

Inaugural-Dissertation

zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Thomas Baumann
aus Bad Neustadt an der Saale

Tag der mündlichen Prüfung: 16.05.2012

Spektroskopische Untersuchungen
resonanter Rekombinationsprozesse an
hochgeladenem Silizium in einer
Elektronenstrahl-Ionenfalle

Gutachter: Priv. Doz. Dr. José R. Crespo López-Urrutia
Prof. Dr. Andreas Wolf

Zusammenfassung:

Die vorliegende Arbeit behandelt die Wechselwirkungen zwischen Elektronen und hochgeladenen Ionen in dünnen Plasmen, wobei speziell die resonante Photo-Rekombination mit spektroskopischen Mitteln untersucht wird. Zu diesem Zweck wurde eine neue Elektronenstrahl-Ionenfalle (EBIT, engl.: *electron beam ion trap*) am Max-Planck-Institut für Kernphysik gebaut und in Betrieb genommen. Diese kryogene Maschine neuester Generation ist auch für die schnelle Erzeugung hochgeladener Ionen konzipiert und dient als Prototyp für künftige Anlagen an *radioactive ion beam* Einrichtungen. Sie erreichte in ihrer ersten Ausbaustufe Elektronenströme von 550 mA und ist für die Erweiterung zu bis zu 5 A ausgelegt. Als erste wissenschaftliche Anwendung wurden damit im weichen Röntgenbereich an Helium- bis Sauerstoff-artigen Silizium-Ionen die di- und trielektronische Rekombination unter Anregung eines Hüllenelektrons von $n = 1 \rightarrow 2$ mit hoher Auflösung bezüglich der Energie der Projektilektronen untersucht. Der Vergleich der Messdaten mit MCDF- und CI-Rechnungen zeigt einen Einfluss der Rekombination in Ionen in langlebigen, metastabilen Zuständen auf die Spektren. Auch wird die zeitliche Entwicklung der Spektren zur Untersuchung der Ladungszustandsverteilung in der Falle verwendet. Parallel dazu verlaufende spektroskopische Messungen im Spektralbereich zwischen 5 nm und 12 nm dienen der Diagnose der Ladungsbrütungsprozesse und speziell der Bestimmung der effektiven Elektronendichte des EBIT-Plasmas.

Abstract:

This thesis investigates the interaction of electrons and highly charged ions in thin plasmas with a focus on spectroscopic studies of resonant recombination processes. For this purpose, a new electron beam ion trap (EBIT) was assembled and brought into operation at the Max-Planck Institute for Nuclear Physics. This cryogenic device is also designed for fast charge breeding and serves as a prototype for future devices used at radioactive ion beam facilities. In its first stage electron beam currents of 550 mA were reached, and an upgrade to 5 A is planned. As an initial scientific application, X-Ray spectra of di- and trielectronic recombination into helium-like to oxygen-like silicon-ions under excitation of an electron from $n = 1 \rightarrow 2$ were studied with the new EBIT. These spectra show an excellent resolution in the projectile electron energy. A comparison with MCDF and CI calculations shows an influence of recombination into ions in longlived, metastable states. The time evolution of the recombination spectra is used to investigate the charge state distribution within the trap. Along with these measurements, spectra in the region between 5 nm and 12 nm were recorded to diagnose the charge breeding process and to determine the effective electron density in the EBIT plasma.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	7
1.1 Quantentheorie	7
1.1.1 Quantenmechanische Beschreibung des Wasserstoffatoms	7
1.1.2 Mehr-Elektronen-Systeme	10
1.1.3 Moderne theoretische Verfahren	11
1.2 Atomphysikalische Prozesse in Plasmen hochgeladener Ionen	13
1.2.1 Elektronenstoßionisation	13
1.2.2 Elektronenstoßanregung	15
1.2.3 Radiative Anregung und Ionisation	16
1.2.4 Radiative Rekombination	16
1.2.5 Resonante Rekombination	18
1.2.6 Ion-Atom- und Ion-Ion-Stöße	22
2 Die neue Elektronenstrahl-Ionenfalle	23
2.1 Produktion und Speicherung hochgeladener Ionen	23
2.2 Funktionsprinzip einer Elektronenstrahl-Ionenfalle	25
2.3 Aufbau der neuen EBIT	27
2.3.1 Die Elektronenkanone	29
2.3.1.1 Theoretische Behandlung des Elektronenstrahls	31
2.3.1.2 Die 5 A-Elektronenkanone	34
2.3.2 Der Magnet und die Falle	36
2.3.2.1 Kryogener Aufbau	36
2.3.2.2 Der Aufbau der Falle	38
2.3.2.3 Potentialverlauf in der Falle	39
2.3.2.4 Temperaturdynamik in der Falle	42
2.3.2.5 Modellierung der Ladungszustandsverteilung in der Falle	43
2.3.2.6 Die Oktupol-Elektroden	45

2.3.3	Die elektrostatische Linse zwischen Falle und Kollektor	49
2.3.4	Der Elektronen-Kollektor	50
2.4	Injektions- und Detektionssysteme	51
2.4.1	Die Injektionssysteme	52
2.4.1.1	Der Gasinjektor	52
2.4.1.2	Die Laser-Ablations-Ionenquelle	53
2.4.2	Die Extrem-Ultraviolett Spektrometer	54
2.4.2.1	Grundlagen der Gitterspektrometer	54
2.4.2.2	Grundlagen der CCD Kameras	56
2.4.2.3	Das hochauflösende Gitterspektrometer	58
2.4.2.4	Das kompakte Gitterspektrometer	59
2.4.2.5	Datenaufnahme und Verarbeitung	60
2.4.3	Röntgendetektor	61
3	Resonante Rekombination in Silizium	65
3.1	Durchführung der Messung	65
3.1.1	Datenaufnahme	65
3.1.2	Datenanalyse	69
3.2	Das Übersichtsspektrum	71
3.3	Das KLL-Spektrum	74
3.3.1	Auflösung der Elektronenenergie	74
3.3.2	Kalibration der Elektronenenergie	76
3.3.3	Kalibration der Photonenenergie	80
3.4	Zeitliche Entwicklung der Ladungszustandsverteilung	80
3.4.1	Die 30 mA-Messreihe	82
3.4.2	Die 40 mA-Messreihe	85
3.5	Vergleich mit der Theorie	88
3.5.1	Ergebnisse der Rechnungen	88
3.5.2	Vergleich der experimentellen Daten	91
3.5.3	Trielektronische Rekombination in C-artiges Silizium	99
3.5.4	Einfluss metastabiler Anfangszustände	105
4	XUV-Spektroskopie an Silizium	113
4.1	Durchführung der Messung	113
4.2	Erstellung des Dispersionspolynomes	115
4.3	Das Silizium Spektrum zwischen 6 nm und 12 nm	118
4.4	Das Si V Spektrum	122
4.4.1	Si V Niveauschema	122
4.4.2	XUV-Spektrum der DR-Messung	123

4.4.3 Bestimmung der Si V Linienverhältnisse	125
5 Zusammenfassung und Ausblick	129
A Tabellen	133
B Quellcode	138
Literaturverzeichnis	141

Einleitung

Spektroskopische Untersuchungen an elektromagnetischen Emissionen der Atomhülle trugen entscheidend zur Entwicklung der modernen Physik und unserem aktuellen Verständnis des Universums bei. Bereits im 17. Jahrhundert führte *Isaac Newton* erste Experimente mit Prismen durch und erkannte, dass weißes Licht aus einzelnen spektralen Komponenten zusammengesetzt ist [1]. Im frühen 19. Jahrhundert beobachtete *Fraunhofer* im Spektrum der Sonne diskrete, dunkle Linien, welche auf die Absorption von Licht bestimmter Wellenlänge durch Atome oder Ionen in der stellaren Atmosphäre zurückzuführen ist. Zusammen mit der Entwicklung der Spektralanalyse durch *Kirchhoff* und *Bunsen*, welchen es im Jahr 1859 in Heidelberg gelang die charakteristische Färbung einer Flamme auf verschiedene chemische Elemente zurückzuführen, stellte dies den Anfang der systematischen Untersuchung der Zusammensetzung astrophysikalischer Objekte mit spektroskopischen Mitteln dar.

Zu Beginn des 20. Jahrhunderts führte die sorgfältige Analyse zahlreicher Spektrallinien der Sonne, zusammen mit den Erkenntnissen der Quantenmechanik [2] und der dadurch revolutionierten Vorstellung der Atomhülle zu der Einsicht, dass die stellare Atmosphäre aus hochgeladenen Ionen zusammengesetzt ist [3]. Heute weiß man, dass ein Großteil der sichtbaren, baryonischen Materie im Universum in ionisiertem Zustand vorliegt. Hochgeladene Ionen, also Kerne mit nur wenigen, stark gebundenen Elektronen spielen dabei eine entscheidende Rolle für die Beschreibung des radiativen Energietransfers in astrophysikalischen Objekten. Sie emittieren und absorbieren elektromagnetische Strahlung sehr effektiv in einem breiten Spektrum, welches von dem optischen Bereich bis hin zur harten Röntgenstrahlung reicht.

Aktuelle Bemühungen zur Vertiefung des Verständnisses der Vorgänge in Plasmen hochgeladener Ionen konzentrieren sich auf spektroskopische Untersuchungen an astrophysikalischen Objekten durch satellitenbasierte Missionen wie *XMM-Newton* oder *Chandra* [4, 5]. Diese Observatorien sind mit hochauflösenden Instrumenten ausgestattet, welche einen Spektralbereich zwischen einigen eV und ca. 15 keV abdecken. Auch laborbasierte Untersuchungen können das Verständnis der Prozesse in Plasmen hochgeladener Ionen voran bringen, wobei hier astrophysikalische Plasmen unter genau definierten Bedingungen er-

zeugt und untersucht werden. Mit einer solchen Messung beschäftigt sich diese Arbeit.

Der Prozess, der dabei im Fokus steht ist die dielektronische Rekombination (DR), also der resonante Einfang eines Elektrons in die Hülle eines Ions unter Anregung eines gebundenen Elektrons und die darauf folgende radiative Abregung. Sie spielt auf Grund ihrer vergleichsweise hohen Wirkungsquerschnitte eine entscheidende Rolle für die Dynamik von astrophysikalischen Plasmen [6]. Für eine genaue theoretische Beschreibung der Vorgänge in der Sonnenatmosphäre, sowie Temperatur, Dichte, Elementenhäufigkeit und Ladungszustandsverteilung ist somit eine genaue Kenntnis dieses Rekombinationsprozesses unerlässlich [7]. Auch in laborerzeugten Plasmen, z.B. in einem Tokamak, spielt die dielektronische Rekombination für die Temperatur des Plasmas eine bedeutende Rolle [8]. Messungen des DR-Prozesses an hochgeladenen Ionen unter gut kontrollierten Laborbedingungen können hier einen wichtigen Beitrag für die Erweiterung theoretischer Modelle zur Beschreibung dieser Plasmen liefern, indem sie verlässliche Daten zu Resonanzenergien und -stärken ermitteln. Mit diesen können aufwendige Rechenprogramme zur Modellierung der atomaren Vorgänge in astrophysikalischen Plasmen getestet und verbessert werden. Weiterhin geben spektroskopische Messungen des DR-Prozesses einen tiefen Einblick in die atomare Energieniveaustuktur und dienen somit zum präzisen Test der Theorie der Atomhülle sowie der Quantenelektrodynamik (QED).

Zwei bedeutende experimentelle Aufbauten zur Untersuchung der DR sind der Speicher-ring in Kombination mit einem Elektronenkühler und die Elektronenstrahl-Ionenfalle. In ersterem werden hochgeladene Ionen gespeichert und mit einem Elektronenstrahl überlagert, wobei die Differenzenergie der Ionen und Elektronen genau durchstimmbare ist. Nach der Rekombination werden die Ionen in Abhängigkeit von ihrer Ladung detektiert. So ist es möglich, Wirkungsquerschnitte und Resonanzenergien zu messen, was an zahlreichen Ionensorten durchgeführt wurde (z.B. [9, 10]). Derartige Messungen erreichen bei niedrigen Stoßenergien eine exzellente Auflösung, wie es beispielsweise in [11] gezeigt wird. Hier wird der $2s_{1/2} - 2p_{3/2}$ Übergang in Li-artigem Sc^{18+} mit einer Genauigkeit von 4,6 ppm vermessen, was erlaubt, die Hyperfeinstrukturaufspaltung des 2s Niveaus aufzulösen und ausreicht, um auf QED-Beiträge sensitiv zu sein. Ein anderes Beispiel, welches die Möglichkeiten von DR-Messungen demonstriert, ist eine Messung von Verschiebungen der Resonanzen bei unterschiedlichen Isotopen eines Ions [12]. Diese gibt einen Einblick auf den Einfluss von Kerneffekten auf die Übergänge in der Hülle des Ions.

Im Fokus dieser Arbeit stehen Messungen an einer Elektronenstrahl-Ionenfalle [13]. Diese erlaubt es über die Ionisation durch Elektronenstoß Plasmen mit Dichten zwischen 10^8 cm^{-3} und 10^{12} cm^{-3} unter genau bestimmbaren Bedingungen zu erzeugen. Derartige Konditionen finden sich in vielen astrophysikalischen dünnen Plasmen wie sie beispielsweise in der Korona eines Sterns auftreten [14]. Die EBIT-Technologie stellt ein hervorragendes

Werkzeug zum Studium atomphysikalischer Prozesse in Ionen eines nahezu beliebigen Elements in dem jeweils erwünschten Ladungszustand dar, da sie die direkte Beobachtung von Photonenemissionen der Ionen zulässt. Auch kann sie als Ionenquelle für Experimente außerhalb der EBIT fungieren.

Messungen der DR in der EBIT konzentrieren sich auf Rekombinationen unter Anregung eines Hüllenelektrons von der K-Schale auf höhere Niveaus, also auf die Rekombination bei hohen Energien des Projektilelektrons [15]. Im Gegensatz zur Speicherring-Messung sind hier die Ionen in Ruhe in der Falle und der Elektronenstrahl bringt die notwendige Energie auf. So sind die minimal realisierbaren Elektronenstrahlenergien durch die Perveanz der Elektronenkanonen auf ca. 50 eV begrenzt. Ein Beispiel unter vielen für eine EBIT-basierte DR-Messung ist ein Experiment an $\text{Hg}^{75+\dots 78+}$ -Ionen, welches zustandsselektive Quanteninterferenzen zwischen radiativer und dielektronischer Rekombination zeigen konnte [16]. Diese sind seit langem für den zeitlichen Umkehrprozess der radiativen und dielektronischen Rekombination, nämlich der Photoionisation und dem Auger-Prozess bekannt. Jüngere Messungen an schweren Ionen wie Iod ($Z = 53$), Holmium ($Z = 67$) und Bismuth ($Z = 83$) haben einen starken Einfluss der Breit-Wechselwirkung, welche relativistischen Effekte bei der Wechselwirkung der Elektronen untereinander berücksichtigt, auf die DR gezeigt [17, 18].

Neben der DR existieren Prozesse höherer Ordnung, bei der mehrere Elektronen beteiligt sind. Rekombiniert ein Elektron unter Anregung von zwei Hüllenelektronen, so spricht man von trielektronischer Rekombination (TR). Diese konnte erstmals in einer Speicherring-Messung an Cl^{13+} an niederenergetischer Rekombination unter elektronischer Anregung mit $\Delta n = 0$ nachgewiesen werden [19]. In darauf folgenden Messungen konnte ein deutlicher Einfluss der TR an anderen Be-artigen Systemen festgestellt werden (z.B. [20]). In vor kurzem erfolgten EBIT Messungen an Kr, Fe und Ar wurde die TR auch für hochenergetische Rekombination unter Anregung eines Elektrons von $n = 1 \rightarrow 2$ nachgewiesen. Zudem zeigte sich, dass die Stärke der TR diejenige des Prozesses erster Ordnung bei Anregung eines Elektrons im Falle C-artiger Ionen für Elemente mit $Z < 20$ sogar übersteigt [21]. Dieses Verhalten verdeutlicht, dass Korrelationseffekte der Elektronen in Systemen mit niedrigem Z auch bei hochenergetischen Anregungen der K-Schale eine dominante Rolle spielen und somit in Plasma-Modellierungen berücksichtigt werden müssen.

Die vorliegende Arbeit widmet sich insbesondere der Untersuchung resonanter Rekombinationsprozesse in Silizium ($Z = 14$). Hier wird für die Rekombination unter Anregung eines Elektrons von $n = 1 \rightarrow 2$ ein hoher Anteil der TR erwartet. Verschiedene Speicherring-Messungen untersuchten bereits die dielektronische Rekombination bei niedrigen Elektronenenergien, wie beispielsweise die Messung an Si^{3+} in [22], welche Ratenkoeffizienten

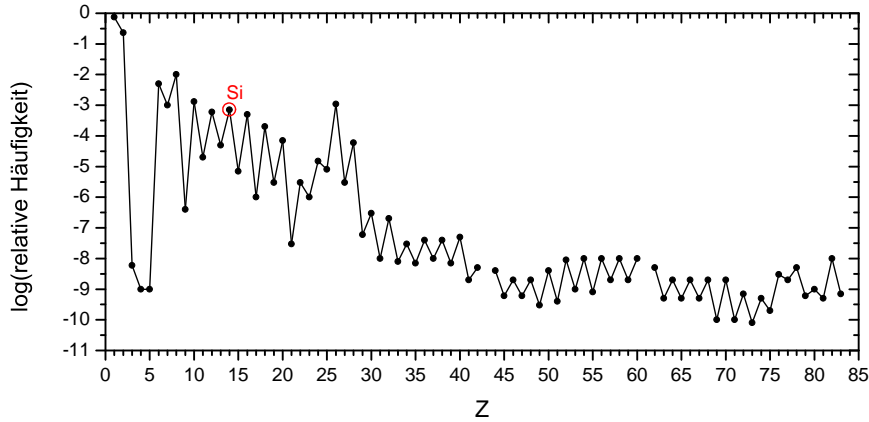


Abbildung 1: Relative Häufigkeit der Elemente im Universum [27].

zur theoretischen Modellierung astrophysikalischer Plasmen bestimmt. In einer Messung an Li-artigem Si^{11+} wurde ebenfalls bei niedrigen Elektronenenergien der Einfluss externer elektrischer Felder auf dielektronische Resonanzen untersucht [23]. Ferner existieren Speicherring-Messungen an Si^{11+} , in denen die Energiedifferenz zwischen Ionen- und Elektronenstrahl auf bis zu 2300 eV erhöht wurde, was die Untersuchung der Rekombination unter Anregung eines Hüllenelektrons auf $n = 1 \rightarrow 3, 4, \dots$ bei einer typischen Auflösung von 7 eV ermöglichte [24]. Eine hochaufgelöste Untersuchung der resonanten Rekombination für $n = 1 \rightarrow 2$ in Silizium für alle Ladungszustände zwischen Si^{6+} bis Si^{12+} liegt jedoch bisher nicht vor.

Silizium ist das acht häufigste Element des Universums (siehe dazu Abbildung 1). Es entsteht bei der Kernfusion in massereichen Sternen während des Sauerstoffbrennens, dem vorletzten Brennstadium im Leben eines Sternes. Danach setzt die Phase des Siliziumbrennens, in der durch die Fusion von Silizium über Nickel und Cobalt zu Eisen weiter Energie gewonnen werden kann. So besitzt Silizium eine hohe Relevanz bei der Untersuchung astrophysikalischer Plasmen, beispielsweise hinsichtlich der Opazität des Sterninneren [25]. Röntgen-Emissionsspektren der stellaren Atmosphäre zeigen neben Linien, welche in Ionen leichter Elemente wie C, N oder O entstehen auch zahlreiche Linien aus Silizium in mittleren bis hohen Ladungszuständen [26].

In Röntgendoppelsternen, welche aus einem massiven Stern und einem kompakten Objekt wie einem Neutronenstern oder einem schwarzen Loch bestehen, kommt es in dem starken Gravitationsfeld des massiven Objektes zu einem Materietransfer zwischen Stern und massivem Objekt. Hierbei wird der Sternenwind im Strahlungsfeld des Sterns hoch ionisiert und emittiert Röntgenstrahlung im Zuge der Rekombination Röntgenstrahlung. Es finden sich z.B. im Spektrum von Vela X-1, einem gut untersuchten Doppelsternsystem mit einem Neutronenstern, auch zahlreiche Linien, welche von hochgeladenem Silizium emittiert

werden [28]. So können laborbasierte Messungen an hochgeladenem Silizium auch zum Verständnis der Vorgänge in derartigen Objekten beitragen [29].

Ziel dieser Arbeit sind die Untersuchung von Silizium-Ionen in einem weiten Spektralbereich, welcher von dem Extrem-Ultraviolett-Bereich (XUV) ab 40 eV bis in den weichen Röntgenbereich (3 keV) reicht. Hierbei liegt der Fokus der Röntgenmessungen auf den resonanten Rekombinationsprozessen (DR und TR) unter Anregung eines Elektron von $n = 1 \rightarrow 2$. Zum Verständnis der Messungen werden zudem theoretische Berechnungen der Resonanzenergien und -stärken durchgeführt.

Weiterhin wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue EBIT am Max-Planck-Institut für Kernphysik (MPIK) gebaut und in Betrieb genommen. Die neue Maschine ist als Hochenergie- und Hochstrom-EBIT ausgelegt und bietet flexible Einsatzmöglichkeiten, welche spektroskopische Untersuchungen der Ionenwolke in einem Photonenenergie-Intervall zwischen 35 eV und 30 keV oder die Extraktion der Ionen in andere Experimente beinhalten. Diese EBIT soll weiterhin aktuelle Entwicklungen auf dem Gebiet der Ladungsbrütung mit EBITs unterstützen und als Prototyp für künftig gebaute Maschinen dienen. Hier liegt das Interesse in der Verwendung von Elektronenkanonen, welche die bisher maximalen Stromstärken des zur Ionisation verwendeten Elektronenstrahls von 500 mA auf bis zu 5 A erhöhen können. Dies ist primär wichtig zum Brüten kurzlebiger Isotope zu hochgeladenen Ionen innerhalb ihrer Lebensdauer in *Rare Isotope Beam* Einrichtungen wie *TRIUMF* in Vancouver oder *NSCL* an der *Michigan State University*, wo präzise Massenmessungen an diesen Ionen durchgeführt werden [30,31]. Bestrebungen auf diesem Gebiet können durch Weiterentwicklung der EBIT-Kanonen Technologie wie auch das Studium der Ladungsbrütungsprozesse in der EBIT am MPIK unterstützt werden. Somit dienen die an der resonanten Rekombination in Silizium durchgeführten Messungen auch der zeitaufgelösten Untersuchung der Ladungsentwicklung in der Falle und der Demonstration der Stabilität und Leistungsfähigkeit der neuen EBIT.

Die vorliegende Arbeit beginnt mit einem Einblick in die theoretische Behandlung von Mehr-Elektronen Systemen. Hier werden, ausgehend von der Quantenmechanik, die zum Verständnis der Messergebnisse herangezogenen Rechenverfahren in kompakter Form vorgestellt. Weiterhin wird auf die grundlegenden physikalischen Prozesse eingegangen, welche die Eigenschaften des Plasmas in der EBIT bestimmen, wobei speziell die resonanten Rekombinationsprozesse diskutiert werden. *Kapitel 2* stellt die neue Elektronenstrahl-Ionenfalle im Detail vor. Es geht neben dem Aufbau der Maschine auf ihre Funktionsweise ein und endet mit einer Übersicht der, für Untersuchungen im Röntgen- und Extrem-Ultraviolett-Bereich des elektromagnetischen Spektrums verwendeten Instrumente. In *Kapitel 3* wird die Messung di- und trielektronischer Rekombinationsprozesse an Helium- bis Sauerstoff-

artigem Silizium vorgestellt. Nach einer Diskussion des Messverfahrens wird das Spektrum der Rekombination eines Elektrons in die $n = 2$ Schale unter Anregung eines Hüllenelektrons von $n = 1 \rightarrow 2$ dargelegt. Hierbei spielt die Messung der zeitlichen Entwicklung der Spektren eine entscheidende Rolle um die Beobachtungen im Vergleich mit Rechnungen zu verstehen. *Kapitel 4* geht zu Messungen an Silizium-Ionen im Bereich extrem-ultravioletter Strahlung zwischen 6 nm und 12 nm über, wobei hier neon-artiges Silizium im Fokus des Interesses liegt. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick in *Kapitel 5* ab.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel stellt die theoretischen Grundlagen zu den in dieser Arbeit behandelten physikalischen Prozessen vor. Zunächst wird ein kurzer Überblick über die quantentheoretische Behandlung atomarer Systeme gegeben, wobei hier speziell auf Mehr-Elektronen-Systeme eingegangen wird. Auch werden theoretische Verfahren zur Berechnung der Energieniveaus in Atomen und Ionen diskutiert.

Weiterhin stellt das Kapitel die Theorie der Stoßprozesse zwischen Ionen und Elektronen dar. Diese spielen eine wichtige Rolle bei der Produktion und Analyse hochgeladener Ionen in einer Elektronenstrahl-Ionenfalle. Ausführlich werden dabei resonante Rekombinationsprozesse (z.B. die dielektronische Rekombination) behandelt, die in den Messungen in Kapitel 3 untersucht werden.

1.1 Quantentheorie

1.1.1 Quantenmechanische Beschreibung des Wasserstoffatoms

Das Grundgerüst zur Beschreibung atomarer Systeme liefert die in den zwanziger Jahren des 20. Jahrhunderts entwickelte Quantenmechanik. Sie ordnet dem Zustand eines Systems eine Wellenfunktion $\psi(\mathbf{r},t)$ zu, deren Absolutquadrat die Wahrscheinlichkeitsdichte für das Auftreten des Zustandes zur Zeit t am Ort \mathbf{r} gibt. Die zeitliche Entwicklung dieses Zustandes wird mit der Schrödinger-Gleichung

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{r},t) = \hat{H} \psi(\mathbf{r},t) \quad (1.1)$$

beschrieben [2]. Diese enthält das Planck'sche Wirkungsquantum \hbar sowie den Hamilton-Operator \hat{H} , dessen Eigenwerte die Energiezustände des Systems darstellen. Der Hamilton-Operator eines Teilchens, welches sich in einem zeitlich konstanten Potential $V(\mathbf{r})$ bewegt,

lautet in Ortsdarstellung

$$\hat{H}_0 = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(\mathbf{r}), \quad (1.2)$$

wobei hier m die Masse des Teilchens und $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ den Laplace-Operator darstellt. Die Anwendung dieser Theorie auf ein Elektron, das sich in einem Zentralpotential bewegt, liefert eine Beschreibung des Wasserstoffatoms. In dieser besitzt das Elektron quantisierte Energieniveaus

$$E_n = -\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2} \frac{1}{n^2}, \quad (1.3)$$

mit der Hauptquantenzahl n , der Ladung des Elektrons e und der Dielektrizitätskonstanten im Vakuum ϵ_0 . Diese Energieniveaus sind bereits aus dem Bohr'schen Atommodell nach einer semi-klassischen Herleitung bekannt [32]. Spektroskopische Untersuchungen legen jedoch eine *Feinstruktur*-Aufspaltung der Energieniveaus nahe, welche nicht mit der Schrödinger-Gleichung erklärt werden konnte.

P.A.M. Dirac formulierte 1928 eine Erweiterung der Schrödinger-Gleichung, welche die spezielle Relativitätstheorie berücksichtigt, sich also unter Lorentz-Transformationen kovariant verhält. Weiterhin beachtet diese Dirac-Gleichung den Spin des Elektrons [33]. Sie lautet

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(\mathbf{r},t) = (c\boldsymbol{\alpha}\hat{\mathbf{p}} + \beta mc^2)\psi(\mathbf{r},t) \equiv \hat{H}_{\text{Dirac}}\psi(\mathbf{r},t), \quad (1.4)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit c , den 4-Komponenten Bi-Spinoren $\psi(\mathbf{r},t)$ und dem kanonischen Impulsoperator $\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar\nabla$. Die Dirac-Matrizen $\boldsymbol{\alpha}, \beta$ sind 4x4 Matrizen in der Form

$$\alpha_i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ \sigma^i & 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \beta = \begin{pmatrix} \mathbf{1} & 0 \\ 0 & -\mathbf{1} \end{pmatrix}, \quad (1.5)$$

mit den Pauli-Matrizen

$$\sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (1.6)$$

Möchte man die Dirac-Gleichung für das Elektron im Wasserstoffatom lösen, so muss der Dirac-Hamilton-Operator mit der Kopplung an das Elektromagnetische Feld aufgestellt werden:

$$\hat{H}_{\text{Dirac}}^{\text{em}} = \left(c\boldsymbol{\alpha} \cdot \left(\hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c}\mathbf{A} \right) + \beta mc^2 + e\Phi \right). \quad (1.7)$$

Dieser enthält das skalare elektrische Potential $e\Phi$ und das Vektorpotential \mathbf{A} . Bei der Berechnung der Energieeigenwerte müssen zusätzlich zu n weitere Quantenzahlen eingeführt werden, welche die Kopplung des Bahndrehimpulses $\mathbf{l} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ mit dem Spin $\mathbf{s} = \frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\sigma}$ des Elektrons beschreiben. Diese sind die Drehimpulsquantenzahl l und die zum Gesamtdrehimpuls $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$ gehörigen Quantenzahlen j und m . Für die Energieeigenwerte der

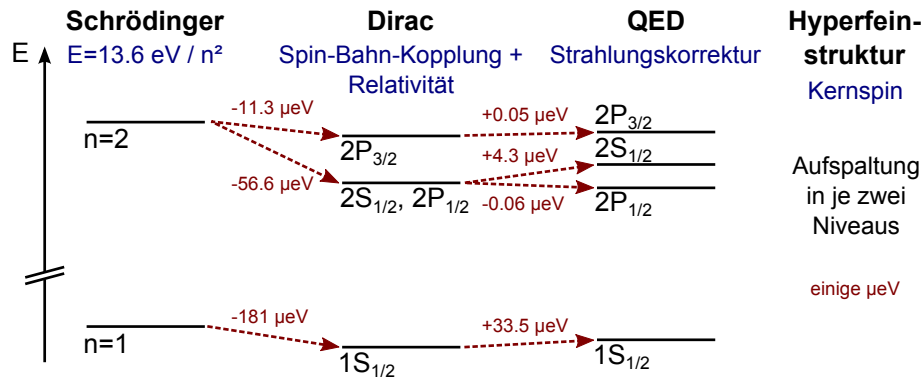


Abbildung 1.1: Eine Zusammenfassung der Effekte, welche die Energieniveaus des Wasserstoffatoms beeinflussen, ist am Beispiel der $n = 1$ und $n = 2$ Level schematisch dargestellt. Die Hyperfeinstruktur ist der Übersicht halber nur angedeutet. Die Energieskala ist nicht maßstabsgetreu.

Wellenfunktion des Elektrons im Wasserstoff ergibt sich

$$E_{n,j} = mc^2 \left[1 + \left(\frac{Z\alpha}{n - (j + \frac{1}{2}) + \sqrt{(j + \frac{1}{2})^2 - (Z\alpha)^2}} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (1.8)$$

wobei hier die Feinstrukturkonstante $\alpha \approx 1/137$ und die Ladung des Atomkerns Z eingeführt wurden. Entwickelt man diese Energie nach Ordnungen von $Z\alpha$, so ergibt sich

$$E_{n,j} = mc^2 \left[1 - \frac{(Z\alpha)^2}{2n^2} - \frac{(Z\alpha)^4}{2n^3} \left(\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) + \mathcal{O}((Z\alpha)^6) \right]. \quad (1.9)$$

Diese Gleichung hebt die Entartung der Energieniveaus in n auf und erweitert die Beschreibung des Wasserstoffatoms um die so genannte Feinstruktur-Aufspaltung, welche die relativistische Massenzunahme des Elektrons, die Kopplung zwischen Spin und Bahndrehimpuls des Elektrons und die, durch Interaktion mit dem Kern bedingte Zitterbewegung des Elektrons (Darwin-Term), berücksichtigt. Zur eindeutigen Bezeichnung der sich ergebenden Energieniveaus wird im Folgenden die Notation $n^{2s+1}L_j$ verwendet. Diese enthält den Bahndrehimpuls des Levels $L = \{S, P, D, F, \dots\}$ für $l = \{0, 1, 2, 3, \dots\}$, seine Multiplizität $2s + 1$ mit der Spinquantenzahl s , sowie n und j . Die hier aufgeführten Betrachtungen können beispielsweise in [34, 35] ausführlich nachgelesen werden.

Nach der Dirac-Theorie sind die $2^2S_{1/2}$ und $2^2P_{1/2}$ Niveaus des Wasserstoffatoms weiterhin entartet. Dies widersprach jedoch einem experimentellen Befund von Lamb und Retherford aus dem Jahr 1947 [36], die eine Aufspaltung der Levels von $\Delta\nu = 1,05$ GHz beobachteten. Dieser als Lamb-Verschiebung bezeichnete Beitrag war einer der Anstöße zur Entwicklung der Quantenelektrodynamik (QED), in deren Rahmen der Effekt erklärt werden kann. Die QED ist eine relativistische Feldtheorie, welche elektromagnetische Felder quantisiert

behandelt. Sie beschreibt die Interaktion geladener Teilchen untereinander und mit dem Feld durch die Emission bzw. Absorption von realen und den Austausch von virtuellen Photonen. Hierbei wird jeder Wechselwirkung zwischen Teilchen und Photonen eine Kopplungskonstante proportional zu $\sqrt{\alpha}$ zugeordnet. Der gesamte betrachtete Prozess wird dann als Summe aller möglichen Wechselwirkungen störungstheoretisch (perturbativ) nach Ordnungen von α betrachtet.

Zur Energieverschiebung des Wasserstoff $2^2S_{1/2}$ Levels tragen unter Berücksichtigung des Feldes des Atomkerns in erster Ordnung von α zwei Prozesse bei. Dies ist zum einen die Selbstenergie des Elektrons, welche die Interaktion des Elektrons mit seinem eigenen Strahlungsfeld beschreibt, und zum anderen die Vakuumpolarisation, also die Wechselwirkung des Elektrons mit virtuellen Elektron-Positron Paaren. Außerdem muss noch die Wechselwirkung mit dem Coulombpotential des Kerns berücksichtigt werden, welche eine Entwicklung in Potenzen von $Z\alpha$ hervorruft. Bei leichten Elementen liefert der in $Z\alpha$ perturbative Ansatz der QED hervorragende Übereinstimmung mit experimentellen Befunden. Dies ändert sich jedoch für schwere Elemente, da hier $Z\alpha \ll 1$ nicht mehr gilt und somit Beiträge höherer Ordnungen beachtet werden müssen, was die entsprechenden Rechnungen sehr aufwändig gestaltet [37].

Als letzter Beitrag zur Energie des Wasserstoffatoms sei noch die Hyperfeinstruktur-Aufspaltung erwähnt, welche sich durch eine Wechselwirkung des Elektrons mit dem Magnetfeld des Atomkerns ergibt, und jedes Energieniveau nochmals in zwei Level aufspaltet. Die Größe dieser Aufspaltung bewegt sich im Bereich von 10^{-6} eV bis 10^{-8} eV. Eine Zusammenfassung der hier behandelten Effekte ist in Abbildung 1.1 dargestellt [38].

1.1.2 Mehr-Elektronen-Systeme

Die bisherigen Betrachtungen behandeln das Verhalten eines Elektrons im Zentralpotential eines Kerns, wie es im Wasserstoffatom auftritt. Zur Beschreibung sämtlicher anderer Elemente müssen mehrere Elektronen und ihre Wechselwirkung untereinander beachtet werden, was die Gleichungen im Allgemeinen analytisch unlösbar macht. Im nicht relativistischen Schrödinger-Bild lautet der Hamilton Operator für ein N -Elektronen-System

$$\hat{H}_{ME} = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} + V(r_i) \right) + \sum_{i<j} \frac{e^2}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|}. \quad (1.10)$$

Die Schrödinger-Gleichung dieses Operators kann z.B. mit der Hartree-Fock-Näherung gelöst werden [39]. Diese Näherung ordnet jedem Elektron eine Wellenfunktion nach der Einteilchen-Schrödinger-Gleichung zu, wobei das Potential des Kerns durch die Ladungsverteilung der übrigen Elektronen modifiziert wird. Die Wellenfunktion des Gesamtsystems ergibt sich dann aus dem Produkt der einzelnen Wellenfunktionen φ . Hierbei muss aller-

dings das Pauli-Prinzip beachtet werden, welches keine zwei Elektronen (Fermionen) im selben Quantenzustand erlaubt. Dies wird durch die Slater-Determinante

$$\Psi(1,\dots,N) = \frac{1}{\sqrt{N!}} \begin{vmatrix} \varphi_1(1) & \cdots & \varphi_1(N) \\ \vdots & & \vdots \\ \varphi_N(1) & \cdots & \varphi_N(N) \end{vmatrix} \quad (1.11)$$

bewerkstelligt, welche zu einer gegenüber Teilchenaustausch antisymmetrischen Wellenfunktion $\Psi(1,\dots,N)$ führt [34]. Die Schrödinger-Gleichung wird für die Einteilchen-Wellenfunktionen in einem iterativen Variations-Verfahren numerisch gelöst, wobei versucht wird, die Energie des Systems zu minimieren, um die optimale Wellenfunktion $\Psi(1,\dots,N)$ zu erhalten. Das Potential des Kerns wird hierbei in jedem Schritt entsprechend der Wellenfunktionen der einzelnen Elektronen angepasst, um Abschirmungseffekte zu berücksichtigen. Die Hartree-Fock-Methode erlaubt eine Bestimmung der Energieniveaus mit einer Genauigkeit von bis zu 0,5%. Für eine genauere Berechnung müssen relativistische und quantenelektrodynamische Effekte sowie Korrelationen beachtet werden.

Eine relativistische Betrachtung des Mehr-Elektronen-Systems führt zu dem *Dirac-Coulomb-Breit-Operator*

$$\hat{H}_{DCB} = \sum_{i=1}^N \hat{H}_{\text{Dirac}}(r_i) + \sum_{i<j} \frac{e^2}{r_{ij}} - \sum_{i<j} \hat{B}_{ij}, \quad (1.12)$$

welcher sich aus dem Dirac-Coulomb-Operator aus Gleichung 1.7, der Coulomb-Abstoßung und dem Breit-Operator zusammensetzt. Letzterer berücksichtigt näherungsweise die magnetische Wechselwirkung der Elektronen und die Retardierung des elektrischen und magnetischen Potentials, also die endliche Signalausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Wechselwirkung. Der Breit-Operator hat die Form

$$\hat{B}_{ij} = \frac{e^2}{2r_{ij}} \left(\boldsymbol{\alpha}_i \boldsymbol{\alpha}_j + \frac{(\boldsymbol{\alpha}_i \cdot \mathbf{r}_{ij})(\boldsymbol{\alpha}_j \cdot \mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^2} \right), \quad (1.13)$$

mit den Dirac-Matrizen $\boldsymbol{\alpha}$ aus 1.5, dem Abstandsvektor der jeweiligen Elektronen \mathbf{r}_{ij} und seinem Betrag $r_{ij} = |\mathbf{r}_{ij}|$. Dieser Operator ermöglicht es, relativistische Korrelationen zwischen den Elektronen in erster Ordnung von $Z\alpha$ zu berücksichtigen, bringt jedoch das Problem mit sich, dass hier Effekte durch virtuelle Elektron-Positron Paarbildung nicht beachtet werden [40].

1.1.3 Moderne theoretische Verfahren

Die Berechnung der Eigenschaften quantenelektrodynamischer Mehr-Elektronen-Systeme verläuft primär über zwei unterschiedliche Methoden, nämlich nach dem Variations-Verfahren und nach störungstheoretischen Rechnungen.

Die Variations-Verfahren basieren auf der Hartree-Fock Methode, erweitern diese jedoch durch Einbeziehen von relativistischen und quantenelektrodynamischen Effekten. Zunächst wird für die Gesamtwellenfunktion eine Linearkombination aus n verschiedenen Zuständen

$$\Psi = \sum_{\nu=1}^n c_{\nu} \Phi_{\nu} \quad (1.14)$$

mit den Mischkoeffizienten c_{ν} angesetzt. Die Konfigurationen Φ_{ν} sind dabei asymmetrische Kombinationen aus Ein-Teilchen-Wellenfunktionen analog zur Slater-Determinante aus Gleichung 1.11. In einem iterativen Variations-Verfahren wird nun versucht, Ψ unter Minimierung der Gesamtenergie zu finden. Werden nur die Mischkoeffizienten c_{ν} variiert, so spricht man von der *Configuration Interaction* Methode (CI). Hierbei sind zuvor festgelegte Elektronenkonfigurationen Φ_{ν} nötig, wobei für optimale Ergebnisse sehr viele Level beachtet werden müssen. Die CI Methode kommt beispielsweise in dem in dieser Arbeit verwendeten *Flexible Atomic Code* (FAC) [41,42] zur Anwendung.

Die *Multi-Configuration*-Methoden optimieren neben den Mischkoeffizienten auch die Wellenfunktionen Φ_{ν} . So ist das *Multi-Configuration-Hartree-Fock* (MCHF) Verfahren die Erweiterung der Hartree-Fock-Methode, welche auch in der Lage ist, Winkelkorrelationen zwischen den Elektronen zu berechnen. Für eine relativistische Behandlung kann der Dirac-Coulomb-Breit-Operator verwendet werden, welcher die Breit-Wechselwirkung enthält. Dies wird in dem *Multi-Configuration-Dirac-Fock* (MCDF) Verfahren realisiert [43], das ebenfalls zur Analyse der Rekombinationsdaten in dieser Arbeit Anwendung findet. Das MCDF-Verfahren liefert unter Verwendung von deutlich weniger Elektronenkonfigurationen zu CI vergleichbare Ergebnisse.

All diese Verfahren können nur gebundene Zustände in Atomen oder Ionen berechnen. Für die Behandlung einer Wechselwirkung mit einem Kontinuumselektron, wie sie in Ionisations- und Rekombinations-Prozessen auftritt, ist eine Erweiterung des Verfahrens notwendig.

Neben den Variations-Verfahren gibt es Methoden, die auf der Störungsrechnung basieren. Hierbei wird der Hamilton Operator des Systems aufgeteilt in einen Operator \hat{H}_0 mit bekannten Eigenzuständen und einem Störterm \hat{H}_1 :

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \lambda \hat{H}_1. \quad (1.15)$$

Die Energieeigenwerte lassen sich nun in Ordnungen von λ entwickeln, wobei hier die Lösung von \hat{H}_0 sukzessive durch Beiträge höherer Ordnung korrigiert wird. Angewandt auf die Mehr-Elektronen-Systeme kann die Lösung des Dirac-Hamilton-Operators für Ein-Elektron-Wellenfunktionen als Term nullter Ordnung verwendet werden. Die Wechselwirkung der Elektronen untereinander sowie radiative Korrekturen werden dann als Störung

behandelt. Dieses Verfahren ist gerade für schwere, hochgeladene Ionen geeignet, da hier der Störungsterm proportional zu $1/Z$ ist und somit schnell konvergiert. Als Beispiel für eine solche Methode sei hier auf die *Relativistic Many-Body Perturbation Theory* (RMBPT) verwiesen [44].

1.2 Atomphysikalische Prozesse in Plasmen hochgeladener Ionen

Die atomphysikalischen Prozesse, welche grundlegende Zustandsgrößen eines Plasmas wie seine Dichte, Temperatur oder Ladungsverteilung bestimmen, werden im Folgenden genauer diskutiert. Zudem sind die Vorgänge, welche zu Emission von Photonen führen von zentralem Interesse für die Spektroskopie.

Die Prozesse lassen sich in zwei Kategorien, nämlich die Stoßprozesse zwischen Elektronen, Ionen und Atomen sowie radiative Prozesse, welche die Interaktion von Photonen und Elektronen beschreiben, einteilen. Die Stoßprozesse sind hierbei in den Plasmen einer Elektronenstrahl-Ionenfalle maßgeblich verantwortlich für den Ladungszustand der Ionen und deren Temperatur. Sie laufen über weitreichende Coulomb-Wechselwirkungen ab. Hier sind die Elektronenstoßanregung und -ionisation die wesentlichen Prozesse. Weiterhin sind der Elektroneneinfang, welcher beim Ladungsaustausch von Ionen mit Atomen eine Rolle spielt, sowie Ion-Ion-Stöße zu nennen.

Die hier betrachteten radiativen Prozesse sind die radiative Rekombination sowie resonante Elektroneneinfänge in angeregte Zustände, welche autoionisierend oder radiativ zerfallen können. Photoanregung und -ionisation wie auch Bremsstrahlung spielen im Rahmen dieser Arbeit eine untergeordnete Rolle und werden nur kurz erwähnt.

1.2.1 Elektronenstoßionisation

Die Ionisation durch Elektronenstoß (EII, engl: *electron impact ionisation*) ist ein Dreikörper-Prozess zwischen dem Projektil-Elektron mit der kinetischen Energie E_e , dem Ion X^{q+} und einem gebundenen Elektron. Dieser Prozess ist nur möglich, wenn die Energie des Projektils das Ionisationspotential I_i des Elektrons i aufbringen kann. Er lässt sich durch

$$X^{q+} + e^-(E_e) \longrightarrow X^{(q+1)+} + e^-(E_1) + e^-(E_2), \quad (1.16)$$

beschreiben, wobei für die kinetischen Energien der beteiligten Partikel

$$E_e - I_i = E_1 + E_2 \geq 0 \quad (1.17)$$

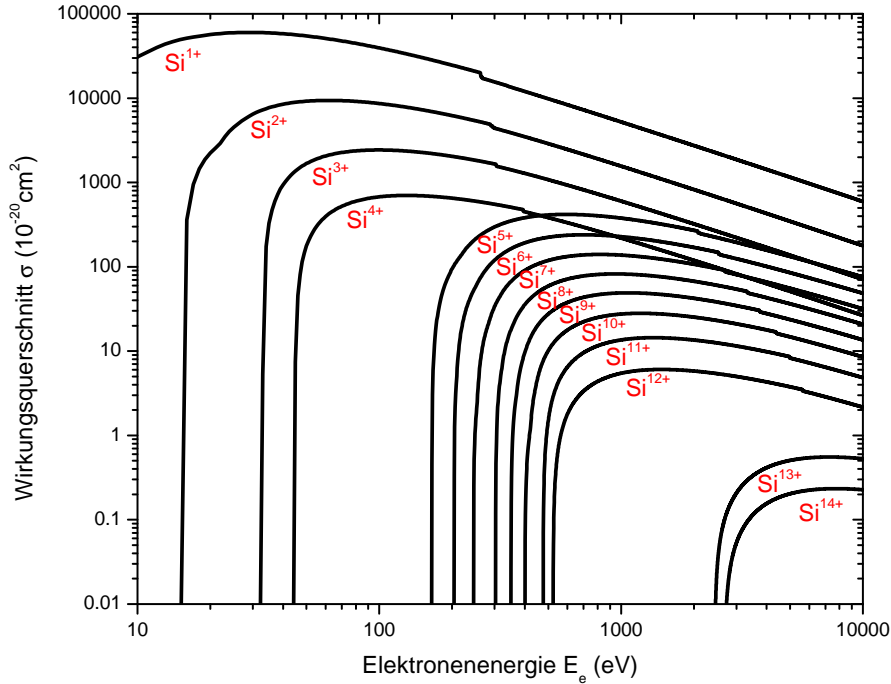


Abbildung 1.2: Rechnung des Wirkungsquerschnittes der Elektronenstoßionisation für Silizium-Ionen mittels FAC [41]. Zu jeder Kurve ist der entstandene Ladungszustand angegeben.

gelten muss. Für eine Abschätzung des Wirkungsquerschnitts der Stoßionisation kann die semi-empirische Formel von Lotz herangezogen werden [45]. Diese wurde in den sechziger Jahren aus gemessenen Wirkungsquerschnitten ermittelt und lautet

$$\sigma = \sum_{i=1}^N a_i q_i \frac{\ln(E_e/I_i)}{E_e I_i} \left(1 - b_i e^{-c_i(E_e/I_i - 1)}\right). \quad (1.18)$$

Hierbei ist q_i die Zahl der Elektronen in der Schale i und a_i , b_i sowie c_i stellen Fitparameter dar, welche experimentell oder theoretisch ermittelt werden müssen. Für hohe Elektronenenergien $E_e \gg I_i$ vereinfacht sich die Formel zu

$$\sigma \approx a_i q_i \frac{\ln(E_e/I_i)}{E_e I_i} \propto \frac{\ln E_e}{E_e}. \quad (1.19)$$

So steigt der Wirkungsquerschnitt bei Energien über dem Ionisationspotential proportional zu E_e/I_i an, bis er bei circa $E_e \approx 2.3I_i$ sein Maximum erreicht um danach mit $\ln(E_e)/E_e$ ab zu fallen.

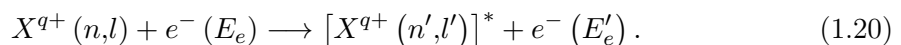
Moderne numerische Verfahren erlauben eine genauere Berechnung der Stoßionisationswirkungsquerschnitte. Eine solche Rechnung ist in Abbildung 1.2 am Beispiel von Silizium dargestellt. Sie wurde mit FAC [41] für Elektronen mit kinetischen Energien zwischen 10 eV und 10 keV durchgeführt.

Neben theoretischen Verfahren gibt es in der Literatur zahlreiche Messungen zur Bestimmung von Elektronenstoßionisationswirkungsquerschnitten. Hier soll nur exemplarisch auf ein Verfahren verwiesen werden, welches derartige Messungen in der EBIT ermöglicht und auf dem Vergleich von Röntgenemissionen durch Rekombinationsprozesse benachbarter Ladungszustände beruht [46].

Auf Basis numerischer Verfahren lassen sich die Ionisationspotentiale I_i berechnen. Tabelle A.1 in Anhang A zeigt die Ergebnisse einer solchen Rechnung [47] für Silizium Ionen, welche im Fokus dieser Arbeit stehen.

1.2.2 Elektronenstoßanregung

Für Projektilenergien unterhalb des Ionisationspotentials fällt die Möglichkeit zur direkten Ionisation weg, es kann jedoch zur Elektronenstoßanregung (EIE, engl.: *electron impact excitation*) kommen:



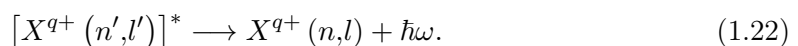
Hierbei wird ein Elektron in der Hülle des Ions auf ein energetisch höheres Level (n',l') versetzt, wobei das Projektil-Elektron die dazu notwendige Energie aufbringt. Bemerkenswert ist hierbei, dass bei diesem Prozess keine Auswahlregeln wie bei der Anregung durch Photonen gelten. So ist es möglich durch die Elektronenstoßanregung sämtliche Niveaus des Ions zu bevölkern.

Die Wirkungsquerschnitte für die EIE hängen von dem anzuregenden Übergang ab. Im Fall von Dipolübergängen verhalten sie sich ähnlich wie die Wirkungsquerschnitte der Ionisation und fallen für hohe Elektronenenergien proportional zu $\ln(E_e)/E_e$ ab [48]. Ihr Maximum lässt sich mit der relativ ungenauen semi-empirischen Formel von *Van Regemont*

$$\sigma^{dipol} \approx \frac{2.9f}{(\Delta E/\text{Ry})^2} \pi a_0^2 \quad (1.21)$$

abschätzen, wobei hier f die Oszillatorstärke des Überganges mit der Energiedifferenz ΔE der beteiligten Niveaus, a_0 den Bohrradius und der Rydberg-Energie $\text{Ry} = 13.6 \text{ eV}$ darstellt. Für hochgeladene Ionen skaliert der Wirkungsquerschnitt zudem mit der Kernladung Z mit $\sigma \propto 1/Z^4$.

Die Elektronenstoßanregung ist essentiell für die spektroskopische Untersuchung von astrophysikalischen und laborbasierten Plasmen, da sie den wichtigsten Kanal zur Anregung von Emissionen in dichten Plasmen darstellt. Die angeregten Zustände zerfallen dabei unter Aussenden eines Photons:



Es existieren zahlreiche Publikationen zur experimentellen und theoretischen Bestimmung dieser Wirkungsquerschnitte. Die wichtigste experimentelle Technik ist hierbei die Methode gekreuzter Strahlen (engl.: *merged-beam*) bei denen ein Elektronenstrahl mit einem Ionenstrahl gekreuzt wird. Exemplarisch sei hier auf eine Messung an Si^{3+} verwiesen [49]. Relative Wirkungsquerschnitte sind auch in einer EBIT messbar, wie dies [13] an Ba^{46+} zeigt.

1.2.3 Radiative Anregung und Ionisation

Die Anregung und Ionisation von Ionen kann auch durch den Stoß zwischen dem Ion und einem Photon von statten gehen. Bei der Photonenanregung absorbiert ein Hüllenelektron das Photon und wird unter Beachtung von Drehimpulsabhängigen Auswahlregeln auf ein höheres Energieniveau angeregt:

$$X^{q+}(n,l) + \hbar\omega \longrightarrow [X^{q+}(n',l')]^* . \quad (1.23)$$

Verfügt das Photon über ausreichend Energie, kann es zur Photoionisation kommen, wobei hier zwischen der direkten und der resonanten Photoionisation unterschieden werden muss. Bei ersterer wird ein Hüllenelektron direkt ins Kontinuum gehoben:

$$X^{q+} + \hbar\omega \longrightarrow X^{(q+1)+} + e^- . \quad (1.24)$$

Der resonante Prozess läuft über einen angeregten, autoionisierenden Zwischenzustand ab, welcher bei seinem Zerfall die Energie an ein weiteres Hüllenelektron abgibt und dieses ins Kontinuum freisetzt.

Diese radiativen Prozesse spielen in dünnen Plasmen eine entscheidende Rolle, sind in der EBIT aber von geringer Bedeutung. Es ist jedoch möglich, Wirkungsquerschnitte der Photoionisation an hochgeladenen Ionen mit Hilfe von Synchrotronstrahlung in einer EBIT zu messen. Hierfür sei auf [50, 51] verwiesen.

1.2.4 Radiative Rekombination

Der zeitliche Umkehrprozess der Photoionisation ist die radiative Rekombination (RR). Sie verringert den Ladungszustand des Ions durch Rekombination eines Elektrons unter Emission eines Photons

$$X^{q+} + e^-(E_e) \longrightarrow X^{(q-1)+} + \hbar\omega . \quad (1.25)$$

Die Energie des Photons beträgt hierbei

$$\hbar\omega = E_e + I_i , \quad (1.26)$$

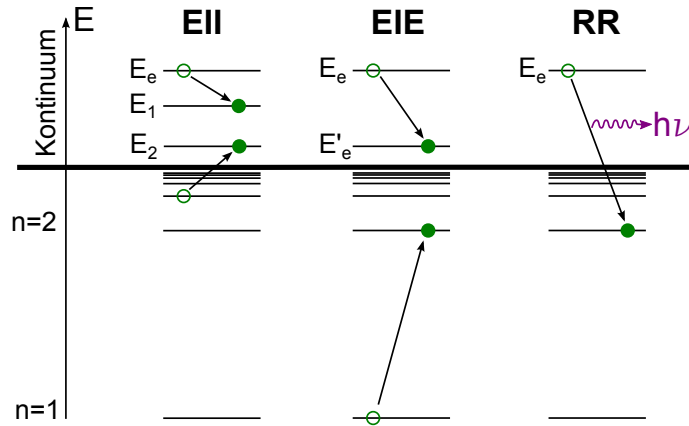


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung der Elektronenstoßionisation (EII), Elektronenstoßanregung (EIE) und radiativen Rekombination (RR). Die Energieniveaus sind nicht maßstabsgetreu.

mit seiner kinetischen Energie E_e und dem Ionisationspotential I_i . Dieser Prozess ist in Abbildung 1.3 zur Veranschaulichung schematisch dargestellt.

Der Wirkungsquerschnitt der radiativen Rekombination σ_{rr} lässt sich nach *Milnes* Prinzip des detaillierten Gleichgewichts mit der Photoionisation verknüpfen durch

$$\sigma_{rr} = \frac{(\hbar\omega)^2}{2m_e c^2 E_e} \frac{g_q}{g_{q+1}} \sigma_\nu, \quad (1.27)$$

wobei m_e die Masse des Elektrons, c die Lichtgeschwindigkeit, E_e die kinetische Energie des Elektrons, $\hbar\omega$ die Energie des Photons und σ_ν der Wirkungsquerschnitt der Photoionisation sind. Die Faktoren g sind die statistischen Gewichtungen der beteiligten, atomaren Zustände, wobei diese über

$$g = 2J + 1 \quad (1.28)$$

mit dem Gesamtdrehimpuls $J = L + S$ der Elektronenkonfiguration des Zustandes verknüpft ist.

Der Wirkungsquerschnitt für die Rekombination in nackte Ionen lässt sich nach einer Rechnung von *Bethe* und *Salpeter* abschätzen als

$$\sigma \text{ (cm}^2\text{)} = 2,1 \times 10^{-21} \frac{Z^4 \text{Ry}^2}{n E_e (n^2 E_e + Z^2 \text{Ry})}. \quad (1.29)$$

Hier sind Z die Ionenladung in Einheiten der Elementarladung, n der Endzustand nach Rekombination und E_e die Energie des rekombinierenden Elektrons [53]. Es lässt sich erkennen, dass der Wirkungsquerschnitt für Ionen mit höherer Ladung Z stark ansteigt und mit steigender Elektronenenergie abnimmt.

Auch der Wirkungsquerschnitt für die radiative Rekombination kann mit FAC berechnet werden. Das Ergebnis für die Rekombination in Silizium Ionen ist in Abbildung 1.4 dar-

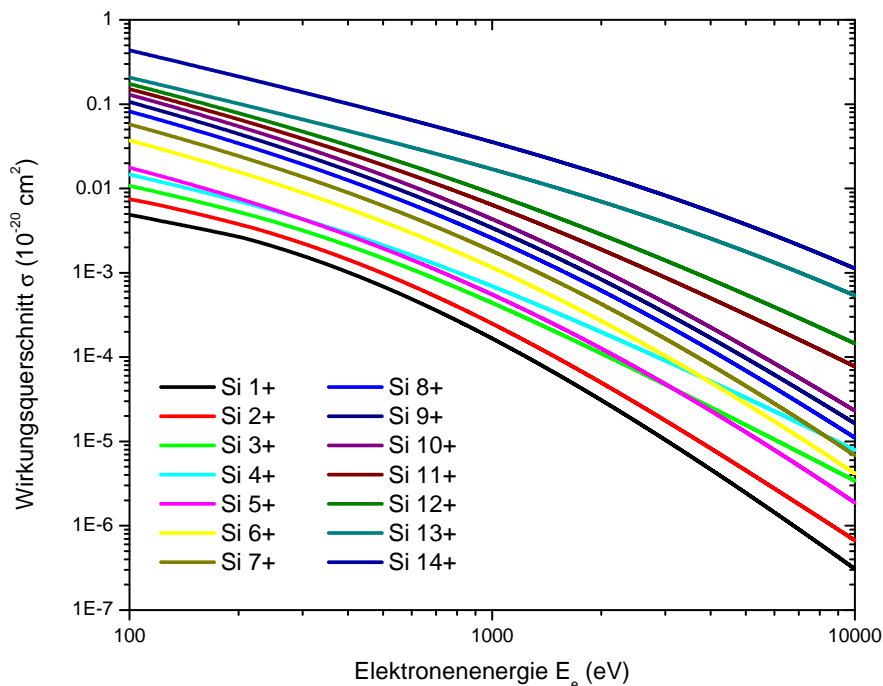
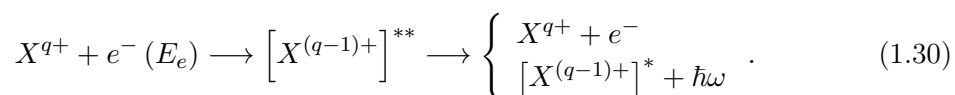


Abbildung 1.4: Ergebnis einer Rechnung der Wirkungsquerschnitte für radiative Rekombination in verschiedene Ladungszustände von Silizium-Ionen [52]. In der Legende ist jeweils das Targetion angegeben.

gestellt. Hier lohnt ein Vergleich mit der Stoßionisation wie in Abbildung 1.5 am Beispiel von Silizium bei Elektronenenergien von 1500 eV gezeigt. Der Ionisationswirkungsquerschnitt übersteigt den Rekombinationswirkungsquerschnitt um mehr als vier Größenordnungen. Erst dies ermöglicht die Produktion hochgeladener Ionen im Labor, beispielsweise mit einer Elektronenstrahl-Ionenfalle. Allerdings ändert sich das Verhältnis bei schwereren Elementen zugunsten der Rekombination bis die Wirkungsquerschnitte im Fall von wasserstoffartigem Uran nahezu gleich sind. Daher stellt die Produktion von hochgeladenen, sehr schweren Ionen mit einer EBIT eine große Herausforderung dar.

1.2.5 Resonante Rekombination

Neben dem nichtresonanten Elektroneneinfang existieren resonante Prozesse, die in zwei Schritten ablaufen. Ein Elektron mit der kinetischen Energie E_e wird in der Hülle eines Ions gebunden und gibt dabei seine Energie an ein weiteres, gebundenes Elektron ab. Es entsteht ein doppelt angeregter Zustand in dem Ion. Dieser verfügt nun über zwei Zerfallskanäle, nämlich



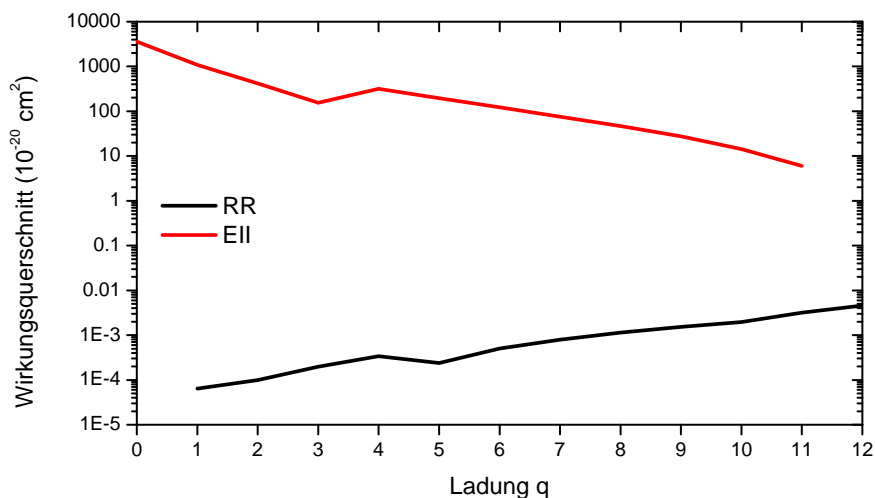


Abbildung 1.5: Vergleich der Wirkungsquerschnitte der Ionisation und Rekombination durch Elektronen in Silizium. Die Wirkungsquerschnitte sind für eine kinetische Energie der Elektronen von 1500 eV berechnet.

Ersterer wird als resonante Elektronenstreuung, zweiterer als dielektronische Rekombination bezeichnet. Wichtig ist bei der Rekombination in den doppelt angeregten Zustand die Energiebilanz, wie Abbildung 1.6 verdeutlicht, denn dieser Prozess ist nur möglich, wenn

$$E_e + I_p = \Delta E. \quad (1.31)$$

Dies stellt die Resonanzbedingung des Prozesses dar. Der doppelt angeregte Zwischenzustand kann autoionisierend unter Aussenden eines Elektrons in den Grundzustand zurückkehren. Bei diesem Prozess ändert sich der Ladungszustand des Ions nicht.

Im zweiten Zerfallskanal, der dielektronischen Rekombination, stabilisiert sich der doppelt angeregte Prozess durch Aussenden eines Photons mit der Energie $\hbar\omega$, die dem Abstand der beteiligten Energieniveaus in dem rekombinierten Ion entspricht. Bei diesem Vorgang handelt es sich um die Zeitumkehrung des Auger-Prozesses. Zu seiner Bezeichnung wird eine Nomenklatur aus drei Buchstaben verwendet, wobei die ersten beiden für die Schalen stehen, zwischen denen das gebundene Elektron bei der Rekombination wechselt und der dritte für die Schale, in die das freie Elektron rekombiniert. Das Beispiel in Abbildung 1.6 zeigt somit eine dielektronische KLL Rekombination.

Zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes der resonanten Rekombination wird 1.30 verallgemeinert dargestellt als

$$|i\rangle + e^-(E_e) \rightarrow |d\rangle \rightarrow |f\rangle + \hbar\omega, \quad (1.32)$$

wobei $|i\rangle$ den Anfangszustand, $|d\rangle$ den doppelt angeregten Zwischenzustand und $|f\rangle$ den

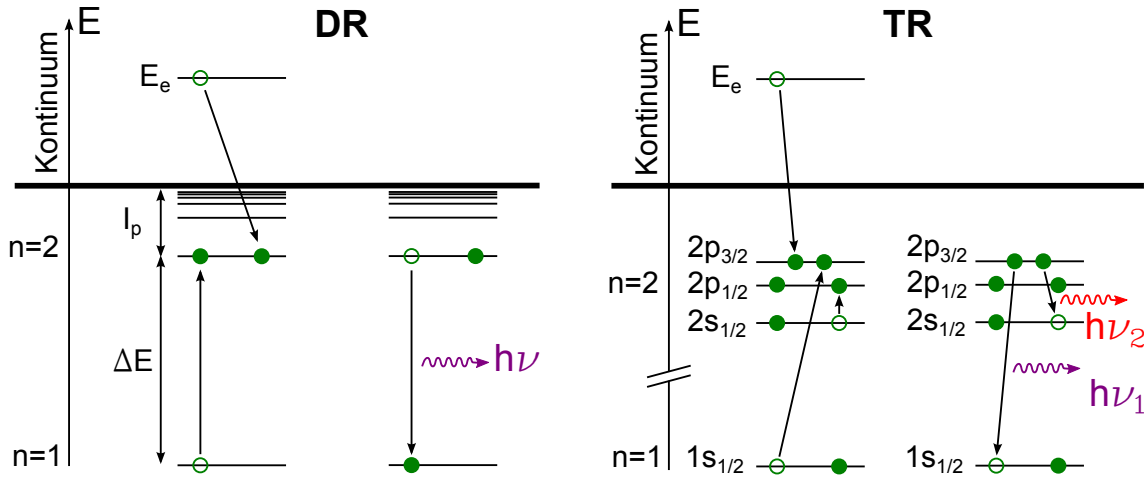


Abbildung 1.6: Schematische Darstellung der resonanten Rekombinationsprozesse. Links ist die dielektronische Rekombination (DR) zwischen K- und L-Schale (KLL), rechts ein Prozess höherer Ordnung mit drei beteiligten Elektronen, die trielektronische Rekombination (TR), gezeigt.

Endzustand des Ions darstellt. Der von der Energie des einfallenden Elektrons E_e abhängige Wirkungsquerschnitt der dielektronischen Rekombination lautet nun

$$\sigma_{DR}(E_e) = \frac{2\pi^2 \hbar^3}{p_e^2} W_c(i \rightarrow d) L(E_e) \omega_d, \quad (1.33)$$

wobei $p_e = \sqrt{E_e^2/c^2 - m_e^2 c^2}$ den Impuls des Elektrons und $W_c(i \rightarrow d)$ die zeitlich normierte Wahrscheinlichkeit des Elektroneneinfangs von $|i\rangle \rightarrow |d\rangle$ darstellt [54]. ω_d ist die Fluoreszenz-Ausbeute, welche sich aus den Breiten der beteiligten Zustände zusammensetzt mit

$$\omega_d = \frac{\Gamma_r}{\Gamma_r + \Gamma_a} = \frac{\Gamma_r}{\Gamma_d}. \quad (1.34)$$

Hierbei ist $\Gamma_d = \hbar/\tau_d$ die totale Breite des doppelt angeregten Zwischenzustandes $|d\rangle$ mit der Lebensdauer τ_d , wobei sich diese, wie oben erläutert, aus dem radiativen Kanal Γ_r und dem autoionisierenden Kanal Γ_a besteht. Die Funktion $L(E_e)$ definiert das Linienprofil der Resonanz anhand der Lorentzfunktion

$$L(E_e) = \frac{\Gamma_d/(2\pi)}{(E_e - E_r)^2 + \Gamma_d^2/4} \quad (1.35)$$

mit der Resonanzenergie $E_r = E_d - E_i$ analog zu Gleichung 1.31 und der Normierung $\int L(E_e) dE_e = 1$. Weiterhin lässt sich durch die zeitliche Umkehrbarkeit der beiden Prozesse die Wahrscheinlichkeit des Elektroneneinfangs $W_c(i \rightarrow d)$ durch die Wahrscheinlichkeit

der Autoionisation $W_a(d \rightarrow i)$ ausdrücken als

$$W_c(i \rightarrow d) = \frac{g_d}{2g_i} W_a(d \rightarrow i) = \frac{g_d}{2g_i} \frac{\Gamma_a(d \rightarrow i)}{\hbar}. \quad (1.36)$$

Hierbei ist der Faktor 2 für das statistische Gewicht des Ausgangszustandes notwendig, um die zwei Spinkonfigurationen im Kontinuum zu berücksichtigen (siehe Gleichung 1.28). Setzt man 1.34, 1.35 und 1.36 in 1.33 ein, so ergibt sich

$$\sigma_{DR}(E_e) = \frac{2\pi^2 \hbar^2}{p_e^2} \frac{g_d}{2g_i} \frac{\Gamma_a(d \rightarrow i) \Gamma_r(d \rightarrow f)}{(E_e - E_r)^2 + \Gamma_d^2/4}. \quad (1.37)$$

Bildet man das Integral über diesen Wirkungsquerschnitt und setzt für die Elektronenenergie E_e die Resonanzenergie E_r ein, ergibt sich für die Resonanzstärke

$$S_{i \rightarrow d \rightarrow f}^{DR} = \int \sigma_{DR}(E_e) dE_e = \frac{2\pi^2 \hbar^2}{p_e^2} \frac{g_d}{2g_i} \frac{\Gamma_a(d \rightarrow i) \Gamma_r(d \rightarrow f)}{\Gamma_d}. \quad (1.38)$$

Diese Größe bietet sich zum Vergleich mit experimentellen Daten an, da sie die Fläche unter einer Resonanz darstellt und somit nach Faltung mit einem experimentellen Linienprofil die aufgenommenen Spektren beschreibt.

Die in Gleichung 1.38 eingehenden Übergangswahrscheinlichkeiten W können mit Fermis Goldener Regel [55]

$$W(i \rightarrow f) = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle f | \hat{H}_{if} | i \rangle \right|^2 \rho \quad (1.39)$$

berechnet werden, wobei hier ρ die Zustandsdichte des Endzustandes $|f\rangle$ und $\left| \langle f | \hat{H}_{if} | i \rangle \right|$ das Übergangsmatrixelement zwischen $|i\rangle$ und $|f\rangle$ mit dem Hamilton-Operator \hat{H}_{if} darstellt.

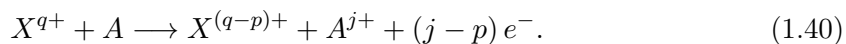
Typische Wirkungsquerschnitte der dielektronischen Rekombination liegen drei bis fünf Größenordnungen über denen der radiativen Rekombination und sind somit maßgeblich für die Ladungsverteilung eines Plasmas, sofern die Resonanzbedingung der Elektronenenergie erfüllt wird. Für He-artiges Silizium liegt der Wirkungsquerschnitt der DR beispielsweise bei $\sigma_{DR}(1330 \text{ eV}) \approx 4 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ während er für die radiative Rekombination $\sigma_{RR}(1330 \text{ eV}) \approx 5 \times 10^{-23} \text{ cm}^2$ beträgt.

Neben dieser resonanten Rekombination existieren Prozesse höherer Ordnung, bei denen mehrere Elektronen der Ionenhülle beteiligt sind. Abbildung 1.6 zeigt die sogenannte trielektronische Rekombination (TR) [19]. In diesem Beispiel rekombiniert ein Elektron in die L-Schale eines B-artigen Ions, wobei seine Energie an ein $1s_{1/2}$ und ein $2s_{1/2}$ Elektron abgegeben wird, welche dann in ein $2p$ -Orbital angeregt werden. Dieser dreifach angeregte Zwischenzustand zerfällt radiativ, unter Aussenden von Photonen mit charakteristischen Energien. Die Resonanzstärken hierfür lassen sich analog zu Gleichung 1.38 berechnen.

Hier spielen jedoch Elektron-Elektron-Wechselwirkungen in der Hülle des Ions eine größere Rolle, so dass zur Beschreibung dieses Prozesses ein theoretisches Verfahren, welches Konfigurationsbeimischungen behandeln kann (z.B. CI oder MCDF), notwendig ist. Ist noch ein viertes Elektron beteiligt, so spricht man schließlich von der quadruelektronischen Rekombination (QR).

1.2.6 Ion-Atom- und Ion-Ion-Stöße

Zum Abschluss der Diskussion über Stoßprozesse in Plasmen werden im Folgenden Stöße zwischen Ionen und Atomen bzw. Ionen und Ionen betrachtet. Trifft ein Ion X^{q+} auf ein Atom A , so kommt es zum Austausch von Elektronen:



Auf diese Weise kann die Interaktion der Ionen mit Atomen die Ladungszustandsbilanz des Plasmas beeinflussen. Den Vorgang des Ladungsaustausches kann man sich anhand des COB (engl.: *Classical-Over-Barrier*) Modells vorstellen [56]. Hier überlagern sich die Potentiale der beiden Stoßpartner A und X^{q+} bei Annäherung, so dass die Coulomb-Barriere mit sinkendem internuklearen Abstand unterdrückt wird, bis Elektronen von A in die Hülle von X^{q+} gelangen. In diesem Zustand bilden die beiden Stoßpartner eine Art molekularen Zustand. Entfernen sie sich wieder, können p Elektronen in der Hülle von X^{q+} verbleiben.

Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses wird nach [57] für einen Stoß mit niedrigen, kinetischen Schwerpunktsenergien und hochgeladenen Ionen durch

$$\sigma^{CX} = 2,6 \times 10^{-13} \cdot \frac{jq}{I_p^2} \text{ cm}^2 \text{ eV}^2 \quad (1.41)$$

abgeschätzt. q ist hierbei der Ladungszustand des Ions, j die Anzahl der transferierten Elektronen und I_j das Ionisationspotential von Elektron j des Atoms A in Elektronenvolt. Am Beispiel eines Stoßes zwischen Si^{12+} und neutralem Si ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von $\sigma^{CX} = 5 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$, welcher die bislang behandelten Wirkungsquerschnitte deutlich übersteigt. So ist es zur Produktion hochgeladener Ionen unabdingbar, die Dichte neutraler Atome in der Ionenfalle zu minimieren. Mehr dazu findet sich bei der Behandlung der Eigenschaften der EBIT in Abschnitt 2.3.2.

Ion-Ion-Stöße zwischen hochgeladenen Ionen führen auf Grund der hohen Coulombabstoßung erst bei sehr hohen Stoßenergien zum Austausch von Ladungen. Bei den Plasmatemperaturen in einer Elektronenstrahl-Ionenfalle spielen sie somit nur für den Energieaustausch der Ionen untereinander eine Rolle. In der Beschreibung der Temperaturdynamik im Inneren der Falle in Abschnitt 2.3.2.4 wird weiter darauf eingegangen.

Kapitel 2

Die neue Elektronenstrahl-Ionenfalle

Dieses Kapitel befasst sich mit der im Rahmen der vorliegenden Arbeit gebauten Elektronenstrahl-Ionenfalle (EBIT) und gibt einen Überblick über den Aufbau und das Funktionsprinzip der neuen Maschine. Das Hauptanliegen, welches ihrem Design zu Grunde liegt, ist eine Erhöhung der erreichbaren Elektronenstromdichte in der Falle und eine damit einhergehende Verringerung der Ladungsbrütungszeiten hochgeladener Ionen. Um dieses Ziel zu verwirklichen ist eine im Vergleich zu den vorherigen, am MPIK gebauten EBITs (HD-EBIT [58], FLASH-EBIT [59], TITAN-EBIT [60]) verbesserte Elektronenkanone nötig. Der übrige Aufbau, also die kryogene Falle, der supraleitende Magnet und der Elektronenkollektor, basiert auf dem Design der FLASH-EBIT und wurde für die Zwecke dieser Maschine weiterentwickelt.

Weiterhin stellt dieses Kapitel die Messapparaturen vor, welche für die in dieser Arbeit präsentierten Messungen an hochgeladenen Silizium-Ionen verwendet wurden. Dies sind zum einen zwei im Extrem-Ultraviolett-Spektralbereich zwischen 1 nm und 30 nm sensitive Gitterspektrometer. Sie ermöglichen neben grundlegenden plasmadiagnostischen Untersuchungen auch eine direkte Abbildung der Ionenwolke, da sie ohne Eintrittsspalt arbeiten. Zum anderen wird für die Messungen der Rekombinationsprozesse ein Siliziumdrift-detektor für Photonenenergien zwischen 1 keV und 35 keV verwendet.

2.1 Produktion und Speicherung hochgeladener Ionen

Für die Produktion hochgeladener Ionen im Labor stehen verschiedene experimentelle Techniken zur Verfügung. Die meisten davon beruhen auf der Ionisation von Atomen durch Stöße mit Elektronen (siehe Abschnitt 2.3.2.5). Hierbei müssen die Elektronen die zur Ionisation eines Hüllenelektrons aus dem Atom oder Ion notwendige Bindungsenergie aufbringen. In der Methode zur Bereitstellung dieser Bindungsenergie unterscheiden sich die verschiedenen Techniken. Im Folgenden werden der Schwerionen-Speicherring, die

Elektron-Zyklotron-Resonanz Ionenquelle (engl.: *Electron Cyclotron Resonance Ion Source*, ECRIS) und die Elektronenstrahl-Ionenquelle/-Ionenfalle (engl.: *Electron Beam Ion Source/Trap*, EBIS bzw. EBIT), vorgestellt.

Für Experimente an hochgeladenen Ionen in Schwerionen-Speicherringen werden niedriggeladene Ionen auf relativistische Geschwindigkeiten von einigen MeV pro Nukleon beschleunigt. Diese werden dann bei der Durchquerung einer stationären Gaszelle oder dünnen *Stripper*-Folie (*Beam-Foil* Technik) durch Stoßionisation hoch ionisiert. Die Ionisationsenergie wird somit, anders als bei den anderen Techniken durch die kinetische Energie der Ionen aufgebracht. Die hochgeladenen Ionen können daraufhin in einem Speicherring gefangen und untersucht werden. Vorteile dieser Methode sind die sehr hohen erreichbaren Ladungszustände aller Elemente sowie die vergleichsweise hohen Ionenströme. Allerdings sind hierfür sehr kostenintensive Beschleunigeranlagen von Nöten, was diese Technik nur im Rahmen von Großprojekten ermöglicht. Beispiele solcher Anlagen, die für atomphysikalische Messungen zur Verfügung stehen, sind der ESR in Darmstadt [61], der TSR in Heidelberg [62], der CRYRING in Stockholm [63, 64] oder ASTRID in Århus [65].

Im Gegensatz zu der Beschleuniger-Technik werden bei der ECRIS und der EBIS/T die Ionen stationär gefangen und Elektronen als Projektile auf die zur Überwindung des Ionisationspotentials notwendige Energie beschleunigt. Die Einkopplung der Energie auf die Elektronen erfolgt im Fall der ECRIS durch Mikrowellenstrahlung von einigen GHz. Diese regt die Projektilelektronen resonant auf Zyklotron-Bahnen in einem inhomogenen Magnetfeld an. Hier treffen sie auf die Targetatome und erzeugen das hochionisierte, heiße Plasma, welches dann aus der ECRIS extrahiert werden kann [66]. Ein Problem dieser Technik ist die breite Energieverteilung der Elektronen, deren niederenergetischer Anteil vorwiegend zur Rekombination und einer damit einhergehenden Limitierung des erreichbaren Ladungszustands führt (mehr dazu in Abschnitt 2.3.2.5 oder [67]).

Bei der EBIS/T wird ein Elektronenstrahl durch eine elektrostatische Potentialdifferenz auf die notwendige Energie beschleunigt und durch ein Magnetfeld auf die Targetatome fokussiert. Das stoßionisierte Plasma hochgeladener Ionen wird im Magnetfeld der EBIS/T und dem Raumladungspotential des Elektronenstrahls gefangen und steht somit zur Extraktion bzw. Untersuchung zur Verfügung. Die Funktionsweise einer EBIT wird in den folgenden Abschnitten genauer erläutert.

In Abbildung 2.1 sind verschiedene Techniken zur Erzeugung hochgeladener Ionen in Hinblick auf Temperatur und Dichte der erzeugten Plasmen dargestellt. Hierbei ist hervorzuheben, dass die dünnen, heißen EBIT- (sowie ECRIS- und EBIS-) Plasmen ähnliche Eigenschaften aufweisen wie die Plasmen der Sonnenkorona oder heißer astrophysikalischer Röntgenquellen. Dies macht EBITs besonders attraktiv als Werkzeug für laborbasierte astrophysikalische Untersuchungen.

Für weiterführende Details zu den verschiedenen, hier nicht weiter behandelten Techniken

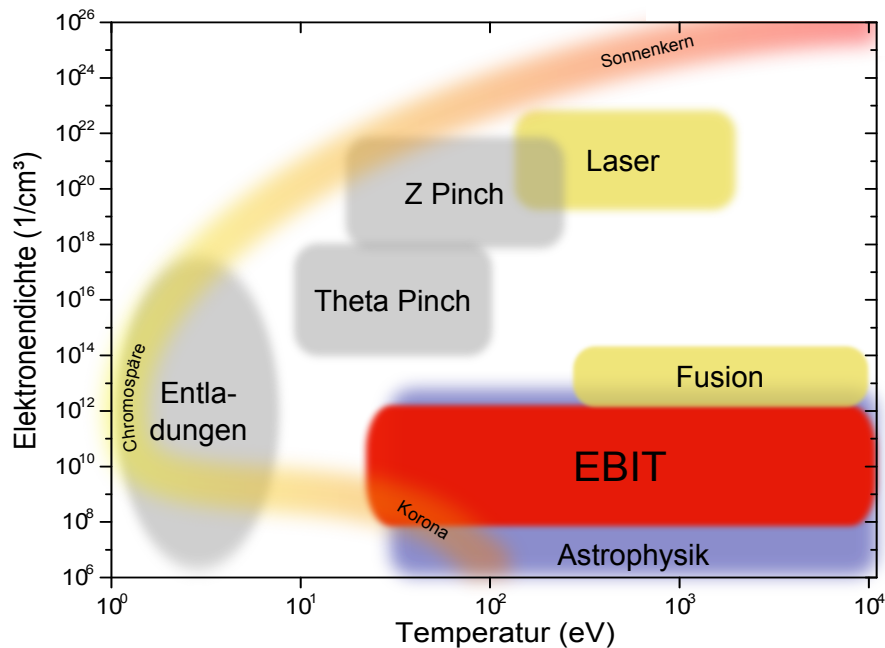


Abbildung 2.1: Übersicht über verschiedene, für spektroskopische Untersuchungen relevante Plasmaquellen in Abhängigkeit von Temperatur und Dichte der erzeugten Plasmen [14,68]. Verschiedene laborbasierte Techniken sind hier zusammengefasst. Neben Plasmen die durch elektrische Überschläge entstehen, sind Pinch Plasmen aufgeführt, bei denen der Elektronenfluss des Überschlages durch ein Magnetfeld geführt wird. Weiterhin sind lasererzeugte und künstliche Fusionsplasmen dargestellt. Zu Vergleichszwecken ist der Bereich, in den die meisten astrophysikalischen sowie solaren Plasmen fallen, aufgezeichnet.

zur Produktion und Speicherung von Ionen sei auf die umfassenden Darstellungen in [69] oder [54] verwiesen.

2.2 Funktionsprinzip einer Elektronenstrahl-Ionenfalle

Die Grundidee, einen intensiven Elektronenstrahl zu nutzen, um Ionen zu erzeugen und zugleich im Raumladungspotential der Elektronen zu fangen, geht auf einen Vorschlag von Plumlee aus dem Jahr 1957 zurück [70]. Umgesetzt wurde diese Idee schließlich im Jahr 1968 mit der Inbetriebnahme der ersten Elektronenstrahl-Ionenquelle (EBIS) durch Donets [71]. Ein Elektronenstrahl wird hier durch ein Magnetfeld, welches von einem langen Solenoiden erzeugt wird, stark komprimiert und trifft in einem durch zylindrische Elektroden begrenzten Volumen auf die Targetatome, um diese zu ionisieren. Die Länge des Fallenvolumens von typischerweise einem Meter erlaubt es, vergleichsweise hohe Ionenströme zu produzieren, führt aber auch zu Instabilitäten des Plasmas. Dem ersten Prototypen folgten bis heute zahlreiche weitere Modelle, deren Entwicklung beispielsweise in [72] nachgelesen werden kann.

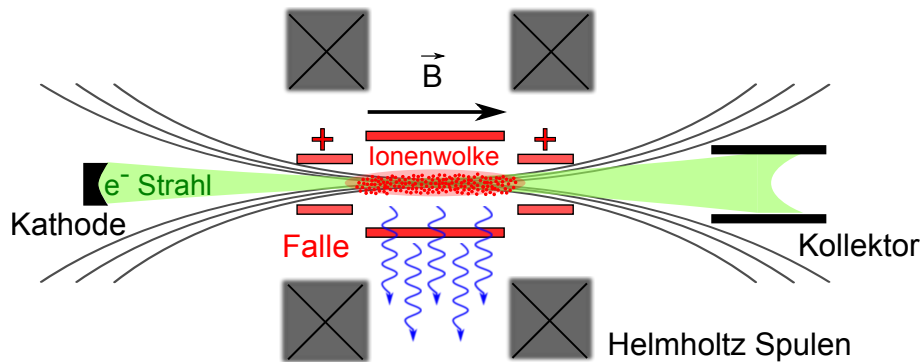


Abbildung 2.2: Skizze des grundlegenden Funktionsprinzips einer EBIT.

Im Jahre 1988 wurde die erste EBIT am *Lawrence Livermore National Laboratory* (LLNL, USA) in Betrieb genommen [13, 73]. In dieser wurde statt eines Solenoiden ein Magnet in Helmholtz-Konfiguration genutzt, was die direkte Beobachtung des Plasmas in der Falle erlaubte. Zudem wurde die Länge des Fallenvolumens auf einige Zentimeter verringert, wodurch die Plasmastabilitäten einer EBIS überwunden wurden und die Produktion extrem hoher Ladungszustände durch evaporative Kühlung ermöglicht wurde (mehr dazu findet sich in Abschnitt 2.3.2.4).

Der Ausbau dieser ersten EBIT zur SuperEBIT [74] erlaubte den Betrieb mit einer Elektronenstrahlenergie von bis zu 200 keV. Dies ermöglichte die Produktion von U^{92+} Ionen, was bis dahin nur der *Beam-Foil* Methode in Schwerionenbeschleunigern vorbehalten gewesen war [75].

In den darauf folgenden Jahren wurden weitere, auf dem Design der SuperEBIT basierende EBITs, in Oxford [76], am NIST [77], in Berlin [78] (mittlerweile in Greifswald als EMAU-EBIT wieder in Betrieb genommen) und Tokyo [79] gebaut. Die Heidelberg-EBIT (HD-EBIT, ursprünglich in Freiburg gebaut [58]) war die erste Hochenergie-EBIT, deren Design einen horizontalen Elektronenstrahl vorsah, was unter anderem zu deutlich verlängerten Laufzeiten durch einen geringeren Verbrauch an flüssigem Helium führte. Weitere EBITs entstanden in den 2000er Jahren in Shanghai [80] und Stockholm [81]. Neben diesen vielseitig einsetzbaren Maschinen werden zunehmend spezialisierte EBITs gebaut. Die FLASH-EBIT des MPIK ist speziell als transportables Experiment für die Fluoreszenz-Laser-Spektroskopie mit hochbrillianten Strahlungsquellen an hochgeladenen Ionen entwickelt worden [59, 82]. Die TITAN-EBIT [60, 83] und die MSU-EBIT [31, 84] dienen zur Ladungsbrütung von kurzlebigen Isotopen für höchst präzise Massenmessungen in Penning-Fallen. Auch geht die Entwicklung hin zu kleinen Maschinen, wie den kommerziell erhältlichen, sehr kompakten Dresden-EBITs [85] oder der als Spektroskopie-Lichtquelle in Tokyo entwickelten CoBIT [86].

In Abbildung 2.2 ist das Funktionsprinzip der EBIT schematisch dargestellt. Der monoener-

getische Elektronenstrahl wird durch eine elektrostatische Potentialdifferenz von der Kathode aus zum Fallenzentrum hin beschleunigt. Hierbei wird er durch das Magnetfeld des Helmholtz-Spulenpaares komprimiert und auf das Fallenzentrum fokussiert, wo er auf die Ionen trifft. Nach dem Verlassen der Fallenregion wird der Elektronenstrahl zum Kollektor geleitet. Die Ionen sind im radialen Potential des Elektronenstrahls sowie dem axialen Potentialtopf der hier rot dargestellten Driftröhren gefangen. Die Helmholtz-Konfiguration des Magneten erlaubt eine direkte Beobachtung der von der Ionenwolke emittierten Strahlung. Die in der EBIT dominanten, physikalischen Prozesse sind in Kapitel 1.2 näher diskutiert.

2.3 Aufbau der neuen EBIT

Dieser Abschnitt stellt die im Rahmen dieser Arbeit neu gebaute Elektronenstrahl-Ionenfalle vor. Sie ist als Hochenergie- und Hochstrom-EBIT ausgelegt und soll flexibel sowohl für spektroskopische Messungen in der Maschine, als auch als Ionenquelle nutzbar sein. Ihre angestrebten Design-Parameter sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst. Hierbei sieht die erste Ausbaustufe eine Inbetriebnahme der Maschine mit einer modifizierten FLASH-EBIT Elektronenkanone vor. Der Betrieb der EBIT mit bis zu 550 mA bei 5 keV Elektronenstrahlenergie wurde im Rahmen dieser Arbeit erreicht. Für die zweite Ausbaustufe ist die Installation der Maschine auf der Hochspannungsplattform der HD-EBIT sowie die Nutzung einer neuen Elektronenkanone (siehe Abschnitt 2.3.1) geplant.

Der Aufbau der neuen EBIT stellt eine Weiterentwicklung der ebenfalls am MPIK gebauten TITAN- und FLASH-EBIT dar. Viele der Komponenten basieren hierbei noch auf ihren Entsprechungen in der HD-EBIT. Diese drei Vorgänger sind detailliert in [87], [59] bzw. [88] beschrieben.

In Abbildung 2.3 ist eine Schnittansicht der neuen EBIT dargestellt. Die Falle sitzt in Vakuumkammern aus unmagnetischem Edelstahl, welche durch eine Kombination verschiedener Pumpentechniken auf einen Druck von unter $5,0 \times 10^{-9}$ mbar evakuiert werden. Das Vakuumsystem kann hierbei in drei Bestandteile aufgeteilt werden, welche jeweils eine der relevanten EBIT Komponenten beinhalten (von links nach rechts in Abbildung 2.3):

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der Design Parameter der neuen EBIT für die erste und zweite Ausbaustufe.

	Stufe 1	Stufe 2
Elektronenstrahl Energie	10 keV	200 keV
Elektronenstrahl Strom	0,5 A	5 A
Magnetische Flussdichte im Fallenzentrum	7 T	
Temperatur Fallenelektroden und Magnet	4 K	

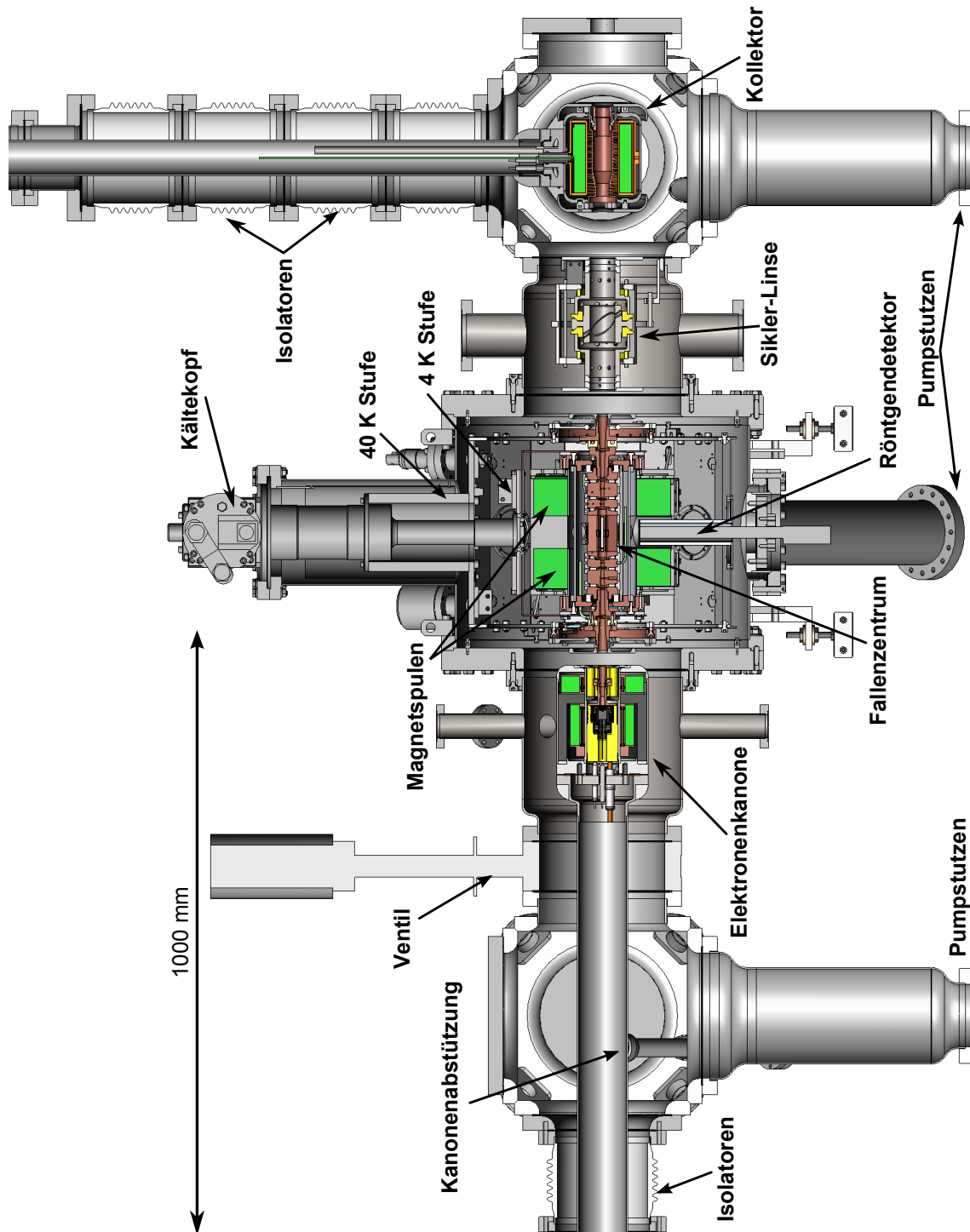


Abbildung 2.3: Schnittansicht des CAD-Modells der EBIT.

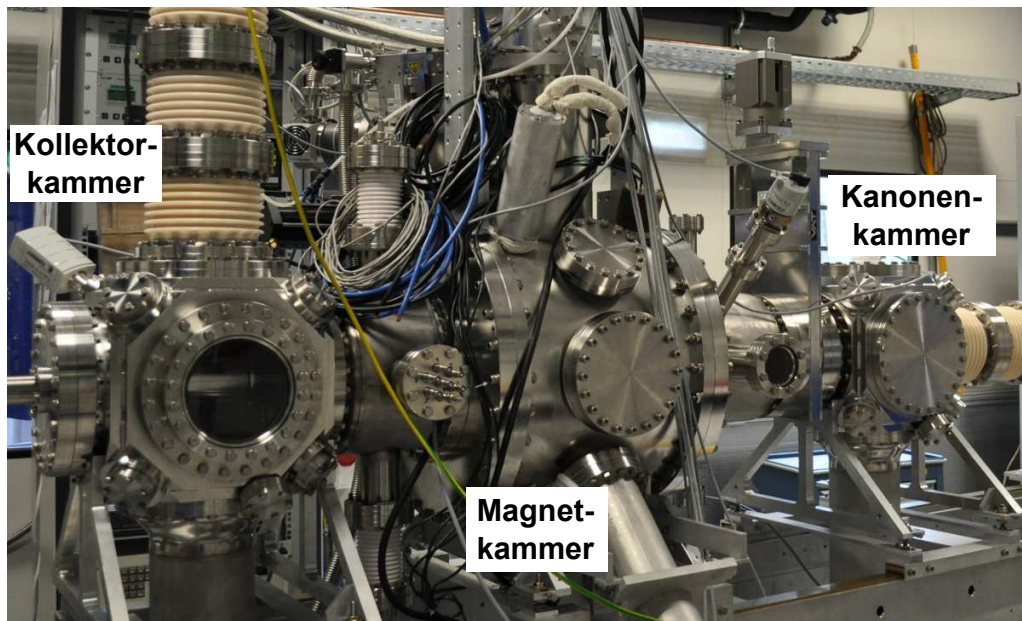


Abbildung 2.4: Fotografie der EBIT. Links ist die Kollektorkammer zu erkennen. Mittig sitzt die zentrale Kammer mit Magnet und Falle, an die rechts schließlich die Kammer der Elektronenkanone anschließt.

- die Elektronenkanone
- der supraleitende Magnet mit der Falle
- der Elektronenkollektor.

Die Elektronenkanone ist auf einem Manipulator montiert, welcher es ermöglicht, sie in eine durch ein Ventil vom Rest der EBIT isolierte Kammer zurück zu ziehen, um stets einen Druck im Bereich von 1×10^{-9} mbar an der Kanone garantieren zu können. Zudem sind sowohl die Kanone als auch der Kollektor von dem Massenpotential isoliert, was ein Hochlegen der Kanone auf bis zu 200 kV gegenüber Masse ermöglicht. Die hierzu notwendige Infrastruktur steht allerdings erst nach dem Einbau der Maschine auf die Hochspannungsplattform der HD-EBIT zur Verfügung.

Die EBIT hat eine Gesamtlänge von 4 m, eine Höhe von 2,5 m, eine Breite von 0,8 m (ohne Detektoren) und ein Gesamtgewicht von 1500 kg. Abbildung 2.4 zeigt zur Veranschaulichung ein Foto der Maschine.

2.3.1 Die Elektronenkanone

Die Elektronenkanone produziert den Elektronenstrahl und stellt damit eine der wichtigsten Komponenten zum Betrieb einer EBIT dar. Sie basiert auf der Pierce-Geometrie [89]. Die Elektronen werden von einer BaW-Dispenser-Kathode mit sphärisch gekrümmter Oberfläche freigesetzt. Diese Kathode besteht aus einem Wolfram-Substrat, in das

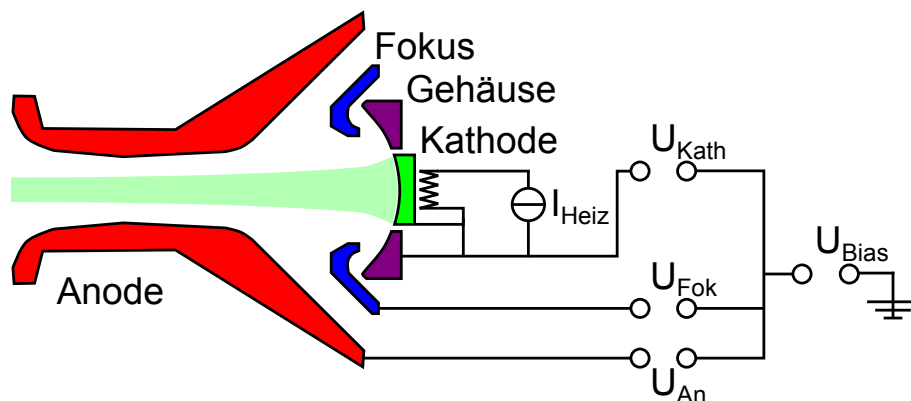


Abbildung 2.5: Skizze der Elektroden in der EBIT-Kanone. Rechts sind die anliegenden Spannungen dargestellt. Die Kathode und das sie umgebende Gehäuse liegen auf dem negativen Potential U_{Kath} , wobei ein Heizstrom I_{Heiz} durch das Filament fließt. Positive Spannungen an Fokus und Anode ziehen die Elektronen von der Kathode ab. Im Betrieb als Hochenergie-EBIT kann die gesamte Kanone auf eine negative Spannung U_{Bias} gelegt werden.

aus einer Barium Schicht Atome hinein diffundieren, welche zu einem Absenken der Austrittsarbeit für Elektronen aus der Kathode führen. Das Kathodenmaterial wird durch ein darunter liegendes Heizfilament auf Temperaturen von 1300 K bis 1500 K aufgeheizt, wodurch die Emission von Elektronen angeregt wird. Zusätzlich dazu werden auch Ba-Atome freigesetzt, welche durch Diffusion aus dem Reservoir ersetzt werden müssen. Das Elektronen-Emissionsverhalten der Kathode ist sehr empfindlich auf Verunreinigungen der Kathodenoberfläche durch O_2 , H_2O , CO_2 oder auch zahlreiche Metalle. Daher ist für den Betrieb einer solchen Kathode ein Ultrahoch-Vakuum unumgänglich [90]. Die hier verwendeten Kathoden wurden von der Firma *Heatwave Labs* hergestellt und existieren in drei verschiedenen Größen, deren Eigenschaften in Tabelle 2.2 zusammengefasst sind.

Die emittierten Elektronen werden mittels zweier weiterer Elektroden, der Anode und dem Fokus, von der auf negativem Potential sitzenden Kathode abgezogen und zu einem Strahl fokussiert (siehe Abbildung 2.5). Dieser Elektronenstrahl wird im Magnetfeld des supraleitenden Magneten in Richtung des Fallenzentrums weiter fokussiert. Für eine optimale Kompression des Strahls ist es erforderlich, die Feldstärke des Magnetfeldes am Ort der

Tabelle 2.2: Die verwendeten BaW-Dispenser-Kathoden. Aufgeführt sind hier neben ihrer Größe die erreichbaren Emissionsströme, die nominellen Heizströme des Filaments, sowie die EBIT des MPIK, an der sie im Einsatz sind.

Durchmesser	max. Emissionsstrom	Heizstrom	verwendet in
3,4 mm	0,5 A	1,3 A	HD-EBIT, FLASH-EBIT
6,35 mm	2 A	2,0 A	Ausbaustufe 1
12,7 mm	5 A	5,4 A	Ausbaustufe 2

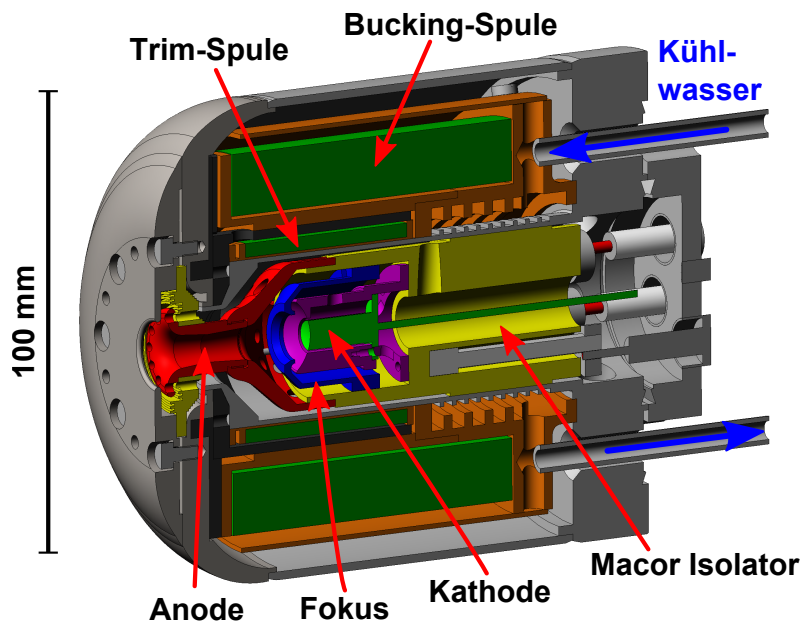


Abbildung 2.6: Zeichnung der modifizierten FLASH-EBIT-Kanone, die in Ausbaustufe 1 zur Verwendung kommt.

Kathode auf Null zu senken (mehr zu der theoretischen Behandlung des Elektronenstrahls folgt im nächsten Abschnitt). Diesen Zweck erfüllt neben einer magnetischen Abschirmung der Kanone durch ein Weicheisen Joch die so genannte Bucking-Spule. Eine weitere Trim-Spule erzeugt ein Magnetfeld im Bereich der Anode, welches den Anschluss an das Magnetfeld der EBIT homogener gestalten soll.

In der ersten Ausbaustufe der neuen EBIT kommt eine modifizierte FLASH-EBIT-Kanone zum Einsatz. Ein Modell dieser Kanone ist in Abbildung 2.6 mit den beschriebenen Elektroden und Spulen dargestellt. Gegenüber der FLASH-EBIT-Kanone verfügt diese über eine größere Anode, welche den Einsatz der 2 A-Kathode mit einem Durchmesser von 6 mm erlaubt. An die Kathode kann in dieser Konfiguration eine Spannung von bis zu -4 kV angelegt werden. Fokus und Anode werden mit maximal 8 kV betrieben. Die Bucking-Spule baut bei maximal 30 A ein magnetisches Feld von bis zu 100 mT auf, während die Trim-Spule bei bis zu 5 A eine Flussdichte von 10 mT erreicht. Die hierbei entstehende Abwärme muss durch eine Wasserkühlung abgeführt werden.

2.3.1.1 Theoretische Behandlung des Elektronenstrahls

Die Bewegung eines zylindrischen Elektronenstrahls in einem homogenen Magnetfeld B lässt sich anhand eines Modells von *Herrmann* theoretisch beschreiben [91]. Hierbei wird der Strahl als ideales optisches System betrachtet, an dessen Ursprung die Elektronen mit einer thermischen (Maxwell'schen) Geschwindigkeitsverteilung entsprechend der Kathodentemperatur T_c starten. Zudem werden Raumladungseffekte und das endliche Magnetfeld

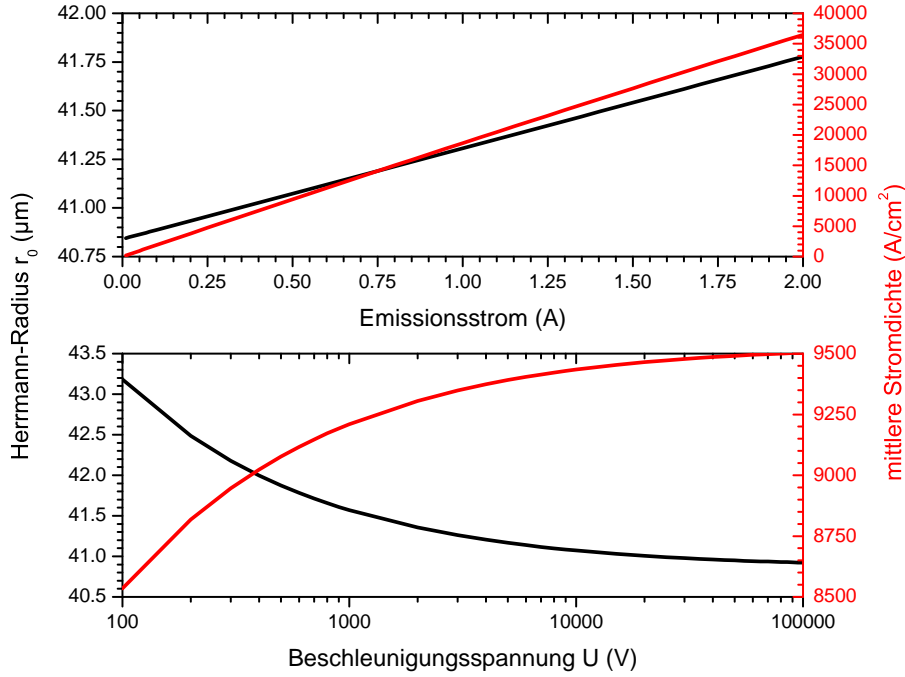


Abbildung 2.7: Herrmann-Radius r_0 (schwarz) und mittlere Stromdichte \bar{j} (rot) in Abhängigkeit von dem Emissionsstrom I und der Potentialdifferenz U zwischen Kathode und Falle. Die Rechnung wurde für die Kathode mit $r_C = 3 \text{ mm}$, $T_C = 1350 \text{ K}$, $B_C = 1 \text{ mT}$, $B = 6,8 \text{ T}$, $I = 500 \text{ mA}$ und $U = 10 \text{ kV}$ durchgeführt.

B_c am Ort der Kathode berücksichtigt. Nach diesem Modell oszillieren die Elektronentrajektorien bei einer Strahlausbreitung in z -Richtung um einen effektiven Gleichgewichtsradius r_0 (gerechnet in Zylinderkoordinaten). Für diesen ergibt sich aus den Bewegungsgleichungen unter Abwesenheit von elektrischen Feldern

$$(\omega_l r_0^2)^2 = A r_0^2 + \frac{2k_B T_c}{m_e} r_c^2 + (\omega_{lc} r_c^2)^2, \quad (2.1)$$

mit

$$A = \frac{eI}{2\pi\epsilon_0 \dot{z}} \quad (2.2)$$

und den Lamor-Frequenzen im Strahl und an der Kathode

$$\omega_l = \frac{eB}{2m_e} \quad \text{und} \quad \omega_{lc} = \frac{eB_c}{2m_e}. \quad (2.3)$$

r_c stellt hier den Radius der Kathode dar, I die Stromstärke des Strahls, \dot{z} seine Geschwindigkeit in z -Richtung, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante, k_B die Boltzmann-Konstante sowie m_e Masse und e Ladung des Elektrons. Die Lamorfrequenz ω_l beschreibt die Rotation des Strahls um seine Achse (welche parallel zu den magnetischen Feldlinien verläuft)

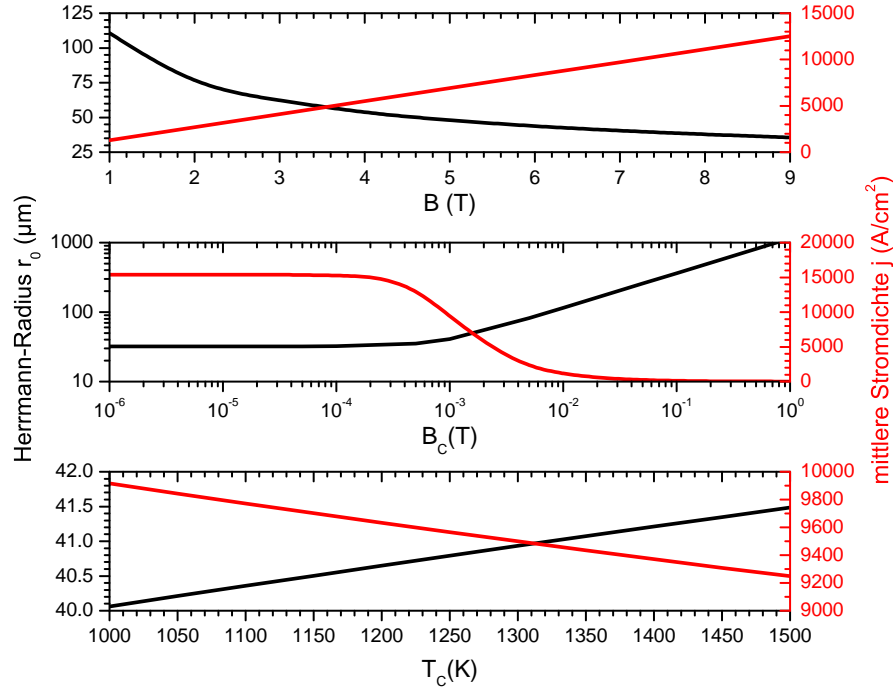


Abbildung 2.8: Herrmann-Radius r_0 (schwarz) und mittlere Stromdichte \bar{j} (rot) in Abhängigkeit von dem EBIT Magnetfeld B , dem Restmagnetfeld an der Kathode B_C sowie der Kathodentemperatur T_C . Die Rechnung wurde für die Kathode mit $r_C = 3$ mm, $T_C = 1350$ K, $B_C = 1$ mT, $B = 6,8$ T, $I = 500$ mA und $U = 10$ kV durchgeführt.

während ω_{lc} den Einfluss des Magnetfeldes an der Kathode darstellt. Die anderen Terme berücksichtigen die Raumladungseinflüsse und die thermische Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen.

Löst man 2.1 nach r_0 auf, so erhält man

$$r_0 = r_B \sqrt{\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{8m_e k_B T_C r_c^2}{e^2 B^2 r_B^4} + \frac{B_c^2 r_c^4}{B^2 r_B^4}}}. \quad (2.4)$$

Der Brillouin-Radius

$$r_B = \sqrt{\frac{m_e I}{\pi \epsilon_0 \dot{z} e B^2}} \quad (2.5)$$

beschreibt hierbei den Fall für $T_C = 0$ und $B_C = 0$, in dem der Elektronenstrahl als laminare Strömung betrachtet wird [92]. Das hochgradig nichtlaminare Verhalten von Elektronenstrahlen in Magnetfeldern sowie die Anwendbarkeit von *Herrmanns* Theorie werden experimentell beispielsweise in [93] und [94] gezeigt.

Die Geschwindigkeit der Elektronen in z -Richtung \dot{z} geht aus der Potentialdifferenz U zwischen der Kathode und dem Fallenzentrum hervor. Sie sollte bei typischen EBIT Betriebsparametern relativistisch betrachtet werden, weil die klassische Beschreibung $\dot{z} =$

$\sqrt{2eU/m_e}$ bereits bei $U = 10 \text{ kV}$ zu einem systematischen Fehler von 1,4% führt [95]. Für die Geschwindigkeit ergibt sich daher mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c

$$\dot{z} = c \sqrt{1 - \left(\frac{Ue}{m_e c^2} + 1 \right)^{-2}}. \quad (2.6)$$

Unter der Annahme eines zylindrischen Elektronenstrahls mit dem effektiven Herrmann-Radius r_0 ergibt sich für die mittlere Stromdichte im Fallenzentrum der EBIT

$$\bar{j} = \frac{I}{\pi r_0^2}, \quad (2.7)$$

und damit für die mittlere Elektronendichte

$$\bar{n} = \frac{\bar{j}}{\dot{z}e} = \frac{I}{\pi \dot{z} e r_0^2}. \quad (2.8)$$

In Abbildung 2.7 ist der theoretische Herrmann-Radius sowie die daraus resultierende Stromdichte in der Falle in Abhängigkeit des Emissionsstroms sowie der Beschleunigungsspannung zwischen Kathode und Falle aufgetragen. Bei der Berechnung der Stromdichte ist darauf zu achten, dass der hier berechnete effektive Elektronenstrahlradius r_0 ein statistisches Konstrukt ist, welches nur etwa 80% der Elektronen enthält.

Für die Maximierung der Ionisationseffizienz in der EBIT ist eine höchstmögliche Stromdichte \bar{j} wünschenswert. Dies ist nach 2.7 durch eine Erhöhung des Emissionsstroms I , sowie durch eine Verringerung des Strahldurchmessers $2r_0$ zu bewerkstelligen. Die Reduzierung des Strahldurchmessers ist, wie in Abbildung 2.8 zu erkennen, zum einen durch eine Erhöhung des Magnetfeldes in der EBIT zu erreichen. Daher verfügt die EBIT über einen supraleitenden Magneten, der im Fallenzentrum Flussdichten von 7 T erreichen kann. Zum anderen führt eine Reduzierung des Restmagnetfeldes an der Kathode auf unter 0,2 mT zu einer Minimierung des Strahldurchmessers. Hierzu dienen die magnetische Abschirmung der Kanone und die Bucking-Spule. Der Einfluss der Kathodentemperatur ist relativ gering. Zudem kann dieser Parameter nur geringfügig modifiziert werden, da die Emissionscharakteristik der Kathode entscheidend von ihrer Temperatur abhängt.

2.3.1.2 Die 5 A-Elektronenkanone

Für die Ausbaustufe 2 der EBIT ist die Nutzung einer neuen 5 A-Elektronenkanone geplant. Diese soll sowohl die 2 A- als auch die 5 A-Kathode zum Einsatz bringen können. Die Kanone wird in Zusammenarbeit mit der *Michigan State University* (MSU) entwickelt, wo sie bereits an dem MSU-EBIS/T-Ladungsbrüter Verwendung findet [96].

Ziel dieser Kanone ist es, durch eine Erhöhung des Elektronenstrahlstromes I die Stromdichte in der Falle zu vergrößern, um damit die Ionisationseffizienz sowie die Ladungsbrü-

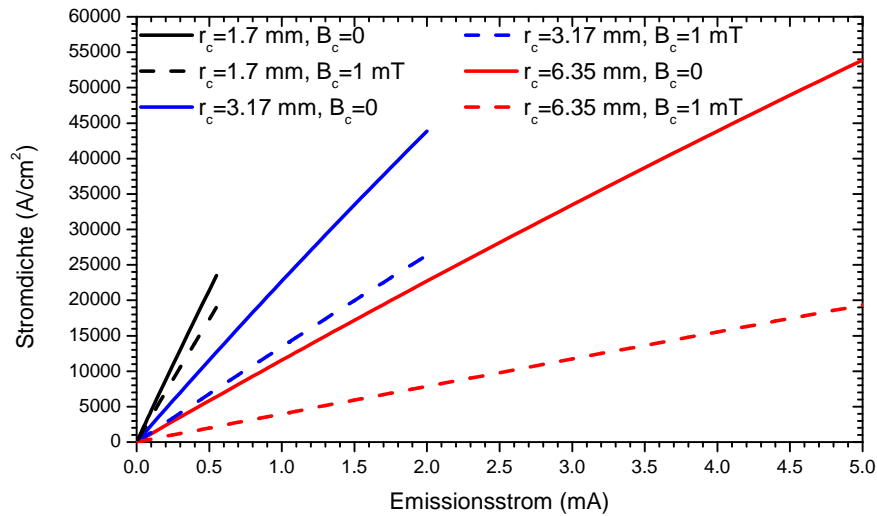


Abbildung 2.9: Mittlere Stromdichte in der Falle in Abhängigkeit von dem Emissionsstrom für die verschieden großen Kathoden. Die Rechnung wurde mit $T_C = 1350$ K, $B = 6,8$ T, $U = 10$ kV und $B_C = 1$ mT (strichliert) sowie $B_C = 0$ mT (durchgezogen) durchgeführt.

tungsgeschwindigkeit (siehe Abschnitt 2.3.2.5) der Maschine zu verbessern. In Abbildung 2.9 ist die aus Gleichung 2.7 ermittelte mittlere Stromdichte in der EBIT gegen den Elektronenstrom für die drei verschieden großen Kathoden aufgetragen. Hier sind die möglichen, erreichbaren Stromdichten ersichtlich. Es wird aber auch klar, dass durch den größeren Radius der Hochstrom-Kathoden der Gewinn an Emissionsstrom teilweise ausgeglichen wird. Vor allem ist bei dem Design der neuen Kanone darauf zu achten, das EBIT-Magnetfeld am Ort der Kathode effektiv auf Null zu reduzieren, da das Restmagnetfeld bei den größeren Kathoden einen stärkeren Einfluss auf den Elektronenstrahlradius besitzt.

Die Herrmann-Radien dieser Rechnung betragen für die Kathoden mit steigender Größe $r_1 = 25$ μm , $r_2 = 40$ μm und $r_3 = 75$ μm . So ist die Erhöhung der Stromdichte durch die Vergrößerung des Herrmann-Radius für die größeren Kathoden limitiert. Allerdings wird die Stromdichte in einem vier bzw. neun mal so großen Volumen im Vergleich zu der kleinen Kathode erreicht, was zu einer entsprechenden Erhöhung der Gesamtzahl der produzierten Ionen führt.

In Abbildung 2.10 ist ein Schnitt durch das 3D-Modell der Kanone zu sehen. Die wichtigsten Komponenten sind markiert. Im Vergleich zur FLASH-EBIT fällt diese Kanone mit einem Außendurchmesser von 150 mm und einer Länge von 220 mm deutlich größer aus. Diese Dimensionen sind zum einen nötig, um dem erhöhten Platzbedarf der Elektroden gerecht zu werden und damit an Anode und Fokus Spannungen von 30 kV bzw. 15 kV zu ermöglichen. Zum anderen besitzt diese Kanone ein 15 mm starkes Weicheisenjoch, sowie eine Bucking-Spule, um die Kathode von dem 7 T-Feld der EBIT abzuschirmen. Die Trim-Spule sorgt wie bei der FLASH-EBIT-Kanone für einen homogenen Anschluss an das EBIT-Magnetfeld,

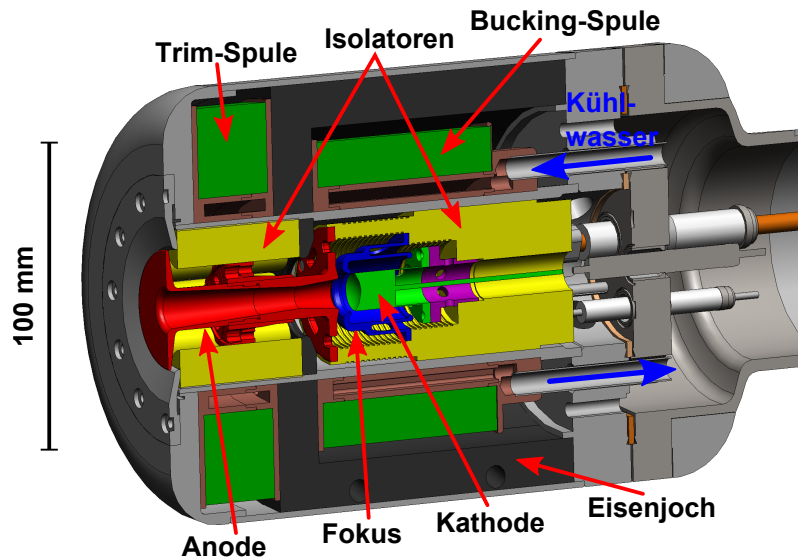


Abbildung 2.10: Schnitt durch das 3D-Modell der 5 A-Elektronenkanone.

fällt hier jedoch ebenfalls größer aus.

2.3.2 Der Magnet und die Falle

2.3.2.1 Kryogener Aufbau

Das Herzstück der EBIT ist die Falle selbst. Sie sitzt im Zentrum der Magnetkammer, im Inneren des supraleitenden Helmholtz-Spulenpaars. Der Magnet wurde von der Firma *Cryogenic Ltd.* speziell für die EBIT angefertigt. Seine Spule besteht aus einem Nb_3Sn -Supraleiter mit einer Sprungtemperatur von 18,3 K. Der Magnet ist ausgelegt für magnetische Flussdichten von bis zu 7,3 T und besitzt eine Induktivität von 11 Henry. Zur Erzeugung eines 7 T Feldes ist ein Strom von 121,9 A (bei 574,4 Gauss/A) durch das Spulenpaar notwendig. Um die Supraleitung sicherzustellen wird der Magnet auf eine Temperatur von 4,2 K gekühlt.

Die Kühlung der EBIT bewerkstelligt ein zweistufiger Kältekopf über die Kompression von Helium nach dem Prinzip des Gifford-McMahon-Kreislaufes [97, 98]. Seine erste Stufe besitzt eine Kühlleistung von 31 W bei einer Temperatur von 40 K, seine zweite Stufe 1 W bei 4,2 K. Der kryogene Aufbau der EBIT basiert auf diesen zwei Stufen. So sind der supraleitende Magnet sowie die Fallenelektroden über Wärmeleiter aus hochreinem Kupfer (99,997 % Reinheit) für eine optimale Wärmeleitung mit der zweiten Stufe verbunden. Um die Temperatur in diesem Bereich auf 4 K zu stabilisieren, muss der Wärmeeintrag der Aussenwelt (300 K) minimiert werden. Da der Aufbau im Ultrahochvakuum sitzt, sind die verbleibenden Mechanismen zum Wärmeeintrag die Wärmeleitung der Aufhängung des

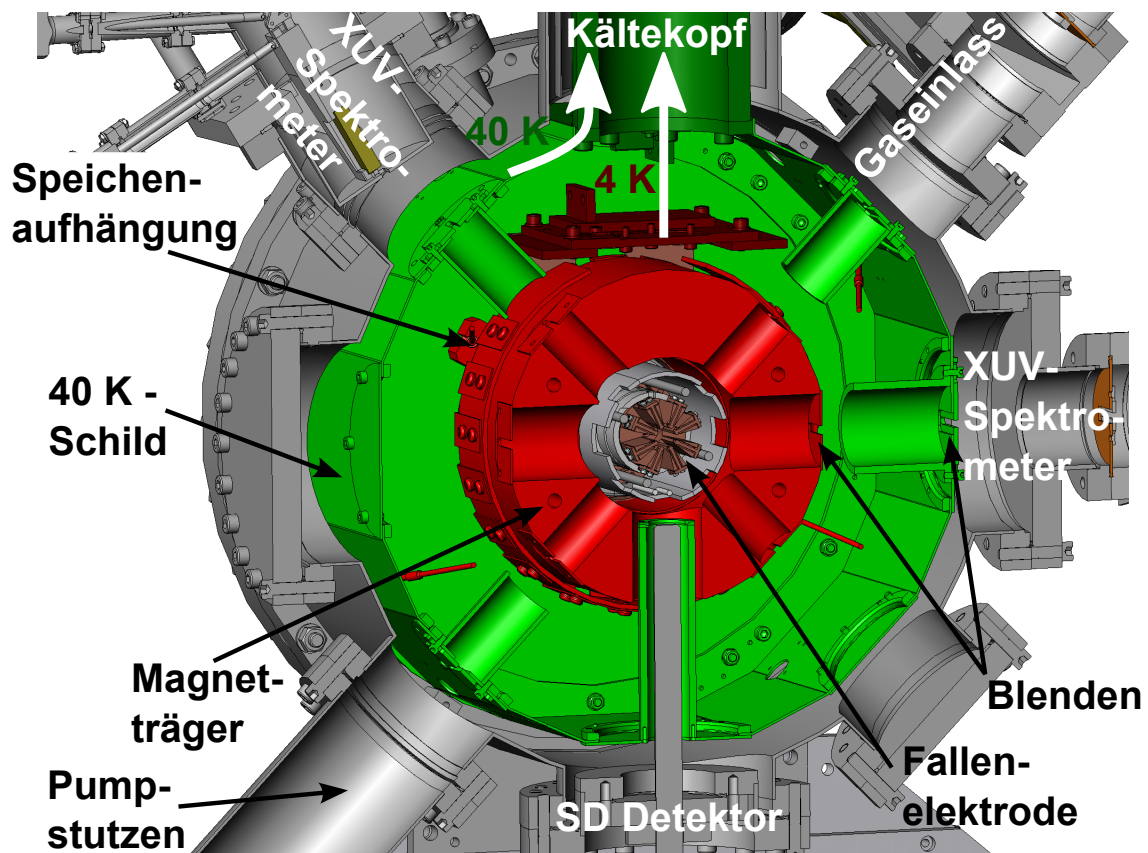


Abbildung 2.11: Schnittansicht der Magnetkammer. Die erste Kryostufe (40 K) ist grün dargestellt, die zweite Stufe (4 K) in rot. Neben dem Magnetträger und dem 40 K-Schild sind die sieben radialen Sichtzugänge zum Fallenzentrum zu erkennen. Die 300 K warmen Edelstahlwände der Vakuumkammer sind in Grau dargestellt. Zu beachten ist auch, dass die 4 K warmen Fallenelektroden nicht eingefärbt sind.

Magnetträgers, die elektrischen Zuleitungen zu den Fallenelektroden und dem Magneten sowie der radiative Wärmeeintrag von den Wänden der Vakuumkammer. Der Magnetträger ist mit langen Titanspeichen im Zentrum der Magnetkammer aufgehängt, um den Wärmeeintrag zu minimieren. Die elektrischen Zuleitungen der Fallenelektroden werden mit 0,5 mm durchmessenden Edelstahlleitungen realisiert.

Die Minimierung des radiativen Wärmeeintrages sowie des Wärmeeintrages durch die Stromzuleitungen des Magneten wird unter Zuhilfenahme der ersten Stufe bewerkstelligt. Hierzu wird der gesamte Magnetaufbau von dem mit der ersten Stufe verbundenen 40 K-Schild aus silberbeschichtetem, hochreinen Kupfer umhüllt. Dieser reflektiert bzw. absorbiert die Wärmestrahlung der 300 K-Kammerwände und verringert somit den Wärmeeintrag auf die 4 K-Stufe. Für die zusätzliche Reduzierung der Strahlungslast auf den 40 K-Schild gibt es ein *floating*-Schild, welches den Strahlungseintrag der 300 K um einen Faktor zwei reduziert. Dieses besteht aus silberbeschichteten Messingblechen, welche ther-

misch isoliert zwischen den Kammerwänden und dem 40 K-Schild aufgehängt sind.

Um die Stromzuführung des Magneten zu ermöglichen, wird ein Hochtemperatur-Supraleiter zwischen erster und zweiter Stufe verwendet. Dieser sorgt für eine thermische Isolation zwischen den Stufen, ermöglicht aber gleichzeitig die Zufuhr hoher Ströme.

In Abbildung 2.11 ist ein Schnitt durch die Magnetkammer der EBIT dargestellt. Der 40 K-Schild zusammen mit der ersten Stufe ist in Grüntönen dargestellt. Rot sind der Magnetträger sowie die zweite Kryostufe. Die EBIT verfügt über sieben radiale Sichtzugänge. Um auch hier den radiativen Wärmeeintrag zu minimieren, sind entlang des Strahlengangs dieser Zugänge Blenden auf dem Magnetträger und dem 40 K-Schild angebracht. Für die Messungen dieser Arbeit sind die sieben radialen Zugänge mit dem Gaseinlass (siehe Abschnitt 2.4.1), zwei XUV-Spektrometern (Abschnitt 2.4.2), einem Siliziumdriftdetektor (Abschnitt 2.4.3) sowie einer Turbomolekularpumpe belegt. Die übrigen zwei Zugänge sind für zukünftige Erweiterungen frei.

Die Ankopplung der Falle an die 4 K-Stufe hat entscheidende Vorteile bezüglich des Vakuums in der EBIT. Restgasmoleküle frieren an den kalten Oberflächen fest, was den Druck im Fallenbereich auf unter 10^{-11} mbar reduziert und durch die damit einhergehende Unterdrückung von Ladungsaustauschprozessen die Produktion hochgeladener Ionen effizienter gestaltet (siehe Abschnitt 2.3.2.5).

2.3.2.2 Der Aufbau der Falle

Die Anordnung der Fallenelektroden, der so genannten *Drift-Röhren* ist in Abbildung 2.12 dargestellt. Sie sind bis auf die im Folgenden erläuterte Details baugleich mit denen der FLASH-EBIT, welche in [59] detailliert beschrieben werden.

Insgesamt werden neun Drift-Röhren verwendet: die zentrale Fallenelektrode mit einem Durchmesser von 14 mm und einer Länge von 100 mm, sowie auf Kanonen- und Kollektor-Seite je vier weitere Elektroden, deren Durchmesser von 5 mm am Eingang von G1 bzw. C1 konisch auf 14 mm am Ausgang von GT und CT anwächst. Die Gesamtlänge der Fallenelektroden-Anordnung beträgt 383 mm. Die Elektroden werden, mit Ausnahme von GT und CT, von der 4 K-Stufe des Kältekopfes gekühlt. Sie bestehen aus thermisch und elektrisch gut leitendem, sauerstoff-freien Kupfer (OFHC, engl.: *Oxygen-free high thermal conductivity*) und sind durch ebenfalls thermisch hervorragend leitenden, aber elektrisch isolierenden Saphir-Ringen voneinander getrennt. Im Gegensatz zu den Elektroden der FLASH-EBIT sind diese vergoldet, was die Oberfläche der Elektroden vor Oxidation schützt und somit einen homogenen Potentialverlauf in der Falle garantiert.

Die Äußeren Elektroden GT und CT sind mit der 40 K-Stufe verbunden und von den übrigen Drift-Röhren durch einen schlecht wärmeleitenden Isolator thermisch getrennt. Diese Konstruktion dient dazu, den radiativen Wärmeeintrag auf den 4 K-Bereich zu minimieren. Die Drift-Röhren sind von einem geerdeten Hochspannungs-Schild aus Aluminium (in Abb.

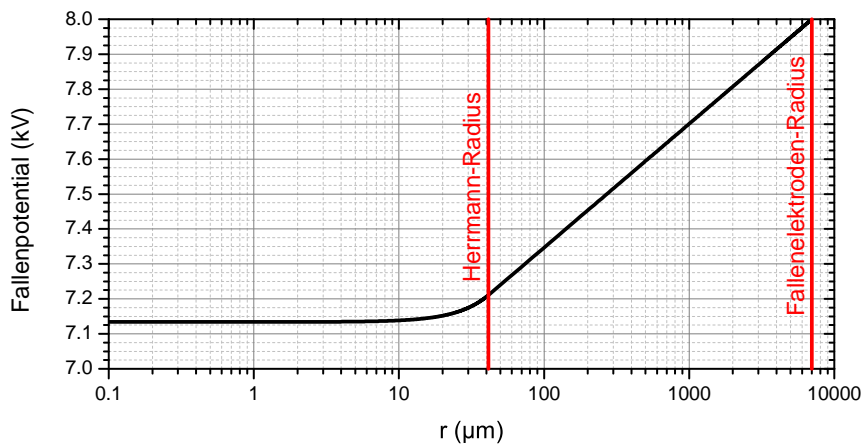


Abbildung 2.13: Potentialverlauf im Inneren der Fallenelektrode bei einem Elektronenstrahl mit $I = 0,5$ A, einer Elektronenenergie von 10 keV und einer Spannung von $U_{dt} = 8$ kV an der Fallenelektrode. Die übrigen Parameter für die Berechnung des Herrmann-Radius sind: $r_c = 3,17$ mm, $B_c = 1$ mT, $T_c = 1350$ K und $B = 6,8$ T.

Elektronenstrahlachse

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{Ir}{2\pi\epsilon_0vr_0^2} \frac{\mathbf{r}}{r} \quad \text{für } 0 \leq r < r_0, \quad (2.10)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{I}{2\pi\epsilon_0vr} \frac{\mathbf{r}}{r} \quad \text{für } r_0 \leq r \leq r_{dt} \quad (2.11)$$

mit dem Elektronenstrom I , der Elektronengeschwindigkeit v sowie $|\mathbf{r}| = r$. Aus

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\nabla\Phi(\mathbf{r}) \quad (2.12)$$

erhält man das Potential im Inneren der Falle. Bei der Integration müssen die Randbedingungen $\Phi(r_{dt}) = U_{dt}$ sowie $\Phi_{<}(r_0) = \Phi_{>}(r_0)$ beachtet werden. Es ergibt sich für das radiale Potential

$$\Phi_{<}(r \leq r_0) = \frac{I}{2\pi\epsilon_0v} \left(\frac{r^2}{2r_0^2} - \frac{1}{2} + \ln\left(\frac{r_0}{r_{dt}}\right) \right), \quad (2.13)$$

$$\Phi_{>}(r \geq r_0) = \frac{I}{2\pi\epsilon_0v} \ln\left(\frac{r}{r_{dt}}\right). \quad (2.14)$$

Verwendet man für den Radius r_0 des Elektronenstrahls den in Gleichung 2.4 berechneten Herrmann-Radius, so erhält man den in Abbildung 2.13 dargestellten, radialen Verlauf. Hieraus ist ersichtlich, dass das Potential am Herrmann-Radius bereits um 1,2 % von dem in der Mitte des Strahles abweicht. Dies führt zu einer Verbreiterung der Energieverteilung des Elektronenstrahls.

In der Betrachtung des axialen Potentialverlaufs (in z -Richtung) kommen die unterschied-

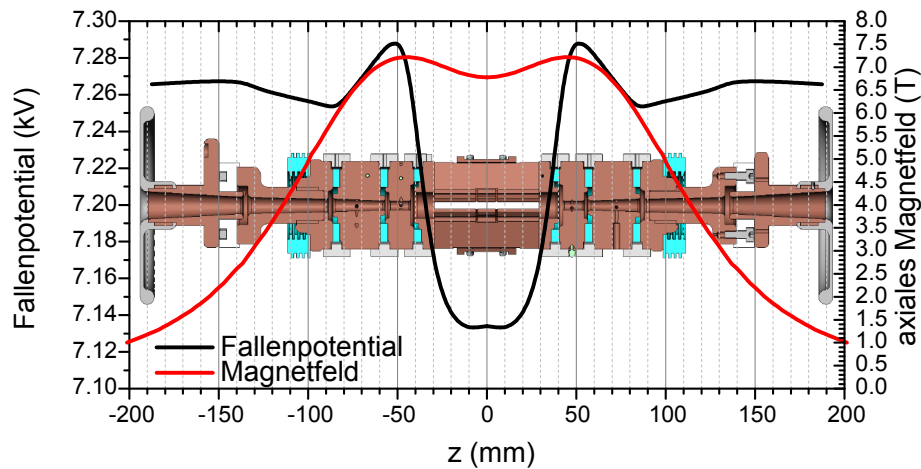


Abbildung 2.14: Potentialverlauf entlang der Fallenachse (schwarz). In rot ist der Verlauf der axialen, magnetischen Flussdichte aufgetragen. Im Hintergrund ist ein Querschnitt durch die Fallenelektroden dargestellt. Die Rechnung wurde für die gleichen Parameter wie in Abbildung 2.13 durchgeführt.

lichen Radien der einzelnen Fallenelektroden zum Tragen. So entsteht allein durch ihre Differenz bei Anlegen der selben Hochspannung an alle Drift-Röhren ein Fallenpotential in der zentralen Elektrode. Dies ist in Abbildung 2.14 dargestellt. Hierfür wird Gleichung 2.13 für $r = 0$ an verschiedenen Orten z mit den jeweiligen Elektrodenradien r_{dt} gelöst. Zusätzlich wird der Herrmann-Radius für das Magnetfeld am Ort z berechnet, wobei der Verlauf der magnetischen Flussdichte in rot dargestellt ist. In dieser Rechnung beträgt der Elektronenstrom $I = 0,5$ A bei einer kinetischen Energie von 10 keV und einer Spannung von $U_{dt} = 8$ kV. Die resultierende Falltiefe beträgt bei diesen EBIT Parametern 140 V. All diese Betrachtungen berücksichtigen nur die Raumladung des Elektronenstrahls in der Falle. Im Betrieb der EBIT befinden sich jedoch hochgeladene Ionen im Fallenzentrum, deren positive Ladung einen Teil der negativen Raumladung des Elektronenstrahls ausgleicht. Für diese Kompensation des Raumladungspotentials wird der Faktor

$$f = \frac{\sum_q n_q q}{n_e} \quad (2.15)$$

mit der Dichte n_q der Ionen im Ladungszustand q und der Elektronendichte n_e eingeführt. Dieser ist theoretisch schwer zu bestimmen, da die tatsächliche Zahl der Ionen im Ladungszustand q in der EBIT von sehr vielen Faktoren wie der Falltiefe, den Eigenschaften des Elektronenstrahls, der Zahl der zu ionisierenden Atome sowie dem Restgasdruck und der Einfangzeit abhängt. Er kann jedoch experimentell, beispielsweise anhand von schmalen, wohl bekannten Resonanzen, wie sie bei der dielektronischen Rekombination auftreten, ermittelt werden (siehe dazu Kapitel 3).

Unter Berücksichtigung dieser Raumladungseffekte kann nun die effektive Energie des Elek-

tronenstrahls berechnet werden. Die Elektronen starten an der auf der negativen Spannung U_{Kath} liegenden Kathode und werden zu der auf der Spannung U_{dt} liegenden zentralen Driftröhre beschleunigt. Sollten die Kanone und der Kollektor auf die Spannung U_{Bias} gelegt sein, muss diese ebenfalls berücksichtigt werden. Die Elektronen durchqueren also insgesamt eine Potentialdifferenz $U_{Total} = U_{dt} - U_{Bias} - U_{Kath}$ und man erhält daraus die effektive Elektronenstrahl-Energie

$$E_e = e(U_{Total} - (1 - f)\Phi_{<}(0)). \quad (2.16)$$

2.3.2.4 Temperaturdynamik in der Falle

Die Temperaturverteilung der gefangenen Ionen lässt sich auf Basis einer Maxwell'schen Energieverteilung beschreiben, wobei hier jeder Ionensorte i eine eigene Temperatur T_i zugeordnet wird. Dies wird verständlich, wenn man die Zeitskalen der beteiligten Prozesse in der EBIT betrachtet: die Bewegung der Ionen in dem Fallenvolumen spielt sich innerhalb von 10 ns bis 100 ns ab, während die den Ladungszustand modifizierenden Vorgänge (Elektronenstoß-Ionisation und -Rekombination, siehe Abschnitt 1.2) abhängig vom Ladungszustand in μ s bis s von statten gehen [99]. Die Prozesse, welche die Temperaturdynamik der Ionen bestimmen sind daher die Aufheizung durch den Elektronenstrahl, die Energieverteilung durch Ion-Ion-Stöße und die evaporative Kühlung.

Der Elektronenstrahl führt den Ionen über die weitreichende Coulomb-Wechselwirkung thermische Energie zu. Für die daraus resultierende Aufheizrate gilt nach [100]

$$\frac{d}{dt} (n_i k_B T_i) \propto f_i \frac{q_i^2 n_i j_e}{m_i v_e} \ln \Lambda_i. \quad (2.17)$$

Die Aufheizrate steigt für höhere Ladungszustände q_i (mit der Masse m_i und Dichte n_i der jeweiligen Ionensorte) oder höheren Elektronenstromdichten j_e (mit der Geschwindigkeit v_e). Der Faktor $\ln(\Lambda_i)$ steht für den Coulomb-Logarithmus, welcher die Elektron-Ion-Stoßparameter beschreibt. Die Bewegung der Ionen in der Falle kann dazu führen, dass ein Teil der Ionen den Bereich des Elektronenstrahls verlässt und somit nicht weiter von ihm geheizt wird. Dieses beschreibt der Überlappfaktor f_i zwischen Ionen und Elektronenstrahl. Der Energieaustausch der Ionen untereinander läuft über Ion-Ion-Stöße in der Falle ab, wobei die Stoßrate zwischen den Ionensorten i und j beschrieben wird durch

$$\nu_{ij} \propto n_j \frac{q_i^2 q_j^2}{m_i} \left(\frac{m_i}{k_B T_i} \right)^{3/2} \ln \Lambda_{ij}. \quad (2.18)$$

Hier steht $\ln(\Lambda_{ij})$ für den Coulomb-Logarithmus der Ion-Ion-Stöße [101]. Stöße der Ionen untereinander finden danach auf Zeitskalen von Mikrosekunden statt. Durch die $q_i^2 q_j^2$ Abhängigkeit wird die Thermalisierung der hohen Ladungszustände untereinander bevorzugt.

Der dritte, sehr wichtige Mechanismus ist die evaporative Kühlung. Hierbei ist durch den Verlauf des Fallenpotentials sowie den Gradienten des Magnetfeldes ein radiales Entkommen der Ionen gegenüber dem axialen Verlassen der Falle stark unterdrückt. Da heiße Ionen durch ihre erhöhte kinetische Energie bevorzugt das Fallenpotential überwinden, kommt es durch ihr Entkommen zu einer effektiven Kühlung des Ionen-Ensembles. Die Kühlrate ist abhängig von der in Abschnitt 2.3.2.5 berechneten Verlustrate dn_i/dt mit dem Zusammenhang

$$\frac{d}{dt}(n_i k_B T_i) = \left(\frac{2}{3} n_i \nu_i e^{-\omega_i} - \frac{dn_i}{dt} \right) k_B T_i. \quad (2.19)$$

Hier beträgt $\nu_i = \sum_j \nu_{ij}$ die totale Stoßrate der Ionensorte i . Der Einfluss der axialen Fallentiefe U_{tr} wird durch

$$\omega_i = \frac{eq_i U_{tr}}{k_B T_i} \quad (2.20)$$

berücksichtigt.

Diese evaporative Kühlung stellt das wichtigste Mittel zur Kontrolle der Iontemperatur dar, weil die axiale Fallentiefe und damit die Kühlrate durch die Spannung an den Drift-Röhren G1 und C1 direkt kontrolliert werden kann. Erst diese Kühlmethode ermöglicht die Produktion der höchsten Ladungszustände schwerer Ionen, da nur so ihre starke Aufheizung und das daraus resultierende Verlassen der Falle verhindert werden kann. Eine Injektion einer zweiten, deutlich leichteren Ionensorte verstärkt den Effekt der evaporativen Kühlung noch weiter, da hier die leichten, schwächer gebundenen Ionen thermische Energie aus der Falle entfernen und so eine lange Speicherung hochgeladener, schwerer Ionen erlauben [75, 102].

Neben diesen Prozessen spielen weitere Vorgänge für die Temperaturdynamik der Falle eine untergeordnete Rolle. Hier ist zum einen die Aufheizung durch Ionisation zu nennen. Diese entsteht, wenn ein Ion an einem bestimmten Potential entsteht und ihm dann bei Durchqueren einer Potentialdifferenz im Inneren der Falle Energie zugeführt wird [103]. Zum anderen kommt es bei einer Änderung des Volumens der Ionenwolke zu einer Änderung ihrer Temperatur [104]. Dies ist vor allem im magnetischen Fallenmodus direkt nach Abschalten des Elektronenstrahls von Interesse [105].

2.3.2.5 Modellierung der Ladungszustandsverteilung in der Falle

Zur Modellierung der Ladungszustandsverteilung des EBIT-Plasmas müssen die in Abschnitt 1.2 behandelten, ladungsändernden Prozesse berücksichtigt werden. Diese sind in Abbildung 2.15 zusammenfassend dargestellt, wobei hier nur Prozesse durch Elektronenstoß beachtet werden, da die Interaktion der Ionen mit dem Elektronenstrahl gegenüber Photoionisationsprozessen dominiert.

Die Anzahl an Ionen X^{q+} in einem Ladungszustand q sei als N_q bezeichnet. Der verfügbare

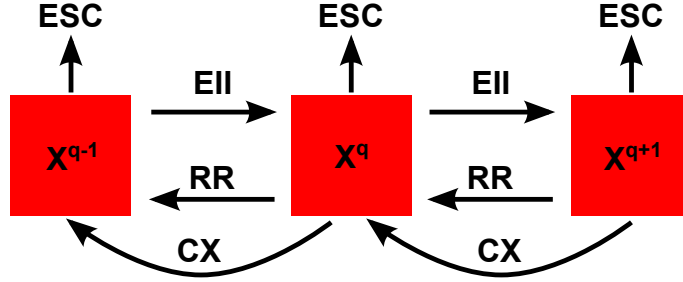


Abbildung 2.15: Zusammenfassung der Elektronenstoßprozesse, welche für die Ladungszustandsentwicklung eines Plasmas wie es in der EBIT auftritt dominant sind. Dies sind die Elektronenstoß Ionisation (EII), die radiative Rekombination (RR), der Ladungsaustausch (CX) und das Verlassen des Plasmas durch einzelne Ionen (ESC).

Ionisationskanal ist die Elektronenstoß-Ionisation, während die radiative Rekombination den Ladungszustand verringert. Die folgenden Betrachtungen gehen davon aus, dass die Elektronenenergie keine Resonanzbedingung erfüllt, resonante Rekombinationen also keine Rolle spielen. Die Populationsänderung lässt sich dann durch

$$\frac{dN_q}{dt} = \frac{j_e}{e} N_i f_i(r_e, r_i) \sigma^{RR/EII} \quad (2.21)$$

ausdrücken. Hier ist j_e die Stromdichte des Elektronenstrahls, σ der Wirkungsquerschnitt der Stoßionisation bzw. Rekombination und $f_i(r_e, r_i)$ ein Überlappfaktor, welcher berücksichtigt, dass sich nicht alle Ionen durchgehend im Elektronenstrahl aufhalten. Dieser Faktor hängt von der räumlichen Ausdehnung des Elektronenstrahls sowie der Größe des Bereichs ab, in dem sich die Ionen mit der Ladung i aufhalten.

Eine weitere Möglichkeit zur Verringerung des Ladungszustandes ist Ladungsaustausch mit Atomen, die entweder als Restgas in der Falle auftreten, oder durch das Injektionssystem in die Falle gelangt sind und noch nicht ionisiert wurden. Ihr Einfluss auf die Ladungsbilanz beträgt

$$\frac{dN_q}{dt} = N_0 N_q \sigma_q^{CX} \bar{v}_q, \quad (2.22)$$

wobei hier \bar{v}_q die mittlere Geschwindigkeit der Ionen, σ_q^{CX} den Wirkungsquerschnitt des Ladungsaustausches (siehe Abschnitt 1.2.6) und N_0 die Zahl neutraler Atome darstellt. Für den Ladungsaustausch wird kein Überlappfaktor berücksichtigt, da anzunehmen ist, dass die neutralen Stoßpartner gleichmäßig in der Falle verteilt sind.

Die Ionen haben zudem die Möglichkeit die Falle, angeregt durch Ion-Ion-Stöße, primär in axialer Richtung zu verlassen. Die Verlustrate ergibt sich nach [100] zu

$$\frac{dN_q}{dt} = N_q \nu_q \left(\frac{e^{-\omega_q}}{\omega_q} - \sqrt{\omega_q} (\operatorname{erf}(\omega_q) - 1) \right) = N_q R_q^{ESC}, \quad (2.23)$$

mit der totalen Ion-Ion-Stoßrate $\nu_i = \sum_j \nu_{ij}$ (siehe Gleichung 2.18) und dem in Gleichung

2.20 angegebenen Einfluss der axialen Falltiefe ω_q .

Kombiniert man all diese Einflüsse ergibt sich für die Population N_q der Ionen im Ladungszustand q die Ratengleichung

$$\begin{aligned} \frac{dN_q}{dt} = \frac{j_e}{e} & (N_{q-1}\sigma_{q-1}^{EII}(E_e) f_{q-1} + N_{q+1}\sigma_{q+1}^{RR}(E_e) f_{q+1} - N_q(\sigma_q^{EII} + \sigma_q^{RR}) f_q) \\ & + N_0 (N_{q+1}\sigma_{q+1}^{CX}\bar{v}_{q+1} - N_q\sigma_q^{CX}\bar{v}_q) - N_q R_q^{ESC}. \end{aligned} \quad (2.24)$$

Unter Nutzung einer Anfangsdichte N_0 kann diese Ratengleichung numerisch gelöst werden, wobei hierzu auch die Temperaturdynamik der Falle berücksichtigt werden muss. Die Temperatur der Ionen beeinflusst offensichtlich die Verlustrate und die Ladungsaustauschraten, da die Geschwindigkeit der Ionen hier direkt eingeht. Sie wirkt sich aber auch auf die übrigen Prozesse aus, da die Ausdehnung der Ionenwolke und damit der Überlappfaktor von der Temperatur der Ionen abhängen.

Vernachlässigt man die Rekombination, da ihr Wirkungsquerschnitt für niedrige Ladungszustände um Größenordnungen unter dem der Ionisation liegt, sowie die anderen beiden ladungsverringernenden Prozesse, so ist eine grobe Abschätzung der Zeit, die bis zum Auftreten eines Ladungszustandes q vergeht, mit

$$t_q = \frac{e}{j_e} \sum_{i=1}^q \frac{1}{\sigma_i^{EII}(E_e)} \quad (2.25)$$

möglich [106]. Diese kann jedoch nur als untere Grenze direkt nach dem Füllen der Falle genutzt werden, da in einem realistischen Szenario die Aufheizung der Ionen und die damit verbundenen Verluste sowie die Ausdehnung der Falle schnell eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielen. Dennoch ist hier ersichtlich, dass eine Steigerung der Elektronenstromdichte zu kürzeren Ladungsbrütungszeiten führt.

2.3.2.6 Die Oktupol-Elektroden

Die zentrale Fallenelektrode ist in ihrer Mitte in acht weitere, 10 mm lange, radial angeordnete Segmente unterteilt, welche in Abbildung 2.16 rot dargestellt sind und im Folgenden als Oktupol-Elektroden bezeichnet werden. Diese Elektroden sollen den Betrieb der EBIT als Penning-Falle ermöglichen.

In einer Penning-Falle, deren Funktionsprinzip auf einem Vorschlag des holländischen Physikers F. M. Penning beruht [107], bewegen sich geladene Teilchen in einem homogenen Magnetfeld auf Kreisbahnen mit der Zyklotronfrequenz

$$\omega_c = \frac{q}{m} B \quad (2.26)$$

proportional zu dem Verhältnis aus ihrer Ladung und Masse q/m sowie dem Magnetfeld B .

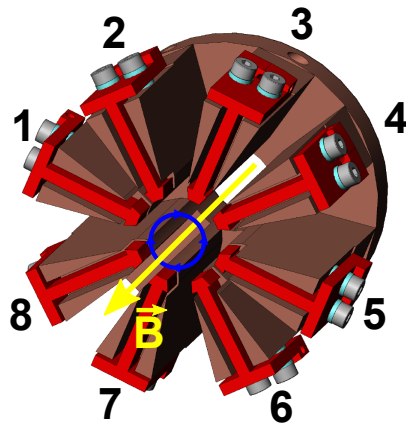


Abbildung 2.16: Schnitt durch die zentrale Fallenelektrode senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes. Hier sind die acht Oktupol-Elektroden rot dargestellt. Sie sind durch Saphir-Isolatoren für Potentialdifferenzen von bis zu 1 kV von der Fallenelektrode getrennt.

Diese Bewegung hindert die Teilchen am Verlassen der Falle in radialer Richtung. Legt man nun mittels dreier Elektroden (typischerweise eine Ringelektrode um das Fallenzentrum und zwei Endkappen) ein elektrisches Quadrupolfeld an, werden die Teilchen auch in axialer Richtung gefangen. Eine Segmentierung der Ringelektrode erlaubt nun sowohl die Anregung als auch die Messung der Zyklotronfrequenz eines geladenen Teilchens in der Falle.

Diese Technik erlaubt die extrem Präzise q/m -Bestimmung der gefangenen Teilchen. So wurden Messungen an Elektronen zur Bestimmung des Landé-Faktors mit einer Genauigkeit von 10^{-13} ermöglicht [108,109]. Hochpräzise Massenmessungen an Ionen liefern genaue Tests physikalischer Theorien wie der Quantenelektrodynamik oder dem Standardmodell und können zur Neudefinition physikalischer Einheiten herangezogen werden [110].

In der EBIT sind derartig präzise Messungen nicht möglich, da die Fallengeometrie nicht dafür ausgelegt wurde. Trotzdem lässt sich Massenspektroskopie an hochgeladenen Ionen betreiben. Hierzu muss der Elektronenstrahl ausgeschaltet werden und die EBIT im so genannten magnetischen Fallenmodus (engl. *magnetic trapping mode*) [111] betrieben werden. Hochgeladenen Ionen werden dabei in der Zeit t_{etm} produziert, bis der Elektronenstrahl ausgeschaltet wird. Danach verweilen die Ionen auf Zyklotron-Bahnen, da das Magnetfeld sie, wie in einer Penning-Falle, am Verlassen des Fallenvolumens hindert. Unter Verwendung der Oktupol-Elektroden kann Massenspektroskopie an den gefangenen, hochgeladenen Ionen durchgeführt werden. Weitere Anwendungen des magnetischen Fallenmodus [112] sind Messungen von Lebensdauern [113,114], Ladungsaustausch [115,116] oder Laser-Spektroskopie [117,118].

Zur Massenbestimmung der Ionen kommt die nicht-destruktive Technik der Fourier-Transformations-Ionen-Zyklotron-Resonanz (FT-ICR, engl.: *Fourier Transform - Ion Cyclotron Resonance*) Spektroskopie zum Einsatz [119]. Hierbei werden die Oktupol-Elektroden ver-

wendet, um eine Radiofrequenz in die Falle einzukoppeln. Diese Radiofrequenz wird in einem Intervall um die erwartete Zyklotron-Frequenz ω_c für eine Zeit t_{ex} durchgestimmt. Die durch die angeregten Ionen influenzierte Bildladung kann nun auf den Oktupol-Elektroden gemessen und nach einer Fourier-Transformation in ein q/m sensitives Frequenzspektrum umgerechnet werden. Hierbei ist jedoch zu beachten, dass die Bewegung der Ionen durch die angelegten, elektrischen Felder beeinflusst wird. Die Bewegungsgleichung der Ionen in der Überlagerung aus dem statischen Magnetfeld $\mathbf{B} = B_0 \mathbf{e}_z$ in z -Richtung und dem elektrischen Quadrupolfeld lautet

$$m\omega^2 r = qB_0\omega r - \frac{qU_{tr}\alpha}{d^2}r. \quad (2.27)$$

Hierbei steht m für die Masse und q für die Ladung des Ions, d für den Abstand der Endkappen-Elektroden, U_{tr} für die daran anliegende Spannung und α für einen fallengeometrieabhängigen Parameter. Löst man diese Gleichung, erhält man drei Frequenzen, welche die Bewegung der Ionen auf drei überlagerten, fundamentalen Bahnen beschreiben. Dies sind die modifizierte Zyklotronfrequenz

$$\omega_+ = \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2 - \frac{\omega_z^2}{2}}, \quad (2.28)$$

die Magnetron-Frequenz

$$\omega_- = \frac{\omega_c}{2} - \sqrt{\left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2 - \frac{\omega_z^2}{2}}, \quad (2.29)$$

und die axiale Frequenz

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2qU_{tr}\alpha}{md^2}}. \quad (2.30)$$

Die Zyklotron-Frequenz aus 2.26 lässt sich nun ausdrücken als

$$\omega_c = \sqrt{\omega_+^2 + \omega_-^2 + \omega_z^2}. \quad (2.31)$$

Für eine detaillierte Herleitung dieser Formeln sei beispielsweise auf [120] verwiesen. All diese Bewegungsmodi können durch entsprechende Radiofrequenzen angeregt und detektiert werden. Hierbei ist für die Zwecke der EBIT eine Breitband-Anregung über einen Frequenzbereich von 100 kHz bis einige MHz notwendig, um die verschiedenen Ladungszustände in der Falle anzuregen. Eine solche Massenspektroskopie-Messung an hochgeladenen Ionen in einer EBIT wurde in [121] vorgeschlagen und gelang erstmals an der Livermore-EBIT [122, 123]. Eine weitere Anwendung der Zyklotron-Resonanz-Anregung wurde in der TITAN-EBIT bei eingeschaltetem Elektronenstrahl demonstriert [60]. Hier gelang es, Verunreinigungen des Plasmas durch Ionen anderer Elemente selektiv zu entfernen. Hierzu wird diesen Ionen kinetische Energie durch Anregung der Zyklotronbewegung zugeführt,

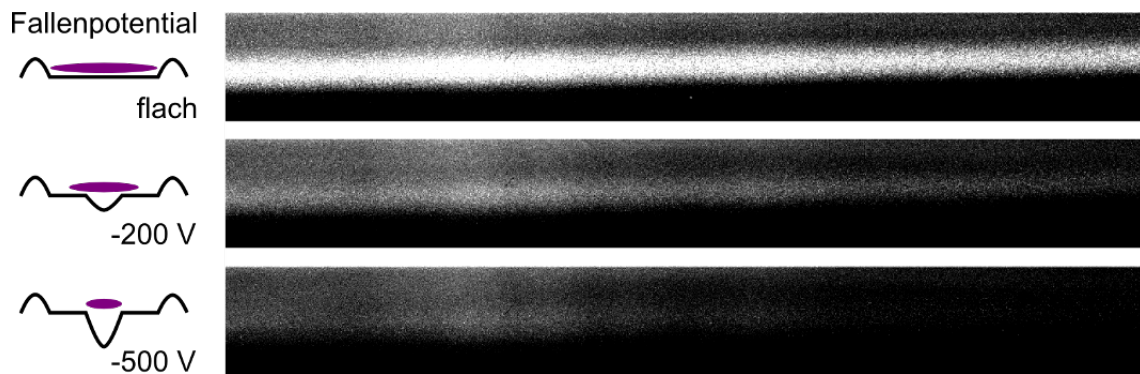


Abbildung 2.17: Abbildung der Ionenwolke bei eingeschaltetem Elektronenstrahl für drei verschiedene Potentialdifferenzen zwischen Fallen- und Oktupol-Elektroden. Links ist der schematische Potentialverlauf dargestellt. Die Aufnahmen wurden mit dem Extreme-Ultraviolett Spektrometer in nullter Ordnung des Gitters gemacht.

bis sie das Fallenpotential verlassen können. Die Oktupol-Elektroden der neuen EBIT (in Abbildung 2.18 fotografiert) decken, im Gegensatz zu denen der TITAN-EBIT, nicht die gesamte Fallenregion ab, sondern nur die zentralen 10 mm, in denen das Magnetfeld seine höchste Homogenität besitzt. Sie generieren einen Potentialtopf, welcher es ermöglicht, die axiale Ausdehnung der Ionenwolke auf diesen innersten Bereich zu reduzieren. In der Nomenklatur der Penning-Falle würde hierbei die zentrale Fallenelektrode die Rolle der Endkappen übernehmen, während die Oktupol-Elektroden die Ringelektrode darstellen. In Abbildung 2.17 sind Aufnahmen der Ionenwolke bei drei verschiedenen Potentialdifferenzen zwischen Oktupol- und Fallenelektrode sowie der zugehörige schematische Potentialverlauf dargestellt. Eine Verkürzung der Ionenwolke sowie eine Verringerung der Zahl der gefangenen Ionen ist erkennbar. Sind die Ionen im Potential der Oktupol-Elektroden gefangen, kann eine Radiofrequenz zur Massenseparation an diese angelegt werden.

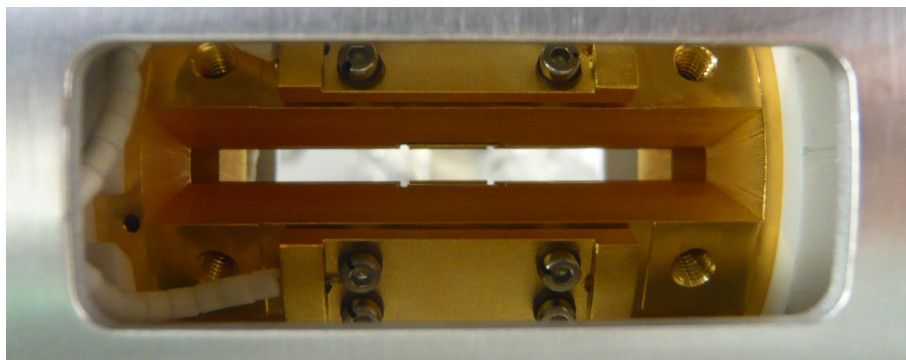


Abbildung 2.18: Fotografie der zentralen Fallenelektrode, betrachtet durch den 90°-Sichtschlitz des HV-Schildes. Es sind zwei der insgesamt acht auf die Fallenelektrode montierten Oktupol-Elektroden zu erkennen.

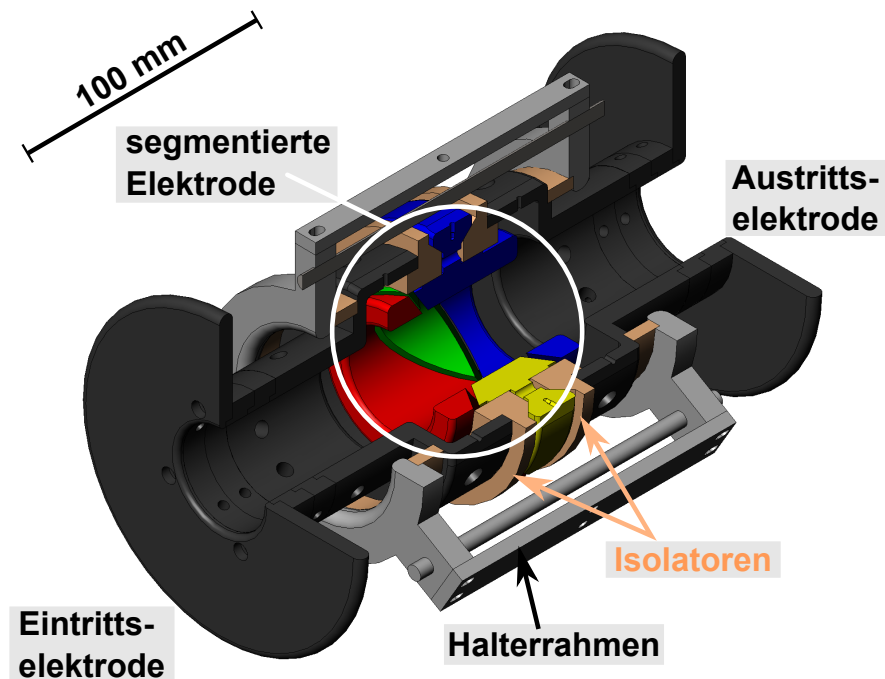


Abbildung 2.19: Schnittansicht des CAD-Modells der *Sikler*-Linse zwischen Falle und Kollektor. Die zentrale, vierfach segmentierte Elektrode ist in Blau, Grün, Rot und Gelb dargestellt. Die dunkelgrauen Ein- und Austrittselektroden sind isoliert zur zentralen Elektrode und zur Masse des Halterrahmens aufgehängt.

2.3.3 Die elektrostatische Linse zwischen Falle und Kollektor

Zwischen den Fallenelektroden und dem Kollektor befindet sich eine elektrostatische Linse zur präzisen Führung von Ionen- und Elektronenstrahl zum Kollektor. Diese Linse basiert auf dem Funktionsprinzip einer Einzellinse (siehe beispielsweise [124]), besitzt aber eine vierfach geteilte, zentrale Elektrode. Diese so genannte *Sikler*-Linse [125] ermöglicht es, Strahlen geladener Teilchen nicht nur zu fokussieren, sondern auch in beide Raumrichtungen orthogonal zu ihrer Bewegungsrichtung abzulenken. Ein 3D-Modell der *Sikler*-Linse ist in Abbildung 2.19 dargestellt.

Tabelle 2.3: Zusammenfassung der wichtigsten Eigenschaften der *Sikler*-Linse zwischen Falle und Kollektor.

Innendurchmesser der Elektroden	40 mm
Gesamtlänge der Linse	216 mm
Länge der zentralen Elektrode (segmentiert)	60 mm
maximale Potentialdifferenz zwischen zentraler und äußerer Elektrode	8 kV
maximale Potentialdifferenz zwischen zwei benachbarten Segmenten	2 kV

Im Betrieb wird die zentrale, segmentierte Elektrode auf eine positive Hochspannung gegenüber den äußeren Elektroden gelegt, was zu einer Fokussierung geladener Teilchen in den Bereich des Kollektors führt. Zusätzlich dazu können die Spannungen an den einzelnen Segmenten variiert werden, wodurch diese als Ablenkplatten fungieren. Die dunkelgrau dargestellten Ein- und Austrittselektroden liegen im Normalbetrieb auf dem Massenpotential der EBIT. Durch ihre isolierte Aufhängung ist es jedoch auch möglich, sie einzeln auf Hochspannungen zu legen. Zudem erlaubt ihre modulare Konstruktion es, die Elektroden zu verlängern oder durch ein isolierendes Zwischenstück eine weitere Elektrode (vorwiegend in Richtung des Kollektors) einzubauen. Die wichtigsten Dimensionen und Betriebsparameter dieser *Sikler*-Linse sind in Tabelle 2.3 zusammengefasst. Für eine tiefer gehende Behandlung der Eigenschaften einer *Sikler*-Linse sei auf [87], [126] oder [115] verwiesen.

2.3.4 Der Elektronen-Kollektor

Nach Durchqueren der *Sikler*-Linse wird der Elektronenstrahl aufgeweitet, die Elektronen treffen auf den Kollektor und werden dort aus der EBIT entfernt. Sie besitzen dabei typischerweise eine kinetische Energie von $eU_{Kath} = 2 \text{ keV}$. Bei einem maximal möglichen Elektronenstrom von 5 A ergibt sich eine Leistung von 10 kW, die als Wärme in der Kollektorelektrode freigesetzt wird. Der Kollektor muss in der Lage sein, diese Leistung durch effiziente Kühlung abzuführen.

Ein Querschnitt des Kollektors ist in Abbildung 2.20 dargestellt. Die zylinderförmige Kollektorelektrode aus OFHC-Kupfer besitzt eine möglichst große Oberfläche, um den Leistungseintrag der Elektronen zu verteilen und wird direkt von dem Kühlwasser zur Wärmeabfuhr umströmt. Weiterhin verfügt der Kollektor über eine Magnetspule, welche das Feld des supraleitenden Magneten ausgleicht und so für eine starke Defokussierung des Elektronenstrahls sorgt. Diese Spule wird ebenfalls durch den Wasserkreislauf gekühlt und kann dadurch mit Strömen von bis zu 30 A bei 15 V betrieben werden, wobei sie magnetische Flussdichten im Inneren des Kollektors von 120 mT erreicht.

Am Eingang des Kollektors befindet sich die Suppressor-Elektrode. Eine Minimierung des auf sie treffenden Elektronenstroms dient der Optimierung der EBIT-Betriebsparameter, da er ein Maß für die Ausrichtung des Strahles ist. Die Extraktorelektrode liegt auf einer negativen Spannung, welche immer einen größeren Betrag haben muss als U_{Kath} , um zu verhindern, dass die Elektronen die EBIT durch den Kollektor verlassen. Front- und Backshield dienen zur Optimierung der Elektronenstrahleigenschaften.

Die zylinderförmige Konstruktion des Kollektors erlaubt es weiterhin, Ionen durch diesen hindurch aus der EBIT zu extrahieren und sie somit als Ionenquelle zu verwenden.

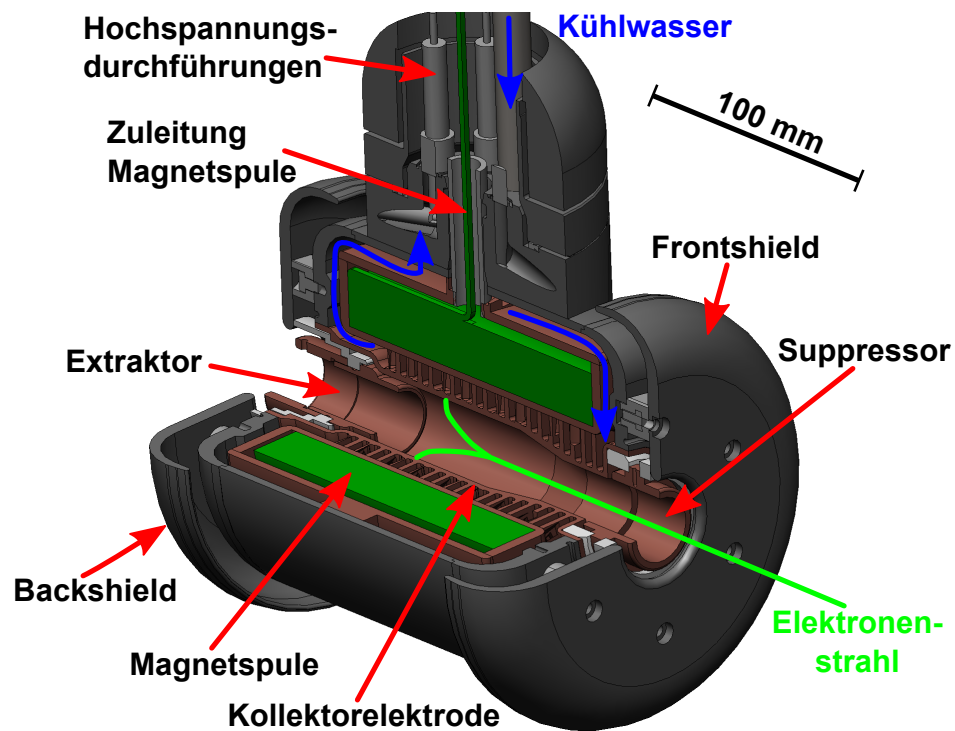


Abbildung 2.20: Schnittansicht durch das 3D-Modell des Kollektors.

2.4 Injektions- und Detektionssysteme

Der Aufbau der Magnetkammer erlaubt den Zugang zum Fallenzentrum über die sieben, radial angeordneten Anschlüsse sowie den axialen Eingang durch den Kollektor. Die radialen Zugänge sind aus der Sicht der Kanone im Uhrzeigersinn wie folgt belegt:

- Gasinjektionssystem
- Extrem-Ultraviolett Spektrometer (XUV)
- frei
- *Silicon-Drift*-Röntgendetektor
- Turbomolekularpumpe
- frei im Rahmen dieser Arbeit, mittlerweile magnetisches Mikrokalorimeter (MMC)
- *Soft-X-Ray* Spektrometer.

In Abbildung 2.21 ist diese Zusammenstellung schematisch aufgezeigt. Der axiale Zugang wird durch eine Laser-Ablations-Ionenquelle belegt. Ein mögliches Extraktionssystem ist erst in einer späteren Ausbauphase vorgesehen. Die hier aufgezählten Apparaturen werden im Folgenden beschrieben.

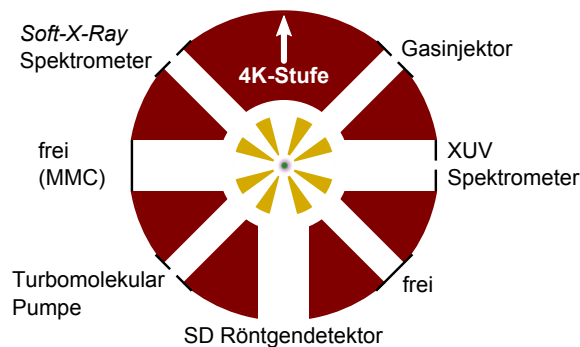


Abbildung 2.21: Schema der Belegung der sieben radialen Fallenzugänge aus der Sicht der Kanone. Der Zugang links ist für die Messungen dieser Arbeit frei, wird aber mittlerweile von einem magnetischen Mikrokalorimeter (MMC) belegt. Zusätzlich sind die Blenden an dem 4K-Magnetformer eingezeichnet. (Zeichnung nicht maßstabgetreu).

2.4.1 Die Injektionssysteme

2.4.1.1 Der Gasinjektor

Die erfolgreichste Technik zur Bereitstellung der zu ionisierenden Targetatome ist die Injektion von Molekülen in ihrer Gasphase. Hierzu dient der in Abbildung 2.22 dargestellte Gasinjektor. Er besteht aus einer Düse und einem zwei-stufigen, differentiellen Pumpsystem. Die zwei Stufen sind von einer 1 mm × 10 mm großen Blende voneinander getrennt und werden jeweils mit einer 801/min-Turbomolekularpumpe gepumpt. Eine weitere Blende sitzt zwischen der zweiten Stufe und dem EBIT-Vakuum, welches zusätzlich durch ein Ventil abgetrennt werden kann. An dem 40 K-Schild und dem 4 K-Magnetträger befinden sich weitere Blenden. Dieses System erzeugt einen das Fallenvolumen überlagernden Atomstrahl unter minimaler Belastung des EBIT Vakuums. Auf der gegenüber liegenden Seite der Falle sitzen zwei weitere Blenden, welche der Strahl vor dem Auftreffen auf die 3001/min-Turbomolekularpumpe durchquert.

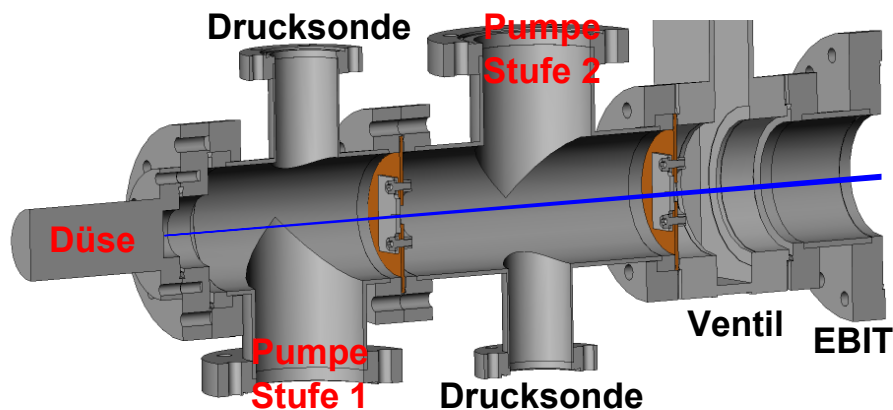


Abbildung 2.22: Schnittansicht des Gasinjektionssystems.

Bei einem Druck von $p = 10^{-4}$ mbar und der Raumtemperatur von $T = 300$ K in der ersten Stufe beträgt die mittlere freie Weglänge der injizierten Moleküle bereits

$$\Lambda = \frac{1}{n_0 \sigma} = \frac{k_B T}{p \sigma} \approx 13 \text{ m}, \quad (2.32)$$

was die Länge des Gasinjektors bei weitem übersteigt (σ stellt hier den Wirkungsquerschnitt für den Stoß zweier Moleküle dar, n_0 die Teilchendichte hinter der Düse). So spielen Kollisionen zwischen den Gasmolekülen keine Rolle und ihre Trajektorien können ballistisch betrachtet werden. Nur Moleküle in einem bestimmten Impuls-Raum gelangen durch sämtliche Blenden in das Innere der Falle, die übrigen treffen auf die Wände der Vakuumkammer und gelangen schlussendlich in die Pumpen.

Aus der geometrischen Anordnung der Blenden des Gasinjektors ergibt sich für die Teilchendichte des Atomstrahls im Fallenzentrum

$$n = 10^{-5} \cdot n_0. \quad (2.33)$$

Bei einem typischen Druck von 5×10^{-8} mbar in der ersten Stufe des Injektors (im Folgenden als Injektionsdruck bezeichnet) ergibt sich somit eine Targetdichte von $2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Für die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen an Silizium wird Monosilan (SiH_4) durch das Gasinjektionssystem in die EBIT eingelassen. Trifft der Elektronenstrahl auf die Monosilan-Moleküle, so werden diese sofort dissoziiert und die Protonen verlassen die Falle, während die Silizium-Ionen gefangen und weiter ionisiert werden. Im Umgang mit dem gasförmigen Monosilan ist zu beachten, dass dies ein pyrophores Molekül ist; es entzündet sich selbst sowie es in Kontakt mit Sauerstoff gerät. Daher werden für das Experiment nur geringe Mengen am Gasinjektor installiert und es wird sichergestellt, dass kein Sauerstoff in das System gerät.

2.4.1.2 Die Laser-Ablations-Ionenquelle

Findet sich keine chemische Verbindung des gesuchten Targetatoms, die über einen ausreichend niedrigen Dampfdruck verfügt um über den Gaseinlass injiziert zu werden, so muss eine andere Injektionsmethode verwendet werden. Hierzu steht eine Laser-Ablations-Ionenquelle zur Verfügung. Diese wurde ursprünglich für die HD-EBIT entwickelt.

Die Laser-Ionenquelle befindet sich auf der EBIT-Achse hinter dem Kollektor. Ein intensiver, gepulster Laser wird darin auf ein festes Target fokussiert und erzeugt an dessen Oberfläche ein Plasma. Durch eine Anordnung aus zwei Gittern und einer Einzellinse werden die Ionen dieses Plasmas von den Elektronen getrennt und durch den Kollektor in das Fallenzentrum der EBIT geleitet. Ein Vorteil dieser Methode gegenüber der Gasinjektion ist die Pulsbarkeit der Injektion, was zu einer klarer definierten Ladungszustandverteilung führt.

lung im Vergleich zur kontinuierlichen Injektion des Gaseinlasses führt. Nachteil ist die deutlich kompliziertere Handhabbarkeit. Da die Messungen dieser Arbeit den Gasinjektor verwenden, wird hier nicht weiter auf die Laser-Ionenquelle eingegangen, sondern auf die umfangreichen Beschreibungen in [127] sowie [128] verwiesen.

2.4.2 Die Extrem-Ultraviolet-Spektrometer

2.4.2.1 Grundlagen der Gitterspektrometer

Die EBIT ist mit zwei Gitterspektrometern für den Extrem-Ultraviolet (XUV) Spektralbereich ausgestattet. Eines davon, welches von jetzt an als das kompakte Spektrometer bezeichnet wird, ist sensitiv im Spektralbereich zwischen 1 nm und 5 nm. Das andere, hochauflösende Spektrometer ist für den Bereich zwischen 5 nm und 30 nm ausgelegt. So ermöglichen es diese beiden Spektrometer, Photonen in einem Energiebereich von 40 eV bis 1200 eV zu detektieren, was einen Großteil der Übergänge innerhalb der Elektronenhüllen hochgeladener Ionen abdeckt. Beide sind mit speziell für diesen Wellenlängenbereich gefertigten, so genannten Aberrations-korrigierten, konkaven, *grazing incidence flat-field* Beugungsgittern der Firma *Hitachi* ausgestattet [129].

Diese Gitter bestehen aus einem Glas-Substrat, in das Furchen eingritzelt sind. Die Oberfläche wird danach für einen optimalen Reflexionsgrad für weiche Röntgenstrahlung unter streifendem Einfall (engl.: *grazing incidence*) mit Gold beschichtet. Die Oberfläche des Gitters besitzt eine konkave Krümmung mit dem Radius R , welche dem Gitter zusätzlich zu seinen dispersiven Eigenschaften erlaubt, das einfallende Licht zu fokussieren. Die Furchen werden unter einem *Blaze*-Winkel ϑ in über die Länge des Gitters x variierenden Abständen $d(x)$ aufgetragen. Zudem sind sie über die Breite y des Gitters gekrümmt. Dies führt dazu, dass das Licht nicht wie bei gewöhnlichen Beugungsgittern auf einen Kreis, den Rowland-Kreis [130], sondern auf eine Ebene (engl.: *flat-field*) fokussiert wird. Auch werden auf diese Art Abbildungsfehler wie Koma oder sphärische Aberrationen korrigiert. Abbildung 2.23 stellt schematisch die für die Abbildung des Gitters wichtigsten Größen dar. Als Lichtquelle dient die einige 100 μm durchmessende Ionenwolke der EBIT. Sie befindet

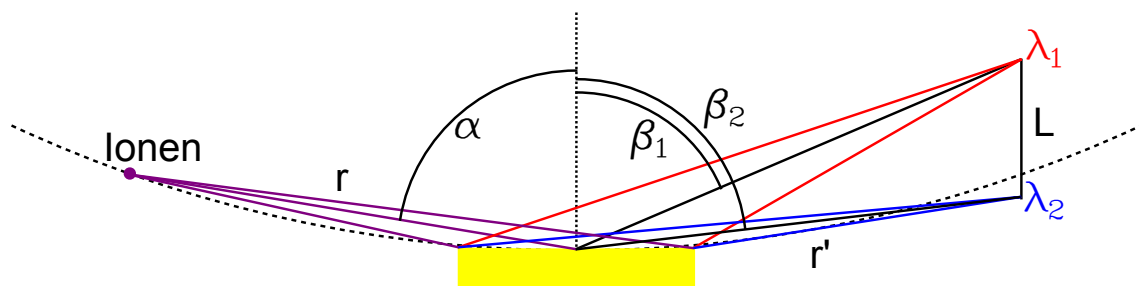


Abbildung 2.23: Schematische, nicht maßstabgetreue Illustration der wichtigsten Größen eines Beugungsgitters für die maximale Wellenlänge λ_1 und die minimale Wellenlänge λ_2 .

Tabelle 2.4: Zusammenfassung wichtigsten Eigenschaften der *Hitachi* Beugungsgitter.

Gitter	R (mm)	ϑ (°)	r (mm)	r' (mm)	α (°)	β_1 (°)	β_2 (°)	$\lambda_2 - \lambda_1$ (nm)	L (mm)	Ref.
I	13450	1.9	564	563.2	87	75.61	83.04	5 - 25	75.73	[133]
II	15920	3	237	235.3	88.7	81.01	85.81	1 - 5	19.99	[134]

sich im Abstand r von dem Gitter. Die weiche Röntgenstrahlung trifft unter einem Winkel α zur Gitternormalen auf das Gitter auf und wird in einem von der Wellenlänge des Lichtes λ abhängigen Winkel β auf die plane Fokalebene im Abstand r' reflektiert. Aus geometrischen Überlegungen ergibt sich die Gittergleichung

$$m\lambda = d_0 (\sin \alpha - \sin \beta) \quad (2.34)$$

für die Beugungsordnung m und den mittleren Furchenabstand d_0 . Hieraus können in erster Näherung die wellenlängenabhängigen Bildpositionen berechnet werden, welche für die Wellenlängen λ_1 und λ_2 den Abstand L aufweisen. Für eine genaue Betrachtung der Abbildungseigenschaften, welche die räumliche Ausdehnung und Beschaffenheit der Lichtquelle und des Gitters berücksichtigen, sei auf die Darstellungen in [131, 132] verwiesen. Im Wesentlichen ergeben sich daraus leicht gekrümmte Linien, deren Position in der Mitte der Fokalebene durch Gleichung 2.34 beschrieben werden kann.

Das *Hitachi* Gitter, welches in dem hochauflösenden Spektrometer zum Einsatz kommt (Gitter I), besitzen eine mittlere Furchendichte von 1200 Linien/mm und eine Räumliche Ausdehnung von 40 mm × 70 mm × 12 mm (Länge x Breite x Höhe). Das Gitter des kompakten Spektrometers ist nur 30 mm × 50 mm × 10 mm groß und verfügt über 2400 Linien/mm. Die physikalischen Eigenschaften der beiden Gitter sind in Tabelle 2.4 zusammengetragen.

Aus Gleichung 2.34 kann bei bekannter Geometrie des Spektrometers die lineare Dispersion $dz/d\lambda$ auf der Fokalebene bestimmt werden. Die theoretischen Spezifikationen ergeben

$$\frac{dz}{d\lambda} = r' \frac{d(\beta_2 - \beta_1)}{d\lambda} = 3,8 \frac{\text{mm}}{\text{nm}} \quad \text{für Gitter I,} \quad (2.35)$$

$$\frac{dz}{d\lambda} = 5,0 \frac{\text{mm}}{\text{nm}} \quad \text{für Gitter II.} \quad (2.36)$$

Das spektrale Auflösungsvermögen hängt neben der Geometrie des Gitters von der Größe des Eintrittsspalt des Spektrometers ab [135]. Beide Spektrometer werden an der EBIT ohne Eintrittsspalt betrieben, sondern nutzen die schmale, räumliche Ausdehnung der Ionenwolke bzw. des Elektronenstrahls als Eintrittsspalt. Der Vorteil dieser Methode ist der einfachere Aufbau sowie die Vermeidung von Intensitätsverlusten durch direkten Blick in

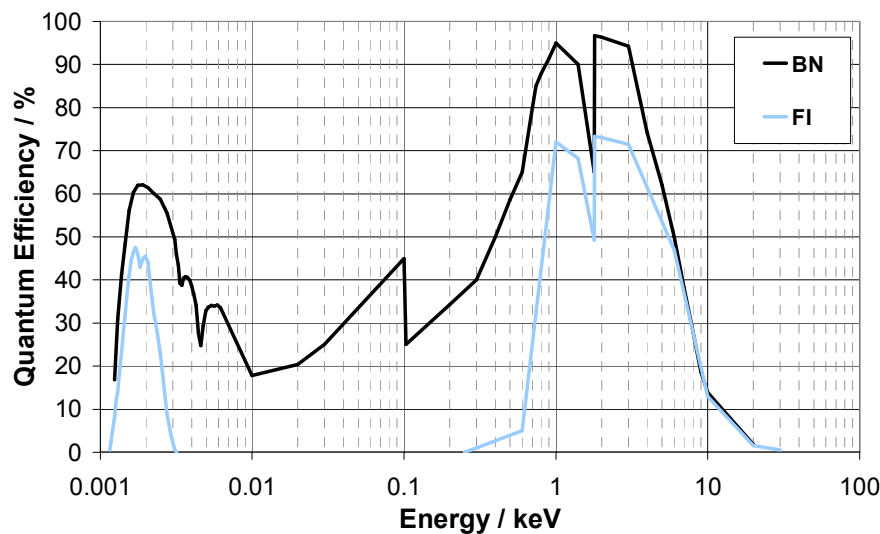


Abbildung 2.24: Die Quantenausbeute der *Andor* Kamera ist hier in schwarz für den rückseitig beleuchteten CCD-Chip dargestellt. Die blaue Kurve beschreibt vorderseitig beleuchtete CCD-Chips. Die Grafik ist aus dem Handbuch der Kamera entnommen [136].

die Falle. Auch kann dadurch die Ionenwolke in nullter Beugungsordnung des Gitters direkt abgebildet werden und die räumliche Ausdehnung des Elektronenstrahls anhand der Breite der Spektrallinien direkt vermessen werden. Ein Nachteil ist jedoch die Einschränkung des erreichbaren Auflösungsvermögens durch die kaum verringerbare Ausdehnung des Elektronenstrahls wie auch die Sensitivität auf zeitliche Schwankungen der Elektronenstrahlqualität.

2.4.2.2 Grundlagen der CCD Kameras

Zur Detektion der Photonen auf der Fokalebene der Gitter kommen CCD-Kameras (engl.: *charge-coupled device*) in den Spektrometern zum Einsatz. Hierbei handelt es sich um vakuumtaugliche Röntgen-CCD-Kameras der Firma *Andor*. Sie sind in einem weiten Spektralbereich mit Photonenenergien zwischen 1 eV und 10 keV einsetzbar. Dies wird durch die rückseitige Beleuchtung des CCD-Chips (engl.: *back-illuminated*) erreicht. In einem vorderseitig beleuchteten CCD-Chip sitzen die lichtsensitiven Pixel auf einem 500 μm dicken Silizium-Wafer mit den darauf liegenden Auslese-Elektroden. Für die rückseitige Beleuchtung wird nun der Wafer auf 10 μm herunter geschliffen und so montiert, dass die zu detektierenden Photonen den Wafer durchqueren müssen, um dann in den Pixeln detektiert zu werden. Auf diese Weise wird eine Absorption der UV-Strahlung durch die Auslese-Elektronik vermieden.

Die hier verwendeten CCD-Chips verfügen über 2048×2048 Pixel mit einer jeweiligen Größe von $13,5 \mu\text{m} \times 13,5 \mu\text{m}$. Jeder dieser Pixel kann als unabhängige Silizium Halblei-

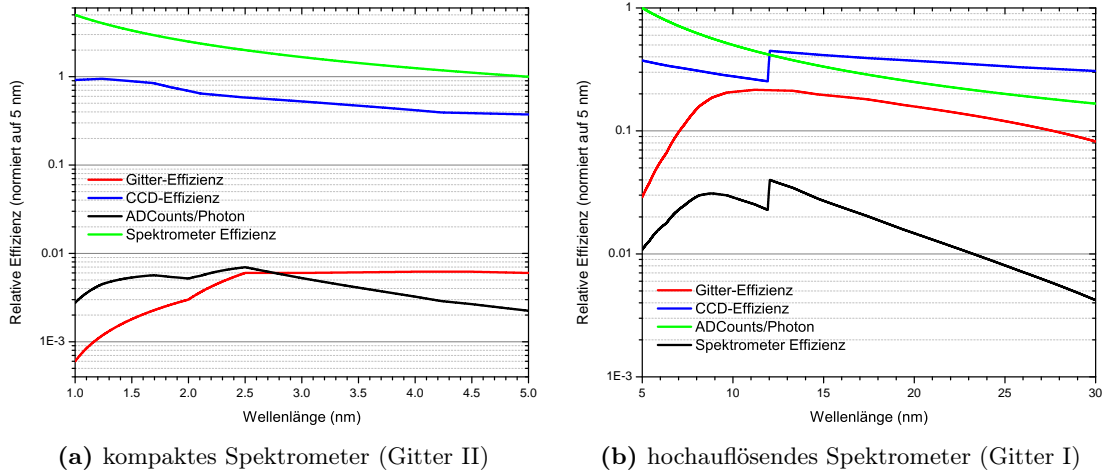


Abbildung 2.25: Gesamte Detektions-Effizienz der Gitter-Spektrometer. Zu beachten ist hierbei, dass die Zahl der digitalen Ereignisse auf 5 nm normiert ist. Daher ist die Spektrometer-Effizienz relativ zu ihrem Wert bei 5 nm zu verstehen.

terdiode betrachtet werden, in der bei Absorption eines Photons Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband befördert und von der Auslese-Elektronik detektiert werden. Hierbei sind im Mittel 3,65 eV an Photonenenergie notwendig, um ein Elektron in das Leitungsband anzuheben. Das ausgelesene Elektronensignal wird verstärkt und durch einen Analog-Digital-Wandler (ADC, engl.: *analog-to-digital converter*) in ein für den Computer nutzbares Signal umgewandelt. Die Sensitivität dieses ADC hängt von seiner Ausleserate ab. So führen bei einer typischen Digitalisierungsrate von 31 kHz 0.7 Elektronen zu einem digitalen Ereignis (engl.: *A/D count*). Die Zahl digitaler Ereignisse in Abhängigkeit von der Photonenenergie beträgt somit $N_{A/D} = E_\gamma / 2,555 \text{ eV}$. Nicht jedes Photon, welches auf das aktive Volumen des CCD-Chips trifft, wird detektiert, vielmehr gibt die in Abbildung 2.24 dargestellte Quantenausbeute $D(E_\gamma)$ die energieabhängige Detektionswahrscheinlichkeit an. So ergibt sich für die Zahl der digitalen Ereignisse bei $N_\gamma(E_\gamma)$ einfallenden Photonen

$$N_{A/D}(E_\gamma) = D(E_\gamma) N_\gamma(E_\gamma) \frac{E_\gamma}{2,555 \text{ eV}}. \quad (2.37)$$

Das Rauschen setzt sich in einem CCD-Chip aus drei Komponenten zusammen: dem statistischen Rauschen, dem Ausleserauschen der Elektronik und dem Beitrag des Dunkelstroms. Das Ausleserauschen entsteht im Analog-Digital-Wandler und beträgt bei einer Digitalisierungsrate von 31 kHz je nach Kamera circa zwei Elektronen pro Pixel. Der Dunkelstrom entsteht durch thermische Anregung von Valenzelektronen in das Leitungsband. Zur Reduzierung dieses Stromes werden die CCD-Chips durch ein Peltier-Element auf eine Temperatur von $-95 \text{ }^\circ\text{C}$ gekühlt, was diesen auf 8×10^{-5} Elektronen pro Pixel und Sekunde reduziert.

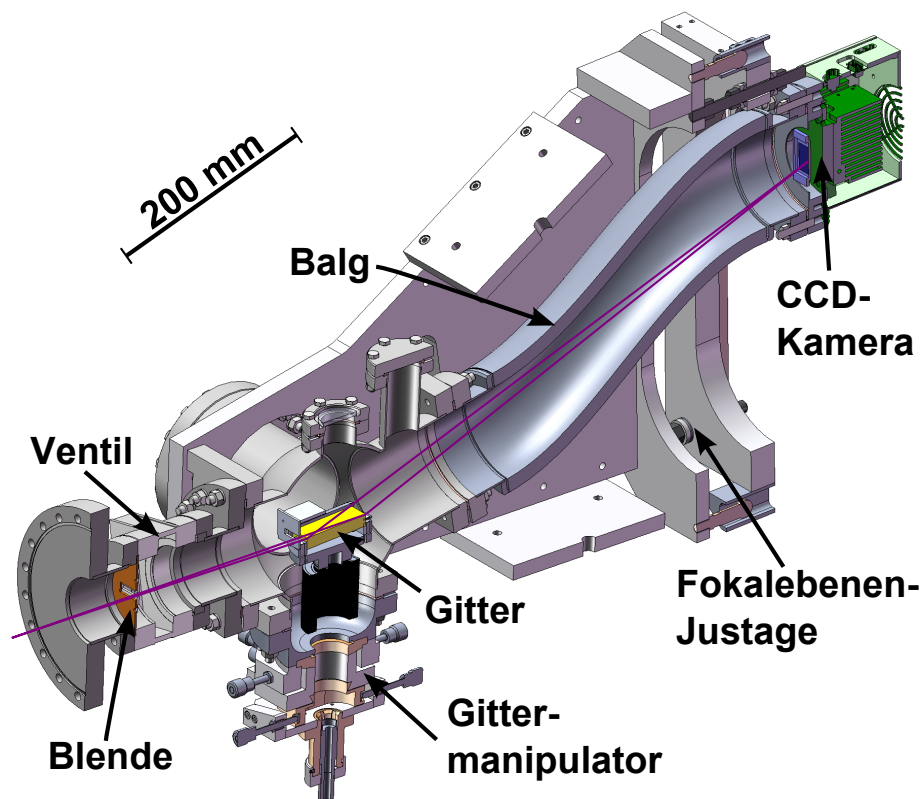


Abbildung 2.26: Schnittansicht des hochauflösenden XUV-Spektrometers, welches mit Gitter I bestückt ist und im Bereich zwischen 5 nm und 30 nm sensitiv ist.

2.4.2.3 Das hochauflösende Gitterspektrometer

Das hochauflösende Spektrometer, welches mit Gitter I für den Spektralbereich zwischen 5 nm und 30 nm ausgestattet ist, ist im Querschnitt in Abbildung 2.26 dargestellt. Seine ausführliche Beschreibung findet sich in [137].

Das Spektrometer ist durch eine Blende, welche als Druckstufe dient und den Strahlengang unbeeinflusst lässt, vom EBIT Vakuum getrennt. Das Gitter sitzt auf einem Manipulator, der eine präzise Justage in alle drei Raumrichtungen sowie zwei Winkelrichtungen gestattet. Die CCD-Kamera ist mit Hilfe eines Balges beweglich auf der Fokalebene angebracht. Dies ist notwendig, da der CCD-Chip mit einer aktiven Fläche von $27,6 \text{ mm} \times 27,6 \text{ mm}$ nicht den gesamten Spektralbereich, welcher sich über eine Länge von 75 mm erstreckt, abdecken kann.

Für die Interpretation der aufgenommenen Spektren sind Informationen über die Detektionseffizienz des Spektrometers nötig. Diese setzt sich aus drei Faktoren zusammen, welche durch das Gitter und die CCD-Kamera vorgegeben sind. Dies sind zum einen die in Abbildung 2.24 dargestellte Quanteneffizienz des CCD-Chips sowie die in Gleichung 2.37 gegebene, von der Photonenenergie abhängige, Zahl an digitalen Ereignissen. Zum anderen

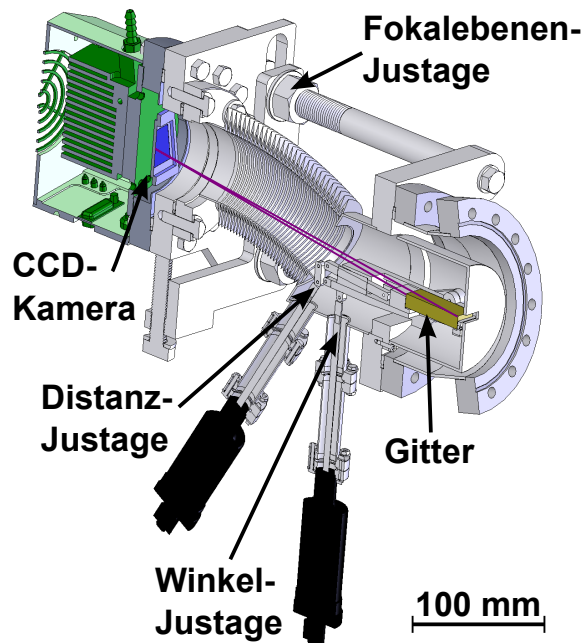


Abbildung 2.27: Schnittansicht des kompakten XUV-Spektrometers, das unter Verwendung von Gitter II für den Spektralbereich zwischen 1 nm und 5 nm Anwendung findet.

ist es die Reflexionseffizienz des Gitters, welche experimentell in [138] für Gitter I sowie in [139] für Gitter II bestimmt wurde. Die resultierende Effizienz ist in Abbildung 2.25b für das hochauflösende und in Abbildung 2.25a für das kompakte Spektrometer dargestellt. Neben der Effizienz ist der durch das Spektrometer abgedeckte Raumwinkel

$$\Omega = \frac{A}{r^2} = 4,6 \times 10^{-4} \text{ sr} \quad (2.38)$$

mit der effektiven Detektionsfläche A zur Interpretation der Spektren notwendig.

2.4.2.4 Das kompakte Gitterspektrometer

Das kompakte Spektrometer ist für die kleineren *Hitachi* Gitter mit einer Fokaldistanz von 235 mm gebaut worden und wird im Detail in [140] beschrieben. Abbildung 2.27 zeigt einen Querschnitt durch das Modell des Spektrometers. Das Gitter sitzt hier auf einem Schlitten hinter einer Blende, welche keinen Einfluss auf den Strahlengang hat, aber nötig ist, um den starken Streulichteintrag zu verringern. Das Gitter kann mittels zweier Manipulatoren bezüglich seines Einfallswinkels und seiner Distanz zur Falle auf dem Schlitten verschoben werden. Aus konstruktionstechnischen Gründen sitzt das Gitter nicht in der optimalen Distanz zur Falle sondern in einer Entfernung von 286 mm, was die Fokussierung in Teilen des Spektrums aber nur leicht verschlechtert. Auch bei diesem Spektrometer sitzt eine *Andor* CCD-Kamera durch einen Balg getrennt auf der justierbaren Fokalebene. Der abgedeckte

Raumwinkel beträgt hier

$$\Omega = 5,91 \times 10^{-4} \text{ sr.} \quad (2.39)$$

2.4.2.5 Datenaufnahme und Verarbeitung

Zur Datenaufnahme mit den Spektrometern wird die vom Hersteller mitgelieferte Software verwendet, welche eine automatisierte Serienaufnahme von Spektren erlaubt. Die Spektrallinien sind auf den Aufnahmen schräg und gekrümmt. Dies kommt durch die schräge Montage der Kameras an den Spektrometern und die abbildungsbedingte Krümmung des Abbilds einer linienförmigen Lichtquelle zustande. Diese Effekte müssen im Zuge der Datenanalyse korrigiert werden. Die Vorgehensweise ist hierbei die folgende: in den zweidimensionalen Aufnahmen wird eine lineare Verschiebung zur Korrektur der Schräglage sowie eine quadratische Verschiebung zum Beseitigen der Krümmung entlang der Achse senkrecht zur Dispersionsrichtung durchgeführt. Zudem werden einzelne Pixel mit extremen Zählraten, welche durch Detektion hochenergetischer, kosmischer Strahlung entstehen (so genannte *Cosmics*) entfernt. Um ein Spektrum zu erhalten, wird schließlich in den korrigierten Bildern der Mittelwert der Zählrate entlang der Richtung senkrecht zur dispersiven Achse gebildet. Diese Vorgehensweise ist in Abbildung 2.28 illustriert. Weitere Korrekturen im Verlauf der Datenanalyse sind der Abzug eines Hintergrundspektrums und eine Intensitätskorrektur anhand der Spektrometereffizienz aus Abbildung 2.25. Den größten Einfluss auf den Hintergrund der Aufnahmen hat hierbei das Streulicht der rot leuchtenden Kathode der Elektronenkanone. Andere Quellen wie das Licht, welches von den Heißkathoden-Drucksonden ausgestrahlt wird, oder Licht, das durch Fenster oder Isolatoren in die Kammer gelangen kann, wurden systematisch entfernt.

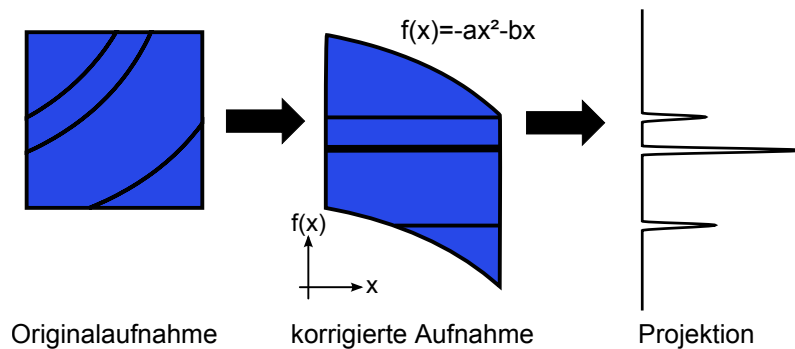


Abbildung 2.28: Illustration der Datenverarbeitung: die Originalaufnahmen werden zur Korrektur mittels einer quadratischen Funktion verschoben und dann senkrecht zur dispersiven Achse gemittelt.

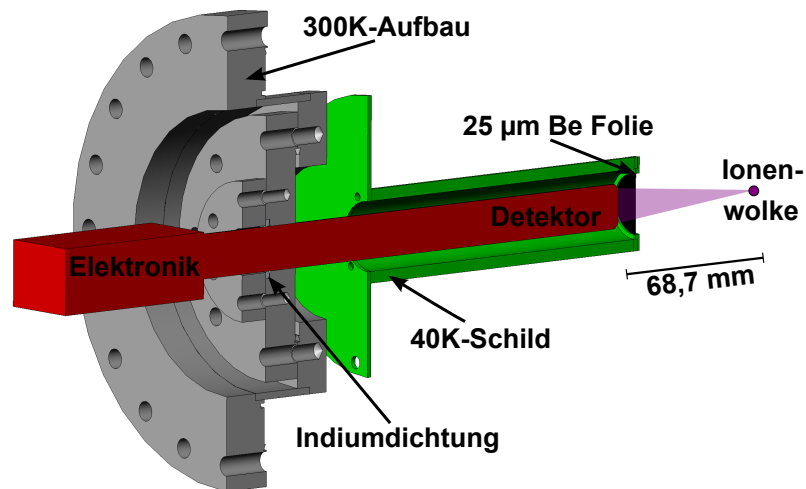


Abbildung 2.29: Aufbau des Siliziumdriftdetektors in der EBIT.

2.4.3 Röntgendetektor

Für eine Untersuchung von Photonenenergien jenseits des von den XUV-Spektrometern abgedeckten Bereiches steht ein Siliziumdriftdetektor (SDD, engl.: *Silicon Drift Detector*) am unteren Sichtzugang auf die Falle zur Verfügung. Dieser ist sensitiv für Photonenenergien zwischen 1 keV und 30 keV und ist kommerziell bei der Firma *AmpTek* erhältlich.

Der Siliziumdriftdetektor (ursprünglich vorgeschlagen in [141]) besteht aus einer zylindrischen Silizium-Diode, deren Detektionsvolumen eine Oberfläche von 25 mm² und einer Dicke von 500 µm besitzt. Das Besondere an der SDD-Technologie gegenüber klassischen Si-Detektoren ist die Struktur der Anode, deren verringerte räumliche Ausdehnung zu einer niedrigen Kapazität und damit zu geringem Rauschen bei kurzen Signalintegrationszeiten führt [142].

Der Aufbau des Detektors in der EBIT ist in Abbildung 2.29 dargestellt. Der Detektor sitzt an der Spitze des 230 mm langen Fingers hinter einem Fenster aus einer 12,7 µm dicken Beryllium Folie. Er wird dort durch ein Peltier-Element auf -55 °C gekühlt. Die Spannungsversorgung für den Detektor wie auch der Vorverstärker sitzen auf Luft-Seite in dem als Elektronik markierten Aufbau. Der Detektor ist fest auf dem innersten Flansch des 300 K-Aufbaus verschraubt und mit Hilfe einer Indiumdichtung ultrahochvakuumkompatibel versiegelt.

Der Detektor ist zur Aufrechterhaltung der thermischen Abschirmung des Fallenzentrums in einem Rohr aus poliertem Aluminium positioniert, welches mit dem 40 K-Schild der EBIT verbunden ist. Dieses Rohr ist mit einer 25 µm dicken Beryllium-Folie abgeschlossen. So sitzt der Detektor in einer Entfernung von 68,7 mm zum Fallenzentrum, wodurch er einen Raumwinkel von $\Omega = 5,3 \times 10^{-3}$ sr abdeckt.

Die Detektionseffizienz des Siliziumdriftdetektors setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen

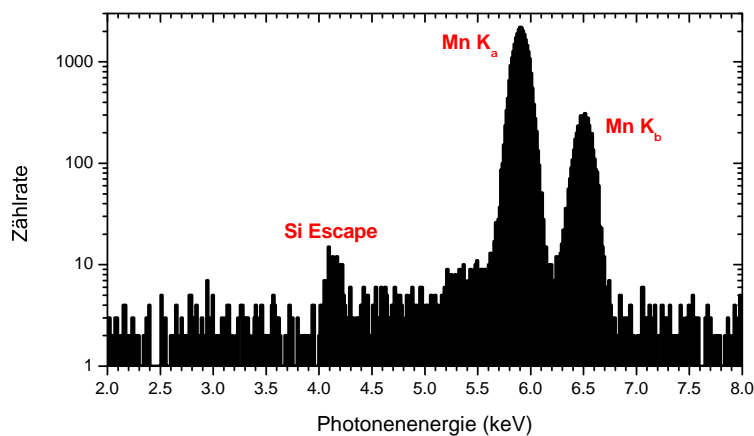


Abbildung 2.30: Spektrum einer ^{55}Fe -Quelle, aufgenommen mit dem SD-Röntgendetektor.

(siehe Abbildung 2.31). Im niederenergetischen Bereich wird sie durch die Transmission der verwendeten Beryllium Fenster mit einer Gesamtdicke von $38,1\ \mu\text{m}$ dominiert. Diese limitieren die minimal detektierbare Photonenergie auf circa $1\ \text{keV}$. Für niedrigere Energien wäre der Einsatz eines fensterlosen Detektors notwendig, welcher jedoch sehr empfindlich auf gelegentlich notwendige Belüftungen des Systems ist. Eine Alternative bieten beispielsweise direkt an der Falle montierte pnCCD-Detektoren [143], welche momentan an der FLASH-EBIT getestet werden. Im hochenergetischen Bereich wird die detektierbare Photonenergie durch die Dicke der Silizium-Schicht von nur $500\ \mu\text{m}$ und damit der Absorptionswahrscheinlichkeit limitiert. Für Energien jenseits der $30\ \text{keV}$ ist der Einsatz eines Si(Li)- oder Ge-Detektors zu bevorzugen.

Der hier verwendete SDD erreicht eine Auflösung von $135\ \text{eV}$ (volle Breite auf halber Höhe des Peaks, FWHM). Bei dem Betrieb im Inneren der EBIT stellen sich Vibrationen des Kältekopfes und ein daraus resultierendes elektronisches Rauschen als Problem heraus. Eine Reduktion der Signalintegrationszeit auf unter $10\ \mu\text{s}$ kann hier Abhilfe schaffen und zu der gewünschten Auflösung führen.

Abbildung 2.30 zeigt das Spektrum einer radioaktiven ^{55}Fe -Quelle, aufgenommen mit dem SDD. Hier sind die Mn K_α - und K_β -Übergänge sowie die so genannte Si-*Escapelinie* zu erkennen. Die Escapelinie entsteht bei Rekombination eines Elektrons in die K-Schale des Siliziums unter Aussendung eines Photons, welches die Energie $E(\text{Si}K_\alpha)$ aus dem Detektormaterial entfernt. So verbleibt ein Signal bei der Energie $E(\text{Mn}K_\alpha) - E(\text{Si}K_\alpha)$.

Anhand der Zählrate an diesem Detektor lässt sich auf einfache Weise die Dichte einer Ionensorte A^{Z+} in der Falle abschätzen. Beobachtet man \dot{N}_γ Ereignisse pro Zeiteinheit, welche auf einen Prozess mit dem Wirkungsquerschnitt σ zurückzuführen sind, so ergibt

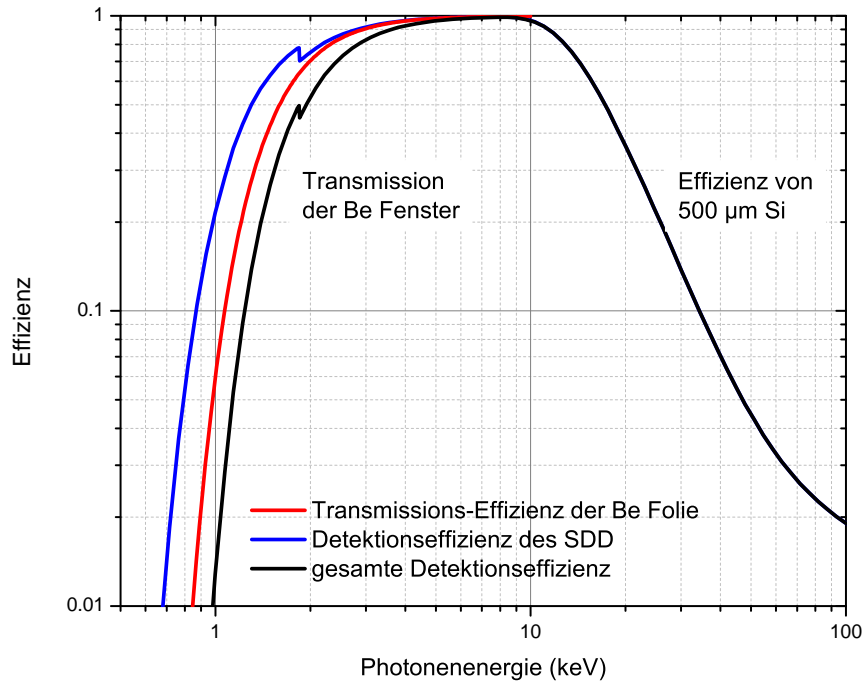


Abbildung 2.31: Die Effizienz des Siliziumdriftdetektors, entnommen aus [144], ist in blau dargestellt. Die rote Kurve zeigt die Transmission von Röntgen-Photonen durch eine 25 μm dicke Be-Folie (siehe [145]). In schwarz ist die resultierende Detektionseffizienz dargestellt.

sich für die Dichte die Abschätzung

$$n_A = \frac{\dot{N}_\gamma}{\Omega \sigma \eta \dot{N}_e L} \approx 8 \times 10^{-16} \frac{\dot{N}_\gamma}{\sigma} \frac{\text{s}}{\text{cm}}. \quad (2.40)$$

In diese Gleichung gehen die Länge der Falle L , die Zahl der Projektilelektronen pro Zeiteinheit \dot{N}_e , sowie der abgedeckte Raumwinkel Ω und die von der Photonenenergie abhängige Detektoreffizienz η ein. Die berechnete Abschätzung gilt für einen Elektronenstrom von 50 mA und eine Detektoreffizienz von $\eta = 1$. Typische Ionendichten bei diesen Strömen liegen dann je nach Falltiefe zwischen $1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ und $1 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$.

Zur Datenaufnahme mit dem Siliziumdriftdetektor wird das MPA-3 System (engl.: *Multi-parameter data acquisition system*) von der Firma *FAST ComTec* verwendet [146]. Dieses modular aufgebaute System verfügt über schnelle Analog-Digital-Wandler, die das Detektorsignal aufnehmen und eine Pulshöhenanalyse durchführen. Weiterhin können damit bis zu 16 unterschiedliche Signale in zeitlicher Koinzidenz mit einer Auflösung von 150 ns aufgenommen werden. Hierbei stehen drei verschiedene Modi zur Verfügung: der SVA (engl.: *sampling voltage analyser*) Eingang erlaubt die Erfassung eines Signals zwischen 0 und 10 V. Der PHA (engl.: *pulse height analysis*) liest Spannungspulse von bis zu 10 V Höhe ein und führt eine Pulshöhenanalyse durch, bei der die Extrema gezählt werden. Der dritte

Modus TDC (engl.: *time to digital converter*) digitalisiert die Zeitspanne zwischen zwei eingehenden NIM Pulsen.

Kapitel 3

Resonante Rekombination in Silizium

Dieses Kapitel behandelt Messungen von resonanten Rekombinationsprozessen an hochgeladenen Silizium-Ionen. Hierbei werden He- bis O-artige Silizium-Ionen (Si^{12+} bis Si^{6+}) in der Falle produziert und die Röntgenemission beobachtet, welche durch Rekombinationsprozesse zwischen Elektronen und den Ionen entstehen. Die Messung stellt die dielektronische sowie trielektronische KLL-Rekombination an Silizium in hochauflösenden Spektren dar. Außerdem wird die Zeitentwicklung der Ionenpopulationen in der Falle mit Hilfe der Resonanzen gemessen. Diese Daten ermöglichen eine verbesserte Korrektur systematischer Effekte und geben einen tiefen Einblick in die Ladungsbrütungsprozesse in der neuen EBIT. Zum Verständnis der Rekombinationsdaten werden diese mit Multikonfigurations Dirac-Fock (MCDF)- und *Flexible Atomic Code* (FAC)-Rechnungen verglichen. Das Kapitel schließt mit einer Diskussion der DR- und TR-Beiträge der Rekombination in Bor- und Kohlenstoff-artige Si-Ionen. Hier wird eine Abweichung von den theoretischen Erwartungen untersucht, welche auf einen Einfluss von Rekombinationsprozessen in metastabile, angeregte Anfangszustände auf die Resonanzspektren schließen lässt.

3.1 Durchführung der Messung

3.1.1 Datenaufnahme

Zur Untersuchung der resonanten Rekombinationsprozesse in hochgeladenen Silizium-Ionen findet der *Silicon-Drift*-Detektor am unteren Sichtzugang der Falle Verwendung, welcher für Photonenenergien zwischen 1 keV und 30 keV ausgelegt ist. Silizium wird durch das Gasinjektionssystem in Form von Monosilan (SiH_4) in die EBIT eingelassen. Die injizierte Silan-Menge wird anhand des Druckes in der ersten Stufe des Gasinjektors eingestellt. Da Silizium nicht lange in der Falle verweilt und für die Messung eine breite Ladungszustandsverteilung zwischen helium- bis sauerstoff-artigen Si-Ionen notwendig ist, wird der Druck in der ersten Stufe des Gasinjektors zwischen 1×10^{-7} mbar und 1×10^{-6} mbar, also relativ

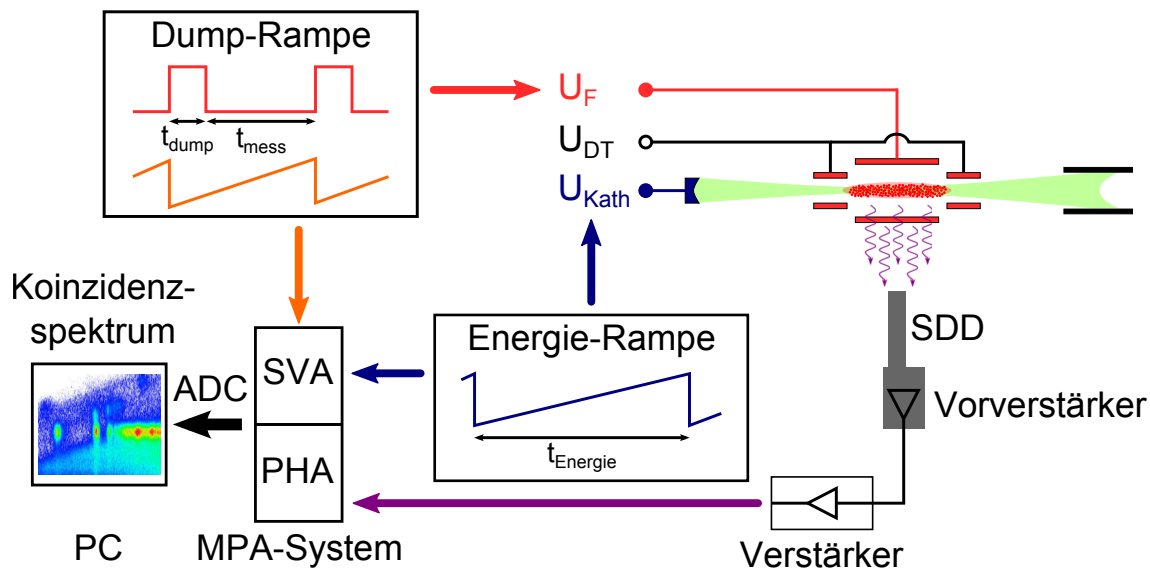
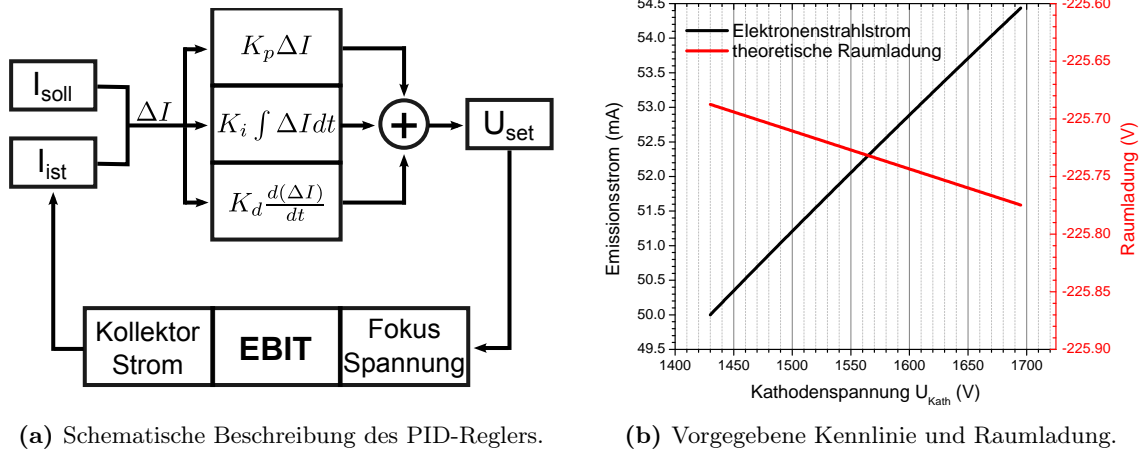


Abbildung 3.1: Prinzip der Messung resonanter Rekombinationsprozesse. Die Elektronenstrahlenergie der EBIT wird durch die Beschleunigungsspannung zwischen Kathode U_{Kath} und Drift-Röhren U_{DT} von einem Funktionsgenerator „Energie-Rampe“ kontrolliert. Dieser gibt zusätzlich ein zur Energie proportionales Signal an das MPA-System (SVA) aus. Eine weitere Funktion „Dump-Rampe“ steuert das zyklische Ausleeren der Falle. Eine zu diesem Dump synchrone Rampe wird in das MPA-System (SVA) eingespeist und gibt ein Maß für die Zeit im Dumpzyklus. Das Signal des Röntgendetektors SDD wird verstärkt und dann in das MPA-System zur Pulshöhenanalyse (PHA) gegeben. Am PC kann dann das Koinzidenzspektrum aus diesen Daten berechnet werden.

hoch, gewählt.

Die EBIT wird für die Messung bei einem Magnetfeld von 6,5 T betrieben. Die Spannungen an den Elektroden der Kanone und des Kollektors sind dabei für einen stabilen Betrieb mit Elektronenstrahlströmen von bis zu 50 mA optimiert. Die Drift-Röhren liegen auf einer konstanten Spannung, wobei die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden G1, C1 und dem Fallenzentrum, wie in Abschnitt 2.3.2.3 beschrieben, die axiale Falltiefe definiert. Sie wird zur Optimierung der Ionenkühlung zwischen den verschiedenen Messungen variiert. Die Durchführung einer Messung ist in Abbildung 3.1 schematisch veranschaulicht. Im Folgenden werden die Komponenten der Messung im Einzelnen erläutert.

Die Energie des Elektronenstrahls wird durch die Spannung an der Kathode U_{Kath} reguliert. Dabei wird das Potential an den Fallenelektroden U_{DT} konstant gehalten. Die Ausgangsspannung des entsprechenden Netzteils wird extern mittels einer Steuerspannung reguliert, welche durch eine von einem *LabView*-Programm generierte Funktion vorgegeben wird. Somit fährt diese Spannung, und damit die Energie des Elektronenstrahls, eine Rampe über den Bereich der Resonanzen. Die Rampe benötigt für einen Durchlauf die Zeit t_{Energie} , welche so gewählt ist, dass sich die Elektronenstrahlenergie mit einer Geschwindigkeit von höchstens 1 eV/s ändert. Sie ist im Schema als „Energie Rampe“ bezeichnet. Synchron zu dieser Rampe wird durch das *LabView*-Programm noch eine zweite Spannungsrampe zwischen



(a) Schematische Beschreibung des PID-Reglers.

(b) Vorgegebene Kennlinie und Raumladung.

Abbildung 3.2: Übersicht zu dem in das Kanonen-Kontrollprogramm integrierten PID-Regler. Das Diagramm rechts zeigt die Sollwerte I_{soll} der Stromstärke des Elektronenstrahls in Abhängigkeit von der Kathodenspannung U_{Kath} für eine DR-Messung bei 50 mA. In rot ist die errechnete Raumladung dargestellt.

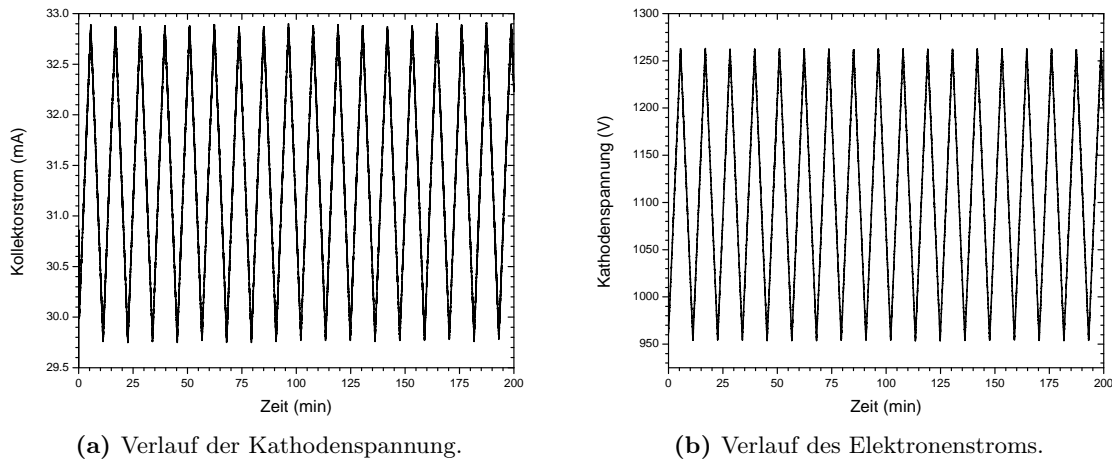
0 und 10 V ausgegeben. Diese zweite Rampe wird in einen SVA-Eingang des MPA-Systems gespeist.

Eine Änderung von U_{Kath} bringt eine Veränderung des Elektronenstrahlstroms mit sich. Diese muss die Fokuselektrode der Elektronenkanone ausgleichen (siehe Abbildung 2.5). Hierzu wird die Stromregelung des EBIT-Kontrollprogrammes verwendet. Sie basiert auf einem Software PID-Regelkreis (*Proportional-Integral-Differential-Regler*), dessen Funktionsweise schematisch in Abbildung 3.2a dargestellt ist. Die Stromstärke des Elektronenstrahls wird von der Kollektor-Elektrode ausgelesen und in dem Kontrollprogramm mit dem Sollwert I_{soll} verglichen. Aus der Differenz $\Delta I = I_{\text{soll}} - I_{\text{ist}}$ wird die Antwort des Reglers mit

$$U_{\text{set}} = K_p \Delta I + K_i \int \Delta I dt + K_d \frac{d(\Delta I)}{dt} \quad (3.1)$$

errechnet. Diese Funktion enthält drei Terme: einen proportionalen, welcher eine direkte Antwort auf Schwankungen liefert, einen integralen, welcher die Langzeitstabilität garantiert und einen differentiellen, der auf schnelle Änderungen reagiert. Die Koeffizienten K_p , K_i und K_d sind dabei Parameter, die zur Optimierung des Regelkreises verwendet werden. Dieser Software-PID-Regler schafft es, die Stromstärke in der EBIT auf bis zu 0,01 mA zu stabilisieren.

Für die Messung wird dem Regelkreis ein Sollwert I_{soll} vorgegeben, welcher so gewählt ist, dass das Verhältnis $I_{\text{ist}}/\sqrt{U_{\text{Kath}}}$ konstant gehalten wird und somit die Raumladung sowie die Elektronendichte während der Messung stabil bleiben. In Abbildung 3.2b ist der Verlauf des Sollstromes zusammen mit der nach Gleichung 2.13 berechneten Raumla-



(a) Verlauf der Kathodenspannung.

(b) Verlauf des Elektronenstroms.

Abbildung 3.3: Gemessener Verlauf der Kathodenspannung und des Elektronenstroms für ein beispielhaftes Zeitintervall der Messung über die KLL-Region.

ung dargestellt. Hier ist ersichtlich, dass sich die Raumladung zwischen der niedrigsten und höchsten Elektronenstrahlenergie um 0,04 % ändert, was in der späteren Auswertung korrigiert werden kann. Diese Abweichung entsteht, da das Programm zur Regelung der Energierampe den Herrmann-Radius im Bereich der Rampe als konstant annimmt. Abbildung 3.3 stellt beispielhaft den Verlauf der Kathodenspannung und des Elektronenstroms für einen Zeitraum von 200 min für die Messung der KLL-Region bei 30 mA (siehe weiter unten) dar.

Ein zweiter Funktionsgenerator, welcher unabhängig von der Energie-Rampe läuft, steuert das Ausleeren der Falle, den sogenannten Dump. Hierzu wird ein schneller Hochspannungsschalter, der *Behlke GHTS 60*, verwendet, welcher es ermöglicht, die Spannung an der zentralen Driftröhre innerhalb von Nanosekunden zu erhöhen, indem er zwischen zwei vorgegebenen Spannungen schaltet, so dass die Falle vollständig ausgeleert wird. Dieser Schaltvorgang findet zyklisch statt und wird durch ein Rechtecksignal von dem zweiten Funktionsgenerator kontrolliert. Der Dump-Vorgang ist bei leichten Elementen wie Silizium dringend notwendig, da diese schnell von den schwereren Barium-Ionen, welche von der Kathode emittiert werden, aus der Falle verdrängt werden. Bei einem sehr flachen Fallenpotential geschieht dies bereits innerhalb von Sekunden.

Das Rechtecksignal (siehe Abbildung 3.1) zum Ausleeren der Falle wird zunächst mit $t_{\text{dump}} = 500$ ms als Ausleerdauer und $t_{\text{mess}} = 2$ s bis 2,5 s als Messdauer realisiert. In einer zweiten Messreihe wird es deutlich kürzer gewählt, nämlich $t_{\text{dump}} = 70$ ms und $t_{\text{mess}} = 630$ ms. Synchron zu dieser Rechteckfunktion wird eine weitere Rampe mit der Dauer $t_{\text{mess}} + t_{\text{dump}}$ gefahren, welche in einen SVA-Eingang des MPA-Systems gefüttert wird und diesem somit ein Maß für die Zeit in jedem Dumpzyklus gibt.

Die Röntgenphotonen, die bei dem Rekombinationsprozess entstehen, werden von dem

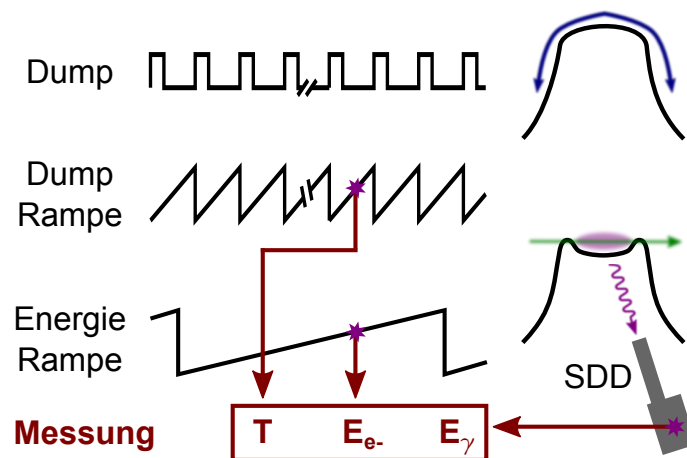


Abbildung 3.4: Übersicht der Datenaufnahme und zeitlichen Koinzidenz zwischen einem Detektorsignal E_γ , der Elektronenstrahlenergie E_{e^-} und der Dump-Zeit-Rampe T .

Silicon-Drift-Detektor aufgenommen. Der Spannungspuls, der durch das Auftreffen eines Photons auf den Halbleiterdetektor entsteht, wird in einem Vorverstärker verstärkt und dann in einem spektroskopischen Verstärker in einen Gaußpuls umgewandelt und weiter verstärkt. Diese Pulse werden dann über den PHA-Eingang des MPA-Systems aufgezeichnet. Das Datenaufnahmesystem führt eine Pulshöhenanalyse zur Bestimmung der Energie des detektierten Photons durch, wobei diese proportional zum Integral des Pulses ist. Die Photonenergie E_γ wird in zeitlicher Koinzidenz zu den jeweiligen Signalen der Dump- und Energie-Rampe aufgezeichnet. Auf diese Weise wird für jedes Ereignis im Röntgendetektor die dazugehörige Elektronenstrahlenergie E_{e^-} und der Zeitpunkt T seines Auftretens nach dem Ausleeren der Falle aufgezeichnet. Dieses Datenaufnahmeschema ist nochmals in Abbildung 3.4 zusammengefasst. Die entsprechenden Daten werden von dem Messcomputer in einer sogenannten `.1st`-Datei zusammen mit einer absoluten Zeitmarke zur späteren Auswertung gespeichert.

3.1.2 Datenanalyse

Eine Messung besteht aus zahlreichen Energie- und Dump-Zyklen, deren Ereignisse chronologisch in der binär kodierte `.1st`-Datei festgehalten sind [146]. Der erste Schritt der Datenauswertung besteht darin, die Rohdaten in der `.1st`-Datei in das ASCII-Format zu konvertieren, was zu einer Liste der aufgezeichneten Ereignisse mit einem Zeitstempel, der Photonenergie, der Elektronenenergie und der Zeit im Dumpzyklus führt. Sämtliche Daten sind hierbei in Einheiten von ADC-Kanälen gegeben. Hierbei sind die Wandler so konfiguriert, dass das Signal des Detektors bei der Digitalisierung auf 1024 Kanäle und die beiden Rampen-Signale auf 8192 Kanäle aufgeteilt werden.

Ausgehend von diesen ASCII-Dateien können die Daten in einem zweiten Schritt je nach

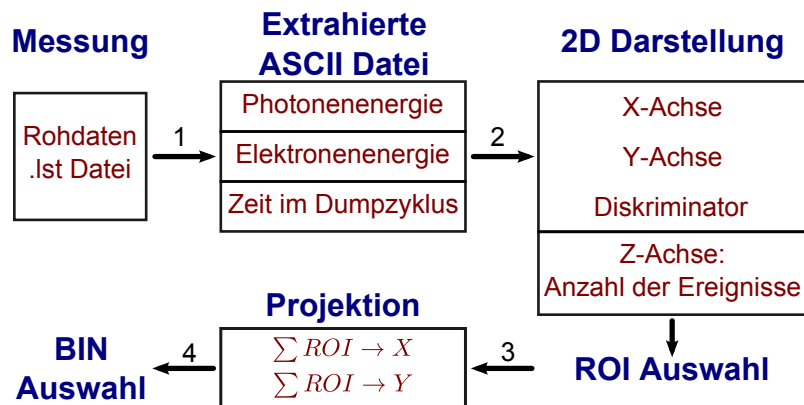


Abbildung 3.5: Schema der Vorgehensweise zur Weiterverarbeitung der Rohdaten. Die einzelnen Verarbeitungsschritte sind zur Referenzierung im Text durchnummeriert.

Schwerpunkt der Auswertung in einem zweidimensionalen Intensitätsgraphen dargestellt werden. Hierbei ist die Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit von jeweils einem der drei detektierten Signale auf der x- und der y-Achse darstellt. Das dritte Signal kann bei dieser Prozedur zur Diskriminierung bestimmter Ereignisse verwendet werden. In einem nächsten Schritt legt man Interessensregionen (ROI, engl.: *region of interest*) in dem zweidimensionalen Graphen fest. Bei der Projektion dieser ROIs auf eine der Achsen werden dann die Ereignisse senkrecht zu der Achse aufsummiert, was ein eindimensionales Spektrum ergibt. In diesem werden zuletzt die Zählraten einer festlegbaren Zahl an aufeinander folgenden Kanälen aufsummiert (binning). Diese Prozedur ist in dem Diagramm 3.5 zusammengefasst.

Ein typisches, zweidimensionales Spektrum mit den detektierten Ereignissen in Abhängigkeit der Elektronenstrahl- und Photonenenergie ist in Abbildung 3.6 oben links dargestellt. Um dieses aus den Rohdaten zu erhalten, müssen die ersten zwei Schritte des Auswerteprozesses durchgeführt werden. Die Zahl der Ereignisse wird dabei gegen die Elektronenstrahlenergie auf der x-Achse und die Photonenenergie auf der y-Achse aufgetragen. Die Achsen sind in ADC-Kanälen gegeben, wobei bezüglich der x-Achse je zehn ADC-Kanäle aufaddiert sind. Für die Projektionen auf die Elektronen- bzw. Photonenenergieachse (Schritt 3 des Auswerteschemas) wird die Anzahl der Ereignisse in den hier farbig unterlegten Regionen senkrecht zur gewünschte Energieachse aufsummiert. In diesem Beispiel betrifft die Projektion auf die Photonenenergien nur den ersten Peak, welcher durch die resonante Rekombination in He-artiges Silizium entsteht. Sie zeigt neben den Photonen aus dem Übergang eines Elektrons von $n = 2 \rightarrow 1$ einen breiten Peak, welcher durch niederenergetische Übergänge in Si- und Ba-Ionen zustande kommt. Die Projektion auf die Elektronenenergie wird über die gesamte DR-Region ausgeführt und zeigt die Rekombinationspeaks in die verschiedenen Ladungszustände von Silizium. Diese werden im Folgenden mit der isoelektronischen Entsprechung des ursprünglichen Ladungszustandes

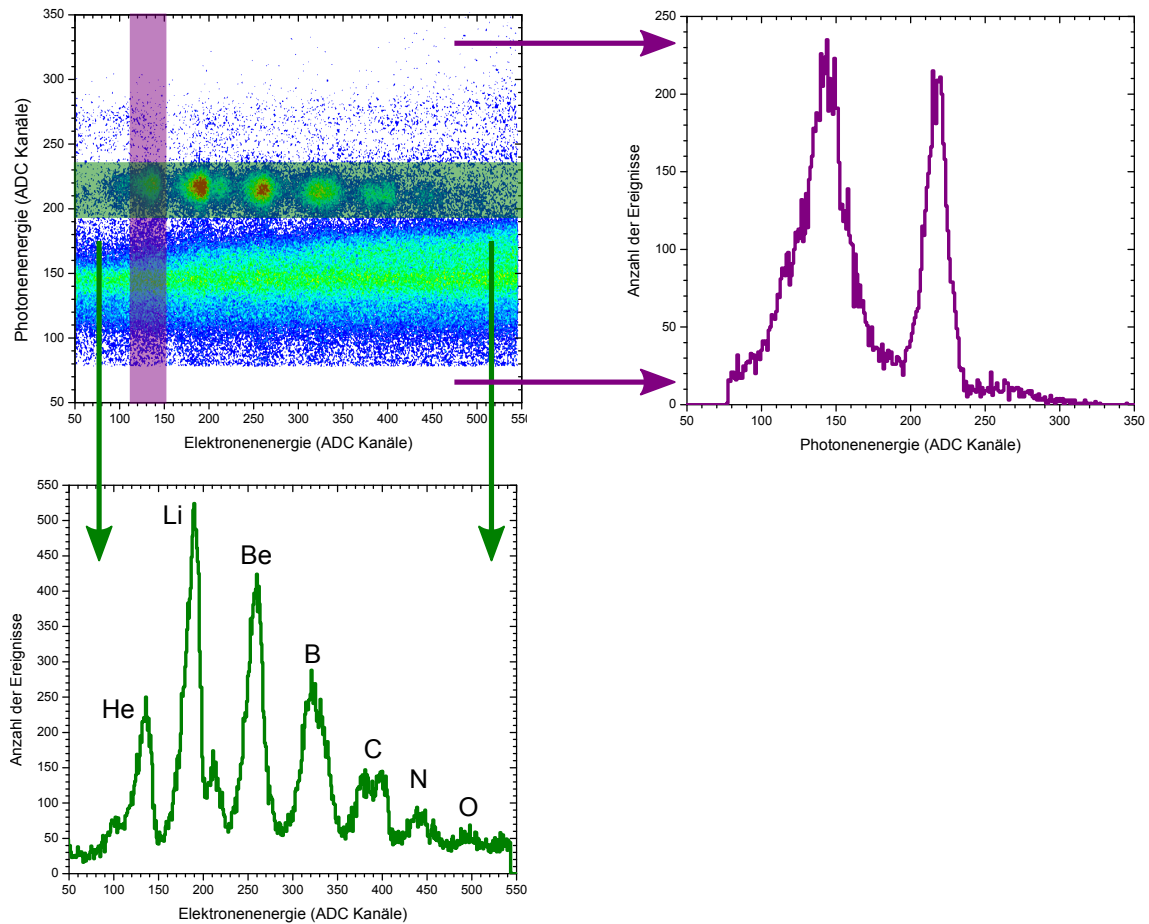


Abbildung 3.6: Links ist das zweidimensionale Spektrum der KLL-Region dargestellt. Die Achsen sind hier nicht kalibriert, sondern in ADC-Kanälen gegeben. In diesem Graph sind zwei ROIs angedeutet: grün ist die ROI für die Projektion auf die Elektronenenergie-Achse, violett die ROI für die Photonenergie-Achse. Die entsprechenden Projektionen sind unten bzw. rechts dargestellt. Die Rekombinationspeaks sind mit der Bezeichnung der isoelektronischen Entsprechung des Ladungszustandes markiert, in welchen ein Elektron rekombiniert.

bezeichnet, in den ein Elektron rekombiniert, wie es in der Abbildung angedeutet ist [147].

3.2 Das Übersichtsspektrum

Die erste Messung liefert einen Überblick über einen weiten Bereich der Energie des Elektronenstrahls. Ihr Ergebnis ist in Abbildung 3.7 dargestellt.

Das Spektrum enthält unterschiedliche Resonanzen. Die Peaks zwischen 1300 eV und 1400 eV entstehen durch KLL-Resonanzen in He- und Li-artige Si-Ionen. Dies sind die Rekombinationsresonanzen, die durch den Einfang eines Elektrons in die L-Schale ($n = 2$) des Ions mit gleichzeitiger Anregung eines K-Schalen-Elektrons in die L-Schale zustande kommen. Bei höheren Elektronenenergien tritt die KLM-Resonanz auf. Hier rekombiniert ein Pro-

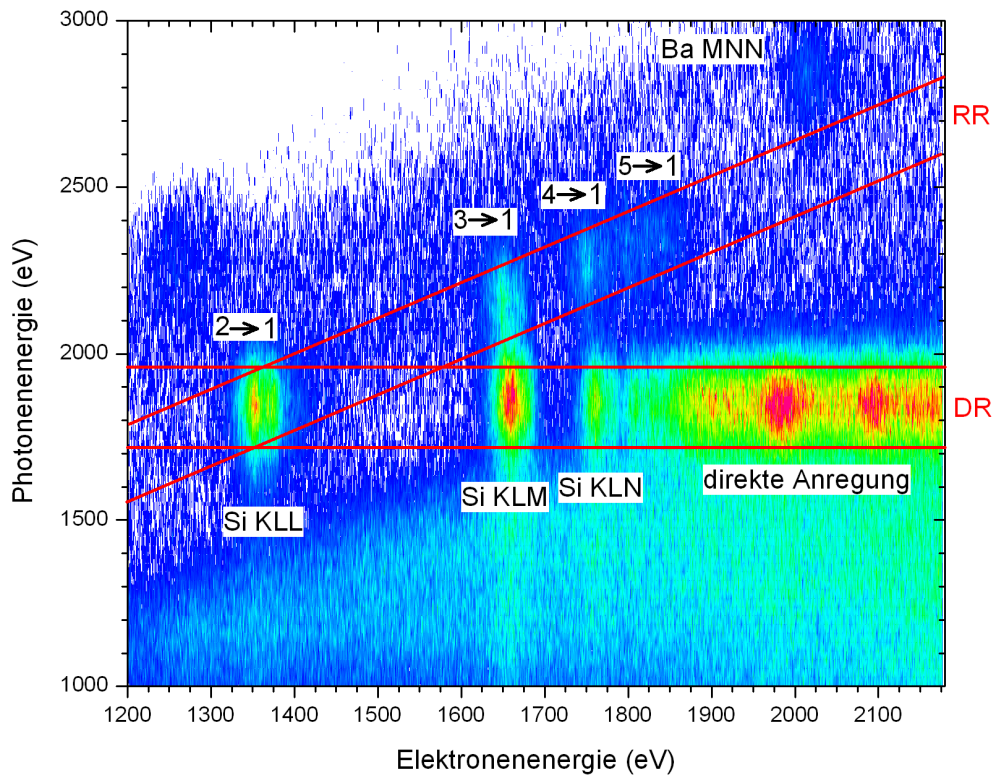


Abbildung 3.7: Übersichtsspektrum der Rekombinationsresonanzen in vorwiegend He- und Li-artiges Silizium über einen weiten Energiebereich. Die einzelnen Peaks entstehen durch die dielektronische Rekombination in die Schalen mit $n = 2$ (KLL), $n = 3$ (KLM), $n = 4$ (KLN), usw. Horizontal ist die Region der Photonen, welche durch den Übergang eines Elektrons von $n = 2 \rightarrow 1$ entstehen mit „DR“ markiert. Die diagonale Region („RR“) enthält Photonen aus Übergängen höherer Schalen in die K-Schale. Ihren Untergrund bilden radiativ in die $n = 2$ Schale rekombinierende Elektronen. Der starke, niederenergetische Untergrund kommt durch Rekombinationen in Barium-Ionen zustande.

jektilelektron auf $n = 2$ unter Anregung eines gebundenen Elektrons von $n = 1 \rightarrow 3$ bzw. auf $n = 3$ unter Anregung von $n = 1 \rightarrow 2$. Für die Abregung des Zwischenzustandes unter Photonenemission gibt es nun zwei Möglichkeiten. Zum einen kann ein Elektron von $n = 2 \rightarrow 1$ fallen, was zu dem Peak bei der Photonenenergie von $E_\gamma \approx 1860$ eV führt. Die andere Möglichkeit erzeugt den Peak bei $E_\gamma \approx 2190$ eV, wobei hier das Elektron den Übergang $n = 3 \rightarrow 1$ durchführt. Die ebenfalls möglichen $n = 3 \rightarrow 2$ Übergänge liegen bei $E_\gamma \approx 330$ eV und können im Rahmen dieser Messung nicht detektiert werden. Weitere Resonanzen entstehen durch Rekombination unter Anregung eines Elektrons von $n = 1$ in höhere Schalen mit $n = 4, 5, \dots$ und die darauf folgende Emission eines Photons. Darüber, ab einer Elektronenenergie von $E_e = 1850$ eV, besitzt der Elektronenstrahl genug Energie, um den Übergang eines Elektrons von $n = 2 \rightarrow 1$ direkt per Elektronenstoß anzuregen. Das Spektrum enthält weiterhin Ereignisse, welche aus der nicht-resonanten, radiativen

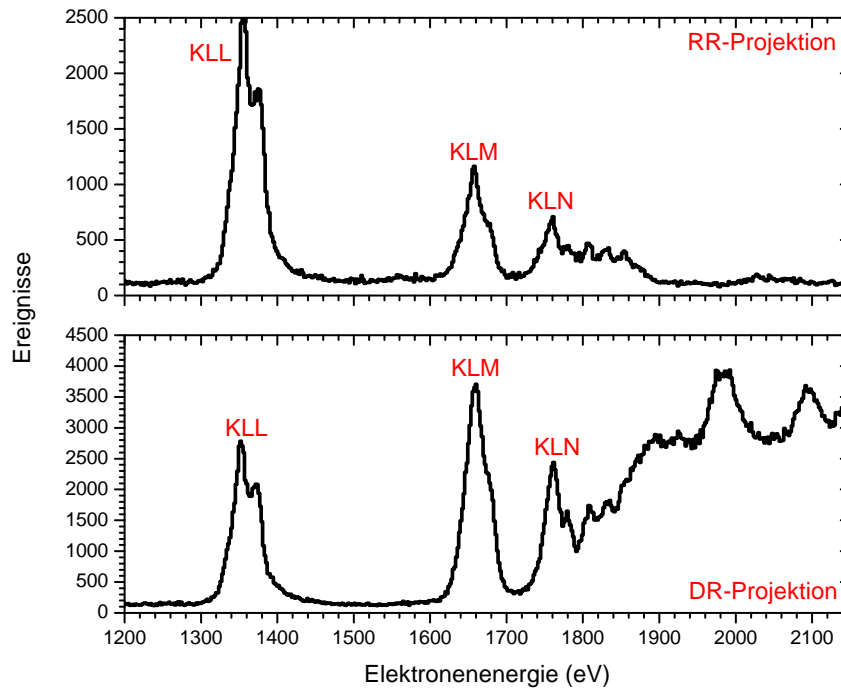


Abbildung 3.8: Projektion der in Abbildung 3.7 markierten Regionen auf die Elektronenenergie-Achse. Die DR-Projektion zeigt hierbei Photonen, die durch die Abregung eines Elektrons von $n = 2 \rightarrow 1$ entstehen. Für die RR-Projektion wurde die diagonal ansteigende Region projiziert, somit zeigt diese die Rekombination in die $n = 2$ Schale bei ansteigender Photonenenergie.

Rekombination entstehen. Dies sind die diagonal ansteigenden Strukturen, da bei der RR die Energie der Photonen proportional zu der Energie der rekombinierenden Elektronen ist. Der Peak bei einer Elektronenenergie von $E_e = 2020$ eV und einer Photonenenergie von $E_\gamma = 2845$ eV entsteht schließlich durch dielektronische MNN-Rekombination in Ba-Ionen. Ein kleiner Anteil Barium ist immer in der Falle vorhanden, da es von der Kathode der Elektronenkanone emittiert wird. Ein vergleichbares Spektrum der Rekombinationsresonanzen an Silizium-Ionen in diesem weiten Energiebereich wurde an der Stockholm-EBIT aufgenommen [148]. Es unterscheidet sich von der hier vorgestellten Messung dadurch, dass die Spannungsrampe, welche die Elektronenenergie bestimmt, extrem schnell gefahren wird. Dies hat zur Folge, dass die Ionenwolke sämtliche Ladungszustände enthält, was die Verhältnisse in astrophysikalischen Plasmen realistischer darstellt. Diese Vorgehensweise wurde für die hier vorgestellte Messung nicht gewählt, da die Auflösung bezüglich der Elektronenenergie maximiert werden soll und dazu, wie später erläutert, eine langsame Rampe notwendig ist.

Abbildung 3.8 zeigt die Projektionen der beiden markierten Regionen RR und DR auf die Elektronenenergie-Achse. Die RR-Projektion stellt die Rekombination in die $n = 2$ Schale mit den dabei auftretenden Resonanzen dar, während die horizontale Projektion

on ausschließlich Photonen der Übergänge von $n = 2 \rightarrow 1$ enthält. Die RR-Projektion ist vergleichbar mit Speicherring-Messungen, wie einer am TSR (*Test Storage Ring*) des MPIKs durchgeführte Messung, welche die Rekombination in $n = 2$ an Li-artigen Si-Ionen untersucht [24]. Im Gegensatz zur EBIT-Messung können hier allerdings die Rekombinationswirkungsquerschnitte direkt gemessen werden. Auch besitzt die Speicherring-Messung im Vergleich zum Übersichts-Spektrum eine deutlich erhöhte Auflösung. Da diese Arbeit sich auf die KLL-Rekombinationen konzentriert, wird das Übersichts-Spektrum nur zum Auffinden der entsprechenden Region verwendet, welche im Folgenden in hochauflösenden Messungen untersucht wird.

3.3 Das KLL-Spektrum

3.3.1 Auflösung der Elektronenenergie

Das Hauptaugenmerk im Rahmen dieser Arbeit liegt auf der KLL-Rekombinationsregion von Si. Für eine detaillierte Untersuchung dieser Region ist eine deutliche Erhöhung der Auflösung verglichen mit dem Übersichts-Spektrum notwendig. Die entscheidenden Faktoren, welche die Auflösung der Elektronenenergie-Achse bestimmen, sind die Energiebreite des Elektronenstrahls im Fallenzentrum, die thermische Bewegung der Ionen in der Falle sowie die Stabilität und Restwelligkeit der an der Kathode und den Drift-Röhren verwendeten Netzteile.

Die Energiebreite des Elektronenstrahls ergibt sich aus dem Potentialverlauf im Zentrum der Falle und kann aus Gleichung 2.13 ermittelt werden. Ein Elektronenstrahl mit einer Stromstärke von 30 mA führt bei einer Beschleunigungsspannung von 1,5 kV zwischen Kathode und Falle zu einer Potentialdifferenz von

$$\Delta\Phi = \Phi_{<}(r_0) - \Phi_{<}(0) = 11,8 \text{ V} \quad (3.2)$$

zwischen der Achse des Elektronenstrahls und dem Herrmann-Radius r_0 , welcher 80% der Elektronen beinhaltet. Diese Potentialdifferenz gibt das Maß für die Energiebreite des Elektronenstrahls und ist durch die Maschinenphysik vorgegeben. Sie ist direkt proportional zu der Stromstärke I .

Auch hängt die Aufheizrate der Ionenwolke nach Gleichung 2.17 linear von der Stromdichte j_e ab. So kann durch eine Reduzierung der Stromstärke die Energiebreite des Strahles wie auch die Temperatur der Ionenwolke verringert werden. Dies führt jedoch durch die reduzierte Zahl sowohl an Targetionen als auch Projektilelektronen zu einer Verringerung der Rate an DR-Photonen. Eine zu starke Verringerung des Stromes bringt somit durch den starken Verlust an Statistik keinen Gewinn mit sich. Als guter Kompromiss werden für die vorliegende Messung Ströme zwischen 30 mA und 50 mA verwendet.

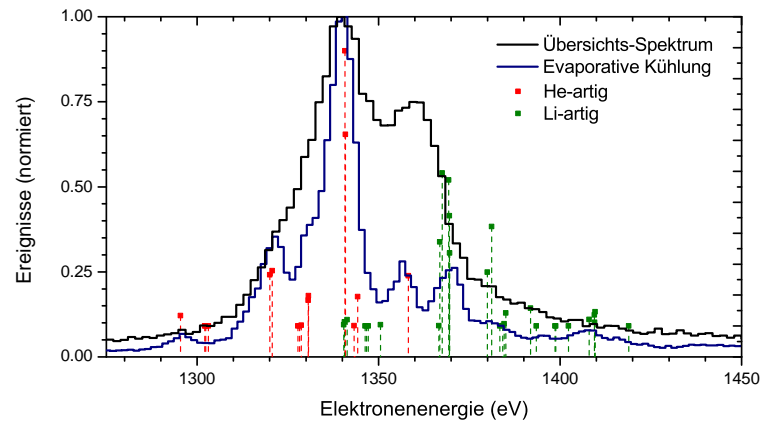


Abbildung 3.9: Vergleich zwischen dem Übersichts-Spektrum und einer Aufnahme mit verstärkter evaporativer Kühlung. Beide Spektren stellen die DR in He und Li-artiges Silizium dar. Zur Orientierung sind die theoretischen Positionen der Peaks aus der MCDF-Rechnung mit aufgetragen.

Die zweite Möglichkeit zur Verbesserung der Auflösung ist eine starke evaporative Kühlung des Ionenensembles. Wie bereits in Abschnitt 2.3.2.4 dargelegt stellt diese den wichtigsten Mechanismus zur Kontrolle der Temperatur der Ionen in der Falle dar. Hierbei wird das axiale Fallenpotential abgesenkt, um den hochenergetischen Teil der thermischen Verteilung der Ionen aus der Falle zu entfernen. Für die DR-Messung wird die Falle nun so flach gewählt, dass ein Großteil der Ionen aus der Falle entkommt und nur die kältesten hochgeladenen Ionen in der Falle verweilen. Hierbei werden genug Ionen aus der Falle entfernt, dass die radiale Ausdehnung der Ionenwolke, welche durch die thermische Bewegung der Ionen bestimmt wird, den Durchmesser des Elektronenstrahles unterschreitet. Auf diese Weise kann die Energieauflösung auf Werte unterhalb der Energiebreite des Elektronenstrahls verbessert werden [149].

Der dritte Faktor, welcher die Energieauflösung beeinflusst, nämlich die Stabilität und Restwelligkeit der Netzteile, welche die Spannungen auf den Drift-Röhren und der Kathode bestimmen, ist im Vergleich zu der Energiebreite des Elektronenstrahls vernachlässigbar. An den Drift-Röhren kommen *Iseg DPS*-Hochspannungsmodule mit einer Restwelligkeit von unter 7 mV_{pp} zum Einsatz. Das Netzteil an der Kathode, ein *Glassman LQ02N5*, hat eine Restwelligkeit von 3 V bei einer Ausgangsspannung von 2 kV , welche jedoch durch einen Tiefpass-Filter in den mV -Bereich verringert wird.

Die Spannungen an den Drift-Röhren werden während der gesamten Messung konstant gehalten, während die Spannung an der Kathode von der Energie-Rampe gefahren wird. Hierbei ist es für eine optimale Auflösung wichtig, diese Rampe relativ langsam und kontinuierlich zu fahren, um Schwankungen durch die Regelung des Netzteiles zu vermeiden. Abbildung 3.9 verdeutlicht die Verbesserung der Auflösung durch die hier beschriebenen Mechanismen. Sie stellt die Projektion des Übersichts-Spektrums im Vergleich zu einem

Spektrum mit starker evaporativer Kühlung dar. Die Linienbreite sinkt hier deutlich unter die Energiebreite des Elektronenstrahls. Die besten Spektren der KLL-Messreihen erreichen Linienbreiten von unter 6 eV.

Mit dieser hohen Auflösung wird die KLL-Rekombinationsregion in drei Messreihen untersucht. Die Parameter der Messreihen sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Sie unterscheiden sich primär in der Zeit des Dump-Zyklus, dem Strom des Elektronenstrahls und Details wie der Rampengeschwindigkeit oder der Falltiefe, welche zu einer höheren Auflösung in den Messreihen zwei und drei führen. Das Ergebnis der Messreihe 3 bei einem Elektronenstrom ab 30 mA ist in Abbildung 3.10 in einem zweidimensionalen Spektrum in Abhängigkeit von der Photonen- und Elektronenenergie dargestellt. Hier sind die Rekombinationspeaks in He- bis N-artiges Silizium hochaufgelöst zu erkennen. Dieses Spektrum soll im Folgenden detailliert analysiert werden, wobei mit der Diskussion der Kalibration der Energieachsen begonnen wird.

3.3.2 Kalibration der Elektronenenergie

Die Elektronenenergie setzt sich nach Gleichung 2.16 aus der Potentialdifferenz zwischen Kanone und Falle sowie einem Beitrag der Raumladung von Elektronenstrahl und Ionenwolke zusammen. Die Raumladungsverhältnisse in der Falle sind jedoch nur sehr ungenau theoretisch bestimmbar, da die Raumladungskompensation f der Ionenwolke aus Gleichung 2.15 nicht genau genug bekannt ist. Daher müssen die Spektren anhand theoretisch berechneter Linienpositionen kalibriert werden. Auch wenn eine absolute Bestimmung der Elektronenenergie schwierig ist, so kann doch sichergestellt werden, dass der Verlauf der Energie mit zunehmender Beschleunigungsspannung linear bleibt. Hierzu wird die Stromregelung verwendet, welche die Raumladung des Elektronenstrahls konstant hält. Kann diese Linearität garantiert werden, so reicht es aus, das Spektrum an einem theoretisch ermittelten Peak auszurichten.

In Messreihe 3 fährt die Kathodenspannung in einer Rampe von 410 s Länge zwischen den

Tabelle 3.1: Zusammenfassung der wichtigsten Parameter der KLL-Rekombinationsmessungen.

	Messreihe 1	Messreihe 2	Messreihe 3
$U_{G1} = U_{C1}$	120 V	401,8 V	407,1 V
U_{Falle}	156,5 V	450 V	456 V
U_{Kath}	1430 V - 1695 V	996 V - 1296 V	960 V - 1270 V
Elektronenstrom	50,0 mA - 54,4 mA	39,7 mA - 43,6 mA	29,8 mA - 32,8 mA
Elektronenenergie	1290 eV - 1555 eV	1280 eV - 1580 eV	1270 eV - 1576 eV
Dauer Messzyklus	265 s	300 s	410 s
Dauer Dumpzyklus	2,5 s bis 3 s	0,7 s	0,7 s
Injektionsdruck	1×10^{-6} mbar	1×10^{-7} mbar	1×10^{-7} mbar

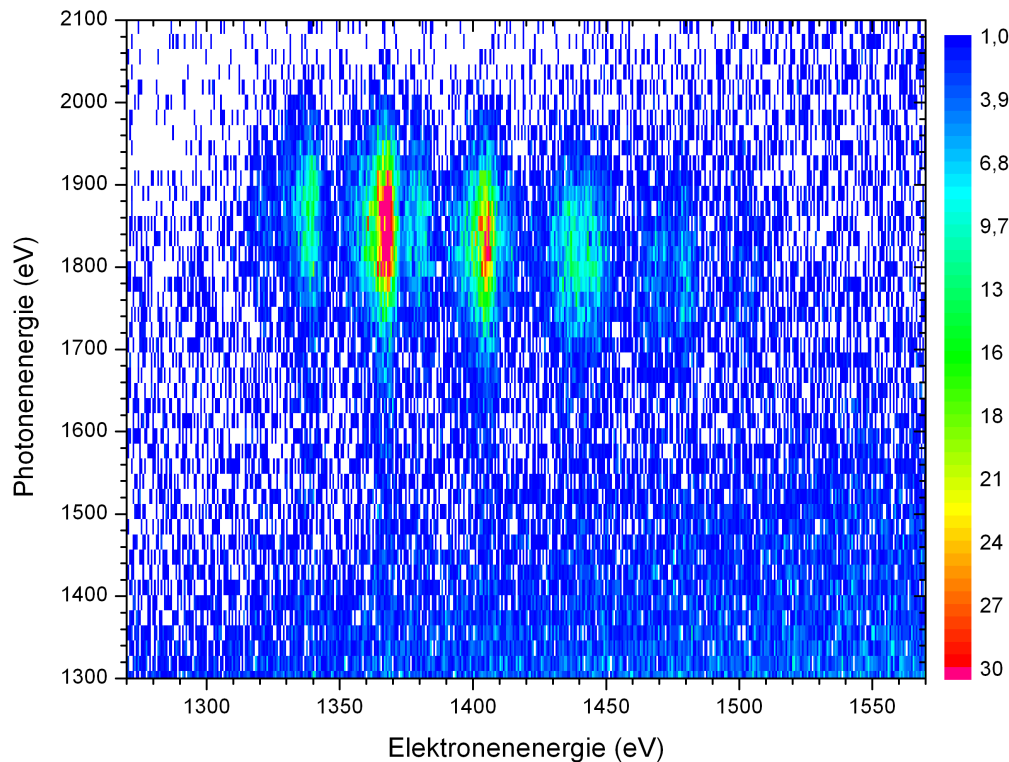


Abbildung 3.10: Ergebnis der Messreihe 3 bei einem Elektronenstrom von 30 mA. Die KLL-Rekombinationsregion ist hier in Abhängigkeit der Photonen- und Elektronenenergien dargestellt. Von links nach rechts sind dies die Peaks, welche aus der Rekombination in He- bis N-artiges Silizium unter Abregung eines Elektrons von $n = 2 \rightarrow 1$ entstehen.

Spannungen ($953,8 \pm 0,5$) V und ($1262,5 \pm 0,5$) V auf und wieder ab. Die Spannung wird vom Monitorausgang des Netzteils mit einer Genauigkeit von 0,5 V gemessen und über ein *LabView*-Programm aufgezeichnet. Dieses misst ebenfalls den Elektronenstrom im Kollektor zwischen ($29,79 \pm 0,05$) mA und ($32,90 \pm 0,05$) mA). Der Verlauf dieser Rampen ist über die gesamte Zeit der Messreihe dank der Stromregelung stabil (siehe hierzu Abbildung 3.3). Die Drift-Röhren werden unterdessen stabil auf ($456,0 \pm 0,5$) V gehalten. Im Verlauf eines Messzyklus wird die Kathodenspannung linear gefahren, der Elektronenstrom jedoch proportional zur Wurzel der Kathodenspannung erhöht. Dies führt dazu, dass die Raumladung des Elektronenstrahls auf 0,5 V genau konstant gehalten wird und die Skala der Elektronenenergie somit im Rahmen dieser Genauigkeit linear ansteigt. Die Rampe wird mit einer Geschwindigkeit von 0,76 V/s gefahren, wodurch sich die Energie der Elektronen innerhalb eines Dump-Zyklus um 0,53 eV ändert. Diese Änderung liegt eine Größenordnung unter der experimentellen Energie-Auflösung, was den Einfluss der Rampe auf diese minimiert. Wichtig ist hier auch, dass die Dump- und Energie-Rampen zeitlich nicht synchron laufen, damit sich die Zeiten, in denen die Falle geschlossen ist, über die Gesamtdauer der Messung gleichmäßig auf alle ADC-Kanäle verteilt.

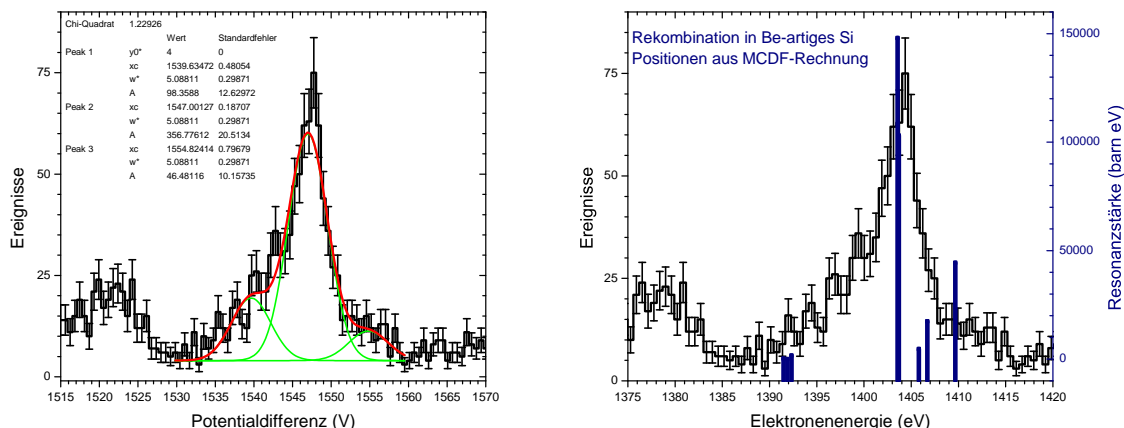


Abbildung 3.11: Ausschnitt aus dem Rekombinations-Spektrum. Hier ist der Peak, der aus der Rekombination in Be-artige Silizium-Ionen resultiert, dargestellt. Links ist der Ausschnitt gegen die Potentialdifferenz zwischen Kanone und Drift-Röhre aufgetragen. Drei Gauß-Funktionen sind an den Peak angepasst, um den Schwerpunkt der Resonanz zu finden. Rechts ist der gleiche Peak auf einer Skala der Elektronenenergie zusammen mit den Positionen der Resonanzen, die sich aus einer MCDF-Rechnung ergeben [150], aufgetragen.

Die Energie des Kalibrations-Peaks wird durch eine MCDF-Rechnung bestimmt [150]. Abbildung 3.11 zeigt einen Ausschnitt aus dem Rekombinations-Spektrum in Abhängigkeit von der Potentialdifferenz zwischen Falle und Kanone. Hier ist der Peak aus der Rekombination in Be-artige Si-Ionen dargestellt. Eine daran angepasste Gauß-Funktion liefert seinen Schwerpunkt mit $x_c = (1547,0 \pm 0,2)$ V. Der Fehler ist hierbei zunächst rein statistisch und muss noch durch den systematischen Fehler der Spannungsmessung von 0,5 V ergänzt werden. Vergleicht man diesen Wert mit dem aus MCDF-Rechnungen erwarteten Wert, so erhält man die systematische Verschiebung zwischen angelegter Beschleunigungsspannung und tatsächlicher Energie der Elektronen. Diese ergibt sich zu

$$U_{RL} = (143,4 \pm 5,1) \text{ V.} \tag{3.3}$$

Dieser Wert wird in der folgenden Analyse der Daten zur Kalibration der Elektronenenergie-Achse verwendet. Der Fehler beinhaltet hierbei neben dem Fehler der Spannungsmessung auch die Unsicherheit der MCDF-Rechnung von 5,0 V [150].

Eine Möglichkeit zur absoluten Messung der Elektronenenergie und der Bestimmung des Einflusses der Raumladung von Elektronenstrahl und Ionenwolke ist die Beobachtung der DR-Resonanzen bei verschiedenen Elektronenströmen. Die Potentialdifferenz zwischen Drift-Röhre und Kathode, bei der die jeweilige Resonanz auftritt, sinkt dabei mit abnehmendem Elektronenstrom, da die Raumladung des Elektronenstrahles mit diesem abnimmt. Misst man diese Potentialdifferenz sehr genau mit einem Spannungsteiler, so kann die absolute Energie der Resonanzen direkt bestimmt werden. Dies wurde in der Vergan-

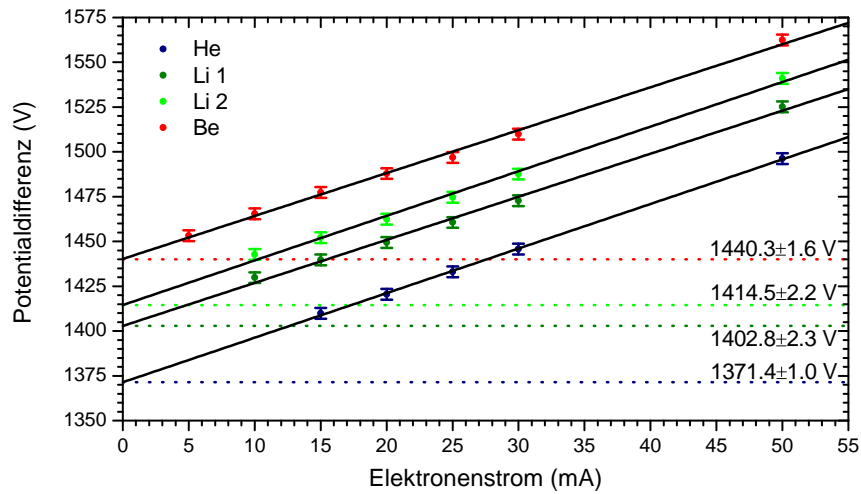


Abbildung 3.12: Messung der DR-Resonanzenergien für verschiedene Ladungszustände von Silizium. Hier ist die Potentialdifferenz zwischen Kathode und zentraler Drift-Röhre, bei der die jeweilige Resonanz auftritt, in Abhängigkeit von dem Elektronenstrahlstrom aufgetragen. Eine lineare Extrapolation auf $I = 0$ ermittelt die Resonanzenergien, deren Werte rechts eingetragen sind.

genheit an der HD-EBIT durchgeführt [16]. Für die hier vorgestellte Messung an Silizium wurde eine derartige Messung mit einem deutlich ungenaueren Spannungsteiler zur groben Bestimmung der Resonanzenergien durchgeführt. Das Ergebnis dieser Messung für die Resonanzen He-, Li- und Be-artiger Silizium-Ionen ist in Abbildung 3.12 dargestellt. An die Messpunkte ist hier jeweils eine Gerade angepasst, deren Extrapolation nach $I = 0$ die Potentialdifferenz ohne Elektronenstrom, und somit ohne Einfluss der Raumladung des Strahls und der Ionenwolke, darstellt. Die entsprechenden Werte sind in der Abbildung rechts eingezeichnet. Ein Vergleich dieser Werte mit der Theorie offenbart eine systematische Abweichung der Beschleunigungsspannung von dem erwarteten Wert um $(32,5 \pm 3,0)$ V, wobei hier zu bedenken ist, dass die Theorie ebenfalls eine Ungenauigkeit von ± 5 eV aufweist. Diese Abweichung deutet auf einen systematischen Fehler in der Bestimmung der Potentialdifferenzen in der EBIT hin. Folglich ist eine Kalibration der Resonanzspektren anhand von theoretischen Referenzlinien mit der weiter oben ermittelten Verschiebung zu bevorzugen.

Ein systematischer Einfluss auf die Form des Rekombinationsspektrums kann durch die Richtung der Spannungsrampe entstehen, wie in [88] berichtet. Hier sorgt das Auf- und Abfahren der Rampe für eine Verschiebung der Peaks um einige eV. In Abbildung 3.13 sind zwei Silizium-Spektren der selben Messreihe dargestellt, wobei die Daten nach Rampenrichtung getrennt sind. Eine genaue Untersuchung der Peak-Schwerpunkte beider Rampen ergibt keinen signifikanten Unterschied zwischen den beiden Rampenrichtungen, die Zentren der Resonanzen stimmen innerhalb der Fehlergrenzen des Fit miteinander überein.

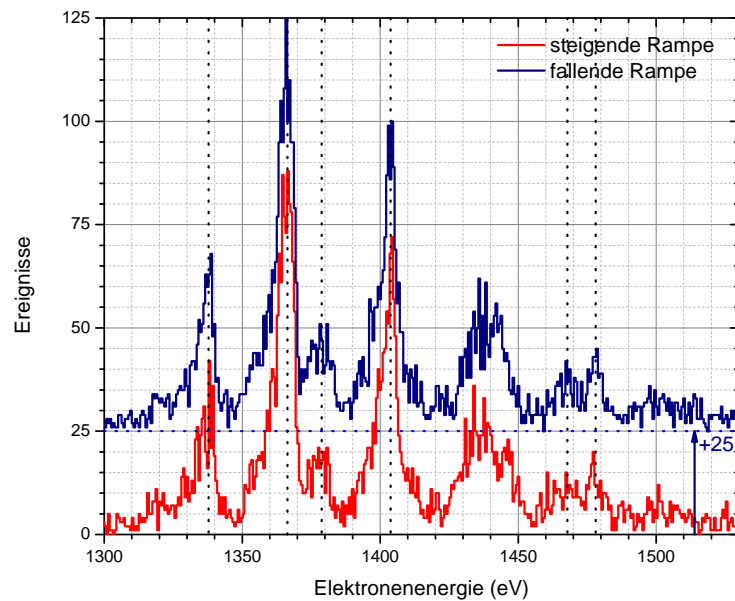


Abbildung 3.13: Darstellung der Si-KLL-Region nach Trennung der Ereignisse, die bei auf- und absteigender Kathodenspannungsrampe aufgenommen wurden. Das blaue Spektrum der absteigenden Rampe ist zur besseren Übersicht um 25 Ereignisse versetzt.

Daher werden die beiden Einzelspektren in der weiteren Datenanalyse addiert und die Richtung der Rampe nicht weiter beachtet.

3.3.3 Kalibration der Photonenenergie

Die Photonenenergie-Achse stellt das Ergebnis der Pulshöhenanalyse des MPA-Systems dar. Die sonst übliche Kalibration dieser Achse unter Verwendung einer radioaktiven Referenzquelle ist im Fall des *Silicon-Drift*-Detektors nicht möglich, da dieser direkt an der Falle fest installiert ist und dort keine Testquelle montiert werden kann. So erfolgt seine Kalibration über bekannte Röntgenemissionslinien von in der EBIT gespeicherten Ionen. Im Fall der Silizium-Messung wird ein Spektrum des $1s2p \rightarrow 1s^2$ Übergangs von He-artigem Si bei 1865,1 eV verwendet [151].

3.4 Zeitliche Entwicklung der Ladungszustandsverteilung

Zu jedem Ereignis wird neben der Elektronen- und Photonenenergie der Zeitpunkt seines Auftretens im Dumpzyklus aufgezeichnet. Dies ermöglicht eine zeitabhängige Untersuchung der Ladungszustandsentwicklung in der Falle. Während der Elektronenstrahl und die neutrale Gas-Injektion durchgehend aktiv sind, wird die Falle durch ein Anheben des Potentials auf der mittleren Drift-Röhre zyklisch ausgeleert. Die Gesamtdauer des Dumpzyklus beläuft sich in den Messreihen 2 und 3 auf 700 ms wobei die Falle in den ersten

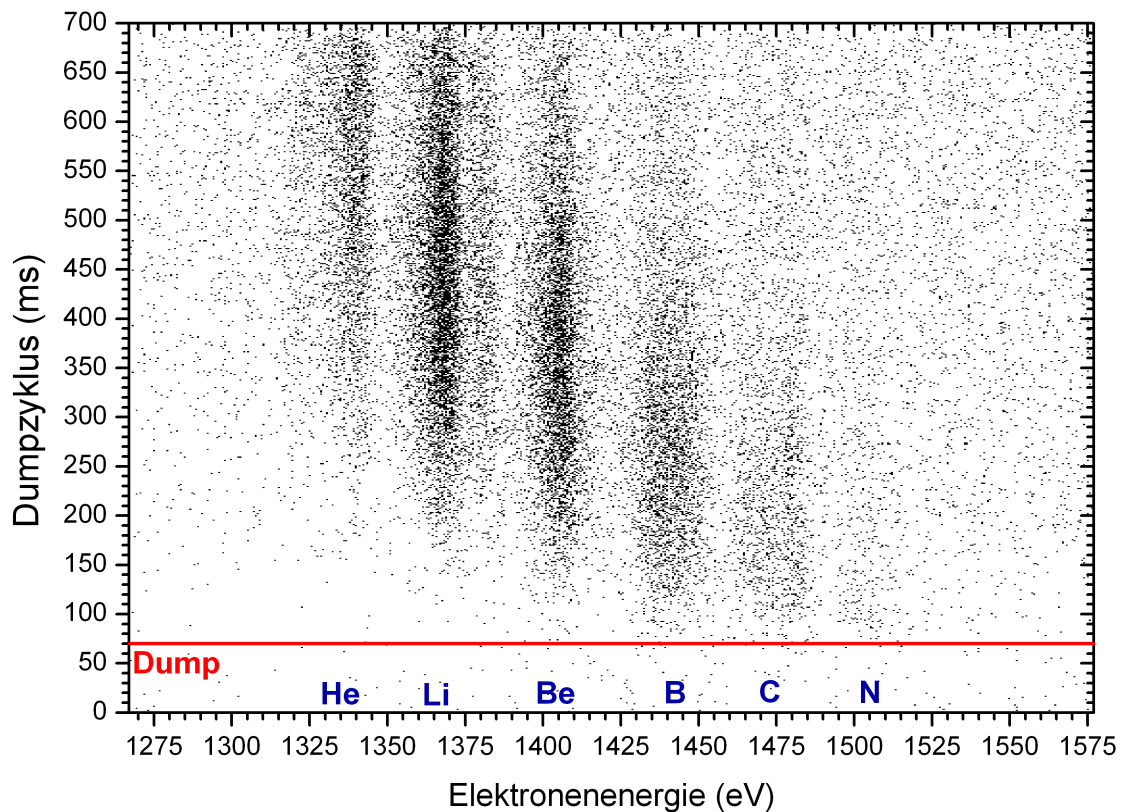


Abbildung 3.14: Darstellung der Rekombinationsspektren in Abhängigkeit von der Energie des Elektronenstrahls und der Zeit nach dem Dump für die Messreihe 3 bei einer Stromstärke von 29,8 mA bis 32,8 mA. Die Falle ist hierbei während der ersten 70 ms geschlossen (hier mit einer roten Linie markiert). Die Intensitätsskala stellt ein oder mehr Ereignisse schwarz dar. Die Bezeichnung der isoelektronischen Entsprechung des rekombinierenden Ladungszustandes ist für jede Gruppe von Peaks angegeben.

70 ms geleert wird. Nach dem Öffnen der Falle, welches sich auf einer Zeitskala von einigen Nanosekunden abspielt, werden einfach ionisierte Si-Atome gefangen und zu höheren Ladungszuständen ionisiert. Die zeitliche Entwicklung der Ladungszustandsverteilung basiert dabei auf der Lösung der in Abschnitt 2.3.2.5 aufgestellten Ratengleichung.

Zur Untersuchung dieser Zeit-Entwicklung anhand der dielektronischen Rekombinationsresonanzen trägt man die Ereignisse in einem zuvor festgelegten Photonenenergie-Intervall um den Energiebereich der $n = 2 \rightarrow 1$ Übergänge in Abhängigkeit von der Elektronenenergie gegen die Zeit ab dem letzten Dump auf. Hieraus ergeben sich zweidimensionale Zeit-Elektronenenergie-Spektren, welche im Folgenden für die Messungen aus den Messreihen zwei und drei diskutiert werden.

3.4.1 Die 30 mA-Messreihe

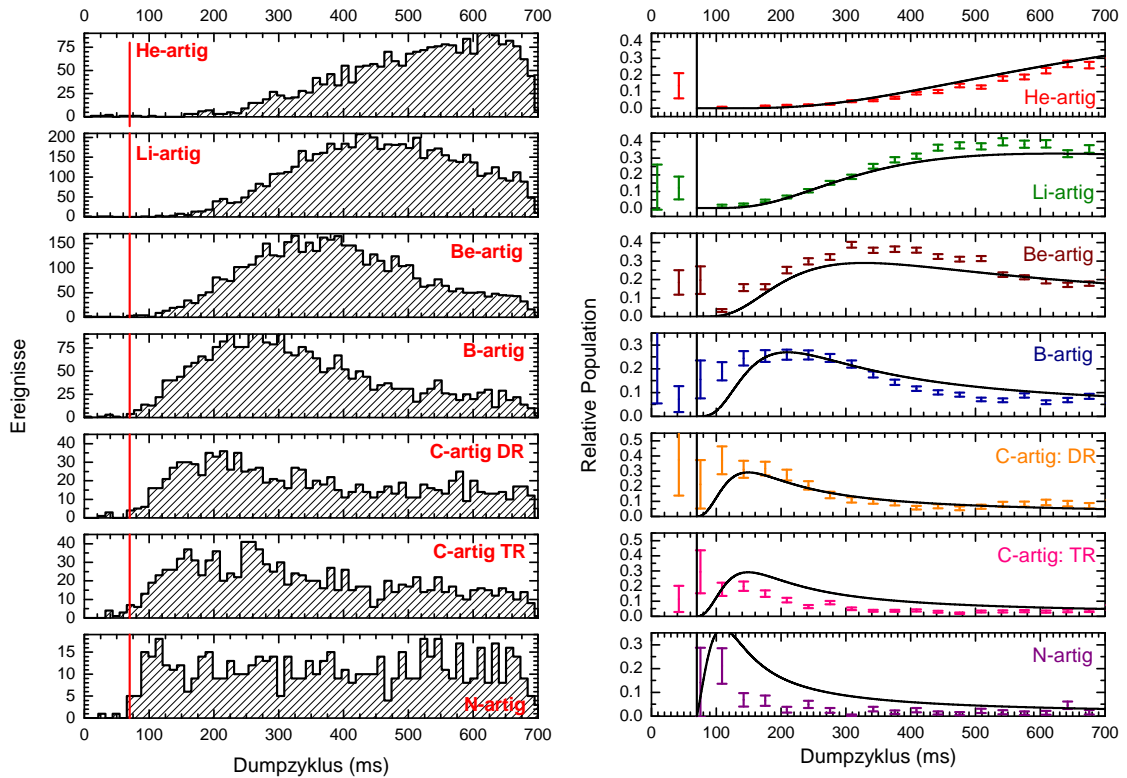
Das Zeit-Elektronenenergie-Spektrum für die Messreihe 3 bei einer Stromstärke zwischen 29,8 mA und 32,8 mA ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Dieses Spektrum stellt die zeitliche Entwicklung der dielektronischen Resonanzen dar. Man erkennt klar, dass die Rekombination in die niedrig geladenen Si-Ionen direkt nach dem Öffnen der Falle zu beobachtet ist, während der Peak des He-artigen Anfangszustandes erst ab ca. 200 ms beobachtbar ist. Zu späteren Zeitpunkten verschwinden die niedrigen Ladungszustände zu Gunsten der höhergeladenen Zustände. So lässt sich anhand dieses Spektrums die Ladungszustandsentwicklung in der Falle beobachten. Hierbei ist jedoch zu bedenken, dass die Ladungszustandsverteilung in der Falle durch die dielektronische Rekombination im Vergleich zur Situation außerhalb der Resonanz stark beeinflusst wird, weil der Wirkungsquerschnitt der DR den radiativer Rekombinationsprozesse um einige Größenordnungen übersteigt. Die DR führt effektiv dazu, dass die Ladungsverteilung bei der entsprechenden Resonanzenergie länger in dem entsprechenden Zustand verweilt. Das Verschwinden der Resonanzen niedriger Ladungszustände zu späteren Zeiten bedeutet allerdings, dass die Elektronenstoßionisation die dielektronische Rekombination weiterhin überwiegt und höhere Ladungszustände produziert werden. So erlaubt ein solches Spektrum für den Betrieb einer EBIT eine genaue Abstimmung der Elektronenenergie sowie der Dumpzeit und führt unter Ausnutzung einer Rekombinationsresonanz - gerade für die Nutzung der EBIT als Ionenquelle - zu einer deutlichen Erhöhung der Ionenausbeute eines Ladungszustandes [152].

Eine Integration der Linien entlang eines Intervalls auf der Elektronenenergie-Achse und die anschließende Projektion auf die Zeitachse für die verschiedenen Ladungszustände ermöglicht eine weitere Untersuchung der Ladungszustandsentwicklung. Sie ist für die einzelnen Peaks in Abbildung 3.15a dargestellt. Hierbei sind die Ereignisse des gesamten Bereiches des jeweiligen Ladungszustandes aufsummiert. Einzig die beiden Peaks der C-artigen Ionen sind getrennt dargestellt. Aus der aufsummierten Anzahl an Photonenergebnissen lässt sich die Ladungsverteilung abschätzen. Dazu wird ausgenutzt, dass für die Zahl der produzierten Rekombinationsphotonen

$$N_{\gamma} \propto N_{q+} \int \sigma(E)dE, \quad (3.4)$$

mit der Zahl der Ionen in einem Ladungszustand N_{q+} und dem theoretisch berechneten DR-Wirkungsquerschnitt $\sigma(E)$, gilt. Aus diesem Wirkungsquerschnitt ergibt sich somit ein Gewichtungsfaktor der gemessenen Ereignisse. Der Wirkungsquerschnitt wird in einer MCDF-Rechnung ermittelt und ist für die einzelnen Ladungszustände in Tabelle 3.2 eingetragen.

Die zeitliche Entwicklung wird auf diesen Wirkungsquerschnitt normiert (siehe Abbildung 3.15b), wobei zu beachten ist, dass auf diese Weise nur die relative Verteilung der in der DR sichtbaren Si-Ladungszustände dargestellt wird. Auch wird der Anteil an N-artigem



(a) Zeitprojektion der einzelnen Ladungszustände. (b) Gemessene und simulierte relative Population.

Abbildung 3.15: Projektion der Ereignisse der Rekombinationspeaks in die unterschiedlichen Ladungszustände auf die Zeitachse. Rechts sind die auf den DR-Wirkungsquerschnitt normierten Projektionen zusammen mit dem Ergebnis der Simulation dargestellt. Zu beachten ist, dass die simulierte Kurve für die C-artige DR und TR die gleiche ist.

Silizium durch den starken Untergrund zu späteren Messzeiten überschätzt. Dieser Untergrund kommt durch Photonen zustande, welche durch radiativ rekombinierende Elektronen emittiert werden. Der Wirkungsquerschnitt für die RR liegt über zwei Größenordnungen unter dem der DR (vergleiche Abbildung 1.4). Deshalb spielt er für die DR Spektren nur eine untergeordnete Rolle, tritt aber bei den Peaks niedriger Ladungszustände auf Grund deren geringer Statistik hervor. O-artiges Silizium wird wegen der niedrigen Statistik für die Berechnung der Ionenpopulation ignoriert. Der Zeitpunkt des Öffnens der Falle ist mit einer vertikalen Linie markiert.

Die theoretische Beschreibung der Ionenpopulation ist durch die in Abschnitt 2.3.2.5 vorgestellte Ratengleichung gegeben. Die numerische Lösung dieser Ratengleichung ermöglicht die Simulation der Ionenpopulation in der EBIT. Hierfür wird der `dither`-Code verwendet [153], der ein Runge-Kutta-Verfahren zu Lösung des Differentialgleichungs-Systems nutzt. Dieses Programm löst den Ionisations- und Rekombinationsteil der Gleichung unter Verwendung von theoretischen Wirkungsquerschnitten und beachtet den vom Restgas-

Tabelle 3.2: Über die theoretischen Peaks integrierte Wirkungsquerschnitte, die zur Gewichtung der einzelnen Ladungszustände verwendet werden. Im Fall von C-artigem Silizium werden die DR- und TR-Wirkungsquerschnitte getrennt behandelt. Die ausführliche Zusammenfassung der MCDF-Rechnung findet sich in Anhang A.

He	Li	Be	B	C - DR	C -TR	N	
106 534	119 270	78 377	99 558	28 947	62 944	21 830	[eV barn]

druck abhängigen Ladungsaustausch. Es berücksichtigt jedoch keine Verlustprozesse durch die Verdampfung von Ionen aus der Falle. Verluste können nachträglich durch Multiplikation der Ergebnisse mit einer Funktion, welche eine Abnahme der Gesamtpopulation in der Falle beschreibt, eingeführt werden. Die Simulation wird unter Variation der Stromdichte und des Restgasdruckes durchgeführt, bis sie die Daten beschreibt. Hierbei bestimmt die Stromdichte die zeitliche Entwicklung, während der Druck die finale Ladungszustandsverteilung entscheidend beeinflusst.

Das Ergebnis der Simulation für die Messung bei $I = 30$ mA ist in Abbildung 3.15b zusammengefasst, wobei die Kurven für jeden Ladungszustand einzeln dargestellt sind. Für die Rechnung wird eine konstante Elektronenenergie von 1450 keV verwendet, was die Ergebnisse nur geringfügig verfälscht, da die Wirkungsquerschnitte der Ionisation und radiativen Rekombination sich in dem Energiebereich von 200 eV nicht stark ändern. Weiterhin wird die dielektronische Rekombination in der Rechnung nicht beachtet. Die Abweichung der Daten C-artiger trielektronischer Rekombination von der berechneten Kurve ist durch die Normierung anhand der MCDF-Wirkungsquerschnitte bedingt. Wie später dargelegt wird, weicht das gemessene Verhältnis zwischen TR und DR von den Rechnungen ab.

In der Simulation der Ladungszustandsentwicklung wird eine Stromdichte j_e verwendet, welche für eine Abschätzung der effektiven, von den Ionen wahrgenommenen Elektronendichte in der Falle genutzt werden kann. Diese effektive Elektronendichte ergibt sich zu

$$n_e^{eff} = \frac{j_e}{ve} \approx 4,8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}, \quad (3.5)$$

wobei hier v die Geschwindigkeit und e die Ladung der Elektronen darstellt. Sie weicht von der geometrischen Elektronendichte, welche sich aus dem Strom und dem Herrmann-Radius ergibt, ab. Für $I = 30$ mA und einen Herrmann-Radius von $r_H = 40$ μm beträgt die geometrische Elektronendichte

$$n_e^{geo} = 1,6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}. \quad (3.6)$$

Die Ionen nehmen also nur 3% von dieser wahr. Dies wird mit der räumlichen Ausdehnung der Ionenwolke erklärt. Auf Grund ihrer Temperatur können die Ionen den Elektro-

nenstrahl verlassen und verbringen somit eine bestimmte Zeit außerhalb des Elektronenstrahls. Die Ionenwolke kann sich dabei auf einen Durchmesser von bis zu 500 μm ausdehnen. Dieses Verhalten wurde bei Messungen im optischen Spektralbereich durch direkte Beobachtung der Ionenwolke an der HD-EBIT bestätigt [117, 154]. In Messungen der Elektronendichte durch Untersuchung der Stärkenverhältnisse verschiedener Emissionslinien im Extrem-Ultraviolett-Spektralbereich wird an der FLASH-EBIT ein ähnliches Verhalten festgestellt. Danach kann die vom Ladungszustand abhängige Ausdehnung der Ionenwolke auf das bis zu Zehnfache des Elektronenstrahls ansteigen [155]. Eine Messung mit dem XUV-Spektrometer der neuen EBIT an Eisen-Ionen zeigt für diese bei einer Stromstärke von 25 mA eine ladungszustandsabhängige, effektive Elektronendichte von einigen $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ [156].

Damit ist die Beobachtung der verringerten Elektronendichte gegenüber dem geometrisch erwarteten Wert vielfach bestätigt. Allerdings ist diese nur schlecht mit der Vorstellung, welche zur Erklärung der Auflösung bezüglich der Elektronenenergie in Abschnitt 3.3.1 vorgestellt wird, vereinbar. Hiernach kann die Energiebreite des Elektronenstrahls durch das Ansammeln der Ionen in seinem Inneren zur Verbesserung der Auflösung überwunden werden. Nach diesem Modell müssten die Ionen die volle, geometrische Elektronendichte erfahren. Wäre dies der Fall, so müssten die He-artigen Si-Ionen nach einer Abschätzung mit Gleichung 2.25 bereits 9 ms nach Öffnen der Falle in dem EBIT-Plasma auftreten, was nicht beobachtet wird.

3.4.2 Die 40 mA-Messreihe

In Messreihe 2 wird der Energiebereich der dielektronischen Rekombinationsresonanzen mit einer Stromstärke zwischen 39,7 mA und 43,6 mA untersucht. Die Energierampe wird dabei mit einer Geschwindigkeit von 1 V/s etwas schneller gefahren, als in Messreihe 3. Das Ergebnis dieser Messung ist in dem Elektronenenergie-Zeit-Spektrum in Abbildung 3.16 dargestellt. Hier ist im Vergleich zu der Messung ab der Stromstärke 30 mA ein schnellerer Verlauf der Ladungszustandsentwicklung ersichtlich. Dies ist zu erwarten, da die zeitliche Änderung der Ionen-Population proportional zu der Stromdichte j_e ist.

Weiterhin fällt eine Krümmung der Linien in den frühen Bereichen des Spektrums auf. Um diese näher zu untersuchen, werden jeweils 33 ms lange Regionen aufsummiert und auf die Elektronenenergie-Achse projiziert. In diesen Spektren wird an den Peak der Rekombination in Be-artige Si-Ionen eine Gauß-Kurve angepasst, um seinen Schwerpunkt zu bestimmen. Das Ergebnis dieser Fits ist in Abbildung 3.17 dargestellt. Man erkennt eine klare Verschiebung der Peakposition zu frühen Zeitpunkten. Diese Verschiebung lässt sich durch eine zeitliche Änderung der Raumladung nach dem Dump erklären. Wie in Abschnitt 2.3.2.3 dargelegt, beträgt die Potentialdifferenz zwischen Fallenzentrum und Kathode U_{res} ,

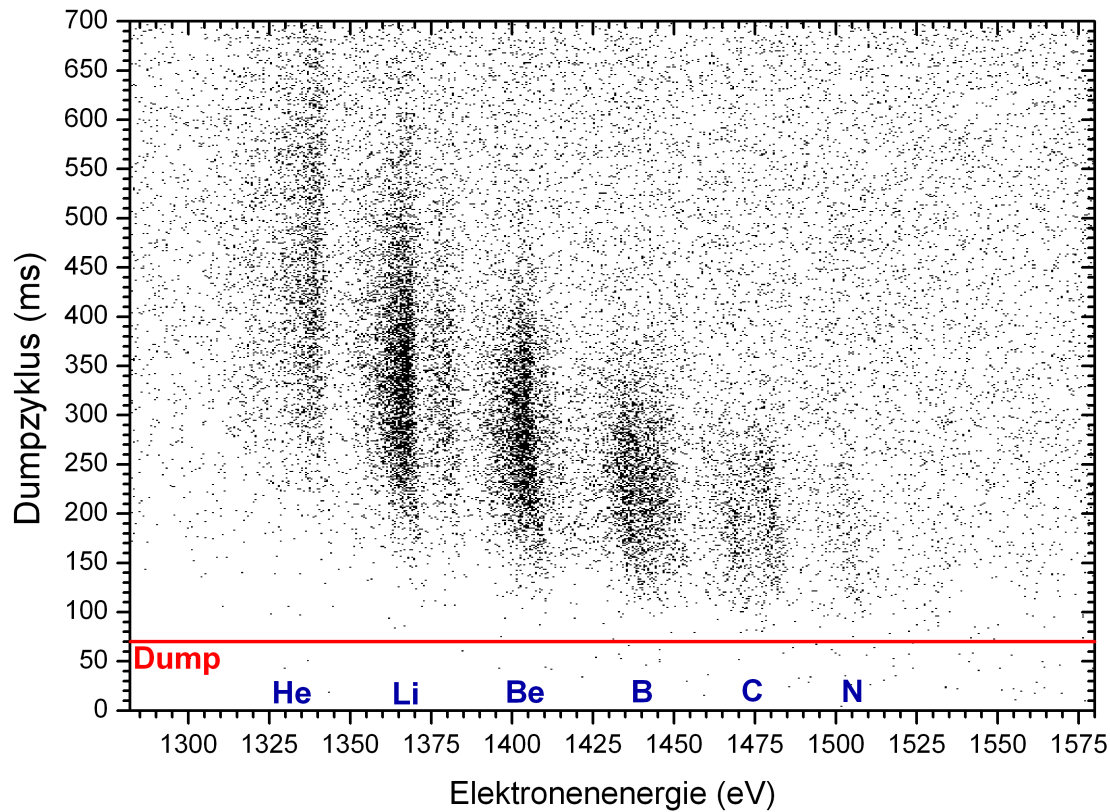


Abbildung 3.16: Spektrum der Rekombinationsresonanzen in Abhängigkeit von der Elektronenenergie und der Zeit im Dumpzyklus für die Messreihe 2 bei einer Stromstärke zwischen 39,7 mA und 43,6 mA. Die Falle ist für 70 ms geschlossen (siehe rote Linie).

bei der die Resonanz beobachtet wird

$$eU_{res} = E_{res} + e(1 - f) |\Phi|. \quad (3.7)$$

E_{res} stellt hierbei die Energie der Resonanz, Φ die Raumladung des Elektronenstrahls und f den Kompensationsfaktor der Ionenwolke (Gleichung 2.15) dar. Bei konstanter Raumladung der Elektronen baut sich die Kompensation der Ionen nach jedem Ausleeren der Falle neu auf. Dies führt zu der scheinbaren Verschiebung der Resonanz zu höheren Energien direkt nach dem Dump. Die Zunahme der Ionenpopulation, und somit auch der Kompensation f , ist durch einen exponentiellen Anstieg beschreibbar. So kann der Verlauf der Datenpunkte in Abbildung 3.17 mit einem exponentiellen Zerfall beschrieben werden. Das Ergebnis des Fits ist in dem Graphen zusammengefasst.

Extrapoliert man die Fitfunktion zu dem Zeitpunkt des Öffnens der Falle $t = 70$ ms, erhält man die Differenz zwischen der kompensierten und der ursprünglichen Raumladung mit

$$y(70 \text{ ms}) - y_0 = e\Phi - fe\Phi = (41 \pm 33) \text{ eV}. \quad (3.8)$$

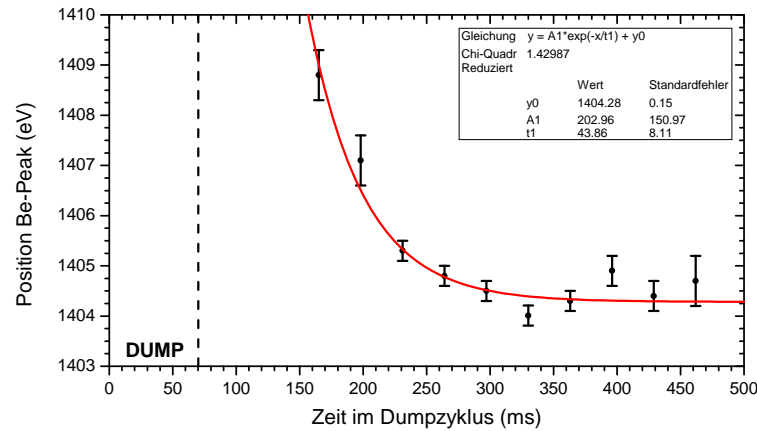


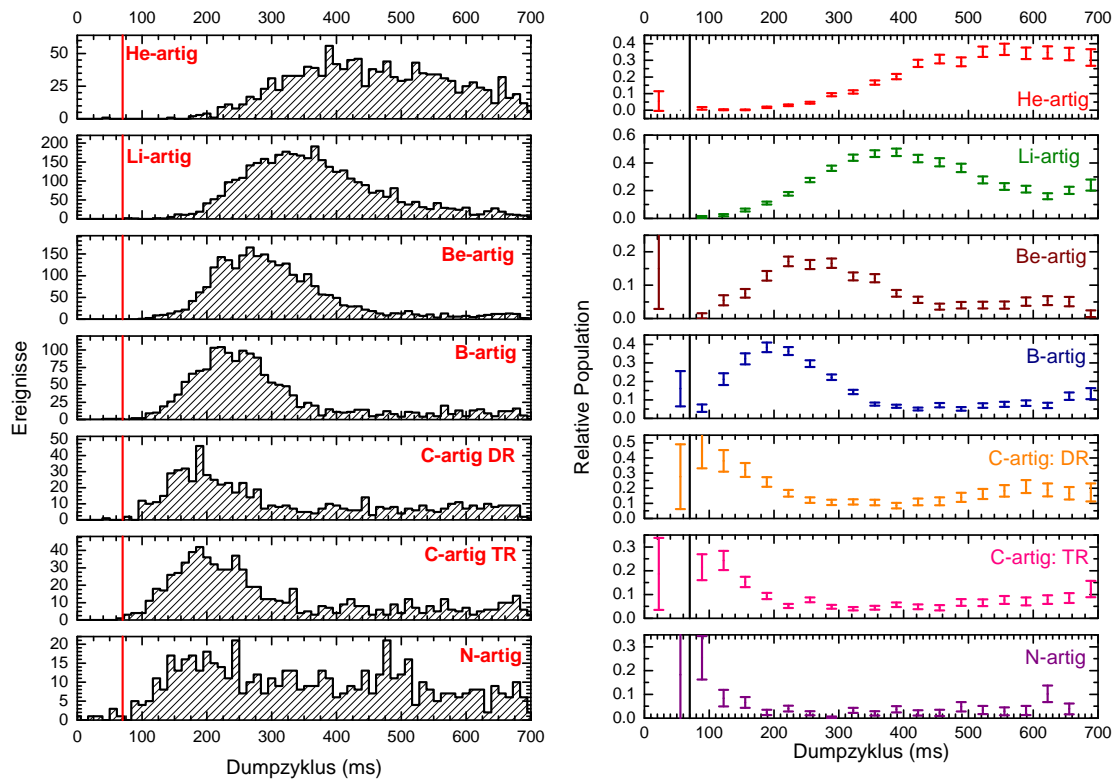
Abbildung 3.17: Zeitlicher Verlauf der Position des Rekombinations-Peaks in Be-artige Si-Ionen für die 40 mA-Messung. Eine exponentielle Zerfallsfunktions ist an die Datenpunkte mit den dargestellten Parametern angepasst.

Schätzt man die Raumladung des Elektronenstrahls mit Gleichung 2.13 für die Einstellungen der Messreihe 3 ab, so ergibt sich $\Phi = -177$ V. Aus der Kalibration der Daten an die theoretischen Positionen ergibt sich eine Differenz zwischen Energie und Beschleunigungsspannung von (139 ± 5) V. Die Differenz aus diesen beiden Werten ergibt einen Wert von $e\Phi - fe\Phi = (38 \pm 5)$ eV. Dies stimmt mit dem aus der Zeitentwicklung gewonnenen Wert überein, wobei das Ergebnis des Exponentialfits sehr ungenau ist. Die Werte entsprechen einem Kompensationsfaktor von 22 %.

Für die weitere Auswertung muss die raumladungsbedingte Verschiebung der Peaks ausgeglichen werden. Hierzu werden die Datenpunkte um einen der angefitzten Exponentialfunktion folgenden Wert entlang der Elektronenenergie-Achse verschoben und die Linien somit begradigt. Die Projektion der Rekombinations-Ereignisse in die einzelnen Ladungszustände auf die Zeitachse ist in Abbildung 3.18a dargestellt. Gewichtet man diese mit den theoretischen Rekombinationswirkungsquerschnitten aus Tabelle 3.2, ergibt sich die relative Ladungszustandsverteilung in Abbildung 3.18b. Auch hier werden nur die beobachteten Ladungszustände zwischen He- und N-artigem Silizium in Betracht gezogen.

Aus diesen Graphen ist deutlich ersichtlich, dass die gesamte Populationsentwicklung bei der höheren Stromstärke wie erwartet schneller abläuft. Im Vergleich zu der Messung mit niedrigerer Stromdichte werden hier sämtliche Ladungszustände bis zu den Li-artigen wieder entvölkert, so dass am Ende des Messzyklus die He-artigen dominant sind.

Die Zeitprojektionen zeigen zudem, dass die Gesamtzahl an beobachteten, gefangenen Silizium-Ionen nach 500 ms abnimmt. Das Si verdampft auf Grund seiner relativ niedrigen Masse aus der sehr flachen Falle, während sich schwere Ba-Ionen aus der Kathode anreichern. Daher ist eine Messzeit von über 700 ms bei den gewählten EBIT-Betriebsparametern für Messungen an Silizium nicht sinnvoll. Die Zeitspektren dienen somit durch ihre Aussage-



(a) Zeitprojektion der einzelnen Ladungszustände.

(b) Entwicklung der relativen Population.

Abbildung 3.18: Projektion der Ereignisse der Rekombination in die verschiedenen Ladungszustände auf die Zeit im Dumpzyklus. Die relative Population erhält man aus der Gewichtung der Ereignisse mit dem theoretischen Rekombinationswirkungsquerschnitt.

kraft bezüglich der Ladungsentwicklung in der Falle auch als Hilfsmittel zur Optimierung der EBIT-Betriebsparameter.

3.5 Vergleich mit der Theorie

3.5.1 Ergebnisse der Rechnungen

Für ein tieferes Verständnis der aufgenommenen Silizium-Spektren ist ein Vergleich mit theoretisch ermittelten Rekombinationsspektren unumgänglich. Hierfür stehen für die vorliegende Arbeit zwei Rechnungen zur Verfügung, welche auf unterschiedlichen Verfahren basieren. Zum einen ist dies eine MCDF-Rechnung (*Multi-Configuration-Dirac-Fock*), zum anderen eine CI-Rechnung (*Configuration Interaction*). Beide Rechenverfahren beinhalten die relativistischen Effekte der Dirac-Gleichung und der Breit-Interaktion und basieren, wie in Abschnitt 1.1.3 näher erläutert, auf einem Variations-Verfahren.

Die MCDF-Rechnung wurde von *Zoltan Harman* vom MPIK [157] durchgeführt. Sie liefert

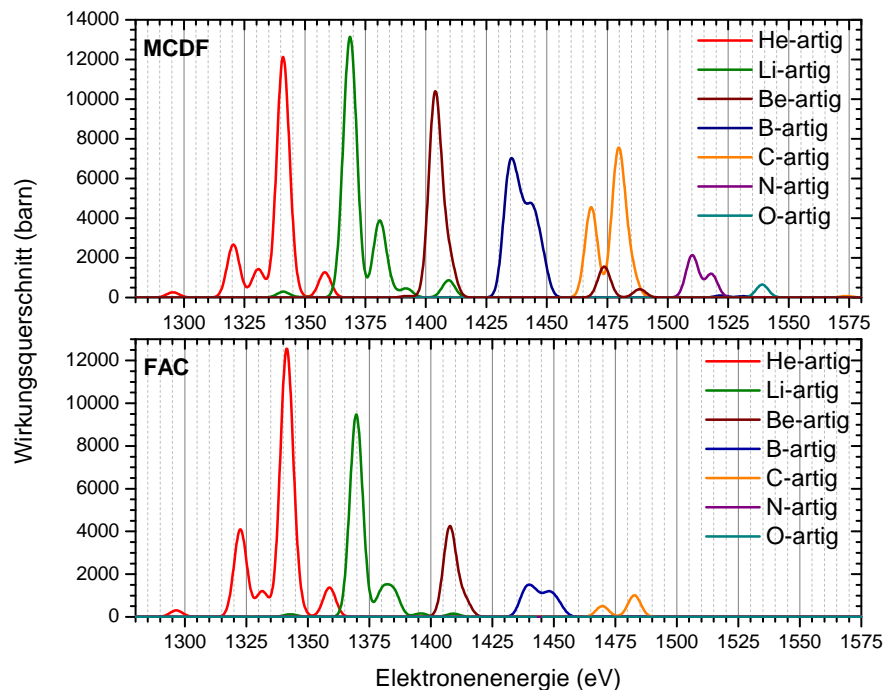


Abbildung 3.19: Ergebnisse der Rechnungen der KLL-Rekombination in Silizium. Oben ist die MCDF-Rechnung, unten das Ergebnis der FAC-Rechnung dargestellt.

die Energien und Resonanzstärken S^{DR} für den resonanten Rekombinationsprozeß eines Elektrons in ein Ion im Anfangszustand $|i\rangle$. Der angeregte Zwischenzustand $|d\rangle$ kann dann radiativ oder autoionisierend in den Endzustand $|f\rangle$ übergehen, wobei hier nur der radiative Fall interessant ist. Die Ergebnisse der MCDF-Rechnung sind in Anhang A tabellarisch zusammengefasst.

Die CI-Rechnung wurde mit dem frei zugänglichen *Flexible Atomic Code* (FAC) [158] angefertigt. Dieser ist benutzerfreundlich gestaltet und wird mittels des kurzen Python-Programmes angesteuert, welches in Anhang B abgedruckt ist. Da FAC die Raten der radiativen und autoionisierenden Übergänge ausgibt, werden aus diesen in dem Programm unter Nutzung von Gleichung 1.38 die Resonanzstärken S^{DR} berechnet.

Für einen Vergleich der theoretischen Resonanzstärken mit den gemessenen Spektren ist es vorteilhaft, diese mit einem experimentellen Linienprofil zu falten. Hierzu wird eine Gauß-Funktion mit einer Halbwertsbreite von 6 eV als Profil verwendet. Die so ermittelten Spektren stellen den Wirkungsquerschnitt der resonanten Rekombination dar, das Integral über die Peaks ergibt die Resonanzstärke. Die theoretischen Rekombinationsspektren sind für die MCDF- und die FAC-Rechnung in Abbildung 3.19 in Abhängigkeit von der Resonanzenergie dargestellt.

Betrachtet man die MCDF-Rechnung, so fallen die sehr starken Linien der Rekombination in C-artige Ionen auf. Dabei entsteht der rechte Peak bei 1480 eV durch trielektronische

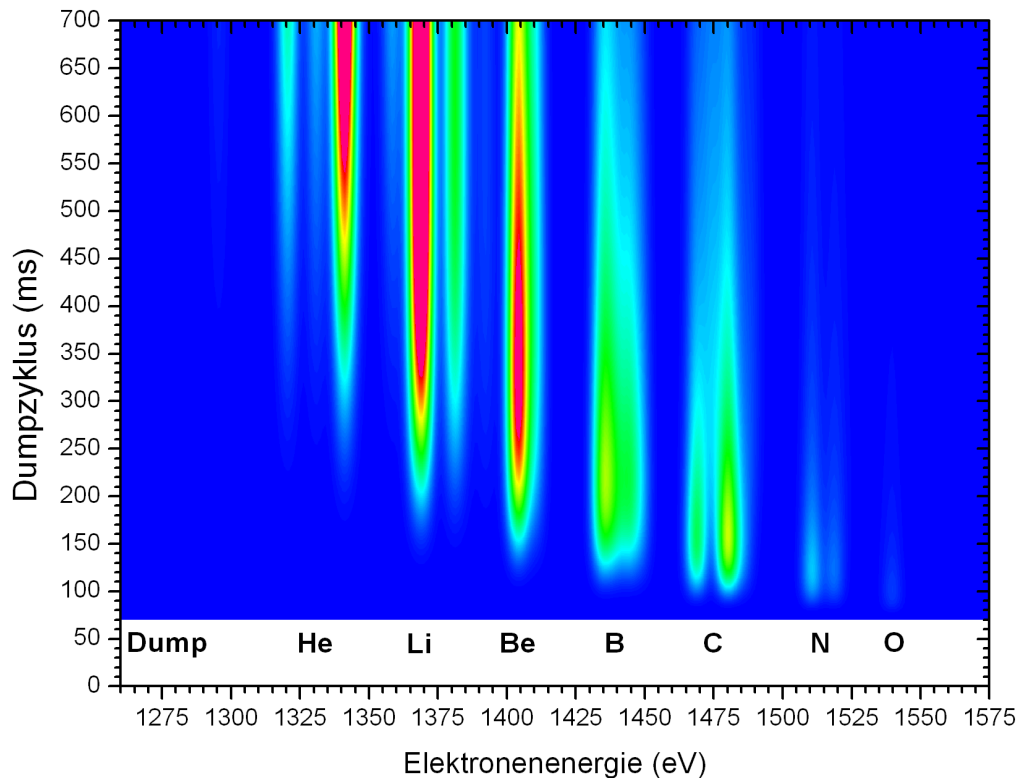


Abbildung 3.20: Die Kombination der MCDF-Rechnung mit der Simulation der Ionenpopulation liefert den theoretischen Zeitverlauf der Rekombinationsspektren für Messreihe 3. Die ersten 70 ms stellen die leere Falle während des Dumps dar.

Rekombination. Auch liegt nach der Theorie ein relativ starker Beitrag quadruelektronischer Rekombination in Be-artige Si-Ionen bei 1473 eV vor. Diese Peaks werden in der folgenden Auswertung diskutiert. Eine andere MCDF-Rechnung für O-artiges Silizium, welche in [159] vorgestellt wird, liefert ähnliche Ergebnisse wie die hier verwendete MCDF-Rechnung.

Bei der FAC-Rechnung fällt auf, dass die Stärken für B- und C-artiges Si sehr niedrig ausfallen. Für die Rekombination in N- und O-artige Zustände liegen sie gar um drei Größenordnungen tiefer, was unphysikalisch erscheint. Allerdings ist eine derartige Abweichung in einer Rechnung des FAC-Autors *M.F. Gu* an Si-Ionen in [158] nicht vorhanden, wobei dieser Ratenkoeffizienten berechnet, welche mit den Resonanzstärken nicht direkt vergleichbar sind. Es blieb bis zur Anfertigung dieser Arbeit unklar, ob hier ein Fehler in der Anwendung von FAC vorlag. Allerdings ergab sich diese Abweichung auch für Rechnungen an anderen Elementen, nämlich Al und Ar.

Zur Simulation der zeitabhängigen Spektren ist eine Kombination der MCDF-Rechnung mit dem Ergebnis der Simulation der Ladungszustandsentwicklung möglich. Hierzu wird die errechnete, relative Population eines Ladungszustandes zu jedem Zeitpunkt im Dump-

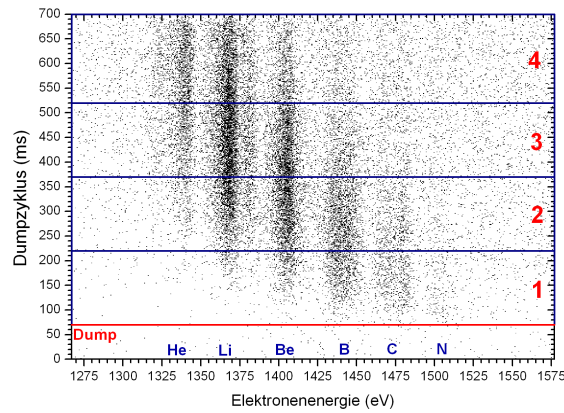
zyklus mit dem Rekombinationsspektrum des jeweiligen Ions multipliziert. Das Ergebnis dieser Rechnung ist in Abbildung 3.20 dargestellt. Das Spektrum stellt die Zeitentwicklung von Messreihe 3 bei der $I = 29,8$ mA bis $32,8$ mA dar. Vergleicht man es mit Abbildung 3.14, stellt man qualitativ eine gute Übereinstimmung der Daten mit der Theorie fest. Auf die theoretische Zeitentwicklung wird bei der Diskussion des C-artige Peaks in Abschnitt 3.5.3 weiter eingegangen.

3.5.2 Vergleich der experimentellen Daten

Die gemessenen Rekombinationsspektren sollen nun mit den Rechnungen verglichen werden. Hierzu werden die Ereignisse über die Zeit im Dumpzyklus aufsummiert und in Abhängigkeit von der Elektronenstrahlenergie dargestellt. Dies soll zunächst unter Nutzung der Zeitinformation geschehen, es wird also nicht wie bei bisherigen EBIT DR-Messungen das Gesamtspektrum betrachtet, sondern seine zeitliche Entwicklung. Dies ist in Abbildung 3.21 für Messreihe 3 bei einer Stromstärke zwischen $29,8$ mA und $32,8$ mA und in Abbildung 3.22 für die Messung bei $39,7$ mA bis $43,6$ mA dargestellt. In dem Elektronenenergie-Zeit-Spektrum sind vier bzw. fünf Regionen markiert, welche jeweils in den Spektren darunter als Projektion dargestellt sind. Zudem sind die errechneten Resonanzstärken S^{DR} (siehe Gleichung 1.38) aus der MCDF-Rechnung für die dominanten Rekombinationslinien aufgetragen (für diese gilt die rechte Ordinate). Die farbliche Kodierung der theoretischen Linien folgt dem Ladungszustand des Anfangszustand-Ions und ist in der Bildunterschrift erklärt.

Zunächst ist ersichtlich, dass die Spektren über eine hervorragende Auflösung von unter 7 eV FWHM der Peaks verfügen. Weiterhin sorgt die Projektion selektierter Bereiche im Zeitspektrum für eine deutliche Reduzierung des Untergrundes. Dieser Untergrund entsteht durch radiativ rekombinierende Photonen und ist generell durch den im Fall von Silizium nahezu drei Größenordnungen geringeren Wirkungsquerschnitt der RR gegenüber der DR sehr gering. Dennoch spielt er im Vergleich zu den Peaks niedriger Ladungszustände gegen Ende des Dumpzyklus eine Rolle. Durch die Zeitinformation ist es nun möglich, diesen Untergrundbeitrag stark zu reduzieren. So sind in den Abbildungen 3.21 und 3.22 die Rekombinationspeaks in N-artige Si-Ionen in ROI1 klar erkennbar. Später heben sich diese gegenüber dem Untergrund nicht mehr ab.

Weiterhin ist erkennbar, dass sich die Form der Rekombinationspeaks in Li- und Be-artige Si-Ionen mit der Zeit ändert. Beide besitzen eine Flanke auf der niederenergetischen Seite, welche sich erst ausbildet, wenn der nächsthöhere Ladungszustand aufgetreten ist. Daher handelt es sich bei dieser Asymmetrie nicht um ein Artefakt in der Datenaufnahme, sondern um eine Überlagerung mit einer Rekombinationslinie des nächsthöheren Ladungszustandes. Die Elektronenenergie-Achse ist, wie in Abschnitt 3.3.2 erläutert, anhand der Position des Be-Peaks der MCDF-Rechnung kalibriert. Die Theorie weist dabei eine sehr gute Überein-



(a) Übersicht und Definition der Regionen.

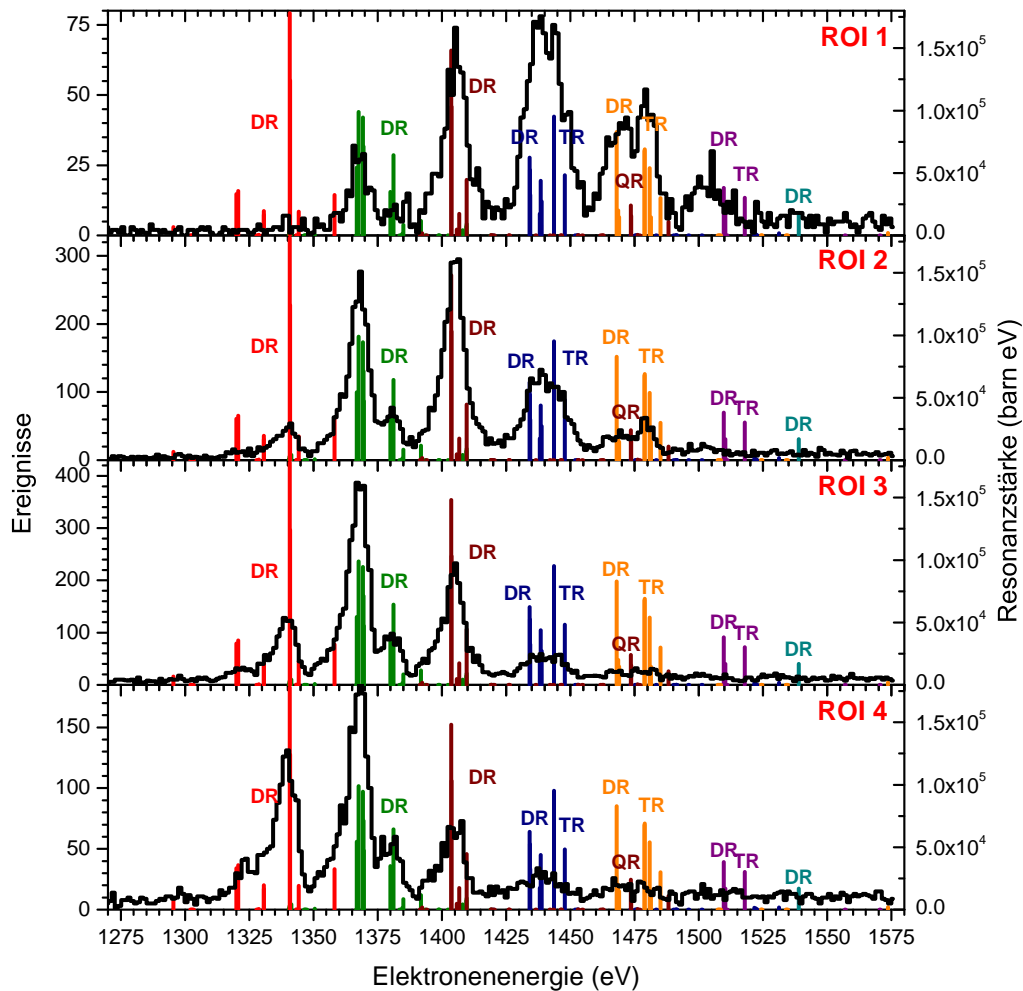
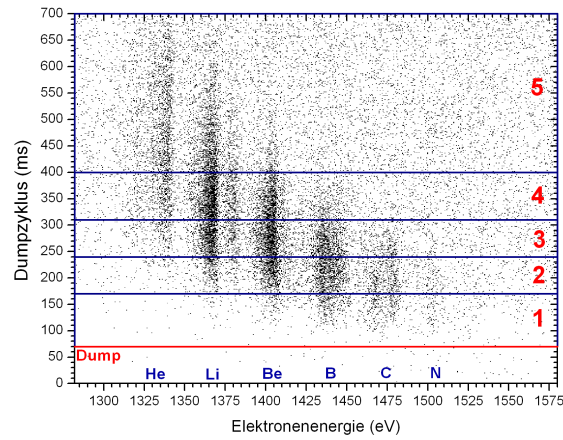


Abbildung 3.21: Projektion der in (a) markierten Regionen der Messung bei der Stromstärke von 29,8 mA bis 32,8 mA. Zum Vergleich sind die Ergebnisse der MCDF-Rechnung mit dargestellt. Sie sind dem Ladungszustand des Ausgangszustandes $|i\rangle$ entsprechend farblich kodiert: He- (rot), Li- (grün), Be- (braun), B- (blau), C- (orange), N- (violett) und O-artig (hellblau).



(a) Übersicht und Definition der Regionen.

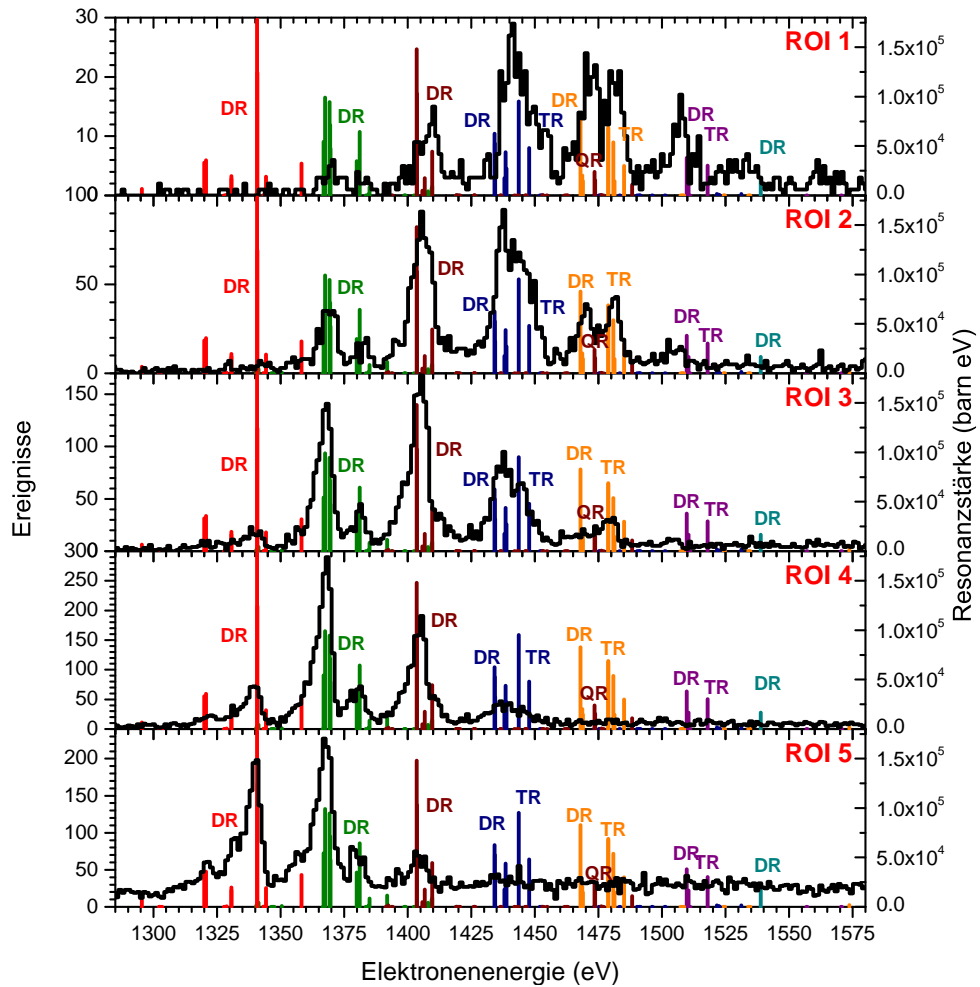
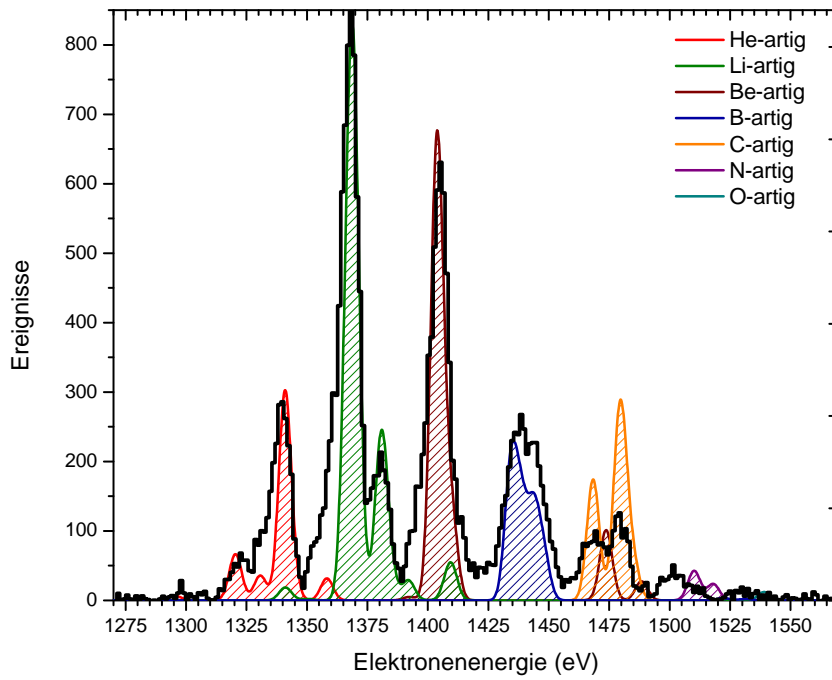
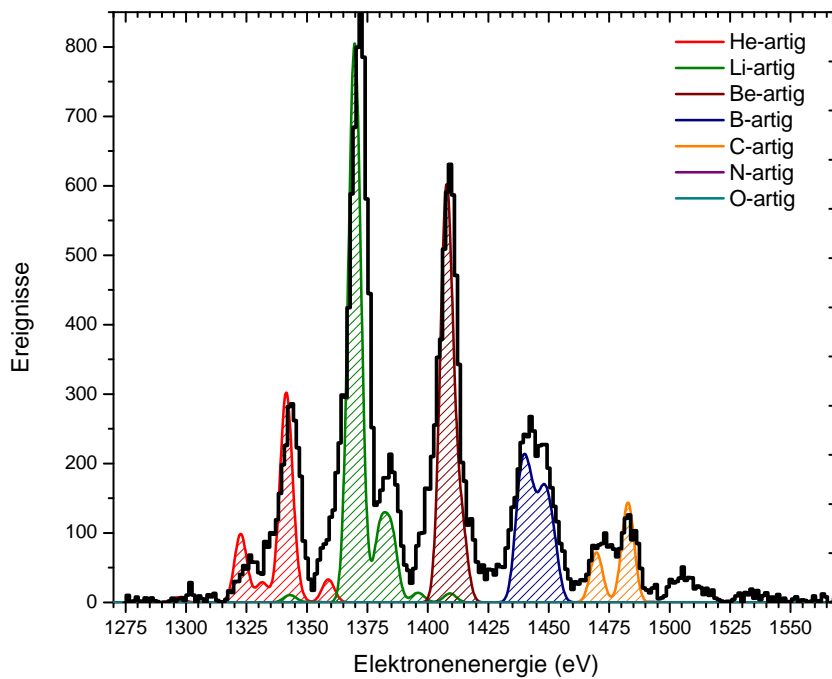


Abbildung 3.22: Projektion der in (a) markierten Regionen der Messung bei der Stromstärke von 39,7 mA bis 43,6 mA. Zum Vergleich sind die Ergebnisse der MCDF-Rechnung mit dargestellt. Sie sind dem Ladungszustand des Ausgangszustandes $|i\rangle$ entsprechend farblich kodiert: He- (rot), Li- (grün), Be- (braun), B- (blau), C- (orange), N- (violett) und O-artig (hellblau).



(a) MCDF-Rechnung.



(b) FAC-Rechnung.

Abbildung 3.23: Vergleich der Messung bei $I = 29,8\text{mA}$ bis $32,8\text{mA}$ mit den Rechnungen, wobei diese mit einer 6eV breiten Gaußkurve gefaltet sind. Die MCDF-Rechnung ist zum besseren Vergleich mit der Ladungszustandsverteilung gewichtet.

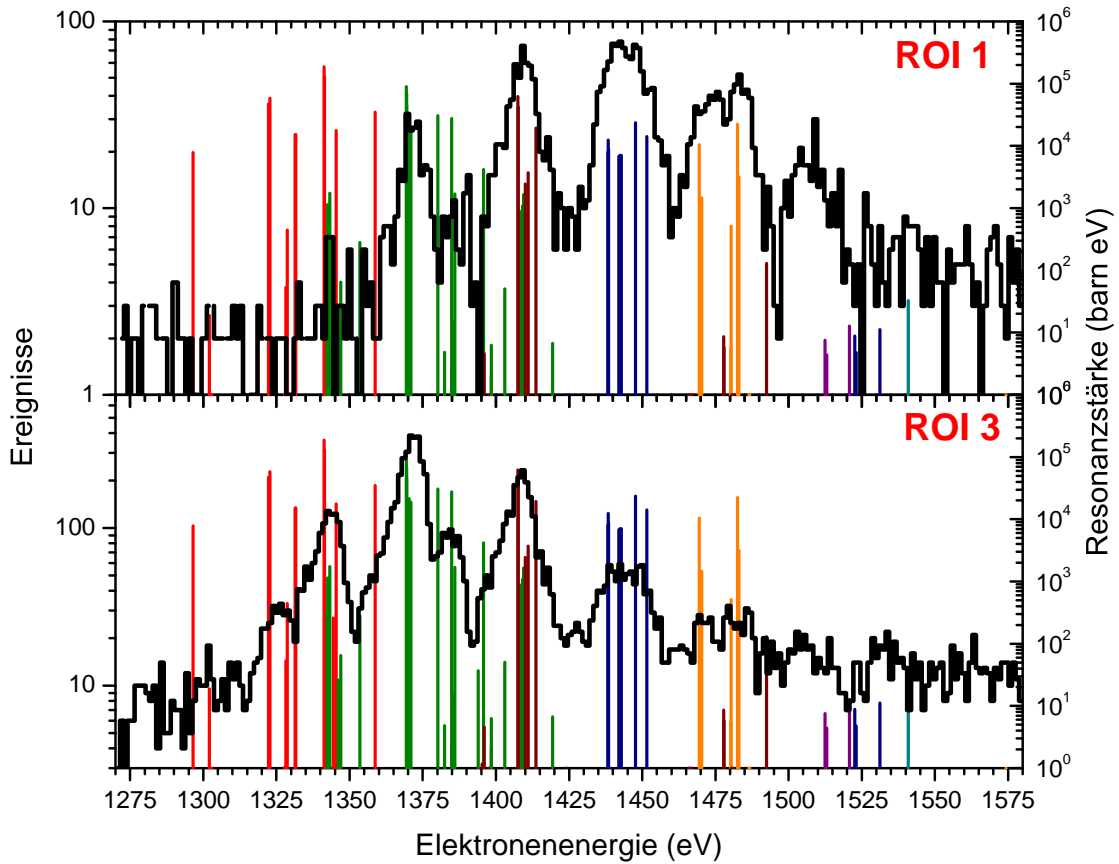


Abbildung 3.24: Vergleich der Spektren der Messreihe 3 mit dem Ergebnis der FAC-Rechnung in logarithmischer Darstellung. Die Kalibrierung der Energieachse richtet sich hier nach dem Be-Peak der FAC-Rechnung und besitzt zur MCDF-Kalibrierung eine Verschiebung von 3,91 eV. ROI 1: $T = 70$ ms bis 220 ms, ROI 3: $T = 370$ ms bis 520 ms.

stimmung mit den experimentellen Daten bezüglich der Elektronenenergie auf, wobei die MCDF-Rechnung einen Fehlerbalken von 5 eV angibt. Erst für die niedrigen Ladungszustände (N- und O-artig) weicht die MCDF-Rechnung deutlich zu hohen Energien hin ab. Hier ist Anzumerken, dass es sich bei der MCDF-Rechnung um eine *average level* Rechnung handelt, welche im Vergleich zu einer *optimal level* Rechnung eine verringerte Genauigkeit in der Bestimmung der Energieniveaus zu Gunsten geringerer Rechenzeit liefert [160,161]. Eine kurz vor Fertigstellung dieser Arbeit angefertigte *optimal level* Rechnung für die O-artigen Ladungszustände hat jedoch ein Ergebnis von $E = (1538,8 \pm 1,0)$ eV für die Resonanzenergie gebracht [150].

Für einen Vergleich der Spektren mit den FAC-Rechnungen ist einer Modifikation der Kalibrierung der Elektronenenergie-Achse notwendig. Sie wird auf die Position des Peaks der Rekombination in Be-artiges Silizium nach der FAC-Rechnung bezogen, welche von der MCDF-Rechnung um 3,91 eV abweicht. Der Vergleich zweier Spektren der Messung bei

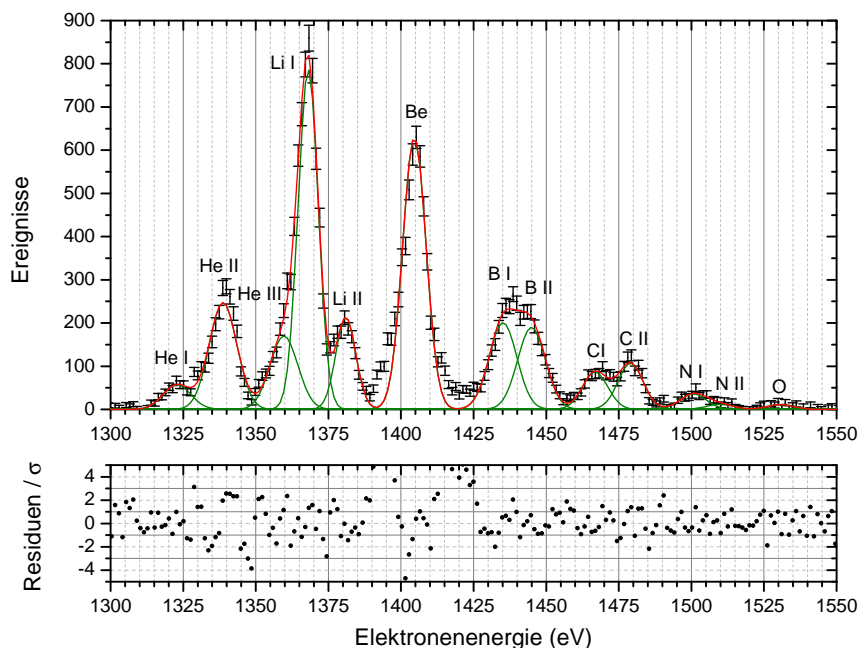


Abbildung 3.25: Fit an die in Messreihe 3 ermittelten Resonanzlinien. Unten sind die auf die Standardabweichung gewichteten Residuen des Fits angegeben.

Elektronenströmen zwischen 29,8 mA und 32,8 mA ist in Abbildung 3.24 ersichtlich. Die Resonanzstärken sind dabei logarithmisch dargestellt, um auch die N- und O-artigen Resonanzen erkennbar zu machen. Auch für die FAC-Rechnung sind die Ergebnisse in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Befunden; wie bei der MCDF-Rechnung finden sich Abweichungen vor allem bei den Peaks der Rekombination in N- und O-artige Systeme. Für den Vergleich der theoretischen Spektren, welche durch die Faltung mit einer 6 eV breiten Gaußkurve entstanden sind, muss die Ladungszustandsverteilung in der EBIT berücksichtigt werden. Diese ergibt sich aus der Summe der Ereignisse jedes Zustandes über den gesamten Dumpzyklus, wenn man diese mit den theoretischen Wirkungsquerschnitten gewichtet und dann auf die Gesamtzahl an Ereignissen normiert. Für die Messung mit $I = 29,8$ mA bis 32,8 mA ergibt sich die in Tabelle 3.3 dargestellte Verteilung, welche nur eine grobe Abschätzung darstellt, da der Wert für N-artiges Si durch den RR-Untergrund verfälscht ist und die O-artigen sowie sämtliche nicht sichtbaren Ionen in der Falle vernachlässigt werden.

Tabelle 3.3: Abgeschätzte, über den gesamten Dumpzyklus integrierte, Verteilung der Ladungszustände für die $I = 30$ mA Messung.

He	Li	Be	B	C	N
9,4 %	23,8 %	24,5 %	12,3 %	14,4 %	7,5 %

Tabelle 3.4: Zusammenfassung der gemessenen Resonanzenergien nach Kalibration relativ zur MCDF-Rechnung. Zu dem hier angegebenen statistischen Fehler kommt ein systematischer Fehler von $\pm 5,1$ eV hinzu, welcher die Ungenauigkeit der Energiekalibration berücksichtigt. Die letzten beiden Spalten enthalten die Schwerpunkte der mit Gauß-Kurven gefalteten MCDF- und FAC-Werte. Die berechneten Energien der einzelnen Übergänge finden sich in Anhang A. Die Bezeichnung der Peaks richtet sich hierbei nach Abbildung 3.25 und $|d\rangle$ bezeichnet den angeregten Zwischenzustand.

Resonanz	$ d\rangle$	Messung Energie	MCDF Energie	FAC Energie	
He I	DR	$1s2s2p$	$(1322,88 \pm 0,87)$ eV	1320,5 eV	1322,8 eV
He II	DR	$1s2p^2$	$(1338,76 \pm 0,30)$ eV	1341,0 eV	1341,5 eV
He III	DR	$1s2p^2$	$(1359,69 \pm 1,04)$ eV	1358,2 eV	1358,5 eV
Li I	DR	$1s2s2p^2$	$(1368,03 \pm 0,22)$ eV	1368,6 eV	1369,7 eV
Li II	DR	$1s2s2p^2$	$(1381,02 \pm 0,30)$ eV	1381,1 eV	1382,5 eV
Be I	DR	$1s2s^22p^2$	$(1404,47 \pm 0,15)$ eV	1404,4 eV	1408,1 eV
B I	DR	$1s2s^22p^3$	$(1435,12 \pm 0,58)$ eV	1435,2 eV	1439,7 eV
B II	TR	$1s2s^22p^3$	$(1444,96 \pm 0,61)$ eV	1443,7 eV	1448,5 eV
C I	DR	$1s2s^22p^4$	$(1466,87 \pm 0,72)$ eV	1468,3 eV	1469,7 eV
C II	TR	$1s2s^22p^4$	$(1479,04 \pm 0,59)$ eV	1480,0 eV	1482,7 eV
N I	DR	$1s2s^22p^5$	$(1500,67 \pm 2,61)$ eV	1510,1 eV	1512,8 eV
N II	TR	$1s2s^22p^5$	$(1509,82 \pm 6,59)$ eV	1518,0 eV	1521,0 eV
O I	DR	$1s2s^22p^6$	$(1530,65 \pm 3,37)$ eV	1538,9 eV	1541,1 eV

Der Vergleich zwischen der gefalteten und mit der Ladungzustandsverteilung gewichteten MCDF-Rechnung und der Messung ist in Abbildung 3.23a dargestellt. Abbildung 3.23b zeigt den Vergleich mit der FAC-Rechnung, wobei hier nur die Peaks der He- und Li-artigen Ladungszustände um einen Faktor 0.17 bzw. 0.6 reduziert sind. Diese Spektren dienen auf Grund der relativ ungenau bekannten Ladungsverteilung in der Falle vor allem zum Vergleich der Verhältnisse der Peaks des jeweils gleichen Ladungszustandes. Hier fallen vor allem Diskrepanzen bei den C-artigen Si-Ionen auf, welche im folgenden Abschnitt näher untersucht werden.

Ausgehend von der Energiekalibration an dem Rekombinationspeak in Be-artige Si-Ionen nach der MCDF-Rechnung können die Schwerpunkte der einzelnen Peaks bestimmt werden. Der hierzu durchgeführte Fit über sämtliche Peaks ist in Abbildung 3.25 dargestellt. Tabelle 3.4 zeigt seine Ergebnisse mit dem statistischen Fehler des Fits im Vergleich zu den Werten der MCDF-Rechnung. Zu dem Fehler der Messung muss ein systematischer Fehler der Kalibration der Energieachse von 5,1 eV für die absolute Position der Resonanzlinie angenommen werden. Zwischen der MCDF-Rechnung und dem Resultat des Fits gibt es bei dem N- und O-artigen Silizium eine deutliche Abweichung der Positionen. Auch weicht der Fit bei dem Peak der Rekombination in Be-artige Ionen ab. Hier sitzen in den Flanken Einflüsse von Li-artigen Ionen.

Neben der Energie des rekombinierenden Elektrons kann auch die Photonenenergie be-

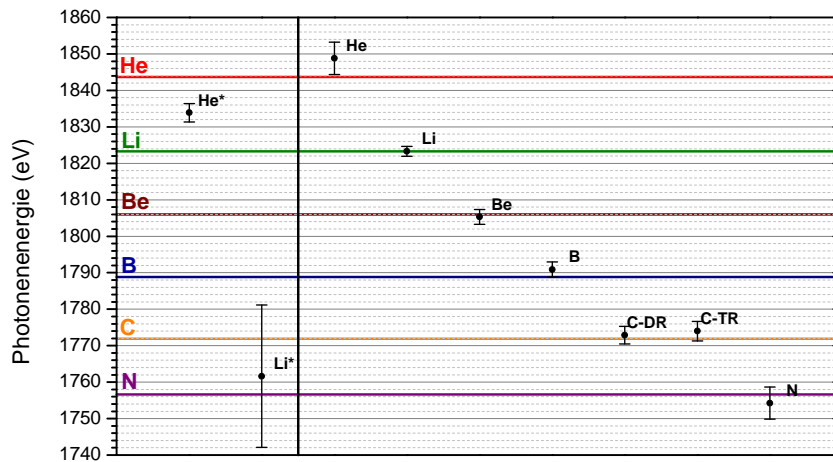


Abbildung 3.26: Schwerpunkte der gemessenen Photonenseiten im Vergleich mit den Ergebnissen der MCDF-Rechnung. Die Abweichung des He-artigen Peaks (He^*) lässt sich durch einen Einfluss von Photonen aus der Rekombination in Li-artiges Si erklären. Fittet man zwei Gaußfunktionen an den Peak ergeben sich die Schwerpunkte „Li*“ und „He“. Die theoretischen Positionen ergeben sich aus dem auf die Übergangsraten gewichteten Mittelwert der einzelnen, radiativen Abregungen. Die Messdaten sind hierbei auf die Position des Li-Peaks aus der MCDF-Rechnung kalibriert.

stimmt werden. Hier verbietet es die Auflösung von 130 eV des SDD-Detektors, einzelne Komponenten der Rekombinationslinien aufzulösen. Dennoch können unter Diskriminierung nach der Elektronenenergie zumindest die Peaks nach Ladungszustand des Target-Ions unterschieden werden. Zur Projektion auf die Photonenergie-Achse werden die Daten über Elektronenenergie-Intervalle um die einzelnen Peaks aufsummiert. Durch Anfitzen von Gaußfunktionen werden die Schwerpunkte der einzelnen Photonenseiten gefunden. Das Ergebnis dieser Fits ist in Abbildung 3.26 zusammengefasst. Die Daten sind hierbei an dem von der MCDF-Rechnung ermittelten Energiewert des Li-artigen Rekombinationspeaks ausgerichtet, wobei die Linearität der Energie bezüglich des ADC-Kanals des SDD-Detektors ausgenutzt wird.

Tabelle 3.5: Zusammenstellung der gemessenen Schwerpunkte der Photonenspektren im Vergleich zu den Erwartungen der MCDF-Rechnung.

$ i\rangle$	Photonenergie	MCDF
He	$(1848,8 \pm 4,4)$ eV	1843,7 eV
Li	$(1823,3 \pm 1,4)$ eV	1823,3 eV
Be	$(1805,3 \pm 2,0)$ eV	1806,0 eV
B	$(1790,9 \pm 2,1)$ eV	1788,8 eV
C - DR	$(1772,9 \pm 2,4)$ eV	1772,7 eV
C - TR	$(1774,0 \pm 2,6)$ eV	1771,4 eV
N	$(1754,3 \pm 4,4)$ eV	1756,6 eV

Bei der Photonenenergie des He-Peaks wird eine Abweichung festgestellt (hier mit He* markiert). Diese kommt durch eine Überblendung mit Photonen aus der Rekombination in das Li-artige System zustande, welche in den theoretischen Elektronenenergie-Spektren (Abbildung 3.23a) zu erkennen ist. Die Photonen der radiativen Abregung des Zwischenzustandes nach der Rekombination in Li-artiges Silizium besitzen hierbei nach der MCDF-Rechnung eine relativ niedrige Photonenenergie von 1761 eV. Dies führt zu einer Verschiebung des He-Peaks zu niedrigen Energien.

Fittet man zwei Gaußkurven an den Photonenpeak so kann man diese Überblendung auflösen. Die Schwerpunkte dieser zwei Gaußfunktionen sind in Abbildung 3.26 mit „Li*“ und „He“ markiert. Die übrigen Photonenpeaks sind mit dem Vergleich zu den Ergebnissen der MCDF-Rechnung in dem Diagramm eingezeichnet. Um die Theoriewerte zu erhalten, wurden aus sämtlichen radiativen Übergängen die mit der Übergangsrate gewichteten Mittelwerte gebildet. Tabelle 3.5 fasst den Vergleich der gemessenen und errechneten Photonenenergien zusammen.

3.5.3 Trielektronische Rekombination in C-artiges Silizium

Dieser Abschnitt soll das Verhältnis der TR-Beiträge zu den DR-Beiträgen in C-artigem Si näher betrachten. Die MCDF-Rechnung sagt hier $(S^{TR}/S^{DR})_{MCDF} = 1,80$ voraus, die FAC-Rechnung $(S^{TR}/S^{DR})_{FAC} = 1,99$. Eine derartige Erhöhung der Stärke trielektronischer Rekombination gegenüber der DR tritt nach der Theorie bei C-artigen Ionen ab einer Kernladungszahl von $Z = 20$ auf und konnte experimentell bereits an hochgeladenen Argon-Ionen ($Z = 18$) bestätigt werden [21].

Zum Verständnis dieser Erhöhung der TR gegenüber der DR ist eine Betrachtung der Z -Skalierung der Resonanzstärken hilfreich. Für die dielektronische Rekombination ist die Resonanzstärke in Gleichung 1.38 angegeben. Die Rate des resonanten Elektroneneinfangs ist in der verwendeten nichtrelativistischen Näherung unabhängig von Z , somit gilt für sie $W_c(i \rightarrow d) \propto Z^0$. Indes skaliert die radiative Zerfallsrate mit $W_r(d \rightarrow f) \propto Z^4$ [40] und die Energie der Resonanz $p_e^2 \propto Z^2$. Somit ergibt sich für die Z -Abhängigkeit der Resonanzstärke

$$S_{i \rightarrow d \rightarrow f}^{DR} \propto \frac{1}{b_1 Z^{-2} + c_1 Z^2}. \quad (3.9)$$

Der Koeffizient b_1 beschreibt den autoionisierenden Kanal des Zwischenzustandes $|d\rangle$, während c_1 den radiativen Kanal darstellt [162]. Aus dieser Gleichung ergibt sich für kleine Z unter Dominanz des autoionisierenden Kanals ein Anstieg der DR-Stärke, bis sie für mittlere Z nahezu konstant bleibt um dann bei hohen Z mit Z^{-2} abzufallen.

Für Prozesse höherer Ordnung wie der trielektronischen Rekombination muss Gleichung 1.38 erweitert werden. Der angeregte Zwischenzustand $|d\rangle$ hat hier die Möglichkeit über Aussenden eines Elektrons, eines Elektrons und eines Photons oder zweier Photonen zu

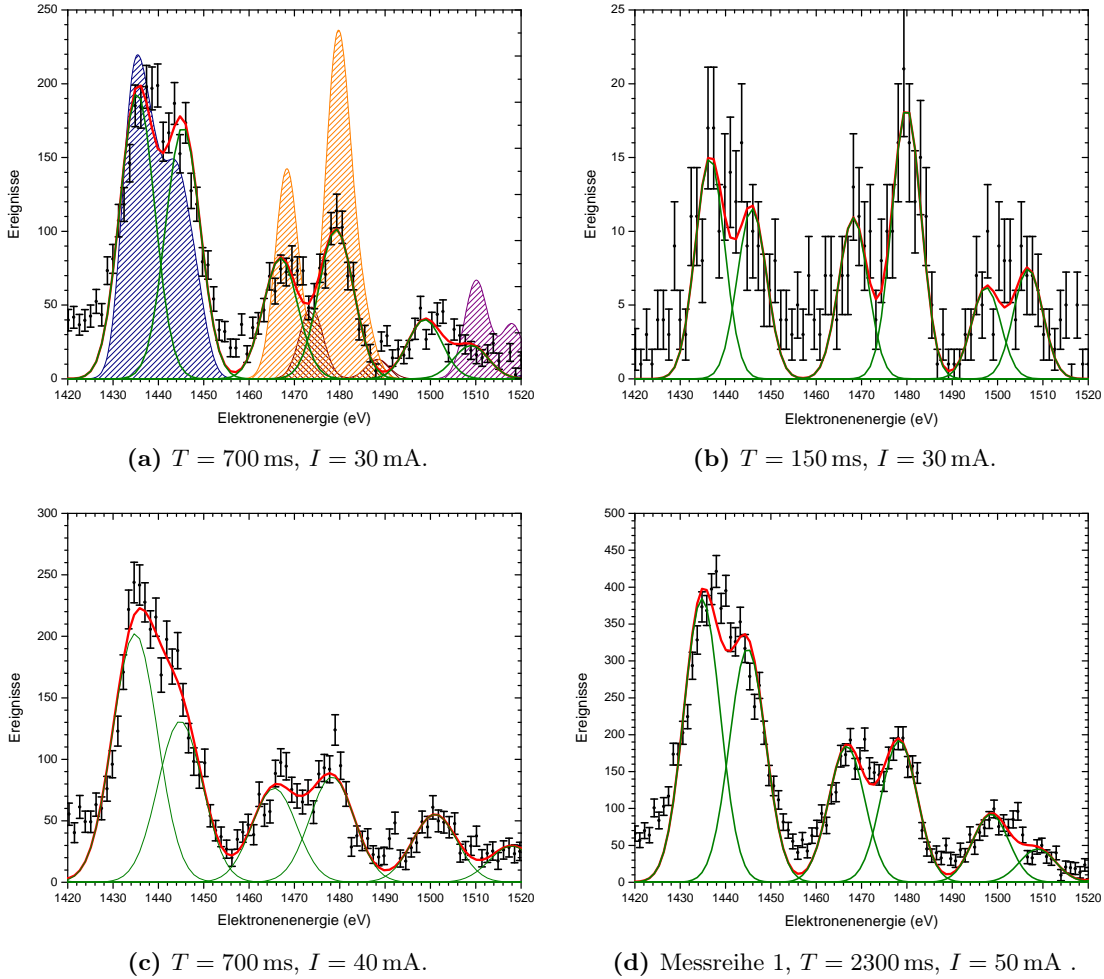


Abbildung 3.27: Vergleich der Rekombinationspeaks in C-artiges Si für verschiedene Messungen. An die Messdaten sind Gauß-Kurven angepasst. In Abbildung (a) sind zudem die auf die Ladungszustandsverteilung gewichteten Ergebnisse der MCDF-Rechnung eingezeichnet.

zerfallen. Ersteres ist dabei ein Auger-Prozess zweiter Ordnung [163], welcher, wie auch seine zeitliche Umkehrung, der trielektronische Elektroneneinfang, auf Grund der hier zu beachtenden Elektron-Elektron-Wechselwirkung mit $W_c^{TE} \propto Z^{-2}$ skaliert. Somit ergibt sich für die trielektronische Rekombination

$$S_{i \rightarrow d \rightarrow f}^{TR} \sim \frac{1}{p_e^2} \frac{W_c^{TE} W_r}{W_c^{TE} + W_c + W_r} \propto \frac{1}{a_2 Z^{-2} + b_2 + c_2 Z^4}, \quad (3.10)$$

mit den Koeffizienten b_2 und a_2 für den autoionisierenden Zerfall erster und zweiter Ordnung und c_2 für den radiativen Prozess. Dieser Verlauf ist verglichen mit Gleichung 3.9 zu niedrigen Z verschoben und bringt für die Rekombination in C-artige Systeme ein Verhältnis von $S^{TR}/S^{DR} > 1$ für $Z < 20$ mit sich. Die absolute Stärke der TR ist im Vergleich zur

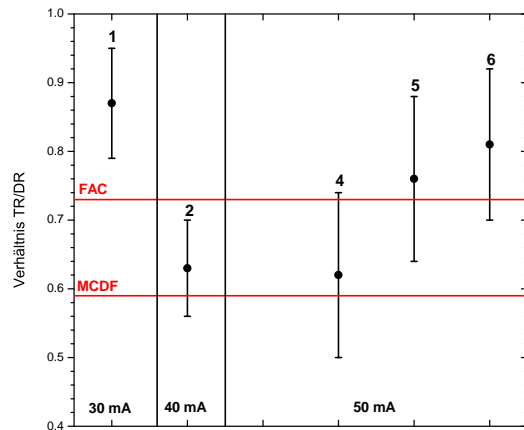
Tabelle 3.6: Zusammenfassung der gemessenen Verhältnisse zwischen TR und DR von C-artigem Silizium in den verschiedenen Messreihen. Die Nummern der ersten Spalte entsprechen denen in Abbildung 3.28. Die Messdauer ist hier das Zeitintervall im Dumpzyklus, über das die Spektren aufsummiert werden. Die Fehler sind dabei statistischer Natur und ergeben sich aus dem Fehler des jeweiligen Fits.

Nr.	Messreihe	Messdauer	S^{TR}/S^{DR}	
			B-artig	C-artig
1	3, $I = 30$ mA	630 ms	0,87(8)	1,24(15)
2	2, $I = 40$ mA	630 ms	0,63(7)	1,16(25)
3	1, $I = 50$ mA	840 ms		1,11(7)
4	1, $I = 50$ mA	1718 ms	0,62(12)	1,30(17)
5	1, $I = 50$ mA	2230 ms	0,76(12)	0,88(14)
6	1, $I = 50$ mA	2300 ms	0,81(11)	1,03(16)
MCDF-Rechnung			0,59	1,80
FAC-Rechnung			0,73	2,0

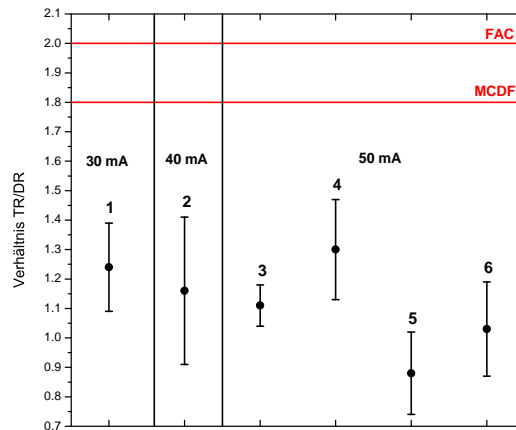
DR weiterhin durch die erhöhte Zahl an Abregungskanälen W_r verstärkt. Eine ausführliche Diskussion dieses Verhältnisses findet sich in [149].

Um den Beitrag der trielektronischen Rekombination gegenüber der DR an den gemessenen Silizium-Spektren näher zu untersuchen, ist die Region um den C-artigen Peak in Abbildung 3.27 für verschiedene Messungen dargestellt. Dies sind die über den gesamten Dumpzeitraum aufsummierte Messreihe 3 ($I = 29,8$ mA bis $32,8$ mA), die ersten 150 ms von Messreihe 3, Messreihe 2 ($I = 39,7$ mA bis $43,6$ mA) und ein Spektrum aus Messreihe 1. In Messreihe 1 liegt die Stromstärke zwischen $50,0$ mA und $54,4$ mA. Die Länge des Dumpzyklus ist hierbei allerdings mit 2500 ms sehr lang gewählt, daher sind die Spektren mit einem relativ starken RR-Untergrund belastet. Zudem wurde hier noch kein schneller Hochspannungsschalter zum Ausleeren der Falle verwendet, was zu Instabilitäten durch langsame Netzteile direkt nach dem Öffnen der Falle führt. Für das in Abbildung 3.27d gezeigte Spektrum sind daher die ersten 200 ms nach dem Dump nicht enthalten. Zu den Daten sind in 3.27a die Ergebnisse der MCDF-Rechnung der DR- und TR-Beiträge von B-, C- und N-artigem Si sowie dem QR-Beitrag von Be-artigem Si zum Vergleich eingezeichnet. Aus den Silizium-Spektren in Abbildung 3.27 kann das Verhältnis aus dem TR- und DR-Beitrag durch Anpassung von Gaußkurven an die Datenpunkte ermittelt werden. Zur Findung der optimalen Parameter wird ein χ^2 -Test verwendet.

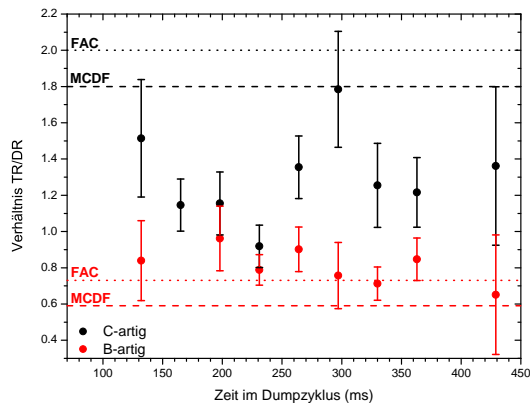
Die aus den Fits resultierenden Ergebnisse für die Verhältnisse der TR- und DR-Peaks für die Rekombination in C-artige wie auch in B-artige Si-Ionen sind in Tabelle 3.6 zusammengefasst. Die Einträge der Tabelle sind zur Veranschaulichung in Abbildung 3.28 dargestellt. Die Verhältnisse wurden für die Messreihen 2 und 3 nach Aufsummieren der Ereignisse über den gesamten Dumpzyklus gebildet. Weiterhin gibt es vier Punkte für Messungen aus



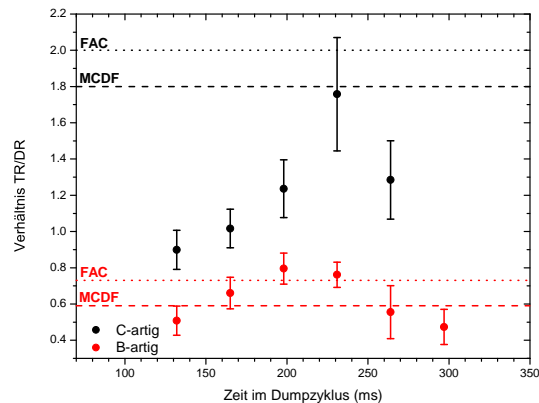
(a) Rekombination in B-artige Si-Ionen.



(b) Rekombination in C-artige Si-Ionen.



(c) Messreihe 3: $I = 29,8 \text{ mA}$ bis $32,8 \text{ mA}$.



(d) Messreihe 2: $I = 39,7 \text{ mA}$ bis $43,6 \text{ mA}$.

Abbildung 3.28: Darstellung der Verhältnisse zwischen TR und DR bei der Rekombination in B- und C-artige Si-Ionen für die verschiedenen Messreihen. Die Nummerierung der Messungen in (a) und (b) ist analog zu Tabelle 3.6. Die theoretischen Verhältnisse nach den MCDF- und FAC-Rechnungen sind zum Vergleich aufgetragen. (c) und (d) zeigen die Zeitentwicklung des Verhältnisses für die Messreihen 2 und 3.

Messreihe 1, bei denen über vergleichsweise lange Zeitintervalle summiert wird. Die ersten 200 ms nach dem Öffnen der Falle werden für Messreihe 1 auf Grund von Verschiebungen der Linien, die wegen der schlechten Zeitaufösung nicht korrigierbar sind, ignoriert. Für die Rekombination in B-artige Si-Ionen liegen die gemessenen Verhältnisse im Bereich der Theoriewerte. Hier ist es bei der experimentellen Auflösung in der Elektronenstrahlenergie nicht möglich, die Komponenten des Peaks einzeln aufzulösen. Die Theorie sagt jedoch keine Beiträge anderer Ladungszustände in dem Bereich der B-artigen Rekombinationsresonanzen voraus, wodurch der Fit das Verhältnis zwischen TR und DR gut wiedergeben sollte. Anders verhält es sich bei der Rekombination in die C-artigen Ionen. Hier weichen die theoretischen Werten deutlich von dem Ergebnis der Messung ab.

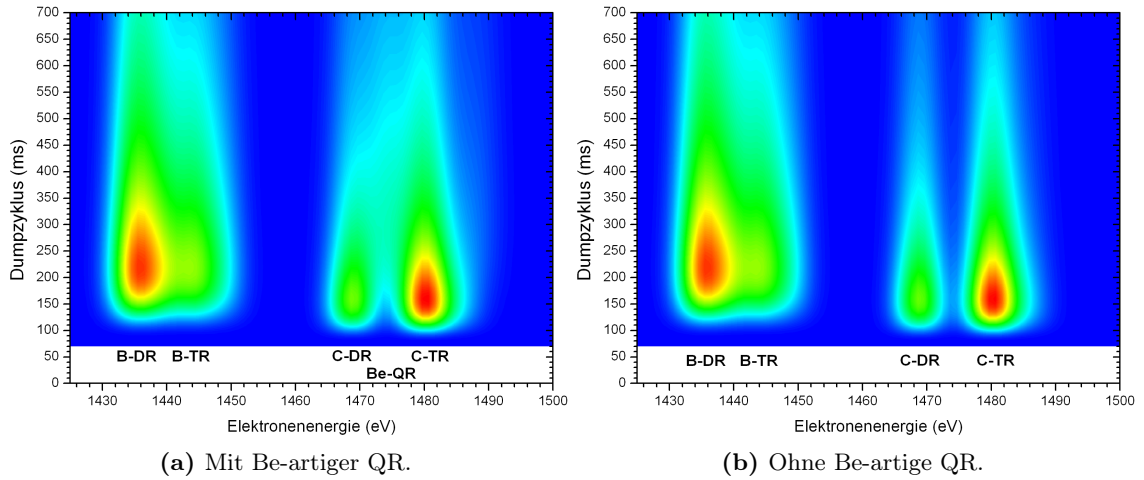


Abbildung 3.29: Simulation der Zeitentwicklung der Rekombinationspeaks in B- und C-artiges Silizium, einmal mit und einmal ohne den Einfluss Be-artiger QR. Die Simulation setzt sich aus der MCDF-Rechnung und der theoretischen Ladungszustandsentwicklung bei $I = 30$ mA zusammen.

Um diese Abweichung näher zu analysieren, kann die Zeitinformation genutzt und das Verhältnis zwischen der Stärke der TR und der DR in Abhängigkeit von der Zeit im Dumpzyklus untersucht werden. Die Spektren aus Messreihe 2 und 3 werden dazu jeweils über 33 ms lange Zeitintervalle aufsummiert. In diesen Spektren können die TR- und DR-Peaks der Rekombination in C-artige wie auch in B-artige Ionen gefittet werden. Das Ergebnis dieser Analyse zeigt Abbildung 3.28 für die Messreihen 2 und 3. Der hier angegebene Fehlerbalken ist statistischer Natur und wird aus dem Fit berechnet. Er ist zu den frühen und späten Zeitpunkten größer, da hier durch die Tatsache, dass sich die Population in B- und C-artige Ionen erst aufbaut, bzw. abbaut, die Statistik sehr niedrig ist.

Die B-artigen Peaks besitzen innerhalb ihrer Fehlerbalken das von der Theorie vorhergesagte Verhältnis. Hier ist jedoch eindeutige Zeitentwicklung erkennbar. Die Verhältnisse der C-artigen Peaks weichen deutlich von der Theorie ab. Auch gibt es dort eine zeitliche Entwicklung des Verhältnisses, welche sich bei Messreihe 3 andeutet und in Messreihe 2 deutlich wird. So muss hier ein zeitabhängiger Prozess eine Rolle spielen, der das Verhältnis der beiden Peaks beeinflusst. Da der Rekombinationsprozess in C-artige Ionen dafür nicht in Frage kommt, ist die Ursache in der Änderung der Ionenpopulation zu suchen. Eine Möglichkeit ist eine Überlagerung einer Rekombinationsresonanz eines anderen Ladungszustandes von Silizium mit den Peaks der Rekombination in C-artige Ionen. Nach der MCDF-Rechnung liegen sehr starke Resonanzen quadrualektronischer Rekombination in Be-artiges Si in diesem Energiebereich (siehe Abbildung 3.19). Die FAC-Rechnung sieht diese Resonanzen ebenfalls im selben Bereich, allerdings liegt ihre Stärke hier drei Größenordnungen unter der di- und trielektronischen Rekombination.

Auffallend ist, dass die Erhöhung des Verhältnisses zwischen TR- und DR-Stärke in dem

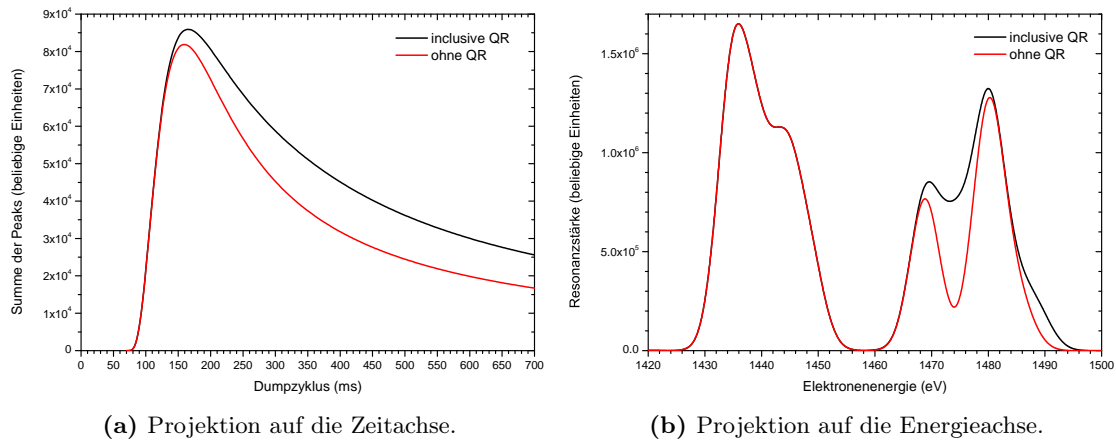


Abbildung 3.30: Projektion der theoretisch ermittelten, zeitabhängigen Rekombinationspeaks in C-artige Si-Ionen aus Abbildung 3.29 auf die Zeit- und Energie-Achse, jeweils mit und ohne den Beitrag der Be-artigen QR.

Zeitbereich liegt, in dem der Peak der Rekombination in Be-artige Ladungszustände dominant ist. Dies lässt einen Zusammenhang mit der Be-artigen QR vermuten. Um dies näher zu untersuchen, wird die Simulation der Zeitentwicklung der Rekombinationsresonanzen, basierend auf der MCDF-Rechnung, einmal mit und einmal ohne den Beitrag der QR in Be-artige Si-Ionen durchgeführt. Hierbei wird die Richtigkeit der MCDF-Rechnung gegenüber der FAC-Rechnung vorausgesetzt. Das Ergebnis dieser Rechnung ist in Abbildung 3.29a inklusive der QR und Abbildung 3.29b ohne den QR-Beitrag dargestellt. Man erkennt, dass die QR zwischen dem DR- und TR-Peak liegt und diese in der Zeit in die Länge zieht. Dies ergibt sich auch aus der Projektion der aufsummierten Region zwischen 1464 eV und 1488 eV auf die Zeitachse, welche in Abbildung 3.30a dargestellt ist. Darin ist aber auch ersichtlich, dass die Be-artige QR die Zeitentwicklung der C-artigen Peaks nur durch eine Änderung der absteigenden Flanke modifiziert und nicht etwa einen weiteren Peak herausbildet. Dies macht es nahezu aussichtslos, den QR-Beitrag, auch durch Bildung des Verhältnisses zum Be-artigen Peak, aus dem Zeitverlauf der Messdaten zu extrahieren.

Damit bleibt die Projektion der Spektren auf die Elektronenenergie-Achse, um den Beitrag der QR zu identifizieren. In Abbildung 3.30b ist das für alle Zeiten aufsummierte Theoriespektrum einmal mit und einmal ohne den Beitrag der QR in Be-artige Si-Ionen dargestellt. Das Verhältnis zwischen der Stärke der TR- und DR-Peaks ohne den QR Beitrag beträgt $TR/DR = 1.8$, was der theoretische Wert der bisherigen Diskussion war. Fügt man die QR in Be-artige Si-Ionen zur Rechnung hinzu, so verändert sich das Verhältnis in dem über die gesamte Messdauer aufsummierten, theoretischen Spektrum zu $TR/DR = 1.6$. Dieses Verhältnis besitzt allerdings ebenfalls eine Zeitabhängigkeit, die durch die relative

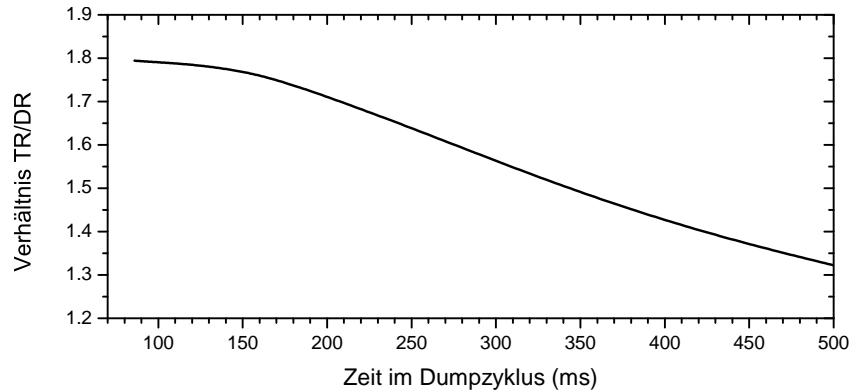


Abbildung 3.31: Verlauf des theoretischen Verhältnisses zwischen TR- und DR-Peak der Rekombination in C-artiges Si und Berücksichtigung der QR in Be-artiges Si.

Population der Ladungszustände entsteht. Sie ist in Abbildung 3.31 eingezeichnet. Diese zeitliche Entwicklung entsteht durch den zeitlichen Versatz zwischen der Abschwächung der C- und Be-artigen Ionenpopulation und ist eine Möglichkeit den in der Messung beobachteten Verlauf des Verhältnisses zu späten Zeitpunkten zu beschreiben. Allerdings kann der Einfluss des QR-Peaks nicht als Erklärung für die Abweichung zu frühen Zeiten direkt nach dem Öffnen der Falle dienen. So muss ein anderer, zeitabhängiger Prozess gefunden werden, welcher es erlaubt die Abweichung der Verhältnisses zu erklären.

3.5.4 Einfluss metastabiler Anfangszustände

Ein zeitabhängiger Prozess ist der Einfluss resonanter Rekombinationen in langlebige, angeregte Anfangszustände. Bei der bisherigen theoretischen Betrachtung werden Elektronen stets von Ionen im Grundzustand eingefangen. Dabei wird davon ausgegangen, dass sich Elektronen auf angeregten Energieniveaus auf Zeitskalen, vergleichbar mit denen oder kürzer als die der resonanten Rekombination, radiativ abregen. Dies gilt jedoch nur für E1-Dipolübergänge, welche sich innerhalb von Pikosekunden abspielen. Energieniveaus, deren Konfiguration einen solchen $\Delta l = 1$ Dipolübergang verbietet, können deutlich länger leben [164].

Abbildung 3.32 zeigt schematisch die energetisch niedrigsten Elektronenkonfigurationen in Be-, C-, N- und O-artigem Silizium. Die Struktur von C- und O-artigen Ionen ist dabei sehr ähnlich. Über dem Triplet Grundzustand $^3P_{0,1,2}$ sind 1D_2 und 1S_0 Zustände, welche sich nur über elektrische Quadrupol-Übergänge (E2) und magnetische Dipol-Übergänge (M1) in den Grundzustand abregen dürfen. Für die $1s^22s^22p^2\ ^1D_2$ Niveaus ergeben sich aus Messungen Lebensdauern von $(38,3 \pm 0,3)$ ms für C-artiges und $(63,6 \pm 0,7)$ ms für O-artiges Silizium [166]. Die Lebensdauern der 1S_0 Zustände liegen nach Rechnungen im Bereich von Millisekunden [167, 168]. Das nächst höhere, hier nicht mehr dargestellte, Energieniveau ist $1s^22s2p^3\ ^5S_2^o$ für kohlenstoffartige bzw. $1s^22s2p^3\ ^3P_2^o$ für sauerstoff-

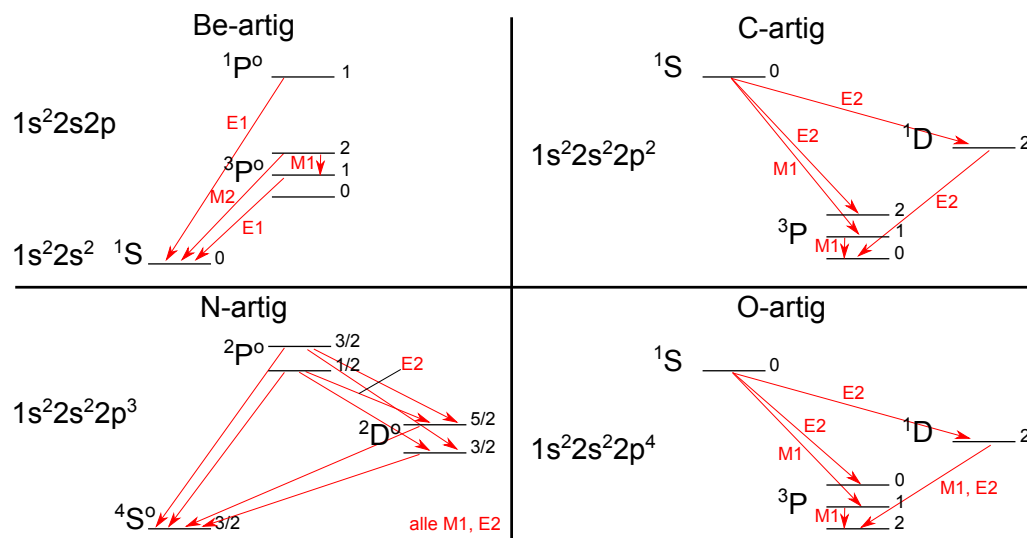


Abbildung 3.32: Schematische Darstellung der Struktur der energetisch niedrigsten Niveaus in Be-, C-, N- und O-artigen Ionen. Zu den einzelnen Niveaus ist links der Term und rechts der Gesamtdrehimpuls J angegeben. Die möglichen Übergänge sind markiert, wobei im Falle des N-artigen Ions alle Übergänge bis auf den extra gekennzeichneten als M1 und E2-Übergänge möglich sind [165].

artige Ionen. Stickstoff-artiges Silizium besitzt $1s^2 2s^2 2p^3 \ ^2P^o_{1/2,3/2}$ Niveaus und die sehr langlebigen $1s^2 2s^2 2p^3 \ ^2D^o_{3/2,5/2}$ Niveaus mit Lebensdauern von einigen Millisekunden bzw. hundert Millisekunden [169, 170]. Be-artige Ionen besitzen über dem $1S_0$ Grundzustand ein $1s^2 2s 2p^3 P^o$ Triplett. Der $^3P^o_0$ Zustand kann hier auf Grund seines Drehimpulses nicht mittels eines Photons in den Grundzustand übergehen, sondern muss dies über einen Zwei-Photonen-Zerfall oder Hyperfeinstruktur-induzierte Übergänge tun, was ihn sehr langlebig macht [171, 172]. All diese Energieniveaus sind verglichen mit der Zeitskala, auf der die Resonanzen in der Messung beobachtet werden, langlebig genug, um eine Rolle für die Rekombination zu spielen.

Ein Einfluss angeregter Ausgangszustände auf die dielektronische Rekombination wurde an verschiedenen Speicherring-Messungen beobachtet. Hierbei geht es vor allem um He-artige Systeme leichter Ionen aus der zweiten Periode [173], es liegen aber auch Daten für He-artiges Silizium [174] oder Be-artiges Silizium [20] sowie für leichte Ionen niedriger Ladungszustände (zb. Be- oder C-artig) vor [175, 176]. Im Gegensatz zu der hier vorgestellten Messung der KLL-Rekombinationen untersuchen diese Speicherring-Experimente allerdings Rekombinationen unter Anregung eines L-Schalen Elektrons. Für KLL-Rekombinationen konnte bislang kein Einfluss metastabiler Grundzustände gemessen werden. In [177] wird der Einfluss metastabiler Anfangszustände auf die dielektronische Rekombination in astrophysikalischen Plasmen diskutiert. Der Autor kommt zu dem Schluss, dass diese einen deutlichen Einfluss aufweisen, welcher allerdings bei Plasmen mit niedrigen Elektronendichten, wie sie in der EBIT auftreten, auf Grund der geringen Population der

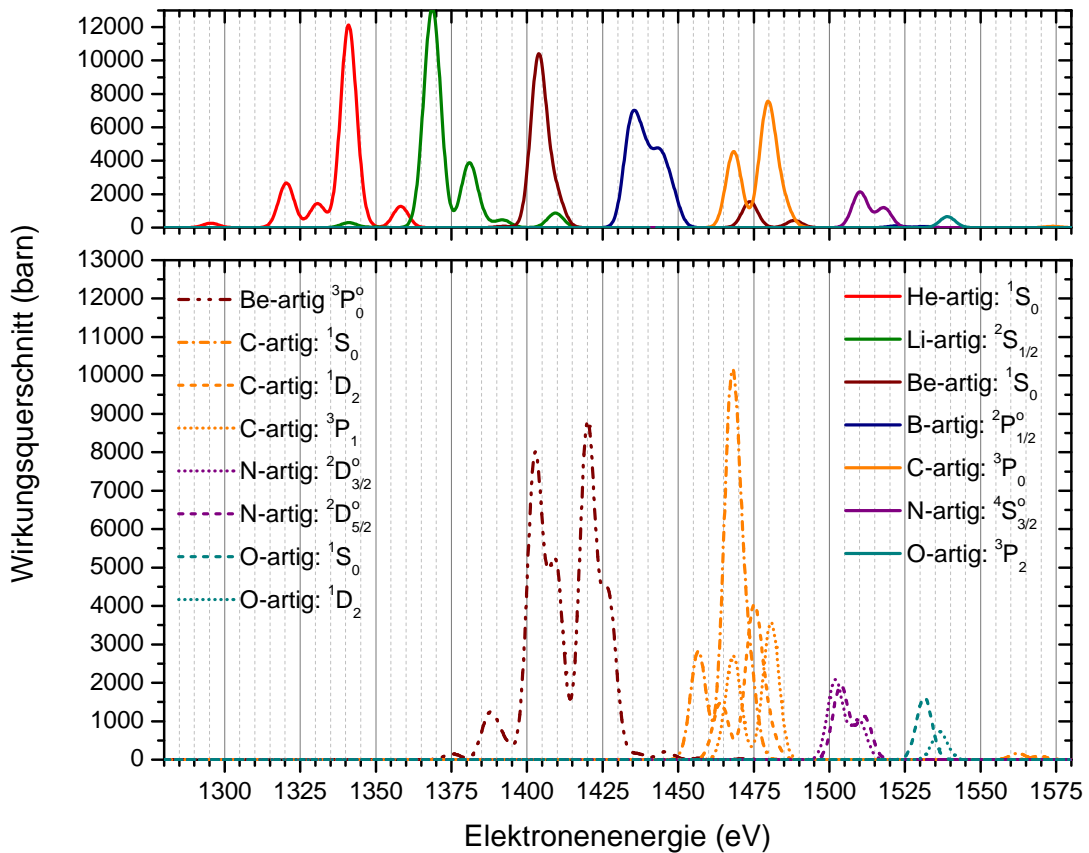


Abbildung 3.33: MCDF-Rechnung der resonanten Rekombinationsresonanzen unter Einbeziehung metastabiler Ausgangszustände. Oben ist das Spektrum nur unter Nutzung des Grundzustandes dargestellt. Das Spektrum unten ergibt sich für die Rekombination in die in der Legende angegebenen, metastabilen Energieniveaus. Die theoretischen Resonanzstärken sind für die Berechnung der hier dargestellten Spektren mit Gaußkurven mit einer Breite von 6 eV (FWHM) gefaltet.

metastabilen Zustände keine Rolle spielen.

Abbildung 3.33 zeigt das Ergebnis einer MCDF-Rechnung [150] für Be-, C-, N- und O-artige Si-Ionen, welche die theoretischen Spektren der Rekombination in sich im Grundzustand befindliche Ionen mit denen von einigen metastabilen Anfangszuständen vergleicht. Eine entsprechende FAC-Rechnung, welche auch ein relativ langlebiges Energieniveau von B-artigen Si-Ionen beinhaltet, ist in Abbildung 3.34 dargestellt.

Hier wird zum einen eine Verschiebung der Resonanzen zu niedrigeren Energien deutlich. Diese lässt sich erklären, wenn man bedenkt, dass der Ausgangszustand $|i\rangle$ in einem angeregten Energieniveau mehr Energie besitzt als im Grundzustand. Daher muss das rekombinierende Elektron weniger Energie aufbringen, um die Energiebilanz der Rekombination (Gleichung 1.31) zu erfüllen. Zum anderen zeigen die Rechnungen ähnliche Wirkungsquerschnitte für den Einfang eines Elektrons in Ionen mit einem angeregten Hüllenelektron. Be-artige Ionen haben einen ${}^3P^o$ Zustand über dem Singlett-Grundzustand. Das Rekombi-

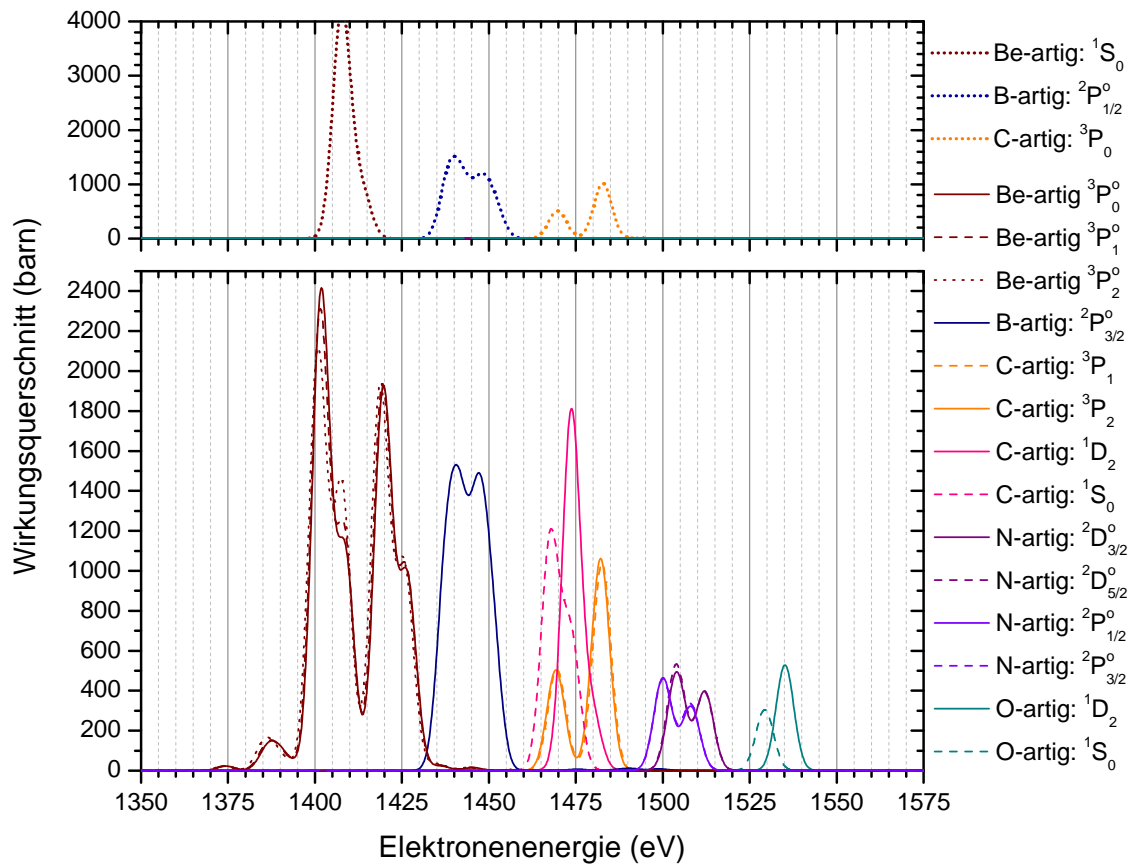


Abbildung 3.34: FAC-Rechnung der resonanten Rekombinationsresonanzen in metastabile Ausgangszustände. Oben ist das Spektrum nur unter Nutzung des Grundzustandes und unten für die Rekombination in die in der Legende angegebenen, metastabilen Energieniveaus aufgetragen. Die theoretischen Resonanzstärken sind für die Berechnung der hier dargestellten Spektren mit Gaußkurven mit einer Breite von 6 eV (FWHM) gefaltet.

nationsspektrum für Ionen in diesem Anfangszustand zeigt eine Aufspaltung in drei Peaks, von denen die zwei stärksten um den Peak der Rekombination in den Grundzustand liegen. Eine Population in diesen Niveaus würde den beobachteten Peak verbreitern. Nach Abbildung 3.22 spielt in dieser Region aber auch die Rekombination in Li-artige Ionen eine Rolle. Für C-artige Ionen kann das Spektrum durch eine Besetzung der 1D_2 und 1S_0 Zustände deutlich verändert werden. Die Rekombination in diese Anfangszustände besitzt sehr hohe Wirkungsquerschnitte und eine Elektronenenergie, welche die Peaks im Vergleich zu denen des Grundzustandes deutlich verschiebt. Sollten diese Zustände besetzt sein, könnte dies die Abweichung des beobachteten Verhältnisses zwischen den beiden C-artigen Peaks von der Theorie erklären. Bei den N- und O-artigen Si-Ionen fällt zunächst auf, dass die FAC-Rechnung für angeregten Anfangszustände realistischere Ergebnisse erzeugt, als für die Rekombination in den jeweiligen Grundzustand. Auch liegen die Peaks bezüglich der Elektronenenergie näher an den Beobachtungen. So ergibt sich nach den MCDF- und FAC-

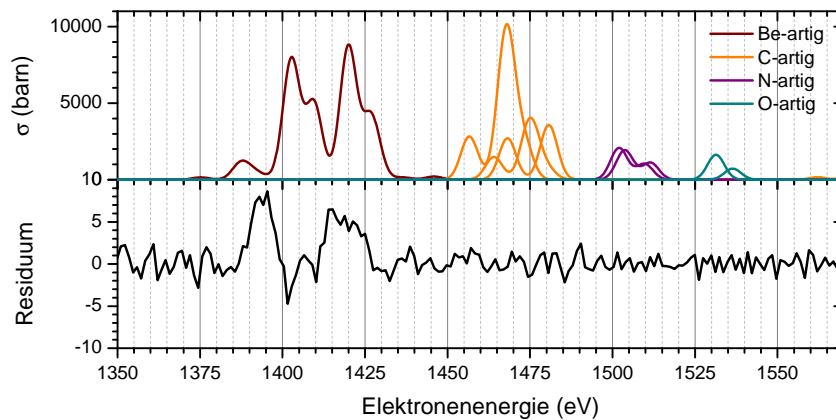


Abbildung 3.35: Vergleich des auf die Standardabweichung gewichteten Residuums des Fits aus Abbildung 3.25 mit den Rekombinationspeaks in metastabile Niveaus aus der MCDF-Rechnung.

Rechnungen ein möglicher starker Einfluss auf die Spektren durch die Rekombinationen in Ionen mit Elektronen in langlebigen, angeregten Energieniveaus. Vergleicht man die Erwartungen der MCDF-Rechnung mit den Residuen des Fits aus Abbildung 3.25 so ergibt sich das in Abbildung 3.35 dargestellte Bild. Hier zeigt sich, dass im Bereich der Rekombination in Be-artiges Silizium ein bisher nicht beachteter Peak sitzt, welcher durch die metastabilen erklärt werden könnte. Die Frage ist nun, ob diese Zustände im Plasma der EBIT in genügender Anzahl besetzt sind.

Dies soll im Folgenden an den C-artigen Si-Ionen untersucht werden. Der Wirkungsquerschnitt für die direkte Anregung der 1D_2 und 1S_0 Zustände durch Elektronenstoß liegt nach einer Rechnung mit FAC unter Verwendung einer Elektronenenergie von $E_e = 1475$ eV bei $\sigma(^1D_2) = 6 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ bzw. $\sigma(^1S_0) = 5 \times 10^{-22} \text{ cm}^2$, was bei der von den Ionen wahrgenommenen, effektiven Stromdichte von $j_{eff} = 17,4 \text{ A/cm}^2$ zu Anregungsraten von $A_{1D_2} = 0,6 \text{ s}^{-1}$ und $A_{1S_0} = 0,05 \text{ s}^{-1}$ führt. Dem stehen die ebenfalls mit FAC berechneten Raten der Abregung der Energieniveaus durch M1 und E2 Übergänge von $R_{1D_2} = 26 \text{ s}^{-1}$ und $R_{1S_0} = 201 \text{ s}^{-1}$ gegenüber. Der Prozess der Elektronenstoßionisation überwiegt die Anregung nach Abbildung 1.2 um zwei Größenordnungen, während die resonante Rekombination eine Größenordnung stärker ist. Somit ist eine direkte Anregung dieser Energieniveaus bei der Elektronendichte in der EBIT weniger wahrscheinlich. Es bleibt jedoch die Möglichkeit, dass die langlebigen Niveaus im Zuge der Ionisation von N-artigem Silizium durch die Abregung höher liegender Niveaus besetzt werden.

Um einen solchen Einfluss auf das Verhältnis der beiden C-artigen Peaks zu prüfen, kann ein einfaches Modell genutzt werden. In diesem wird die Population N_X von Ionen in einem Zustand nur durch die Elektronenstoßionisation und im Fall metastabiler Niveaus die radiative Abregung bestimmt. Die Population lässt sich dann durch das System gekoppelter

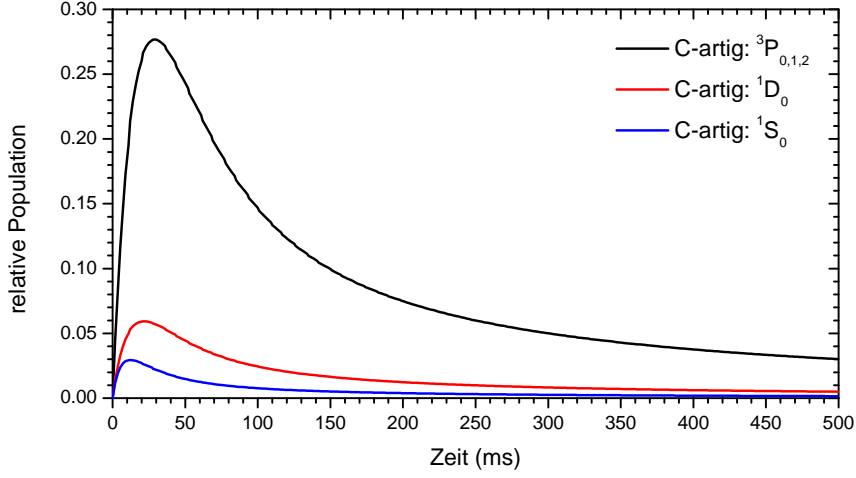


Abbildung 3.36: Darstellung der Populationsentwicklung unter Berücksichtigung der metastabilen Niveaus in C-artigem Silizium. Diese Rechnung stellt den Fall gleicher Besetzung aller drei Niveaus mit den Gewichtungsfaktoren $f_1 = 0.6$ und $f_2 = f_3 = 0.2$ dar.

Differentialgleichungen

$$\frac{dN_N}{dt} = -\frac{j_{eff}}{e} \sigma_{N \rightarrow C} N_N, \quad (3.11)$$

$$\frac{dN_{C1}}{dt} = \frac{j_{eff}}{e} (f_1 \sigma_{N \rightarrow C} N_N - \sigma_{C \rightarrow B} N_{C1}) + R_{C2} N_{C2} + R_{C3} N_{C3}, \quad (3.12)$$

$$\frac{dN_{C2}}{dt} = \frac{j_{eff}}{e} (f_2 \sigma_{N \rightarrow C} N_N - \sigma_{C \rightarrow B} N_{C2}) - R_{C2} N_{C2}, \quad (3.13)$$

$$\frac{dN_{C3}}{dt} = \frac{j_{eff}}{e} (f_3 \sigma_{N \rightarrow C} N_N - \sigma_{C \rightarrow B} N_{C3}) - R_{C3} N_{C3}, \quad (3.14)$$

$$\frac{dN_B}{dt} = \frac{j_{eff}}{e} \sigma_{C \rightarrow B} (N_{C1} + N_{C2} + N_{C3}), \quad (3.15)$$

beschrieben. Hierbei stellen N_N die Population in N-artigen, N_B in B-artigen und N_{C_i} in C-artigen Si-Ionen dar, wobei sich die C-artigen Ionen bei $i = 1$ im ${}^3P_{0,1,2}$, bei $i = 2$ im 1D_2 und bei $i = 3$ im 1S_0 Zustand befinden. Diese Zustände werden im Zuge der Ionisation in dem Verhältnis f_i besetzt, wobei $\sum_i f_i = 1$ gilt. $\sigma_{N \rightarrow C}$ und $\sigma_{C \rightarrow B}$ sind die Wirkungsquerschnitte zur Ionisation durch Elektronenstoß von N- in C-artige und C- in B-artige Ionen bei einer Energie von 1475 eV. Für die Rechnung werden eine Stromdichte von $j_{eff} = 17,4 \text{ A/cm}^2$ und die Übergangsraten $R_{C1} = R_{1D_2}$ und $R_{C2} = R_{1S_0}$ verwendet. Die Lösung des Gleichungssystems für eine gleichmäßige Anregung der betrachteten Niveaus mit den Faktoren $f_1 = 0.6$ und $f_2 = f_3 = 0.2$ ist in Abbildung 3.36 dargestellt. Um auch die kontinuierliche Injektion von neutralem Silizium in die Falle zu berücksichtigen, wurde die Population jedes Zustandes über die Zeit gemittelt. Mit dieser Populationsverteilung als Grundlage kann das Rekombinationsspektrum aus den Ergebnissen von FAC oder MCDF berechnet werden. Aus diesen theoretischen Spektren ergibt sich ein Zeitverlauf des

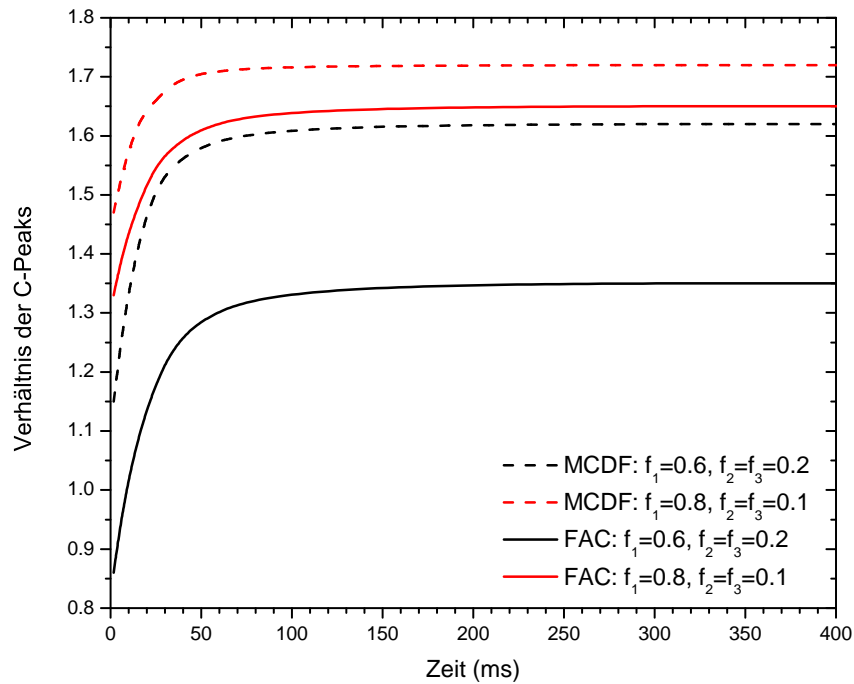


Abbildung 3.37: Zeitlicher Verlauf des Verhältnisses der beiden Peaks der Rekombination in C-artige Si-Ionen, welcher sich aus der Kombination der Populationsverteilung der Ausgangszustände mit der FAC- und MCDF-Rechnung ergibt. Dieser ist für zwei verschiedene Sätze an Gewichtungsfaktoren f_i gegeben.

Verhältnisses zwischen den beiden Rekombinationspeaks in C-artige Si-Ionen, welcher in Abbildung 3.37 dargestellt ist. Hier ist zudem der Verlauf für einen weiteren Satz an Verteilungsfaktoren, nämlich $f_1 = 0.8$ und $f_2 = f_3 = 0.1$, angegeben. Es ist ersichtlich, dass das Verhältnis der beiden Peaks nach der Rechnung zu frühen Zeitpunkten, zu denen die metastabilen Niveaus noch stark besetzt sind, in die Nähe von 1 rückt. Mit fallender Population der Metastabilen steigt das Verhältnis der Peaks bis zu einem Gleichgewichtswert, welcher sich aus der Ionisation der zu späten Zeitpunkten noch verbliebenen N-artigen Si-Ionen in metastabile C-artige Zustände ergibt. Dies zeigt, dass eine zeitliche Veränderung des Verhältnisses der beiden Peaks durch die Rekombination in angeregte, metastabile Anfangszustände erklärt werden kann. Auch liegt das in Abbildung 3.37 gezeigte, auf der FAC-Rechnung basierende, Verhältnis näher an den experimentellen Beobachtungen, wie sie Abbildung 3.28 zusammengefasst sind. Für die MCDF-Rechnung liegt das Verhältnis bei gleicher Besetzungswahrscheinlichkeit der metastabilen Niveaus etwas höher.

Zusammenfassend weichen die gemessenen Verhältnisse zwischen TR- und DR-Peak (wobei unter Einfluss von angeregten, metastabilen Niveaus als Anfangszustand nicht mehr von

TR gesprochen werden kann) der Rekombination in C-artiges Silizium von

$$\frac{S^{TR}}{S^{DR}} = 1,24 \pm 0,15 \text{ für } I = 30 \text{ mA}, \quad (3.16)$$

$$\frac{S^{TR}}{S^{DR}} = 1,16 \pm 0,25 \text{ für } I = 40 \text{ mA}, \quad (3.17)$$

sowie die übrigen, in Tabelle 3.6 dargestellten Messpunkte, von den theoretisch erwarteten ab. Nach den FAC- und MCDF-Rechnungen lässt sich diese Abweichung durch den Einfluss der Rekombination in angeregte, metastabile Anfangszustände erklären, wobei hier die FAC-Rechnung bei gleichmäßiger Besetzung der beobachteten metastabilen Niveaus näher an dem gemessenen Verhältnis liegt.

Kapitel 4

XUV-Spektroskopie an Silizium

Die neue EBIT verfügt neben dem für die resonanten Rekombinationsmessungen verwendeten *Silicon Drift* Detektor über zwei im Extrem-Ultraviolett-Bereich (XUV) sensitiven Spektrometer. Diese ermöglichen ein Studium der Emissionslinien hochgeladener Ionen in einem Wellenlängen-Intervall zwischen 1 nm und 30 nm. Das folgende Kapitel stellt eine Messung zwischen 6 nm und 12 nm an Silizium vor, welche die Ladungsentwicklung im Betrieb mit niedrigen Elektronenstrahlenergien demonstriert. Weiterhin wird die Elektronendichte im EBIT-Plasma, welche während der DR-Messungen aus Kapitel 3 vorherrschte, anhand des $1s^2 2s^2 2p^5 3s^3 P_2 \rightarrow 1s^2 2s^2 2p^6 \ ^1S_0$ M2-Überganges in Ne-artigem Si V bestimmt. Auch zeigt das Spektrum einen verbotenen $3s^3 P_0 \rightarrow 2p^1 S_0$ Übergang, welcher durch eine Vermischung benachbarter Energieniveaus im 6,5 T starken Magnetfeld der EBIT entsteht.

4.1 Durchführung der Messung

Zur Untersuchung der XUV-Emissionslinien von Silizium kommt das in Abschnitt 2.4.2 vorgestellte hochauflösende Spektrometer zur Anwendung. Dieses benötigt Belichtungszeiten zwischen 10 min und 30 min für eine Aufnahme. Während dieser Zeit wird die EBIT mit konstanten Parametern betrieben. Für ein Studium der Ladungsentwicklung in der Falle werden sukzessive Spektren bei unterschiedlichen Elektronenstrahlenergien aufgenommen. Die Durchführung dieser Messungen ist in Abbildung 4.1 schematisch zusammengefasst. Ein *LabView*-Programm gibt eine Stufenfunktion aus, die dem Netzteil, welches die Spannung der Kathode kontrolliert, eine Sollspannung vorgibt. Diese Stufenfunktion erhöht die Kathodenspannung nach der vorgegebenen Aufnahmezeit t_{mess} , wobei hier ebenfalls die Zeit zum Auslesen der CCD-Chips und der Speicherung der Daten berücksichtigt wird. Nach jeder Erhöhung gibt das Programm ein Trigger-Signal an die CCD-Kamera des Spektrometers aus, welches die Aufnahmen startet und die Synchronisierung zwischen der Energie-Rampe und der CCD-Kamera sicherstellt. Weiterhin gibt das Programm einen

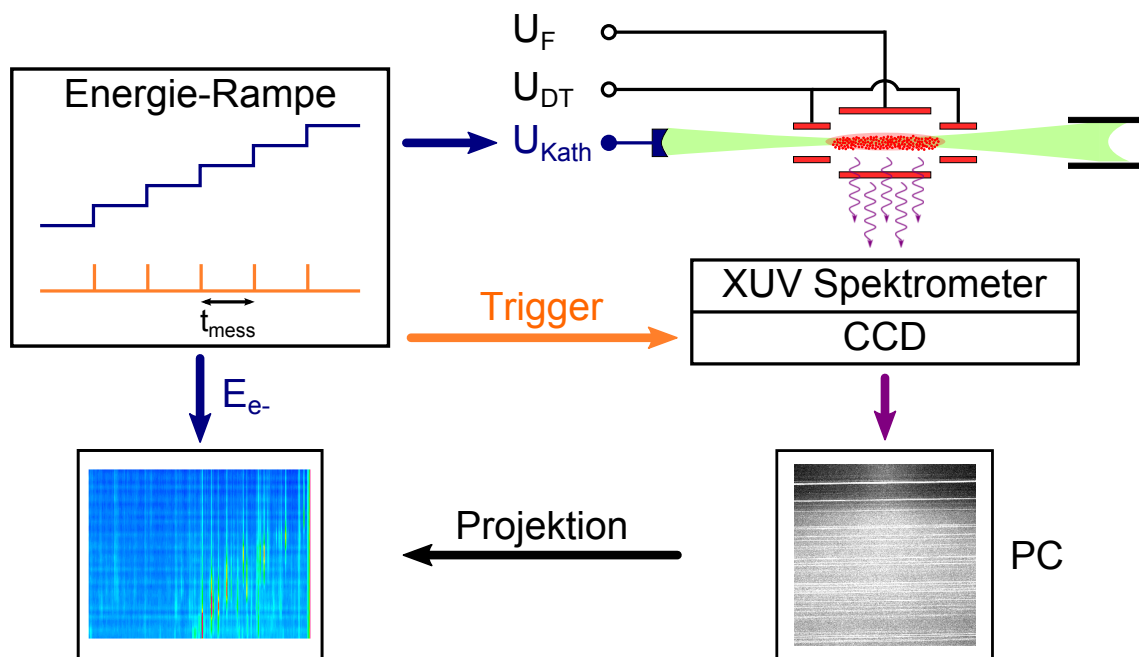


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Messprozedur zur Aufnahme der XUV-Spektren. Eine Stufenfunktion kontrolliert die Spannung an der Kathode und damit die Elektronenstrahlenergie und erhöht diese nach jeder Aufnahme der CCD-Kamera um einen festgelegten Wert. Mit jeder Erhöhung startet ein Trigger-Signal eine neue Aufnahme. Die Bilder werden von einem Mess-PC ausgelesen und zur Analyse gespeichert. Bei der Auswertung werden die Spektren auf die dispersive Achse projiziert und in Abhängigkeit von der Elektronenenergie E_e in zweidimensionale Spektren aufgetragen.

Sollstrom an die Stromregelung der EBIT aus, welche den Emissionsstrom während der Aufnahmen auf diesem Wert konstant hält. Die Aufnahmen der CCD-Kamera werden von einem Messrechner ausgelesen und gespeichert. Die übrigen Parameter der EBIT, speziell die Spannungen an den Drift-Röhren, der Dump und der Injektionsdruck, werden während der gesamten Messreihe konstant gehalten.

Das hochauflösende XUV-Spektrometer (siehe Abschnitt 2.4.2.3) kann auf Grund der Größe des CCD-Chips nicht den gesamten, dem Gitter zugänglichen Spektralbereich in einer Aufnahme abdecken. Daher sind mehrere Messreihen bei verschiedenen Positionen der CCD Kamera notwendig, um den gesamten zugänglichen Bereich zu vermessen. Die Position für die im Folgenden vorgestellte Messung ist so gewählt, dass der Bereich zwischen 6 nm und

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der EBIT Parameter für die XUV-Messungen.

Kathodenspannung	190 V bis 600 V
Elektronenstrom	9 mA bis 35 mA
Dump-Intervall	2 s
Injektionsdruck	5×10^{-6} mbar

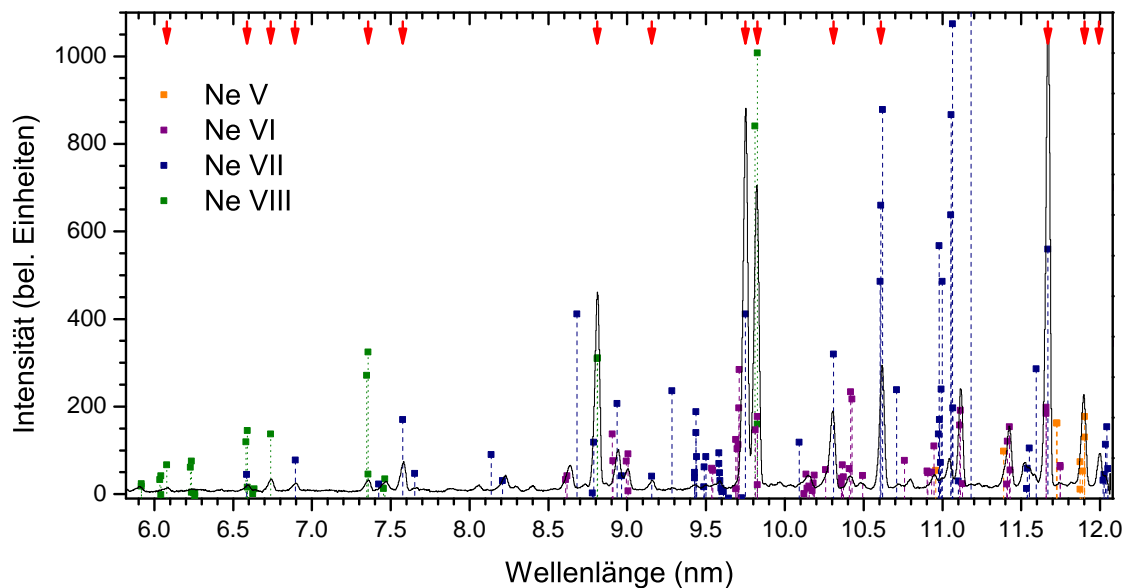


Abbildung 4.2: Das Neon-Kalibrationsspektrum ist dominiert von Emissionslinien aus Ne VII und Ne VIII (Be- und Li-artig). Die Positionen der Linien aus der NIST Datenbank ist mit vertikalen Linien angedeutet. Die roten Pfeile markieren die zur Kalibration verwendeten Linien.

12 nm abgedeckt wird. Die Einstellungen für die Elektronenstrahlenergie, den Strom sowie den Injektionsdruck sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt. Um die energieabhängige Entwicklung der Spektren zu beobachten, wird die Kathodenspannung nach jeder Aufnahme um 5 V und der Strom um 0,3 mA erhöht. Die Belichtungszeit beträgt 1200 s.

Die Analyse der aufgenommenen Spektren beginnt mit der Projektion der Daten auf die disperse Achse unter Korrektur der Linienkrümmung und Entfernen der *Cosmics*, wie es in Abschnitt 2.4.2.5 beschrieben ist. Zu jeder Messreihe werden Hintergrundaufnahmen bei geschlossener Falle gemacht, die in diesem Schritt von den Daten abgezogen werden. Weiterhin werden die Spektren entsprechend der Effizienzkurve aus Abbildung 2.25 korrigiert. Sie können dann in Abhängigkeit von der ihnen zugeordneten Elektronenstrahlenergie in zweidimensionale Diagramme aufgetragen werden, wie es in Abbildung 4.1 angedeutet ist.

4.2 Erstellung des Dispersionspolynomes

Der nächste Schritt in der Analyse der Daten liegt in der Kalibration der dispersiven Achse. Die Position der Spektrallinien auf dem CCD-Chip wird durch die Abbildungsgleichung des Gitters (Gleichung 2.34) bestimmt und hängt von ihrer Wellenlänge ab. Diese Position x_{pix} ist in Einheiten von Pixeln gegeben, wobei der CCD-Chip über $2048 \text{ Pixel} \times 2048 \text{ Pixel}$ verfügt. Durch die Schräglage der Linien auf dem Chip liegt auch die disperse Achse

Tabelle 4.2: Zusammenfassung der Neon Kalibrationslinien. Es wird jeweils der Ladungszustand des Ions, die Referenzwellenlänge, das Resultat des Fits im Kalibrationspektrum und der aus den Fehlern des Fits und der Referenzwellenlänge ermittelte Gesamtfehler der Linie angegeben. Die Referenzwellenlängen stammen aus [179–182].

Ion	Wellenlänge	Position (Pixel)	Gesamtfehler
Ne VI	11,992 nm	2059,2(2)	0,005 nm
Ne V	11,901 nm	2029,12(9)	0,005 nm
Ne VII	11,669 nm	1963,4(1)	0,005 nm
Ne VII	10,61 nm	1649,76(1)	0,005 nm
Ne VIII	10,31 nm	1553,58(9)	0,005 nm
Ne VIII	9,826 nm	1403,58(8)	0,005 nm
Ne VIII	9,75 nm	1381,29(7)	0,005 nm
Ne VII	9,156 nm	1190,9(2)	0,005 nm
Ne VIII	8,809 nm	1077,63(7)	0,005 nm
Ne VII	7,577 nm	1657,9(1)	0,005 nm
Ne VIII	7,356 nm	578,6(2)	0,005 nm
Ne VII	6,89 nm	412,44(2)	0,005 nm
Ne VIII	6,738 nm	355,4(2)	0,005 nm
Ne VIII	6,589 nm	300,4(2)	0,005 nm
Ne VIII	6,079 nm	104,6(5)	0,005 nm

schräg, wodurch die effektive Zahl an Pixeln, welche die Projektion aufweist, größer als 2048 ist (siehe dazu auch Abbildung 2.28). Der Zusammenhang zwischen der Wellenlänge der Spektrallinien und ihrer Position auf der Kamera lässt sich durch ein Polynom

$$\lambda(x_{pix}) = A + Bx_{pix} + Cx_{pix}^2 \tag{4.1}$$

mit den Koeffizienten A , B und C beschrieben. Beiträge höherer Ordnung führen bei dem hochauflösenden Spektrometer zu keiner Verbesserung der Kalibration, da der Zusammenhang hier nahezu linear ist [137]. Die Koeffizienten des Dispersionspolynoms werden für die Messungen an Silizium anhand von Kalibrationspektren mit Emissionslinien aus hochgeladenem Neon bestimmt. Als Referenz für die Wellenlängen der Kalibrationslinien wird in dieser Arbeit die *Atomic Spectra Database* des NIST (*National Institute for Standards and Technology*) herangezogen [178], welche eine Datenbank zahlreicher theoretisch und experimentell ermittelter Emissionslinien vieler Elemente in allen Ladungszuständen enthält. Falls es nicht anders angegeben ist, dient diese Datenbank im Folgenden als Referenz theoretischer Wellenlängen.

Die Neon Kalibrationspektren wurden bei einer Potentialdifferenz zwischen Kathode und Falle von 1080 V und einer Stromstärke von 65 mA aufgenommen. Dies sorgt für eine Produktion von bis zu He-artigen Neon-Ionen. Es wurden insgesamt 15 Spektren mit einer Belichtungszeit von 1200s aufgenommen. Nach jedem dieser Spektren wurde eine Un-

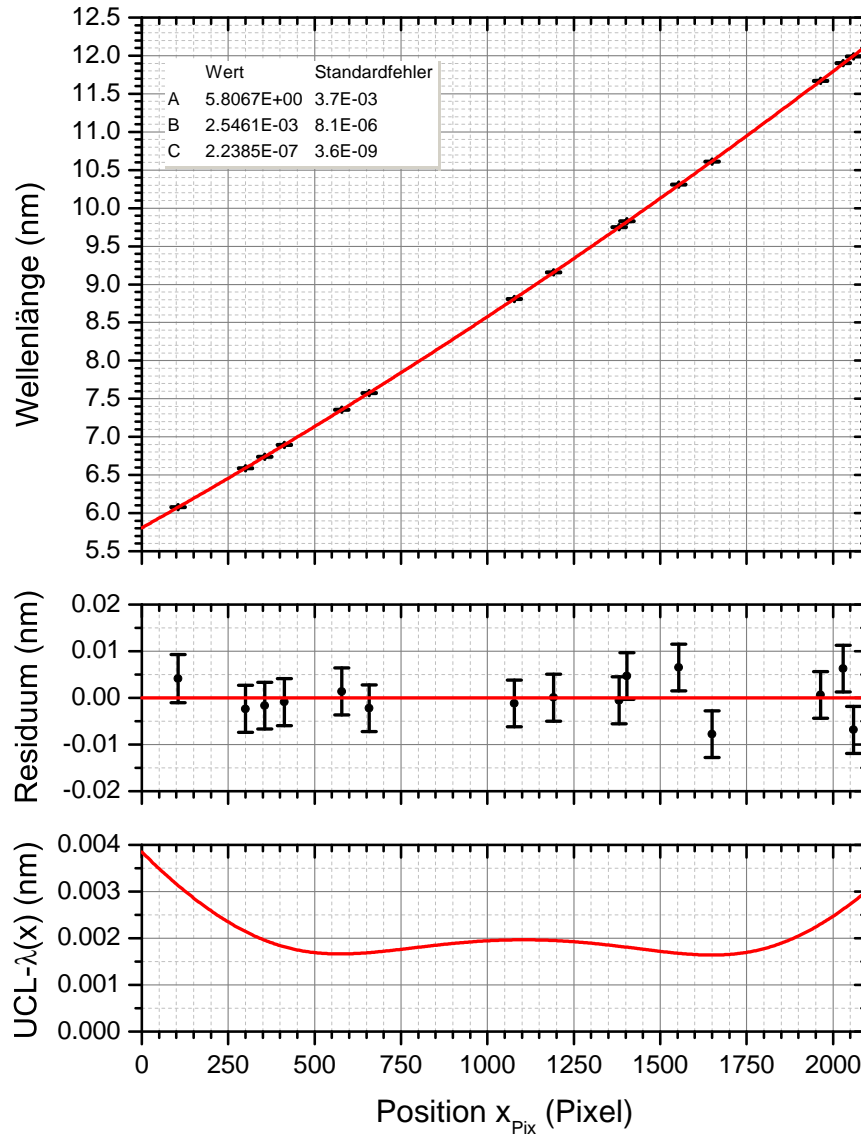


Abbildung 4.3: Erstellung des aus den Neon-Linien erhaltenen Dispersionspolynomes. Oben sind der Fit mit den Koeffizienten des Polynoms sowie die Residuen des Fits dargestellt. Unten sieht man den Fehler des Polynoms, welcher sich aus der Differenz des 68 %-Vertrauensbandes und des Dispersionspolynomes zusammensetzt und in Abhängigkeit von der Position auf dem CCD-Chip in Pixeln gegeben ist.

tergrundaufnahme bei geschlossener Falle durchgeführt, um den Einfluss von Streulicht, welches primär von der Kathode der Elektronenkanone emittiert wird, zu entfernen. Das Ergebnis dieser Kalibrationsmessung ist in Abbildung 4.2 dargestellt. In dem Spektrum sind die Positionen der Ne-Linien aus der NIST Datenbank angedeutet.

Zur Kalibration werden an die mit roten Pfeilen markierten Linien Gaußkurven angefitet, um ihre Positionen zu finden. Die Referenzwellenlängen dieser Linien aus der NIST-Datenbank sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Die Fehler der Kalibrationslinien setzen sich aus der Ungenauigkeit des Fits und dem Fehler der Referenzwellenlänge zusammen. Hierbei wird der Fehler des Fits, welcher in Pixeln gegeben ist, zur Umrechnung in eine Wellenlänge mit dem Faktor $2,5 \times 10^{-3} \text{ nm/Pixel}$ multipliziert. Dieser Faktor entspricht der zu erwartenden Steigung des Dispersionspolynomes. Den Referenzwellenlängen wird ein Fehler von $\Delta\lambda = 0,005 \text{ nm}$ zugeordnet, um Überblendungen bei verschiedenen Linien zu berücksichtigen.

An die auf diese Weise ermittelten Kalibrationspunkte wird ein Polynom zweiten Grades angepasst, welches in Abbildung 4.3 dargestellt ist. Dieses bildet das gesuchte Dispersionspolynom, dessen Koeffizienten in der Abbildung angegeben sind. Der Fit liefert hier ein reduziertes $\chi^2 = 0,8$, was bedeutet, dass der Gesamtfehler der Kalibrationslinien vorsichtig überschätzt wurde. Um ein Maß für die Genauigkeit des Dispersionspolynomes zu bekommen, wird ein Konfidenzintervall $UCL(x_{P_{ix}})$ berechnet, innerhalb dessen der Mittelwert des Dispersionspolynomes mit einer Wahrscheinlichkeit von 68 % liegt. Die Differenz zwischen diesem Vertrauensband und dem Polynom ist in Abbildung 4.3 dargestellt und liefert das Maß für den Fehler der Kalibration.

4.3 Das Silizium Spektrum zwischen 6 nm und 12 nm

Das Ergebnis der Messreihe an Si-Ionen im Spektralbereich zwischen 6 nm und 12 nm ist in Abbildung 4.4 dargestellt, wobei die dispersive Achse anhand des Neon Spektrums kalibriert ist. Um die Energie der Elektronen zu erhalten, wird für den vorgegebenen Verlauf von Beschleunigungsspannung und Stromstärke die Raumladung aus Gleichung 2.13 berechnet. Die Energie ergibt sich dann nach Gleichung 2.16 mit einem durch die Raumladung der Ionenwolke bedingten Kompensationsfaktor von 25 %. Zur Orientierung sind weiterhin die Ionisationspotentiale (siehe Anhang A) der beteiligten Ladungszustände von Silizium markiert.

Diese Art der Darstellung erlaubt es, die Entwicklung der Ladungszustände in der EBIT unter Gleichgewichtsbedingungen zu studieren. Die Falle wird bei dieser Messung alle 2 s mit einem Dump-Puls ausgeleert, während der Elektronenstrahl einige 10 ms benötigt, um die hier relevanten Ladungszustände von Si zu produzieren. So befindet sich die Ladungsstandsverteilung für diese Messung im Gleichgewicht zwischen Ionisation, Rekombination,

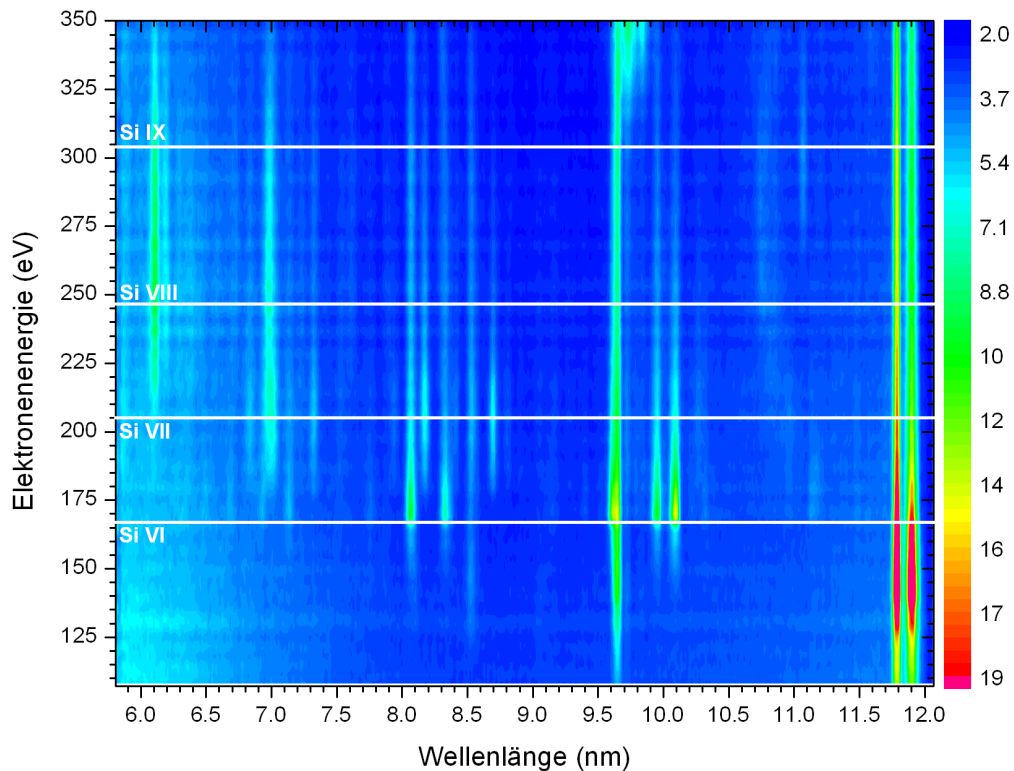


Abbildung 4.4: Emissionspektrum von Si-Ionen zwischen 6 nm und 12 nm in Abhängigkeit der Energie des Elektronenstrahls. Zur Orientierung sind die Ionisationsenergien der beteiligten Ladungszustände mit horizontalen Linien markiert (siehe Anhang A).

Verdampfung aus der Falle und kontinuierlicher Injektion neutraler Si-Atome (siehe Abschnitt 2.3.2.5). Aus der Entwicklung der Verhältnisse von ausgewählten Emissionslinien kann anhand dieser Spektren die Verteilung der Ladungszustände in der Falle extrahiert werden [183]. Weiterhin ist diese Darstellung sehr hilfreich bei der Identifikation der Spektrallinien und ermöglicht es, Überblendungen von Linien unterschiedlicher Ladungszustände aufzulösen [184].

Zur näheren Untersuchung der in Abbildung 4.4 gezeigten Messung werden jeweils fünf Spektren, welche ein Elektronenenergie-Intervall von 25 eV umfassen, aufsummiert und auf die dispersive Achse projiziert. Diese Spektren sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Auch zeigt diese Abbildung theoretisch ermittelte Linienpositionen von Si VI bis Si VIII Emissionslinien, die proportional zu ihren Übergangsraten aufgetragen sind und aus der NIST-Datenbank [178] übernommen wurden.

Unterhalb einer Energie von 166 eV dominieren die Emissionslinien von Ne-artigem Si V das Spektrum. Hierbei ist die Serie der Übergänge von angeregten $1s^2 2s^2 2p^5 nl$ Niveaus auf den Grundzustand $1s^2 2s^2 2p^6 \ ^1S_0$ zu erkennen, deren einzelne Linien in Abbildung 4.5 oben eingezeichnet sind. Die Referenzwellenlängen stammen dabei aus den experimentellen

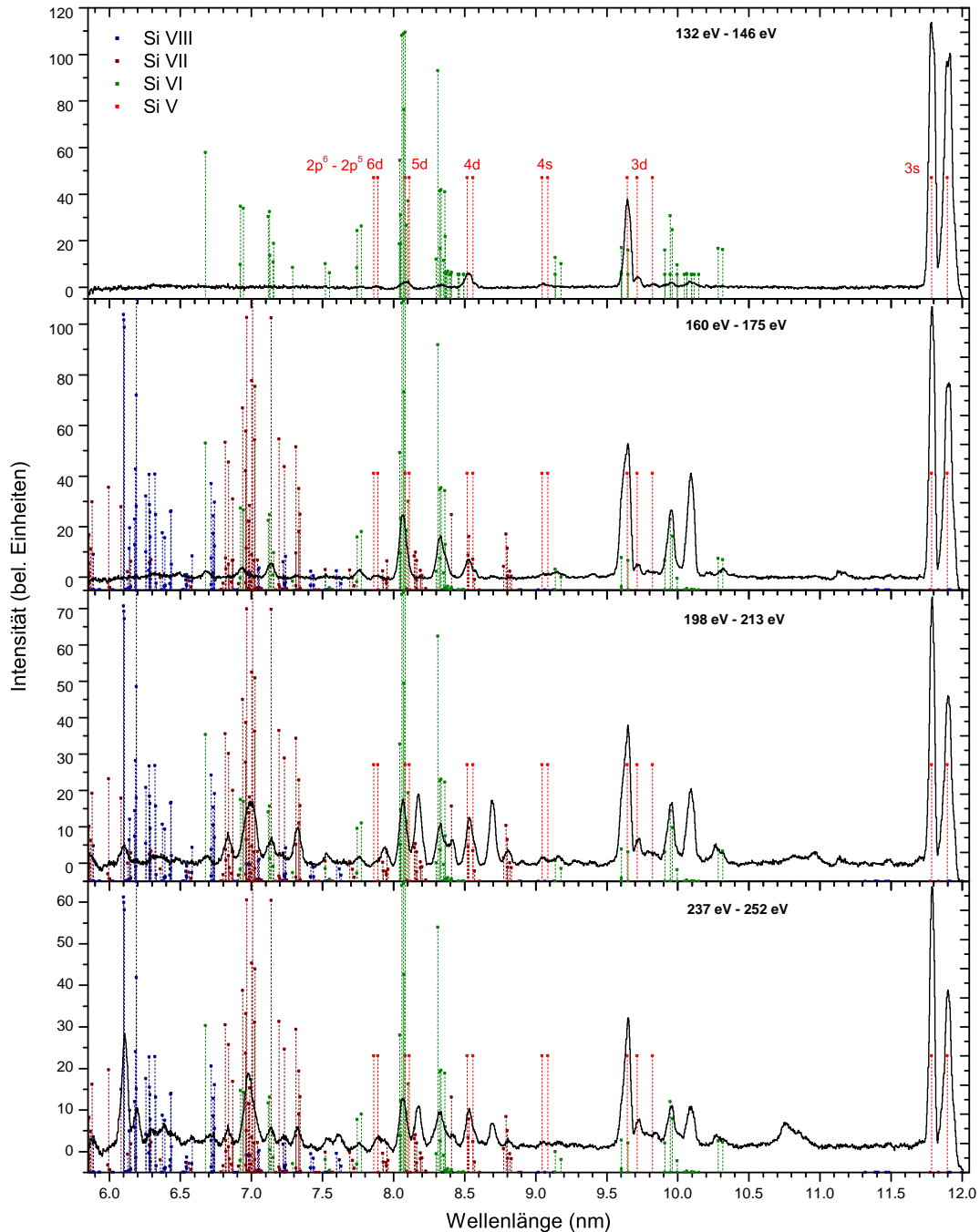


Abbildung 4.5: Projektionen von Summenspektren, welche die jeweils angegebenen Elektronenenergie-Intervalle umspannen, auf die dispersive Achse. Weiterhin sind für die Ladungszustände Si VI bis Si VIII theoretische Linienpositionen proportional zu ihren Übergangsraten aus der NIST-Datenbank [178] markiert. Für Si V sind die Übergänge der angegebenen Niveaus in den Grundzustand eingezeichnet.

Tabelle 4.3: Zusammenfassung der prominentesten Linien der XUV-Messung im Vergleich zu der LLNL-EBIT-Messung an Si V [185] und den Theoriewerten zu einer Laserplasma-Messung [186]. Die Bezeichnung der Übergänge ist vereinfacht dargestellt und aus den angegebenen Referenzen übernommen. Für Linien mit mehreren Angaben in der Spalte Vergleich ist die Überblendung nicht aufzulösen. Für eine Linien ist die NIST-Datenbank als Referenz angegeben [178].

Ion	Übergang	Diese Arbeit λ (nm)	[185] λ (nm)	[186] λ (nm)
Si VIII	$3d^2F_{5/2} \rightarrow 2p^3^4S_{3/2}$	6,106(3)		6,1032
Si VIII	$3d^2F_{7/2} \rightarrow 2p^3^2D_{5/2}$	6,195(3)		6,1792
Si VI		6,490(3)		
Si VI	$5d^2D_{5/2} \rightarrow 2p^5^2P_{3/2}$	6,68(3)		6,6772 (NIST)
Si VII	$3d^5D_3 \rightarrow 2p^4^3P_1$	6,835(2)		6,8148
Si VI		6,932(2)		
Si VII	$3d^3F_2 \rightarrow 2p^4^3P_2$	6,990(2)		6,9664
Si VII	$3d^3F_3 \rightarrow 2p^4^1D_2$	7,014(2)		7,0072
Si VII	$3d^3G_3 \rightarrow 2p^4^1D_2$	7,136(2)		7,1384
Si VII	$3d \rightarrow 2p^4$	7,324(2)		7,312
Si VI	$3d \rightarrow 2p^5$	7,759(2)		7,7429 / 7,7718
Si V	$5d^1P_1^o \rightarrow 2p^6^1S_0$	8,055(2)	8,054(2)	
Si VI	$3d \rightarrow 2p^5$	8,067(2)		8,0449 / 8,0725
Si V	$5d^3D_1^o \rightarrow 2p^6^1S_0$	8,098(2)	8,078(1)	
Si VII	$3s \rightarrow 2p^4$	8,174(2)		8,1617 / 8,1845
Si VI	$3d^2D_{5/2} \rightarrow 2p^5^2P_{3/2}$	8,328(2)		8,3128
Si VI	$3d^2D_{3/2} \rightarrow 2p^5^2P_{1/2}$	8,378(2)		8,3611
Si VII	$3s^1D_2 \rightarrow 2p^4^1D_2$	8,410(2)		8,4082
Si V	$4d^1P_1^o \rightarrow 2p^6^1S_0$	8,526(2)	8,5177(8)	
Si V	$4d^3D_1^o \rightarrow 2p^6^1S_0$	8,57(2)	8,558(1)	
Si VII		8,697(2)		
Si VII	$3s^3P_2 \rightarrow 2p^5^3P_2$	8,805(2)		8,8008
Si VI		9,618(2)		
Si V	$3d^1P_1^o \rightarrow 2p^6^1S_0$	9,646(2)	9,6438(7)	
Si V	$3d^3D_1^o \rightarrow 2p^6^1S_0$	9,726(2)	9,715(2)	
Si V	$3d^3P_1^o \rightarrow 2p^6^1S_0$	9,830(5)		
Si VI		9,952(2)		
Si VI		10,092(2)		
Si V	$3s^1P_1^o \rightarrow 2p^6^1S_0$	11,789(2)	11,7846(6)	
Si V	$3s^3P_0^o \rightarrow 2p^6^1S_0$	11,873(2)		
Si V	$3s^3P_1^o \rightarrow 2p^6^1S_0$	11,903(3)	11,8950(7)	
Si V	$3s^3P_2^o \rightarrow 2p^6^1S_0$	11,938(3)	11,907(9)	

Untersuchungen von [187] und stimmen mit den hier gemessenen Wellenlängen gut überein. Wird das Ionisationspotential der jeweiligen Ladungszustände überschritten, so erscheinen Emissionslinien von Si VI bis Si VIII in dem Spektrum. Oberhalb von 300 eV wird das Silizium aus der Falle verdrängt und Barium-Emissionslinien beginnen das Spektrum zu dominieren. Dies kommt daher, dass bei dieser Art von automatisierten Messreihen das Potential an den Drift-Röhren konstant gehalten wird und sich so die Falltiefe durch die mit steigender Energie steigende Raumladung des Elektronenstrahls verändert. Die Falle wird tiefer, bis das schwerere Barium aus der Kathode die Silizium-Ionen verdrängt. Auch finden sich bereits bei niedrigeren Energien Linien, die auf Ba-Ionen zurückzuführen sind, wie die Strukturen um 10,8 nm. In Tabelle 4.3 sind die gemessenen Positionen für ausgewählte Linien im Vergleich mit der Messung an der LLNL-EBIT an Si V [185] und einer Laserplasma-Messung [186] zusammengefasst. Aus dieser Laserplasma-Messung sind die Theoriewerte übernommen. Diese stimmen mit der hier vorgestellten Messung teilweise deutlich besser überein, als mit der Laserplasma-Messung. Dies zeigt deutlich den Vorteil der EBIT-Methode, welche es erlaubt Ladungszustände durch genaues Abstimmen der Elektronenstrahlenergie zu trennen und Überblendungen aufzulösen. Bei einigen der Linien ist der Ursprung auf Grund von zahlreichen Überblendungen oder fehlender Theoriewerte unklar. Die NIST-Datenbank besitzt für diese Emissionsregion von Silizium nur gemessene Werte für Si V. Für sämtliche anderen Ladungszustände liegen nur Theoriewerte vor, so ist eine Erweiterung der Datenbank mit Messdaten dringend erforderlich.

4.4 Das Si V Spektrum

4.4.1 Si V Niveauschema

Im Folgenden wird das Spektrum von Ne-artigem Si V näher untersucht. Hierzu soll zunächst ein Einblick in die Struktur Ne-artiger Ionen gegeben werden. Die energetisch niedrigsten Niveaus von Si V sind in Abbildung 4.6 zusammen mit den möglichen Übergängen schematisch dargestellt. Über dem $1s^2 2s^2 2p^6 \ ^1S_0$ Grundzustand liegt das feinstrukturaufgespaltene Triplet und Singlett, bei dem sich ein Elektron auf dem 3s-Orbital befindet. Zwischen diesen Niveaus und dem Grundzustand sind zwei elektrische Dipolübergänge möglich. Dies sind der mit „3F“ markierte Übergang von dem 1P_1 Zustand und der Übergang von dem 3P_1 Zustand, der im Folgenden mit „3G“ bezeichnet wird. Der 3P_2 Zustand kann über einen langlebigen magnetischen Quadrupol-Übergang (M2) in den Grundzustand übergehen, wobei die Intensität dieser Linie sensitiv auf die effektive Elektronendichte des Plasmas ist. Die radiative Abregung des Elektrons auf den Grundzustand konkurriert hierbei mit der Elektronenstoßanregung in höher liegende Niveaus. Dabei nimmt die Intensität dieser Linie mit steigender Elektronendichte ab. Das Verhältnis der Intensität dieser Linie zu den, bezüglich der Elektronendichte relativ unempfindlichen, E1-Linien 3F und 3G kann

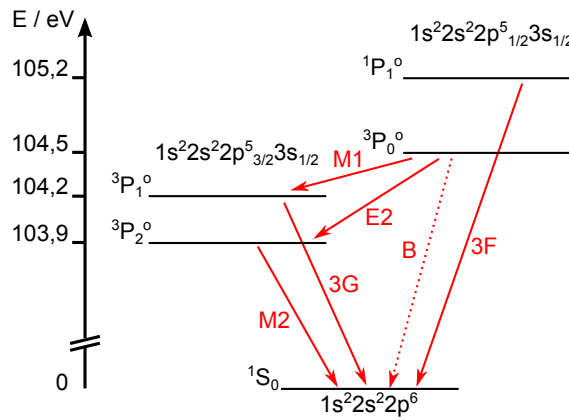


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung der niedrigsten Energieniveaus in Ne-artigem Silizium. Die Energien der Niveaus sind hierbei [187] entnommen. Die markierten Übergänge werden im Text oder in [190] erläutert.

zur Bestimmung der effektiven Elektronendichte des Plasmas verwendet werden [188, 189].

Das $1s^2 2s^2 2p_{1/2}^5 3s_{1/2} \ ^3P_0$ Niveau kann auf Grund seines Gesamtdrehimpulses von $J = 0$ nicht in den Grundzustand übergehen, sondern zerfällt über die langsamen M1 und E2 Übergänge. Dennoch konnte in [190] mit der LLNL-EBIT der hier mit „B“ gekennzeichnete Übergang zum Grundzustand mit relativ hoher Intensität beobachtet werden. Dies lässt sich durch eine von einem Magnetfeld induzierte Mischung des 3P_0 -Zustandes mit den energetisch sehr nahe liegenden 3P_1 und 1P_1 Zuständen erklären. Hierbei wird die radiative Zerfallsrate A_r des 3P_0 -Zustandes mit der des benachbarten Niveaus mit

$$A_r(^3P_0) = \left(\frac{h}{\Delta E} \right)^2 A_r(^1P_1) \quad (4.2)$$

gekoppelt, wobei ΔE der Abstand der Energieniveaus darstellt. Der Kopplungsparameter h ergibt sich aus dem Matrixelement

$$h = \langle ^3P_0 | e \frac{\boldsymbol{\alpha}(\mathbf{r} \times \mathbf{B})}{2} | ^1P_1 \rangle, \quad (4.3)$$

wobei e die Ladung des Elektrons, \mathbf{r} der Ortsvektor, \mathbf{B} die Flussdichte des Magnetfeldes und $\boldsymbol{\alpha}$ die Dirac-Matrix darstellt [190]. Es zeigt sich, dass die Vermischung der Niveaus mit stärkerem externen Magnetfeld \mathbf{B} zunimmt und somit auch die Intensität der Linie B steigt.

4.4.2 XUV-Spektrum der DR-Messung

Im Laufe der in Kapitel 3 vorgestellten Rekombinationsmessung wurden in Messreihe 1 zusätzlich zu den Röntgenspektren auch XUV-Spektren aufgenommen. Dies wurde während

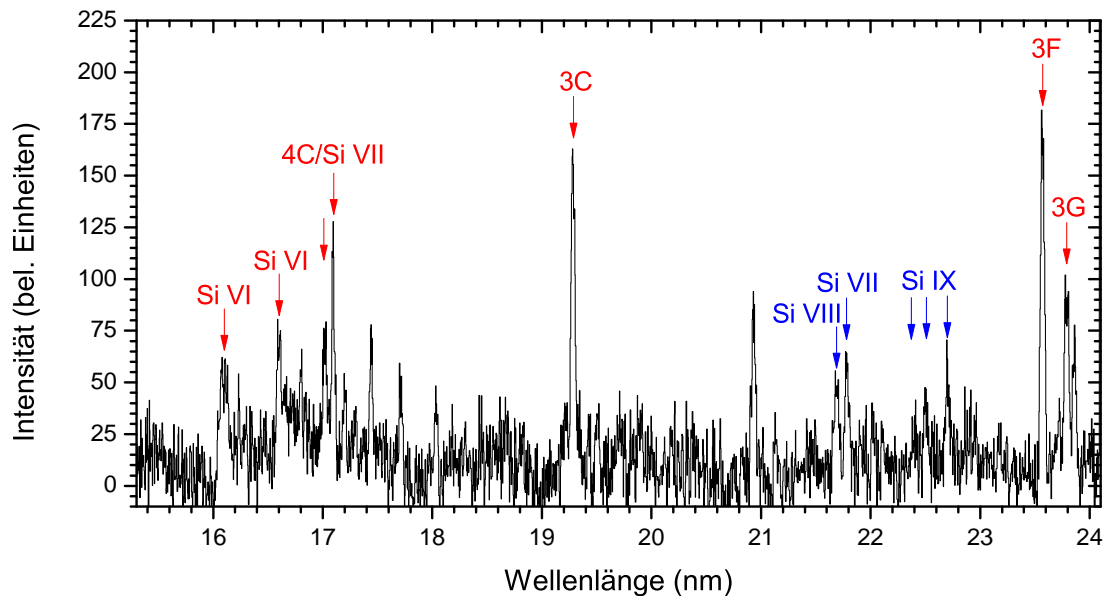


Abbildung 4.7: Summenspektrum aus den während der Rekombinationsmessung aufgenommenen XUV-Spektren. Die im Spektrum anhand von [178] identifizierten Linien sind in blau markiert. Rot gekennzeichnete Linien stammen aus dem Spektralbereich zwischen 7,5 nm und 12 nm und liegen in zweiter Beugungsordnung des Gitters vor.

der Messung bei einer Stromstärke von $I = 50 \text{ mA} - 54,4 \text{ mA}$, einer Elektronenenergie von $E_e = 1280 \text{ eV} - 1550 \text{ eV}$ und eine Dauer des Dumpzyklus von 2,5 s getan, wobei das XUV-Spektrometer unabhängig von der übrigen Messung betrieben wurde. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Hierbei handelt es sich um das Summenspektrum aus einer Messreihe von insgesamt 40 h Aufnahmedauer. Es fällt sofort die extrem niedrige Statistik in dem Spektrum auf. Diese resultiert aus der Tatsache, dass der Wirkungsquerschnitt der Anregung von Dipolübergängen durch Elektronenstoß mit $\sigma^{EIE} \propto \ln E_e/E_e$ für hohe Energien der Elektronen abnimmt [48]. Weiterhin kommt hinzu, dass die Falle bei der Messung extrem flach gehalten wurde, und daher eine relativ geringe Anzahl an Si-Ionen zur Verfügung stand.

Die CCD-Kamera stand für diese Messung in einer Position, in der sie den Spektralbereich zwischen 15,5 nm und 24,1 nm abdeckt. Da dieser Bereich nur sehr wenige, relativ schwache Übergänge in Si-Ionen enthält [178], dominieren Emissionslinien aus dem Bereich der zuvor vorgestellten XUV-Messung in zweiter Beugungsordnung des Gitters das Spektrum. Diese Linien sind im Spektrum markiert. Im Vergleich zur zuvor vorgestellten XUV-Messung fällt hier die deutlich erhöhte Auflösung auf. Diese resultiert aus einer Kombination verschiedener Faktoren: zum einen ist die Abbildung des Gitters in diesem Bereich besser auf die CCD-Kamera fokussiert. Zum anderen ist die Auflösung durch den Betrieb des Gitters ohne Eintrittsspalt von der räumlichen Ausdehnung des Elektronenstrahls, bzw. der Ionen-

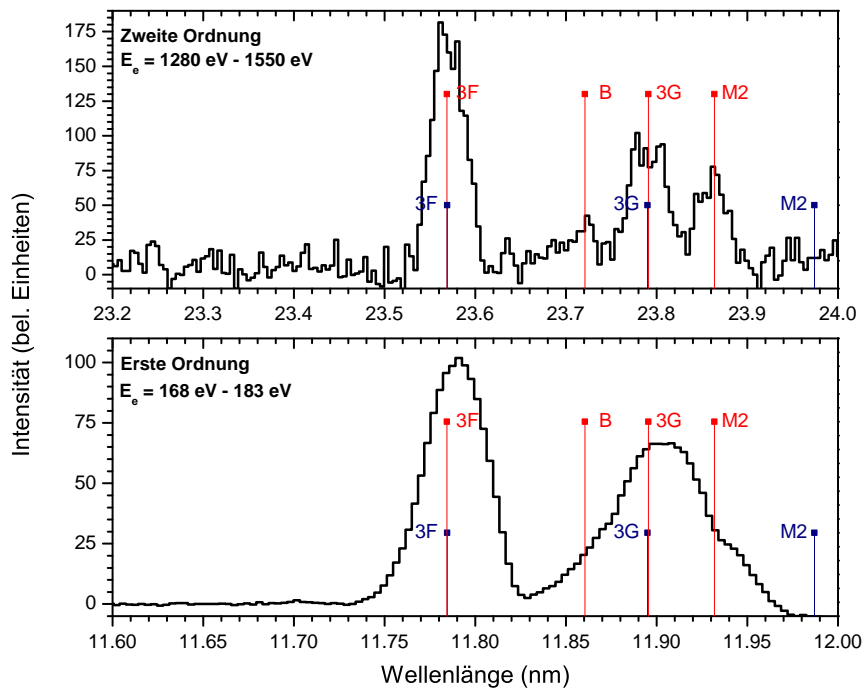


Abbildung 4.8: Vergleich der 3F und 3G Linienregion von Si V. Unten ist das Summenspektrum über den angegebenen, niederenergetischen Bereich der XUV-Messung angegeben, in der die Linien in erster Beugungsordnung des Gitters erscheinen. Das Spektrum oben zeigt die Summe aller während der DR-Messung aufgenommenen Spektren. Hier treten die Linien in zweiter Beugungsordnung auf. Die roten Linienpositionen sind experimentell ermittelte Werte aus [187], während die blau dargestellten Positionen der Messung in [185] entnommen sind.

wolke abhängig, welche bei der DR-Messung auf Grund der extrem flachen Falle niedriger ist als bei der zuvor vorgestellten Messung.

4.4.3 Bestimmung der Si V Linienverhältnisse

Abbildung 4.8 zeigt einen Vergleich zwischen der in Abschnitt 4.3 vorgestellten Messung bei niedrigen Elektronenstrahlenergien und der Messung, die während der Untersuchung resonanter KLL-Rekombinationen durchgeführt wurde. Es werden die Summe der 40-h-Messung bei hohen Elektronenenergien und die Summe von fünf Spektren der Messung bei niedriger Energie verglichen. Zunächst fällt hier die bereits diskutierte, deutliche erhöhte Auflösung in der Hochenergie-Messung auf. Weiterhin sitzen die untersuchten $3s \rightarrow 2p$ Linien in den Spektren niedriger Elektronenstrahlenergien am äußersten Rand des abgedeckten Spektralbereiches. Hier ist es möglich, dass Artefakte auftreten, die durch den Export und die Drehung der Spektren bedingt sind. Auch bei der Messung in zweiter Ordnung liegen die Linien nahe dem Rand des Spektralbereiches, sind aber nicht von Artefakten betroffen. Zum Vergleich sind die Linienpositionen aus den Messungen in [185, 187] mit aufgetragen. In beiden dieser Vergleichsmessungen werden nur die 3F und 3G Linien direkt beobachtet.

Tabelle 4.4: Linienvverhältnisse der Si V Emissionslinien aus der Messung bei niedrigen und hohen Energien. Zum Vergleich sind die Verhältnisse aus der Si V Messung an der LLNL-EBIT [185] angegeben.

Verhältnis	Wellenlängen	$E_e \approx 170 \text{ eV}$	$E_e \approx 1500 \text{ eV}$	LLNL-EBIT
M2/3F	$I(11,933 \text{ nm})/I(11,785 \text{ nm})$	$0,22 \pm 0,02$	$0,31 \pm 0,03$	0,08
M2/3G	$I(11,933 \text{ nm})/I(11,896 \text{ nm})$	$0,38 \pm 0,03$	$0,52 \pm 0,06$	0,09
B/3F	$I(11,861 \text{ nm})/I(11,785 \text{ nm})$	$0,23 \pm 0,05$	$0,17 \pm 0,04$	<0,05
B/3G	$I(11,861 \text{ nm})/I(11,896 \text{ nm})$	$0,38 \pm 0,06$	$0,28 \pm 0,06$	
(B+M2+3G)/3F		$1,05 \pm 0,08$	$1,08 \pm 0,07$	0,96

Die rot dargestellten Werte für die B und die M2 Linie errechnet der Autor aus Übergängen höher angeregter Elektronen auf die 3P_2 und 3P_0 Zustände. Die blau dargestellte Position der M2 Linie scheint in [185] nicht nachvollziehbar zu hoch angegeben zu sein.

Die niederenergetische Messung lässt eine Überblendung der B und M2 Linien mit der 3G Linie erahnen. Die Messung bei hohen Energien offenbart hingegen alle drei Linien in hoher Auflösung. Die Intensitätsverhältnisse der vier Linien können durch Anfitzen von Gaußkurven gebildet werden. Die Resultate der Fits sind in Tabelle 4.4 für beide Messungen zusammengefasst.

Für das Verhältnis zwischen B und 3F ergibt sich ein Wert von $I_B/I_{3F} = 0,17(4)$ in der Hochenergie-Messung. Dieser und auch der aus der Niedrigenergie-Messung liegen deutlich über dem Wert der LLNL-EBIT. Die Erklärung hierfür ist das deutlich stärkere Magnetfeld bei der hier vorgestellten EBIT, welches eine Flussdichte von $B = 6,5 \text{ T}$ erreicht, während das Feld der LLNL-EBIT bei 3 T liegt. Zudem kann das 3P_0 Level nach [14] durch elektronenstoßinduzierte Übergänge entvölkert werden, wodurch eine Abhängigkeit von I_B/I_{3F} von der Elektronendichte entsteht, die zu einer Abweichung der Messungen voneinander führen kann.

Aus dem Verhältnis von $I_{M2}/I_{3G} = I(11,933 \text{ nm})/I(11,896 \text{ nm}) = 0,52(6)$ erhält man eine Abschätzung der effektiven Elektronendichte in der EBIT, da die M2 Linie mit steigender Elektronendichte abnimmt. Der nach Rechnungen [191, 192] zu erwartende Verlauf des Linienvverhältnisses in Abhängigkeit von der Elektronendichte ist in Abbildung 4.9 für einen monoenergetischen Elektronenstrahl mit einer Energie von $E_e = 150 \text{ eV}$ und $E_e = 1500 \text{ eV}$ dargestellt. Aus dieser Rechnung ergibt sich für die effektive Elektronendichte in der EBIT während der Hochenergie-Messung

$$n_e^{eff} = (2,2 \pm 1,3) \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}. \quad (4.4)$$

Dieses Ergebnis liegt in der selben Größenordnung wie das Ergebnis der Simulation aus Kapitel 3.4.1. Hierbei muss allerdings bedacht werden, dass beide Werte nicht direkt vergleichbar sind, da sie unter unterschiedlichen Bedingungen bezüglich der Stromstärke und

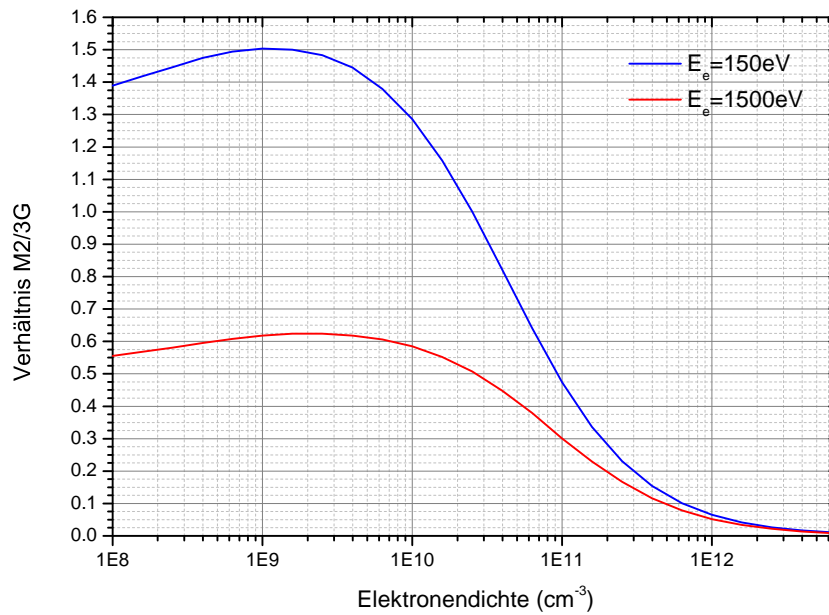


Abbildung 4.9: Theoretisch erwarteter Verlauf des Verhältnisses von $I_{M2}/I_{3G} = I(11,933 \text{ nm})/I(11,896 \text{ nm})$ in Abhängigkeit von der effektiven Elektronendichte in einem monoenergetischen Elektronenstrahl mit einer Energie von $E_e = 150 \text{ eV}$ und $E_e = 1500 \text{ eV}$ nach [191, 192].

der Falltiefe ermittelt wurden.

Für die Messung bei niedrigen Energien ergibt sich aus der Rechnung für $E_e = 150 \text{ eV}$ (Abbildung 4.9, blau) eine effektive Elektronendichte von

$$n_e^{eff} = (1,3 \pm 0,8) \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}. \quad (4.5)$$

Hiernach beträgt die effektive Elektronendichte 10% der geometrischen Elektronendichte, was durch die räumliche Ausdehnung der Ionenwolke außerhalb des Elektronenstrahls bedingt ist. Während der Messung aus der DR-Messreihe 1 sinkt sie auf ca. 1%.

Bei diesen Resultaten ist zu bedenken, dass sie durch Überblendungen von Linien anderer Ladungszustände mit den 3F, B, 3G oder M2 Linien verfälscht werden könnten. Bei dem Spektrum bei $E_e = 132 \text{ eV} - 146 \text{ eV}$ ist dies auszuschließen, da hier nur Si V Ionen in der Falle sitzen. Während der Hochenergie-Messung ist die Elektronenenergie jedoch hoch genug, um sämtliche Ladungszustände von Silizium bis Si XIII zu produzieren. Nach [178] liegt eine schwache Si VII Linie bei 11,778 nm, welche die linke Flanke der 3F Linie leicht erhöhen kann. Weiterhin könnte es in der rechten Flanke der 3G Linie einen Beitrag von Si VIII bei 11,9 nm geben. Eine weitere Si VIII Linie bei 23,52 nm kann die 3F Linie im Spektrum der hochenergetischen Messung beeinflussen. Auch sagen Rechnungen starke Si XIII Linien bei 23,48 nm und 23,533 nm voraus, welche jedoch in der Messung anscheinend

nicht vorhanden sind. In dem Bereich zwischen 23,6 nm und 23,9 nm werden keine Linien erwartet. So scheint ein Einfluss von Überblendungen in dem Spektrum keine signifikante Rolle zu spielen.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Das wichtigste Ziel dieser Arbeit war das Studium von Ladungsbrütungsprozessen hochgeladener Ionen in der dafür am MPIK gebauten Elektronenstrahl-Ionenfalle (EBIT). Hierfür wurden resonante KLL Rekombinationsprozesse in hochgeladenen Silizium-Ionen untersucht und mit theoretischen Rechnungen verglichen.

Die gemessenen Rekombinationsspektren zeigen eine hervorragende Auflösung von unter 6 eV bezüglich der Energie der rekombinierenden Elektronen. Dies konnte durch evaporative Kühlung unter den sehr stabilen Betriebsbedingungen der EBIT erreicht werden. Das kontrollierte und überwachte Durchstimmen von Elektronenenergie und -strom ermöglichte eine Kalibration der Elektronenenergie-Achse anhand einer theoretischen Referenzlinie. Zusätzlich zur Energie der detektierten Photonen und der entsprechenden anregenden Elektronenenergie wurde auch die Ankunftszeit der Photonen im Dumpzyklus der Falle aufgenommen. Diese Information ermöglichte den Einblick in die Ladungsbrütungsprozesse in der Falle, da hiermit die Ionenpopulation zeitabhängig untersucht werden konnte.

Der Vergleich der Spektren mit MCDF- und selbst angefertigten CI-Rechnungen zeigt eine gute Übereinstimmung der Theorie mit den Messungen für die hohen Ladungszustände He- bis B-artiger Si-Ionen. Mit Hilfe der Zeitinformation konnten Überblendungen durch unterschiedliche Ladungszustände, welche zu Verbreiterungen der Peaks führen, an den Li- und Be-artigen Rekombinationspeaks identifiziert werden. Für die resonante Rekombination in C-, N- und O-artige Si-Ionen wurden Abweichungen von der Theorie festgestellt. Diese lagen zum einen in den Resonanzenergien, zum anderen aber auch im Stärkenverhältnis der Linien, welches an der Rekombination in C-artige Si-Ionen näher untersucht wurde. Dieses Verhältnis wurde zunächst in mehreren Messreihen im Mittel zu $S^{TR}/S^{DR} = 1,12(15)$ bestimmt, wohingegen die Theorie eine deutliche Überhöhung der TR gegenüber der DR voraussagt. Das Verhältnis nach der MCDF-Rechnung beträgt $S^{TR}/S^{DR} = 1,80$, nach der FAC-Rechnung $S^{TR}/S^{DR} = 2,0$. Zur Erklärung dieser Abweichung konnte die Zeitinformation herangezogen werden, welche eine zeitliche Variation des Verhältnisses andeutet,

wofür es zwei Interpretationen gibt.

Zum einen kann die Rekombination in Anfangszustände von Ionen mit Elektronen in angeregten, langlebigen Energieniveaus das Spektrum beeinflussen. MCDF- und CI-Rechnungen für Ausgangszustände mit besetzten $1s^2 2s^2 2p^2$ $^3P_{0,1,2}$, 1D_2 und 1S_0 Niveaus im Fall von C-artigen Si^{8+} zeigen Rekombinationslinien in die metastabilen Zustände, welche das Verhältnis der beiden Linien modifizieren können. Auch leben diese Energieniveaus lang genug, um auf der Zeitskala des Experimentes eine Rolle zu spielen. Anhand eines einfachen Modells der Besetzung dieser Niveaus kombiniert mit den theoretischen MCDF-Spektren wurde die Entwicklung des Verhältnisses untersucht. Hierbei zeigte sich, dass sich die gemessenen Verhältnisse unter Einbeziehen metastabiler Ausgangszustände erklären lassen. Dies stellt die erste Beobachtung eines solchen Einflusses für die KLL-dielektronische Rekombination dar.

Die MCDF-Rechnung bietet eine alternative Interpretationsmöglichkeit für das beobachtete, von der Theorie abweichende Verhältnis, nämlich den Einfluss quadreelektronischer Rekombination in Be-artige Si-Ionen, welche nach dieser Rechnung eine starke Rekombinationslinie im Bereich der C-artigen Peaks besitzen sollen. Zu späten Zeitpunkten im Messzyklus, nämlich wenn die Be-artigen Ionen vorhanden sind, kann diese Theorie ebenfalls die Abweichung erklären, allerdings liefert sie keine Interpretation des Verhältnisses zu frühen Zeiten. Somit ist die Erklärung der Abweichung durch metastabile Anfangszustände naheliegender.

Für die N- und O-artigen Si-Ionen weichen sowohl die FAC- als auch die MCDF-Rechnung deutlich von den gemessenen Werten ab. Auch eine *optimal level* Rechnung mit einer Genauigkeit von ± 1 eV kann diese Abweichung nicht verringern. Eine Rekombination in angeregte, langlebige Anfangszustände, wie sie bei C-artigen Ionen beobachtet wurde, könnte die Resonanzen zu niedrigeren Energien verschieben, kann jedoch auf Grund niedriger Statistik in dem O-artigen Peak nicht nachgewiesen werden.

Die hier vorgestellte Aufnahme der Zeitinformation zu den Rekombinationsspektren stellt eine einfache Möglichkeit zur Optimierung der EBIT Betriebsparameter bei der Messung dar und hilft zum vertieften Verständnis der aufgenommenen Daten. Auch dient sie zur Korrektur systematischer Fehler, welche beispielsweise durch eine zeitliche Änderung der Raumladung in der Falle verursacht werden.

Neben den Rekombinationsspektren im Röntgenbereich wurden Spektren weicher Röntgenstrahlung von Silizium-Ionen mit dem XUV-Spektrometer der EBIT aufgenommen. Dies geschah zum einen im Niedrigenergie-Betrieb der EBIT. Hierbei wurde demonstriert, dass die neue Maschine auch bei niedrigen Energien des Elektronenstrahls stabil betrieben werden kann. Die Silizium-Spektren zeigen die Entwicklung der Emissionslinien der Ladungszustände Si V bis Si VIII bei Elektronenenergien zwischen $E_e = 110$ eV und 300 eV. Weiterhin wurde eine Serie von XUV-Spektren während einer Rekombinationsmessung auf-

genommen, welche die Linien der $3s \rightarrow 2p$ Übergänge in Ne-artigem Silizium zeigt. Hierbei ist neben den beiden elektrischen Dipolübergängen der magnetische Quadrupolübergang $1s^2 2s^2 2p_{3/2}^5 3s_{1/2} \ ^3P_2^o \rightarrow 1s^2 2s^2 2p^6 \ ^1S_0$ relativ stark zu erkennen. Aus dem Verhältnis dieser Linie zu den E1-Übergängen konnte die effektive Elektronendichte im Fallenzentrum während einer der Messreihen zur DR zu $n_e^{eff} = (2,2 \pm 1,3) \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ bestimmt werden. Auch zeigt das Spektrum eine Linie, die dem verbotenen Übergang des $1s^2 2s^2 2p_{1/2}^5 3s_{1/2} \ ^3P_0$ Niveaus auf den Grundzustand zuzuordnen ist. Diese kommt durch eine Vermischung des 3P_0 Zustandes mit den dicht benachbarten Energieniveaus im starken Magnetfeld der EBIT zustande. Diese Messung bestätigt Beobachtungen der LLNL-EBIT, an der die Linie in Ne-artigem Argon gemessen wurde, durch die hochauflösende Messung an Silizium.

Die hier gesammelten spektroskopischen Daten im XUV- wie im weichen Röntgenbereich an Si V bis Si XIII stellen einen wichtigen Beitrag dar, da nur wenige präzise Messdaten in diesen Bereich verfügbar sind, was sich beispielsweise an dem Mangel an verlässlichen Daten in der NIST-Datenbank zeigt.

Weiterhin demonstrieren die Messungen der resonanten KLL-Rekombination und der XUV-Spektren die Leistungsfähigkeit der neuen Elektronenstrahl-Ionenfalle auch beim Betrieb mit relativ niedrigen Strömen. In ihrer ersten Ausbaustufe mit der FLASH-EBIT Elektronenkanone konnte diese Maschine im Hochstrombetrieb eine Stromstärke von $I = 550 \text{ mA}$ bei einer Potentialdifferenz von 5 kV zwischen der Kathode und den Drift-Röhren erreichen. Der nächste Schritt beim weiteren Ausbau der Maschine ist die Installation der 5 A-Kanone, mit der die bisherigen Einschränkungen überwunden werden können.

Zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit wurde an die EBIT ein Metall-magnetisches Mikrokalorimeter angeschlossen. Dieses detektiert Röntgenphotonen anhand der Temperaturänderung in einem Goldabsorber. Eine Messung der Änderung der Magnetisierung des Absorbers, welche proportional zu der durch das Photon zugeführten Energie ist, macht eine Bestimmung der Photonenenergie mit einer Auflösung von 2,3 eV (FWHM) bei $E_\gamma = 6 \text{ keV}$ möglich [193, 194]. Mit diesem Detektor wird es möglich werden, eine Messung resonanter Rekombination unter Auflösung der einzelnen Satellitenlinien in der Photonenenergie durchzuführen, was bislang nur mit Kristallspektrometern in einem jeweils schmalen Energiebereich erreicht werden konnte [195], welche jedoch den Nachteil langer Messzeiten haben und somit kein kontinuierliches Durchstimmen der Elektronenstrahlenergie erlauben.

Im weiteren Verlauf des Jahres 2012 soll die EBIT für die Extraktion von Ionen für den Betrieb als Ionenquelle aufgerüstet werden. Aus ihr sollen dann hochgeladene Ionen in eine kryogene Paul-Falle geleitet werden [196]. Dort sollen diese gefangen und sympathetisch gekühlt werden. Auf diese Weise können bisherige Einschränkungen von EBIT-basierten Laserspektroskopiemessungen, welche durch die starke Dopplerverbreiterung der

Linien durch die hohen Iontemperaturen von einigen 10 eV (entsprechend 10^5 K) entstehen [105], überwunden werden. Die Kühlung der gefangenen Ionen auf unter 100 mK soll die laserspektroskopische Untersuchung der Elektronenhülle hochgeladener Ionen mit bisher unerreichter Präzision ermöglichen.

Zusammenfassend kann die Kombination von Elektronenstrahl-Ionenfalle und breitbandiger, zeitaufgelöster Photonendetektion bei gleichzeitiger, genauer Kontrolle der Anregungsbedingungen durch den Elektronenstrahl in Zukunft die Untersuchung weiterer atomphysikalischer Prozesse in einem für Theorie und Anwendung interessanten Gebiet sehr erleichtern und erweitern. Durch die damit gewonnenen diagnostischen Möglichkeiten kann das Ladungsbrüten seltener kurzlebiger radioaktiver Isotope schnell und effizient optimiert werden.

Anhang A

Tabellen

Ladungszustände von Silizium

Tabelle A.1: Ladungszustände von Silizium mit der Bezeichnung der isoelektronischen Sequenz, der Grundzustandskonfiguration und dem Ionisationspotential I_p nach [47].

	Ladung	isoelektronisch	Grundzustand	I_p in eV
Si I	neutral	Si	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2 \ ^3P_0$	8.15
Si II	1+	Al	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p \ ^2P_{1/2}$	16.35
Si III	2+	Mg	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 \ ^1S_0$	33.49
Si IV	3+	Na	$1s^2 2s^2 2p^6 3s \ ^2S_{1/2}$	45.14
Si V	4+	Ne	$1s^2 2s^2 2p^6 \ ^1S_0$	166.77
Si VI	5+	F	$1s^2 2s^2 2p^5 \ ^2P_{3/2}$	205.27
Si VII	6+	O	$1s^2 2s^2 2p^4 \ ^3P_2$	246.50
Si VIII	7+	N	$1s^2 2s^2 2p^3 \ ^4S_{3/2}$	303.54
Si IX	8+	C	$1s^2 2s^2 2p^2 \ ^3P_0$	351.13
Si X	9+	B	$1s^2 2s^2 2p \ ^2P_{1/2}$	401.38
Si XI	10+	Be	$1s^2 2s^2 \ ^1S_0$	476.36
Si XII	11+	Li	$1s^2 2s \ ^2S_{1/2}$	523.43
Si XIII	12+	He	$1s^2 \ ^1S_0$	2437.65
Si XIV	13+	H	$1s \ ^2S_{1/2}$	2673.20

Rekombinationsresonanzen in Silizium

Tabelle A.2: Übersicht der theoretisch ermittelten Resonanzen für die Rekombination in den Grundzustand hochgeladener Silizium-Ionen. Hier sind der Ladungszustand des ursprünglichen Ions im Grundzustand $|i\rangle$, der mehrfach angeregte Zwischenzustand $|d\rangle$, sowie dessen Gesamtdrehimpuls \mathbf{J} , die Energie des rekombinierenden Elektrons E_e und die Resonanzstärke S^{DR} angegeben. Die Werte sind das Ergebnis einer MCDF-Rechnung [150] und einer CI-Rechnung mit FAC [41].

$ i\rangle$	$ d\rangle$	\mathbf{J}	MCDF-Rechnung		FAC-Rechnung	
			E_e (eV)	S^{DR} (barn eV)	E_e (eV)	S^{DR} (barn eV)
He	$1s2s^2$	1/2	1295,42	$6,74 \times 10^3$	1296,49	7813
He	$1s2s2p$	1/2	1302,14	$1,54 \times 10^1$	1302,05	18,87
He	$1s2s2p$	3/2	1302,41	1,85	1302,31	0,02
He	$1s2s2p$	5/2	1303,09	$3,76 \times 10^{-1}$	1302,97	0,39
He	$1s2s2p$	1/2	1320,01	$3,31 \times 10^4$	1322,26	$4,724 \times 10^4$
He	$1s2s2p$	3/2	1320,69	$3,57 \times 10^4$	1322,75	$5,787 \times 10^4$
He	$1s2p^2$	1/2	1327,77	$4,83 \times 10^{-1}$	1327,78	1,03
He	$1s2p^2$	3/2	1328,22	$6,49 \times 10^1$	1328,23	53,29
He	$1s2p^2$	5/2	1328,73	$4,99 \times 10^2$	1328,73	443,77
He	$1s2s2p$	1/2	1330,63	$1,66 \times 10^4$	1331,34	$1,500 \times 10^4$
He	$1s2s2p$	3/2	1330,70	$1,96 \times 10^4$	1331,58	$1,522 \times 10^4$
He	$1s2p^2$	5/2	1340,76	$1,78 \times 10^5$	1341,24	$1,87 \times 10^5$
He	$1s2p^2$	3/2	1340,90	$1,24 \times 10^5$	1341,40	$1,29 \times 10^5$
He	$1s2p^2$	1/2	1343,25	$2,42 \times 10^2$	1344,41	259,2
He	$1s2p^2$	3/2	1344,23	$3,24 \times 10^4$	1345,36	$1,7599 \times 10^4$
He	$1s2p^2$	1/2	1358,17	$3,24 \times 10^4$	1358,73	$3,510 \times 10^4$

$ i\rangle$	$ d\rangle$	J	MCDF-Rechnung		FAC-Rechnung	
			E_e (eV)	S^{DR} (barn eV)	E_e (eV)	S^{DR} (barn eV)
Li	$1s2s^22p$	0	1340,42	$7,920 \times 10^2$	1342,29	$3,381 \times 10^2$
Li	$1s2s^22p$	1	1340,60	$2,720 \times 10^3$	1342,46	$1,145 \times 10^3$
Li	$1s2s^22p$	2	1341,36	$4,110 \times 10^3$	1343,20	$1,734 \times 10^3$
Li	$1s2s2p^2$	1	1346,29	$2,950 \times 10^1$	1346,10	$2,621 \times 10^1$
Li	$1s2s2p^2$	2	1346,70	$2,240 \times 10^1$	1346,50	$1,447 \times 10^1$
Li	$1s2s2p^2$	3	1347,14	$7,230 \times 10^1$	1346,93	$6,464 \times 10^1$
Li	$1s2s^22p$	1	1350,52	$7,780 \times 10^2$	1353,52	$2,807 \times 10^2$
Li	$1s2s2p^2$	0	1366,57	$1,080 \times 10^2$	1369,91	$6,256 \times 10^1$
Li	$1s2s2p^2$	1	1366,89	$5,430 \times 10^4$	1369,55	$4,510 \times 10^4$
Li	$1s2s2p^2$	2	1367,51	$9,900 \times 10^4$	1369,45	$7,030 \times 10^4$
Li	$1s2s2p^2$	3	1369,30	$9,440 \times 10^4$	1369,39	$8,991 \times 10^4$
Li	$1s2s2p^2$	2	1369,48	$7,130 \times 10^4$	1370,91	$1,876 \times 10^4$
Li	$1s2s2p^2$	1	1369,56	$4,730 \times 10^4$	1370,31	$2,157 \times 10^4$
Li	$1s2s2p^2$	1	1379,97	$3,480 \times 10^4$	1380,19	$3,041 \times 10^4$
Li	$1s2p^3$	2	1381,15	$6,430 \times 10^4$	1384,82	$2,750 \times 10^4$
Li	$1s2s2p^2$	2	1383,43	$2,420 \times 10^1$	1382,51	4,824
Li	$1s2s2p^2$	0	1384,22	$2,140 \times 10^2$	1384,98	2,587
Li	$1s2s2p^2$	1	1384,62	$1,380 \times 10^3$	1385,37	$1,510 \times 10^1$
Li	$1s2s2p^2$	2	1385,03	$8,340 \times 10^3$	1385,94	$1,684 \times 10^3$
Li	$1s2s2p^2$	0	1391,88	$1,150 \times 10^4$	1395,82	$4,160 \times 10^3$
Li	$1s2s2p^2$	1	1393,44	$8,620 \times 10^1$	1393,97	$3,663 \times 10^1$
Li	$1s2p^3$	2	1398,80	$7,910 \times 10^1$	1398,39	6,250
Li	$1s2p^3$	1	1398,80	$2,590 \times 10^1$	1398,40	2,024
Li	$1s2p^3$	1	1402,34	$5,310 \times 10^1$	1403,07	$5,023 \times 10^1$
Li	$1s2p^3$	2	1408,00	$4,150 \times 10^3$	1408,27	$8,807 \times 10^2$
Li	$1s2p^3$	1	1409,44	$7,120 \times 10^3$	1409,08	$1,086 \times 10^3$
Li	$1s2p^3$	0	1409,55	$2,330 \times 10^3$	1409,18	$3,512 \times 10^2$
Li	$1s2p^3$	2	1409,63	$9,200 \times 10^3$	1409,40	$1,647 \times 10^3$
Li	$1s2p^3$	1	1418,92	$6,290 \times 10^1$	1419,38	6,721

$ i\rangle$	$ d\rangle$	J	MCDF-Rechnung		FAC-Rechnung	
			E_e (eV)	S^{DR} (barn eV)	E_e (eV)	S^{DR} (barn eV)
Be	$1s2s^22p^2$	1/2	1391,48	$2,710 \times 10^2$	1395,23	1,166
Be	$1s2s^22p^2$	3/2	1391,89	$5,550 \times 10^1$	1395,63	$7,680 \times 10^{-2}$
Be	$1s2s^22p^2$	5/2	1392,33	$1,650 \times 10^3$	1396,06	4,555
Be	$1s2s^22p^2$	5/2	1403,56	$1,480 \times 10^5$	1407,47	$6,189 \times 10^4$
Be	$1s2s^22p^2$	3/2	1403,68	$1,030 \times 10^5$	1407,61	$4,259 \times 10^4$
Be	$1s2s^22p^2$	1/2	1405,80	$4,710 \times 10^3$	1410,07	$2,435 \times 10^3$
Be	$1s2s^22p^2$	3/2	1406,71	$1,740 \times 10^4$	1410,97	$3,729 \times 10^3$
Be	$1s2s^22p^2$	1/2	1409,66	$4,440 \times 10^4$	1413,66	$1,928 \times 10^4$
Be	$1s2p^4$	5/2	1461,59	$8,490 \times 10^1$	1465,84	$6,068 \times 10^{-2}$
Be	$1s2p^4$	3/2	1462,31	$1,930 \times 10^1$	1466,55	$1,054 \times 10^{-2}$
Be	$1s2p^4$	1/2	1462,62	$1,600 \times 10^1$	1466,85	$1,576 \times 10^{-1}$
Be	$1s2p^4$	5/2	1473,50	$2,400 \times 10^4$	1477,78	8,596
Be	$1s2p^4$	3/2	1473,64	$1,550 \times 10^4$	1477,93	5,753
Be	$1s2p^4$	3/2	1476,19	$4,950 \times 10^2$	1480,50	$4,935 \times 10^{-1}$
Be	$1s2p^4$	1/2	1476,75	$4,740 \times 10^1$	1481,05	$8,461 \times 10^{-1}$
Be	$1s2p^4$	1/2	1488,23	$1,080 \times 10^4$	1492,52	$1,301 \times 10^2$

$ i\rangle$	$ d\rangle$	J	MCDF-Rechnung		FAC-Rechnung	
			E_e (eV)	S^{DR} (barn eV)	E_e (eV)	S^{DR} (barn eV)
B	$1s2s^22p^3$	2	1419,84	$7,690 \times 10^1$	1424,01	$2,852 \times 10^{-2}$
B	$1s2s^22p^3$	3	1434,18	$6,240 \times 10^4$	1438,29	$7,952 \times 10^3$
B	$1s2s^22p^3$	2	1434,31	$5,240 \times 10^4$	1438,42	$1,232 \times 10^4$
B	$1s2s^22p^3$	1	1434,33	$3,230 \times 10^4$	1438,44	$8,809 \times 10^3$
B	$1s2s^22p^3$	1	1438,05	$1,740 \times 10^4$	1442,04	$6,803 \times 10^3$
B	$1s2s^22p^3$	2	1438,47	$4,380 \times 10^4$	1442,35	$7,085 \times 10^3$
B	$1s2s^22p^3$	0	1438,62	$8,150 \times 10^3$	1442,50	$1,751 \times 10^3$
B	$1s2s^22p^3$	1	1438,83	$2,720 \times 10^4$	1442,80	$7,074 \times 10^3$
B	$1s2s^22p^3$	2	1443,61	$9,520 \times 10^4$	1447,67	$2,364 \times 10^4$
B	$1s2s^22p^3$	1	1447,78	$4,810 \times 10^4$	1451,61	$1,413 \times 10^4$
B	$1s2p^5$	2	1521,57	$1,560 \times 10^3$	1521,93	$1,375 \times 10^{-1}$
B	$1s2p^5$	1	1522,23	$8,730 \times 10^2$	1522,58	8,800
B	$1s2p^5$	0	1522,72	$2,710 \times 10^2$	1523,07	4,738
B	$1s2p^5$	1	1531,21	$1,660 \times 10^3$	1531,21	$1,115 \times 10^1$

$ i\rangle$	$ d\rangle$	J	MCDF-Rechnung		FAC-Rechnung	
			E_e (eV)	S^{DR} (barn eV)	E_e (eV)	S^{DR} (barn eV)
C	$1s2s^22p^4$	5/2	1467,99	$8,290 \times 10^4$	1469,43	$1,043 \times 10^4$
C	$1s2s^22p^4$	3/2	1468,65	$2,010 \times 10^4$	1470,09	$1,196 \times 10^3$
C	$1s2s^22p^4$	1/2	1468,92	$1,460 \times 10^4$	1470,36	$1,458 \times 10^3$
C	$1s2s^22p^4$	5/2	1478,81	$6,780 \times 10^4$	1480,29	5,537
C	$1s2s^22p^4$	3/2	1478,90	$6,900 \times 10^4$	1480,40	$5,158 \times 10^2$
C	$1s2s^22p^4$	3/2	1480,87	$5,380 \times 10^4$	1482,59	$2,246 \times 10^4$
C	$1s2s^22p^4$	1/2	1481,33	$1,460 \times 10^4$	1483,05	$3,172 \times 10^3$
C	$1s2s^22p^4$	1/2	1485,03	$2,980 \times 10^4$	1486,42	$9,999 \times 10^{-1}$
C	$1s22p^6$	1/2	1573,66	$1,920 \times 10^3$	1574,35	$8,429 \times 10^{-2}$

$ i\rangle$	$ d\rangle$	J	MCDF-Rechnung		FAC-Rechnung	
			E_e (eV)	S^{DR} (barn eV)	E_e (eV)	S^{DR} (barn eV)
N	$1s2s^22p^5$	2	1509,76	$3,810 \times 10^4$	1512,47	7,573
N	$1s2s^22p^5$	1	1510,36	$1,670 \times 10^4$	1513,07	4,409
N	$1s2s^22p^5$	1	1517,87	$3,020 \times 10^4$	1520,83	$1,278 \times 10^1$

$ i\rangle$	$ d\rangle$	J	MCDF-Rechnung		FAC-Rechnung	
			E_e (eV)	S^{DR} (barn eV)	E_e (eV)	S^{DR} (barn eV)
O	$1s2s^22p^6$	1/2	1538,86	$1,670 \times 10^4$	1540,92	$3,284 \times 10^1$

Anhang B

Quellcode

Programm für die FAC-Rechnungen

Das folgende Python-Programm wurde für die Erstellung der Rechnungen zur resonanten Rekombination in dieser Arbeit verwendet. Der vorgestellte Code ist für C-artiges Silizium geschrieben, der Ladungszustand kann einfach durch Änderung der Konfigurationen gewählt werden. Es wurde Version 1.1.1 (30.04.2006) des *Flexible Atomic Codes* [42] genutzt.

```
from pfac import fac
import csv
import math

# Select ion configuration for FAC
state = 'C'
fac.SetAtom('Si')

fac.Config('1*2_2*4', group = 'i')
fac.Config('1*1_2*6', group = 'd')
fac.Config('1*2_2*5', group = 'f')

# Run FAC
fac.SetBreit(-1)
fac.ConfigEnergy(0)
fac.OptimizeRadial(['d'])
fac.ConfigEnergy(1)
fac.Structure('si_DR_%s.lev.b'%(state), ['i', 'd', 'f'])
fac.MemENTable('si_DR_%s.lev.b'%(state))
```

```

fac.PrintTable('si_DR_%s.lev.b'%(state), 'si_DR_%s.lev'%(state),
1)

fac.AITable('si_DR_%s.ai.b'%(state), ['d'], ['i'])
fac.PrintTable('si_DR_%s.ai.b'%(state), 'si_DR_%s.ai'%(state), 1)

fac.TransitionTable('si_DR_%s.tr.b'%(state), ['f'], ['d'])
fac.PrintTable('si_DR_%s.tr.b'%(state), 'si_DR_%s.tr'%(state), 1)

# Configure output files
outputdata = csv.writer(open('outputdata_%s.csv'%(state), 'wb'),
delimter='_')

# Calculate Resonance Strength
for dec in range(35,51):
    ini = 15
    Ld = fac.LevelInfor('si_DR_%s.lev.b'%(state), dec)
    Li = fac.LevelInfor('si_DR_%s.lev.b'%(state), ini)
    Aa = fac.AIBranch('si_DR_%s.ai.b'%(state), dec, ini)
    ArSum = 0

    for fin in range(0,15):
        Lf = fac.LevelInfor('si_DR_%s.lev.b'%(state), fin)
        Ar = fac.TRBranch('si_DR_%s.tr.b'%(state), dec, fin)
        ArSum += Ar[1]
    S = 2*pow(math.pi,2)*pow(1.05e-34,3)/(pow(Aa[0]*1.6e-19+9.1e
-31*3.0e8*3.0e8,2)/pow(3.0e8,2)-pow(9.1e-31*3.0e8,2))*Aa
[1]*ArSum/(Aa[2]+Ar[2])*(Ld[2]+1)/(Li[2]+1)/2/1.6e
-19*10000/1.0e-24
    if S != 0:
        entry = [Aa[0], S, dec, Ld[1], Ld[2], Ld[3], Ld[4], ini, Li
[1], Li[2], Li[3], Li[4]]
        outputdata.writerow(entry)

```


Literaturverzeichnis

- [1] I. Newton. *Opticks or a treatise of the reflections, refractions, inflections and colours of light* (1730).
- [2] E. Schrödinger. An Undulatory Theory of the Mechanics of Atoms and Molecules. *Physical Review Online Archive (Prola)* **28**, 1049 (1926).
- [3] W. Grotian. Zur Frage der Deutung der Linien im Spektrum der Sonnenkorona. *Naturwissenschaften* **27**, 214 (1939).
- [4] H. Xu, *et al.*. High-Resolution Observations of the Elliptical Galaxy NGC 4636 with the Reflection Grating Spectrometer on Board XMM-Newton. *The Astrophysical Journal* pp. 600+ (2002).
- [5] A. C. Brinkman, *et al.*. First Light Measurements of Capella with the Low-Energy Transmission Grating Spectrometer aboard the Chandra X-Ray Observatory. *The Astrophysical Journal Letters* pp. L111+ (2000).
- [6] A. Burgess. Dielectronic Recombination and the Temperature of the Solar Corona. *The Astrophysical Journal* **139**, 776+ (1964).
- [7] D. W. Savin, J. M. Laming. Uncertainties in Dielectronic Recombination Rate Coefficients: Effects on Solar and Stellar Upper Atmosphere Abundance Determinations. *The Astrophysical Journal* pp. 1166+ (2002).
- [8] M. Bitter, *et al.*. New Benchmarks from Tokamak Experiments for Theoretical Calculations of the Dielectronic Satellite Spectra of Heliumlike Ions. *Physical Review Letters* **91**, 265001+ (2003).
- [9] G. Kilgus, *et al.*. Dielectronic recombination of hydrogenlike oxygen in a heavy-ion storage ring. *Physical Review Letters* **64**, 737 (1990).
- [10] S. Schippers. Astrophysical relevance of storage-ring electron-ion recombination experiments. *Journal of Physics: Conference Series* **163**, 012001+ (2009).

- [11] M. Lestinsky, *et al.*. Screened Radiative Corrections from Hyperfine-Split Dielectronic Resonances in Lithiumlike Scandium. *Physical Review Letters* **100**, 033001+ (2008).
- [12] C. Brandau, *et al.*. Isotope Shift in the Dielectronic Recombination of Three-Electron $^A\text{Nd}^{57+}$. *Physical Review Letters* **100**, 073201+ (2008).
- [13] R. E. Marrs, M. A. Levine, D. A. Knapp, J. R. Henderson. Measurement of electron-impact – excitation cross sections for very highly charged ions. *Physical Review Letters* **60**, 1715 (1988).
- [14] P. Beiersdorfer. Laboratory x-ray astrophysics. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **41**, 343 (2003).
- [15] D. A. Knapp, *et al.*. Dielectronic recombination of heliumlike nickel. *Physical Review Letters* **62**, 2104 (1989).
- [16] A. J. G. Martínez, *et al.*. State-Selective Quantum Interference Observed in the Recombination of Highly Charged $\text{Hg}^{75+\dots78+}$ Mercury Ions in an Electron Beam Ion Trap. *Physical Review Letters* **94**, 203201+ (2005).
- [17] N. Nakamura, *et al.*. Evidence for Strong Breit Interaction in Dielectronic Recombination of Highly Charged Heavy Ions. *Physical Review Letters* **100**, 073203+ (2008).
- [18] Z. Hu, *et al.*. Experimental Demonstration of the Breit Interaction which Dominates the Angular Distribution of X-ray Emission in Dielectronic Recombination. *Physical Review Letters* **108**, 073002+ (2012).
- [19] M. Schnell, *et al.*. Observation of Trielectronic Recombination in Be-like Cl Ions. *Physical Review Letters* **91**, 043001+ (2003).
- [20] I. Orban, S. D. Loch, S. Böhm, R. Schuch. Recombination Rate Coefficients of Be-like Si. *The Astrophysical Journal* **721**, 1603+ (2010).
- [21] C. Beilmann, *et al.*. Prominent Higher-Order Contributions to Electronic Recombination. *Physical Review Letters* **107**, 143201+ (2011).
- [22] E. W. Schmidt, *et al.*. Electron-ion recombination of Si IV forming Si III: Storage-ring measurement and multiconfiguration Dirac-Fock calculations. *Physical Review A* **76**, 032717+ (2007).
- [23] T. Bartsch, *et al.*. Field Enhanced Dielectronic Recombination of Si^{11+} Ions. *Physical Review Letters* **79**, 2233 (1997).

-
- [24] J. Kenntner, *et al.*. Resonant electron impact ionization and recombination of Li-like Cl14+ and Si11+ at the Heidelberg Test Storage Ring. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **98**, 142 (1995).
- [25] H. G. Wei, *et al.*. Opacity Studies of Silicon in Radiatively Heated Plasma. *The Astrophysical Journal* pp. 577+ (2008).
- [26] A. J. J. Raassen, *et al.*. High-resolution X-ray spectroscopy of Procyon by Chandra and XMM-Newton. *Astronomy and Astrophysics* **389**, 228 (2002).
- [27] E. Anders. Abundances of the elements: Meteoritic and solar. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **53**, 197 (1989).
- [28] N. S. Schulz, C. R. Canizares, J. C. Lee, M. Sako. The Ionized Stellar Wind in Vela X-1 during Eclipse. *The Astrophysical Journal Letters* pp. L21+ (2002).
- [29] S. Fujioka, *et al.*. X-ray astronomy in the laboratory with a miniature compact object produced by laser-driven implosion. *Nature Physics* **5**, 821 (2009).
- [30] S. Ettenauer, *et al.*. First Use of High Charge States for Mass Measurements of Short-Lived Nuclides in a Penning Trap. *Physical Review Letters* **107**, 272501+ (2011).
- [31] A. Lapierre, *et al.*. The MSU EBIT at NSCL. *Journal of Instrumentation* **5**, c07001+ (2010).
- [32] N. Bohr. On the constitution of Atoms and Molecules. *Phil. Mag.* **26**, 1 (1913).
- [33] P. A. M. Dirac. The Quantum Theory of the Electron. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A* **117**, 610 (1928).
- [34] F. Schwabl. *Quantenmechanik (QM I): Eine Einführung (Springer-Lehrbuch)* (Springer, 2002).
- [35] F. Schwabl. *Quantenmechanik für Fortgeschrittene (QM II) (Springer-Lehrbuch)* (Springer, 2005).
- [36] W. E. Lamb, R. C. Retherford. Fine Structure of the Hydrogen Atom by a Microwave Method. *Physical Review Online Archive (Prola)* **72**, 241 (1947).
- [37] I. Lindgren. QED Effects in Strong Nuclear Fields. *Physica Scripta* pp. 133+ (1999).
- [38] W. Demtröder. *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper (Springer-Lehrbuch)* (Springer, 2000).

- [39] D. R. Hartree. Approximate Wave Functions and Atomic Field for Mercury. *Physical Review Online Archive (Prola)* **46**, 738 (1934).
- [40] H. A. Bethe, E. E. Salpeter. *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms* (Springer, 1977).
- [41] M. F. Gu. Indirect X-Ray Line-Formation Processes in Iron L-Shell Ions. *The Astrophysical Journal* pp. 1241+ (2003).
- [42] M. F. Gu. The flexible atomic code. *Canadian Journal of Physics* pp. 675–689 (2008).
- [43] J. P. Desclaux. A multiconfiguration relativistic DIRAC-FOCK program. *Computer Physics Communications* **9**, 31 (1975).
- [44] P. J. Mohr, G. Plunien, G. Soff. QED corrections in heavy atoms. *Physics Reports* **293**, 227 (1998).
- [45] W. Lotz. Electron-impact ionization cross-sections and ionization rate coefficients for atoms and ions from hydrogen to calcium. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* **216**, 241 (1968).
- [46] R. E. Marrs, S. R. Elliott, J. H. Scofield. Measurement of electron-impact ionization cross sections for hydrogenlike high-Z ions. *Physical Review A* **56**, 1338 (1997).
- [47] W. C. Martin, R. Zalubas. Energy Levels of Silicon, Si I through Si XIV. *Journal of Physical and Chemical Reference Data* **12**, 323 (1983).
- [48] H. F. Beyer, V. P. Shevelko. *Introduction to the Physics of Highly Charged Ions (Series in Atomic Molecular Physics) (Vol. 3)* (Taylor & Francis, 2003).
- [49] E. K. Waahlin, *et al.*. Electron-impact excitation of Si³⁺ (3s->3p) using a merged-beam electron-energy-loss technique. *Physical Review Letters* **66**, 157 (1991).
- [50] M. C. Simon, *et al.*. Photoionization of N³⁺ and Ar⁸⁺ in an electron beam ion trap by synchrotron radiation. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **43**, 065003+ (2010).
- [51] M. C. Simon, *et al.*. Resonant and Near-Threshold Photoionization Cross Sections of Fe¹⁴⁺. *Physical Review Letters* **105**, 183001+ (2010).
- [52] M. F. Gu. Radiative Recombination Rate Coefficients for Bare through F-like Isosequences of Mg, Si, S, Ar, Ca, Fe, and Ni. *The Astrophysical Journal* pp. 1085+ (2003).

-
- [53] L. H. Andersen, J. Bolko. Radiative recombination measurements with H- and Li-like ions. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **23**, 3167 (1990).
- [54] H. F. Beyer, H. J. Kluge, V. P. Shevelko. *X-Ray Radiation of Highly Charged Ions (Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics)* (Springer, 1997).
- [55] P. A. M. Dirac. The Quantum Theory of the Emission and Absorption of Radiation. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A* **114**, 243 (1927).
- [56] A. Niehaus. A classical model for multiple-electron capture in slow collisions of highly charged ions with atoms. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics* **19**, 2925 (1986).
- [57] M. Kimura, *et al.*. A scaling law of cross sections for multiple electron transfer in slow collisions between highly charged ions and atoms. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **28**, L643+ (1995).
- [58] J. R. Crespo López-Urrutia, A. Dorn, R. Moshhammer, J. Ullrich. The Freiburg Electron Beam Ion Trap/Source Project FreEBIT. *Physica Scripta* **T80B**, 502 (1999).
- [59] S. W. Epp. Röntgen-Laserspektroskopie hochgeladener Ionen in einer EBIT am Freie-Elektronen-Laser FLASH. Ph.D. thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2007).
- [60] A. Lapierre, *et al.*. The TITAN EBIT charge breeder for mass measurements on highly charged short-lived isotopes—First online operation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **624**, 54 (2010).
- [61] B. Franzke. The heavy ion storage and cooler ring project ESR at GSI. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **24-25, Part 1**, 18 (1987).
- [62] D. Habs, *et al.*. First experiments with the heidelberg test storage ring TSR. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **43**, 390 (1989).
- [63] K. Abrahamsson, *et al.*. CRYRING — a synchrotron, cooler and storage ring. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **79**, 269 (1993).
- [64] H. Danared, A. Källberg, A. Simonsson. CRYRING at the LSR at FLAIR. *Hyperfine Interactions* **194**, 129 (2009).

- [65] R. Stensgaard. ASTRID - The Aarhus Storage Ring. *Physica Scripta* **1988**, 315+ (1988).
- [66] P. Sortais. General review of recent developments for electron cyclotron resonance ion sources (invited). *Review of Scientific Instruments* **67**, 867 (1996).
- [67] R. Becker. Collision physics in ECR and EBIS/T. *Review of Scientific Instruments* **73**, 693 (2002).
- [68] D. Attwood. *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications* (Cambridge University Press, 2007).
- [69] B. Wolf. *Handbook of Ion Sources* (CRC Press, 1995).
- [70] R. H. Plumlee. Space Charge Neutralization in the Ionizing Beam of a Mass Spectrometer. *Review of Scientific Instruments* **28**, 830 (1957).
- [71] E. D. Donets, V. I. Ilushenko, A. V. A. Ultrahigh vacuum electron beam ion source of highly stripped ions. *Proceedings of the Premiere Conference sur les Sources d'Ions* p. 625 (1969).
- [72] E. D. Donets. 25 years with EBIS. *Physica Scripta* **1997**, 5+ (1997).
- [73] M. A. Levine, R. E. Marrs, J. R. Henderson, D. A. Knapp, M. B. Schneider. The Electron Beam Ion Trap: A New Instrument for Atomic Physics Measurements. *Physica Scripta* **1988**, 157+ (1988).
- [74] D. Knapp, R. Marrs, S. Elliott, E. Magee, R. Zasadzinski. A high-energy electron beam ion trap for production of high-charge high-Z ions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **334**, 305 (1993).
- [75] R. E. Marrs, S. R. Elliott, D. A. Knapp. Production and Trapping of Hydrogenlike and Bare Uranium Ions in an Electron Beam Ion Trap. *Physical Review Letters* **72**, 4082 (1994).
- [76] J. D. Silver, *et al.*. The Oxford electron-beam ion trap: A device for spectroscopy of highly charged ions. *Review of Scientific Instruments* **65**, 1072 (1994).
- [77] J. D. Gillaspy, *et al.*. Overview of the electron beam ion trap program at NIST. *Physica Scripta* **1995**, 392+ (1995).
- [78] C. Biedermann, A. Förster, G. Fußmann, R. Radtke. First results from the Berlin EBIT. *Physica Scripta* **1997**, 360+ (1997).

-
- [79] F. J. Currell, *et al.*. A New Versatile Electron-Beam Ion Trap. *Journal of the Physical Society of Japan* **65**, 3186 (1996).
- [80] X. Zhu, *et al.*. Status of the Shanghai EBIT. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **235**, 509 (2005).
- [81] S. Böhm, *et al.*. First results from the Stockholm Electron Beam Ion Trap. *Journal of Physics: Conference Series* **58**, 303+ (2007).
- [82] S. W. Epp, *et al.*. Soft X-Ray Laser Spectroscopy on Trapped Highly Charged Ions at FLASH. *Physical Review Letters* **98**, 183001+ (2007).
- [83] M. Froese, *et al.*. A high-current electron beam ion trap as an on-line charge breeder for the high precision mass measurement TITAN experiment. *Hyperfine Interactions* **173**, 85 (2006).
- [84] S. Schwarz, *et al.*. A high-current electron beam ion trap as a charge breeder for the reacceleration of rare isotopes at the NSCL (invited). *Review of Scientific Instruments* **79**, 02A706+ (2008).
- [85] G. Zschornack, *et al.*. Compact electron beam ion sources/traps: Review and prospects (invited). *Review of Scientific Instruments* **79**, 02A703+ (2008).
- [86] N. Nakamura, H. Kikuchi, H. A. Sakaue, T. Watanabe. Compact electron beam ion trap for spectroscopy of moderate charge state ions. *Review of Scientific Instruments* **79**, 063104+ (2008).
- [87] M. Froese. The TITAN Electron Beam Ion Trap: Assembly, Characterization, and First Tests. Master's thesis. University of Manitoba (2006).
- [88] A. J. González Martínez. Quantum interference in the dielectronic recombination of heavy highlycharged ions. Ph.D. thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2005).
- [89] J. R. Pierce. Rectilinear Electron Flow in Beams. *Journal of Applied Physics* **11**, 548 (1940).
- [90] J. L. Cronin. Modern dispenser cathodes. *IEE Proceedings* **128**, 19 (1981).
- [91] G. Herrmann. Optical Theory of Thermal Velocity Effects in Cylindrical Electron Beams. *Journal of Applied Physics* **29**, 127 (1958).
- [92] L. Brillouin. A Theorem of Larmor and Its Importance for Electrons in Magnetic Fields. *Physical Review Online Archive (Prola)* **67**, 260 (1945).

- [93] A. Ashkin. Dynamics of Electron Beams from Magnetically Shielded Guns. *Journal of Applied Physics* **29**, 1594 (1958).
- [94] K. Amboss. Verification and use of Herrmann's optical theory of thermal velocity effects in electron beams in the low perveance regime. *Electron Devices, IEEE Transactions on* **11**, 479 (1964).
- [95] K. Widmann. High-resolution spectroscopic diagnostics of very high-temperature plasmas in the hard x-ray regime. Ph.D. thesis. Technische Universität Graz (1998).
- [96] S. Schwarz, *et al.*. The NSCL electron beam ion trap for the reacceleration of rare isotopes coming to life: First extraction tests with a high-current electron gun. *Review of Scientific Instruments* **81**, 02A503+ (2010).
- [97] W. E. Gifford. Refrigeration method and apparatus. *Tech. rep.*. U.S. Patent 2966035 (1960).
- [98] H. McMahon, W. E. Gifford. A new low temperature gas expansion cycle. *Advances in Cryogenic Engineering* **5**, 354 (1960).
- [99] F. Currell. *The Physics of Multiply and Highly Charged Ions, Volume 1: Sources, Applications and Fundamental Processes* (Kluwer Academic Publishers, 2003).
- [100] B. M. Penetrante, J. N. Bardsley, D. DeWitt, M. Clark, D. Schneider. Evolution of ion-charge-state distributions in an electron-beam ion trap.. *Physical review. A* **43**, 4861 (1991).
- [101] Y. F. Liu, K. Yao, R. Hutton, Y. Zou. Numerical simulations using an improved calculational scheme for ion charge state distribution and ion temperature evolution in an EBIT. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **38**, 3207+ (2005).
- [102] B. M. Penetrante, J. N. Bardsley, M. A. Levine, D. A. Knapp, R. E. Marrs. Evaporative cooling of highly charged dysprosium ions in an enhanced electron-beam ion trap. *Physical Review A* **43**, 4873 (1991).
- [103] F. J. Currell, *et al.*. Measurements of Temperature Dynamics of Ions Trapped Inside an Electron Beam Ion Trap and Evidence for Ionisation Heating. *Physica Scripta* pp. 147+ (2001).
- [104] X. Lu, F. J. Currell. Numerical simulation of the charge balance and temperature evolution in an electron beam ion trap. *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* **12**, 014401+ (2009).

- [105] K. Schnorr. Laserspektroskopie an hochgeladenen Ionen an einer EBIT. Master's thesis. Justus-Liebig-Universität Giessen (2011).
- [106] J. Gillaspay. *Trapping Highly Charged Ions: Fundamentals and Applications* (Nova Science Pub Inc, 2001).
- [107] F. M. Penning. Die glimmentladung bei niedrigem druck zwischen koaxialen zylindern in einem axialen magnetfeld. *Physica* **3**, 873 (1936).
- [108] R. Van Dyck, P. Ekstrom, H. Dehmelt. Axial, magnetron, cyclotron and spin-cyclotron-beat frequencies measured on single electron almost at rest in free space (geonium). *Nature* **262**, 776 (1976).
- [109] R. S. Van Dyck, P. B. Schwinberg, H. G. Dehmelt. Precise Measurements of Axial, Magnetron, Cyclotron, and Spin-Cyclotron-Beat Frequencies on an Isolated 1-meV Electron. *Physical Review Letters* **38**, 310 (1977).
- [110] K. Blaum. High-accuracy mass spectrometry with stored ions. *Physics Reports* **425**, 1 (2006).
- [111] P. Beiersdorfer, L. Schweikhard, J. Crespo López Urrutia, K. Widmann. The magnetic trapping mode of an electron beam ion trap: New opportunities for highly charged ion research. *Review of Scientific Instruments* **67**, 3818 (1996).
- [112] L. Schweikhard, P. Beiersdorfer, E. Träbert. EBIT in the magnetic trapping mode: Mass spectrometry, atomic lifetime measurements, and charge transfer reactions of highly charged atomic ions. *AIP Conference Proceedings* **606**, 174 (2002).
- [113] G. Brenner. Quantenelektrodynamische Einflüsse auf die Lebensdauer metastabiler Zustände. Ph.D. thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2007).
- [114] G. Brenner, *et al.*. On the transition rate of the Fe X red coronal line. *The Astrophysical Journal* **703**, 68 (2009).
- [115] R. Ginzler. Wechselwirkung niederenergetischer hochgeladener Ionen mit Materie. Ph.D. thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2010).
- [116] P. Beiersdorfer, *et al.*. X-Ray Emission Following Low-Energy Charge Exchange Collisions of Highly Charged Ions. *Physical Review Letters* **85**, 5090 (2000).
- [117] V. Mäckel. Laserspektroskopie hochgeladener Ionen an der Heidelberger Elektronenstrahl-Ionenfalle. Ph.D. thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2010).

- [118] V. Mäckel, R. Klawitter, G. Brenner, J. R. Crespo López-Urrutia, J. Ullrich. Laser Spectroscopy on Forbidden Transitions in Trapped Highly Charged Ar¹³⁺ Ions. *Physical Review Letters* **107**, 143002+ (2011).
- [119] M. B. Comisarow, A. G. Marshall. Fourier transform ion cyclotron resonance spectroscopy. *Chemical Physics Letters* **25**, 282 (1974).
- [120] A. G. Marshall, C. L. Hendrickson, G. S. Jackson. Fourier transform ion cyclotron resonance mass spectrometry: A primer. *Mass Spectrom. Rev.* **17**, 1 (1998).
- [121] L. Schweikhard, G. M. Alber, A. G. Marshall. Fourier Transform Ion Cyclotron Resonance of highly-charged atomic ions. *Physica Scripta* **46**, 598+ (1992).
- [122] P. Beiersdorfer, B. Beck, S. Elliott, R. Marrs, L. Schweikhard. First Fourier-transform ion cyclotron resonance signals of very highly charged atomic ions. *Rapid Commun. Mass Spectrom.* **8**, 141 (1994).
- [123] P. Beiersdorfer, B. Beck, S. Becker, L. Schweikhard. FTICR analysis of the magnetic trapping mode of the electron beam ion trap. *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes* **157-158**, 149 (1996).
- [124] J. Orloff. *Handbook of Charged Particle Optics* (CRC-Press, 1997).
- [125] G. Sikler, R. Ginzler, M. C. Simon, J. R. Crespo López-Urrutia. Erfindungsmeldung: Compact Combined Electrostatic 2D Steerer-Lens and Beam Profile Monitor for Charged Particles. *Tech. rep.*. Max-Planck-Institut für Kernphysik (2009).
- [126] M. C. Simon. Photoionisation hochgeladener Ionen durch weiche Röntgenstrahlung in einer Elektronenstrahl-Ionenfalle. Ph.D. thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2010).
- [127] A. A. Werdich. Konstruktion und Aufbau einer Laser-Ionenquelle für die Freiburger Elektronenstrahl-Ionenfalle. Master's thesis. Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau (2000).
- [128] V. Mironov, *et al.*. Tests of a laser ion source at the Heidelberg electron beam ion trap. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **205**, 183 (2003).
- [129] T. Harada, T. Kita. Mechanically ruled aberration-corrected concave gratings. *Appl. Opt.* **19**, 3987 (1980).
- [130] H. A. Rowland. XXIX. On concave gratings for optical purposes. *Philosophical Magazine Series 5* **16**, 197 (1883).

- [131] E. Loewen, E. Popov. *Diffraction Gratings and Applications* (Marcel Dekker Inc., 1997).
- [132] J. Samson. *Techniques of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy* (Pied Publications, 1980).
- [133] T. Harada, K. Takahashi, H. Sakuma, A. Osyczka. Optimum Design of a Grazing-Incidence Flat-Field Spectrograph with a Spherical Varied-Line-Space Grating. *Appl. Opt.* **38**, 2743 (1999).
- [134] N. Nakano, H. Kuroda, T. Kita, T. Harada. Development of a flat-field grazing-incidence XUV spectrometer and its application in picosecond XUV spectroscopy. *Appl. Opt.* **23**, 2386 (1984).
- [135] W. Demtröder. *Laser Spectroscopy* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2003).
- [136] *Andor DO436 Specifications*. www.andor.com (2005).
- [137] T. M. Baumann. Entwicklung eines Gitterspektrometers zur Untersuchung vakuumultravioletter Strahlung von hochgeladenen Ionen. Master's thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2008).
- [138] L. Poletto, G. Naletto, G. Tondello. Grazing-incidence flat-field spectrometer for high-order harmonic diagnostics. *Optical Engineering* **40**, 178 (2001).
- [139] A. Saemann, K. Eidmann. Absolute calibration of a flat field spectrometer in the wavelength range 10–70 Å. *Review of Scientific Instruments* **69**, 1949 (1998).
- [140] A. Lapierre, *et al.*. Compact soft x-ray spectrometer for plasma diagnostics at the Heidelberg Electron Beam Ion Trap. *Review of Scientific Instruments* **78**, 123105+ (2007).
- [141] E. Gatti, P. Rehak. Semiconductor drift chamber — An application of a novel charge transport scheme. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **225**, 608 (1984).
- [142] L. Strüder, H. Soltau. High Resolution Silicon Detectors for Photons and Particles. *Radiation Protection Dosimetry* **61**, 39 (1995).
- [143] L. Strüder, *et al.*. A 36 cm² large monolithic pn-charge coupled device x-ray detector for the European XMM satellite mission. *Review of Scientific Instruments* **68**, 4271 (1997).
- [144] *Amptek Silicon Drift Detector Efficiency FAQ*. www.amptek.com (2010).

- [145] B. Henke. X-Ray Interactions: Photoabsorption, Scattering, Transmission, and Reflection at $E = 50\text{-}30,000$ eV, $Z = 1\text{-}92$. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **54**, 181 (1993).
- [146] *MPA-3 Multiparameter Data Acquisition System User Manual*. www.fastcomtec.com (2007).
- [147] D. A. Knapp, *et al.*. Dielectronic recombination of heliumlike ions. *Physical Review A* **47**, 2039 (1993).
- [148] Photo-recombination in highly charged Ne, Si, S and Ar ions. *Journal of Physics: Conference Series* **194**, 062021+ (2009).
- [149] C. Beilmann. Über die Stärke mehrelektronischer Resonanzen bei der Photorekombination und -ionisation. Ph.D. thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2012).
- [150] Z. Harman. Persönliche Mitteilung (2012).
- [151] F. Khan, G. S. Khandelwal, J. W. Wilson. $1s^2\ 1S\text{-}1s\ NP\ 1P$ transitions of the helium isoelectronic sequence members up to $Z = 30$. *Astrophys. J.* **329**, 493 (1988).
- [152] J. Crespo López-Urrutia, *et al.*. Optimization of the charge state distribution of the ion beam extracted from an EBIT by dielectronic recombination. *Review of Scientific Instruments* **75**, 1560 (2004).
- [153] J. R. Crespo López-Urrutia. Persönliche Mitteilung (2012).
- [154] K. Schnorr. In Vorbereitung zur Publikation bei. *The Astrophysical Journal* (2012).
- [155] G. Y. Liang, *et al.*. Experimental Investigations of Ion Charge Distributions, Effective Electron Densities, and Electron-Ion Cloud Overlap in Electron Beam Ion Trap Plasma Using Extreme-Ultraviolet Spectroscopy. *The Astrophysical Journal* **702**, 838 (2009).
- [156] H. Heimel. EUV-Spektroskopie mittlerer Ionisationszustände von Eisen und Silizium. Master's thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2011).
- [157] Z. Harman, *et al.*. Benchmarking high-field few-electron correlation and QED contributions in Hg^{75+} to Hg^{78+} ions. II. Theory. *Physical Review A* **73**, 052711+ (2006).
- [158] M. F. Gu. Dielectronic Recombination Rate Coefficients for H-like through Ne-like Isosequences of Mg, Si, S, Ar, Ca, Fe, and Ni. *The Astrophysical Journal* **590**, 1131+ (2003).

-
- [159] M. H. Chen. Dielectronic recombination for oxygenlike ions relevant to astrophysical applications. *Physical Review A* **66**, 052715+ (2002).
- [160] I. P. Grant, B. J. McKenzie, P. H. Norrington, D. F. Mayers, N. C. Pyper. An atomic multiconfigurational Dirac-Fock package. *Computer Physics Communications* **21**, 207 (1980).
- [161] I. P. Grant. *Relativistic Quantum Theory of Atoms and Molecules* (Springer, Berlin, Germany, 2006).
- [162] A. P. Kavanagh, *et al.*. Dielectronic recombination in He-like, Li-like, and Be-like highly charged ions in the *KLL* and *KLM* manifolds. *Physical Review A* **81**, 022712+ (2010).
- [163] E. De Filippo, G. Lanzanò, H. Rothard, C. Volant. Three-Electron Auger Process from Beam-Foil Excited Multiply Charged Ions. *Physical Review Letters* **100**, 233202+ (2008).
- [164] E. Träbert. Lifetime Measurements of Highly Charged Ions. *Physica Scripta* pp. 88+ (2002).
- [165] E. Träbert. Precise atomic lifetime measurements with stored ion beams and ion traps. *Canadian Journal of Physics* **80**, 1481 (2002).
- [166] E. Träbert, *et al.*. Heavy-ion storage ring measurement of forbidden transition rates between ground-configuration levels in Si 6+ and Si 8+ ions. *Canadian Journal of Physics* **76**, 899 (1998).
- [167] M. J. Vilkas, I. Martinson, G. Merkelis, G. Gaigalas, R. Kisielius. Second-order MB-PT results for the carbon isoelectronic sequence. *Physica Scripta* **54**, 281+ (1996).
- [168] G. Gaigalas, J. Kaniauskas, R. Kisielius, G. Merkelis, M. J. Vilkas. Second-order MB-PT results for the oxygen isoelectronic sequence. *Physica Scripta* **49**, 135+ (1994).
- [169] G. Merkelis, I. Martinson, R. Kisielius, M. J. Vilkas. Ab initio Calculation of Electric Quadrupole and Magnetic Dipole Transitions in Ions of the N I Isoelectronic Sequence. *Physica Scripta* pp. 122+ (1999).
- [170] E. Träbert, *et al.*. Intercombination and forbidden transition rates in C- and N-like ions (O^{2+} , F^{3+} , and S^{9+}) measured at a heavy-ion storage ring. *Physical Review A* **62**, 022507+ (2000).
- [171] J. P. Marques, F. Parente, P. Indelicato. Hyperfine quenching of the $1s^2 2s 2p \ ^3P_0$ level in berylliumlike ions. *Physical Review A* **47**, 929 (1993).

- [172] S. Schippers, *et al.*. Storage-Ring Measurement of the Hyperfine Induced $^{47}\text{Ti}^{18+}(2s2p^3P_0 \rightarrow 2s^2^1S_0)$ Transition Rate. *Physical Review Letters* **98**, 033001+ (2007).
- [173] L. H. Andersen, P. Hvelplund, H. Knudsen, P. Kvistgaard. State-selective dielectronic-recombination measurements for He-like oxygen ions in an electron cooler. *Physical Review Letters* **62**, 2656 (1989).
- [174] L. H. Andersen, G. Y. Pan, H. T. Schmidt, N. R. Badnell, M. S. Pindzola. Absolute measurements and calculations of dielectronic recombination with metastable He-like N, F, and Si ions. *Physical Review A* **45**, 7868 (1992).
- [175] N. R. Badnell, M. S. Pindzola, L. H. Andersen, J. Bolko, H. T. Schmidt. Dielectronic recombination of light Be-like and B-like ions. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **24**, 4441+ (1991).
- [176] H. T. Schmidt, G.-Y. Pan, L. H. Andersen. Dielectronic recombination with Delta $n=0$ and Delta $n=1$ core excitations and radiative recombination for C-like F^{3+} ions. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **25**, 3165+ (1992).
- [177] L. J. Roszman. Influence of metastable states and thermal equilibration upon dielectronic recombination in low- to moderate-density plasmas. *Physical Review A* **39**, 2073 (1989).
- [178] Y. Ralchenko, A. Kramida, J. Reader. NIST Atomic Spectra Database (ver. 4.1.0), [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/asd>. *National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD* (2012).
- [179] A. E. Kramida, T. Bastin, E. Biémont, P. D. Dumont, H. P. Garnir. A critical compilation and extended analysis of the Ne V spectrum. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics* **7**, 547 (1999).
- [180] A. E. Kramida, T. Bastin, E. Biémont, P. D. Dumont, H. P. Garnir. NeVI spectrum. *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 1966 (1999).
- [181] A. E. Kramida, M. C. Buchet-Poulizac. Energy levels and spectral lines of Ne VII. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics* **38**, 265 (2006).
- [182] A. E. Kramida, M. C. Buchet-Poulizac. Energy levels and spectral lines of Ne VIII. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics* **39**, 173 (2006).

- [183] E. Träbert. Differential observations in spectroscopic measurements using electron beam ion traps. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **42**, 154019+ (2009).
- [184] G. Y. Liang, *et al.*. Extreme-ultraviolet spectroscopy of Fe VI - Fe XV and its diagnostic application for electron beam ion trap plasmas. *The Astrophysical Journal* **696**, 2275 (2009).
- [185] J. K. Lepson, P. Beiersdorfer. Low-Energy Operation of the Lawrence Livermore Electron Beam Ion Traps: Atomic Spectroscopy of Si V, S VII and Ar IX. *Physica Scripta* **2005**, 62+ (2005).
- [186] G. Y. Liang, *et al.*. Soft X-Ray Spectroscopy of Highly Charged Silicon Ions in Dense Plasmas. *The Astrophysical Journal Supplement Series* pp. 326+ (2008).
- [187] A. G. Trigueiros, C. Jupén. Weighted oscillator strengths for Si V spectrum. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **56**, 713 (1996).
- [188] C. W. Mauche, D. A. Liedahl, K. B. Fournier. First Application of the Fe XVII I(17.10 Å)/I(17.05 Å) Line Ratio to Constrain the Plasma Density of a Cosmic X-Ray Source. *The Astrophysical Journal* pp. 992+ (2001).
- [189] M. Klapisch, *et al.*. Identification of magnetic quadrupole lines of highly ionized Ni, Cr, Fe in the TFR600 Tokamak plasma. *Physics Letters A* **69**, 34 (1978).
- [190] P. Beiersdorfer, J. H. Scofield, A. L. Osterheld. X-Ray-Line Diagnostic of Magnetic Field Strength for High-Temperature Plasmas. *Physical Review Letters* **90**, 235003+ (2003).
- [191] G. Y. Liang, N. R. Badnell. R-matrix electron-impact excitation data for the Ne-like iso-electronic sequence. *Astronomy and Astrophysics* **518**, A64+.
- [192] G. Y. Liang. Persönliche Mitteilung (2012).
- [193] A. Fleischmann, *et al.*. Metallic magnetic calorimeters. *AIP Conference Proceedings* **1185**, 571 (2009).
- [194] S. Schäfer. Entwicklung einer Detektorzeile aus metallischen magnetischen Kalorimetern zur hochauflösenden Röntgenspektroskopie an hochgeladenen Ionen. Ph.D. thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2012).
- [195] K. Kubiček. Absolut- und Relativbestimmungen der Energien von 2p-1s-Übergängen in wasserstoff-, helium- sowie lithiumartigen Schwefel-, Argon- und Eisenionen. Ph.D. thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2010).

- [196] M. Schwarz. ... in einer kryogenen Paul-Falle. Ph.D. thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2012).

Erklärung:

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den

.....

Thomas Baumann

