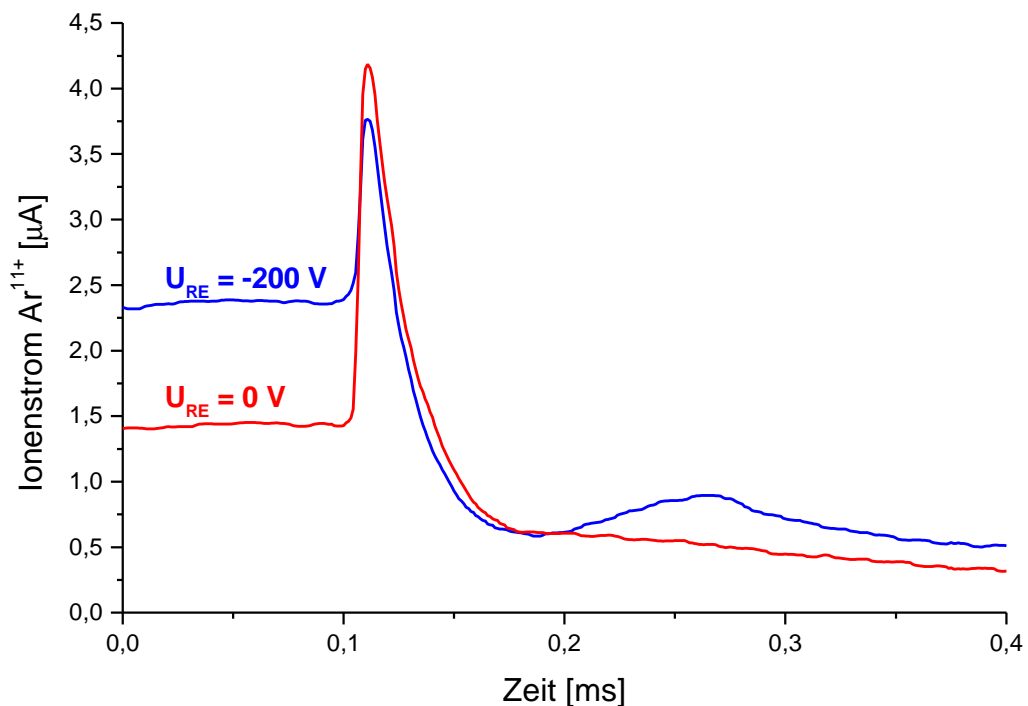


**Abbildung 6.24:** Gemessener Einfluß der gepulsten Injektion von Kupfer-Atomen auf die Extraktion von Argon-Ionen verschiedener Ladungszustände aus einem reinen Argon-Plasma.



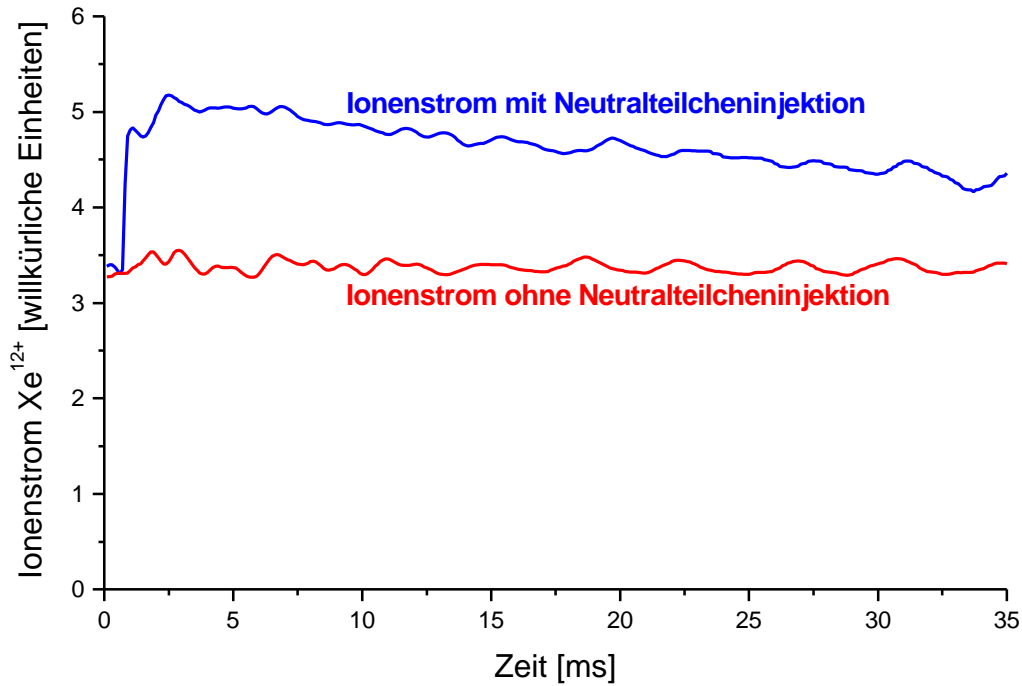
**Abbildung 6.25:** Gemessener Einfluß der gepulsten Injektion von Kupfer-Atomen auf die Extraktion von  $\text{Ar}^{11+}$ -Ionen aus einem reinen Argon-Plasma bei unterschiedlichem Quellengasdruck  $P_{\text{Quelle}}$ .

Bei der Variation der Spannung bei Verwendung der Ringelektrode (siehe auch Abschnitt 5.1.2) erhält man ein anderes dynamisches Verhalten bei den extrahierten Ionenströmen. Bei dieser Meßreihe wurde die Spannung an der *biased Disk* mit  $U_{BD} = -280$  V konstant gehalten. Hier zeigt sich, daß bei optimiertem kontinuierlichem Ionenstrom das Verhältnis von maximalem Strom zum kontinuierlich extrahierten Strom mit 1.6 geringer ist im Vergleich zu dem Fall, wenn die Spannung an der Ringelektrode  $U_{RE} = 0$  V beträgt. In dem letzten Fall ist zwar das Ionenstromniveau ohne äußere Beeinflussung niedriger, jedoch das Verhältnis vom maximalen zum kontinuierlich extrahiertem Ionenstrom ist mit 2.9 deutlich größer. In diesem Fall ist auch der maximale Ionenstrom 10 % größer.

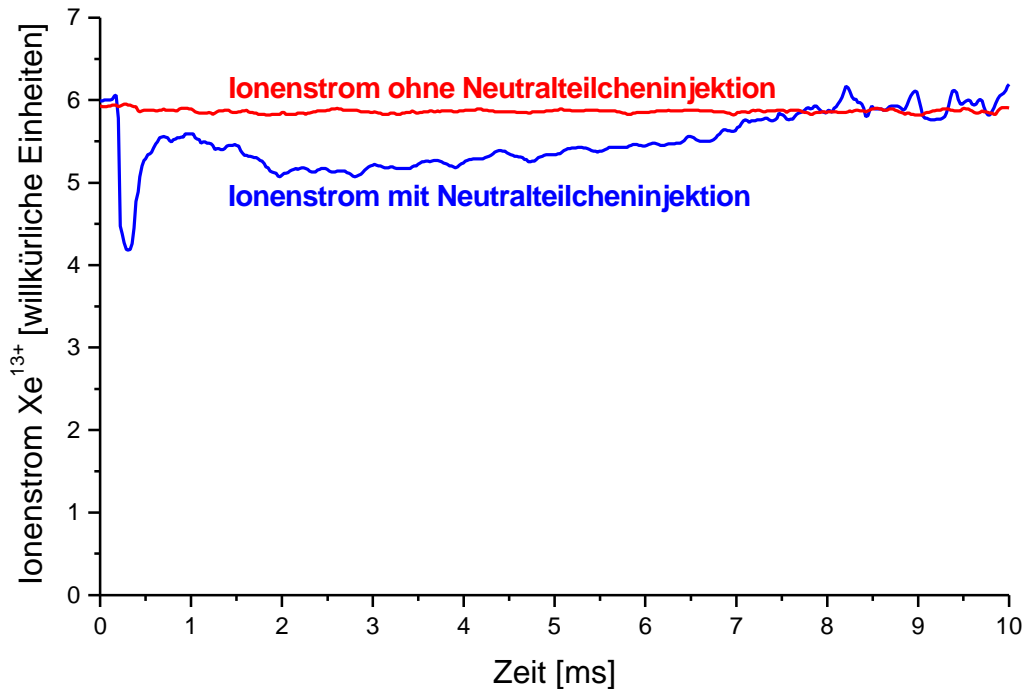


**Abbildung 6.26:** Gemessener Einfluß der gepulsten Injektion von Kupfer-Atomen auf die Extraktion von  $\text{Ar}^{11+}$ -Ionen aus einem reinen Argon-Plasma. Die Spannung an der vorgespannten Scheibe betrug  $U_{BD} = -280$  V. Die Spannung an der Ringelektrode  $U_{RE}$  wurde variiert.

Bei den bisher dargestellten Messungen wurden zumeist schwerere Teilchen (Zink, Cadmium, Kupfer) in ein reines Argon-Plasma injiziert. Diese Situation ändert sich, wenn die Ionenquelle mit einem reinen Xenon-Plasma betrieben wird. In diesem Fall werden bei der Injektion von Zink-Atomen dem Plasma leichtere Teilchen hinzugefügt. Dies ist in Abbildung 6.27 für den Ladungszustand  $\text{Xe}^{12+}$  gezeigt. Die Injektion von Zink-Atomen in das Xenon-Plasma bewirkt eine Erhöhung der extrahierten  $\text{Xe}^{12+}$ -Ionenströme.



**Abbildung 6.27:** Gemessener Einfluß auf die Extraktion von  $\text{Xe}^{12+}$ -Ionen aus einem reinen Xenon-Plasma nach der gepulsten Injektion von Zink-Atomen. Die Ionenquelle und das Strahlführungssystem wurden für eine maximale Ausbeute an  $\text{Xe}^{12+}$ -Ionen optimiert.



**Abbildung 6.28:** Gemessener Einfluß auf die Extraktion von  $\text{Xe}^{13+}$ -Ionen aus einem Xenon + Sauerstoff-Plasma nach der gepulsten Injektion von Zink-Atomen. Die Ionenquelle, insbesondere das Gasmischungsverhältnis, und das Strahlführungssystem wurden für eine maximale Ausbeute an  $\text{Xe}^{13+}$ -Ionen optimiert.

Verwendet man statt einem reinen Xenon-Plasma ein Xenon-Sauerstoff-Mischgasplasma, so ist das dynamische Verhalten der extrahierten Ionen ähnlich wie beim Betrieb der Ionenquelle mit reinem Argon (siehe Abbildung 6.28). Dies zeigt, daß die Zink-Atome bei der Injektion in ein reines Xenon-Plasma als leichtes Mischgas dienen und dadurch die Ausbeute an hochgeladenen Ionen erhöht wird. Der bekannte Mischgas-Effekt (siehe Abschnitt 3.2.1) wird hier in gepulster Form hervorgerufen. Dieser Effekt macht sich nicht mehr bemerkbar, wenn das Xenon-Plasma bereits mit Sauerstoff gemischt wird und dieses bereits als Mischgas dient.

## 7 Optische Spektroskopie des EZR-Plasmas

Die optische Spektroskopie stellt eine der wichtigsten Diagnosemethoden von Plasmen dar. Unter ihr versteht man die Gesamtheit aller qualitativen und quantitativen Analyseverfahren, die auf der Wechselwirkung von Licht (Photonen, elektromagnetischer Strahlung) mit Materie beruhen. Das Licht wird gemäß seiner Wellenlängen von infrarotem Licht (30  $\mu\text{m}$  bis 780 nm), sichtbarem Licht (780 nm bis 390 nm), ultraviolettem Licht (390 nm bis 3 nm) bis hin zur Röntgenstrahlung (3 nm bis 1 pm) unterteilt.

Bei EZR-Plasmen können Parameter wie die Elektronendichte (Linienverbreiterung, Linienverhältnis), die Elektronenenergie (Röntgenbremsstrahlung), die Ionendichte, die Neutralteilchendichte (Spektroskopie des sichtbaren Lichtes) und der Ladungszustand (sichtbare, ultraviolette und Röntgenspektroskopie) analysiert werden [Gira92]. Die spektroskopischen Methoden haben den Vorteil, das Plasma während der Messung nicht zu beeinflussen, sind folglich nicht destruktiv oder invasiv und können daher im Standard-Betrieb der Ionenquelle zur Plasmadiagnose eingesetzt werden.

In dieser Arbeit werden zwei spektroskopische Methoden angewandt, um die Einflüsse der Mikrowellenleistung, des Quellengasdruckes, der Gasmischung und insbesondere den Einfluß der negativ vorgespannten Scheibe (*biased Disk*) auf das Plasma zu untersuchen. Zum einen wird eine röntgenspektroskopische Methode angewandt, um die Energieverteilung der hochenergetischen Elektronen durch Messung der Röntgenbremsstrahlung zu ermitteln. Zum anderen wird das vom EZR-Plasma emittierte sichtbare Licht mit Hilfe der optischen Spektroskopie, untersucht.

### 7.1 Röntgenspektroskopie

Bei den hier präsentierten Röntgenspektroskopiemessungen des EZR-Plasmas wird die emittierte Röntgenbremsstrahlung der hochenergetischen Elektronen registriert, welche durch die Abbremsung der Elektronen im Coulombfeld des Atomkerns entsteht.

Wendet man die Bremsstrahlungsspektroskopie auf Plasmen an, so unterscheidet man hierbei zwischen der Wandbremsstrahlung, welche entsteht, wenn die Plasmaelektronen auf die Plasmakammerwände auftreffen, und der Volumenbremsstrahlung, welche beim Zusammenstoß von Plasmaelektronen mit Plasmaatomen/-ionen entsteht. Für eine genaue Bestimmung der Elektronenenergieverteilung ist es nötig, die



Volumenbremsstrahlung zu messen [Bern82], da es sich bei den Plasmakammerwänden um dicke *Targets* handelt und die gemessenen Elektronenenergieverteilungen Streu- und Energieverlustprozesse der Elektronen in den Wänden enthalten.

Bei der exakten Bestimmung der Volumenbremsstrahlung müssen weiterhin die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte bei der Erzeugung der Bremsstrahlung und die Ansprechfunktion des Detektors berücksichtigt werden. Da in den folgenden Messungen keine absoluten Elektronenenergieverteilungen gemessen werden, sondern lediglich ein relativer Vergleich zwischen verschiedenen Messungen erfolgt, werden diese Korrekturen in den gemessenen Spektren nicht durchgeführt.

### 7.1.1 Anordnung des Röntgendetektors

Zur Registrierung der vom EZR-Plasma emittierten Röntgenbremsstrahlung wird ein 1"×1"-NaI(Tl)-Detektor verwendet. Dieser Detektor ist hinter dem 0°-Ausgang des Analysiermagneten (AM1) außerhalb des Vakuums unter Atmosphärendruck installiert (siehe auch Abbildung 3.1 auf Seite 27). Der Abstand des Detektors zum EZR-Plasma beträgt etwa 4 m.

Zur Beschneidung der von der Ionenquelle emittierten Photonen der gestreuten Photonen und der erzeugten Sekundärphotonen wird ein System, bestehend aus zwei Kollimatoren, verwendet. Ein Kollimator umgibt unmittelbar den NaI(Tl)-Detektor. Dieser sorgt dafür, daß der größte Teil an gestreuten Photonen und erzeugten Sekundärphotonen abgeschirmt wird und damit durch den Röntgendetektor nicht registriert wird. Dieser Kollimator besteht im wesentlichen aus Blei und besitzt eine Bohrung von 6 mm Durchmesser und einer Länge von 20 mm. Diese Bohrung ist auf das Extraktionsloch in der Plasmaelektrode der Ionenquelle ausgerichtet. Hinter der Bohrung im Blei befindet sich eine Kombination von verschiedenen Materialien mit gleicher Bohrung und einer Länge von 40 mm, um die erzeugten Sekundärphotonen abzuschirmen. Das Sichtfeld des Detektors mit diesem Kollimator umfaßt die komplette Plasmakammer.

Verwendet man lediglich diesen einen Kollimator, so registriert man das überlagerte Spektrum aus Volumen- und Wandbremsstrahlung. Aus diesem Grund wird ein zweiter Kollimator verwendet, um die Wandbremsstrahlung zu eliminieren. Dieser ist zwischen dem Extraktionsbereich der Ionenquelle und dem Quadrupoltriplett (QT1) im Vakuum installiert, also direkt in der Strahlführung der Ionen. Er besteht aus 4 cm dickem Edelstahl und besitzt eine zentrale Bohrung von 3 mm Durchmesser. Mit Hilfe einer linearen Vakuumdurchführung kann dieser Kollimator jederzeit in den Strahlengang der Ionenquelle hinein- oder herausgefahren werden. Ist der Kollimator in den Strahlengang

hineingefahren, so wird der Ionenstrahl fast vollständig beschnitten. Daher kann dieser Kollimator bei Strahlbetrieb der Ionenquelle nicht verwendet werden.

Die Kombination der beiden Kollimatoren reduziert das Sichtfeld des Detektors durch das Extraktionsloch der Plasmaelektrode hindurch auf den axialen Bereich der Ionenquelle. Der Anteil der Wandbremsstrahlung reduziert sich auf den Bereich der vorgespannten Scheibe. Da diese jedoch auf der dem Röntgendetektor abgewendeten Seite der Ionenquelle installiert ist und der größte Anteil der entstehenden Wandbremsstrahlung in Vorwärtsrichtung emittiert wird, ist dieser Anteil an der gesamten registrierten Strahlung vernachlässigbar klein.

Am  $0^\circ$ -Ausgang des Analysiermagneten ist ein Vakuumfenster aus Quarz (kristallisiertes  $\text{SiO}_2$ ) installiert. Die Transmission der Photonen durch das Quarzfenster ist bei Energien unterhalb von 50 keV geringer als 80 %. Bei Energien oberhalb von 100 keV beträgt die Transmission nahezu 100 %.

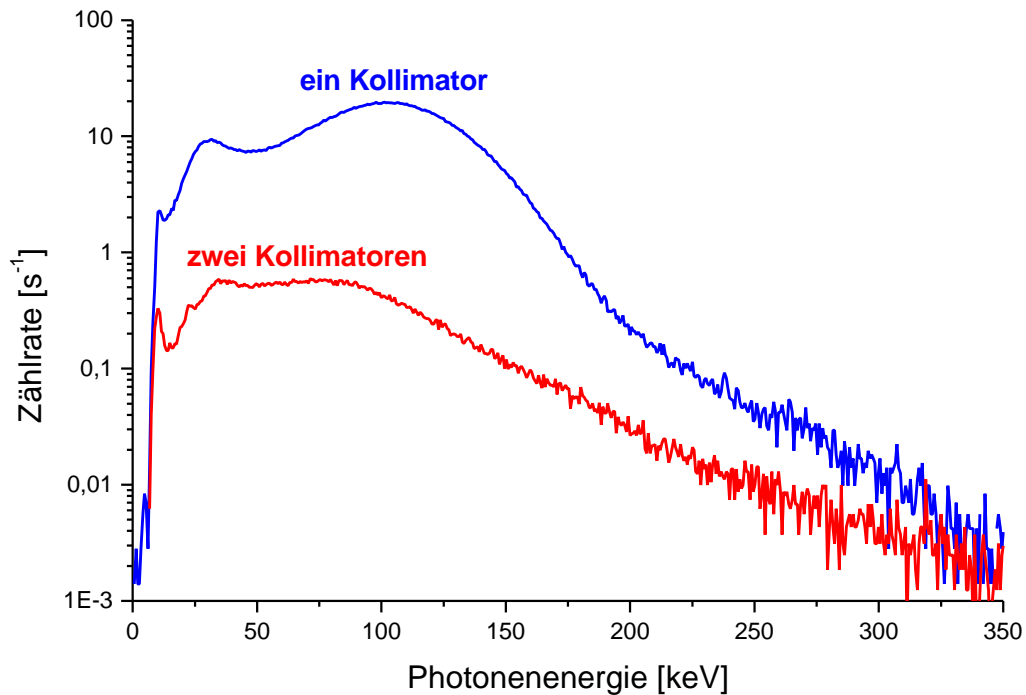
### 7.1.2 Gemessene Bremsstrahlungsspektren

Das Spektrum der Röntgenbremsstrahlung von monoenergetischen Elektronen ist kontinuierlich. Es besitzt lediglich auf der hochfrequenten (hochenergetischen) Seite eine scharfe Grenzfrequenz, die der vollständigen Abgabe der kinetischen Energie eines Elektrons in Form eines einzelnen Lichtquants entspricht. Das Bremsstrahlungsspektrum eines EZR-Plasmas setzt sich aus den unterschiedlichsten Elektronenenergien zusammen, so daß man ein kontinuierliches Spektrum von den niedersten, durch den Detektor noch registrierbaren, bis zu den höchsten Elektronenenergien erhält.

Die Auswirkung auf die Photonenenergieverteilung bei der Verwendung beider Kollimatoren, im Vergleich zu nur einem Kollimator, ist in Abbildung 7.1 unter gleichen Plasmabedingungen gezeigt. Da bei den Messungen mit nur einem Kollimator das Sichtfeld des Detektors größer ist, ist auch die Zählrate, unabhängig von der Photonenenergie, entsprechend höher. Bei den Messungen mit beiden Kollimatoren ist die Zählrate im Bereich höchster Photonenenergien so gering, daß bei gleicher Meßzeit sich hier die statistischen Schwankungen stärker bemerkbar machen. Bei zu schlechter Statistik wurde dies durch eine Verlängerung der Meßdauer ausgeglichen.

Bei der Messung mit nur einem Kollimator ist das Bremsstrahlungsspektrum, insbesondere im Bereich unterhalb von 125 keV, durch die Abschwächung der

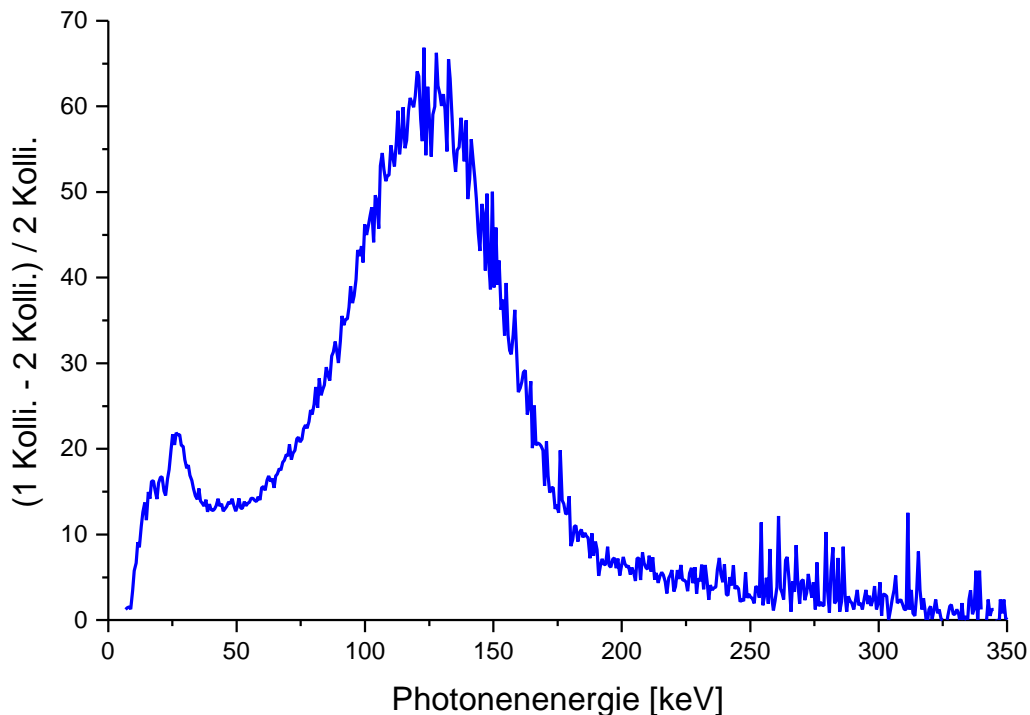
Röntgenstrahlung durch die Plasma- und Extraktionselektrode (beide aus Edelstahl) in der Zählrate reduziert. Bei der Messung mit beiden Kollimatoren wirkt sich die Abschwächung der Röntgenstrahlung durch das Vakuumfenster bei Energien unterhalb von 80 keV aus. Unterhalb von 30 keV werden die gemessenen Spektren zusätzlich durch die Ansprechempfindlichkeit des NaI(Tl)-Detektors reduziert. Aus diesem Grund wird in den folgenden Bremspektren der Photonenenergiebereich unterhalb von 30 keV nicht dargestellt.



**Abbildung 7.1:** Gemessene Photonenenergieverteilung bei der Verwendung von nur einem und beiden Kollimatoren. Die Mikrowellenleistung betrug 400 W.

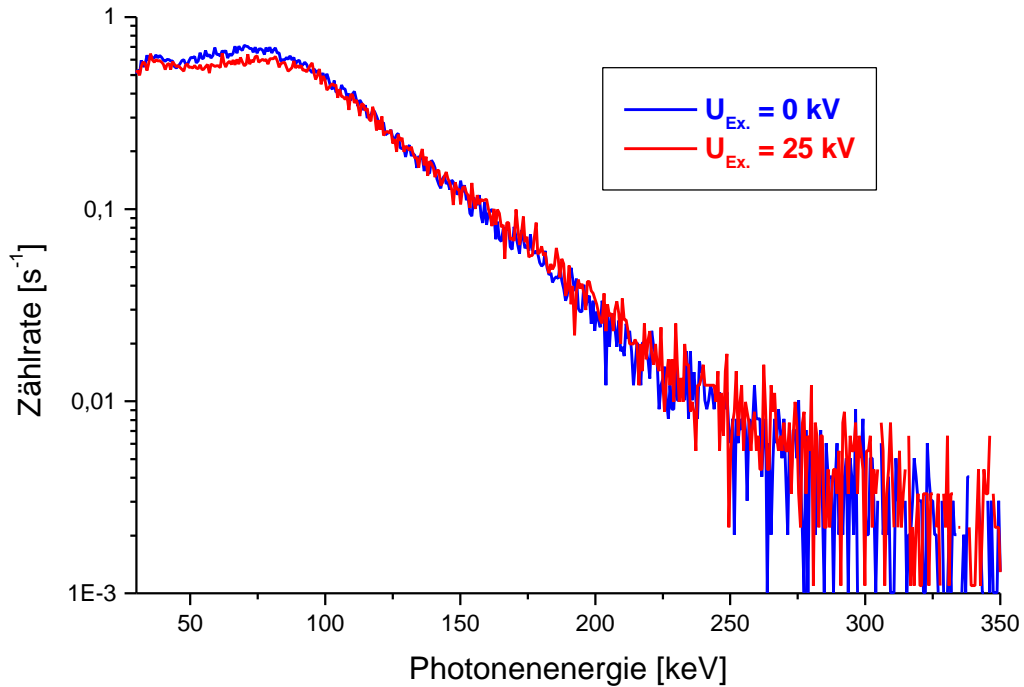
Zur genaueren Untersuchung der Wandbremsstrahlung zieht man von dem Bremspektrum mit nur einem Kollimator das Spektrum mit beiden Kollimatoren ab. So erhält man ein Spektrum, welches um einen Teil der zentralen Volumenbremsstrahlung reduziert ist. Dieses Spektrum enthält jetzt den Anteil an Wandbremsstrahlung und einen Anteil an Volumenbremsstrahlung, emittiert aus den äußeren Plasmabereichen. Setzt man die Zählrate dieses resultierenden Spektrums mit dem Spektrum bei der Verwendung beider Kollimatoren ins Verhältnis, so erhält man Abbildung 7.2. In dieser Grafik erkennt man, daß der Anteil der Wandbremsstrahlung bzw. von weiter außen gelegenen Plasmabereichen, oberhalb von 200 keV sehr klein ist. Das bedeutet, daß Elektronen mit Energien oberhalb von 200 keV im Bereich des zentralen EZR-Plasmas besonders gut eingeschlossen sind. Im Energiebereich unterhalb von 125 keV wirkt sich

die bereits erwähnte Photonenabsorption in der Plasma- und Extraktionselektrode auf das Spektrum aus.



**Abbildung 7.2:** Gemessenes Verhältnis von dem Spektrum der Photonenenergieverteilung bei der Verwendung von einem Kollimator (1 Kolli.) minus dem Spektrum mit beiden Kollimatoren (2 Kolli.) zu dem Spektrum mit beiden Kollimatoren. Das resultierende und hier dargestellte Spektrum verdeutlicht den Anteil von zentraler Volumenbremsstrahlung zum Anteil an Wandbremsstrahlung und äußerer Volumenbremsstrahlung.

Daß die gemessenen Bremsstrahlungsspektren nicht wesentlich durch die Extraktion der Ionen beeinflußt werden, ist in Abbildung 7.3 bei der Verwendung von beiden Kollimatoren gezeigt. Lediglich im Energiebereich von 50 bis 90 keV erkennt man leichte Abweichungen in den Spektren. In diesem Bereich ist ohne Extraktionsspannung  $U_{\text{Ex.}} = 0$  kV die Zählrate des Detektors ein wenig höher. Dies ist auf eine leichte Erhöhung des Quellengasdruckes von 1.5 auf  $1.6 \cdot 10^{-7}$  hPa beim Ausschalten der Extraktionsspannung zurückzuführen. Die Abhängigkeit der Photonenenergieverteilung vom Quellengasdruck wird weiter unten untersucht. Die folgenden Bremsstrahlungsspektren wurden alle bei einer Extraktionsspannung von  $U_{\text{Ex.}} = 25$  kV gemessen.

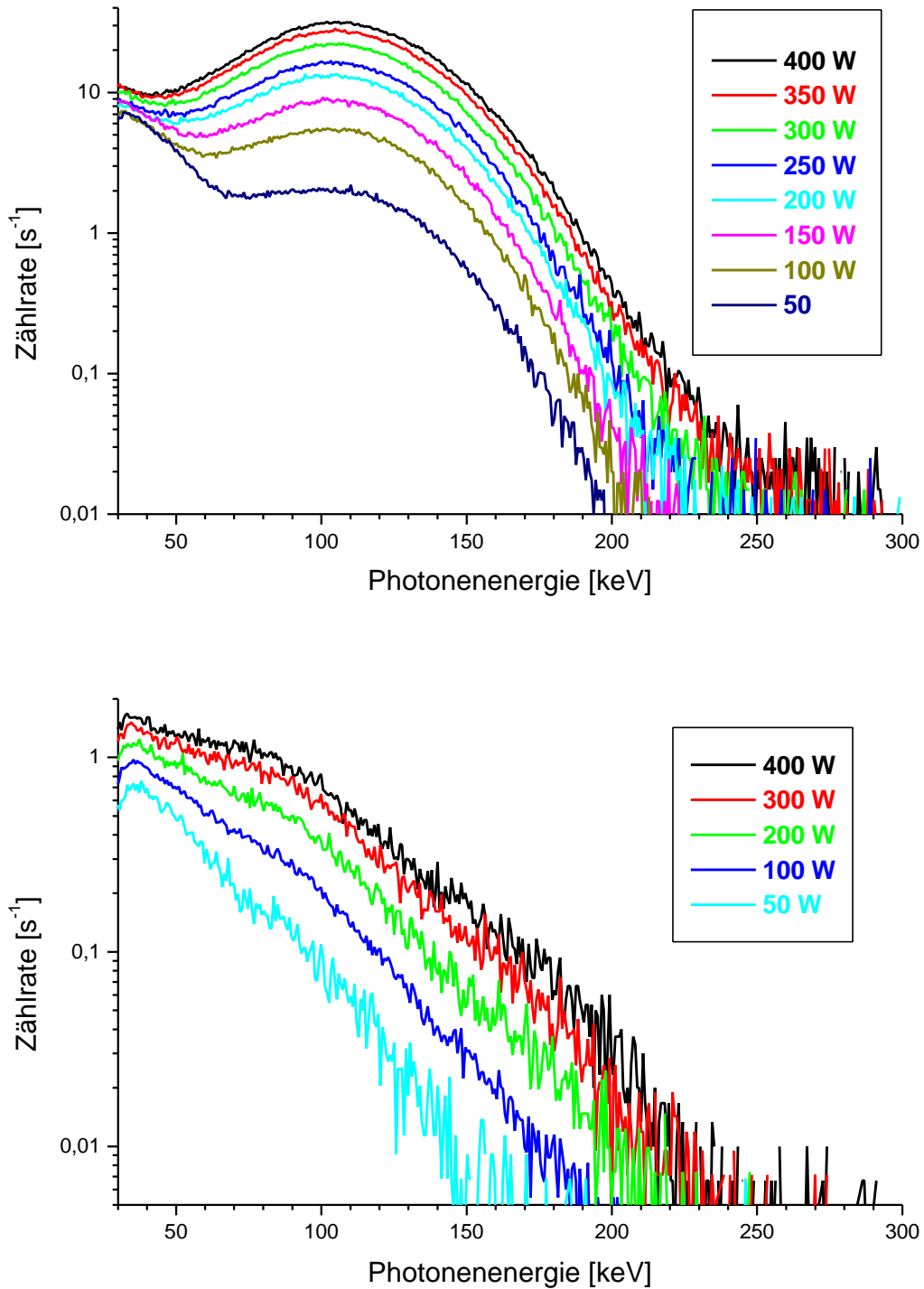


**Abbildung 7.3:** Gemessene Photonenenergieverteilung für Extraktionsspannungen von  $U_{\text{Ex.}} = 0 \text{ kV}$  und  $U_{\text{Ex.}} = 25 \text{ kV}$  bei der Verwendung von beiden Kollimatoren. Die Mikrowellenleistung betrug  $450 \text{ W}$ .

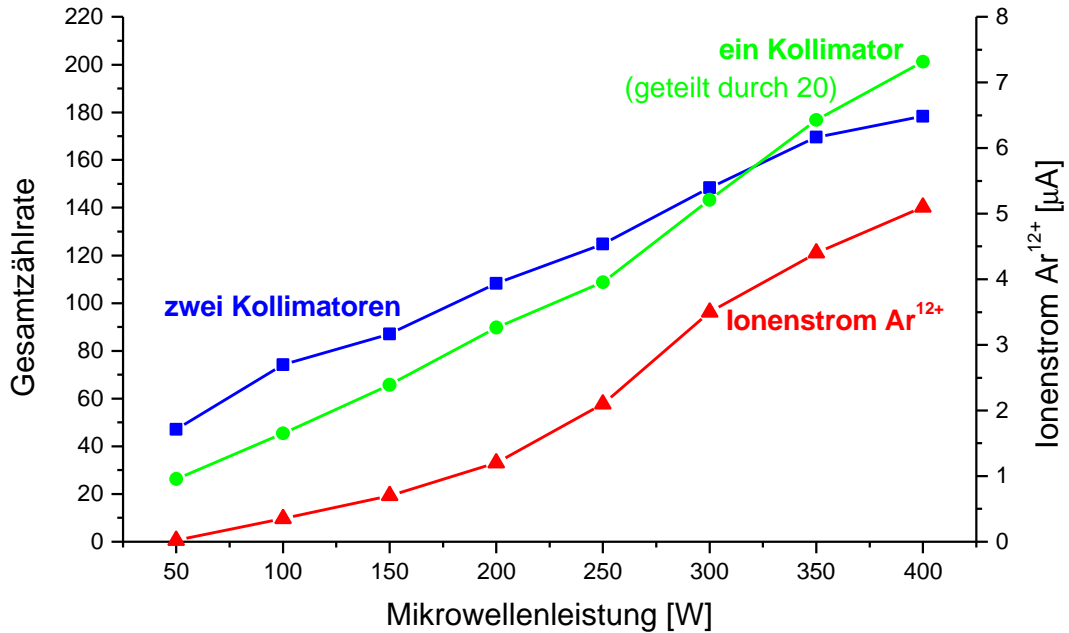
Die Abhängigkeit der Photonenenergieverteilung von der in die Ionenquelle eingespeisten Mikrowellenleistung ist in Abbildung 7.4 bei der Verwendung von nur einem (oberes Bild) und beiden Kollimatoren (unteres Bild) dargestellt. Die Ionenquelle wurde mit Argon + Sauerstoff-Mischgas betrieben und für die höchste Ausbeute an  $\text{Ar}^{12+}$ -Ionen optimiert.

Die Erhöhung der Gesamtzählrate in Abhängigkeit von der Mikrowellenleistung verhält sich in dem hier gemessenen Bereich der Mikrowellenleistung genauso wie die Zunahme des Stroms an hochgeladenen Ionen. Die Zunahme des Stroms an  $\text{Ar}^{12+}$ -Ionen mit steigender Mikrowellenleistung sowie die Zunahme der Gesamtphotonenzählrate für beide Kollimationsvarianten ist in Abbildung 7.5 dargestellt.

Vergleicht man die Zunahme der Gesamtphotonenzählrate für die beiden Kollimationsvarianten miteinander, so verlaufen die beiden Linien bis  $250 \text{ W}$  Mikrowellenleistung zunächst parallel. Bei höheren Mikrowellenleistungen kreuzen sich die beiden Linien. Dies bedeutet, daß mit zunehmender Mikrowellenleistung der Anteil der zentralen Volumenbremsstrahlung weniger stark zunimmt als der Anteil der Wandbremsstrahlung und der äußeren Volumenbremsstrahlung. Dies ist auf eine Zunahme von Plasmainstabilitäten und eine damit verbundene Erhöhung der Teilchenverluste aus dem Plasma mit zunehmender Mikrowellenleistung zurückzuführen.



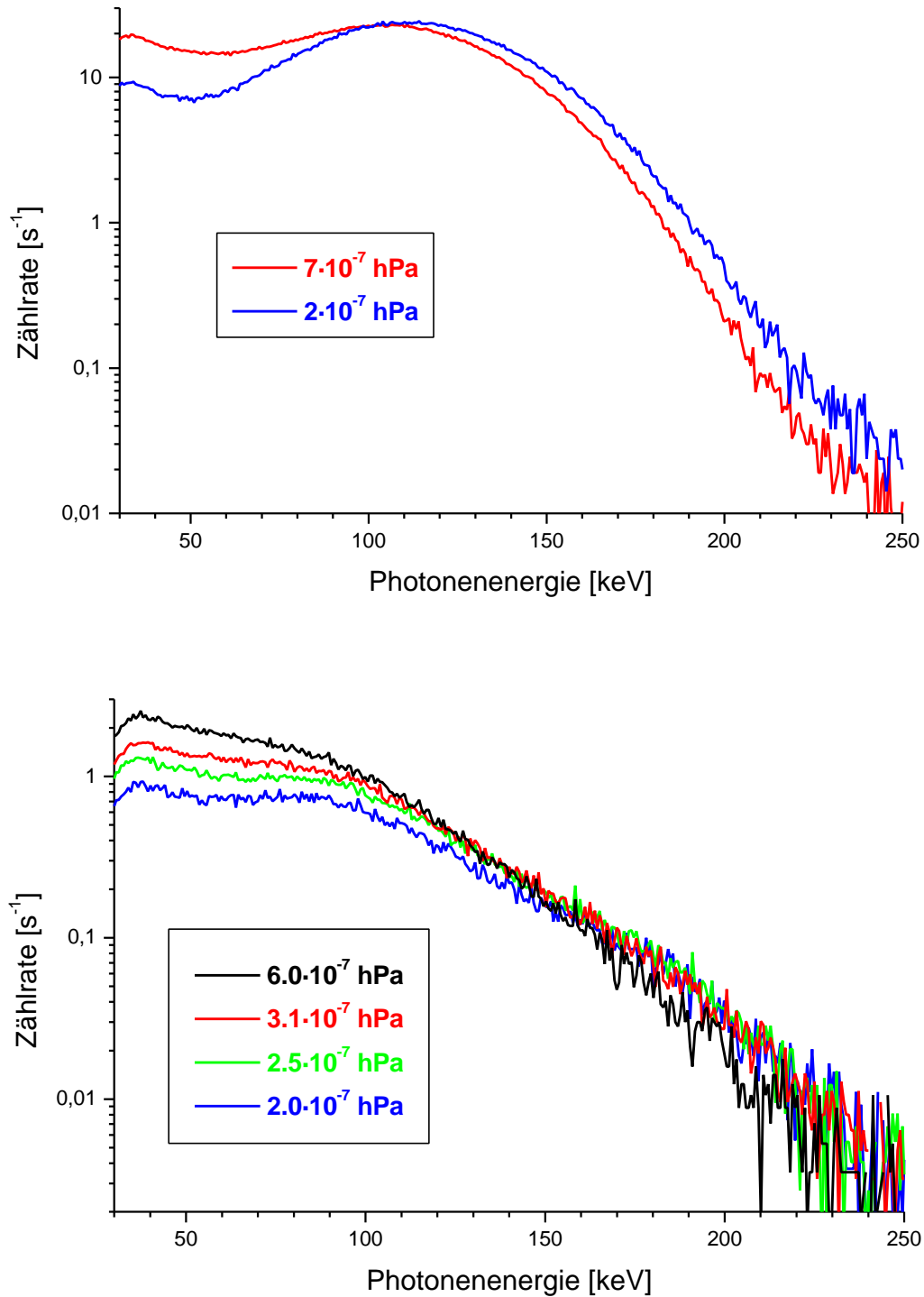
**Abbildung 7.4:** Gemessene Photonenergieverteilung in Abhängigkeit von der Mikrowellenleistung bei der Verwendung von nur einem (oberes Bild) und beiden Kollimatoren (unteres Bild). Die Ionenquelle wurde mit Argon + Sauerstoff-Mischgas betrieben und für die höchste Ausbeute an  $\text{Ar}^{12+}$ -Ionen optimiert. Der gemessene Quellengasdruck betrug  $3 \cdot 10^{-7}$  hPa.



**Abbildung 7.5:** Gemessene Abhängigkeit der Gesamtphotonenzählrate von der Mikrowellenleistung bei der Verwendung von einem und beiden Kollimatoren sowie die gemessene Abhängigkeit des extrahierten Stroms von  $\text{Ar}^{12+}$ -Ionen von der Mikrowellenleistung. Die Ionenquelle wurde mit Argon + Sauerstoff-Mischgas betrieben.

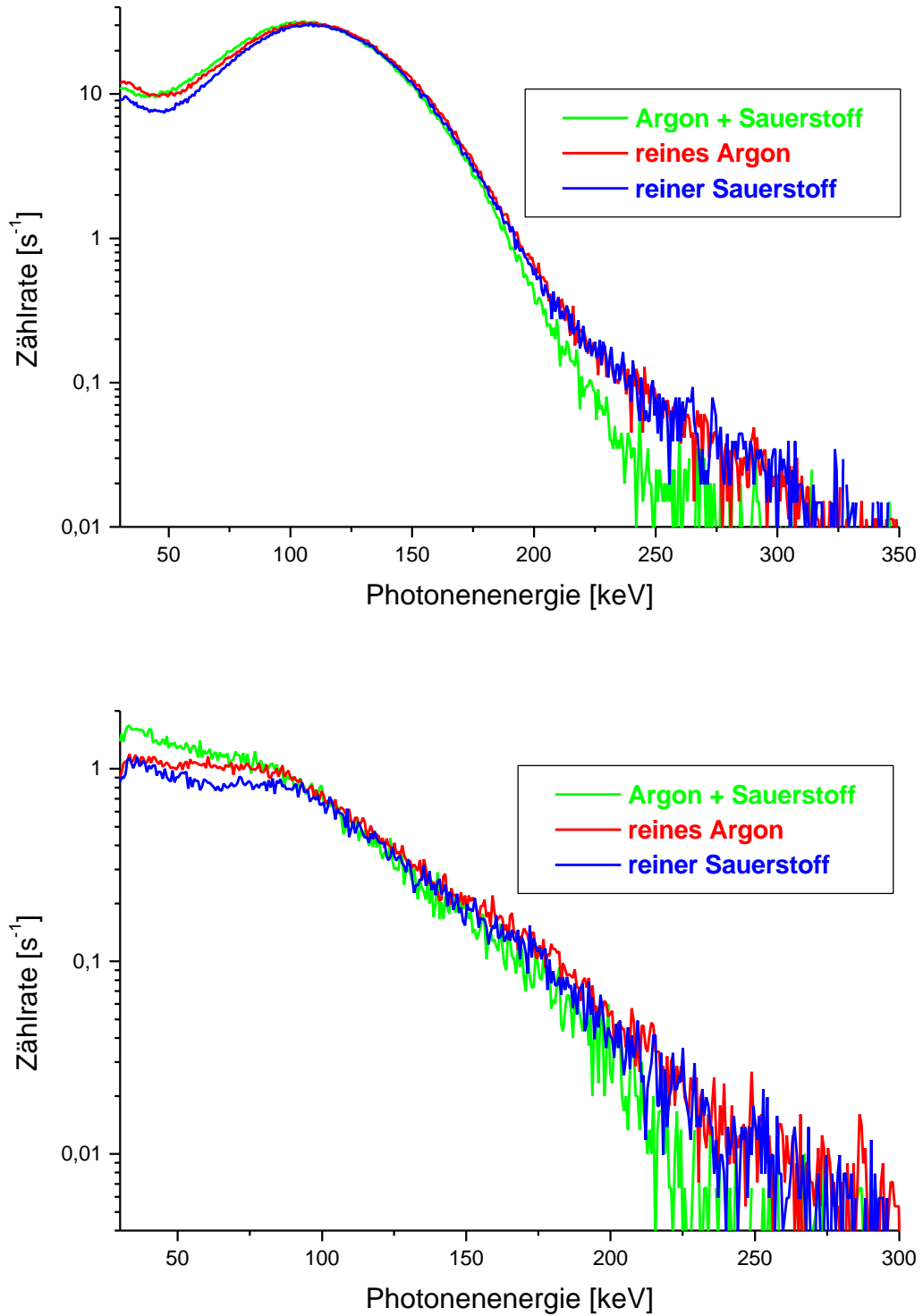
Die Abhängigkeit der Photonenenergieverteilung von dem Gasdruck in der Ionenquelle ist in Abbildung 7.6 dargestellt. Im Energiebereich unterhalb von 100 keV ist eine deutliche Zunahme der Photonenzählrate bei Erhöhung des Quellengasdruckes zu erkennen. Bei Photonenenergien oberhalb von 150 keV findet hingegen eine leichte Reduzierung der Zählrate statt. Diese beiden Effekte sind auf eine höhere Stoßrate zwischen Elektronen und Ionen/Atomen aufgrund des höheren Quellengasdruckes und einer damit verbundenen Erhöhung der Plasmadichte zurückzuführen. Durch diese höhere Stoßrate steigt die Zählrate bei niedrigen Energien an, da pro Zeiteinheit mehr Photonen erzeugt werden. Aufgrund der höheren Verluste an kinetischer Energie durch die höhere Stoßrate erreichen die Elektronen durch die Elektron-Zyklotron-Heizung nicht ihre höchsten Energien. Dies resultiert in einer Reduzierung der Zählrate bei den höchsten Energien.

Neben der Variation des Quellengasdruckes wurde auch das Quellengas variiert. In Abbildung 7.7 sind die gemessenen Photonenenergieverteilungen bei der Verwendung von einem (oberes Bild) und beiden (unteres Bild) Kollimatoren für unterschiedliche Quellengase dargestellt. Zum einem wurde die Ionenquelle mit Argon + Sauerstoff-Mischgas ( $3.1 \cdot 10^{-7}$  hPa) betrieben, zum anderen mit reinem Argon ( $1.3 \cdot 10^{-7}$  hPa) und mit reinem Sauerstoff ( $4.4 \cdot 10^{-7}$  hPa). Die Zahlen in Klammern geben den jeweils gemessenen Quellengasdruck an. Die Mikrowellenleistung wurde mit 400 W konstant gehalten.



**Abbildung 7.6:** Gemessene Photonenergieverteilung in Abhängigkeit von dem Gasdruck in der Ionenquelle bei der Verwendung von nur einem (oberes Bild) und beiden Kollimatoren (unteres Bild). Die Mikrowellenleistung wurde mit 400 W konstant gehalten.





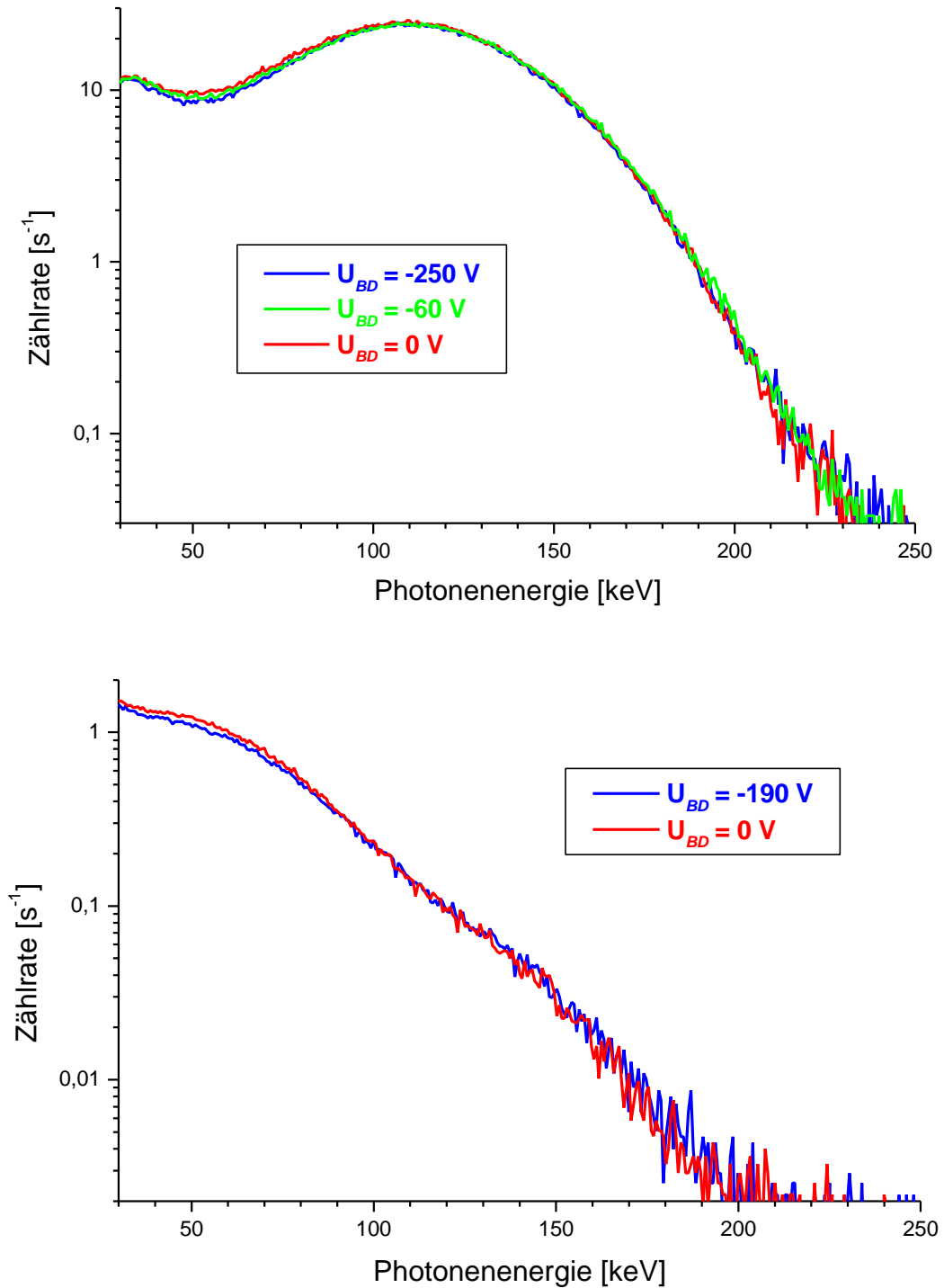
**Abbildung 7.7:** Gemessene Photonenergieverteilung in Abhängigkeit von dem verwendeten Gas in der Ionenquelle bei der Verwendung von nur einem (oberes Bild) und beiden Kollimatoren (unteres Bild). Zum einen wurde die Quelle mit Argon + Sauerstoff-Mischgas ( $3.1 \cdot 10^{-7}$  hPa,  $\text{Ar}^{12+}$ ) betrieben, zum anderen mit reinem Argon ( $1.3 \cdot 10^{-7}$  hPa,  $\text{Ar}^{12+}$ ) und mit reinem Sauerstoff ( $4.4 \cdot 10^{-7}$  hPa,  $\text{O}^{7+}$ ). Die Zahlen in Klammern geben den jeweils gemessenen Quellengasdruck und den jeweils optimierten Ladungszustand an. Die Mikrowellenleistung wurde mit 400 W konstant gehalten.

Bei der Verwendung von unterschiedlichen Quellgasen zeigen sich, ähnlich wie bei der Variation des Quellgasdruckes, Abweichungen in den gemessenen Photonenenergieverteilungen unterhalb von 100 keV und oberhalb von 150 keV. Der Energiebereich dazwischen bleibt in beiden Fällen, bei Änderung des Gasdruckes und des Quellgases, nahezu unbeeinflusst. Im Falle des Mischgasbetriebes (Argon + Sauerstoff) ist die Plasmadichte am größten, da hier im Bereich niedriger Photonenenergien höhere Zählraten und im Bereich höchster Energien niedrigere Zählraten registriert werden. Trotz des viel höheren Quellgasdruckes im Falle des reinen Sauerstoff-Betriebs, ist hier die Plasmadichte am geringsten.

Die Abhängigkeit der Photonenenergieverteilung von der Spannung an der negativ vorgespannten Scheibe ist in Abbildung 7.8 bei der Verwendung von einem Kollimator (oberes Bild) und bei der Verwendung von beiden Kollimatoren (unteres Bild) dargestellt. Im Gegensatz zu den bisher dargestellten Meßreihen, bei verschiedenen Mikrowellenleistungen, Quellgasdrücken und Quellgasen, gibt es in den hier gemessenen Bremsspektren **keine** wesentlichen Änderungen in der Photonenenergieverteilung und damit in der Energieverteilung der Plasmaelektronen. Die geringfügigen Abweichungen in den Spektren, insbesondere im Photonenenergiebereich um 50 keV, sind auf leichte Änderungen der Mikrowellenleistung und des Quellgasdruckes während der Messungen zurückzuführen.

Diese Meßreihen sind ein weiterer Beweis dafür, daß mit der vorgespannten Scheibe keine Erhöhung der Plasmadichte und keine Verbesserung des Ionisationsprozesses verbunden ist. Würde sich die Plasmadichte erhöhen, dann müßte im Bereich niedriger Elektronenenergien die Zählrate deutlich ansteigen, wie es in Abbildung 7.6 bei der Erhöhung des Quellgasdruckes der Fall ist.

Ähnliche Messungen wurden auch an der EZR-Ionenquelle im Institute for Chemical and Physical Research (RIKEN) durchgeführt. Bei den dort gemessenen Photonenenergieverteilungen unter Variation der *Disk*-Spannung wurde eine Erhöhung der Zählrate mit zunehmender negativer *Disk*-Spannung beobachtet [Naka99, Kide99, Naka00]. Im Gegensatz zu den hier präsentierten Messungen wurde an der RIKEN-EZR nicht der Gesamtquellgasdruck konstant gehalten, sondern der Gasfluß. Da die Spannung an der Scheibe jedoch auch den Quellgasdruck beeinflusst, dieser nimmt mit zunehmender *Disk*-Spannung und einer damit verbundenen Erhöhung der Ausbeute an hochgeladenen Ionen ab, könnten die Änderungen in den Röntgenspektren in Wirklichkeit auf die Änderungen des Quellgasdruckes zurückzuführen sein.



**Abbildung 7.8:** Gemessene Photonenergieverteilung in Abhängigkeit von der Spannung an der negativ vorgespannten Scheibe bei der Verwendung von nur einem (oberes Bild) und beiden Kollimatoren (unteres Bild). Die Ionenquelle wurde jeweils mit reinem Argon betrieben. Bei den Messungen im oberen Bild betrug die Mikrowellenleistung 400 W und der Gasdruck in der Ionenquelle  $2.8 \cdot 10^{-7}$  hPa. Im unteren Bild betrug die Mikrowellenleistung 200 W und der Quellengasdruck  $2.3 \cdot 10^{-7}$  hPa.

## 7.2 Optische Spektroskopie von sichtbarem Licht

Im Gegensatz zur Spektroskopie der Röntgenbremsstrahlung, diese enthält Informationen über die Elektronen im EZR-Plasma, bekommt man durch die optische Spektroskopie von sichtbarem Licht Informationen über die Atome, Moleküle und niedrig geladenen Ionen im Plasma. Bei der optischen Spektroskopie von Atomen und Ionen nutzt man aus, daß diese ganz diskrete Energieniveaus in der Atomhülle besitzen. Bei der Absorption oder Emission von Licht finden, unter Beachtung von gewissen Auswahlregeln, Übergänge zwischen den verschiedenen Energieniveaus statt. Diese Übergänge, die bei der Emission von Licht die sogenannten Spektrallinien aussenden, sind daher charakteristisch für das jeweilige Atom oder Ion.

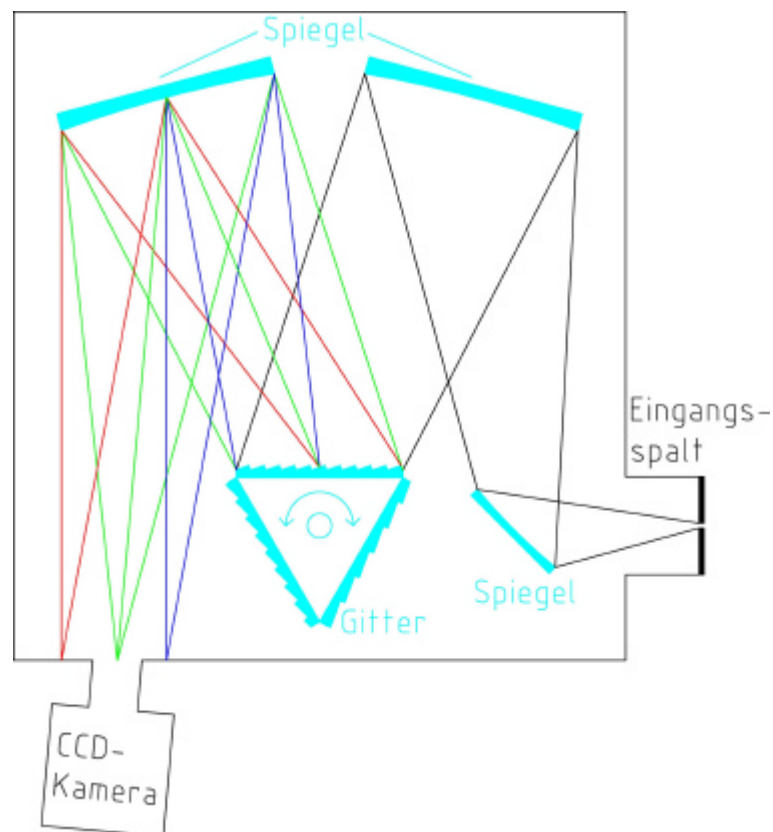
### 7.2.1 Anordnung des Gitterspektrometers

Zur Messung des vom EZR-Plasma emittierten, sichtbaren Lichtes wird ein Gitterspektrometer verwendet. Das Gitterspektrometer ist hinter dem 0°-Ausgang des Analysiermagneten (AM1) außerhalb des Vakuums unter Atmosphärendruck installiert (siehe auch Abbildung 3.1 auf Seite 27). Der Abstand des Spektrometers zum EZR-Plasma beträgt etwa 4 m. Der Eingang des Spektrometers ist auf die 8-mm-Öffnung in der Plasmaelektrode gerichtet. Hierdurch wird auch der Beobachtungsbereich auf das zentrale EZR-Plasma festgelegt.

Das verwendete Gitterspektrometer mit der Bezeichnung *Spectra Pro - 300i* der Firma *Princeton Instruments* besitzt eine Gesamtfokusslänge von 300 mm. Aufgrund des großen Abstandes zwischen EZR-Plasma und Spektrometer wurde ein 300-mm-Teleobjektiv am Eingang des Spektrometers installiert.

Der prinzipielle mechanische Aufbau des Gitterspektrometers ist in Abbildung 7.9 skizziert. Das Licht wird zunächst durch einen Eingangsspalt an einen Spiegel gegeben. Dieser Spiegel lenkt den Lichtstrahl um etwa 90° auf einen fokussierenden Hohlspiegel ab. Von dort aus wird der Lichtstrahl auf das ebene Reflexionsgitter (Beugungsgitter, *Echelette*-Gitter) gelenkt. Dieses wird großflächig ausgeleuchtet. Das Licht wird wellenlängenabhängig unter verschiedenen Winkeln vom Gitter reflektiert und über einen weiteren Hohlspiegel auf eine am Ausgang des Spektrometers installierte, ortsauflösende *CCD*-Kamera abgebildet. Das Gitter ist auf einem drehbaren Halter befestigt, welcher die zentral reflektierte Wellenlänge festlegt. Man kann bis zu drei verschiedene Gitter in das Spektrometer einbauen.

Das Gitter wird auch als optisches Streugitter bezeichnet. Es trennt das einfallende Licht entsprechend seiner Wellenlänge räumlich. Das Streugitter besteht aus vielen hundert Furchen (Spalte) pro Millimeter, deren Anzahl die Auflösung bestimmen, das heißt die Fähigkeit, zwei benachbarte Spektrallinien voneinander zu trennen. Die Gitterfurchen sind als keilförmige Stufen angeordnet, so daß die Beugungsrichtung der 1. Ordnung einer bestimmten Wellenlänge der geometrischen Reflexionsrichtung entspricht, die auch als *Blaze*-Wellenlänge bezeichnet wird. Bei dieser Wellenlänge sind der Beugungswirkungsgrad (Effektivität) und das Auflösungsvermögen des Gitters am größten. Das bei den folgenden Messungen verwendete Gitter besitzt 300 Furchen pro mm und eine *Blaze*-Wellenlänge von 500 nm.



**Abbildung 7.9:** Prinzipieller mechanischer Aufbau des verwendeten Gitterspektrometers

Das Auflösungsvermögen des Gesamtsystems beträgt etwa 0.25 nm. Dieses ist jedoch nicht gut genug, um Linienverbreiterungs- oder Linienverschiebungseffekte zu messen. Außerdem ist die wellenlängenabhängige Transmission des Gesamtsystems (Vakuumfenster, Teleobjektiv, Gitterspektrometer, CCD-Kamera) nicht bekannt, so daß lediglich relative Veränderungen in den Spektren miteinander verglichen werden können.

## 7.2.2 Optische Spektren

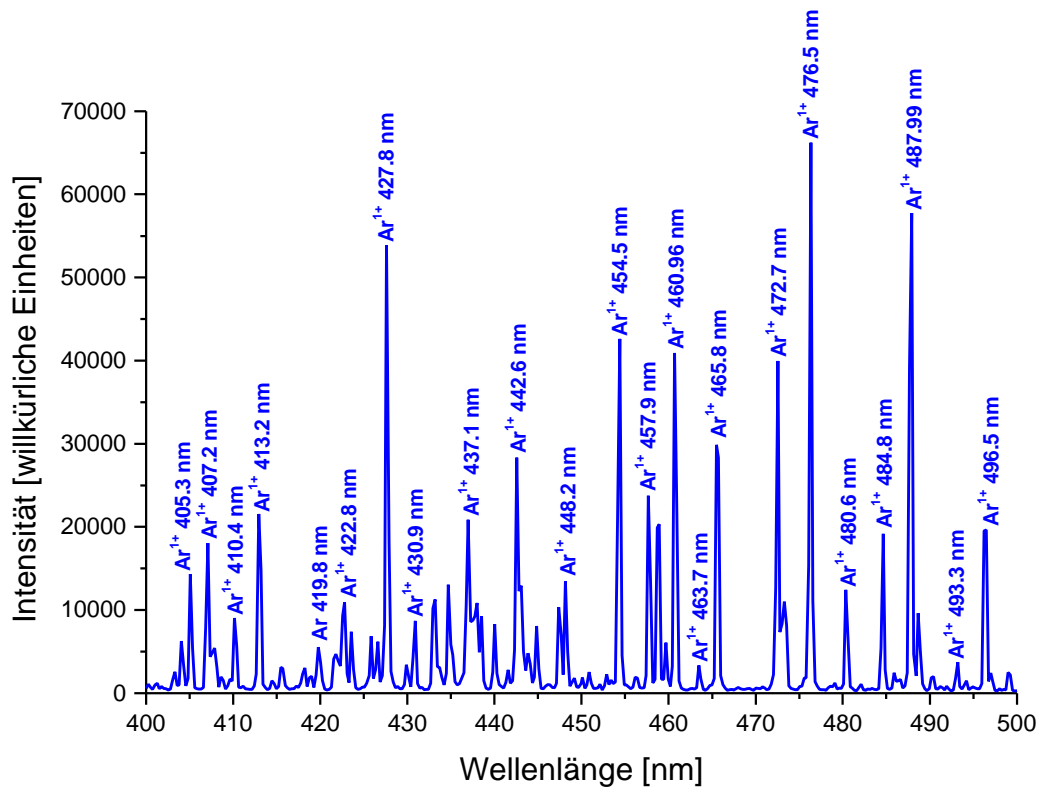
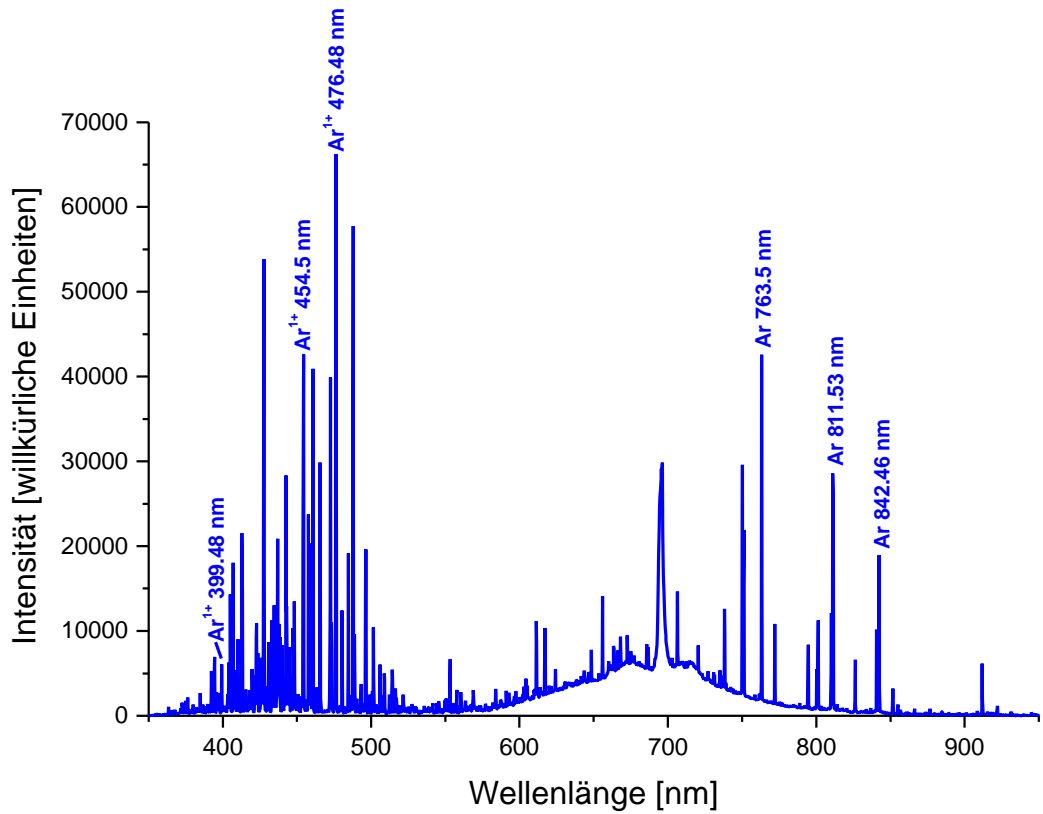
Durch den experimentellen Aufbau und das verwendete Spektrometer konnten Emissionslinien im Wellenlängenbereich von 350 bis 950 nm nachgewiesen werden. Dieser Wellenlängenbereich entspricht dem Frequenzbereich von  $3.2$  bis  $8.6 \cdot 10^{14}$  Hz bzw. Energien von 1.3 bis 3.5 eV.

Ein typisches gemessenes Emissionsspektrum bei Optimierung der EZR-Ionenquelle für eine maximale Ausbeute an hochgeladenen Ionen ist in Abbildung 7.10 für den Betrieb der Ionenquelle mit reinem Argon dargestellt. Im oberen Bild ist der gesamte Wellenlängenbereich dargestellt. Im unteren Bild ist ein Ausschnitt von 400 bis 500 nm aus dem gesamten Wellenlängenbereich zum besseren Erkennen der großen Spektralliniendichte in diesem Bereich dargestellt. Die Mikrowellenleistung betrug 400 W und der Gasdruck in der Ionenquelle  $2.5 \cdot 10^{-7}$  hPa.

Bei der Verwendung von Argon als Quellengas ist eine große Anzahl an Emissionslinien in den Spektren vorhanden. Bei den Spektrallinien oberhalb von 700 nm handelt es sich ausschließlich um Linien von Argon-Atomen. Im Wellenlängenbereich unterhalb von 600 nm werden die Linien fast ausschließlich von  $\text{Ar}^{1+}$ -Ionen ausgesendet, insbesondere die intensiveren Linien.

Bei den Messungen mit dem optischen Gitterspektrometer wurde eine 3-mm-Edelstahlstange an Stelle der negativ vorgespannten Scheibe eingesetzt. Die Edelstahlstange wurde während des Quellenbetriebes durch das Plasma und die Mikrowellenleistung stark aufgeheizt. Die ausgesendete Wärmestrahlung bildet den kontinuierlichen Untergrund um 700 nm. Durch Änderung des Abstandes der Edelstahlstange zum Plasma konnte dieser Untergrund vergrößert (bei geringerem Abstand) oder reduziert (bei größerem Abstand) werden.

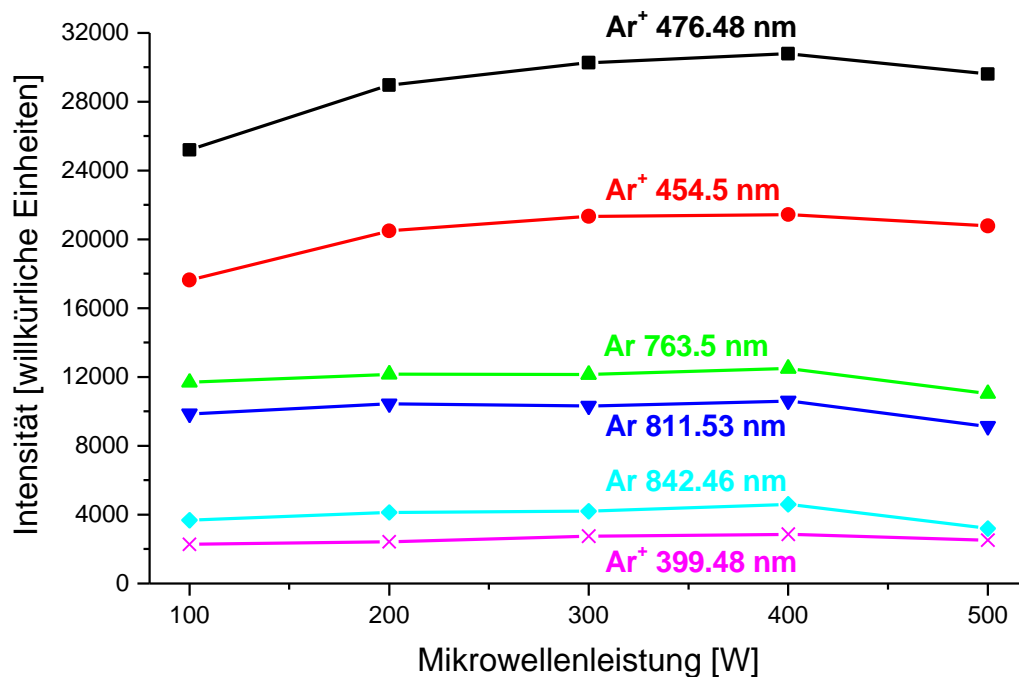
In den beiden Linienspektren aus Abbildung 7.10 sind **einige** der Emissionslinien direkt mit ihrer Wellenlänge und ihrem Ladungszustand gekennzeichnet. Die aufgeführten Wellenlängen geben aufgrund des geringen Auflösungsvermögens des Spektrometers nicht den gemessenen Wellenlängenwert an, sondern den Wert aus einer Datenbank für Spektrallinien von Atomen [WWW3]. Die Abweichungen von den dort aufgeführten Wellenlängen für die Spektrallinien und den hier gemessenen Linien liegen innerhalb des Auflösungsvermögens des verwendeten Gitterspektrometers. Bei den aus Platzgründen nicht gekennzeichneten Linien handelt es sich ebenfalls um Argon-Linien. Die Linien von Restgasatomen, wie zum Beispiel von Wasserstoff, Stickstoff oder Sauerstoff, weisen sehr geringe Intensität auf und sind nur vereinzelt nachzuweisen.



**Abbildung 7.10:** Gemessene Emissionslinien bei Betrieb der Ionenquelle mit reinem Argon. Die Ionenquelle wurde für den Ladungszustand  $\text{Ar}^{11+}$  optimiert. Die Mikrowellenleistung betrug 400 W und der Gasdruck in der Ionenquelle  $2.5 \cdot 10^{-7}$  hPa. Im oberen Bild ist der Wellenlängenbereich von 350 bis 950 nm dargestellt. Im unteren Bild von 400 bis 500 nm.

Aufgrund der hohen Anzahl an Emissionslinien beschränken sich die folgenden Untersuchungen auf 6 verschiedene Emissionslinien. Diese Linien sind in dem oberen Bild von Abbildung 7.10 mit ihrer jeweiligen Wellenlänge gekennzeichnet. Sie setzen sich jeweils aus 3 Emissionslinien von Argon-Atomen und  $\text{Ar}^{1+}$ -Ionen mit unterschiedlichen Intensitäten zusammen. Die Linien wurden beliebig aus dem kompletten Wellenlängenbereich ausgewählt.

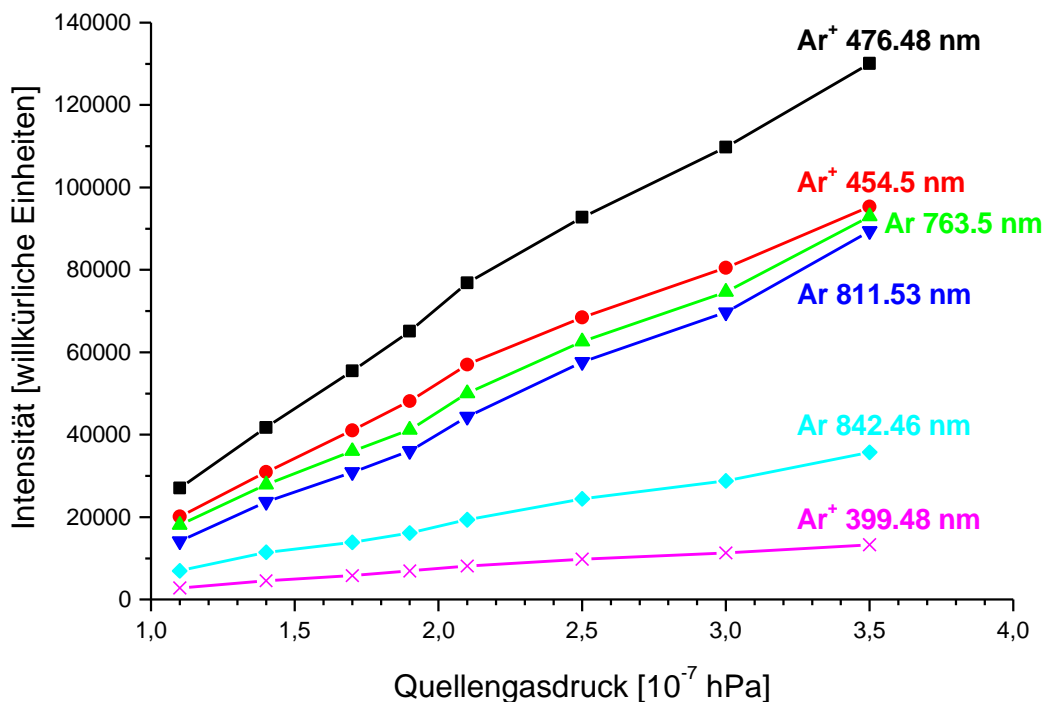
Die Abhängigkeit der Intensität der ausgewählten Emissionslinien von der Mikrowellenleistung ist in Abbildung 7.11 dargestellt. Die Intensität aller betrachteten Linien steigt mit zunehmender Mikrowellenleistung bis 400 W leicht an und fällt bei weiterer Erhöhung auf 500 W wieder leicht ab. Der Verlauf der Emissionslinien ist für die Argon-Atome und  $\text{Ar}^{1+}$ -Ionen identisch. Die relativen Änderungen sind im Vergleich zur Steigerung der Ionenströme an hochgeladenen Ionen sehr gering.



**Abbildung 7.11:** Gemessene Emissionslinien von Argon-Atomen und  $\text{Ar}^{1+}$ -Ionen in Abhängigkeit von der Mikrowellenleistung. Die Ionenquelle wurde mit reinem Argon bei einem konstanten Gasdruck von  $1.9 \cdot 10^{-7}$  hPa betrieben. Die Quellenparameter wurden für eine maximale Ausbeute an  $\text{Ar}^{11+}$ -Ionen optimiert.



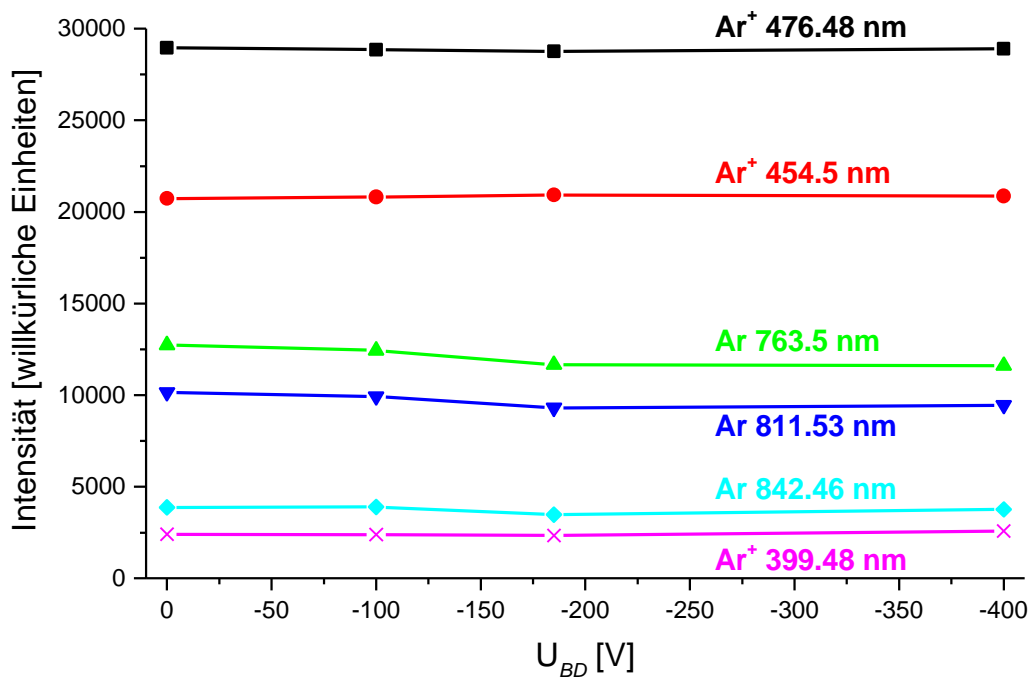
Die Abhängigkeit der Intensität der ausgewählten Emissionslinien von dem Gasdruck in der Ionenquelle ist in Abbildung 7.12 dargestellt. Die Intensität der betrachteten Linien steigt linear mit zunehmendem Quellengasdruck an. Da mit zunehmendem Quellengasdruck sowohl die Neutralteilchendichte im Plasma als auch die Ionendichte im Plasma, insbesondere von niedrigen Ladungszuständen, zunimmt, ist auch in dieser Meßreihe der Verlauf der Emissionslinien für die Argon-Atome und  $\text{Ar}^{1+}$ -Ionen identisch.



**Abbildung 7.12:** Gemessene Emissionslinien von Argon-Atomen und  $\text{Ar}^{1+}$ -Ionen in Abhängigkeit von dem Quellengasdruck. Die Ionenquelle wurde mit reinem Argon bei einer konstanten Mikrowellenleistung von 400 W betrieben. Die Quellenparameter wurden für eine maximale Ausbeute an  $\text{Ar}^{11+}$ -Ionen optimiert.

Bei Betrieb der Ionenquelle mit reinem Argon, mit Argon + Sauerstoff-Mischgas und mit reinem Sauerstoff hat sich gezeigt, daß die Emissionsspektren im Mischgasbetrieb durch das Sauerstoff-Gas bestimmt werden. Die Emissionslinien von Argon weisen in diesem Fall nur geringe Intensität auf und sind daher kaum nachweisbar. Die Spektren im Argon + Sauerstoff-Mischgasbetrieb und im reinen Sauerstoff-Betrieb sind bis auf einige intensitätsschwache Argon-Linien identisch.

Die Abhängigkeit der Intensität der ausgewählten Emissionslinien von der Spannung an der negativ vorgespannten Scheibe  $U_{BD}$  ist in Abbildung 7.13 dargestellt. In dieser Meßreihe zeigt sich, daß die negativ vorgespannte Scheibe keine Wirkung auf die Intensität der emittierten Linien von Plasmaatomen und einfach geladenen Plasmaionen ausübt. Auch diese Messung bestätigt, daß die Plasmadichte in einer EZR-Ionenquelle **nicht** durch die *biased Disk* beeinflußt wird.



**Abbildung 7.13:** Gemessene Emissionslinien von Argon-Atomen und Ar<sup>1+</sup>-Ionen in Abhängigkeit von der Spannung an der negativ vorgespannten Scheibe  $U_{BD}$ . Die Ionenquelle wurde mit reinem Argon bei einer Mikrowellenleistung von 400 W und einem Quellengasdruck von  $1.9 \cdot 10^{-7}$  hPa betrieben. Die Quellenparameter wurden für eine maximale Ausbeute an Ar<sup>11+</sup>-Ionen optimiert.

## 8 Ausblick

Die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen zur Diagnose des EZR-Plasmas sowie zur Steigerung der Ausbeute an hochgeladenen Ionen führen zu folgenden Ideen über weitere mögliche Diagnosemethoden und weitere Verbesserungsmaßnahmen zur Erhöhung der Ausbeute an hochgeladenen Ionen:

Die gegenüber dem Plasma negativ vorgespannte Scheibe durch eine Scheibe mit zirkular konzentrischen Sektoren zu ersetzen. Bei EZR-Spiegelmaschinen (*Tandem-Mirror*), wie sie bei der Untersuchung von Kernfusionsplasmen eingesetzt werden, dient diese sektorierte Scheibe zur Steuerung der radialen Ionendiffusion [Tsus86]. Sollte dieser Effekt auch in EZR-Ionenquellen hervorgerufen werden, so würde dies zu einer Reduktion der radialen Ionenverluste aus dem Plasma und einer Reduzierung von Ladungsaustauschprozessen führen. Damit könnte man die Ausbeute an hochgeladenen Ionen erhöhen.

Bei gepulster Mikrowellenleistung kann im *Afterglow*-Modus bei gleichzeitiger Injektion eines Neutralteilchenpulses mittels Laserablation eine Komprimierung des extrahierten Ionenpulses stattfinden. Durch numerische Simulationen wurde gezeigt, daß bei der Injektion eines Neutralteilchenpulses die Zeitdauer des *Afterglow*-Peaks verkürzt und die Amplitude erhöht wird [Miro98]. Zusätzlich könnte die Ausbeute an hochgeladenen Ionen verbessert werden, wie bei den Messungen in Abbildung 6.25 und Abbildung 6.26 bereits angedeutet wird.

Mit Hilfe einer Ionenquelle, basierend auf einem Mikroplasma bei Atmosphärendruck, wie sie zur Zeit am Institut für Kernphysik entwickelt wird, könnte die Injektion von neutralen Gasatomen durch einfach geladene kalte Ionen ersetzt werden. Dies führt zu einer Reduzierung von Ladungsaustauschprozessen im Plasma, welches sich positiv auf die Erzeugung von hochgeladenen Ionen auswirken sollte.

## 9 Zusammenfassung

Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquellen<sup>1</sup> dienen der Erzeugung von hochgeladenen Schwerionen. Die Erzeugung und Extraktion der Schwerionen beruht auf dem komplexen Zusammenspiel von physikalischen Prozessen aus der Atom-, Oberflächen-, und Plasmaphysik sowie der Elektrodynamik.

In dieser Arbeit werden grundlegende physikalische Prozesse in EZR-Ionenquellen experimentell untersucht, welche auf Grund der Komplexität bislang nicht vollständig verstanden sind. Als Schwerpunkt werden insbesondere die häufig angewendeten Methoden zur Steigerung der Ausbeute an hochgeladenen Ionen erforscht. Hierzu zählen die negativ vorgespannte Scheibe (eine Elektrode in axialer Nähe des Plasmas, *biased Disk*), die Beschichtung der Plasmakammerwände mit Isolatoren (*Wall coating*) und die Gasbeimischung von leichteren Gasen zum eigentlichen Arbeitsgas. Die Untersuchungen wurden an der Frankfurter EZR-(VE)RFQ-Beschleunigeranlage durchgeführt und mit aktuellen Theorien sowie Messungen an anderen EZR-Ionenquellen verglichen.

Zur Diagnose wird erstmals die negativ vorgespannte Scheibe im gepulsten Betrieb eingesetzt, um die dynamische Auswirkung dieser Scheibe auf den Ionisationsprozeß und die Ionenextraktion zu studieren. Als erstaunlichstes Ergebnis wird die bisher vermutete und in der Literatur dargestellte physikalische Wirkungsweise der *biased Disk*, nämlich die Erhöhung der Plasmadichte und eine Verbesserung des Ionisationsprozesses, widerlegt. Dieses Ergebnis wird durch Messungen der Quellenemittanz, des dynamischen Ionisationsverlaufes durch Injektion von kurzen Neutralteilchenpulsen mittels Laserablation, der Spektroskopie der Röntgenbremsstrahlung und der optischen Spektroskopie des sichtbaren Lichtes bestätigt.

Als neue Hypothese für die physikalische Auswirkung der negativ vorgespannten Scheibe auf die Ausbeute an hochgeladenen Schwerionen wird eine axiale Elektronenverteilung angenommen. Diese entsteht aus axial oszillierenden Elektronen, welche in einem Potentialtopf zwischen der negativ vorgespannten Scheibe und dem Extraktionsbereich der Ionenquelle eingeschlossen sind. Radial werden diese Elektronen durch die Magnetfeldlinien der beiden Magnetspulen geführt. Diese Elektronenverteilung beeinflußt die Ionendiffusion aus dem EZR-Plasma und die Ionenstrahlformierung im Extraktionsbereich der Ionenquelle positiv.

---

<sup>1</sup> im folgenden mit EZR-Ionenquelle abgekürzt

In dieser Arbeit wird zudem gezeigt, daß die gezielte Steuerung der Ionenextraktion durch die vorgespannte Scheibe (*biased Disk*) mit sehr geringem Aufwand möglich ist. Insbesondere durch Pulsung der *Disk*-Spannung ist die Extraktion von gepulsten Ionenstrahlen aus einer EZR-Ionenquelle mit bislang nicht erreichten Wiederholungsfrequenzen möglich (bis einige 10 kHz). Die Ionenpulse weisen zudem höhere Intensitäten im Vergleich zur kontinuierlichen Extraktion auf.

Eine weitere angewendete Diagnosemethode ist die Injektion von kurzen Pulsen an Neutralteilchen in das EZR-Plasma mit dem Ziel, die Ionenerzeugung und die Ionenextraktion zeitaufgelöst zu studieren. Die Neutralteilchenpulse werden mit Hilfe der Laserablation erzeugt und im EZR-Plasma sukzessive ionisiert. Das zeitliche Verhalten der extrahierten Ionen gibt Ausschluß über die Dynamik des Ionisationsprozesses, den Ioneneinschluß und die Extraktion der Ionen. Hierbei werden die Auswirkungen der Mikrowellenleistung, des Quellengasdruckes, der Gaszusammensetzung und der negativ vorgespannten Scheibe auf die Erzeugung von hochgeladenen Ionen in einer EZR-Ionenquelle untersucht. Auch diese Messungen werden durch die Untersuchung der Röntgenbremsstrahlung und der optischen Spektroskopie des sichtbaren Lichtes vervollständigt. Außerdem wird der Einfluß der injizierten Neutralteilchenpulse auf das bestehende Plasma in der Ionenquelle gemessen.

Neben der Plasmadiagnose durch die Injektion von Neutralteilchenpulsen mittels Laserablation wurde auch die Erzeugung von gepulsten Strahlen hochgeladener Ionen verschiedenster Festkörperelemente untersucht. Es wird gezeigt, daß durch einen einfachen Versuchsaufbau hochgeladene Ionen von nahezu allen Festkörpern erzeugt werden können.

Durch den Einsatz von speziellen Aluminium-Hohlzylindern mit metall-dielektrischer Beschichtung (Al-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) in der Plasmakammer der EZR-Ionenquelle (*Wall coating*) und der dadurch gezielten Beeinflussung der Plasma-Wand-Wechselwirkung kann die Ausbeute an hochgeladenen Schwerionen (z. B. Ar<sup>16+</sup>) um bis zu einem Faktor 50 gesteigert werden.

Die in dieser Arbeit angewandten Diagnosemethoden und das dadurch erzielte bessere Verständnis der physikalischen Prozesse und der Dynamik im EZR-Plasma ermöglichen die Erhöhung der Ausbeute an hochgeladenen Ionen, die effektive Erzeugung von hochgeladenen Festkörperionen und die Extraktion von gepulsten Ionenstrahlen mit bisher nicht erreichten Wiederholungsfrequenzen.

## **10 Anhang**

**Anhang A – Ionisationsenergien für Argon**

**Anhang B – Ein Rechenbeispiel zur Einfachionisation**

**Anhang C – Grundbegriffe aus der Plasmaphysik**

**Anhang D – Stabilisierung der Mikrowellenleistung**

**Anhang E – Horizontale und vertikale Emittanzbilder**

**Anhang F – Zeitstruktur von Cd bei gepulster *Disk*-Spannung**

**Anhang G – Ionisationszeiten von Cd<sup>18+</sup>- und Mg<sup>5+</sup>-Ionen**

**Anhang H – Zeitstrukturen von Al-, Cu-, Au- und Si-Ionen**

## Anhang A – Ionisationsenergien für Argon

In der folgenden Tabelle A.1 sind die Ionisationsenergien  $E_q$  für die Ionisation  $\text{Ar}^{q+} \rightarrow \text{Ar}^{(q+1)+}$  aufgeführt [Weas85].

$\text{Ar}^{q+} \rightarrow \text{Ar}^{(q+1)+}$	Konfiguration	$E_q$ [eV]	Hauptschale
$\text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^{1+}$	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$	15.759	M-Schale
$\text{Ar}^{1+} \rightarrow \text{Ar}^{2+}$	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5$	27.629	
$\text{Ar}^{2+} \rightarrow \text{Ar}^{3+}$	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^4$	40.74	
$\text{Ar}^{3+} \rightarrow \text{Ar}^{4+}$	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^3$	59.81	
$\text{Ar}^{4+} \rightarrow \text{Ar}^{5+}$	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$	75.02	
$\text{Ar}^{5+} \rightarrow \text{Ar}^{6+}$	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^1$	91.007	
$\text{Ar}^{6+} \rightarrow \text{Ar}^{7+}$	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2$	124.319	
$\text{Ar}^{7+} \rightarrow \text{Ar}^{8+}$	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$	143.456	
$\text{Ar}^{8+} \rightarrow \text{Ar}^{9+}$	$1s^2 2s^2 2p^6$	422.44	L-Schale
$\text{Ar}^{9+} \rightarrow \text{Ar}^{10+}$	$1s^2 2s^2 2p^5$	478.68	
$\text{Ar}^{10+} \rightarrow \text{Ar}^{11+}$	$1s^2 2s^2 2p^4$	538.95	
$\text{Ar}^{11+} \rightarrow \text{Ar}^{12+}$	$1s^2 2s^2 2p^3$	618.24	
$\text{Ar}^{12+} \rightarrow \text{Ar}^{13+}$	$1s^2 2s^2 2p^2$	686.09	
$\text{Ar}^{13+} \rightarrow \text{Ar}^{14+}$	$1s^2 2s^2 2p^1$	755.73	
$\text{Ar}^{14+} \rightarrow \text{Ar}^{15+}$	$1s^2 2s^2$	854.75	
$\text{Ar}^{15+} \rightarrow \text{Ar}^{16+}$	$1s^2 2s^1$	918	K-Schale
$\text{Ar}^{16+} \rightarrow \text{Ar}^{17+}$	$1s^2$	4120.778	
$\text{Ar}^{17+} \rightarrow \text{Ar}^{18+}$	$1s^1$	4426.114	

Tabelle A.1: Ionisationsenergien für Argon.

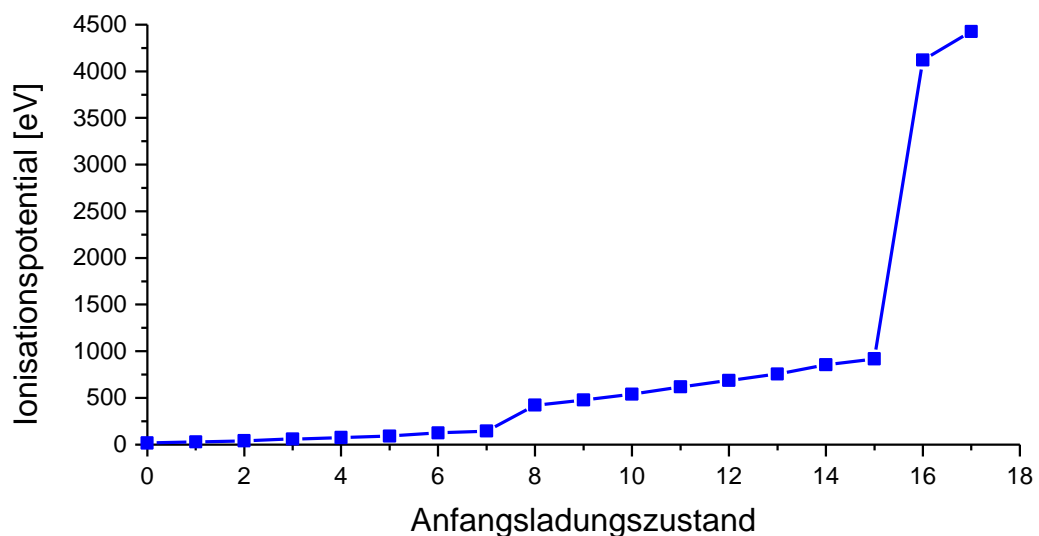


Abbildung A.1: Ionisationsenergien für Argon in Abhängigkeit vom Ladungszustand.

**Anhang B – Ein Rechenbeispiel zur Einfachionisation**

Eine weitere interessante Betrachtung ist die Einfachionisation von neutralen Atomen durch Elektronenstoß:

$$R_{\text{Erz.,1}} = 1 \cdot 10^{12} \frac{1}{\text{cm}^3} \cdot \left\langle 3.7 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2 \cdot 1.9 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}} \right\rangle \cdot 2.4 \cdot 10^{10} \frac{1}{\text{cm}^3} = 1.7 \cdot 10^{15} \frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}^3 \cdot \text{s}}$$

und durch Ladungsaustausch:

$$R_{\text{Erz.,1}} = n_n \cdot \sum_{q=1}^{18} \left\langle \sigma_{q,q-1} \cdot v_q \right\rangle \cdot n_q = 1.8 \cdot 10^{13} \frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}^3 \cdot \text{s}}$$



## Anhang C – Grundbegriffe aus der Plasmaphysik

### Definition eines Plasmas:

Ein Plasma ist ein quasineutrales, gasförmiges Gemisch aus freien Elektronen, Ionen und neutralen Atomen, welche ein kollektives Verhalten aufweisen. Die Quasineutralität ist eine Grundeigenschaft des Plasmas, welche besagt, daß in makroskopischen Bereichen das Plasma im räumlichen und zeitlichen Mittel elektrisch neutral ist:

$$n_e = \sum_{q=1}^Z q \cdot n_q = n_0 . \quad (\text{C.1})$$

$n_e$  ist die Elektronendichte,  $q$  der Ladungszustand der Ionen,  $Z$  die Kernladungszahl,  $n_q$  die Anzahl der Ionen im Ladungszustand  $q$ , und  $n_0$  bezeichnet die allgemeine Plasmadichte.

### Debye-Hückel-Abschirmung [Deby23]:

Eine fundamentale Eigenschaft im Verhalten eines Plasmas ist seine Fähigkeit, elektrische Potentiale abzuschirmen. Bringt man zum Beispiel eine positiv geladene Kugel in das Plasma, so werden freie Elektronen angezogen und bilden eine abschirmende Ladungswolke um die Kugel. Eine charakteristische Länge, welche die Abschirmung von Potentialen in einem Plasma beschreibt, ist die Debye-Hückel-Länge (meistens kurz als **Debye-Länge** bezeichnet):

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \cdot k \cdot T_e}{2 \cdot e^2 \cdot n_e}} . \quad (\text{C.2})$$

$\epsilon_0$  ist die elektrische Feldkonstante,  $k$  die Boltzmannkonstante,  $T_e$  die Elektronentemperatur,  $e$  die Elementarladung und  $n_e$  die Elektronendichte. Innerhalb einer Debye-Länge fällt das Potential auf das  $1/e$ -Fache ab.

## Coulomb-Logarithmus:

Der Coulomb-Logarithmus beschreibt das Verhältnis von Plasmatemperatur zu Elektronendichte.

$$\ln \Lambda = \ln \left( \frac{12 \cdot \pi \cdot (\epsilon_0 \cdot k \cdot T_e)^{3/2}}{Z^2 \cdot e^3 \cdot \sqrt{n_e}} \right) \quad (\text{C.3})$$

$\epsilon_0$  ist die elektrische Feldkonstante,  $k$  die Boltzmannkonstante,  $T_e$  die Elektronentemperatur,  $Z$  die Kernladungszahl,  $e$  die Elementarladung und  $n_e$  die Elektronendichte. Typische Werte für Labor- und kosmische Plasmen liegen im Bereich zwischen 5 und 20.

## Plasmaschwingungsfrequenz:

Plasmaschwingungen entstehen durch kollektive Bewegung des Plasmas durch Raumladungsschwankungen. Die rüctreibende Kraft ist dabei das entstehende Raumladungsfeld bei Verschiebung der Ladungsträger. Die Plasmakreisfrequenz ist definiert als:

$$\omega_{\text{Pl.}} = \sqrt{\frac{e_0^2 \cdot n_e}{\epsilon_0 \cdot m_e}} \quad (\text{C.4})$$

Diese wird auch als Langmuir-Frequenz oder Elektronen-Plasmafrequenz bezeichnet. Die Ionen führen ebenfalls Schwingungen aus. Hierzu muß lediglich die Elektronenmasse in Gleichung (C.4) durch die Ionenmasse ersetzt werden.

Bei einer Elektronendichte im Plasma von  $n_e = 5 \cdot 10^{11}$  Teilchen/cm<sup>3</sup> (typischer Wert eines EZR-Plasmas) beträgt die Plasmaschwingungsfrequenz  $f_{\text{Pl.}} = 6.35$  GHz.

---

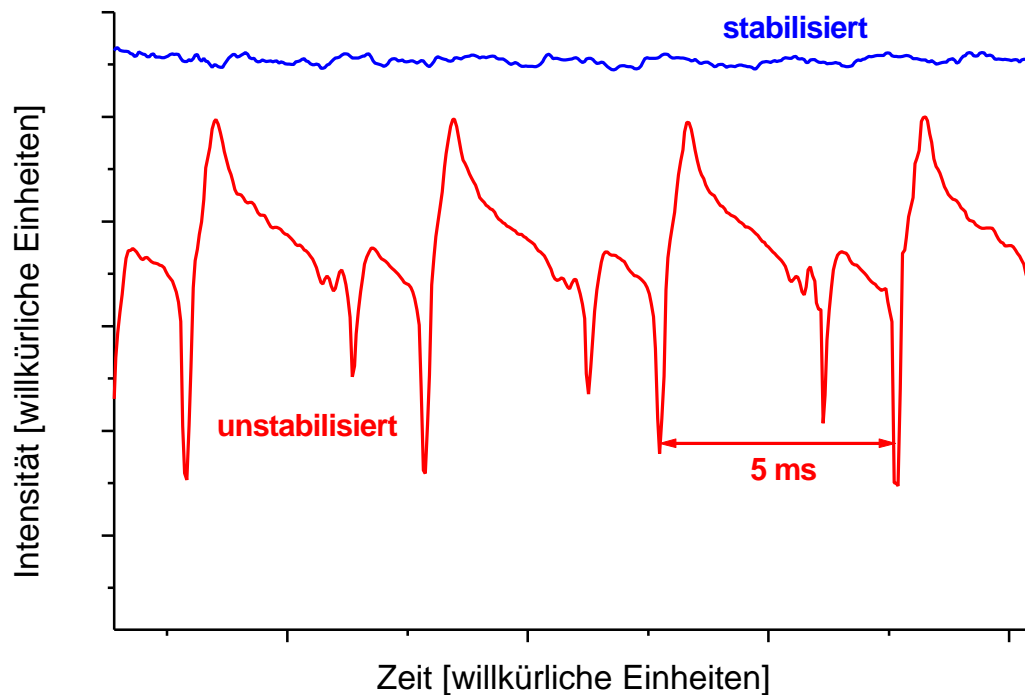
## Anhang D – Stabilisierung der Mikrowellenleistung

Für die Durchführung von zeitaufgelösten Messungen des extrahierten Ionenstroms der EZR-Ionenquelle wurde die Faraday-Tasse (D2) gegen eine „schnelle“ Faraday-Tasse mit  $50\ \Omega$  Impedanzabschluß ausgetauscht. Erste Testmessungen zeigten starke periodische Intensitätsschwankungen der extrahierten Ionenstrahlen. Nähere Untersuchungen führten zu dem Ergebnis, daß diese Schwankungen durch Frequenz- und Amplitudeninstabilitäten des Mikrowellenoszillators hervorgerufen wurden. Die Frequenz des Mikrowellenoszillators von 14.360 GHz schwankt um  $\pm 0.015$  GHz. Die Amplitudenschwankungen betragen 40 – 60 %. Ein ruhiges, stabiles Plasmbrennen ist hiermit unmöglich. Der Heizprozeß der Elektronen wird periodisch unterbrochen, was zu Teilchenverlusten aus dem Plasma führt [Hein99]. Außerdem werden Instabilitäten im Plasma hervorgerufen, welche ebenfalls zu Teilchenverlusten führen. Eine effektive Erzeugung von hohen Ladungszuständen ist nicht möglich.

Zur Lösung dieses Problems wird die Ausgangsleistung und –amplitude des Mikrowellenoszillators elektrisch stabilisiert. Bei dem Mikrowellenoszillator handelt es sich um eine mechanisch verstellbare koaxiale Kavität. Der Mikrowellenoszillator ist technisch so konstruiert, daß man seine Grundfrequenz mit einer stabilen Referenzfrequenz in Frequenz und Amplitude stabilisieren kann. Als Referenzfrequenz kann man jede subharmonische der Grundfrequenz verwenden, zum Beispiel 1/1000 der Grundfrequenz. Die verwendete Referenzfrequenz liegt dann im Bereich von 14 MHz, wo man ohne große technische Schwierigkeiten ein stabiles Signal als Referenz erzeugen kann.

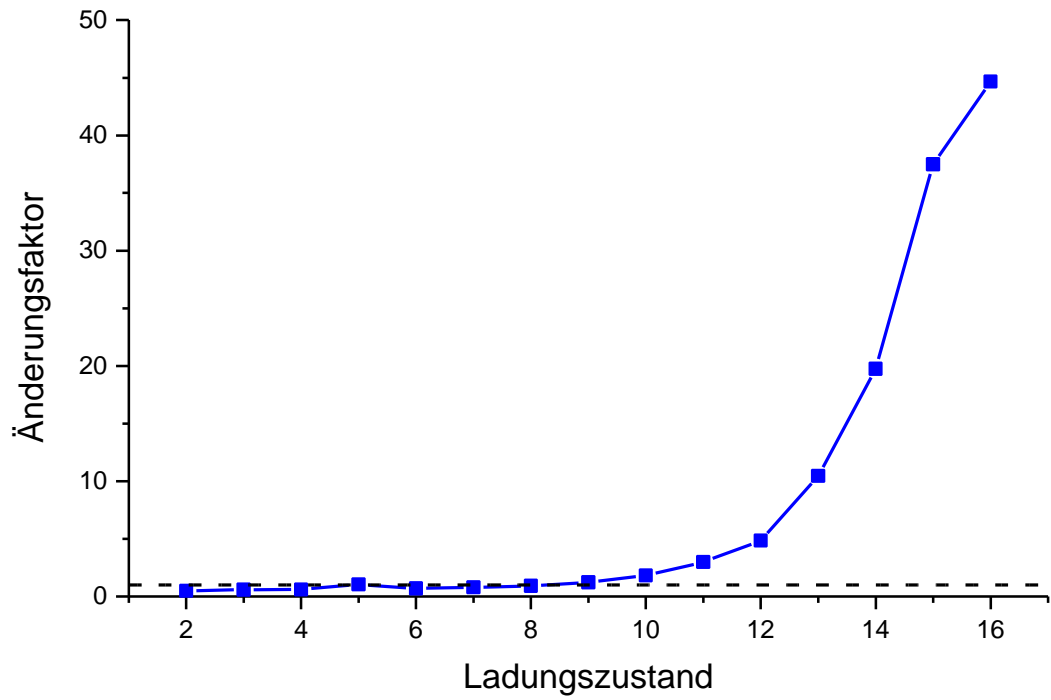
Das Referenzsignal wird zunächst verstärkt und an einen Oberwellengenerator weitergeleitet. Das Ausgangssignal des Oberwellengenerators und eine Signalprobe des eigentlichen Signals des Mikrowellenoszillators werden an einen Phasen-Detektor weitergegeben und miteinander verglichen. Stimmen die beiden Signale in ihrer Frequenz exakt überein, erhält man am Ausgang des Phasen-Detektors ein Gleichspannungssignal. Die Höhe und Polarität des Gleichspannungssignals hängen von dem Phasenunterschied zwischen den beiden Eingangssignalen ab. Das Ausgangssignal des Phasen-Detektors wird verstärkt und über eine Einheit zur automatischen Frequenzkontrolle an den eigentlichen Mikrowellenoszillator weitergegeben, um die Phasendifferenz zu korrigieren. Dies geschieht so lange, bis die Phasendifferenz null ist. Durch dieses Verfahren erzielt man eine Frequenz- und Amplitudenstabilität, welche lediglich von der Stabilität des Referenzsignals abhängt. Man bezeichnet dieses Verfahren auch als *Phase-Lock-Verfahren* [WWW2, Horn95].

Die Frequenzstabilität des Mikrowellenoszillators wird über dieses Verfahren auf  $\pm 0.0004$  GHz (vorher  $\pm 0.0150$  GHz) verbessert. Die Amplitudenstabilität ist jetzt  $< 1$  %. In Abbildung D.1 sieht man im Vergleich den zeitaufgelösten, extrahierten Ionenstrom für den Ladungszustand  $\text{Ar}^{8+}$  mit und ohne Stabilisierung der Mikrowellenleistung.



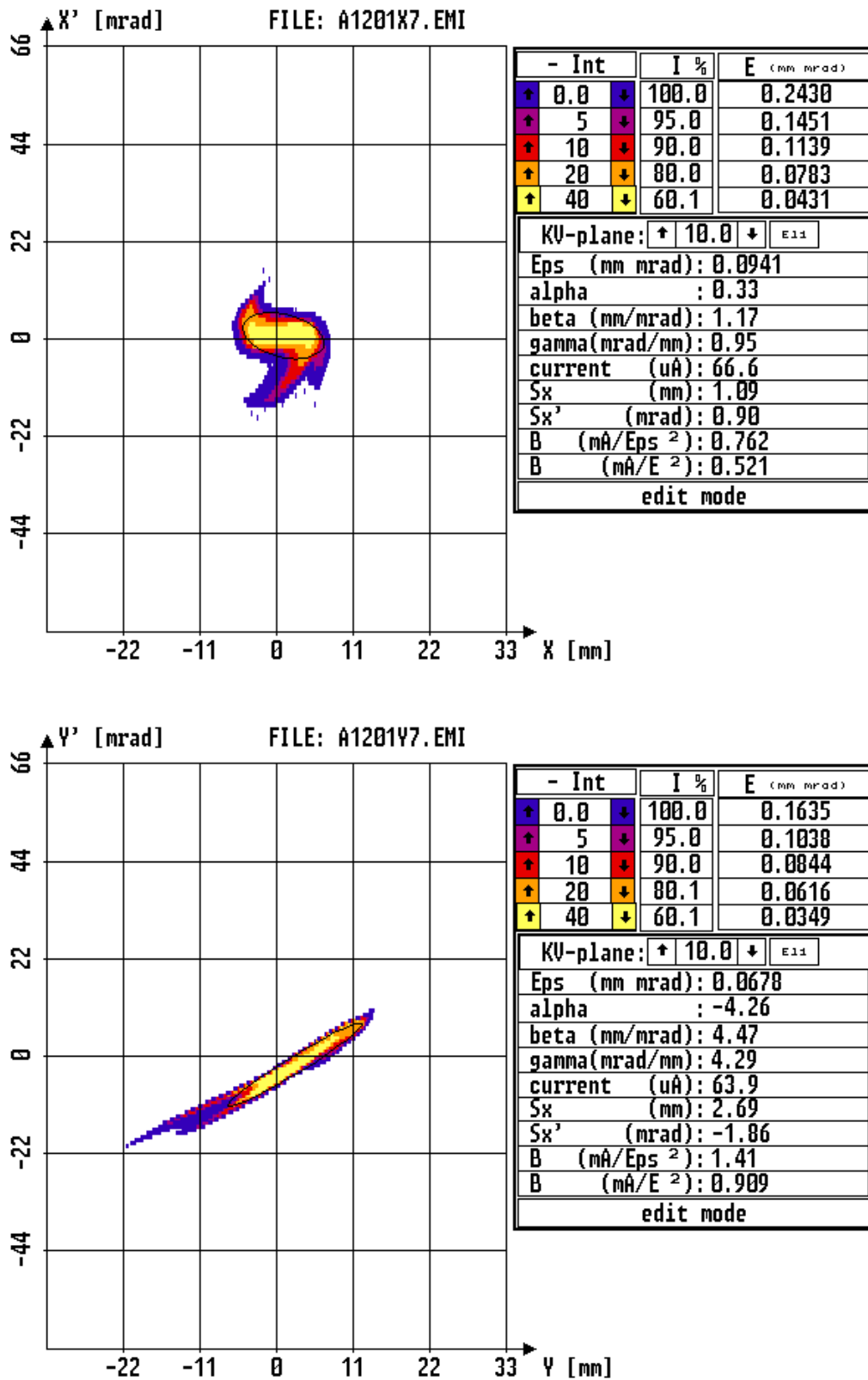
**Abbildung D.1:** Zeitliche Abhängigkeit von extrahierten  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen mit und ohne stabilisierte Mikrowellenleistung.

Durch die stabilisierte Mikrowellenleistung findet auch eine effektivere Erzeugung der hochgeladenen Ionen statt. In Abbildung D.2 sind die Änderungsfaktoren für verschiedene Ladungszustände im Falle eines Argon-Plasmas dargestellt. Man erkennt deutlich den Einfluß auf die Erzeugung von hochgeladenen Ionen. Die Ausbeute an niedrig geladenen Ionen sinkt und die an hochgeladenen Ionen steigt. Der Änderungsfaktor nimmt mit dem Ladungszustand überproportional zu. Dies deutet auf einen effektiveren Heizprozeß der Plasmaelektronen, eine höhere Plasmadichte und einen besseren Ioneneinschluß im Plasma hin. Durch die stabilere Mikrowellenleistung und ein dadurch stabiler brennendes EZR-Plasma werden zudem die Teilchenverluste reduziert, was ebenfalls zur Erhöhung der Elektronendichte und der Ioneneinschlußzeit beiträgt.



**Abbildung D.2:** Änderungsfaktoren der Ionenströme ( $I_{\text{stab.}}/I_{\text{unstab.}}$ ) für die verschiedenen Argon-Ladungszustände durch die Stabilisierung der Mikrowellenleistung.

## Anhang E – Horizontale und vertikale Emittanzbilder



**Abbildung E.1:** Gemessene horizontale (oberes Bild) und vertikale (unteres Bild) Emittanz  $\epsilon_{90\% \text{ KV, norm.}}$  für  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen bei optimiertem Ionenstrom und optimierter Emittanz.

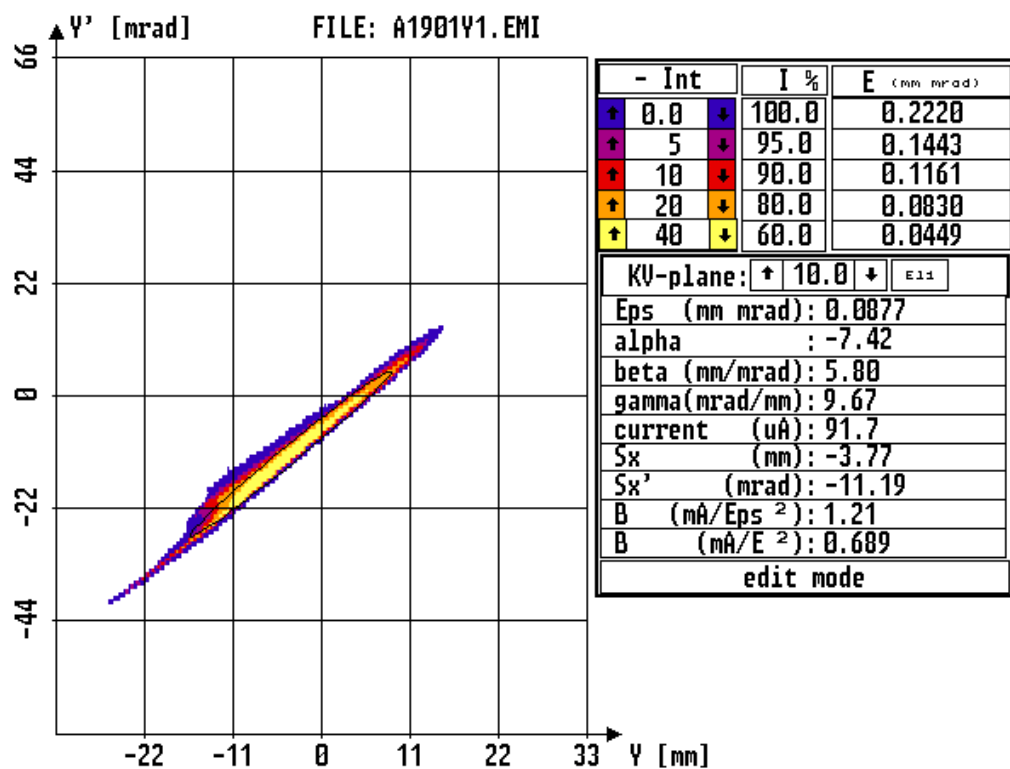
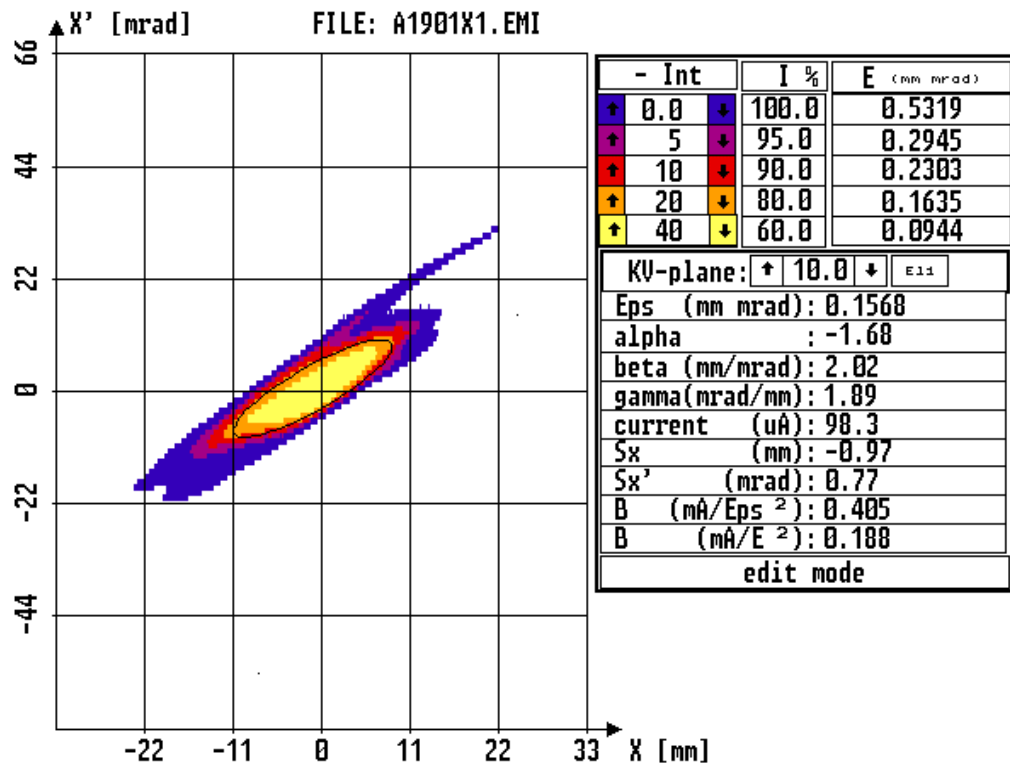
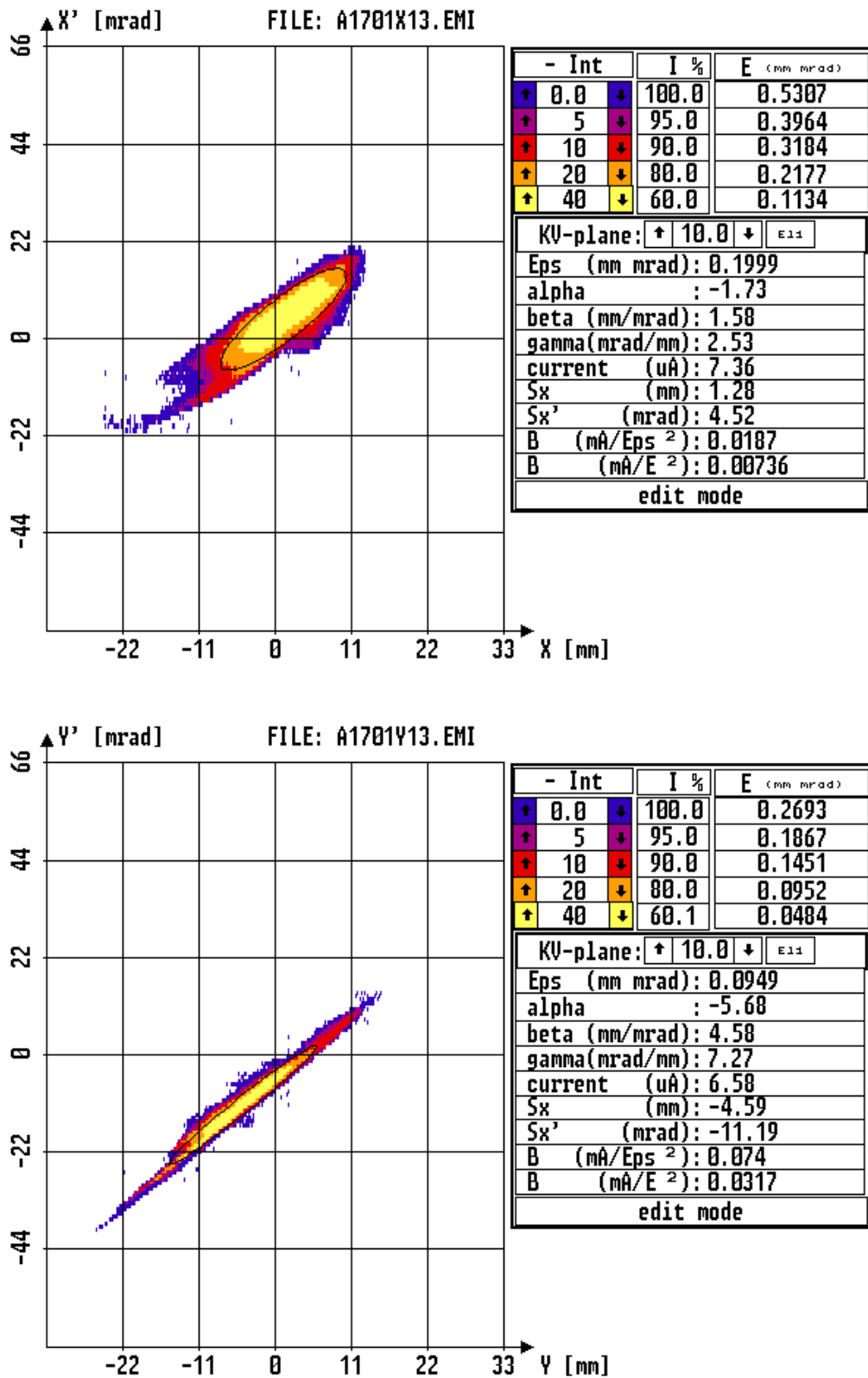
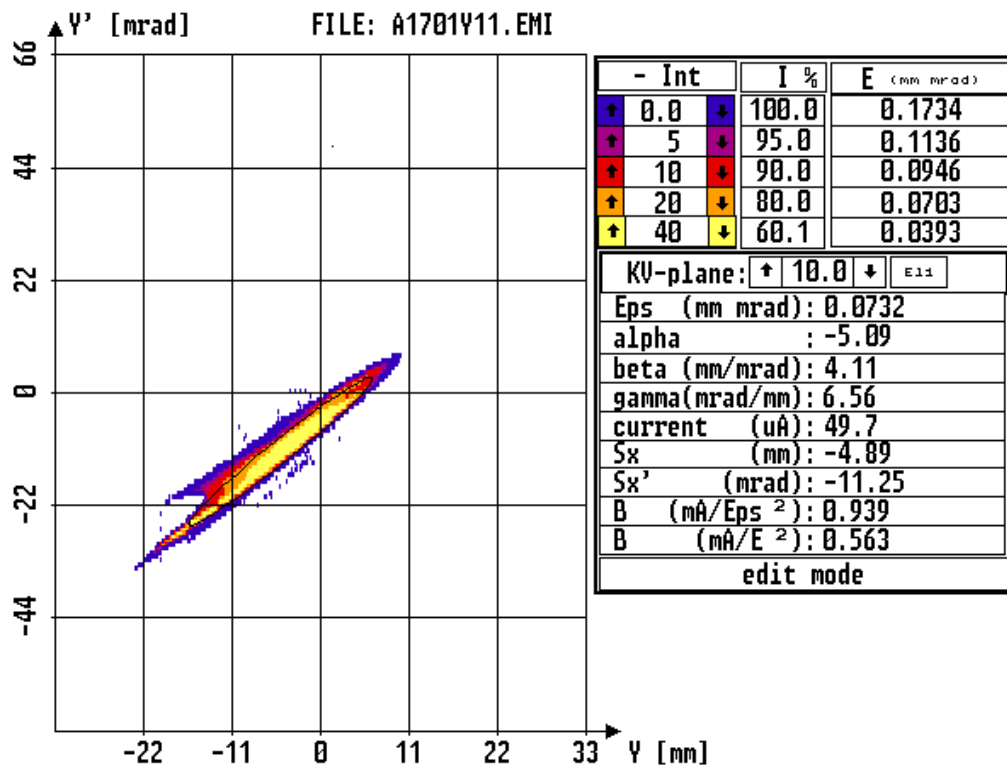
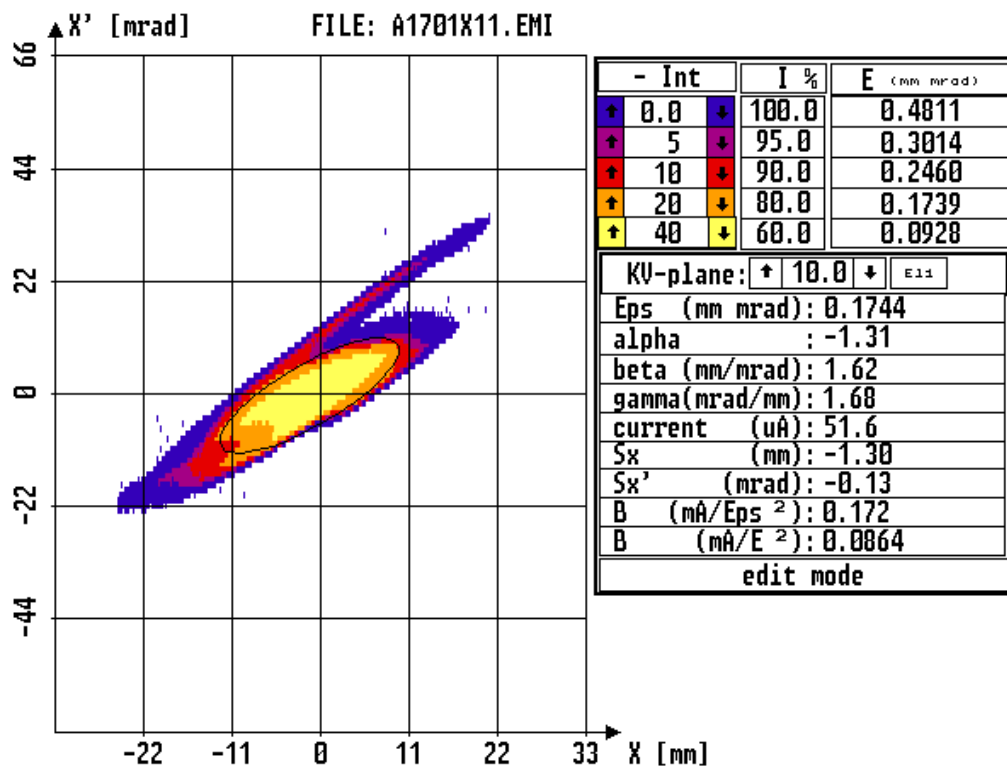


Abbildung E.2: Gemessene horizontale (oberes Bild) und vertikale (unteres Bild) Emittanz  $\epsilon_{90\%}$  KV, norm. für  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen bei optimiertem Ionenstrom.



**Abbildung E.3:** Gemessene horizontale (oberes Bild) und vertikale (unteres Bild) Emittanz  $\epsilon_{90\% \text{ KV, norm.}}$  für  $\text{Ar}^{11+}$ -Ionen. Die Ionenquelle und -strahltransport sind für eine maximale Ausbeute an  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen optimiert.

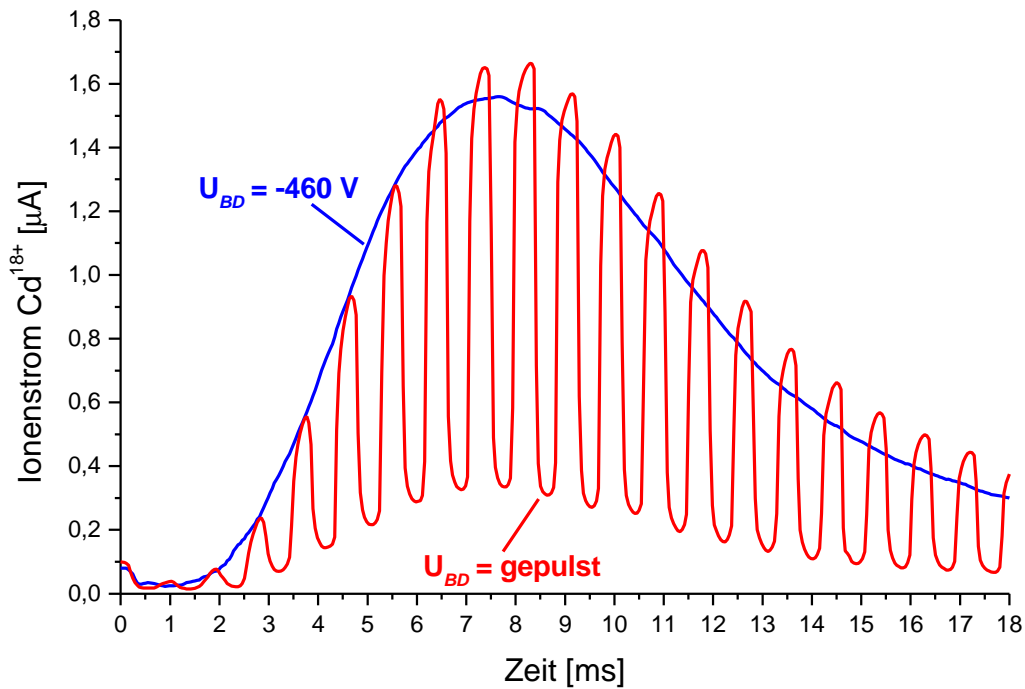




**Abbildung E.4:** Gemessene horizontale (oberes Bild) und vertikale (unteres Bild) Emittanz  $\epsilon_{90\%}$  KV, norm. für  $\text{Ar}^{4+}$ -Ionen. Die Ionenquelle und -strahltransport sind für eine maximale Ausbeute an  $\text{Ar}^{8+}$ -Ionen optimiert.

## Anhang F – Zeitstruktur von Cd bei gepulster *Disk*-Spannung

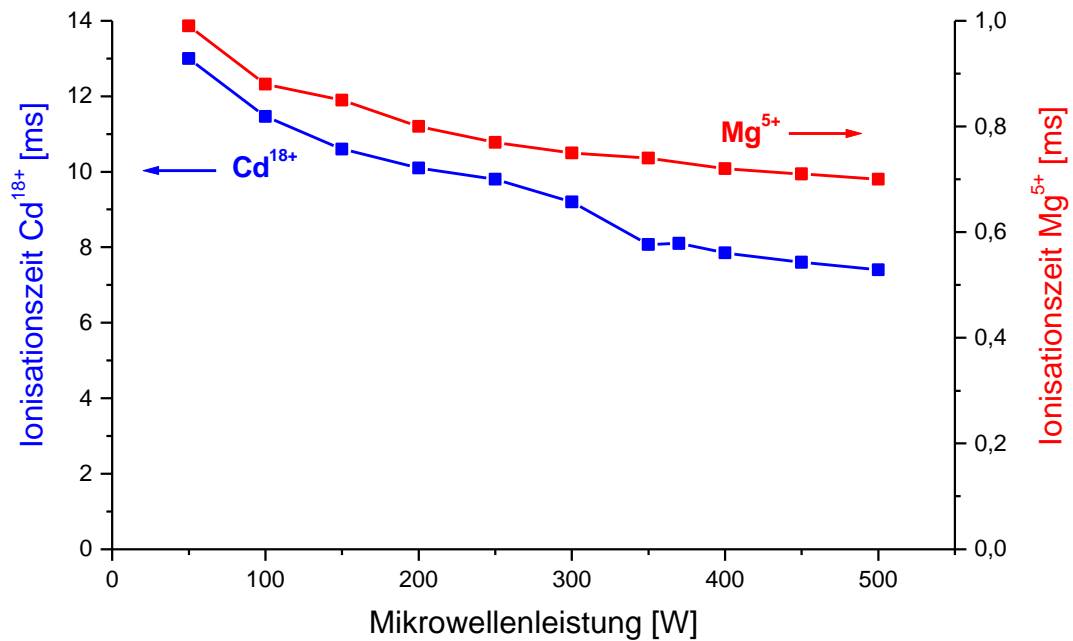
Der Ionisationsprozeß von  $\text{Cd}^{18+}$ -Ionen für kontinuierlich und gepulst anliegende Spannung an der negativ vorgespannten Scheibe (*biased Disk*) ist in Abbildung F.1 dargestellt.



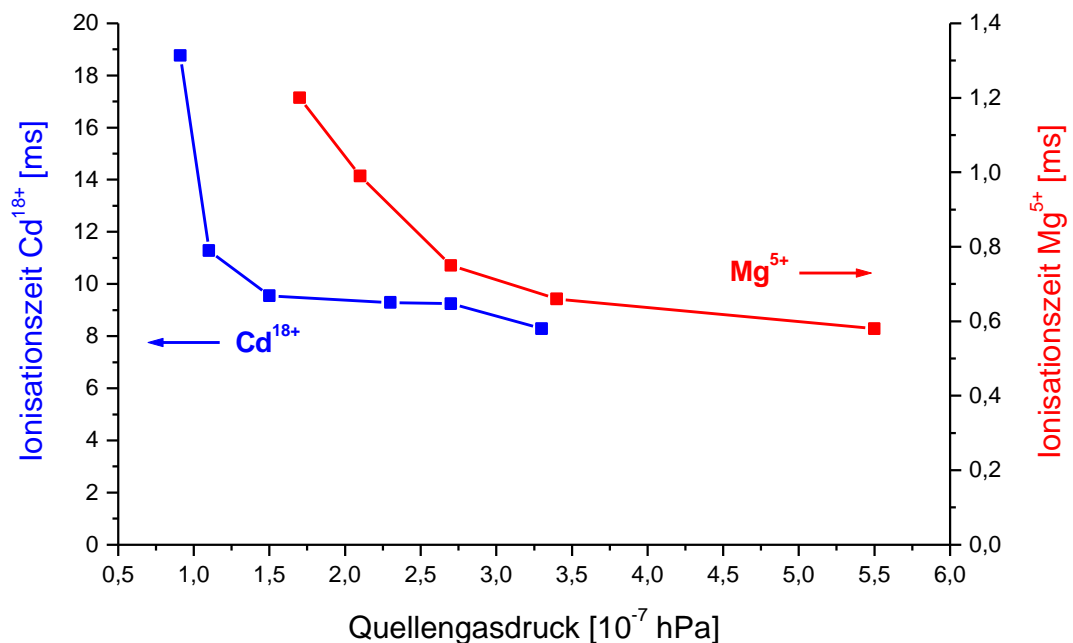
**Abbildung F.1:** Gemessene Zeitstruktur von extrahierten  $\text{Cd}^{18+}$ -Ionen bei kontinuierlich und gepulst anliegender Spannung an der negativ vorgespannten Scheibe. Die durch Laserablation erzeugten Cadmium-Atome wurden in ein reines Argon-Plasma injiziert. Die Mikrowellenleistung betrug 300 W.

Man erkennt auch hier deutlich, daß der Ionisationsprozeß nicht durch die Spannung an der Scheibe beeinflusst wird. Verbindet man die Amplituden bei gepulster Spannung zu einer Linie, so erkennt man einen identischen Verlauf dieser Linie mit der Linie bei kontinuierlich anliegender *Disk*-Spannung auf der Seite der Anstiegsflanke. Das Maximum und die Abstiegsflanke liegen im gepulsten Fall höher, da aufgrund der reduzierten Ionenverluste im Falle geringer *Disk*-Spannungen im zeitlichen Mittel mehr Ionen im Plasma eingeschlossen sind.

## Anhang G – Ionisationszeiten von $\text{Cd}^{18+}$ - und $\text{Mg}^{5+}$ -Ionen

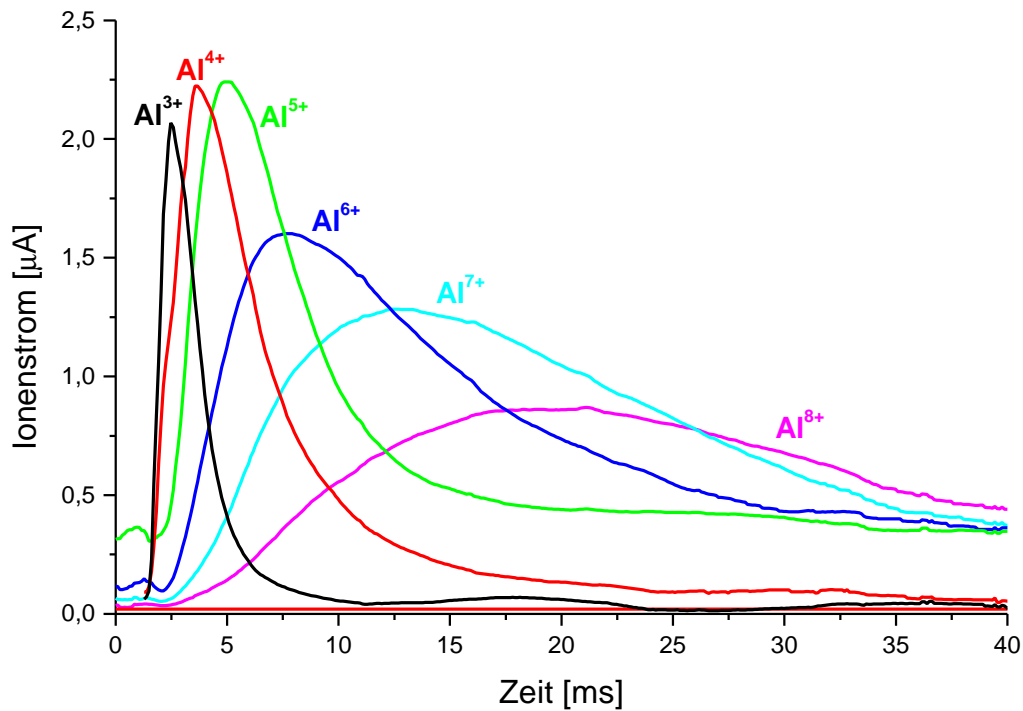


**Abbildung G.1:** Gemessene Ionisationszeiten für extrahierte  $\text{Cd}^{18+}$ -Ionen und  $\text{Mg}^{5+}$ -Ionen in Abhängigkeit von der Mikrowellenleistung. Die durch Laserablation erzeugten Cadmium- und Magnesium-Atome wurden in ein reines Argon-Plasma injiziert.

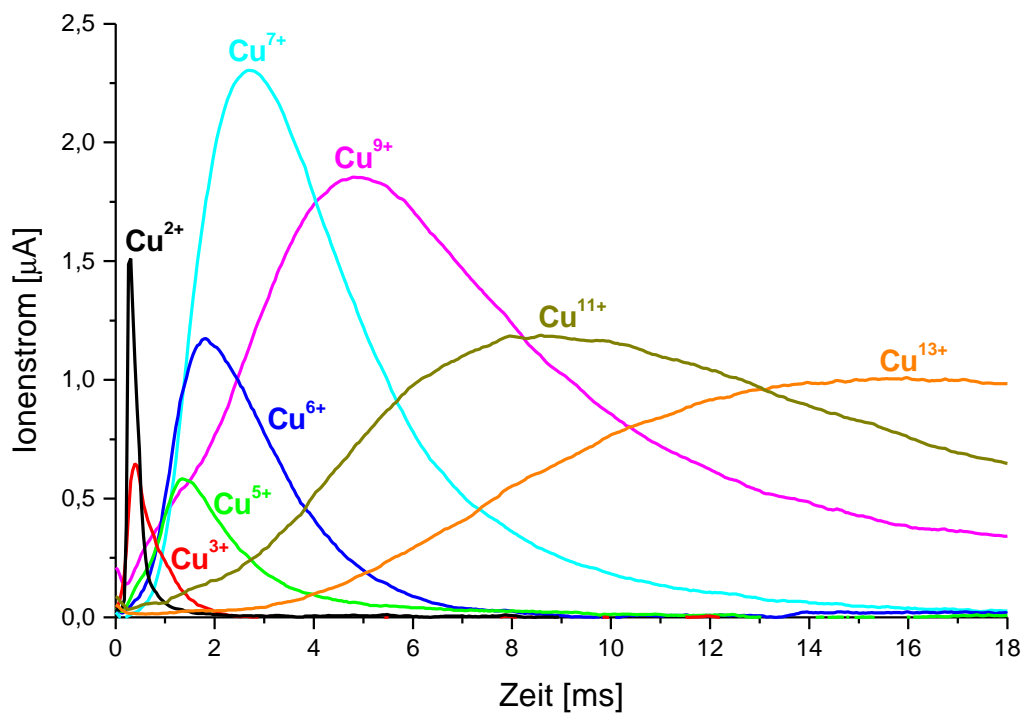


**Abbildung G.2:** Gemessene Ionisationszeiten für extrahierte  $\text{Cd}^{18+}$ -Ionen und  $\text{Mg}^{5+}$ -Ionen in Abhängigkeit von dem Quellengasdruck. Die durch Laserablation erzeugten Cadmium- und Magnesium-Atome wurden in ein reines Argon-Plasma injiziert. Die Mikrowellenleistung betrug jeweils 300 W.

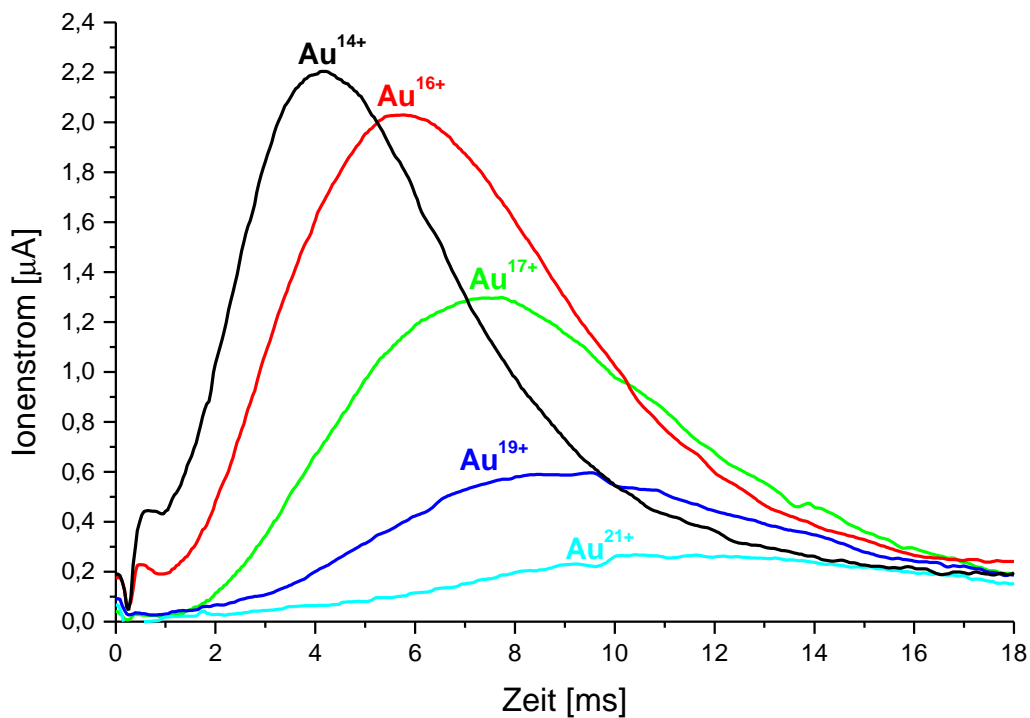
## Anhang H – Zeitstrukturen von Al-, Cu-, Au- und Si-Ionen



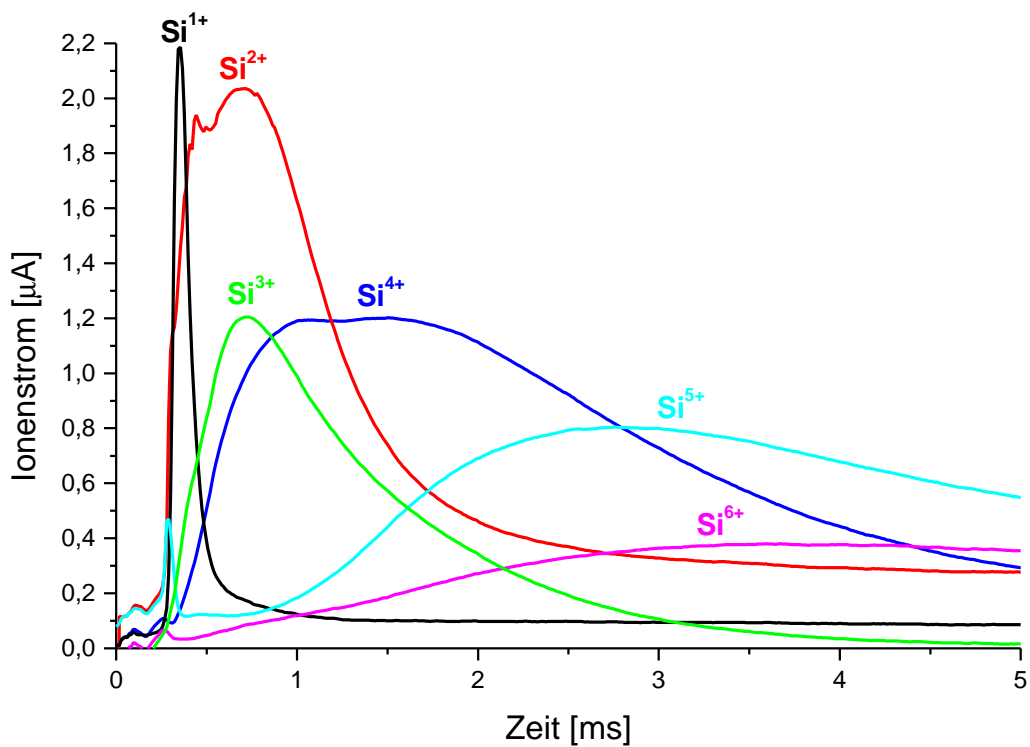
**Abbildung H.1:** Gemessene Zeitstruktur von Aluminium-Ionen verschiedener Ladungszustände. Die durch Laserablation erzeugten Aluminium-Atome wurden in ein reines Argon-Plasma injiziert. Die Mikrowellenleistung betrug 300 W und der Quellengasdruck  $8.5 \cdot 10^{-7}$  hPa.



**Abbildung H.2:** Gemessene Zeitstruktur von Kupfer-Ionen verschiedener Ladungszustände. Die durch Laserablation erzeugten Kupfer-Atome wurden in ein reines Argon-Plasma injiziert. Die Mikrowellenleistung betrug 200 W und der Quellengasdruck  $1.2 \cdot 10^{-7}$  hPa.



**Abbildung H.3:** Gemessene Zeitstruktur von Gold-Ionen verschiedener Ladungszustände. Die durch Laserablation erzeugten Gold-Atome wurden in ein reines Argon-Plasma injiziert. Die Mikrowellenleistung betrug 200 W und der Quellengasdruck  $3.4 \cdot 10^{-7}$  hPa.



**Abbildung H.4:** Gemessene Zeitstruktur von Silizium-Ionen verschiedener Ladungszustände. Die durch Laserablation erzeugten Silizium-Atome wurden in ein reines Argon-Plasma injiziert. Die Mikrowellenleistung betrug 250 W und der Quellengasdruck  $1.5 \cdot 10^{-7}$  hPa.

## 11 Literaturverzeichnis

- [Anta89] T. A. Antaya, *A Review of Studies for the Variable Superconducting ECR Ion Source Project at MSU*, Proceedings of the International Workshop on ECR Ion Sources, Grenoble (1988). In *Journal de Physique* **C1 1** (50), S. C1-707 (1989).
- [Auma92] F. Aumayr, H. Kurz, K. Töglhofer und H. Winter, *Electron Emission from Slow Highly Charged Ions Interacting with a Metal Surface*, AIP Conference Proceedings 274, VI<sup>th</sup> International Conference on the Physics of Highly Charged Ions, Manhattan, S. 573 (1992).
- [Beck92] R. Becker und W. B. Hermannsfeldt, *Igun – A program for the simulation of positive ion extraction including magnetic fields*, *Rev. Sci. Instrum.* **63** (4), S. 2756 (1992).
- [Beck95] R. Becker, *EBIS and EBIT: Electron Beam Ion Source/Trap*, in [Wolf95].
- [Beck96] R. Becker, *Numerical simulation of ion-beam formation*, *Rev. Sci. Instrum.* **67** (3), S. 1132 (1996).
- [Beck98] R. Becker, *New Features in the Simulation of Ion Extraction with IGUN*. In S. Myers, L. Liljeby, Ch. Petit-Jean-Genaz, J. Poole, K.-G. Rensfelt, 6<sup>th</sup> European Particle Accelerator Conference, Stockholm, Institute of Physics Publishing, Bristol oder [www.cern.ch/accelconf/](http://www.cern.ch/accelconf/) (1998).
- [Bell96] P. Beller, *Untersuchung und Inbetriebnahme eines RFQ-Beschleunigers mit variabler Energie*, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Universität Frankfurt am Main (1996).
- [Bern76] K. Bernhardi, G. Fuchs, M. A. Goldman, H. C. Herbert, D. Obermann, W. Walcher und K. Wiesemann, *Studies of Electron Heating and Multiply Charged Ion Production in an Electron Cyclotron Resonance Plasma*, *Plasma Physics* **18**, S. 77 (1976).
- [Bern82] K. Bernhardi und K. Wiesemann, *X-Ray Bremsstrahlung Measurements on an ECR-Discharge in a Magnetic Mirror*, *Plasma Physics* **24** (8), S. 867 (1982).
- [Bess92] U. Bessler, *Ein RFQ-Beschleuniger mit variabler Energie zur Beschleunigung hochgeladener Ionen*, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Universität Frankfurt am Main (1992).

- [Biri00] S. Biri, L. Kenéz, A. Valek, T. Nakagawa, M. Kidera und Y. Yano, *Production of highly charged ions in electron cyclotron resonance ion sources using an electrode in two modes*, Rev. Sci. Instrum. **71** (2), S.869 (2000).
- [Blim72] S. Bliman, R. Geller, W. Hess, B. Jacquot und C. Jacquot, *A High Intensity E.C.R. Stripped Ion Source*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-19** 2, S. 200 (1972).
- [Bohm49] D. Bohm, *Minimum Ion Kinetic Energy for a Stable Sheath*. In A. Guthrie und R. K. Wakerling, *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields*, McGraw-Hill Book Company, New York, S. 77 (1949).
- [Boll90] R. Boll, *Weichmagnetische Werkstoffe*, Vacuumschmelze GmbH, Hanau (1990).
- [Boul93] C. Boulmer-Leborgne, J. Hermann und B. Dubreuil, *Plasma formation resulting from the interaction of a laser beam with a solid metal target in an ambient gas*, Plasma Sources, Sci. Technol. **2**, S. 219 (1993).
- [Brow89] I. G. Brown, *The Physics and Technology of Ion Sources*, John Wiley & Sons, New York (1989).
- [Chen65] F. F. Chen, *Electric Probes*. In R. H. Huddlestone und S. L. Leonard, *Plasma Diagnostic Techniques*, Academic Press, New York, S. 113 (1965).
- [Chen74] F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics*, Plenum Press, New York (1974).
- [Chil11] C. D. Child, *Discharge from Hot CaO*, Phys. Rev. **32**, S. 492 (1911).
- [Cran81] D. H. Crandall, *Electron Impact Ionization of Multicharged Ions*, Physica Scripta **23**, S. 153 (1981).
- [Deby23] P. Debye und E. Hückel, *Zur Theorie der Elektrolyte. II.*, Phys. Zeitschrift **24** 15, S.305 (1923).
- [Dela87] M. Delaunay, M. Fehringer, R. Geller, D. Hitz, P. Varga und H. Winter, *Electron emission from a metal surface bombarded by slow highly charged ions*, Phys. Rev. **B35** 9, S. 4232 (1987).
- [Dela92] M. Delaunay, *Influence of ionization cross sections on the gas mixing effect for the production of Ar<sup>9+</sup> ions in a CAPRICE ECR Source*, Rev. Sci. Instrum. **63** (4), S. 2861 (1992).
- [Demt93] W. Demtröder, *Laserspektroskopie*, Springer Verlag, Berlin (1993).
- [Done89] E. D. Donets, *Electron Beam Ion Sources*, in [Brow89].

- [Done00a] E. D. Donets, *Electron beam ion sources in the reflex mode of operation (review and progress report)*, Rev. Sci. Instrum. **71** (2), S. 810 (2000).
- [Done00b] E. D. Donets, D. E. Donets, E. E. Donets, V. V. Salnikov, V. B. Shutov, E. M. Syresin, M. Bjorkhage, P. Carle, L. Liljeby, K.-G. Rensfelt, R. Becker, M. Kleinod und O. K. Kultashev, *A study of electron strings and their use for efficient production of highly charged ions*, Rev. Sci. Instrum. **71** (2), S. 896 (2000).
- [Dren83] A. G. Drentje und J. Sijbring, *The ECR ion source*, KVI Annual Report, Groningen, S. 79 (1983).
- [Dren85] A. G. Drentje, *The ECR Ion Source and Associated Equipment at the KVI*, Nucl. Instrum. and Meth. **B9**, S. 526 (1985).
- [Dren92] A. G. Drentje, *Anomalous charge state distribution in ECRIS for oxygen isotopes*, Rev. Sci. Instrum. **63** (4), S. 2875 (1992).
- [Dren96] A. G. Drentje, A. Girard, D. Hitz und G. Melin, *Anomalous oxygen isotopic charge state distribution in ECRIS: New evidence*, Rev. Sci. Instrum. **67** (3), S. 953 (1996).
- [Dren00] A. G. Drentje, A. Girard, D. Hitz und G. Melin, *Role of low charge state ions in electron cyclotron resonance ion source plasmas*, Rev. Sci. Instrum. **71** (2), S. 623 (2000).
- [Edge00] D. H. Edgell, J. S. Kim, S. K. Wong, R. C. Pardo und R. Vondrasek, *A one-dimensional axial electron cyclotron resonance source model*, Rev. Sci. Instrum. **71** (2), S. 666 (2000).
- [Eich90] J. Eichler und H.-J. Eichler, *Laser: Grundlagen, Systeme, Anwendungen*, Springer-Verlag, Berlin (1990).
- [Frey87] H. Frey und G. Kienel, *Dünnschichttechnologie*, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf (1987).
- [Gamm92] S. Gammino, J. Sijbring und A. G. Drentje, *Experiment with a biased disk at K.V.I. ECRIS*, Rev. Sci. Instrum. **63** (4), S. 2872 (1992).
- [Gell87] R. Geller, F. Bourg, P. Briand, J. Debernardi, M. Delaunay, B. Jacquot, P. Ludwig, R. Pauthenet, M. Pontonnier und P. Sortais, *The Grenoble ECRIS Status 1987 and Proposals for ECRIS Scaling*, International Conference on ECR Ion Sources and their Applications, NSCL Report #MSU CP-47, Michigan, S. 1 (1987).
- [Gell96] R. Geller, *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas*, Institute of Physics Publishing, Bristol (1996).



- [Gira92] A. Girard, *Plasma diagnosis related to ion sources*, Rev. Sci. Instrum. **63** (4), S. 2676 (1992).
- [Gira00] A. Girard, C. Pernot, G. Melin und C. Lécot, *Modeling of electron-cyclotron-resonance-heated plasmas*, Phys. Rev. E **62** (1), S. 1182.
- [Golo90] K. S. Golovanivsky, G. Melin, *Experimental Study of the Parallel and Perpendicular Particle Losses from an ECRIS Plasma*, Proceedings of the 10<sup>th</sup> International Workshop on ECR Ion Sources, ORNL, CONF-9011136, S. 63 (1990).
- [Günt33] A. Güntherschulze, *Die Elektronengeschwindigkeit in Isolatoren bei hohen Feldstärken und ihre Beziehung zur Theorie des elektrischen Durchschlags*, Zeits. f. Physik **86**, S. 778 (1933).
- [Halb80] K. Halbach, *Design of Permanent Multipol Magnets with Oriented Earth Cobalt Material*, Nucl. Instrum. and Meth. **169**, S. 1 (1980).
- [Harke93] R. Harkewicz, J. Stacy, J. Greene und R. C. Pardo, *Solid material evaporation into an electron cyclotron resonance source by laser ablation*, Rev. Sci. Instrum. **65** (4), S. 1104 (1993).
- [Harke95] R. Harkewicz, P. J. Billquist und R. C. Pardo, *Recent Developments in ECRIS Technology at Argonne National Laboratory and the New ATLAS 14 GHz ECRIS Project*, Proceedings of the 12<sup>th</sup> INTERNATIONAL WORKSHOP ON ECR ION SOURCES, RIKEN, S. 19 (1995).
- [Hein99] A. Heinen, M. Rüther, H. W. Ortjohann, Ch. Vitt, S. Rhode und H. J. Andrä, *Heating and Trapping of Electrons in ECRIS, from Scratch to Afterglow*, Proceedings of the 14<sup>th</sup> International Workshop on ECR Sources, CERN, Genf, S. 224 (1999).
- [Hohn99a] O. Hohn, *Planung und Aufbau der Strahlführung für nachbeschleunigte, hochgeladene Ionen an der Frankfurter EZR-(VE)RFQ-Anlage*, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Universität Frankfurt am Main (1999).
- [Hohn99b] O. Hohn, S. Runkel, A. Schempp, L. Schmidt, K. E. Stiebing, H. Schmidt-Böcking und S. Biri, *The Beam Line for Postaccelerated Highly Charged Ions of the Frankfurt 14GHz-ECRIS-(ve)RFQ Facility*, Physica Scripta **T80**, S. 525 (1999).

- [Hohn99c] O. Hohn, S. Runkel, K. E. Stiebing, V. Mironov, G. Shirkov, S. Biri, L. Schächter, S. Dobrescu, A. Schempp und H. Schmidt-Böcking, *Status of the Frankfurt 14GHz-ECRIS-(ve)RFQ-Facility*, Proceedings of the 14<sup>th</sup> International Workshop on ECR Sources, CERN, Genf, S. 180 (1999).
- [Horn95] H. Horneff und F. Bourg, *Ion Source Electronics and Microwave Generators for Ion Sources*, in [Wolf95].
- [Hugh89] R. H. Hughes und R. J. Anderson, *Laser Ion Sources*, in [Brow89].
- [Hüls99] P. Hülsmann, *private Kommunikation* (1999).
- [Jaeg72] F. Jaeger, A. J. Lichtenberg und M. A. Liebermann, *Theory of Electron Cyclotron Resonance Heating – I. Short Time and Adiabatic Effects*, Plasma Physics **14**, S. 1073 (1972).
- [Kide99] M. Kidera, Y. Higurashi, T. Nakagawa, S. Biri, G. Shirkov, Y. Miyazawa, M. Hemmi, T. Chiba, M. Kase, T. Kageyama, A. Goto und Y. Yano, *Effect of Biased Electrode to High Energetic Electrons in Plasma of RIKEN 18 GHz ECRIS*, Proceedings of the 14<sup>th</sup> International Workshop on ECR Sources, CERN, Genf, S. 87 (1999).
- [Koe96] W. Koecher, *Solid-State Laser Engineering*, Springer-Verlag, Berlin (1996).
- [Koiv99a] H. Koivisto, *The effect of microwave frequency and grad B on the energy of electrons in an electron cyclotron resonance ion source*, Rev. Sci. Instrum. **70** (7), S. 2979 (1999).
- [Koiv99b] H. Koivisto, *The effect of microwave frequency and grad B on ECR heating*, Proceedings of the 14<sup>th</sup> International Workshop on ECR Sources, CERN, Genf, S. 77 (1999).
- [Kral86] N. A. Krall und A. W. Trivelpiece, *Principles of Plasma Physics*, San Francisco Press, USA (1986).
- [Lang30] I. Langmuir, *The Effect of Space Charge and Residual Gases on Thermionic Currents in High Vacuum*, Phys. Rev. **11**, S. 450 (1930).
- [Lang94] W. Lange, *Einführung in die Laserphysik*, Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt (1994).
- [Leje80] C. Lejeune und J. Aubert, *Emittance and Brightness: Definitions and Measurements*, Advances in Electronics and Electron Physics **13A**, S. 159 (1980).
- [Lich69] A. J. Lichtenberg, *Phase-Space Dynamics of Particles*, John Wiley & Sons, New York (1969).

- [Liou38] J. Liouville, *Sur la Théorie de la Variation des constants arbitraires*, Journal de Mathématiques **3**, S. 342 (1838).
- [Lotz68] W. Lotz, *Electron-Impact Ionization Cross-Sections and Ionization Rate Coefficients for Atoms and Ions from Hydrogen to Calcium*, Zeitschrift für Physik **216**, S. 241 (1968).
- [Lotz69] W. Lotz, *Electron-Impact Ionization Cross-Sections and Ionization Rate Coefficients for Atoms and Ions from Scandium to Zinc*, Zeitschrift für Physik **220**, S. 466 (1969).
- [Lyne87] C. M. Lyneis, *Operating Experience with the LBL ECR Source*, International Conference on ECR Ion Sources and their Applications, NSCL Report #MSU CP-47, Michigan, S. 42 (1987).
- [Lyne91] C. M. Lyneis, Z. Xie, D. J. Clark, R. S. Lam und S. A. Lundgren, *Preliminary Performance of the LBL AECS*, Proceedings of the 10<sup>th</sup> International Workshop on ECR Ion Sources, ORNL, CONF-9011136, S. 47 (1990).
- [MAFI99] MAFIA Version 4, *Manual*, Gesellschaft für Computer-Simulationstechnik (CTS), Darmstadt (1999).
- [Malt36a] L. Malter, *Anomalous Secondary Electron Emission – A New Phenomenon*, Phys. Rev. **49**, S. 478 (1936).
- [Malt36b] L. Malter, *Anomalous Secondary Electron Emission*, Phys. Rev. **49**, S. 879 (1936).
- [Malt36c] L. Malter, *Thin Film Field Emission*, Phys. Rev. **50**, S. 48 (1936).
- [Math83] H. G. Mathews, H. Beuscher, R. Fiedler und W. Krauss-Vogt, *Pre-ISIS \* - a two stage ECR source for highly stripped light heavy ions*, KFA Annual Report, Institut für Kernphysik, Jülich (1983).
- [Meli91] G. Melin, C. Barué, F. Bourg, P. Briand, J. Debernardi, M. Delaunay, R. Geller, A. Girard, K. S. Golovanivsky, D. Hitz, B. Jacquot, P. Ludwig, J. M. Mathonnet, T. K. Nguyen, L. Pin, M. Pontonnier, J. C. Rocco und F. Zadworny, *Recent Developments and Future Projects on ECR Ion Sources at Grenoble*, Proceedings of the 10<sup>th</sup> International Workshop on ECR Ion Sources, ORNL, CONF-9011136, S. 1 (1990).

- [Meli99] G. Melin, A. G. Drentje, A. Girard und D. Hitz, *Ion behavior and gas mixing in electron cyclotron resonance plasmas as sources of highly charged ions*, Proceedings of the 14<sup>th</sup> International Workshop on ECR Sources, CERN, Genf, S. 13, und Journal of Applied Physics **86** (9), S. 4772 (1999).
- [Meye95] D. Meyer, D. O. Bolshukhin, I. P. Vinogradov und K. Wiesemann, *Enhancement of High Charge States in an ECR Discharge by Gas-Mixing and Selective Light Ion Heating*, Proceedings of the 12<sup>th</sup> INTERNATIONAL WORKSHOP ON ECR ION SOURCES, RIKEN, S. 34 (1995).
- [Miro98] V. Mironov, G. Shirkov, O. Strelakovsky und N. Tokareva, *Exploration of the afterglow of the pulsed electron cyclotron resonance source under the injection of neutral fluxes*, Rev. Sci. Instrum. **69** (2), S. 1129 (1998).
- [Miro99] V. Mironov, O. Hohn, S. Runkel, L. Schmidt, G. Shirkov, K. E. Stiebing, H. Schmidt-Böcking und A. Schempp, *Laser Ablation Plasma Injection into the Frankfurt 14 GHz ECRIS*, Proceedings of the 14<sup>th</sup> International Workshop on ECR Sources, CERN, Genf, S. 212 (1999).
- [Mühl95] C. Mühle, *Untersuchung einer Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle mit gepulster magnetischer Extraktion*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt am Main, GSI-95-07 Report (1995).
- [Müll77] A. Müller und E. Salzborn, *Scaling of Cross Sections for Multiple Electron Transfer to Highly Charged Ions Colliding with Atoms and Molecules*, Phys. Lett. **62A** 6, S. 391 (1977).
- [Müll80] A. Müller, E. Salzborn, R. Frodl, R. Becker, H. Klein und H. Winter, *Absolute ionisation cross sections for electrons incident on  $O^+$ ,  $Ne^+$ ,  $Xe^+$  and  $Ar^{j+}$  ( $j=1, \dots, 5$ ) ions*, J. Phys. **B13**, S. 1877 (1980).
- [Naka91] T. Nakagawa, *Effect of Coating the Plasma Chamber Wall in RIKEN Electron Cyclotron Resonance Ion Source*, Jpn. J. Appl. Phys. **30**, No. 5B, S. L930 (1991).
- [Naka93a] T. Nakagawa, T. Kageyama, A. Goto, M. Kase, Y. Kanai, Y. Nakai und Y. Yano, *Plasma Cathode Method for RIKEN 10 GHz ECRIS*, Proceedings of the 11<sup>th</sup> International Workshop on Electron Cyclotron Resonance Ion Sources, Groningen, S. 208 (1993).
- [Naka93b] T. Nakagawa, T. Kageyama, M. Kase, A. Goto und Y. Yano, *Upgrade of RIKEN 10 GHz Electron Cyclotron Resonance Ion Source Using Plasma Cathode Method*, Jpn. J. Appl. Phys. **32**, Part 2, No. 9B, S. L1335 (1993).

- 
- [Naka99] T. Nakagawa, M. Kidera, S. Biri, T. Kurita, Y. Higurashi, Y. Miyazawa, M. Hemmi, T. Chiba, T. Kageyama, M. Kase, A. Goto und Y. Yano, *Recent Developments of RIKEN ECRISs (18 GHz ECRIS and Liquid He Free SC-ECRIS*, Proceedings of the 14<sup>th</sup> International Workshop on ECR Sources, CERN, Genf, S. 1 (1999).
- [Naka00] T. Nakagawa und Y. Yano, *Recent performance of Japanese electron cyclotron resonance ion sources*, Rev. Sci. Instrum. **71** (2), S. 637 (2000).
- [Okad92] T. Okada, Y. Nakayama, W. K. A. Kumuduni und M. Maeda, *Observation of scattering of particles produced by laser ablation on a substrate by laser induced fluorescence*, Appl. Phys. Lett. **61** (19), S. 2368 (1992).
- [Pett88] C. C. Petty, D. L. Goodman, D. K. Smith und D. L. Smatlak, *Physics of Multiply Charged Oxygen in the Constance B Quadrupole Mirror*, Proceedings of the International Workshop on ECR Ion Sources, Grenoble (1988). In Journal de Physique **C1** 1 (50), S. C1-783 (1989).
- [Post70] H. Postma, *Multiply Charged Heavy Ions Produced by Energetic Plasmas*, Phys. Lett. **31A** 4, S. 196 (1970).
- [Rieh85] G. Riehl, *Emittanzmessung am Radio-Frequency-Quadrupole*, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Universität Frankfurt am Main (1985).
- [Rieh93] G. Riehl, *Untersuchung der mehrdimensionalen transversalen Phasenraumverteilung von intensiven Ionenstrahlen*, Doktorarbeit, Institut für Angewandte Physik, Universität Frankfurt am Main, GSI-93-43 Report (1993).
- [Runk98a] S. Runkel, *Entwicklung und Aufbau eines Elektronenstrahl-Extraktions-systems für die Frankfurter EZR-Ionenquelle*, Diplomarbeit, IKF D-668, Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt am Main (1998).
- [Runk98b] S. Runkel, O. Hohn, L. Schmidt, K. E. Stiebing, H. Schmidt-Böcking, A. Schempp und R. Becker, *Electron-beam extraction system for the Frankfurt 14 GHz electron cyclotron resonance ion source*, Rev. Sci. Instrum. **69** (2), S. 721 (1998).
- [Runk99a] S. Runkel, O. Hohn, L. Schmidt, K. E. Stiebing, H. Schmidt-Böcking, A. Schempp und R. Becker, *Electron Beam Assisted Extraction of Highly Charged Ions from an ECRIS*, Physica Scripta **T80**, S. 507 (1999).

- [Runk99b] S. Runkel, K. E. Stiebing, O. Hohn, V. Mironov, G. Shirkov, A. Schempp und H. Schmidt-Böcking, *Time Resolved Experiments at the Frankfurt 14 GHz ECR Ion Source*, Proceedings of the 14<sup>th</sup> International Workshop on ECR Sources, CERN, Genf, S. 183 (1999).
- [Runk00] S. Runkel, O. Hohn, K. E. Stiebing, A. Schempp, H. Schmidt-Böcking, V. Mironov und G. Shirkov, *Time resolved experiments at the Frankfurt 14 GHz electron cyclotron resonance ion source*, Rev. Sci. Instrum. **71** (2), S. 912 (2000).
- [Sars94] M. Sarstedt, *Untersuchungen zu Strahlformierung und Transport intensiver Ionenstrahlen und ihrer Injektion in einen RFQ-Beschleuniger*, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Universität Frankfurt am Main (1994).
- [Schä96] L. Schächter, Al. I. Badescu-Singureanu, S. Dobrescu und N. Baltateanu, *A Possibility to Obtain High Electron Density in ECR Plasma*, Rom. Journ. Phys. **41** 3-4, S. 333 (1996).
- [Schä98] L. Schächter, S. Dobrescu, Al. I. Badescu-Singureanu und N. Baltateanu, *High secondary electron emission for an enhanced electron density in electron cyclotron resonance plasma*, Rev. Sci. Instrum. **69** (2), S. 706 (1998).
- [Schä99a] L. Schächter, K. E. Stiebing, S. Dobrescu, Al. I. Badescu-Singureanu, L. Schmidt, O. Hohn und S. Runkel, *Effect of a metal-dielectric structure introduced in the plasma chamber of the Frankfurt 14 GHz electron cyclotron resonance ion source*, Rev. Sci. Instrum. **70** (2), S. 1369 (1999).
- [Schä99b] L. Schächter, S. Dobrescu, Al. I. Badescu-Singureanu, K. Stiebing, S. Runkel, O. Hohn und N. Baltateanu, *Metal-dielectric structures for high charge state ion production in ECR plasma*, Proceedings of the 14<sup>th</sup> International Workshop on ECR Sources, CERN, Genf, S. 120 (1999).
- [Schä99c] L. Schächter und S. Dobrescu, *private Kommunikation* (1999).
- [Schä00] L. Schächter, K. E. Stiebing, S. Dobrescu, Al. I. Badescu-Singureanu, S. Runkel, O. Hohn, L. Schmidt, A. Schempp und H. Schmidt-Böcking, *Influence of the secondary electrons emitted by a cylindrical metal-dielectric structure on the Frankfurt 14 GHz electron cyclotron resonance ion source performance*, Rev. Sci. Instrum. **71** (2), S. 918 (2000).
- [Sche89] A. Schempp, *RFQ Ion Accelerators with Variable Energy*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **40/41**, S. 937 (1989).

- 
- [Sche90] A. Schempp, *Beiträge zur Entwicklung der Radiofrequenzquadrupol (RFQ)-Ionenbeschleuniger*, Habilitationsschrift, Institut für Angewandte Physik, Universität Frankfurt am Main (1990).
- [Schm92] H. Schmidt-Böcking, A. Schempp und K. E. Stiebing, *The Frankfurt ECR-RFQ Ion-Beam Facility for Slow Highly Charged Ions*. In H. Schmidt-Böcking, A. Schempp und K. E. Stiebing, *Materials Research with Ion Beams*, Springer-Verlag, Berlin (1992).
- [Schm95] L. Schmidt, *Extraktion und Strahlführung an der Frankfurter EZR-Ionenquelle*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt am Main (1995).
- [Schr95] A. Schremmer, *Strahlseparation an der Frankfurter EZR-Ionenquelle*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt am Main (1995).
- [Self63] S. A. Self, *Exact Solution of the Collisionless Plasma-Sheath Equation*, *The Physics of Fluids* **6** 12, S. 1762 (1963).
- [Shar95] B. Sharkow, *Laser Ion Source*, in [Wolf95].
- [Shir94] G. Shirkov, *Highly Charged Ion Production in ECR Source of Heavy Ions*, CERN-PS-94-33 (1994).
- [Shir96] G. Shirkov und G. Zschornack, *Electron Impact Ion Sources for Highly Charged Ions*, F. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig (1996).
- [Shir97] G. D. Shirkov, *Interpretation and Numerical Simulation of the Gas Mixing (Ion Mixing) Effect in ECR Ion Sources*, *Proceedings of the 13<sup>th</sup> International Workshop on ECR Ion Sources*, Texas, S. 78 (1997).
- [Sieg86] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Kalifornien (1986).
- [Simo55] A. Simon, *Ambipolar Diffusion in a Magnetic Field*, *Physical Review* **98** (2), S. 317 (1955).
- [Simo59] A. Simon, *An Introduction to Thermonuclear Research*, Pergamon Press, London (1959).
- [Späd99] P. Spädtke und K. Tinschert, *2D and 3D Simulation of Ion Beam Extraction from the ECR Source*, *Proceedings of the 14<sup>th</sup> International Workshop on ECR Sources*, CERN, Genf, S. 143 (1999).
- [Spit56] L. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience Publishers, New York (1956).

- [Stie92] K. E. Stiebing, D. Hofmann, H. Schmidt-Böcking, K. Bethge, H. Streitz, O. Fröhlich, A. Schempp, H. Klein, G. Zschornack und C. Lyneis, *The Frankfurt ECR-RFQ facility*, Rev. Sci. Instrum. **63** (4), S. 2897 (1992).
- [Stie96] K. Stiebing, H. Streitz, L. Schmidt, A. Schremmer, K. Bethge, H. Schmidt-Böcking, A. Schempp, U. Bessler, P. Beller und J. Madlung, *The Frankfurt ECRIS-RFQ facility for materials research with highly charged ions*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **113**, S. 34 (1996).
- [Stie99] K. E. Stiebing, O. Hohn, S. Runkel, L. Schmidt, H. Schmidt-Böcking, V. Mironov und G. Shirkov, *Time resolved measurements of the biased disk effect at an Electron Cyclotron Resonance Ion Source*, Phys. Rev. Special Topics – Accelerator and Beams **2**, 123501 (1999).
- [Stöc94] H. Stöcker, *Taschenbuch der Physik*, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main (1994).
- [Svel98] O. Svelto, *Principles of Lasers*, Plenum Press, New York (1998).
- [Tsus86] A. Tsushima, T. Mieno, M. Oertl, R. Hatakeyama und N. Sato, *Control of Radial Profile and Nonambipolar Ion Transport in an Electron Cyclotron Mirror Plasma*, Phys. Rev. Lett. **56** (17), S. 1815 (1986).
- [Weas85] R. C. Weast, *Handbook of Chemistry and Physics 66<sup>Th</sup> Edition*, CRC Press, Boca Raton, Florida (1985).
- [Wolf95] B. Wolf, *Handbook of Ion Sources*, CRC Press, Boca Raton (1995).
- [WWW1] Homepage der Frankfurter EZR-(VE)RFQ-Gruppe:  
<http://hsbpc1.ikf.physik.uni-frankfurt.de/eZR/>
- [WWW2] Application Notes, *Solid-state phase-locked microwave signal sources*  
[http://www.cti-inc.com/products/app\\_notes5.htm](http://www.cti-inc.com/products/app_notes5.htm)
- [WWW3] NIST Atomic Spectra Database Lines Data  
<http://physics.nist.gov>
- [Xie93] Z. Q. Xie und C. M. Lyneis, *Recent Developments on ECR Sources at LBL*, Proceedings of the 11<sup>th</sup> International Workshop on Electron Cyclotron Resonance Ion Sources, Groningen, S. 106 (1993).
- [Zimm98] H. Zimmermann, *Aufbau und Untersuchung von zwei Multicusp-Ionenquellen und Injektionssystemen für ein Funnelingexperiment*, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Universität Frankfurt am Main (1998).



# Danksagung

Da es unmöglich ist, eine solch umfangreiche und vielseitige Arbeit in so kurzer Zeit alleine zu bewältigen, möchte ich mich an dieser Stelle bei allen bedanken, die zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen habe:

Herrn Prof. Horst Schmidt-Böcking und Herrn Prof. Alwin Schempp für die fortwährende Unterstützung meiner Arbeit, die zahlreichen Anregungen, Ratschläge und das angenehme Arbeitsumfeld,

allen Mitgliedern und Ehemaligen der beiden Arbeitsgruppen Schmidt-Böcking und Schempp für ihre Unterstützung und die angenehme, freundschaftliche Atmosphäre,

Herrn Dr. Kurt Ernst Stiebing für die wertvollen Ideen und Ratschläge bei der Bewältigung von Problemen, die Unterstützung beim Aufbau der Experimente und die Geduld bei den nicht immer einfachen Diskussionen mit mir,

Herrn Dr. Vladimir Mironov für die gemeinsam durchgeführten Experimente, insbesondere für den Aufbau und die Messungen mit dem Laser, die zahlreichen Diskussionen, Denkanstöße und neuen Ideen,

Herrn Prof. Gregori Shirkov, Herr Dr. Serban Dobrescu, Herrn Dr. Leo Schächter und Herrn Dr. Sandor Biri für die durchgeführten Experimente, Simulationen und Diskussionen,

den Kollegen aus der ECRIS- und Ionenquellen-Community Herrn Prof. Reinhard Becker, Herrn Dr. Arne Drentje, Herrn Dr. Takahide Nakagawa, Herrn Dr. Dirk Meyer für die hilfreichen Diskussionen,

Herrn Holger Zimmermann für die Hilfe beim Umbau und der Installation der Emittanzmeßanlage,

Herrn Dr. Jürgen Pozimski und Herrn Andreas Lakatos für die Bereitstellung des Gitterspektrometers und dessen Installation,

allen Professoren, Stipendiaten und Kollegiaten aus dem Graduiertenkolleg „Physik und Technik von Beschleuniger“ für die vielen lehrreichen Veranstaltungen und informativen Laborbesichtigungen,

allen Mitgliedern des Institutes für Kernphysik, stellvertretend möchte ich hier nur einige Namen nennen:

Herrn Zanger, Herrn Theisinger (Feinmechanik), Herrn Kölichhaus (Grobmechanik) und Herrn Romfeld (Schreinerei) für die vielen Anfertigungen, insbesondere die zahlreichen „Last-Minute“-Aufträge,

Herrn Köhler und Herrn Urban (Elektronik) für die Entwicklung mehrerer Spannungspulser und Steuereinheiten,

Herrn Schneider, Herrn Dilfer, Herr Ziel und Herrn Baumgarten (Beschleunigermannschaft) für die Hilfestellung bei dem Umbau der Anlage und der Bewältigung von zahlreichen technischen Problemen,

Herrn Latka (Verwaltung) und Frau P. Seyler-Dielmann (Bibliothek).

Herrn Klaus Ullmann und Herrn Alkis Müller für die Beratung und die Beseitigung von EDV-Problemen, besonders wenn die Computer und Drucker nicht das getan haben, was ich von ihnen wollte,

meinem langjährigen Freund Oliver Hohn für die unzählig ausgefochtenen Diskussionen, die vielen lebhaften, lauten verbalen Auseinandersetzungen und für die zahlreichen Hilfestellungen beim Aufbau der Experimente und beim Experimentieren, viele Dinge haben unserer Kraft nicht standgehalten,

meiner Familie für die private Unterstützung,

und zum Schluß möchte ich mich noch bei meiner Ehefrau Sibylle für Ihr Verständnis und Ihre liebevolle Unterstützung bedanken.

# Lebenslauf

Steffen Runkel, geboren am 13. September 1973 in Hanau, deutsche Staatsangehörigkeit.

- Aug. 1980 – Juli 1984 Grund- und Hauptschule in Gründau-Lieblös
- Aug. 1984 – Juli 1993 Grimmelshausen Gymnasium in Gelnhausen
14. Juni 1993 Hochschulreife
- Mai 1993 – Apr. 2000 Verpflichtung zum Dienst im erweiterten Katastrophenschutz
- Okt. 1993 – Feb. 1998 Physikstudium an der J. W. Goethe-Universität Frankfurt am Main
11. Februar 1998 Diplomhauptprüfung  
*„Auf Grund überragender Leistungen mit Auszeichnung bestanden“*
- seit 12. Februar 1998 Promotionsarbeit an der J. W. Goethe-Universität Frankfurt am Main
- Feb. 1998 – Sep. 2000 Forschungsstipendium im Graduiertenkolleg  
*„Physik und Technik von Beschleunigern“*
01. Juli 1998 Verleihung des Heraeus-Förderpreises  
*„Auf Grund der guten Studienleistung und kurzen Studienzzeit“*
- seit Oktober 2000 Wissenschaftlicher Angestellter der J. W. Goethe-Universität im Fachbereich Physik

## Forschungsaufenthalte im Ausland:

- Juni 1998 Joint Institute for Nuclear Research (JINR) in Dubna, Rußland
- September 1999 Institute of Physical and Chemical Research (RIKEN) in Wako, Japan
- Oktober 1999 Institute of Nuclear Research (ATOMKI) in Debrecen, Ungarn
- April 2000 Institute for Storage Ring Facilities (ISA) in Aarhus, Dänemark

## Akademische Lehrer:

W. Aßmus, R. Becker, F. Constantinescu, K. Bethge, T. Elze, K.-O. Groeneveld, G. Hör, R. Jelitto, H. Klein, J. Kummer, B. Lüthi, J. Maruhn, W. Martienssen, F. Rauch, A. Schaar-schmidt, A. Schempp, H. Schmidt-Böcking, R. Stock, H. Ströbele, D. Wolf.