

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Masterarbeit
Im Studiengang Physik
vorgelegt von
Steffen Kühn
geboren in Worms
2017

**Inbetriebnahme und Charakterisierung
einer Elektronenkanone mit optischem
Zugang zur Strahlachse
in einer kompakten Elektronenstrahlionenfalle**

Die Masterarbeit wurde von Steffen Kühn
ausgeführt am
Max-Planck-Institut für Kernphysik Heidelberg
unter der Betreuung von
Priv.-Doz. Dr. José R. Crespo López-Urrutia

Zusammenfassung:

Eine neuartige Elektronenkanone mit angewinkelter Kathode und daraus resultierendem optischen Zugang zur Strahlachse wurde erstmals in einer kompakten Raumtemperatur-Elektronenstrahlionenfalle (EBIT) verbaut und charakterisiert. Die gewählte Geometrie mit frei zugänglicher Strahlachse ermöglicht es elektronische Übergänge von in einer EBIT erzeugten und gespeicherten hochgeladenen Ionen als alternative Kalibrationsstandards für hochenergetische Röntgenstrahlen von ultrabrillianten Strahlungsquellen, wie Synchrotronen und Freie-Elektronen-Lasern, zu verwenden. Es konnte ein Elektronenstrahl mit einer Energie von bis zu 8000 eV und einem Strom von bis zu 25 mA erzeugt werden. Der Aufbau wurde verwendet, um dielektronische Rekombinationen von hochgeladenen Argon- und Eisenionen spektroskopisch zu untersuchen. Hierbei wurden KLL-Resonanzen bei niedrigen Elektronenstrahlströmen mit einer Elektronenenergieauflösung von bis zu 2.6 eV vermessen.

Abstract:

A novel off-axis gun (OAG) with its cathode displaced from the central axis, which is therefore free of any obstacles, was built into a compact room temperature electron beam ion trap (EBIT). The chosen geometry of the gun grants optical access to trap center along the beam axis, where highly charged ions can be used as a new in situ calibration standard for high energy photon beams as provided e.g. by ultra brilliant radiation sources like synchrotrons and free electron lasers. First measurements of dielectronic recombinations on argon and iron ions have shown stable operations of the OAG with a 25 mA electron beam and up to 8 keV beam energy. A high energy beam resolution of 2.6(1) eV could be achieved using low beam currents.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Elektronenstrahlionenfalle	5
2.2	Ionisationsprozesse	11
2.2.1	Elektronenstoßionisation	11
2.2.2	Photoionisation	13
2.3	Anregungsprozesse in einer EBIT	16
2.3.1	Elektronenstoßanregung	16
2.3.2	Photoanregung	16
2.4	Rekombinationsprozesse	17
2.4.1	Radiative Rekombination	17
2.4.2	Dielektronische Rekombination	18
2.4.3	Rekombinationprozesse höherer Ordnung	18
2.4.4	Ladungsaustausch	19
3	Die PolarX-EBIT	23
3.1	Zentrale Vakuumkammer	23
3.2	Magnetsystem	26
3.3	Off-Axis-Kanone	26
3.4	Driftröhren	34
3.5	Kollektor	35
3.6	Injektionssystem	37

3.7	Photonendetektion	39
4	Datenauswertung	43
4.1	Messmethode	43
4.2	Übersichtsspektrum	47
4.3	Dielektronische Rekombination an Argon	51
4.3.1	Auflösung der Elektronenstrahlenergie	52
4.3.2	Vergleich zu bisherigen Messungen und zur Theorie	54
4.4	Bestimmung des Raumladungspotentials	60
4.5	Einfluss der Falltiefe auf die Ionenwolke	67
4.6	Dielektronische Rekombination weiterer Elemente	73
4.6.1	Eisen	73
4.6.2	Titan	76
5	Zusammenfassung und Ausblick	79
A	Anhang	83
A.1	Abbildungsverzeichnis	83
A.2	Tabellenverzeichnis	83
B	Literaturverzeichnis	84

1 Einleitung

Als Wilhelm Conrad Röntgen am 8. November 1895 in seinem Labor an der Universität Würzburg erstmals die von ihm als „X-Strahlen“ bezeichnete Röntgenstrahlung entdeckte, war ihm die Bedeutung und Reichweite seiner Entdeckung nicht bewusst [Rön98]. Bei Untersuchungen eines Elektronenstrahls (historisch: „Kathodenstrahl“) zwischen zwei Kondensatorplatten in einer mit Edelgas gefüllten Kammer, beobachtete Röntgen, dass in mehreren Metern Entfernung ein beschichtetes Papier zu leuchten begann, selbst wenn es mit dicker, schwarzer Pappe ummantelt war. Nach Monaten der alleinigen Forschung veröffentlichte Röntgen seine Ergebnisse und hielt 1896 seinen einzigen öffentlichen Vortrag über die von ihm entdeckte Strahlung. Besonders beeindruckte er sein Publikum durch eine Aufnahme der Hand des Anatomen von Kölliker (siehe Abbildung 1.1), welcher daraufhin die heutige Namensgebung vorschlug [Gla13]. Im medizinischen Bereich konnten schon bald darauf die Röntgenstrahlen zur verbesserten Diagnostik genutzt werden.

Heutzutage haben sich neben der Medizin noch weitere Anwendungsbereiche (beispielsweise Materialprüfung, Archäologie oder Biologie) gefunden, in denen Röntgenstrahlen substantiell sind. Dabei sind die Anforderungen an die Strahlen stetig gestiegen. Neben dem Wunsch nach höheren Photonenenergien stieg vor allem in der Forschung der Bedarf an Strahlung immer höherer Brillianz. Entscheidende Fortschritte wurden 1946 durch die Vorhersage und anschließende Entdeckung der Synchrotronstrahlung eines Elektronenringbeschleunigers in den USA gemacht [Hin08]. Während sie anfangs nur als störender Energieverlust angesehen wurde, wurde ab den späten 1970er-Jahren die effiziente Nutzung dieses Phänomens diskutiert. Viele Anwendungen von Synchrotronstrahlung, insbesondere in der Grundlagenforschung,



Abbildung 1.1: Röntgenaufnahme der Hand des Anatomen von Kölliker, der 1896 die Benennung der neu entdeckten Strahlung nach dem Entdecker Wilhelm Conrad Röntgen vorschlug. Bildquelle: [HLU97]

profitieren von einer genauen Kenntnis der Energie der Photonen. Zur Bestimmung der Energie werden sie beispielsweise mittels K-Kantenabsorptionen verschiedener Elemente kalibriert. Dieses Verfahren ist jedoch aufgrund der chemischen und kristallographischen Natur der Referenzen auf eine Genauigkeit und Reproduzierbarkeit von circa 20 meV bei einer Energie von 10 keV limitiert.

Zur präziseren Energiekalibration von Photonenstrahlen hat sich der Vergleich mit resonant angeregten elektronischen Übergängen bewährt. Dazu werden Atome mit Photonen zur Wechselwirkung gebracht. Entspricht die Energie der Photonen der Energie eines Übergangs im atomaren System, so können die Photonen unter Anregung des Systems absorbiert werden. Sind die Energien der Übergänge bekannt, können diese den Photonen zugeordnet werden. Während man für resonante Anregungen im optischen Bereich passende Übergänge in neutralen Atome findet [Mäc10], benötigt man für Röntgenphotonen Übergänge von höherer Energie. Diese sind beispielsweise in hochgeladenen Ionen (englisch: highly charged ions, kurz: HCIs) zu finden. Zur Produktion und zur Speicherung solcher Ionen kann eine Elektronenstrahlionenfalle (englisch: Electron beam ion trap, kurz: EBIT) eingesetzt werden.

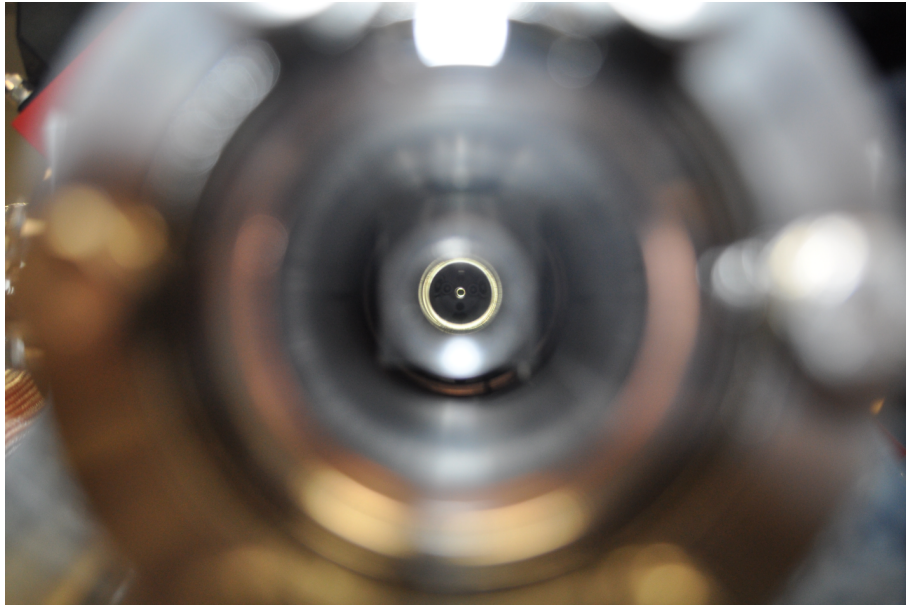


Abbildung 1.2: Aufnahme des Fallenzentrums entlang der Strahlachse. Die Bauweise der Kanone mit der zur Hauptachse versetzten Kathode ermöglicht optischen Zugang zur Ionenwolke und bietet dadurch neue Anwendungsbereiche in der Kalibration von Röntgenphotonen hochbrillanter Strahlungsquellen.

Wird ein Photonenstrahl mit den in der Falle gespeicherten Ionen überlagert, so kann er zur Anregung benutzt werden. In derartigen Experimenten konnten in den letzten Jahren unter anderem entscheidende Erkenntnisse im Bereich der Astrophysik gewonnen werden [RBE⁺13][Ber13]. Der Photonenstrahl traf dabei jedoch Komponenten der Elektronenkanone, weswegen bisher eine Anwendung zur Kalibration ausgeschlossen war. Für eine kompakte Raumtemperatur-EBIT der zweiten Generation wurde daher ein neuer Elektronenkanontyp entwickelt, bei dem die Kathode zur Strahlachse versetzt montiert wurde. Dadurch wird ein Ein- und Auskoppeln des Photonenstrahls ermöglicht, wodurch der Photonenstrahl in-situ kalibriert und für weitere Experimente zur Verfügung gestellt werden kann. Die Genauigkeit der Kalibration ist prinzipiell, bei ausreichender Kenntnis der exakten Energie der Übergänge, nur durch die natürliche Linienbreite, der Dopplerverbreiterung und die Breite des Energieprofils des Photonenstrahls limitiert.

In dieser Arbeit werden im ersten Kapitel die nötigen theoretischen Grundlagen beschrieben, um die Physik einer EBIT und insbesondere der neuartigen Kanone zu verstehen. Im darauf folgenden Kapitel wird der experimentelle Aufbau der neuen EBIT samt Kanone erläutert. In den letzten Kapiteln wird die Charakterisierung des erzeugten Elektronenstrahls mittels dielektronischer Rekombinationsprozessen behandelt. Es schließen sich eine Diskussion der Ergebnisse und ein Ausblick auf zukünftige Einsatzzwecke des experimentellen Aufbaus an.

2 Theoretische Grundlagen

Zur Untersuchung des Verhaltens verschiedener Ionen ist es von Vorteil, diese in einer Falle zu fangen. Zur Speicherung eines geladenen Teilchens wird ein elektromagnetisches Feld benötigt, welches das Teilchen in allen drei Raumrichtungen einfängt. Dies bedeutet, dass sobald sich das Teilchen von seiner Sollposition wegbewegt, es eine rücktreibende Kraft entgegengesetzt der Bewegungsrichtung erfährt. Nach dem Theorem von Earnshaw ist dies mit einem rein elektro- oder magnetostatischen Feld nicht realisierbar [Bla08]. Eine Speicherung von geladenen Teilchen ist dennoch möglich, sofern man beispielsweise ein zeitabhängiges elektrisches Feld hinzufügt, welches das Prinzip einer Paulfalle bildet [PS53][Pau90]. Eine weitere Möglichkeit besteht aus der Überlagerung eines elektro- und eines magnetostatischen Feldes. Auf diesem Prinzip beruhen sowohl Penningfallen [Bla06][BG86], als auch die in dieser Arbeit eingesetzte Elektronenstrahlionenfalle [MEK94][LMH⁺88], deren physikalische Funktionsweise und Aufbau im folgenden Kapitel beschrieben wird. Des Weiteren werden physikalische Prozesse, die in einer EBIT stattfinden, vorgestellt.

2.1 Elektronenstrahlionenfalle

Zur Erzeugung von Ionen in einer EBIT wird ein Elektronenstrahl benutzt, welcher durch ein Magnetfeld innerhalb der Falle stark komprimiert wird. Atome, die den Elektronenstrahl kreuzen, werden durch Stöße mit den Elektronen ionisiert (siehe Kapitel 2.2.1 beziehungsweise 2.3.1). Im Zentrum der EBIT werden die Elektronen axial durch das elektrostatische Potential der Driftröhren gefangen. Radial werden die Ionen sowohl durch die vom Magnetfeld verursachte Zyklotronbewegung als auch

durch die negative Raumladung des Elektronenstrahls am Austritt aus der Falle gehindert.

Elektronenstrahl

Der von einer Kathode emittierte Elektronenstrahl wird durch das Magnetfeld, dessen magnetische Flussdichte zum Fallenzentrum hin stark zunimmt, komprimiert. Die theoretische Bestimmung des Radius des Elektronenstrahls im Fallenzentrum erfolgt durch die Theorie von G. Herrmann [Her58]. Der Herrmannradius

$$r_H = \sqrt{\frac{m_e I}{\pi \epsilon_0 e v B^2} + \sqrt{\left(\frac{m_e I}{\pi \epsilon_0 e v B^2}\right)^2 + \frac{8kT_K m_e}{e^2 B^2} r_K^2 + \frac{B_K^2}{B^2} r_K^4}} \quad (2.1)$$

beschreibt dabei den Radius, indem sich 80 % der Elektronen befinden. Hierbei steht I für die Stromstärke des Strahls, v für die Geschwindigkeit der Elektronen, r_K für den Radius der Kathode und T_K für die Temperatur der Kathode. Die magnetische Flussdichte an der Kathode wird durch B_K beschrieben, während B für die Flussdichte an dem betrachteten Ort steht.

Für die Geschwindigkeit der Elektronen gilt bei nicht-relativistischer Betrachtungsweise:

$$v_{\text{klassisch}} = \sqrt{\frac{2qU}{m_e}}, \quad (2.2)$$

wobei q die Ladung des Teilchens, U die Beschleunigungsspannung und m_e die Masse des Elektrons beschreibt. Ab einer Beschleunigungsspannung von mehr als circa 2500 V haben die Elektronen eine Geschwindigkeit von mehr als 10 % der Lichtge-

schwindigkeit und sollten daher relativistisch behandelt werden. Es gilt:

$$v_{\text{relativistisch}} = c \sqrt{1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{qU}{m_e c^2}\right)^2}}, \quad (2.3)$$

während c für die Lichtgeschwindigkeit steht.

Elektrisches Potential

Unter der Annahme, dass der Elektronenstrahl unendlich lang und gleichförmig ist, kann man das Potential des Elektronenstrahls im Fallenzentrum abschätzen, indem man die Poisson-Gleichung

$$\Delta \Phi_e = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.4)$$

löst, während ρ die Ladungsdichte beschreibt [Ber09]. Nimmt man weiterhin an, dass das Potential nur vom Abstand r von der Strahlachse abhängt, das heißt die Elektronen sind im Zylinder gleichverteilt, vereinfacht sich die Poisson-Gleichung zu

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} \Phi_e(r) = -\frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (2.5)$$

Die Ladungsdichte ρ sei innerhalb des Strahls konstant und außerhalb null. Die Ladungsdichte innerhalb des Strahls beträgt in diesem Fall

$$\rho = \frac{I}{\pi r_H^2 v}. \quad (2.6)$$

Die Lösung der Poisson-Gleichung führt zu dem Potential

$$\Phi_e = \begin{cases} \Phi_D + \Phi_0 \left(\left(\frac{r}{r_H} \right)^2 + 2 \ln \left(\frac{r_H}{r_D} \right) - 1 \right) & \text{falls } r \leq r_H, \\ \Phi_D + \Phi_0 2 \ln \left(\frac{r}{r_D} \right) & \text{sonst,} \end{cases} \quad (2.7)$$

wobei Φ_D das Potential und r_D den Radius der Driftröhre beschreibt. Das Potential Φ_0 wird durch die Ladungsdichte im Strahl bestimmt und kann durch

$$\Phi_0 = \frac{I}{4\pi\epsilon_0 c} \left(1 - \left(1 + \frac{qU}{m_e c^2} \right)^{-2} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (2.8)$$

beschrieben werden.

Elektronenstrahlenergie

Die zu erwartende Gesamtenergie der einzelnen Elektronen ergibt sich durch die Differenz zwischen den an der Kathode und im Fallenzentrum herrschenden Potentialen und kann durch

$$E_{\text{Elektronenstrahl}} = e (-\Phi_{\text{Kathode}} + \Phi_D + \Phi_{\text{Ionen}} - \Phi_{\text{Elektronenabstoßung}} - \Phi_{\text{Austritt}}) \quad (2.9)$$

beschrieben werden, wobei Φ_{Kathode} beziehungsweise $\Phi_{\text{Fallenelektrode}}$ das an der jeweiligen Elektrode herrschende Potential beschreibt. Aufgrund der positiven Ladung der Ionen im Fallenzentrum (Φ_{Ionen}) wird die effektive Beschleunigungsspannung der Elektronen erhöht, wogegen sie von der negativen Raumladung des Strahls selbst aufgrund der Abstoßung der Elektronen erniedrigt wird ($\Phi_{\text{Elektronenabstoßung}}$). Φ_{Austritt} beschreibt das entsprechende Potential der erforderlichen Austrittsarbeit, die die Elektronen aufbringen müssen, um aus der Kathode auszutreten und beträgt weni-

ge eV [hea]. Die Raumladungskomponente des Elektronenstrahls kann durch

$$\Phi_{\text{Elektronenabstoßung}} = \Phi_0 2 \ln \left(\frac{r}{r_D} \right) \quad (2.10)$$

beschrieben werden.

Die Werte von Φ_0 beziehungsweise Φ_{Ionen} sind stark von Betriebsparametern der EBIT abhängig. Steigt beispielsweise die Stromstärke des Elektronenstrahls, so steigt in erster Betrachtungsweise sowohl die Anzahl der Ionen in der Falle als auch die Anzahl der Elektronen, allerdings unterschiedlich stark, wodurch es zu einer Änderung des induzierten Raumladungspotentials kommt. Erhöht man die Falltiefe, also die Spannungsdifferenz zwischen Fallen- und deren Nachbarelektroden, können bei gleichbleibendem Strom mehr Ionen gefangen werden, wodurch sich die Energie des Strahls ebenfalls ändert.

Elektronenstrahlenergiebreite

Die Breite des Energieprofils des Elektronenstrahls hängt unter anderem von dem selbst induzierten Raumladungspotential ab. In Abbildung 2.1 ist der radiale elektrische Potentialverlauf des Strahls im Fallenzentrum für typische Operationswerte der EBIT dargestellt. Die theoretische Verbreiterung der Energie des Elektronenstrahls erhält man, indem man die Differenz zwischen dem induzierten Potential in einem Abstand des Herrmannradius zu dem im Fallenzentrum ($r = 0 \text{ mm}$) berechnet. Ein Teil dieses negativen Potentials wird allerdings von der positiv geladenen Ionenwolke kompensiert, wodurch sich die Verbreiterung abschwächt. Weitere Ursachen für eine zusätzliche Verbreiterung sind Bewegungen der gespeicherten Ionen und Instabilitäten der verwendeten Netzteile.

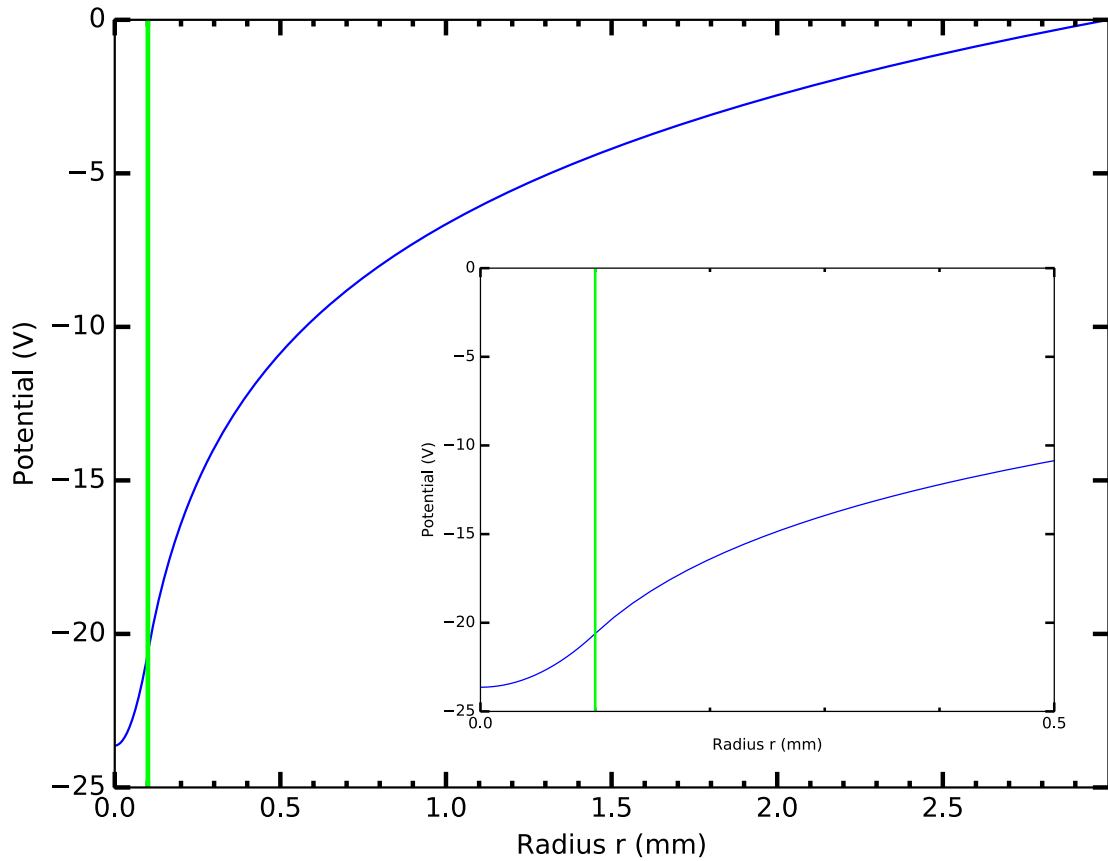


Abbildung 2.1: Der Profilverlauf des durch den Elektronenstrahl induzierten Raumladungspotentials. Die Daten wurden mittels Gleichung 2.7 mit typischen Operationsparametern der EBIT ($E_{\text{Strahl}} = 2500 \text{ eV}$, $I = 10 \text{ mA}$) berechnet. Auf der horizontalen Achse ist der Abstand zum Fallenzentrum aufgetragen, auf der vertikalen Achse das Potential. Der angenommene Radius des Strahls ($r_{\text{Strahl}} = 100 \mu\text{m}$) wurde in grün eingezeichnet.

2.2 Ionisationsprozesse

Zur Speicherung der zunächst neutral geladenen Atome ist zuerst eine Ionisierung der Atome nötig. Ionisierung wird der Prozess genannt, bei dem einem Atom entweder zusätzliche Elektronen zugefügt (negative Ionen) oder entfernt (positive Ionen) werden. Bei der positiven Ionisierung wird die Energie, die zur Entfernung des am schwächsten gebundenen Elektrons aufgebracht werden muss, Ionisationsenergie genannt [HRW03]. In Abbildung 2.2 ist die Ionisationsenergie der Atome mit der Ordnungszahl $Z = 1$ bis $Z = 60$ aufgetragen. Das periodische Verhalten ist auf die verschiedenen Besetzungen der Orbitale zurückzuführen. Alkalimetalle haben beispielsweise in der äußersten Schale nur ein Elektron, welches schwächer als die Elektronen einer gefüllten Schale der Edelgase gebunden ist.

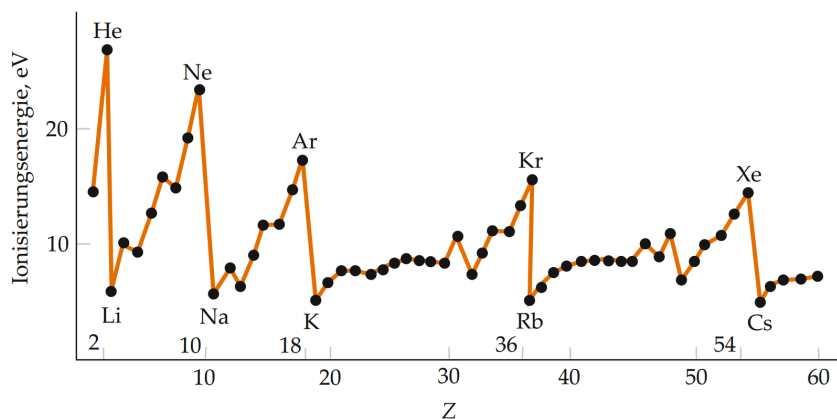


Abbildung 2.2: Abhängigkeit der Ionisationsenergie neutraler Atome der Kernladungszahl Z im Bereich von $Z = 1$ bis $Z = 60$. Die Ionisationsenergien sind für Alkalimetalle am niedrigsten und steigen bis zum jeweils nächsten Edelgas an, da das erste Elektron einer neu geöffneten Schale im Vergleich zum letzten Elektron der vorherigen Schale schwächer gebunden ist [TM07].

2.2.1 Elektronenstoßionisation

Bei der Elektronenstoßionisation wird ein Atom mit einem freien Elektron durch einen inelastischen Stoß zur Wechselwirkung gebracht. Ist die kinetische Energie des

freien Elektrons größer als die Bindungsenergie des am schwächsten gebundenen Elektrons des Atoms, so kann das gebundene Elektron entfernt werden:



Für den Ionisationsquerschnitt veröffentlichte Wolfgang Lotz 1967 seine empirisch festgestellte Formel ([Lot68],[Lot67])

$$\sigma = \sum_{i=1}^N a_i q_i \frac{\ln \frac{E_e}{E_B}}{E_e E_B} \left(1 - b_i \exp \left[-c_i \left(\frac{E_e}{E_B} - 1 \right) \right] \right), \quad (2.12)$$

wobei E_e die kinetische Energie des freien Elektrons, E_B der Bindungsenergie der Elektronen in der i -ten Unterschale, q_i der Anzahl gleicher Elektronen in der i -ten Unterschale und a_i , b_i und c_i experimentell zu bestimmenden Konstanten entsprechen. Die Ionisationswahrscheinlichkeit beziehungsweise der Wirkungsquerschnitt hängt primär von der Energie des Elektronenstrahls ab. Ist die Strahlenergie kleiner als die benötigte Ionisationsenergie, so ist der Wirkungsquerschnitt null. Für kinetische Energien der Elektronen die drei- bis viermal der Ionisationsenergie entsprechen, ist sie maximal und nimmt für höhere Energien wieder ab [Bla15][Vál77]. Die Abhängigkeit des Ionisationswirkungsquerschnitts von der kinetischen Energie des freien Elektrons für verschiedene Atome ist in Abbildung 2.3 dargestellt.

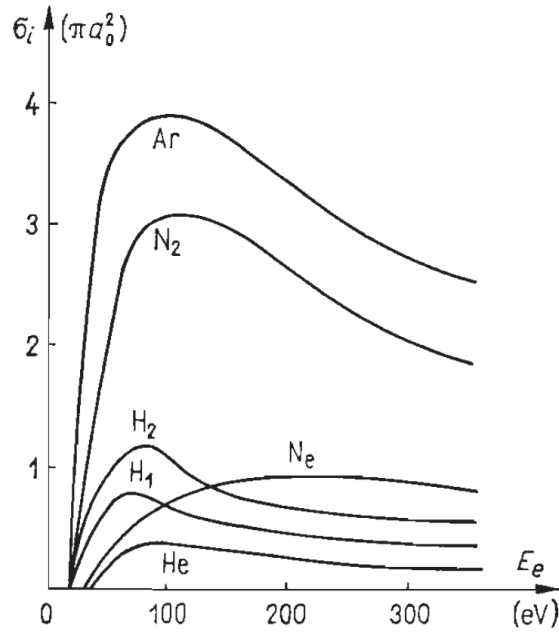


Abbildung 2.3: Der Verlauf des Ionisationswirkungsquerschnittes als Funktion der Elektronenstoßenergie für H, H₂, He, Ne, N₂ und Ar [Vál77].

2.2.2 Photoionisation

Ein weiterer Prozess zur Erzeugung von Ionen in einer EBIT ist die Photoionisation, bei der das zu ionisierende Atom statt mit Elektronen mit Photonen in Wechselwirkung gebracht wird. Es gilt:



Grundlage dieses Prozesses ist der äußere Photoeffekt, der 1887 von Heinrich Hertz [Her87] und Wilhelm Halbwachs [Hal88] erstmals beobachtet wurde. Die theoretische Erklärung lieferte 1905 Albert Einstein durch die Einführung des Lichtquants [Ein05]. Die kinetische Energie des freiwerdenden Elektrons hängt von der ursprüng-

lichen Energie des eintreffenden Photons γ ab:

$$E_e = E_\gamma - E_b \tag{2.14}$$

Für den Ionisationsquerschnitt gilt, dass diese für Photonenenergiewerte unter der Ionisationsenergie null entspricht. Für Photonenenergien größer der Ionisationsschwelle gilt für den Wirkungsquerschnitt

$$\sigma \propto Z^5 E_\gamma^{-3.5}, \tag{2.15}$$

wobei Z der Ordnungszahl des Ions entspricht [Yeh93]. Der Verlauf des Wirkungsquerschnittes der Ionisation von neutralem Argon als Funktion der Photonenenergie ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist der sprunghafte Anstieg des Wirkungsquerschnitts, sobald die Bindungsenergie eines stärker gebundenen Elektrons aufgebracht werden kann. Für höhere Photonenenergien sinkt die Wahrscheinlichkeit einer Ionisation wieder ab. Genauere Betrachtungen des Ionisationsquerschnittes wurden bereits experimentell [Kje99] als auch theoretisch [Yeh93] in anderen Arbeiten durchgeführt und werden im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter diskutiert.

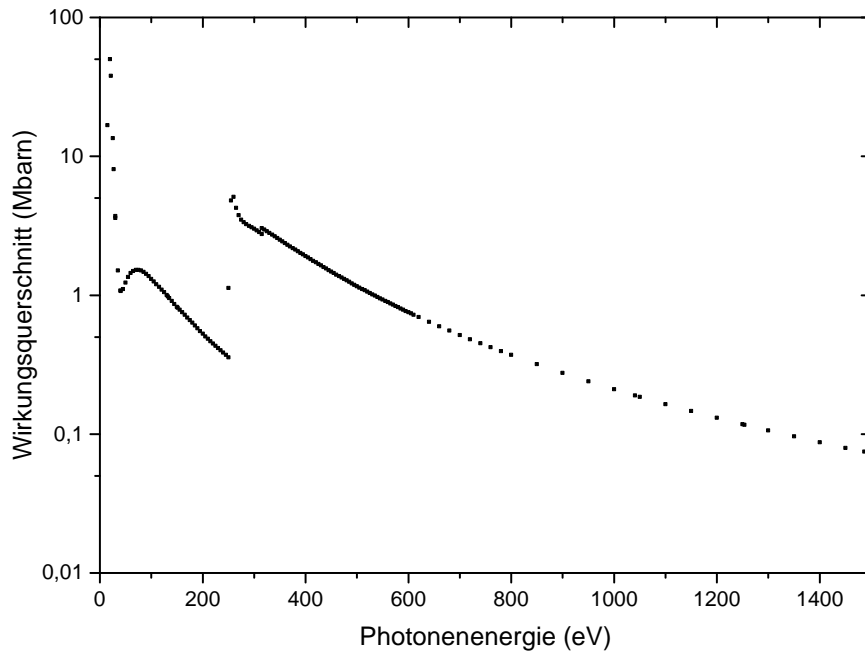
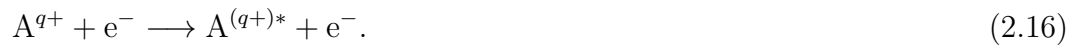


Abbildung 2.4: Der Verlauf des Wirkungsquerschnittes als Funktion der Photonenenergie für das Ionisieren eines neutralen Argonatoms. Deutlich zu erkennen ist der sprunghafte Anstieg des Wirkungsquerschnitts, sobald die Bindungsenergie eines stärker gebundenen Elektrons aufgebracht werden kann. Für höhere Photonenenergien sinkt die Wahrscheinlichkeit einer Ionisation wieder ab. Datenquelle: [Yeh93].

2.3 Anregungsprozesse in einer EBIT

2.3.1 Elektronenstoßanregung

Trifft ein Elektron auf ein Atom beziehungsweise ein Ion, so kann ein gebundenes Elektron angeregt werden. Dieser Effekt tritt beispielsweise auf, falls der Energieübertrag des eintreffenden Elektrons auf das gebundene Elektron zu gering ist, um die zur Freisetzung benötigte Bindungsenergie aufzubringen. Es gilt:



Die Energie des eintreffenden Elektrons nach dem Stoß beträgt $E'_e = E_e - \Delta E$, wobei ΔE der Anregungsenergie, das heißt der Energiedifferenz zwischen dem End- und Anfangszustand des gebundenen Elektrons, entspricht.

2.3.2 Photoanregung

Neben der Anregung durch Elektronen kann das Atom beziehungsweise Ion auch durch Photonen angeregt werden. Diese Art der Anregung findet allerdings nur resonant statt, das heißt es kommt nur zu einer Wechselwirkung, falls die Energie des eintreffenden Photons der Energiedifferenz zwischen den beiden Niveaus des gebundenen Elektrons entspricht. Dieser Effekt bildet die Grundlage der Photonenkalibration mittels Ionen, die in dieser Arbeit beschrieben wird. Es gilt:



2.4 Rekombinationsprozesse

Wird ein Elektron des Elektronenstrahls von einem Ion absorbiert, spricht man von Rekombination. Wird ein schwach gebundenes Elektron von einem anderen Atom oder Ion übertragen, spricht man hingegen von Ladungsaustausch. Innerhalb der Rekombinationsprozesse wird zwischen resonanten und nicht-resonanten Prozessen unterschieden.

2.4.1 Radiative Rekombination

Ein wichtiger Prozess, der unter anderem die Ionisationszustandsverteilung eines Plasmas beeinflusst, ist die sogenannte radiative Rekombination (RR). Unter Emission eines Photons wird ein freies Elektron in das Ion absorbiert:



Die Energie des Photons entspricht der Differenz zwischen der kinetischen Energie des freien Elektrons und der Bindungsenergie des jeweiligen Zustands:

$$E_{\gamma} = E_{\text{kin}} - E_{\text{b}}. \quad (2.19)$$

Dieser Prozess bildet den Umkehrprozess der Photoionisation und kann prinzipiell bei allen Energien stattfinden, weshalb dies ein nicht-resonanter Prozess ist. Für den Wirkungsquerschnitt gilt [KP83]:

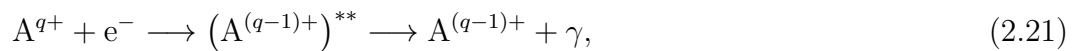
$$\sigma_n = \frac{8\pi}{3\sqrt{3}} \frac{\alpha^5}{n^3} \frac{Z_{\text{eff}}^4}{K\omega}, \quad (2.20)$$

wobei α die Feinstrukturkonstante, n die Hauptquantenzahl, Z_{eff} die Kernladungs-

zahl, K die kinetische Energie des eingefangenen Elektrons und ω die Energie des emittierten Photons beschreibt.

2.4.2 Dielektronische Rekombination

Der Umkehrprozess des Auger-Effektes ist der resonante Prozess der dielektronischen Rekombination (DR). Ein Elektron bestimmter kinetischer Energie überträgt beim Einfang in ein Ion die freiwerdende Energie strahlungsfrei an ein gebundenes Elektron, wodurch dieses angeregt wird. Dieser Prozess findet nur statt, wenn die freiwerdende Energie aus der Summe der kinetischen Energie des freien Elektron und der Bindungsenergie des Elektrons nach dem Einfang exakt der Energie entspricht, die ein gebundenes Elektron benötigt, um angeregt zu werden. Dieser doppelt angeregte Zustand ist instabil. Beim Abregen des angeregten Ions wird ein Photon mit der Energie entsprechend der Energiedifferenz der beiden Niveaus emittiert (siehe Abbildung 2.5). Bei der gängigen Nomenklatur der dielektronischen Rekombination werden zuerst die beiden Schalen des gebundenen Elektrons, welches angeregt wird, genannt. Der letzte Buchstabe steht für die Schale, in die das freie Elektron eingefangen wurde [Dob14]. KLL-DR steht also für einen Übergang des gebundenen Elektrons zwischen der K und L Schale durch Einfang eines freien Elektrons in die L Schale. Es gilt:



wobei A^{q+} das q -fach geladene Ion im Ausgangszustand, $(A^{(q-1)+})^{**}$ das doppelt angeregte und $A^{(q-1)+}$ das Ion nach dem radiativen Zerfall beschreibt.

2.4.3 Rekombinationsprozesse höherer Ordnung

Neben den dielektronischen Rekombinationsprozessen (siehe 2.4.2) können noch weitere resonante Prozesse höherer Ordnung stattfinden. Wie bei der DR wird ein freies

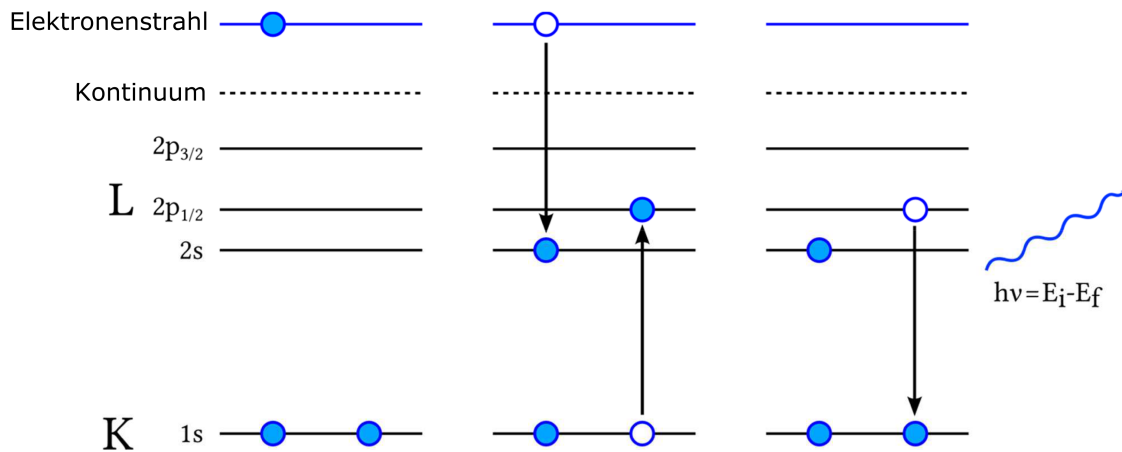


Abbildung 2.5: Beispiel einer dielektronischen Rekombination. Links: Ein heliumartiges (zwei gebundene Elektronen) Ion im Grundzustand. Mitte: Durch den Einfang eines freien Elektrons wird ein gebundenes Elektron aus dem 1s in den $2p_{1/2}$ -Zustand angeregt. Rechts: Der instabile Zustand zerfällt durch Emission eines Photons wieder in ein stabiles lithiumartiges Ion. Bildquelle: [Dob14].

Elektron in das Ion eingefangen. Die freiwerdende Energie wird nun strahlungsfrei an zwei (trielektronische Rekombination siehe Abbildung 2.6) oder drei (quadruelektronische Rekombination) gebundene Elektronen übertragen, deren benötigten Anregungsenergien in der Summe exakt der freiwerdenden Energie durch den Einfang entsprechen. Das Ion befindet sich dann in einem mehrfach angeregten Zustand. Durch Photonenemission geht das angeregte Ion wieder in einen energetisch günstigeren Zustand über.

2.4.4 Ladungsaustausch

Ein weiterer Rekombinationsprozess ist der sogenannte Ladungsaustausch, welcher besonders für die Astrophysik eine bedeutende Rolle spielt [WBB08]. So sind z.B. aufgrund dieses Prozesses abgestrahlte Röntgenphotonen in Spektren von Supernovaresten zu finden.

Der Ladungsaustausch (englisch: Charge Exchange, kurz: CX) ist ein semi-resonanter Prozess, bei dem mindestens ein Elektron von einem neutralen Atom zu einem höher

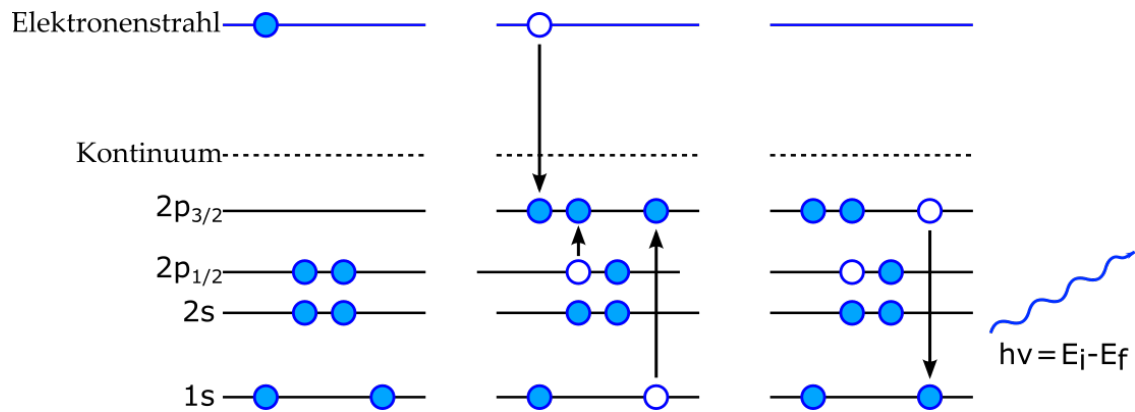


Abbildung 2.6: Beispiel einer trielektronischen Rekombination. Links: Ein kohlenstoffartiges Ion im Grundzustand. Mitte: Durch den Einfang eines freien Elektrons werden zwei gebundene Elektronen aus der 1s beziehungsweise 2p_{1/2} in die 2p_{3/2}-Schale angeregt. Rechts: Der dreifach angeregte Zustand zerfällt durch Emission eines Photons wieder in ein zweifach angeregtes stickstoffartiges Ion. Bildquelle: [Dob14].

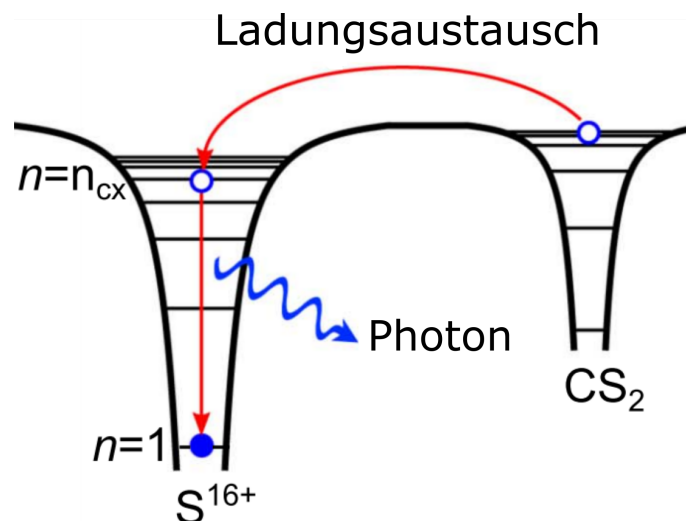


Abbildung 2.7: Schematisches Beispiel des Ladungsaustauschprozesses zwischen 16-fach positiv geladenem Schwefel und neutralem Kohlenstoffdisulfid. Ein schwach gebundenes Elektron des neutralen Moleküls wird ab einer bestimmten internuklearen Separation beider Spezies gelöst und das System bildet für eine kurze Zeit ein Quasimolekül, bevor das Elektron in ein hohes Rydberg-Niveau eingefangen wird. Das angeregte Elektron fällt direkt oder durch Kaskaden in den Grundzustand und emittiert ein oder mehrere Photonen. Bildquelle: [SDB+16].

geladenen Ion übergeht. Die Wahrscheinlichkeit, dass dieser Prozess zwischen zwei Ionen stattfindet, ist aufgrund der Coulombabstoßung verglichen mit der dielektronischen Rekombinationen bedeutend geringer. Ab einer bestimmten internuklearen Separation beider Spezies bildet das System für eine kurze Zeit ein Quasimolekül, bevor ein Elektron des neutralen Atoms in ein hohes Rydberg-Niveau des Ions eingefangen und gebunden wird. Das eingefangene Elektron regt sich entweder direkt oder durch Kaskaden in den Grundzustand ab und emittiert dabei ein oder mehrere Photonen.

In einer EBIT können Ladungsaustauschprozesse im sogenannten „Magnetic Trapping Mode“ gemessen werden [SDB⁺16]. Bei eingeschaltetem Elektronenstrahl werden gespeicherte Ionen durchgehend weiter ionisiert und angeregt, bis sich ein Gleichgewicht zwischen allen Prozessen gebildet hat. Dadurch ist es nicht möglich, nur die Photonen aufgrund von Ladungsaustausch zu detektieren. Wird der Elektronenstrahl jedoch für eine gewisse Zeit des Messintervalls ausgeschaltet, werden die Ionen durch den Strahl nicht weiter angeregt beziehungsweise ionisiert. Die in diesem Zeitraum gemessenen Photonen stammen von innerer Abregung einzelner Elektronen und von Ladungsaustauschprozessen ab. Im „Magnetic Trapping Mode“ werden die Ionen radial nicht mehr primär aufgrund der negativen Raumladung des Elektronenstrahls gefangen, sondern nur noch aufgrund der Zyklotronbewegung innerhalb des starken Magnetfeldes. Für die Durchführbarkeit des Experimentes ist daher der Larmor-Radius (auch Zyklotronradius) von großer Bedeutung. Ist der Larmor-Radius größer als der Radius der Fallenelektrode, treffen die Ionen auf die Elektrode und können nicht gespeichert werden.

Der Larmor-Radius wird beschrieben durch

$$r_{\text{Larmor}} = \frac{mv_{\perp}}{qB}, \quad (2.22)$$

wobei m die Masse des gespeicherten Ions, v_{\perp} die Geschwindigkeit in radialer Richtung, q die Ladung des Ions und B die Magnetfeldstärke innerhalb der Falle be-

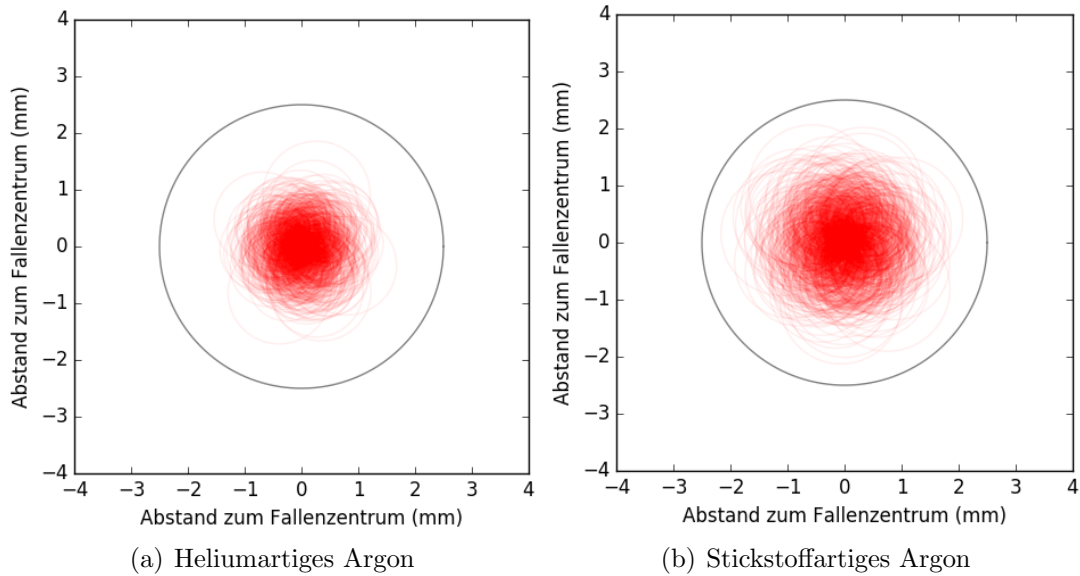


Abbildung 2.8: In rot sind die Trajektorien von zufällig erzeugten Maxwell-Boltzmann verteilten helium- beziehungsweise stickstoffartigen Argonionen mit einer Ionenwolken­temperatur von 300 000 K dargestellt. In schwarz ist der Durchmesser der Driftröhre dargestellt.

schreibt. Generell gilt, dass je größer der Faktor $\frac{q}{m}$ des zu speichernden Ions ist, desto kleiner ist der Radius. Aufgrund des linearen Zusammenhangs zwischen Radius und v_{\perp} spielt die Temperatur der Ionenwolke eine wichtige Rolle, da die Ionen bei einer zu hohen Temperatur möglicherweise nicht gespeichert werden können. Ein weiterer wichtiger Faktor ist die Magnetfeldstärke, besonders bei dieser hier behandelten Permanentmagnet-EBIT, die eine im Vergleich zu supraleitenden Magneten schwächere magnetische Flussdichte aufweist. Ist diese zu gering, bewegen sich die Ionen auf einer zu großen Kreisbahn und treffen die Fallenelektrode.

In Abbildung 2.8 sind die Trajektorien von zufällig erzeugten Maxwell-Boltzmann verteilten helium- und stickstoffartigen Argonionen dargestellt. Zur Rechnung wurde eine Iontemperatur von 300 000 K und eine magnetische Flussdichte von 860 mT angenommen. Trotz des relativ schwachen Magnetfelds sind die Larmor-Radien kleiner als der Radius der Driftröhre, wodurch ein Speichern dieses Ionentyps bei ausgeschaltetem Elektronenstrahl theoretisch möglich ist.

3 Die PolarX-EBIT

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Elektronenstrahlionenfalle (EBIT) ist eine Weiterentwicklung des von Lisa Buchauer und James Harries entwickelten Prototyps [Buc12]. Anstatt eines supraleitenden Magnets wurden Permanentmagnete verbaut, welche ein Magnetfeld von bis zu 0.86 T erzeugen [Cie16]. Durch die kompakte Bauweise des Magnetsystems nimmt der experimentelle Aufbau eine Länge von circa einem Meter ein, weswegen der Transport zu externen Strahlungsquellen wie z.B. einem Synchrotron vereinfacht wird, da der komplette Aufbau in einem Kleintransporter transportiert werden kann. Im folgenden Kapitel wird der Aufbau der PolarX-EBIT (siehe Abbildung 3.1) vorgestellt und auf die einzelnen Komponenten näher eingegangen.

3.1 Zentrale Vakuumkammer

Die zentrale Kammer der EBIT besteht aus einem Würfel mit der Seitenlänge von 70 mm (siehe Abbildung 3.2). Auf einer der Achsen verbindet jeweils ein konisches Verbindungsstück den Würfel mit zwei CF63-Flanschen, die den Anschluss für die Kanonen- und Kollektorkammer bilden. An den restlichen vier Seiten des Würfels bietet jeweils ein CF38-Flansch die Möglichkeit, Pumpen, Injektionssystem, optische Zugänge und Detektoren anzuschließen. Der Innendurchmesser des Würfels beträgt auf allen drei Achsen 16 mm. Aufgrund der kompakten Bauweisen ist es möglich, den Abstand zwischen Detektoren und Fallenzentrum auf wenige Zentimeter zu minimieren, wodurch der zur Detektion von Photonen verfügbare Raumwinkel maximiert wird.

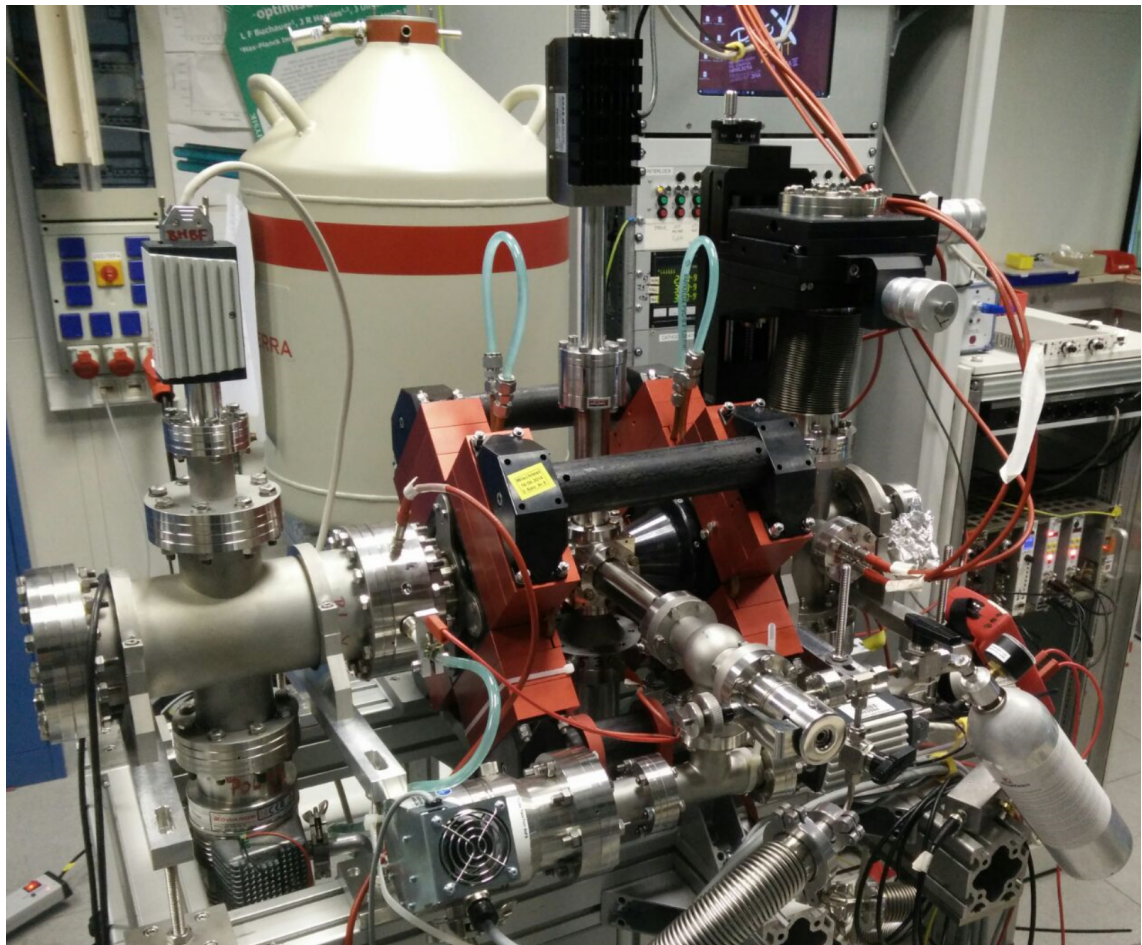


Abbildung 3.1: Gesamtaufnahme der PolarX-EBIT. Links im Bild ist die Kollektorkammer zu sehen, in der sich die Kollektorelektrode und die Extraktionselektroden befinden. Mittig befindet das Magnetsystem samt zentraler Fallenkammer, an der das Injektionssystem und zwei Detektoren angeschlossen sind. In der rechten Kammer befindet sich die Off-Axis-Kanone mit Sichtfenster zur Justage der Kanonenposition durch den Manipulator. Jede Kammer wird separat von einer Turbomolekularpumpe gepumpt. Drucksonden an den Kollektor-, Injektions- und Kanonenkammer liefern die Druckwerte in den verschiedenen Bereichen der EBIT.

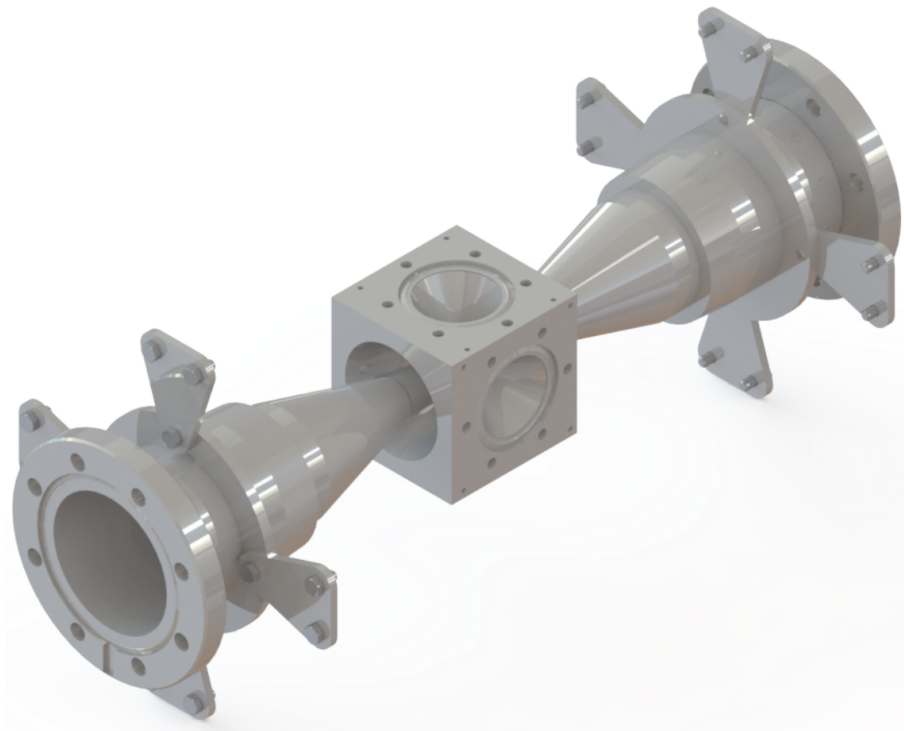


Abbildung 3.2: CAD-Modell der Fallenkammer mit dem zentralen Würfel mit einer Seitenlänge von 70 mm, an dem über konische Stücke zwei CF63-Flansche zum Anschluss der Kanonen- und Kollektorkammer angeschweißt wurden. Vier weitere CF38-Flansche bieten Anschlussmöglichkeiten für Pumpen, Injektions- und Detektionssysteme.

3.2 Magnetsystem

Bei einem Großteil der bisher gebauten EBITs wird üblicherweise ein supraleitender Magnet mit einer Flussdichte von bis zu 8 T eingesetzt [Epp07]. Bei der in dieser Arbeit behandelten PolarX-EBIT wird das Magnetfeld durch Permanentmagnete erzeugt. In der Anschaffung und im laufenden Betrieb sind Permanentmagnete deutlich günstiger, wartungsfrei und erlauben eine kompaktere Bauweise der Falle, haben allerdings gegenüber der supraleitenden Lösung ein schwächeres Magnetfeld. Der Prototyp der Permanentmagnet-EBITs erreichte eine magnetische Flussdichte von circa 740 mT im Fallenzentrum [Buc12]. Durch Hinzufügen weiterer Neodymmagnete mit einer Haftkraft von circa 630 N [Sup16] und Optimierung des Magnetsystems erreichen die kompakten EBITs der neuen Generation im Fallenzentrum eine Magnetfeldstärke zwischen 850 mT und 870 mT [Cie16]. Der Verlauf der magnetischen Flussdichten entlang und senkrecht zur Strahlachse sind in Abbildung 3.3 und 3.4 dargestellt. Entlang der Strahlachse ist bei -95.5 mm deutlich der Nulldurchgang des Magnetfeldes zu erkennen. An dieser Position sollte sich die Kathode befinden, um optimale Strahlkompression und Fokussierung zu erzielen.

3.3 Off-Axis-Kanone

Zur Erzeugung eines Elektronenstrahls wird in einer Elektronenkanone eine Kathode, eine Fokuselektrode und eine Anodenelektrode eingesetzt. Während bei allen bisher gebauten EBITs eine On-Axis-Kanone eingesetzt wurde, das heißt die Kathode liegt auf der selben Achse wie der Elektronenstrahl, wurde in vorherigen Arbeiten und im Rahmen dieser Arbeit eine neuartige Off-Axis-Kanone getestet und weiterentwickelt [Büc13][Küh14]. Bei diesem neuartigen Kanontyp wird die Kathode unter einem Winkel von 22° zur Strahlachse montiert. Ein Vergleich der beiden Kanonenarten ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Einer der Vorteile dieser Bauweise besteht darin, einen externen Photonenstrahl einer Strahlungsquelle wie z.B. eines Synchrotrons oder eines Freien-Elektronen-Lasers in die EBIT einkoppeln zu

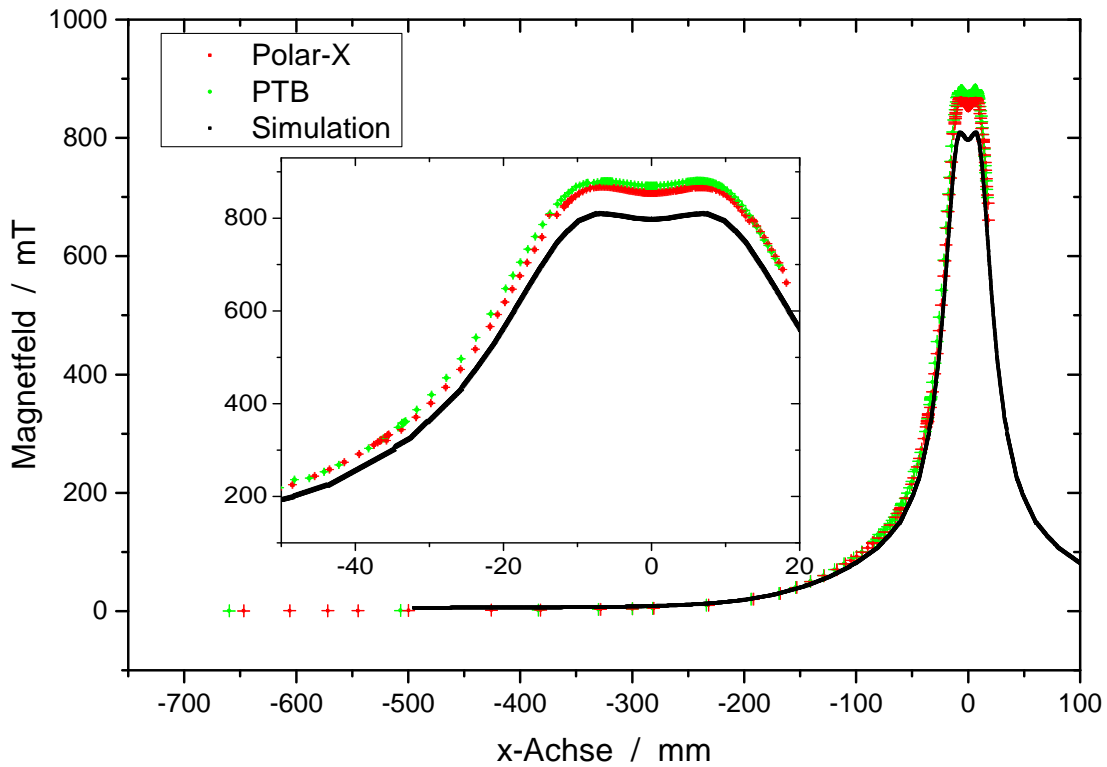


Abbildung 3.3: Der Verlauf der magnetischen Flussdichte senkrecht zur Strahlachse im Fallenzentrum. In schwarz wird das Ergebnis der Simulation dargestellt, in rot und grün sind die Messergebnisse zweier baugleicher EBITs zu sehen. Bildquelle: [Cie16].

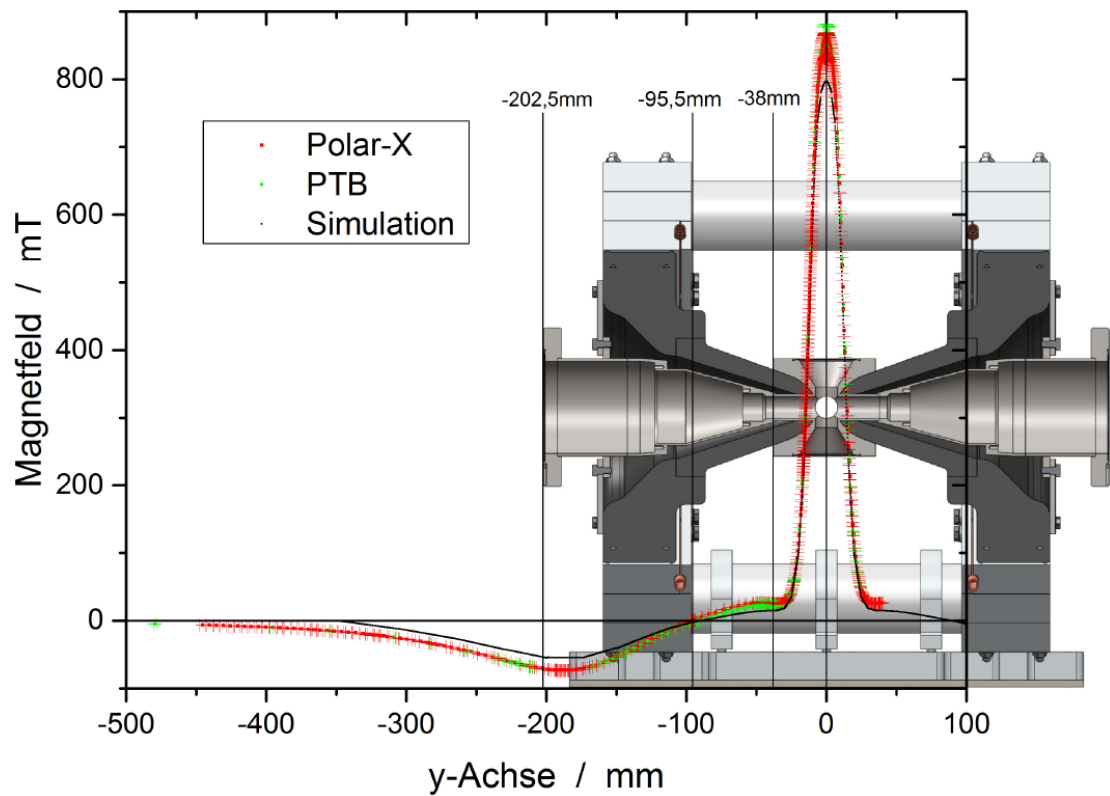


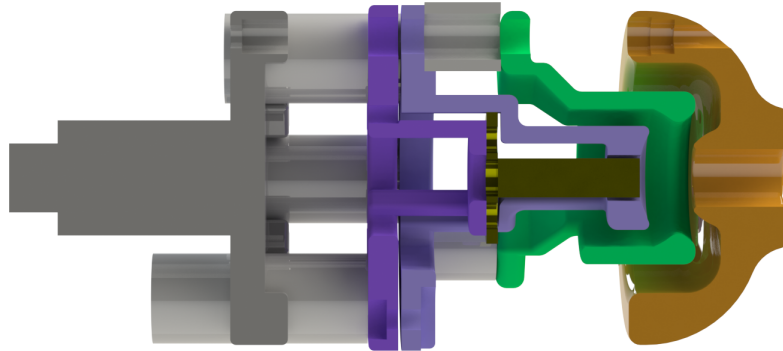
Abbildung 3.4: Der Verlauf der magnetischen Flussdichte entlang der Strahlachse. Deutlich zu erkennen ist der Nulldurchgang bei -95.5 mm. Bildquelle: [Cie16].

können, ohne dabei die Kathode zu treffen. Dadurch ist es möglich, den Photonenstrahl zur Ionisation (Phobis [JJM83]) oder zur resonanten Anregung der Ionen zu verwenden und anschließend für weitere Experimente zur Verfügung zu stellen. Des Weiteren wird durch diese Bauweise die Kathode vor möglichen Schäden durch den Photonenstrahl geschützt.

Die hier eingesetzte Dispenserkathode besteht aus einer porösen Wolframmatrix, welche mit Bariumoxid durchsetzt ist. Wird die Kathode mittels eines Heizstroms auf ihre Betriebstemperatur zwischen 1000 °C und 1200 °C geheizt (siehe Abbildung 3.7), so diffundiert das Bariumoxid an die Emittieroberfläche und setzt aufgrund der niedrigen Austrittsarbeit von Barium (4.5 eV) Elektronen frei [KE66][hea].

Da bei der Off-Axis-Kanone die Elektronen nicht parallel zu den Magnetfeldlinien emittiert werden (siehe Abbildung 3.8), wirkt auf die zunächst langsamen Elektronen eine seitlich ablenkende Lorentzkraft. Um diese Ablenkung elektrostatisch zu kompensieren, wurde die Fokuselektrode in zwei Hälften geteilt (siehe Abbildung 3.9). Die ursprünglich einteilige Anode wurde ebenfalls in zwei Teile unter einem Winkel von 35° geteilt, um die Elektronen um 22° auf ihre Sollbahn zu lenken. Die in [Küh14] simulierten Spannungswerte für eine verlustfreie Umlenkung des Strahls konnten im Experiment qualitativ bestätigt werden. Auffällig ist jedoch, dass die seitlich ablenkende Lorentzkraft derart gering ist, dass eine Kompensation durch verschiedene Spannungen an den Fokuselektroden nicht nötig ist. Wie in den Simulationen vorhergesagt, muss für ein kontrolliertes Umlenken an der hinteren Anode eine negativere Spannung als an der vorderen angelegt werden. Des Weiteren wurde im Betrieb festgestellt, dass die Fokuselektroden zur Kontrolle der emittierten Stromstärke benutzt werden können, ohne dabei Einfluss auf die Transmission zu nehmen. Je negativer die Spannung an den Fokuselektroden ist, desto weniger Elektronen werden emittiert.

Generell gilt, dass je höher die Beschleunigungsspannung innerhalb der Kanone ist (das heißt die Spannungsdifferenz zwischen Kathode und Anode), desto mehr Elek-



(a) On-Axis-Kanone. Die Kathode (olivgrün) ist auf der Achse montiert und benötigt daher keine Umlenkelektroden. In grün ist die Fokus- in orange die Anode dargestellt.



(b) Off-Axis-Kanone. Die Kathode (gelb) ist um 22° angewinkelt und versetzt von der Hauptachse montiert. In rot und orange sind die Umlenkelektroden dargestellt.

Abbildung 3.5: Die beiden in kompakten Raumtemperatur-EBITs eingesetzten Elektronenkanonentypen im Vergleich.

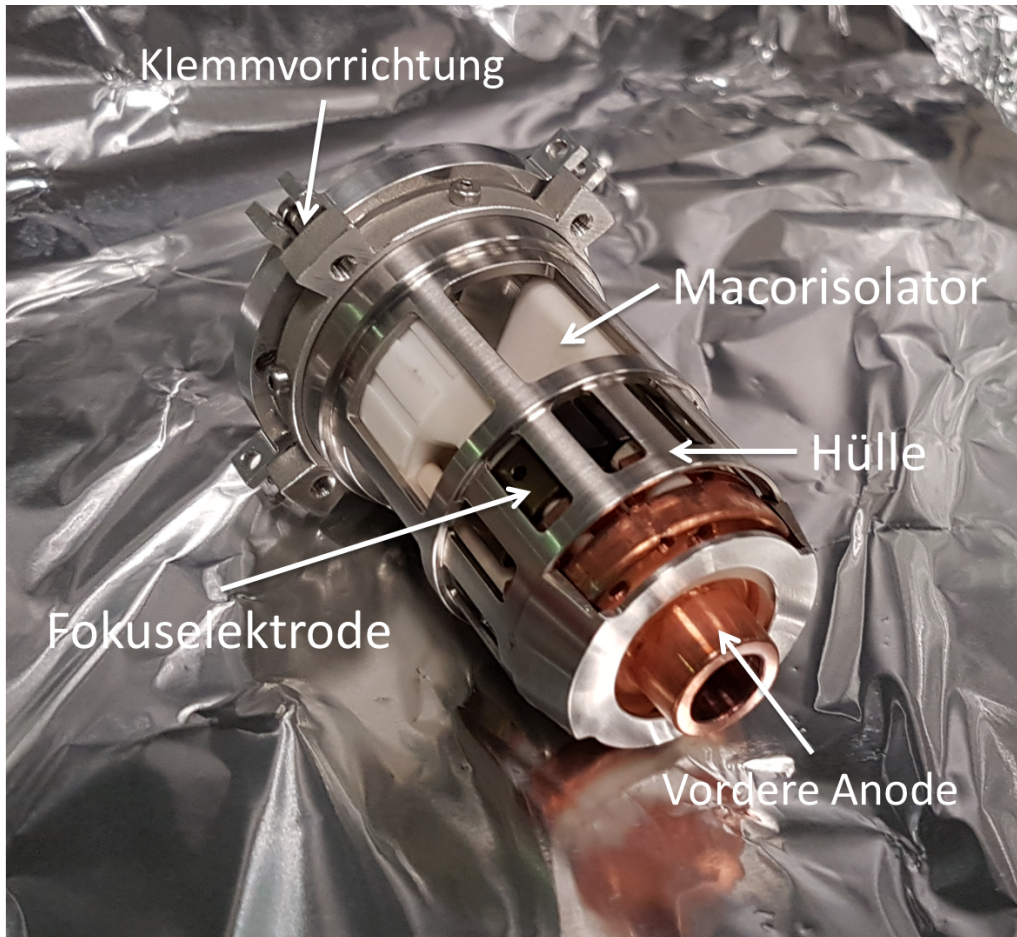


Abbildung 3.6: Aufnahme der zusammengebauten Off-Axis-Kanone ohne Verkabelung. Markiert sind die Klemmvorrichtung samt Hülle, die rechte Fokuselektrode und die vordere Anode. Die linke Fokuselektrode und die hintere Anode werden von der Hülle verdeckt.

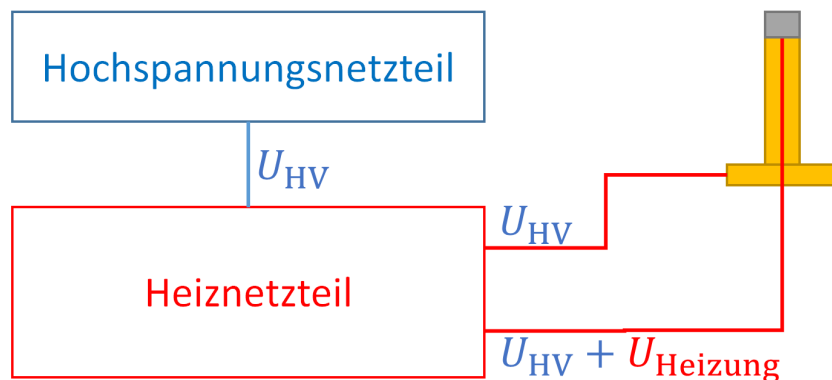


Abbildung 3.7: Aufbau der Spannungsversorgung der Kathode. Ein Hochspannungsnetzteil (blau), welches bei bis zu 4000 V einen Strom von bis zu 200 mA liefern kann, versorgt die Kathode und legt gleichzeitig ein isoliertes zweites Heiznetzteil (rot) auf ein gegenüber der Erde positiveres Potential. Das Heiznetzteil liefert eine zusätzliche Spannung, die für den Heizstromkreis sorgt. In gelb ist die Kathode und in grau das emittierende und zu heizende Material angedeutet.

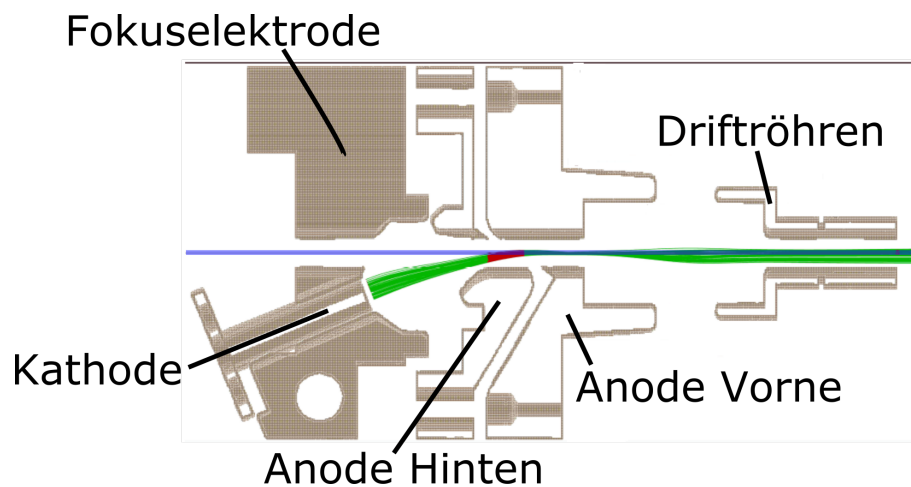


Abbildung 3.8: Schnittansicht einer Simulation der Extraktion des Elektronenstrahls aus der Kanone unter Berücksichtigung des Magnetfeldes. In blau ist die Strahlachse angedeutet. Durch unterschiedliche Spannungen an der hinteren und vorderen Anode kann der Strahl gelenkt werden. Bild [Büc13].

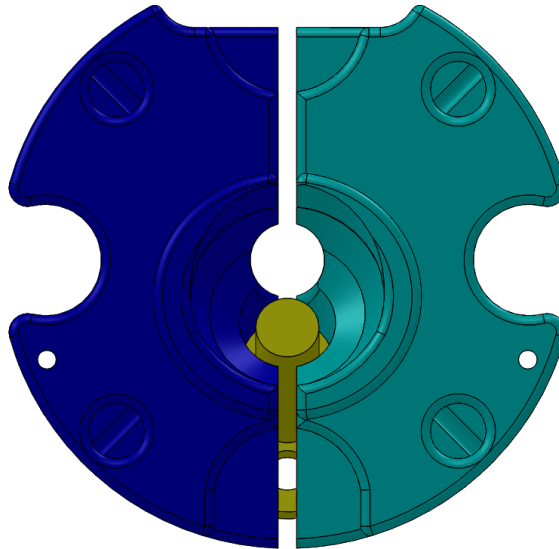


Abbildung 3.9: Frontale Ansicht der Fokuselektroden der Kanone entlang der Strahlachse. In gelb ist die angewinkelte Kathode, in blau beziehungsweise türkis die beiden Fokuselektroden dargestellt. Um die auf den Strahl wirkende Lorentzkraft zu kompensieren können an den beiden Fokuselektroden unterschiedliche Spannungen angelegt werden.

tronen werden von der Kathode emittiert. Ist die Beschleunigungsspannung jedoch zu hoch, kann kein verlustfreies Umlenken des Strahls auf die Strahlachse gewährleistet werden und Elektronen treffen auf die Anoden, wodurch diese aufgeheizt werden.

Für Kathodenspannungen bis -2000 V stellte sich heraus, dass bei ausreichender Stromstärke (bis zu 25 mA) der Strahl mit zufriedenstellender Transmission ($>99\%$) auf den Kollektor trifft. Für höhere Kathodenspannungen treffen Elektronen auf die Anoden, wodurch die Transmission sinkt und die Elektronenemission und die Stabilität des Strahls limitiert ist.

Da die Strahlenergie von der Spannungsdifferenz zwischen Kathode und Fallenelektrode ($U_{\text{Falle,max}} = 6\text{ keV}$) abhängt, können so stabile Strahlenergien von bis zu 8 keV erreicht werden.

3.4 Driftröhren

Zur Speicherung der Ionen wurde in die PolarX-EBIT ein neuentwickelter Driftröhrenaufbau installiert [Mic]. Da im Vergleich zu den größeren EBIT-Modellen das Kammerzentrum mit einem Durchmesser von 16 mm deutlich kleiner ausfällt, wurden die Driftröhren kompakter gebaut. Auf einer Länge von 10 cm wurden insgesamt fünf Elektroden mit einem Innendurchmesser von 4 bis 6 mm angeordnet (siehe Abbildung 3.10). Auf der zur Elektronenkanone zugewandten Seite wurde für eine bessere Strahlführung zusätzlich eine Trompetenelektrode installiert. Die Fal-lenelektrode bietet insgesamt vier optische Zugänge zum Fallenzentrum mit einer Länge von jeweils 16 mm und einer Breite von 2.5 mm, durch die direkter optischer Zugang zur Ionenwolke gewährleistet wird. An jede der einzelnen Driftröhren kann individuell eine Spannung zwischen 0 V und 6000 V angelegt werden. Dadurch kann der Potentialverlauf für die verschiedenen Einsatzbereiche (z.B. Speicherung oder Extraktion) entsprechend gewählt werden. Eine Simulation, die im Entwicklungsprozess des Driftröhrenaufbaus entstand, zeigt einen möglichen Potentialverlauf und die entsprechenden Trajektorien der Elektronen des Elektronenstrahls (Abbildung 3.11).

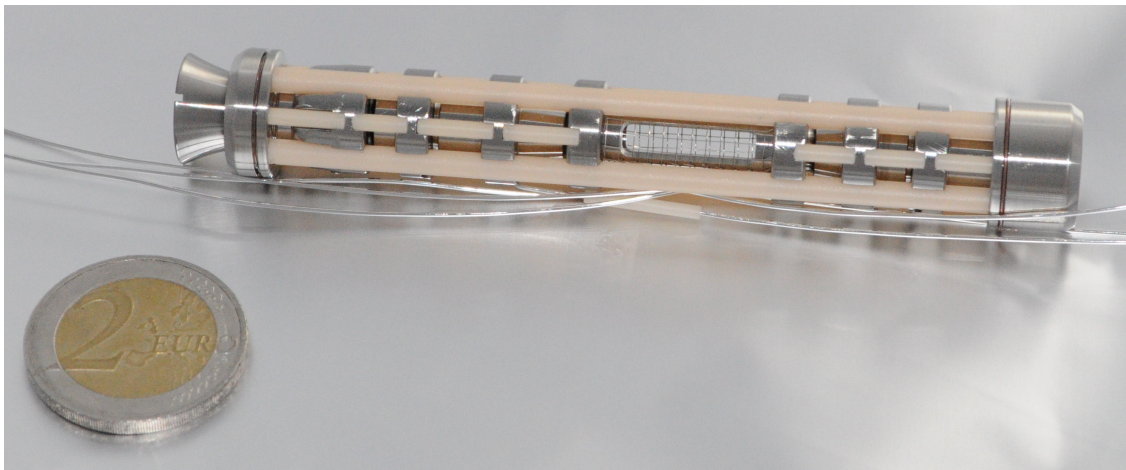


Abbildung 3.10: Aufnahme des fertigen Driftröhrenaufbaus inklusive Verkabelung.
Bildquelle: [Mic].

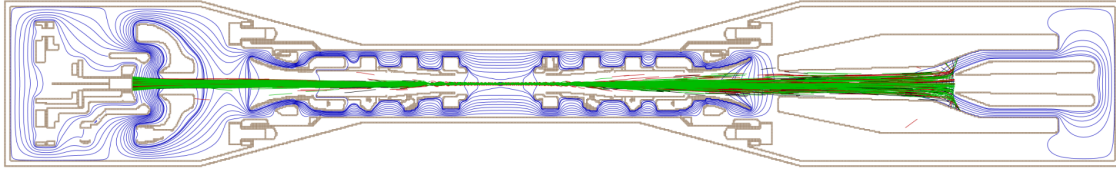


Abbildung 3.11: Simulierter Elektronenstrahlverlauf (grün) und Potentialflächen (blau). Auf der linken Seite befindet sich die Kanone, die den Elektronenstrahl erzeugt, welcher auf der rechten Seite auf den Kollektor trifft. Aufgrund des Magnetfeldes wird der Elektronenstrahl zum Fallenzentrum hin komprimiert. Bildquelle: [Mic].

3.5 Kollektor

Damit der Elektronenstrahl beziehungsweise dessen Energie aus der EBIT kontrolliert abgeführt werden kann, wird in Strahlrichtung nach den Driftröhren ein Kollektor installiert, welcher prinzipiell aus drei kupfernen, wärmeleitenden und rotationssymmetrischen Elektroden besteht (siehe Abbildung 3.12). Die in Strahlrichtung erste Elektrode ist die Auffangelektrode. Sie ist wassergekühlt und von der Vakuumkammer elektrisch isoliert. Idealerweise trifft der gesamte Elektronenstrahl auf diese Elektrode und wird über ein Strommessgerät abgeführt. Der hier gemessene Kollektorstrom ist eine der wichtigsten Diagnosegrößen, die im Verhältnis zum Emissionsstrom die Transmission des Elektronenstrahls durch die EBIT ergibt. Die beiden hinteren Extraktionselektroden werden auf ein negativeres Potential als die Kathode gelegt, wodurch garantiert wird, dass der Elektronenstrahl nicht den Kollektor verlassen und Vakuumkomponenten (beispielsweise Berylliumfenster) beschädigen kann. Außerdem können für eine Ionenextraktion die positiv geladenen Ionen dadurch in Richtung Kollektor beschleunigt und extrahiert werden. Trifft der Elektronenstrahl auf den Kollektor, wird eine Leistung

$$P = \kappa \cdot U_{\text{Kath}} \cdot I_{\text{Kath}} \quad (3.1)$$

übertragen, wobei U_{Kath} die Spannungsdifferenz zwischen Kollektor und Kathoden-

spannung, I_{Kath} die Stromstärke und κ die Transmission des Elektronenstrahls beschreibt.



Abbildung 3.12: CAD-Zeichnung des Kollektors. In rot ist die wassergekühlte, geerdete Auffangelektrode, in grün und lila sind die beiden Extraktionselektroden dargestellt. Die Wasserleitungen, über die auch der auf den Kollektor treffende Elektronenstrom gemessen wird, sind in orange dargestellt.

3.6 Injektionssystem

Im beschriebenen Aufbau kommt ein zweistufiges Injektionssystem zum Einsatz (Abbildung 3.13). Das zu untersuchende Element wird entweder bereits gasförmig am System angeschlossen oder besitzt einen so hohen Dampfdruck, dass es im Hochvakuum verdampft. Die erste Stufe wird mit dem zu untersuchenden Element geflutet und von der zweiten Stufe mit einem Feindosierventil getrennt. In der ersten Stufe wird mit geschlossenem Ventil zur Probe ein Hochvakuum erreicht ($< 10 \times 10^{-3}$ mbar), wodurch das Verdampfen von flüssigen Proben mit einem bei Zimmertemperatur hohen Dampfdruck möglich wird. Öffnet man das Feindosierventil, so gelangt das injizierte Element in die zweite Stufe, die über eine Lochblende direkt mit dem Fallenzentrum der EBIT verbunden ist. Durch die Drucksonde der zweiten Stufe ist es möglich, den Injektionsdruck in die Falle durch Justage des Feindosierventils hinreichend genau zu regeln. Der Injektionsdruck der zweiten Stufe befindet sich im Ultrahochvakuumbereich ($< 10 \times 10^{-7}$ mbar).

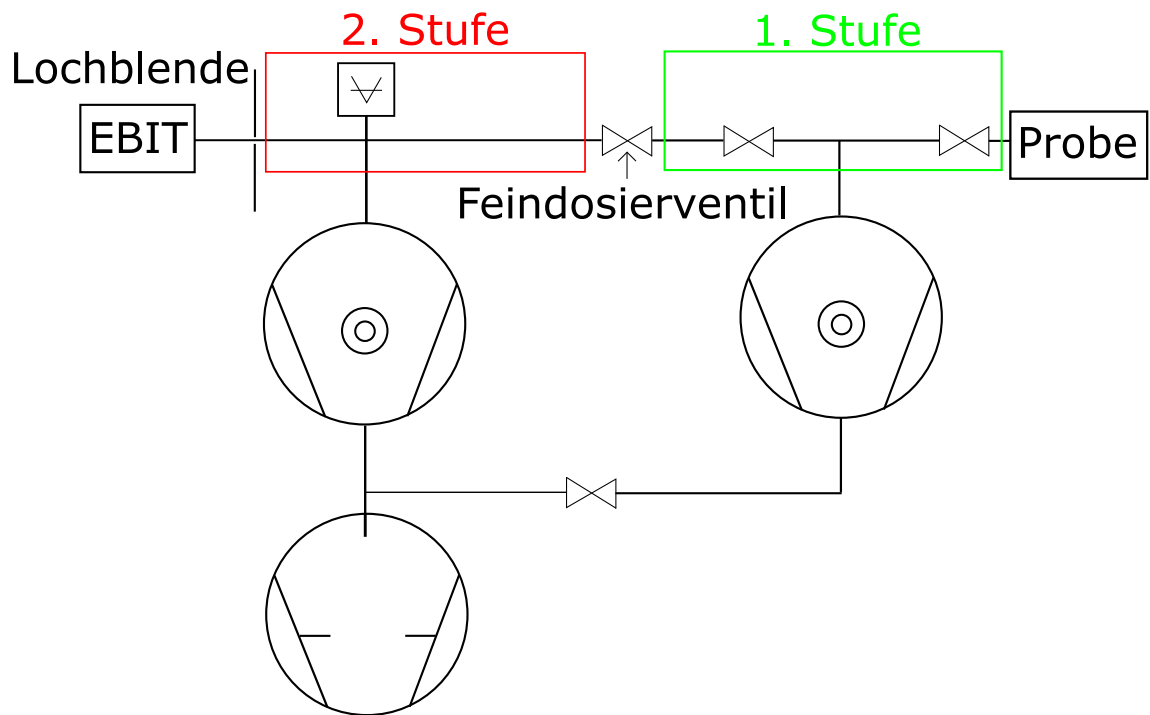


Abbildung 3.13: Schematische Darstellung des zweistufigen Injektionssystems der PolarX-EBIT. Beide Stufen werden einzeln von einer Turbomolekularpumpe gepumpt und sind durch ein Feindosierventil voneinander getrennt. Dadurch kann der Injektionsdruck, mit dem das zu untersuchende Element in die EBIT injiziert wird, justiert werden.

3.7 Photonendetektion

Detektorsystem

Die in der EBIT produzierten Photonen werden je nach Energiebereich von verschiedenen Detektoren nachgewiesen. Im Röntgenenergiebereich (ab 1500 eV) kommen Halbleiterdetektoren zum Einsatz, welche oft außerhalb des Vakuumsystems montiert werden. Da herkömmliche Glasfenster wie auch der Stahl der Vakuumkammer in diesem Energiebereich einen Großteil der Strahlung absorbieren, werden deshalb Berylliumfenster sowohl an der zentralen Kammer als auch am Detektor eingesetzt. Das Absorptionsspektrum eines Berylliumfensters entsprechender Dicke ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Unterhalb von 1200 eV findet keine Transmission durch das Fenster statt. Ab 1200 eV steigt die Transmission stark an und beträgt bereits bei Photonenenergien von 3000 eV 70 %.

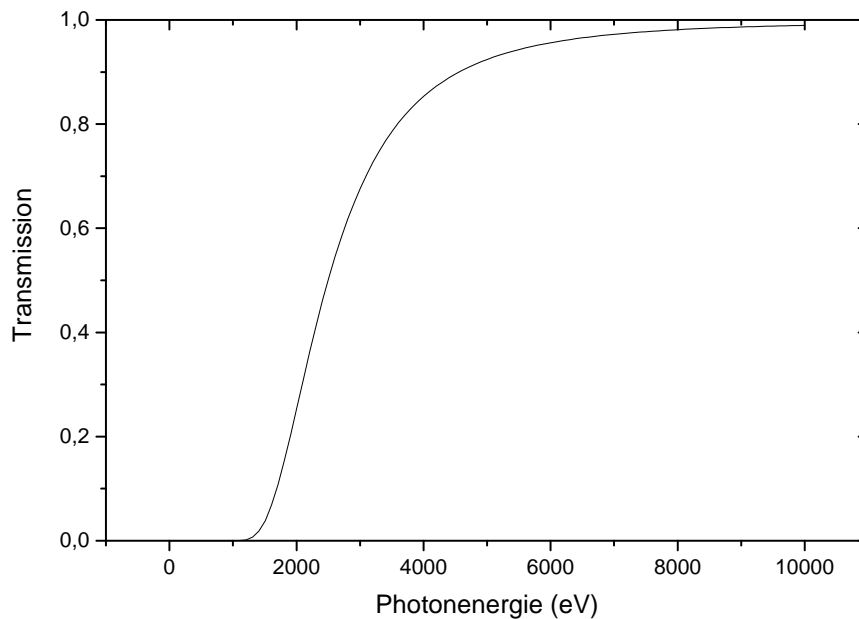


Abbildung 3.14: Transmission eines Berylliumfensters der Dicke 100 μm und Dichte 1.848 g cm^{-3} . Datenquelle: <http://henke.lbl.gov/>.

In diesem experimentellen Aufbau wurde ein Halbleiter-Röntgendetektor eingesetzt. Die Hauptkomponente eines solchen Detektors besteht beispielsweise aus einem Germaniumkristall, in dem die Niveaustuktur der äußeren Elektronen prinzipiell aus zwei Bändern besteht (siehe Abbildung 3.15) [zN06]. Für die äußeren Elektronen gibt es sowohl im sogenannten Valenzband als auch im Leitungsband viele nah beieinander liegende diskrete Energieniveaus. Diese Energieniveaus entstehen durch die enge und gleichmäßige Anordnung der Atome im Kristall, wodurch die Wellenfunktionen der einzelnen Elektronen überlappen. Durch das Aufheben der Entartungen aufgrund des Pauliprinzips entsteht die Bandstruktur. Während im Valenzband die Elektronen fest an den Atomrumpf gebunden sind, sind die Elektronen im Leitungsband frei beweglich. Zwischen diesen beiden Bändern existiert ein Bereich, in dem keine erlaubten Zustände vorhanden sind. Diese verbotene Energielücke trennt das Valenzband und das Leitungsband voneinander mit einer Breite von wenigen eV. Die thermische Energie der Elektronen im Valenzband bei Zimmertemperatur reicht aus, um das Leitungsband zu erreichen. Legt man am Kristall eine Hochspannung an, so werden die freien Elektronen zur Anode beschleunigt und es fließt ein konstanter Strom. Kühlt man den Kristall mit flüssigem Stickstoff, reicht die Energie der Elektronen nicht mehr aus, um das Leitungsband zu erreichen und fast alle Elektronen befinden sich im Valenzband.

Fügt man dem Kristall drei- oder fünf-wertige Störatome hinzu, so entsteht Elektronenmangel beziehungsweise -überschuss (Siehe Abbildung 3.16). Im Falle von fünf-wertigen Störatomen entsteht durch das zusätzliche Elektron ein Überschuss und man spricht von einem n-dotierten Halbleiter. Bei drei-wertigen Störatomen herrscht Elektronenmangel und wird p-dotierter Halbleiter genannt. Verbindet man einen p-dotierten Halbleiter mit einem n-dotierten im thermischen Gleichgewicht, so diffundieren Elektronen und Löcher, bis das entstehende E-Feld zu einem Gleichgewicht führt. Es entsteht eine Grenzschicht und es bildet sich eine sogenannte Diode. Legt man eine Spannung in Sperrrichtung an, das heißt am p-dotierten Halbleiter eine negative und am n-dotierten eine positive Spannung, kann kein Strom fließen.

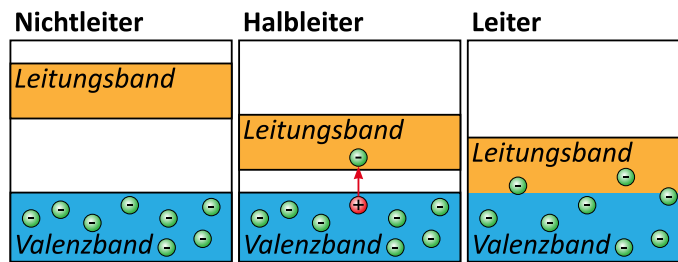


Abbildung 3.15: Das Valenz- und Leitungsband jeweils schematisch für einen Leiter, Nichtleiter und einen Halbleiter dargestellt. Bei einem Leiter liegen Leitungs- und Valenzband beieinander, sodass sich Elektronen frei bewegen können. Bei Halb- und Nichtleitern werden die beiden Bänder von einem verbotenen Bereich getrennt, wodurch ein freier Fluss nicht möglich ist. Bei Halbleitern reicht oft die thermische Energie der Elektronen im Valenzband bei Zimmertemperatur aus, um die Bandlücke zum Leitungsband zu überspringen, weswegen sie meist gekühlt eingesetzt werden. Bildquelle: [Gö17].

Interagiert ein eintreffendes Photon mit der Diode, so überträgt das Photon seine Energie und es entstehen Elektron-Lochpaare, welche aufgrund der hohen Vorspannung entsprechend zur Anode beziehungsweise Kathode fließen (siehe Abbildung 3.17). Es fließt ein kleiner Strom der proportional zur deportierten Energie des Photons ist. Dieser Puls wird verstärkt und analysiert, sodass er von einem Datenaufnahmesystem ausgelesen werden kann.

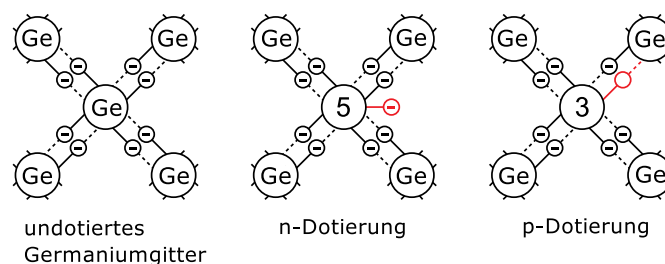


Abbildung 3.16: Undotiertes Germanium, sowie dessen n- und p-Dotierung, bei der entweder ein zusätzliches Elektron vorhanden ist oder ein Elektron entfernt wurde. Man spricht auch von drei- beziehungsweise fünfwertigen Störatomen. Bildquelle: [Gö17].

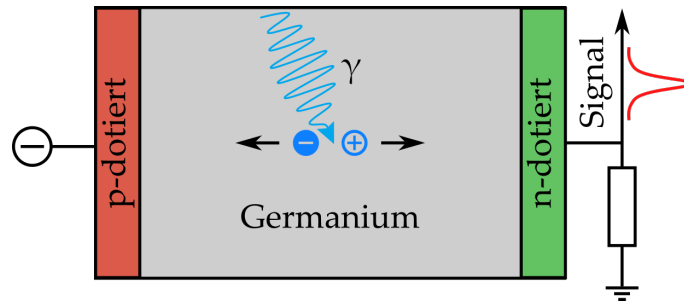


Abbildung 3.17: Eine Halbleiterdiode in Sperrrichtung betrieben. Ohne Wechselwirkung mit einem äußeren Partikel kann kein Strom zwischen Anode und Kathode fließen. Trifft ein Photon auf die Diode, so wird ein Strom messbar, der proportional zur deponierten Energie ist. Bildquelle: [War17]

Datenaufnahmesystem

Die vom Spektroskopieverstärker ausgegebene Pulse werden mit einem MPA4 Datenaufnahmesystem der Firma FAST ComTec weiterverarbeitet. Dabei gibt es zwei verschiedene Möglichkeiten in bis zu 8196 Kanäle das Signal zu digitalisieren: Im Pulshöhenanalyse-Modus wird die Fläche eines einkommenden Pulses durch dessen Integration berechnet und entsprechend der Größe einem Kanal beziehungsweise einer Energie zugewiesen. Im Analogspannungsanalyse-Modus (SVA) kann eine anliegende Gleichspannung zwischen 0 V und 10 V digitalisiert werden. Dabei findet im SVA-Modus immer eine Digitalisierung statt, sofern der Kanal über den „Gate“ getriggert wird. In der Regel wird hier das Monitorsignal des eigentlichen Detektorsignals als Trigger eingespeist. Dies bedeutet, dass immer dann eine Spannung digitalisiert wird, sobald der Detektor ein Signal liefert.

4 Datenauswertung

4.1 Messmethode

Zur Charakterisierung einer EBIT bieten sich resonante Rekombinationsprozesse an (siehe Kapitel 2.4), da diese bereits in der Vergangenheit genau berechnet und untersucht wurden und viele Einblicke bezüglich der Eigenschaften des Elektronenstrahls ermöglichen [Bau12]. In dieser Arbeit wurden die KLL-Resonanzen von Argon vermessen, da diese zur resonanten Anregung eine kinetische Energie des Elektronenstrahls im Bereich von 2.1 keV bis 2.6 keV benötigen, welcher sich für die Erstinbetriebnahme neuer Kanonen als geeignet erwiesen hat. Außerdem werden die abgestrahlten Photonen mit einer Energie von etwa 3 keV nur teilweise von den Berylliumfenstern absorbiert, wodurch sie vom benutzten Detektionssystem aufgenommen werden können.

Es wurde Argon mit einer Reinheit von über 99.999 % an das Injektionssystem angeschlossen. Mit einem Druck im Injektionssystem von 1×10^{-8} mbar bis 1×10^{-7} mbar wurde Argon in die zweite Stufe injiziert (siehe Kapitel 3.6). Für eine Messung der dielektronischen Rekombination muss das Röntgenspektrum der Ionenwolke als Funktion der Elektronenstrahlenergie aufgenommen werden. Mittels einer Rampe wird dazu die Elektronenstrahlenergie zwischen Start- und Endenergie innerhalb der vorgegebenen Laufzeit linear erhöht. Das Verfahren der Strahlenergie kann durch eine Änderung der anliegenden Spannung an der Fallenelektrode oder an der Kathode realisiert werden. Bei der hier eingesetzten Off-Axis-Kanone ist eine ständige Änderung der Kathodenspannung schwieriger als bei den üblichen On-Axis-Lösungen, da bei einer Erhöhung oder Erniedrigung der Kathodenspannung auch die Span-

nungen der Anoden entsprechend nachgeregelt werden müssen, damit der Strahl noch ohne Verluste auf die Strahlachse gelenkt werden kann (siehe Kapitel 3.3). Daher wird in diesem Fall die Energie über die Spannung der Fallenelektrode und deren unmittelbaren Nachbarn verfahren. Dadurch bleiben die Spannungen innerhalb der Kanone konstant, wodurch ein stabiler Strahl gewährleistet wird. Mittels Software wird für jeden Zeitpunkt des Messzyklus der entsprechende Spannungswert berechnet und an die Netzteile der Driftröhrenelektroden und an das MPA4-System (siehe Kapitel 3.7) übergeben. Parallel zur Elektronenstrahlenergieanlage entleert ein zweites Programm in regelmäßigen Abständen die Falle, das heißt die Spannung der mittleren Driftröhre wird so stark erhöht, sodass sich das Fallenpotential invertiert und keine Ionen mehr gespeichert werden können. Das Signal, wann einer dieser sogenannten „Dumps“ stattfindet, wird ebenfalls an das MPA4-System übergeben. Wichtig hierbei ist, dass das Verhältnis der Laufzeit der Energieanlage und der zeitlichen Abstände der Dumps irrational ist, damit die Dumps in jedem Messzyklus bei unterschiedlichen Elektronenstrahlenergien stattfinden. Eine Übersicht des Versuchsaufbaus ist in Abbildung 4.1 zu sehen.

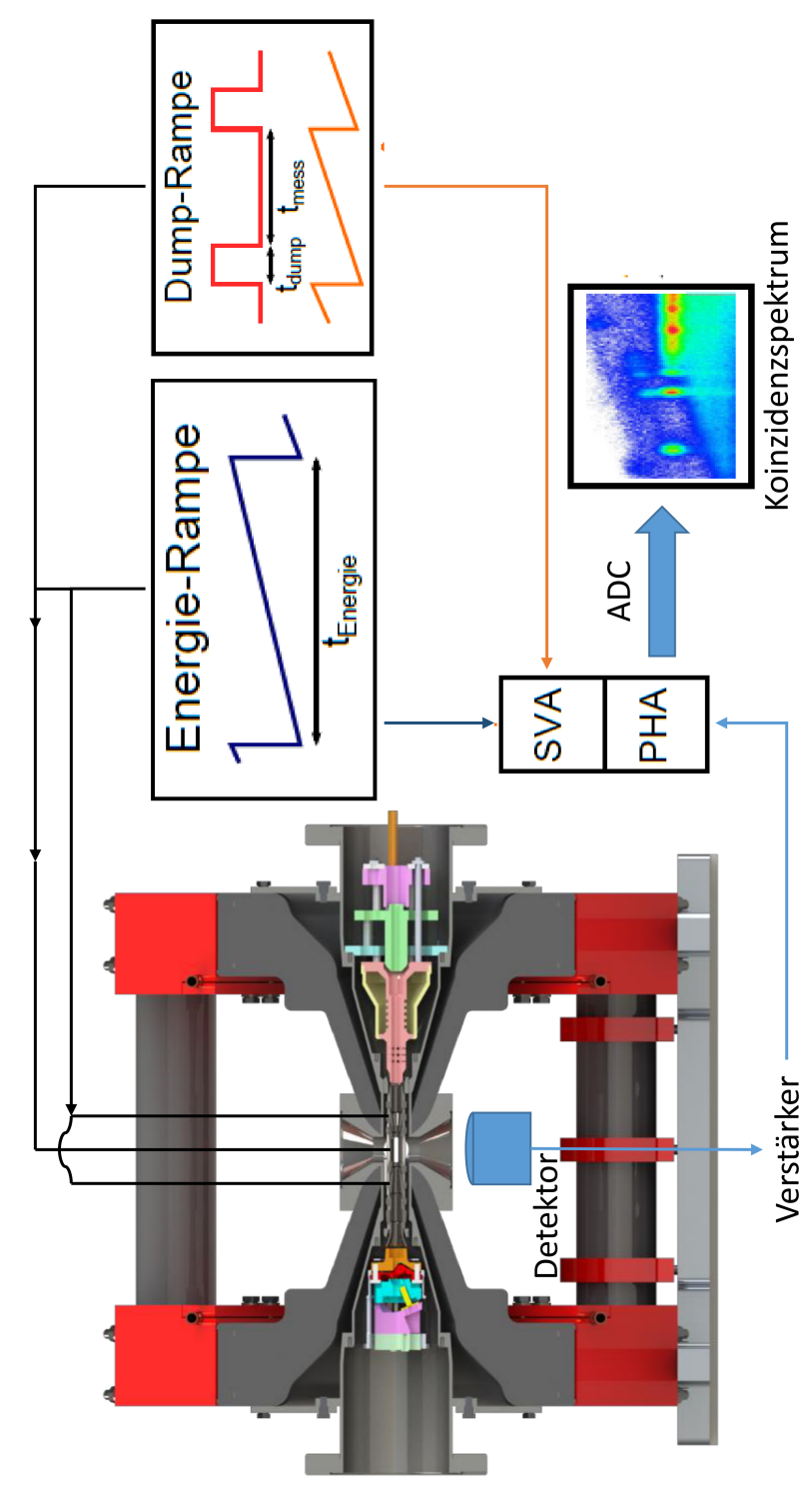


Abbildung 4.1: Aufbau einer DR-Messung mit der PolarX-EBIT. Die Energierampe ändert die Spannung der mittleren drei Driftröhren. Die Dump-Rampe erhöht in regelmäßigen Abständen die Spannung der Fallenelektrode, sodass die Falle geleert wird. Beide Rampen und das Photonensignal werden mittels ADCs digitalisiert und bilden das Koinzidenzspektrum. Schemazeichnung angelehnt an [Bau12].

Die Messung selbst wird, wie in Kapitel 3.7 beschrieben, mittels eines MPA4 Datenaufnahmesystems erfasst. Dabei wird jedes Ereignis, in diesem Fall ein eintreffendes Photon, der entsprechenden Photonenenergie, Strahlenergie und Zeitpunkt im Dumpintervall zugeordnet. Diese Ereignisse werden mit einem Zeitstempel in einer sogenannten Listfile (*.lst) abgespeichert und können bei der Auswertung selektiert werden. Die maximale Auflösung eines einzelnen Analog-Digital-Wandlers (ADC) beträgt 8196 Kanäle, welche im Regelfall auch alle benutzt werden. Zeichnet man das Photonensignal beispielsweise zwischen 0 und 10 keV auf, beträgt die maximale Auflösung des Datenaufnahmesystems circa 1.2 eV. Ist die Signalzählrate jedoch niedrig, kann es bei einer hohen Anzahl an Kanälen lange dauern, bis eine zufriedenstellende Statistik erreicht wird. Daher können bei der Auswertung mehrere Kanäle „gebinnt“ werden, das heißt mehrere benachbarte Kanäle werden zu einem zusammengefasst. Dadurch wird die Statistik erhöht, die Auflösung kann jedoch bei zu starkem Binning verringert werden. Bei einer Detektorauflösung von mehreren hundert eV ist die Auflösung des Datenaufnahmesystems in den meisten Fällen allerdings zu vernachlässigen.

Durch ein drittes Programm wird während der Messung die Konstanz der Stromstärke des Elektronenstrahls gewährleistet, wodurch die zeitlichen Schwankungen der Raumladung des Elektronenstrahls minimiert und dadurch eine zusätzliche Verbreiterung der Resonanzen unterbunden wird. Wird die Energie des Strahls erhöht, so werden die Elektronen stärker beschleunigt, wodurch die Emission steigt. Die aktive Elektronenstromregelung überprüft den Kollektorstrom, also den Strom, der tatsächlich durch die Falle auf den Kollektor gelangt, und korrigiert mittels der an den Fokuselektroden der Kanone angelegten Spannungen die Emission der Kathode. Messungen ergaben, dass der tatsächliche Strahlstrom um maximal 0.05 mA vom Sollwert abweicht.

4.2 Übersichtsspektrum

In Abbildung 4.2 ist ein aufgenommenes Spektrum mit einer Strahlenergie von 1500 eV bis 6000 eV dargestellt. In der Abbildung selbst wurden bekannte Strukturen gekennzeichnet. Im Gegensatz zu Spektren, die mit anderen EBITs vermessen wurden, sind in diesem Fall die K_α und K_β Zerfälle von Titan bei circa 4400 eV beziehungsweise 4900 eV Photonenenergie durch die direkte Anregung dominant. Grund hierfür sind die Driftröhren, die hauptsächlich aus Titan bestehen. Trifft der Elektronenstrahl auf die Fallenelektroden, so werden Titanatome aus der Oberfläche freigesetzt. Des Weiteren sind dielektronische und radiative Rekombinationen an Wolfram und Barium zu erkennen, da diese Elemente von der heißen Kathode emittiert werden. Ab einer Strahlenergie von circa 4 keV können die ersten Elektronen der 3d-Schale von Wolfram entfernt werden, wodurch eine radiative Rekombination freier Elektronen in diese Schale stattfinden kann. Der selbe Effekt, ebenfalls für 3d-Elektronen, tritt für Barium ab einer Energie von 1700 eV auf. Aufgrund der Injektion von Argon sind zusätzlich dessen dielektronischen (KLL, KLM, et cetera) und radiativen Rekombinationen zu erkennen.

Projiziert man einen bestimmten Photonenenergiebereich, der der zu untersuchenden Resonanz entspricht (hier: KLL von Argon), auf die Elektronenstrahlenergieachse, so erhält man eine eindimensionale Darstellung (Abbildung 4.3), die die Anzahl der gemessenen Photonen in Abhängigkeit der Elektronenstrahlenergie darstellt.

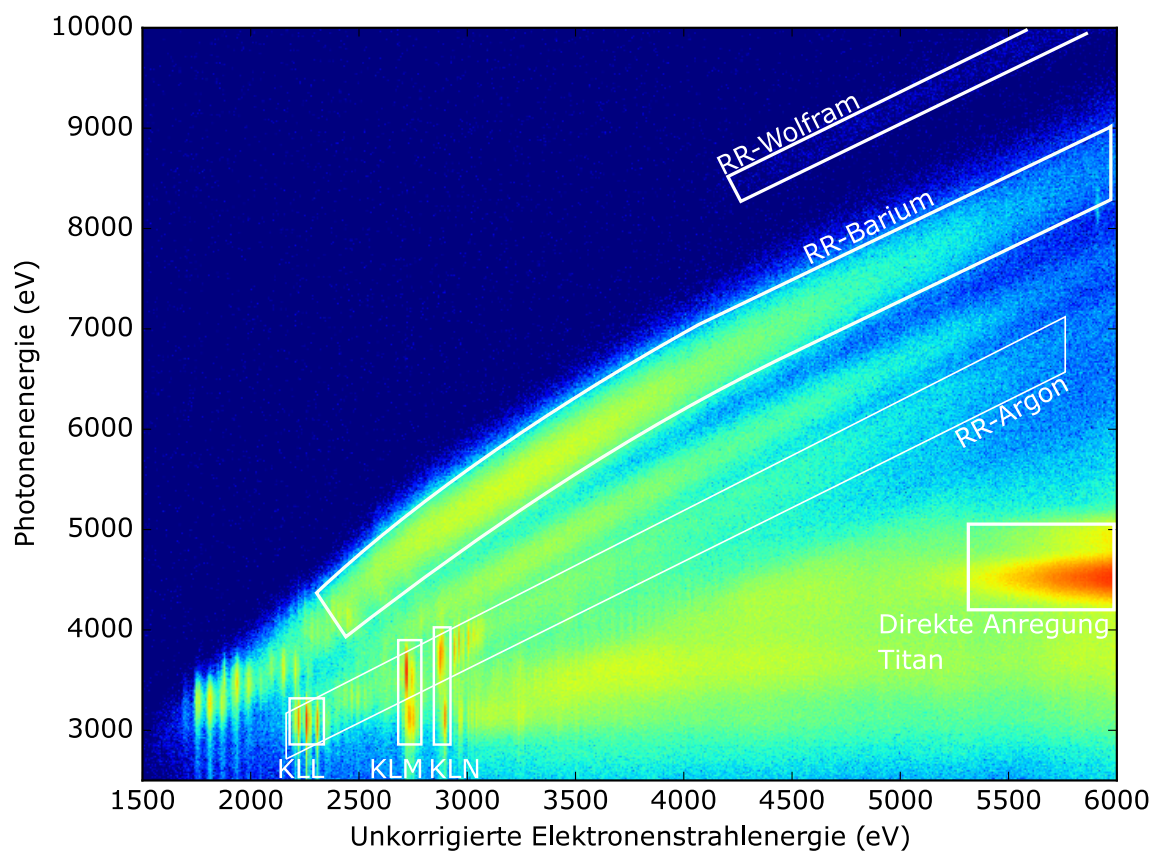


Abbildung 4.2: Übersichtsspektrum der dielektronischen und radiativen Rekombinationen in einem Energiebereich des Elektronenstrahls von 1500 eV bis 6000 eV bei geöffneter Argoninjektion. Die Photonenergie ist vertikal im Bereich von 2500 eV bis 10 000 eV aufgetragen. Bekannte Strukturen von Argon, Barium, Titan und Wolfram wurden gekennzeichnet. Die Elektronenstrahlenergie ist unkorrigiert, das heißt Raumladungseffekte wurden nicht berücksichtigt.

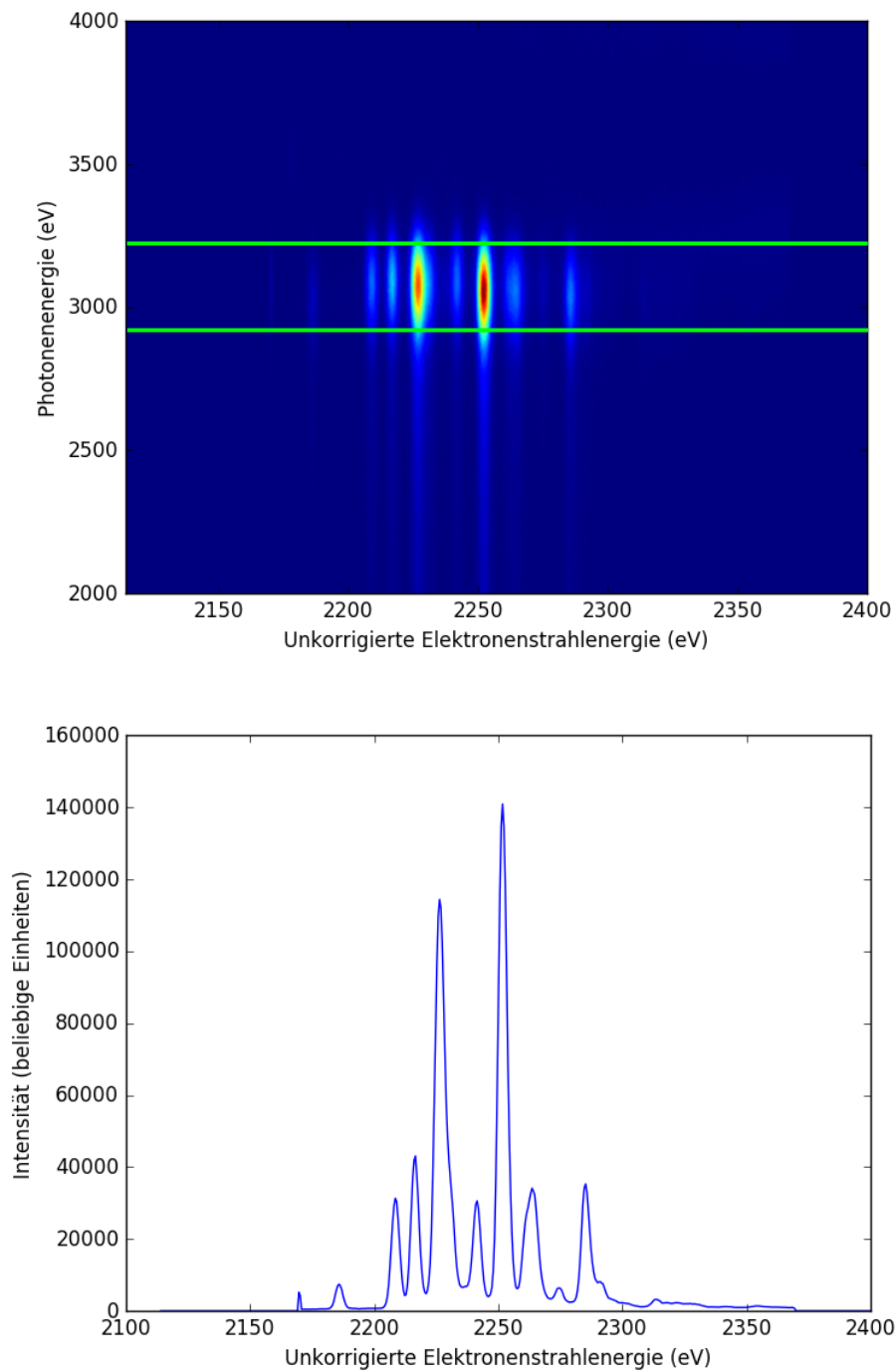


Abbildung 4.3: Oben: Eine zweidimensionale Darstellung der dielektronischen Rekombination von Argon. Auf der horizontalen Achse ist die Elektronenstrahlenergie dargestellt, auf der vertikalen Achse die Photonenergie. In grün wurde der Photonenenergiebereich gekennzeichnet, der zur Projektion ausgewählt wurde. Unten: Darstellung der Projektion des gekennzeichneten Photonenenergiebereichs in der zweidimensionalen Darstellung. Die vertikale Achse beschreibt die Intensität der einzelnen Resonanzen.

In Abbildung 4.4 ist ein Spektrum eines verkleinerten Elektronenstrahlenergiebereichs zwischen 1500 eV und 3700 eV bei geschlossener Argon-Injektion dargestellt. Viele der aufgenommenen Resonanzen können auf MNO-DR von Wolfram und radiative Rekombinationen von Barium eingegrenzt werden. Übergänge im Elektronenstrahlenergiebereich von 3300 eV bis 3500 eV bei einer Energie der abgestrahlten Photonen von etwa 4300 eV können als KLL-DR von Titan identifiziert werden. Diese Resonanzen werden in Kapitel 4.6.2 detaillierter untersucht.

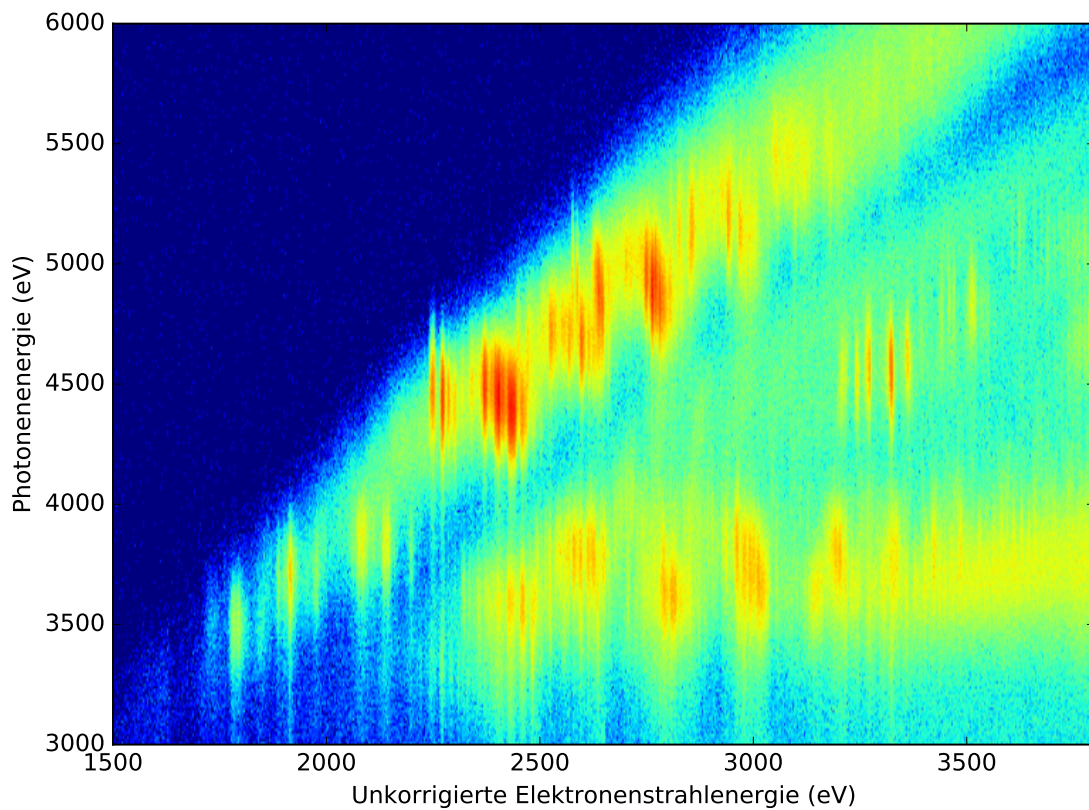


Abbildung 4.4: Aufgenommenes Spektrum bei geschlossener Injektion in einem Elektronenstrahlenergiebereich zwischen 1500 eV und 3700 eV. Viele der Linien sind bisher unbekannt, sind aber wahrscheinlich den beim Bau des Experimentes eingesetzten Elementen Barium, Wolfram, Titan, Aluminium und Kupfer zuzuordnen.

4.3 Dielektronische Rekombination an Argon

Im folgenden Kapitel wird eine Messung der dielektronischen Rekombinationen an Argon Ionen vorgestellt. Dabei werden die Messdaten der resonanten Rekombinationen zur Untersuchung der Energieauflösung des Elektronenstrahls benutzt.

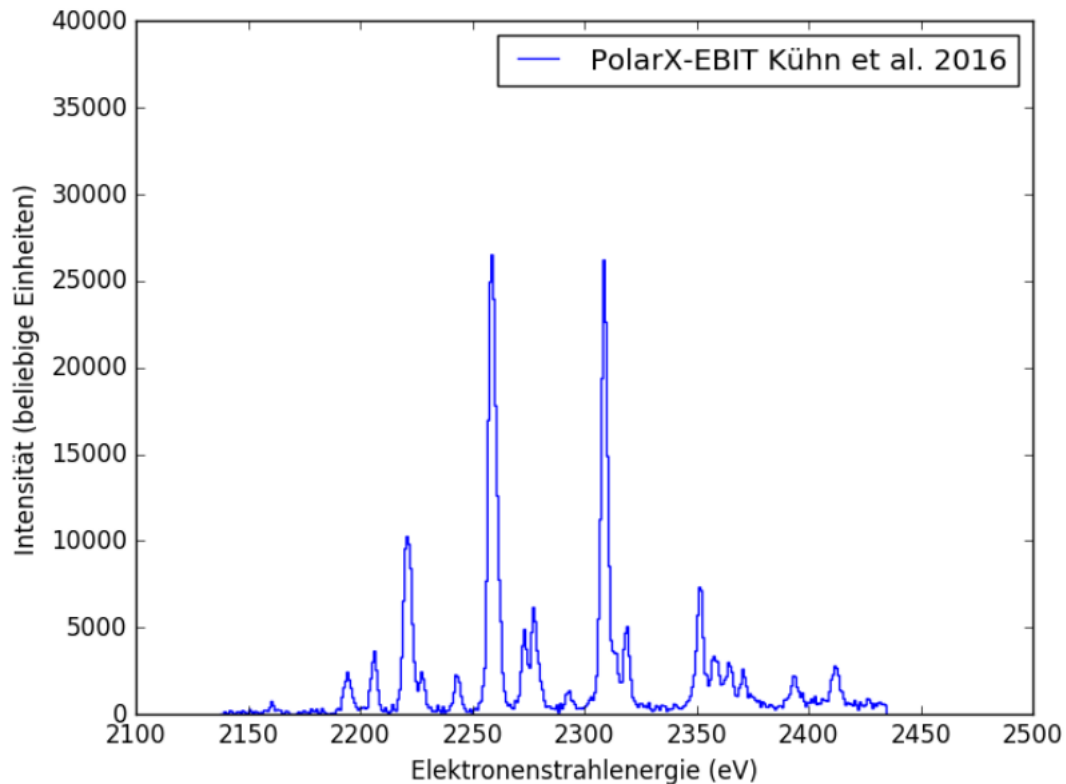


Abbildung 4.5: Projektion der KLL-DR Messung an Argon in einem Elektronenstrahlenergiebereich von 2150 eV bis 2430 eV bei einer konstanten Stromstärke von 2.5 mA. Auffällig gegenüber der Projektion aus Abbildung 4.3 ist die sowohl verbesserte Auflösung der einzelnen Resonanzen als auch die schlechtere Statistik.

In Abbildung 4.5 ist eine KLL-DR-Messung an Argon über einen Elektronenstrahlenergiebereich von 2150 eV bis 2430 eV bei einer konstanten Stromstärke von 2.5 mA dargestellt. Auffällig gegenüber der Projektion aus Abbildung 4.3 ist sowohl die verbesserte Auflösung der einzelnen Resonanzen als auch die schlechtere Statistik aufgrund der niedrigeren Zählrate.

4.3.1 Auflösung der Elektronenstrahlenergie

Bei einer Messung der dielektronischen Rekombinationen eines Elementes ist neben einer ausreichenden Zählrate und der damit verbundenen Statistik auch die Elektronenstrahlenergieauflösung wichtig. Generell gilt, dass bei höherem Elektronenstrom mehr Ionen produziert werden können und es außerdem mehr Elektronen gibt, die eine Rekombination ermöglichen. Daher steigt die Zählrate der detektierten Photonen mit steigender Stromstärke erheblich. Durch die höhere Stromstärke vergrößert sich die Stromdichte und damit auch das induzierte Potential (Kapitel 2.1) im Fallennieren, wodurch das Energieprofil des Strahls verbreitert wird. Aus Gleichung 2.7 ergibt sich für das induzierte Potential

$$\Delta\Phi \propto \frac{I_{\text{Strahl}}}{4\pi\epsilon_0 v},$$

wobei v die Geschwindigkeit der Elektronen und ϵ_0 die elektrische Feldkonstante beschreibt. Betrachtet man den Unterschied zwischen dem induzierten Potential im Fallenzentrum und in einem den Herrmann-Radius entsprechendem Abstand zur Strahlachse, so ergibt sich für $E_{\text{Strahl}} = 2500 \text{ eV}$, $I_{\text{Strahl}} = 10 \text{ mA}$ eine theoretische Verbreiterung des Strahls um circa

$$\Delta\Phi = 3 \text{ eV}.$$

Da die Geschwindigkeit der Elektronen bei gegebener Strahlenergie konstant ist, kann lediglich durch eine Veränderung des Strahlstroms Einfluss auf das induzierte Potential genommen werden.

Durch eine Verringerung der Stromstärke auf $I_{\text{Strahl}} = 2.5 \text{ mA}$ verkleinert sich die Verbreiterung deutlich, während die Zählrate der DR-Photonen allerdings aufgrund der geringeren Anzahl Ionen ebenfalls sinkt:

$$\Delta\Phi = 0.75 \text{ eV.}$$

Die Energiebreite des Elektronenstrahls bei der vorgestellten Messung ($I_{\text{Strahl}} = 2.5 \text{ mA}$) konnte auf

$$\Delta E_{\text{Strahl}} = 2.6(1) \text{ eV}$$

bestimmt werden. Der Unterschied zwischen der theoretisch erwarteten und gemessenen Energiebreite kann durch zusätzliche Verbreiterungen aufgrund der Ionenbewegungen in der Falle und Ungenauigkeiten der Netzteile begründet werden. Des Weiteren kann der, auf der Basis der Theorie von Herrmann, angenommene Elektronenstrahlradius, der zur Berechnung des induzierten Potentials benutzt wurde, erheblich vom tatsächlichen Radius abweichen.

4.3.2 Vergleich zu bisherigen Messungen und zur Theorie

Die hier vorgestellten Messungen an Argon wurden bereits in vorherigen Arbeiten vermessen [Bei12][ABCS90]. In diesem Abschnitt sollen die im Rahmen der vorliegenden Arbeit aufgenommenen Spektren mit älteren Messungen und theoretischen Berechnungen verglichen werden. In Abbildung 4.6 ist eine Messung des Wirkungsquerschnitts von helium- und lithiumartigem Argon für dielektronische Rekombinationen aus dem Jahr 1990 dargestellt. Im Vergleich mit Messungen aus dem Jahr 2012 (Beilmann et al., Abbildung 4.7) fällt auf, dass die Auflösung um einen Faktor von zehn verbessert werden konnte. Die Auflösung des hier vorgestellten Datensatzes konnte insgesamt um einen Faktor von 20 gegenüber der Messung aus dem Jahr 1990 verbessert werden.

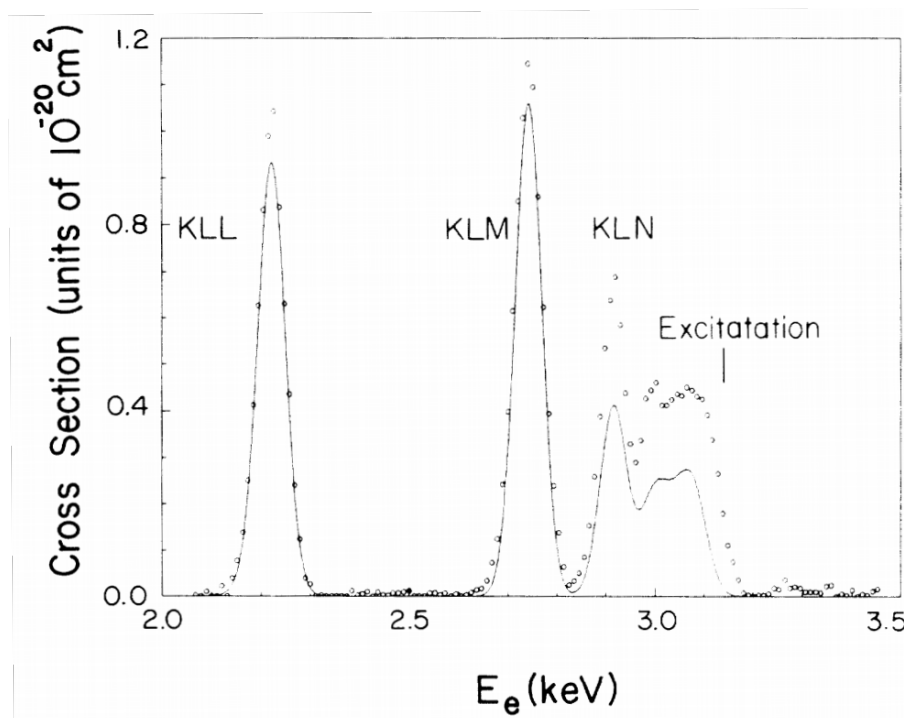


Abbildung 4.6: Gemessene Wirkungsquerschnitte von KLL-, KLM- und KLN-DR von helium- und lithiumartigem Argon aus dem Jahr 1990. Die Auflösung der Elektronenstrahlenergie wurde auf 61 eV abgeschätzt [ABCS90].

Im direkten Vergleich zwischen den Messungen von 2012 und 2016 fällt neben der verbesserten Auflösung auch zusätzlich eine Verschiebung zu leicht höheren Energien auf, welche durch die unterschiedlichen Referenztheorien erklärt werden kann. Während Beilmann et al. (2012) die Kalibrierung an den berechneten Werten von [Har11] mittels MCDF-Software (Multiconfiguration Dirac-Fock) durchführte, basiert die Kalibration der Messung Kühn et al. auf von FAC (Flexible Atomic Code) berechneten Werten. In Tabelle 4.1 sind die identifizierten KLL-DR-Resonanzen, deren Zustände, theoretischen und gemessenen Energien aufgelistet.

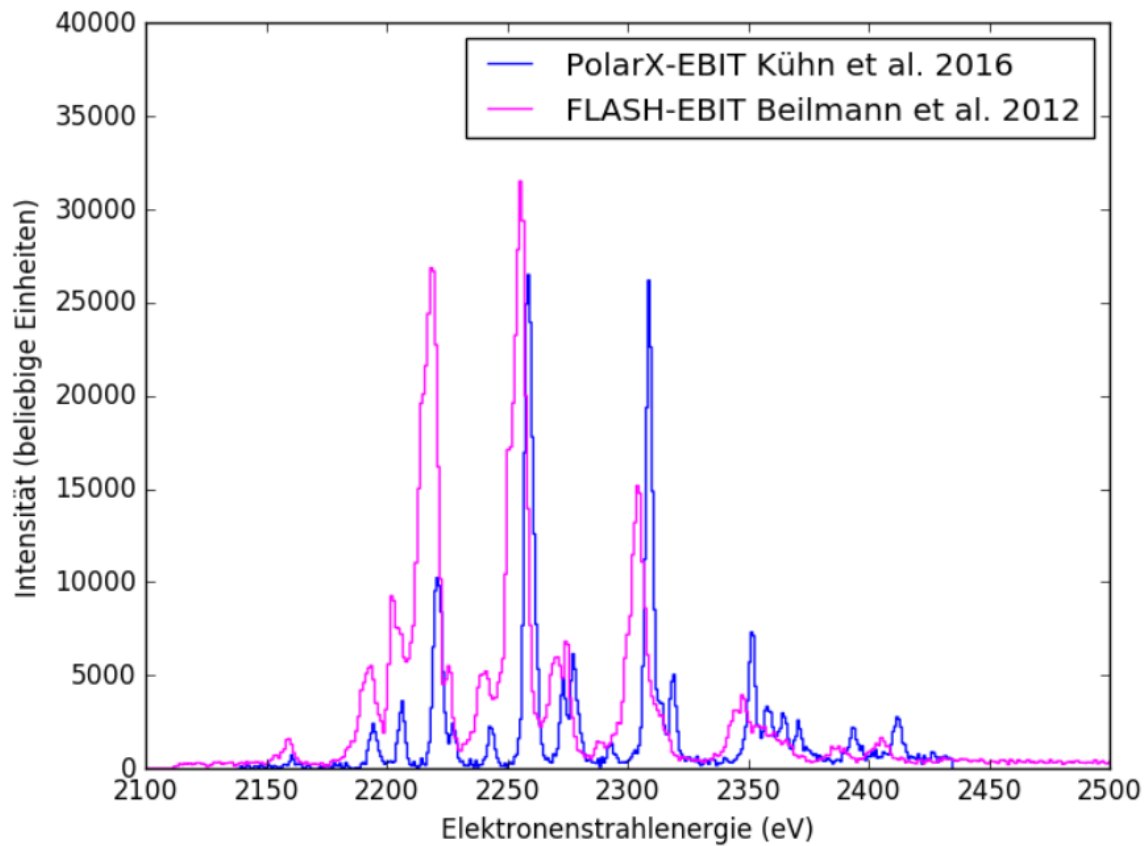


Abbildung 4.7: Vergleich der Argon Messungen an der FLASH-EBIT [Bei12] und der PolarX-EBIT. Auffällig ist die verbesserte Auflösung, die unterschiedliche Ladungszustandsverteilung und eine geringe Verschiebung der Energie zwischen den Messungen aufgrund der zur Kalibration verschieden genutzten Referenztheorien.

Die mit FAC und MCDF berechneten synthetische Spektren sind in Abbildung 4.8 dargestellt. Für helium- und lithiumartige Übergänge sind die berechneten Energien der beiden Theorien in guter Übereinstimmung. Für niedriger geladene Zustände nehmen die Energieabstände zwischen den einzelnen Resonanzen der synthetischen Spektren jedoch zu und auch die berechneten Intensitäten der Übergänge unterscheiden sich teilweise erheblich. Besonders deutlich wird dies bei den Übergängen des bor- und kohlenstoffartigen Argons bei einer Elektronenstrahlenergie zwischen 2350 eV und 2450 eV.

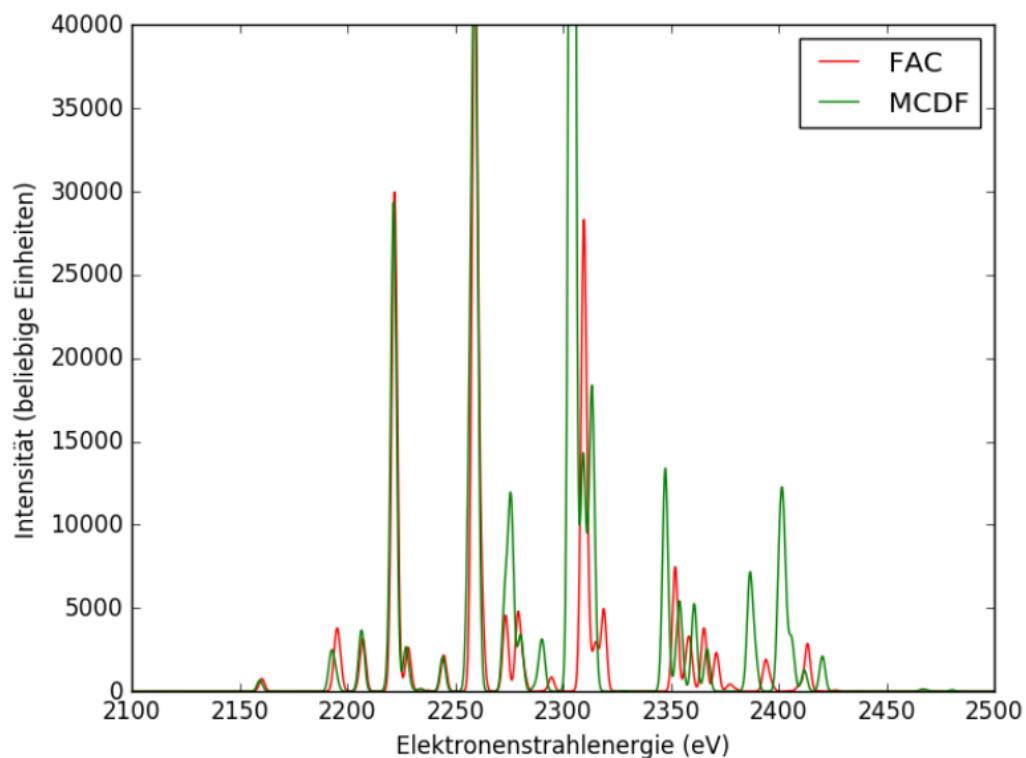


Abbildung 4.8: Vergleich der synthetischen Spektren der Argon KLL-DR berechnet mit MCDF und FAC. Auffällig ist der Energieunterschied bei den niedriger geladenen Zuständen (beryllium- bis kohlenstoffartiges Argon) und die unterschiedlichen Intensitäten der einzelnen Resonanzen.

Im direkten Vergleich der vorgestellten Messung und dem Referenzspektrum (Abbildung 4.9), stimmen die Energien der theoretischen und der experimentell gemessenen Resonanzen für alle Ladungszustände gut überein. Der Mittelwert der Abweichung

zwischen den theoretischen und gemessenen Energien der identifizierten Resonanzen beträgt

$$\Delta E = 0.43(5) \text{ eV.}$$

Die Abweichungen zwischen den berechneten und gemessenen Intensitäten (beispielsweise beim Übergang des heliumartigen Argons bei 2225 eV) entstehen, da das synthetische Spektrum die Absorptionswahrscheinlichkeit eines Elektrons des Elektronenstrahls beschreibt, das gemessene Spektrum jedoch die nach dem Elektroneneinfang emittierten Photonen beschreibt. Metastabile Zustände und Polarisierungseffekte können die gemessene Intensität gegenüber der Intensität des Absorptionsquerschnitts verändern.

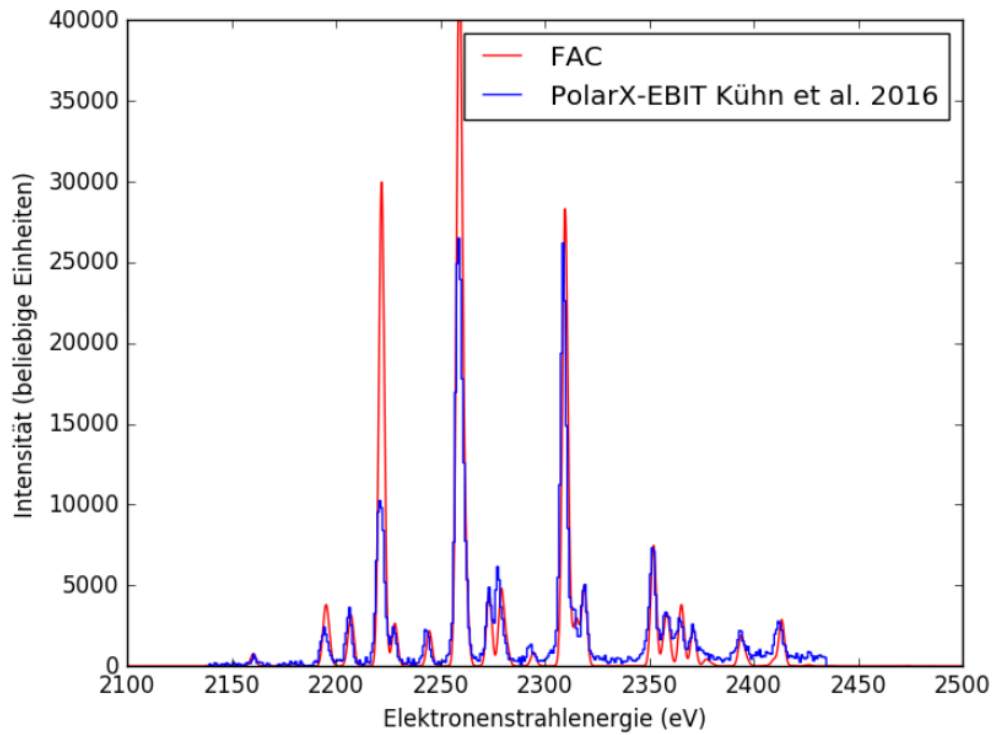


Abbildung 4.9: Vergleich der vorgestellten Messung der Argon KLL-DR mit dem zur Kalibrierung genutzten synthetischen Spektrum. Energieabstände der einzelnen Übergänge zwischen Theorie und Experiment betragen durchschnittlich $\Delta E = 0.43(5)$ eV. Die Abweichungen der Intensitäten entstehen durch den Vergleich eines Wirkungsquerschnitts des Elektroneneinfangs mit dem Emissionsspektrum von Photonen.

Tabelle 4.1: Dielektronische Resonanzen an helium- bis kohlenstoffartigen Argonionen. Die gemessenen Resonanzenergien wurden mittels den theoretisch erwarteten Werten kalibriert.

Ion	Anfangszustand	Angeregter Zustand	Experiment (eV)	Theorie (eV)
Ar ¹⁶⁺	$1s^2 \ ^1S_0$	$1s^1 2s^2 \ ^2S_{1/2}$	2161.20(4)	2160.1
Ar ¹⁶⁺	$1s^2 \ ^1S_0$	$1s^1 2s^1 2p^1 \ ^3P_{1/2}$	2194.95(7)	2194.8
Ar ¹⁶⁺	$1s^2 \ ^1S_0$	$1s^1 2s^1 2p^1 \ ^4P_{1/2}$	2206.72(6)	2207.0
Ar ¹⁶⁺	$1s^2 \ ^1S_0$	$1s^1 2s^1 2p^1 \ ^4P_{3/2}$	2206.72(6)	2207.7
Ar ¹⁶⁺	$1s^2 \ ^1S_0$	$1s^1 2p^2 \ ^3P_{3/2}$	2221.74(5)	2222.1
Ar ¹⁶⁺	$1s^2 \ ^1S_0$	$1s^1 2p^2 \ ^3P_{5/2}$	2221.74(5)	2222.2
Ar ¹⁶⁺	$1s^2 \ ^1S_0$	$1s^1 2p^2 \ ^4P_{3/2}$	2228.01(2)	2228.6
Ar ¹⁶⁺	$1s^2 \ ^1S_0$	$1s^1 2p^2 \ ^4P_{1/2}$	2243.84(6)	2245.1
Ar ¹⁵⁺	$1s^2 2s^1 \ ^2S_{1/2}$	$1s^1 2s^1 2p^2 \ ^3P_2$	2259.49(6)	2259.0
Ar ¹⁵⁺	$1s^2 2s^1 \ ^2S_{1/2}$	$1s^1 2s^1 2p^2 \ ^3P_3$	2259.49(6)	2259.2
Ar ¹⁵⁺	$1s^2 2s^1 \ ^2S_{1/2}$	$1s^1 2s^1 2p^2 \ ^5P_1$	2273.80(4)	2273.5
Ar ¹⁵⁺	$1s^2 2s^1 \ ^2S_{1/2}$	$1s^1 2s^1 2p^2 \ ^3P_2$	2278.01(8)	2278.7
Ar ¹⁵⁺	$1s^2 2s^1 \ ^2S_{1/2}$	$1s^1 2s^1 2p^2 \ ^5P_0$	2278.01(8)	2278.7
Ar ¹⁴⁺	$1s^2 2s^2 \ ^1S_0$	$1s^1 2s^2 2p^2 \ ^2P_{3/2}$	2309.42(3)	2309.3
Ar ¹⁴⁺	$1s^2 2s^2 \ ^1S_0$	$1s^1 2s^2 2p^2 \ ^2P_{5/2}$	2309.42(3)	2309.4
Ar ¹⁴⁺	$1s^2 2s^2 \ ^1S_0$	$1s^1 2s^2 2p^2 \ ^4P_{1/2}$	2319.28(4)	2318.6
Ar ¹⁴⁺	$1s^2 2s^1 2p^1 \ ^3P_1$	$1s^1 2s^1 2p^3 \ ^6P_{3/2}$	2319.28(4)	2319.5
Ar ¹³⁺	$1s^2 2s^1 2p^2 \ ^2P_{3/2}$	$1s^1 2s^1 2p^4 \ ^3P_1$	2352.09(6)	2352.1
Ar ¹³⁺	$1s^2 2s^1 2p^2 \ ^2P_{5/2}$	$1s^1 2s^1 2p^4 \ ^5P_2$	2352.09(6)	2352.0
Ar ¹³⁺	$1s^2 2s^2 2p^1 \ ^2P_{1/2}$	$1s^1 2s^2 2p^3 \ ^3P_1$	2358.79(15)	2358.8
Ar ¹³⁺	$1s^2 2s^1 2p^2 \ ^2P_{1/2}$	$1s^1 2s^1 2p^4 \ ^5P_2$	2358.79(15)	2359.3
Ar ¹³⁺	$1s^2 2s^2 2p^1 \ ^2P_{1/2}$	$1s^1 2s^2 2p^3 \ ^2P_0$	2358.79(15)	2358.0
Ar ¹³⁺	$1s^2 2s^1 2p^2 \ ^4P_{3/2}$	$1s^1 2s^1 2p^4 \ ^5P_1$	2365.15(18)	2365.3
Ar ¹³⁺	$1s^2 2p^3 \ ^2P_{3/2}$	$1s^1 2p^5 \ ^5P_2$	2365.15(18)	2365.3
Ar ¹³⁺	$1s^2 2p^3 \ ^2P_{5/2}$	$1s^1 2p^5 \ ^5P_2$	2365.15(18)	2365.1
Ar ¹³⁺	$1s^2 2s^1 2p^2 \ ^2P_{3/2}$	$1s^1 2s^1 2p^4 \ ^5P_2$	2371.38(13)	2371.3
Ar ¹³⁺	$1s^2 2s^1 2p^2 \ ^2P_{5/2}$	$1s^1 2s^1 2p^4 \ ^5P_2$	2371.38(13)	2371.3
Ar ¹²⁺	$1s^2 2s^2 2p^2 \ ^1P_1$	$1s^1 2s^2 2p^4 \ ^4P_{3/2}$	2394.27(18)	2394.5
Ar ¹²⁺	$1s^2 2s^2 2p^2 \ ^3P_2$	$1s^1 2s^2 2p^4 \ ^4P_{3/2}$	2394.27(18)	2393.0
Ar ¹²⁺	$1s^2 2s^2 2p^2 \ ^3P_2$	$1s^1 2s^2 2p^4 \ ^2P_{1/2}$	2393.81(18)	2393.0
Ar ¹²⁺	$1s^2 2s^2 2p^2 \ ^3P_2$	$1s^1 2s^2 2p^4 \ ^4P_{1/2}$	2412.52(9)	2412.4

4.4 Bestimmung des Raumladungspotentials

Die tatsächliche kinetische Energie der einzelnen Elektronen des Elektronenstrahls in der Falle weicht, wie in Kapitel 2.1 bereits beschrieben, von der, aufgrund der an den Elektroden beziehungsweise Kathode angelegten Spannungen, erwarteten Energie ab. Gründe hierfür sind die Geometrie der Falle, Austrittsarbeit der Elektronen aus der Kathode, Ungenauigkeiten der eingestellten Spannungen an den Netzteilen und vor allem Raumladungseffekte. Zur Bestimmung der Abweichung eignen sich besonders resonante Rekombinationsprozesse (siehe Kapitel 2.4.2), da diese sensitiv auf die tatsächliche lokale kinetische Energie der Elektronen sind, auf wenige eV genau berechnet werden können und für viele Elemente bereits vermessen wurden [Har11]. In dieser Arbeit wurden die KLL-Resonanzen von Argon in Abhängigkeit der Elektronenstrahlstromstärke vermessen. Da die DR ein resonanter Prozess ist, findet er nur statt, falls die Energie des Elektronenstrahls mit der Resonanzenergie übereinstimmt. Ändert sich nun mit sich erhöhender Stromstärke die Raumladung in der Falle, so ändert sich auch die effektive Elektronenstrahlenergie (siehe Kapitel 2.8). Da die Resonanzenergie jedoch gleich bleibt, scheint sich die Resonanz zu verschieben und es müssen je nach Änderung der Raumladung entweder höhere oder niedrigere Spannung an die Elektroden angelegt werden, um die Resonanzbedingung zu erfüllen.

Erweitert man eine übliche DR-Messung mit einer sich ständig ändernden Elektronenstromstärke, so erhält man einen Datensatz, der die Information enthält, bei welcher Strahlenergie die resonanten Übergänge abhängig von der Strahlstromstärke stattfinden. Eine Projektion einer solcher Messung ist in in Abbildung 4.10 dargestellt. Auf der horizontalen Achse ist die Elektronenstrahlenergie aufgetragen, auf der vertikalen Achse die Stromstärke des Elektronenstrahls. Die Fallentiefe, das heißt die Potentialdifferenz zwischen der Fallenelektrode und den zwei direkt benachbarten Elektroden, wurde während der Messung konstant auf 50 V gehalten. Das Verfahren der Strahlstromstärke wurde über eine Änderung des Sollwerts der aktiven Stromregelung realisiert.

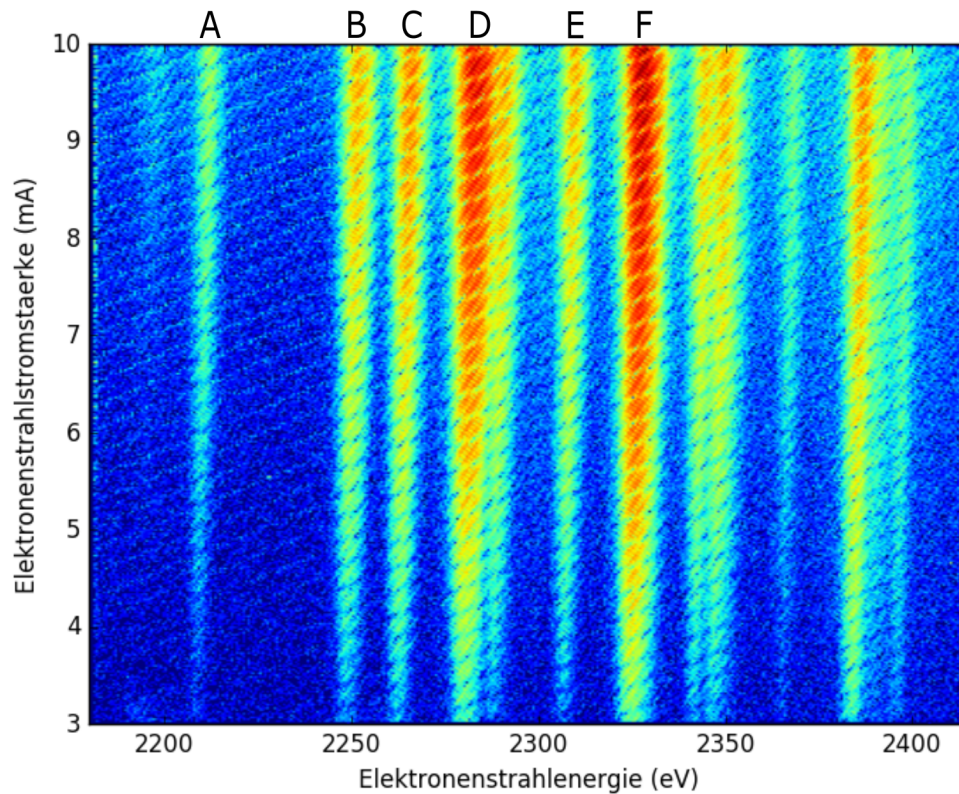


Abbildung 4.10: Projektion einer KLL-DR Messung von Argon wie in Abbildung 4.3 aufgetragen für eine sich ändernde Stromstärke des Elektronenstrahls. Auf der vertikalen Achse ist die Stromstärke, auf der horizontalen Achse die Strahlenergie aufgetragen. Die diagonalen Streifenmuster entstehen messbedingt und lassen sich nur durch sehr lange Messzeiten unterdrücken. Für höhere Strahlstromstärken verschiebt sich die benötigte Strahlenergie zur Erfüllung der Resonanzbedingung aufgrund der größeren Raumladung zu höheren Energien. Die Intensität der Resonanzen steigt, da mit steigender Stromstärke die Anzahl produzierter Ionen zunimmt. Die zur quantitativen Untersuchung der Elektronenstrahlenergieverschiebung betrachteten Resonanzen wurden mit A bis F gekennzeichnet.

Die hier behandelte Messung wurde bei einer sich ändernden Strahlstromstärke zwischen 3 mA und 10 mA aufgenommen, während die Strahlenergie zwischen 2170 eV und 2370 eV variiert wurde. Damit sich eine Abbildung wie in 4.10 ergibt muss sichergestellt werden, dass die Laufzeiten der beiden Rampen keine Vielfache voneinander sind. In diesem Fall beträgt die Laufzeit der Energierampe 600 s und die der Stromstärkenrampe 100π s.

Zur Quantifizierung der Verschiebung wurde der Messbereich zwischen 3 mA und 10 mA in 19 Intervalle unterteilt. Jedes Intervall beinhaltet daher einen Bereich von circa 0.37 mA. Insgesamt wurden sechs Resonanzen ausgewählt (vier helium-, eine lithium- und eine berylliumartige), an die in jedem Intervall jeweils eine Gaußsche Normalverteilung angepasst wurde. Die Ergebnisse der einzelnen Gaußfits wurden in Abbildung 4.11 gegen die Stromstärke des Elektronenstrahls aufgetragen. Die Fehler der Messwerte bestehen aus den statistischen Fehlern der ursprünglichen Gaußfits und dem systematischen Fehler der Nichtkonstanz der Elektronenstrahlstromstärke. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Tabelle 4.2: Ausgewählte Resonanzenergien der KLL-Argon-DR im Vergleich zwischen Theorie und Experiment. Die experimentellen Werte beschreiben die Energien der Resonanzen extrapoliert hin zu einer Stromstärke von 0 mA. Die Steigung gibt an, wie stark sich die Resonanzen bei einer Stromstärkenerhöhung verschieben.

Ion	Theo. Wert (eV)	Exp. Wert (eV)	ΔE (eV)	Steigung (eV/mA)
He-artig	2159,44	$2191,50 \pm 0,41$	$32,06 \pm 0,41$	$0,46 \pm 0,06$
He-artig	2193,58	$2225,43 \pm 0,06$	$31,85 \pm 0,06$	$0,48 \pm 0,01$
He-artig	2206,51	$2237,20 \pm 0,07$	$30,69 \pm 0,07$	$0,49 \pm 0,01$
He-artig	2244,29	$2274,89 \pm 0,06$	$30,60 \pm 0,06$	$0,45 \pm 0,01$
Li-artig	2257,83	$2290,69 \pm 0,07$	$32,86 \pm 0,07$	$0,43 \pm 0,01$
Be-artig	2309,75	$2340,74 \pm 0,05$	$30,99 \pm 0,05$	$0,45 \pm 0,01$

Die Steigung (in eV/mA) gibt an, wie stark sich die Raumladung mit steigendem Elektronenstrom erhöht. Der Mittelwert der Steigungen der sechs einzelnen Resonanzen ergibt

$$\frac{\Delta E}{\Delta I} = 0.46(6) \text{ eV mA}^{-1}. \quad (4.1)$$

Extrapoliert man die linearen Fits auf einen Strom von 0 mA, so erhält man die kinetische Energie des Elektronenstrahls, ohne den Einfluss von Raumladungseffekten.

Vergleicht man die theoretisch erwarteten Werte mit den experimentell bestimmten Werten, so fällt auf, dass der Unterschied im Schnitt

$$\Delta E = 31.5(4) \text{ eV}$$

beträgt. Dies bedeutet, dass die an den Netzteilen eingestellten Spannungen erheblich von den tatsächlich herrschenden Potentialen, die der Elektronenstrahl erfährt, abweichen. Ähnliche Messungen an Silizium in der HYPER-EBIT ergaben ein vergleichbares Ergebnis von 32.5(30) eV [Bau12].

Die Abweichung setzt sich aus verschiedenen Beiträgen zusammen. So beträgt beispielsweise die Austrittsarbeit der Elektronen aus der verwendeten Dispenserkathode bis zu 4.5 eV [hea]. Diese Energie muss durch eine leicht höhere angelegte Spannung aufgebracht werden. Die für die Driftröhren eingesetzten NHS-Netzteile der Firma iseg haben laut Herstellerangabe eine Genauigkeit von weniger als 1 V. Messungen haben ergeben, dass die tatsächlich anliegende Spannung linear von der programmierten Spannung abhängt:

$$U_{\text{Exp}} = 0.994(1)U_{\text{Set}} - 0.321(200) \text{ V}.$$

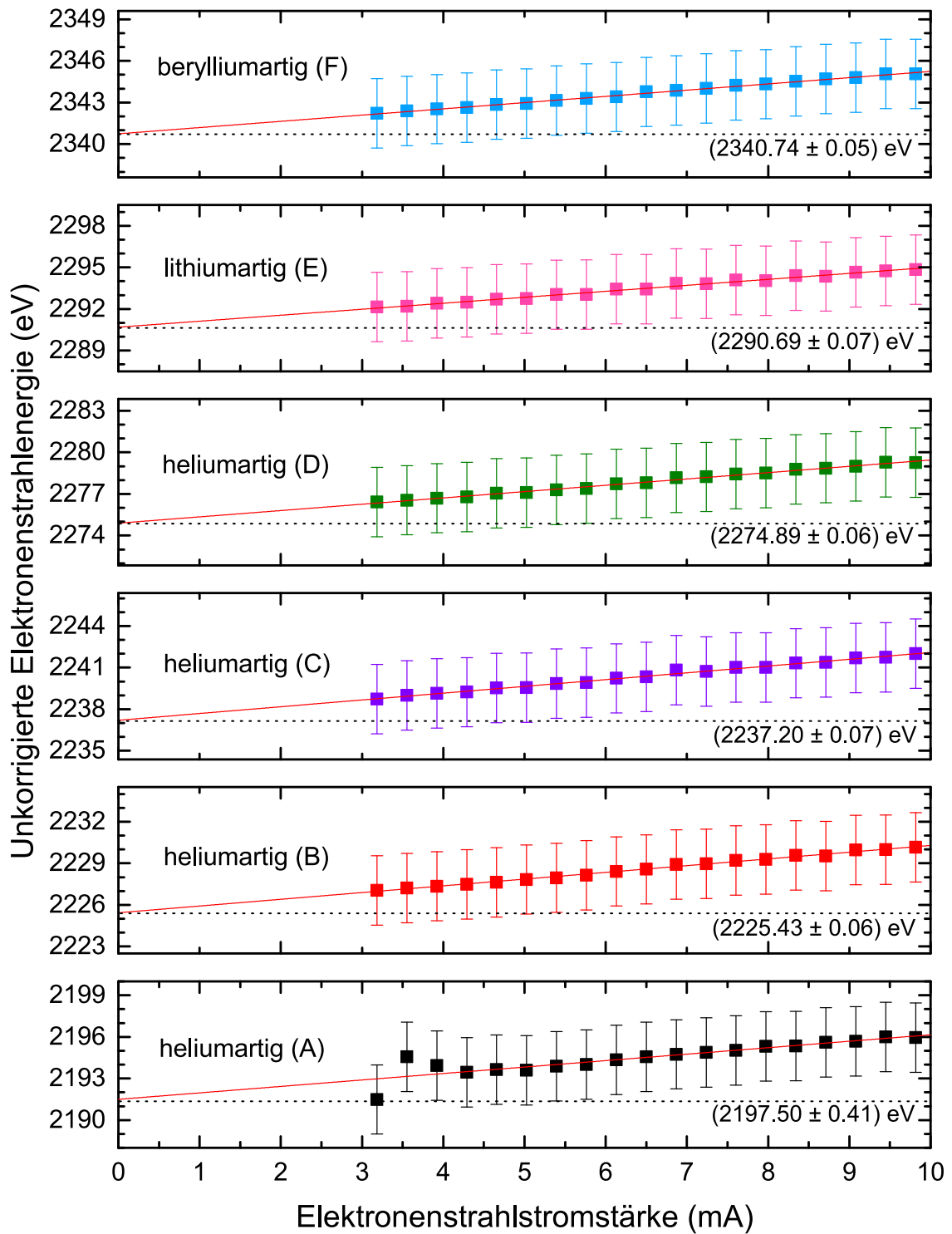


Abbildung 4.11: Die Energie einzelner Resonanzen in Abhängigkeit der Elektronenstrahlstromstärke. Durch Extrapolation auf den Wert bei 0 mA erhält man die Energie des Elektronenstrahls im Fallenzentrum ohne Raumladungseffekte.

Gründe hierfür sind Ungenauigkeiten bei der Übergabe und Umrechnung des digitalen Wertes der Spannung und der Widerstand des eingesetzten Kabels inklusive der Abschlusswiderstände. Prinzipiell führt diese Verschiebung bei Nichtbeachtung bei der Kalibration zu Fehlern bei der Bestimmung der Resonanzenergien, welche jedoch bei kleinen Energiemessintervallen vernachlässigt werden kann. Betrachtet man jedoch größere Messintervalle, so ist eine Kalibration allein mit den U_{Set} -Werten nicht möglich und führt zu Fehlern. Bei einem Scan von $U_{\text{Set}} = 1000 - 6000 \text{ V}$ entspricht der effektive Scanbereich nicht den erwarteten 5000 V sondern 4970 V , das heißt Abweichungen von bis zu 30 V vom erwarteten Wert sind möglich.

Wie in Kapitel 3.3 beschrieben, wird die Kathode von zwei Netzteilen versorgt. Das Heiznetzteil der Kathode sorgt dafür, dass die Kathode einen konstanten Heizstrom zwischen 1.2 A und 1.35 A erfährt, damit sie die Betriebstemperatur von mehr als 1000°C erreicht. Ein zweites Hochspannungsnetzteil legt die Kathode samt des Heizstromnetzteils auf ein erhöhtes Potential von bis zu 4 kV gegenüber der Erde. Durch diesen Aufbau kann die effektiv anliegende Spannung an der Kathode je nach Polung des Heizstromkreises erheblich von den am Hochspannungsnetzteil eingestellten Werten abweichen. Messungen der Kathodenspannung ergaben, dass bei ausgeschaltetem Heiznetzteil die gelieferte Spannung des Hochspannungsnetzteils hinreichend genau mit dem eingestellten Wert übereinstimmt (Abweichung $< 0.5 \text{ V}$). Wird jedoch die positive Heizspannung erhöht, so wird bei falscher Polung die anliegende negative Spannung des Hochspannungsnetzteils um den selben Betrag verringert. Übliche Werte der Heizspannung betragen bis zu 10 V , welche bei der Berechnung der Beschleunigungsspannung beachtet werden müssen. Eine zeitliche Änderung dieser Verschiebung ist auch bei längeren Messungen nicht zu erwarten, da die Heizspannung über mehrere Stunden konstant bleibt.

In Tabelle 4.3 sind die abgeschätzten Einflüsse der einzelnen Faktoren auf die Strahlenergie aufgelistet. Ein Faktor, der nicht behandelt wurde, sind Potentialdurchgriffe von benachbarten Elektroden, die auf einem anderen Potential liegen und generell die geometrische Struktur der Driftröhren, die beide Einfluss auf das im Fallenzentrum herrschende Potential nehmen können.

Tabelle 4.3: Die abgeschätzten Beiträge zur Verschiebung der Elektronenstrahlenergie der untersuchten Komponenten.

Komponente	Beitrag
ΔE	31.5 eV
Driftröhrennetzteil (bei $U = 2000$ V)	≈ 13 eV
Austrittsarbeit Kathode	≈ 4 eV
Kathodennetzteil	≈ 10 eV
Fehler theo. Werte	≈ 5 eV

4.5 Einfluss der Falltiefe auf die Ionenwolke

Bei allen bisher behandelten Messungen wurde die Falltiefe konstant zwischen -50 und 0 V gehalten. Nachdem untersucht wurde, welchen Einfluss die Stromstärke und Energie des Elektronenstrahls auf die Ionenwolke hat, soll im folgenden Kapitel das Verhalten der Ionenwolke bei einer Änderung der Falltiefe diskutiert werden.

Dazu wurde analog zur Messreihe aus Kapitel 4.4 eine Messung der KLL-DR von Argon aufgenommen, allerdings wurde der Strom des Strahls konstant auf 10 mA gehalten. Die Falltiefe, das heißt die Spannungsdifferenz zwischen Fallen- und direkt benachbarten Elektroden, wurde hingegen zwischen -500 und 500 V verändert. Eine negative Falltiefe bedeutet, dass an der Fallenelektrode eine weniger positive Spannung als an den benachbarten Elektroden anliegt, wodurch ein typisches Fallenpotential entsteht. In Abbildung 4.12 ist eine Projektion der Messung dargestellt.

Auffällig ist, dass für kurze Zeit nach Aktivierung der Falle das bor- und stickstoffartige Argon am intensivsten rekombiniert, da die Ionen zunächst nur in niedriger geladenen Zuständen vorkommen und dann in höhere Ladungszustände ionisiert werden. Beispielsweise dauert es circa 2.3 s bis nach softwareseitiger Aktivierung der Falle stickstoffartiges Argon in der Falle rekombiniert. Nach weiteren 2.4 s ist bor- und stickstoffartiges Argon größtenteils zu höheren Zuständen ionisiert worden. Für eine genauere Betrachtung der Ladungszustandsverteilung nach dem Dump müsste die Zeitdifferenz zwischen softwareseitiger und physikalischer Aktivierung der Falle mitbeachtet werden. Vertiefende Abhandlungen zu der Ladungszustandsverteilungsentwicklung sind in [Bau12] und [Sta12] zu finden.

Nach circa 5 s hat sich in der Falle ein Gleichgewicht zwischen den verschiedenen Ladungszuständen eingestellt. Verringert sich die Falltiefe weiter, so verschiebt sich die benötigte Strahlenergie zur Erfüllung der Resonanzbedingung zu leicht höheren Energien, bis sie einen kritischen Punkt bei circa $+17$ V (invertierter Falle) erreicht.

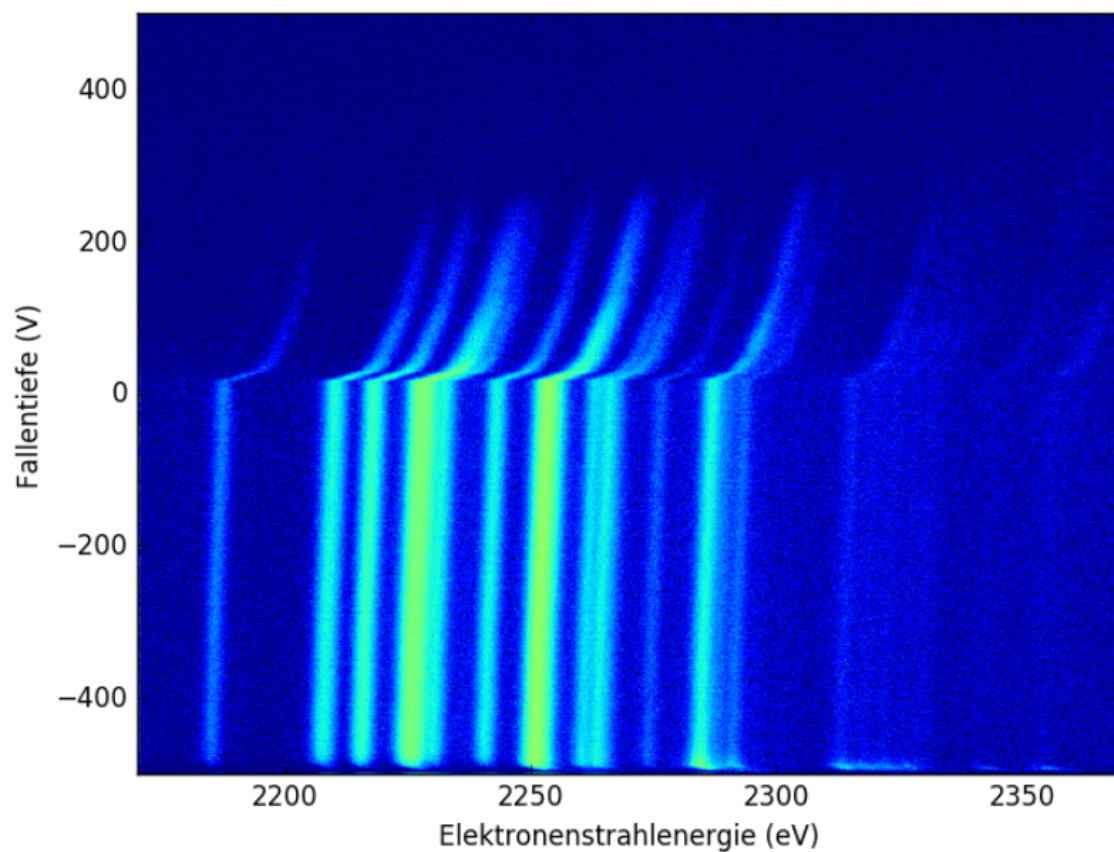


Abbildung 4.12: Messung der Argon KLL-DR mit Strahlenergien von 2170 bis 2370 eV bei einer Variation der Falltiefe von -500 bis 500 V. Die Stromstärke wurde bei der Messung konstant auf $10.0(1)$ mA gehalten.

In diesem linear ansteigenden Bereich verschiebt sich die benötigte Strahlenergie um

$$\frac{\Delta E_{\text{Strahl}}}{\Delta U_{\text{Fallentiefe}}} = 0.005\,75(10) \text{ eV V}^{-1}. \quad (4.2)$$

Durch das Abflachen der Falle können immer weniger Ionen in der Falle gespeichert werden. Dies bedeutet, dass bei konstanter Stromstärke sich die Raumladungskomponente des Strahls nicht verändert. Verringert sich jedoch die Anzahl der gespeicherten Ionen, wird die Raumladungskompensation durch die positiven Ionen geringer und die effektive Strahlenergie wird abgeschwächt.

Ab einer kritischen Fallentiefe bei circa +17 V wird die Falle invertiert, wodurch es zu einer signifikanten Verringerung der Anzahl der gespeicherten Ionen kommt. Die Raumladungskompensation durch die Ionen schwächt ab diesem Punkt ebenfalls stark ab, weswegen die Strahlenergie sprunghaft verringert wird. Invertiert man die Falle weiter, können immer weniger Ionen gespeichert werden, wodurch sich die benötigte Strahlenergie zur Erfüllung der Resonanzbedingung weiter erhöht. Ein typischer Verlauf der Verschiebung der benötigten Strahlenergie für eine dielektronische Rekombination von heliumartigem Argon ($E_{\text{theo}} = 2244.29 \text{ eV}$) ist in Abbildung 4.13 dargestellt.

In Abbildung 4.14 ist der Verlauf der Intensität einer heliumartigen Argon-DR abgebildet. Mit dem Abflachen der Fallentiefe steigt die Intensität bis die Falleninvertierung bei circa +17 V erreicht wird. Da bei diesem Fallenpotential nur wenige Ionen gespeichert werden können, sinkt die Intensität exponentiell ab. Zur qualitativen Untersuchung der Entwicklung der Häufigkeit der verschiedenen Ladungszustände ist in Abbildung 4.15 die normierte Intensität von helium-, lithium-, beryllium- und borartigen Resonanzen dargestellt. Jede Resonanz wurde auf das jeweilige Maximum normiert, das heißt das Verhältnis zwischen den verschiedenen Ladungszustandsintensitäten ist frei gewählt. Im Fallentiefenbereich zwischen -400 V und 0 V nimmt die Intensität der helium- und borartigen Resonanz bei Abflachen der Falle zu, während die Intensität der lithium- und berylliumartigen Resonanz abnimmt.

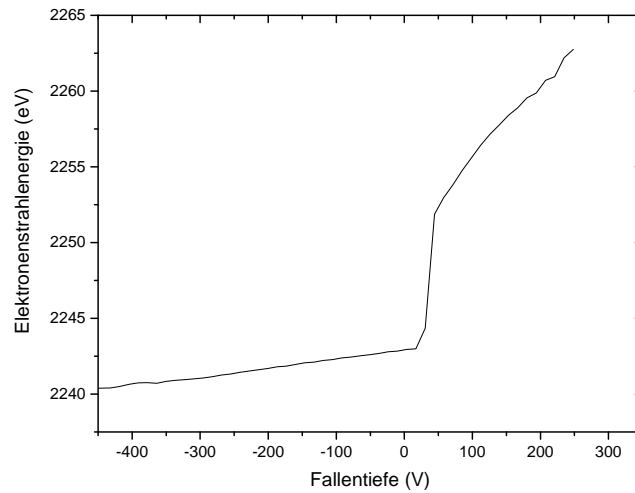


Abbildung 4.13: Verschiebung der benötigten Strahlenergie zur Erfüllung der Resonanzbedingung einer dielektronischen Rekombination von heliumartigem Argon ($E_{\text{theo}} = 2244.29 \text{ eV}$) in Abhängigkeit von der Falltiefe. Die Stromstärke wurde bei der Messung konstant auf $10.0(1) \text{ mA}$ gehalten.

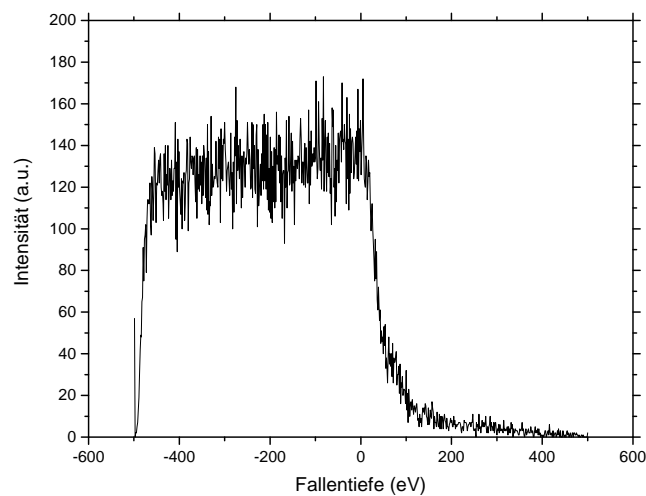


Abbildung 4.14: Verlauf der Intensität einer Resonanz eines heliumartigen Argonions. Nachdem die heliumartigen Ionen produziert wurden steigt die Intensität der beobachteten Resonanz bis zur Invertierung der Falle linear an. Sobald die Falle invertiert wurde, fällt die Intensität exponentiell ab und konvergiert für sehr hohe invertierte Fallenpotentiale gegen null, das heißt es werden keine Ionen mehr gespeichert.

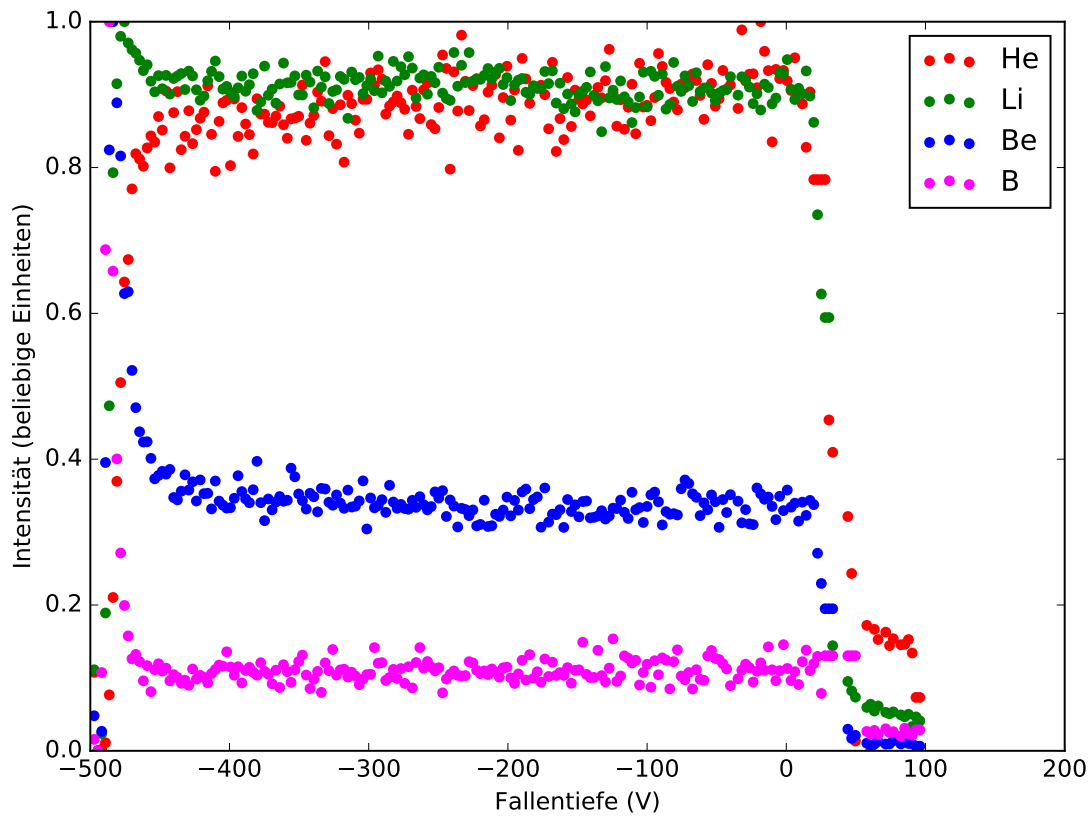


Abbildung 4.15: Verlauf der Intensitäten der verschiedenen Ladungszustände bei einer Änderung der Falltiefe im Bereich von -400 V bis 100 V. Während die Intensität bei Abflachen der Falltiefe von bor- und heliumartigen Rekombinationen zunimmt, schwächt diese von beryllium- und lithiumartigen Ionen ab.

Ein ähnliches Verhalten sieht man auch bei der Invertierung der Falle bei circa +17V. In Abbildung 4.16 wurde der Mittelwert der Intensitäten der verschiedenen Ladungszustände vor der Invertierung auf eins normiert. Nach der Invertierung fällt auf, dass bor- und heliumartige Ionen stärker rekombinieren als lithium- und berylliumartiges Argon.

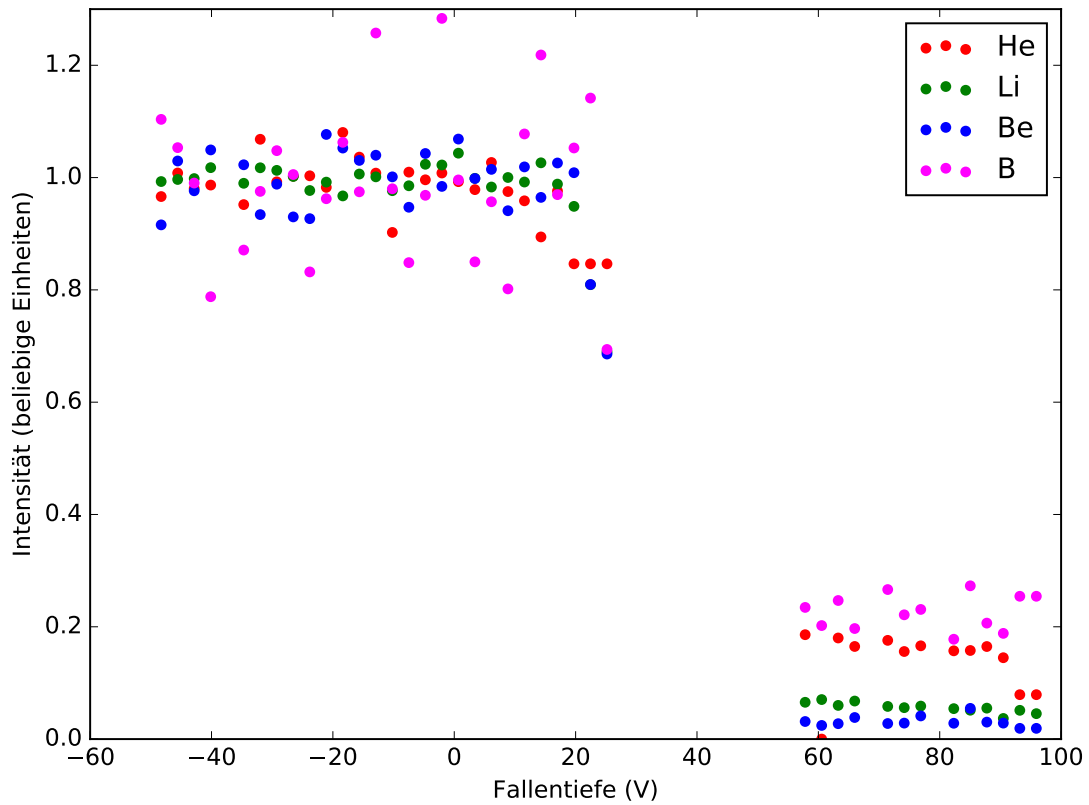


Abbildung 4.16: Der Verlauf der Intensitäten der dielektronischen Rekombinationen der verschiedenen Ladungszustände in Abhängigkeit von der Falltiefe im Bereich nahe der Invertierung der Falle. Der Mittelwert der einzelnen Intensitäten wurde vor der Invertierung auf eins normiert, um einen Vergleich der Intensitäten vor und nach der Invertierung zu erhalten. Nach der Invertierung bei circa 17 V rekombiniert borartiges Argon am stärksten und lithium- und berylliumartiges Argon am schwächsten.

4.6 Dielektronische Rekombination weiterer Elemente

4.6.1 Eisen

Nachdem Argonionen erstmalig in der kompakten EBIT mit einer Off-Axis-Kanone erzeugt, gespeichert und nachgewiesen wurden, war der nächste Schritt die Messung der dielektronischen Rekombinationen eines schwereren Elements, welches höhere Resonanzenergien besitzt. Mit Argon wurde der Energiebereich von bis zu 2.6 keV abgedeckt und ein Elektronenstrahl dieser Energie erfolgreich betrieben. Eisen ($Z = 26$) besitzt KLL-DR-Resonanzenergien im Bereich 4.5 keV bis 5.1 keV, wurde bisher oft in anderen EBITs vermessen und spielt in der Astrophysik eine wichtige Rolle, da Eisen das sechst häufigste baryonische Element im interstellaren Medium ist [Cro96]. Injiziert wurde die unter Normalbedingungen flüssige Verbindung Eisenpentacarbonyl ($\text{Fe}(\text{CO})_5$), welche bei Zimmertemperatur einen Dampfdruck von 30 mbar besitzt. In der ersten Stufe des Injektionssystems verdampft die Verbindung aufgrund des niedrigen Drucks in der Kammer und kann gasförmig in die zweite Stufe beziehungsweise in die EBIT injiziert werden.

Die Energie der beim KLL-DR-Prozess emittierten Photonen der K-Schalen Übergänge beträgt 6.6 keV, welche vom Berylliumfenster nur schwach absorbiert werden und daher sehr gut mit dem benutzten Detektionssystem nachweisbar sind (Siehe Kapitel 3.7). In den Abbildungen 4.17 beziehungsweise 4.18 ist die KLL-DR Messung in Eisen im Elektronenstrahlenergiebereich von 4500 eV bis 5000 eV dargestellt. Die Stromstärke wurde während der Messung auf einem Wert von 15.0(1) mA konstant gehalten. Aufgrund der höheren Stromstärke ist die Elektronenstrahlenergieauflösung gegenüber der in Kapitel 4.2 beschriebenen Argon Messung mit 5 eV Halbwertsbreite deutlich schlechter, könnte allerdings durch Reduzierung der Stromstärke verbessert werden.

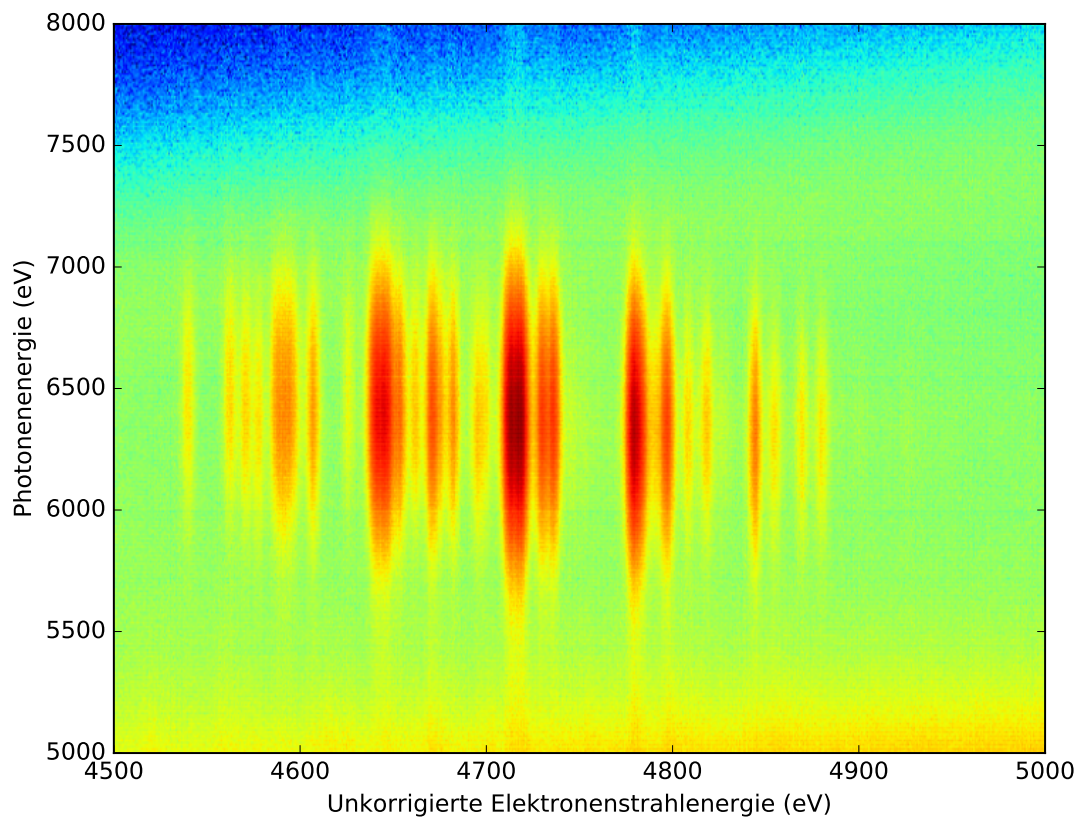


Abbildung 4.17: Messung der KLL-DR von Eisen bei einer konstanten Stromstärke von 15.0(1) mA. Die Elektronenstrahlenergie ist unkorrigiert, das heißt Raumladungseffekte wurden nicht berücksichtigt. Die Elektronenstrahlenergieauflösung beträgt 5 eV.

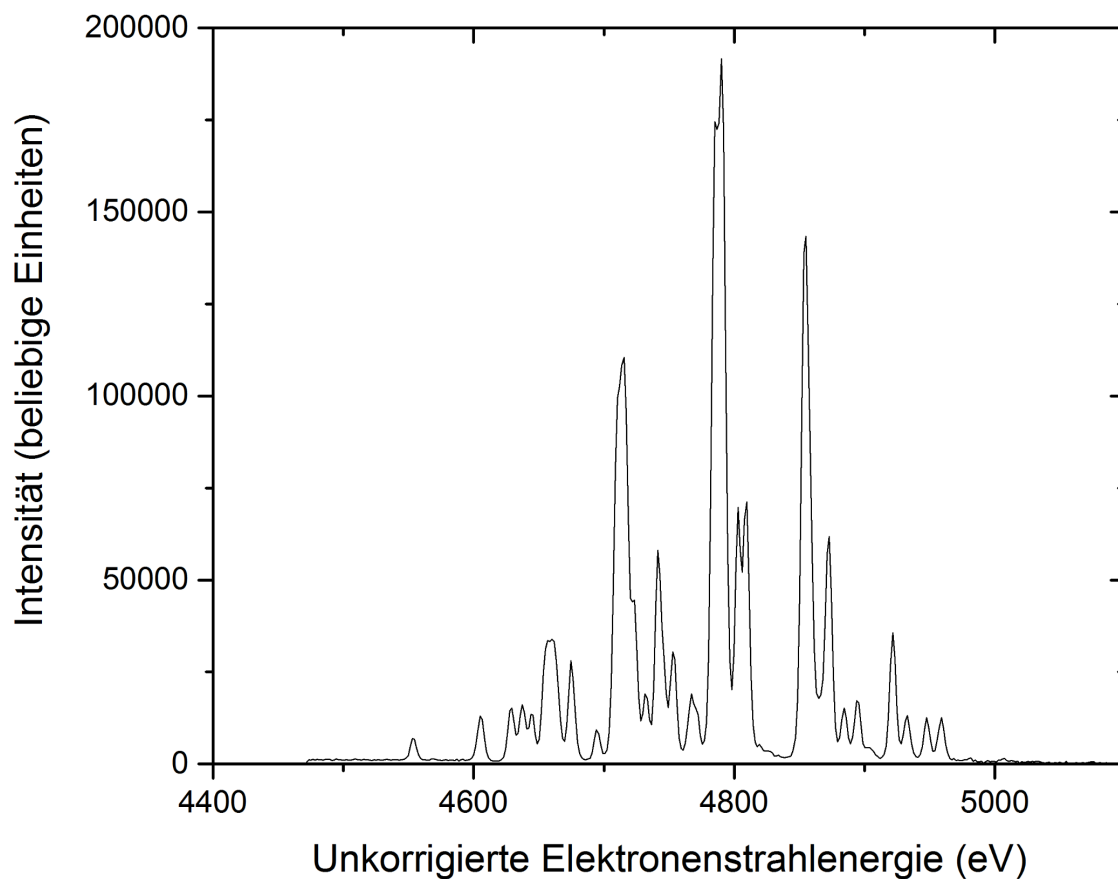


Abbildung 4.18: Projektion der KLL-DR von Eisen bei einer konstanten Stromstärke von 15.0(1) mA. Die Elektronenstrahlenergie ist unkorrigiert, das heißt Raumladeeffekte wurden nicht berücksichtigt. Die Elektronenstrahlenergieauflösung beträgt 5 eV.

4.6.2 Titan

Wie bereits in Kapiteln 3.4 und 4.2 beschrieben, bestehen die Driftröhren größtenteils aus Titan. Treffen Elektronen des Elektronenstrahls auf die Driftröhren können Titanatome in der Fallenregion freigesetzt werden. Diese sorgen beispielsweise in Abbildung 4.2 für die prägnanten Emissionslinien aufgrund der direkten Anregung von K_α beziehungsweise K_β -Übergängen.

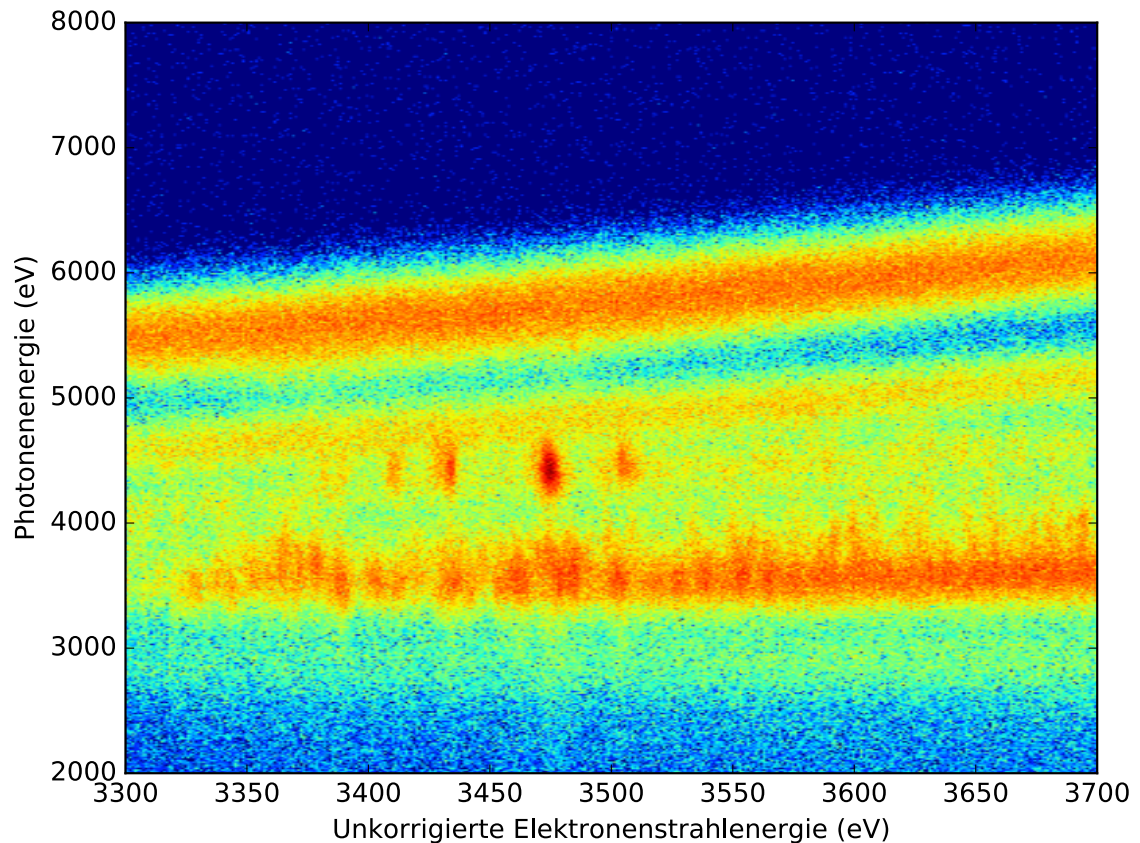


Abbildung 4.19: Messung der KLL-DR in Titan mit geschlossener Gasinjektion. Das Titan wird von auf die Driftröhren auftreffenden Elektronen freigesetzt. Die Elektronenstrahlenergie ist unkorrigiert, das heißt Raumladungseffekte wurden nicht berücksichtigt.

Des Weiteren werden bei ausreichender Energie die Titanatome bis zum heliumartigen Zustand ionisiert und gespeichert. Aus diesem Grund sind bei einer Messung im entsprechenden Energiebereich auch dielektronische Rekombinationen von Titanionen zu beobachten. Die theoretisch erwarteten Resonanzenergien des KLL-DR-

Prozesses liegen im Bereich von 3.2 bis 3.7 keV, bei einer abgestrahlten Photonenenergie von 4.4 keV.

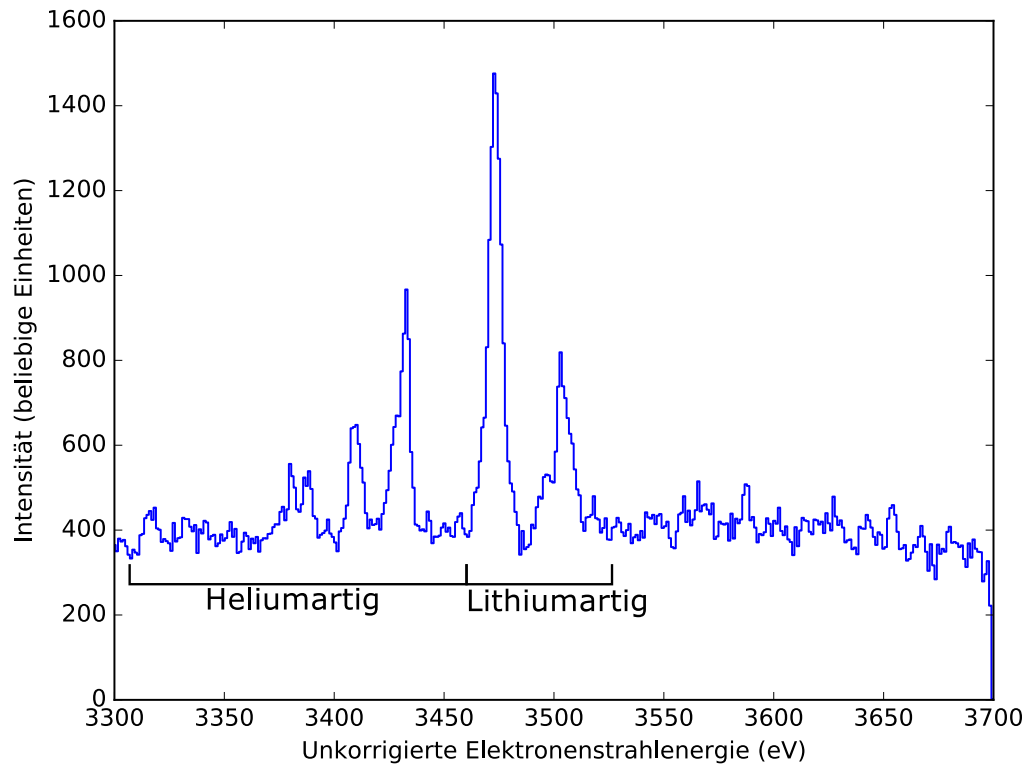


Abbildung 4.20: Projektion der Messung der KLL-DR in Titan mit geschlossener Injektion. Das Titan entsteht durch auf die Driftröhren auftreffenden Elektronen. Die Elektronenstrahlenergie ist unkorrigiert, das heißt Raumladungseffekte wurden nicht berücksichtigt.

Beim Vergleich der Projektion der Titan-KLL-DR mit den Messungen an Eisen und Argon fällt auf, dass das Signal-zu-Rausch-Verhältnis deutlich schlechter ausfällt. Einer der Gründe hierfür ist die Entstehungsart der Titanionen in der Falle. Während üblicherweise durch den Injektionsdruck die Häufigkeit des injizierten Elements in der Fallenregion bestimmt wird, entstehen die Titanionen durch zufällig auf den Driftröhren auftreffende Elektronen. Es kann nur schwer Einfluss auf die Anzahl der gespeicherten Ionen genommen werden. Die schlechte Statistik und die Ladungszustandsverteilung (siehe theoretisches Spektrum 4.21) deuten auf eine

niedrige Anzahl gespeicherter Ionen. Die nachgewiesenen Ionen befinden sich hauptsächlich im helium- und lithiumartigen Zustand, niedriger geladene Ionen können nicht nachgewiesen werden. Eine deutliche Verbesserung der Messung könnte durch eine kontrollierbare Injektion einer Titanverbindung erzielt werden.

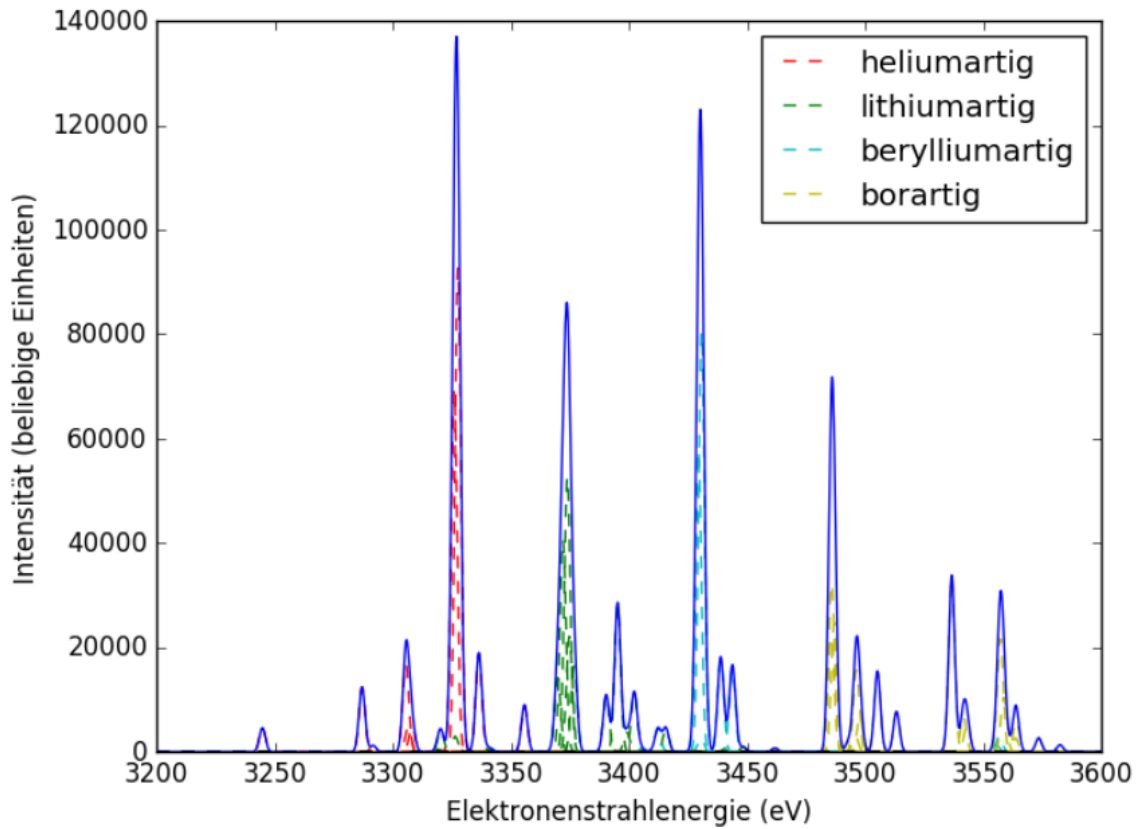


Abbildung 4.21: Synthetisches Spektrum der Titan KLL-DR. Die verschiedenen Ladungszustände wurden farblich gekennzeichnet. Die Breite der einzelnen erstellten Gaußkurven wurde auf 3 eV festgelegt. Die Daten wurden mittels MCDF berechnet [Har11].

5 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der erstmaligen Inbetriebnahme einer Off-Axis-Elektronenkanone in einer der am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg entwickelten kompakten Elektronenstrahlionenfallen der zweiten Generation (PolarX-EBIT). Es gelang die Produktion eines Elektronenstrahls mit einer Transmission von über 99%. Die Energie des erzeugten Elektronenstrahls betrug unter stabilen Bedingungen bis zu 8000 eV bei einer Stromstärke von bis zu 25 mA. Dies bedeutet, dass voraussichtlich heliumartige Systeme bis $Z = 49$ (Indium) werden erzeugt werden können. Im Rahmen dieser Arbeit wurden dielektronische Rekombinationsmessungen an Argon, Titan und Eisen vorgenommen, welche einen guten Einblick in die Charakteristik des Elektronenstrahls ermöglichten. Bei solch einer Messung bestimmt die Energiebreite des Elektronenstrahls maßgeblich das Auflösungsvermögen. Dieses konnte bei Messungen mit geringer Elektronenstrahlstromstärke ($I = 2.5 \text{ mA}$) auf $\Delta E = 2.6(1) \text{ eV}$ bestimmt werden. Eine derartige, bisher unerreichte Auflösung der Elektronenenergie bietet neue Möglichkeiten in der präzisen Untersuchung resonanter Rekombinationsprozesse.

Ferner konnte der Betrieb der neuartigen EBIT für zukünftige Messungen systematisch untersucht und quantifiziert werden. Eine Differenz zwischen erwarteter und tatsächlicher Elektronenstrahlenergie konnte auf Unterschiede zwischen den an Netzteilen eingestellten und an den Elektroden anliegenden Spannungen, sowie auf die Austrittsarbeit der Elektronen aus der Kathode und Raumladungseffekte zurückgeführt werden und betrug bei der Messung der Argon KLL-DR $\Delta E = 31.5(4) \text{ eV}$. Der Anteil der Raumladungseffekte in Abhängigkeit von der Strahlstromstärke konnte auf $\frac{\Delta E}{\Delta I} = 0.46(6) \text{ eV mA}^{-1}$ bestimmt werden.

Mit einer neuartigen Messmethode wurde das Verhalten der Ionenwolke und des Elektronenstrahls in Abhängigkeit von der Falltiefe untersucht. Parallel zu einer DR-Messung, wie sie bereits in früheren Experimenten durchgeführt wurde ([Dob14][Sta12]), wurde das Fallenpotential abgeflacht. Beim Abflachen der Falltiefe im Bereich zwischen -500 V und $+17\text{ V}$ findet parallel eine lineare Abschwächung der Raumladungskompensation der Ionen statt, da immer weniger Ionen gespeichert werden können. Die resultierende Änderung der zur Erfüllung der Resonanzbedingung notwendigen Elektronenstrahlenergien konnte auf $\frac{\Delta E_{\text{Strahl}}}{\Delta U_{\text{Falltiefe}}} = 0.00575(10)\text{ eV V}^{-1}$ quantifiziert werden. Ab einer Potentialdifferenz zwischen der Fallen- und den benachbarten Elektroden von mehr als $+17\text{ V}$ beginnt sich die Falle zu invertieren und wird entleert. Aufgrund der stark verminderten Raumladungskompensation der positiv geladenen Ionen verschiebt sich deshalb die effektive Elektronenstrahlenergie zu niedrigeren Energien hin. Gleichzeitig verringert sich die Anzahl detektierter Photonen einer DR-Resonanz aufgrund der geringeren Anzahl gespeicherten Ionen erheblich.

Neben den erwarteten Übergängen der untersuchten Elemente wurden während der Messungen viele weitere radiative und dielektronische Rekombinationskanäle beobachtet (siehe Abbildung 4.4). Für eine präzise Messung der Resonanzen eines Elementes ist es daher wichtig, möglichst viele dieser Hintergrundlinien eindeutig zu identifizieren. Aufgrund der in den beim Bau der Fallenkomponenten eingesetzten Materialien können die zu erwarteten Elemente auf Kupfer, Aluminium, Titan, Wolfram und Barium eingegrenzt werden. Für eine genaue Identifizierung müssen jedoch die Energien der resonanten Übergänge bekannt sein. Diese sind für Viel-Elektronensysteme mit teilweise mehr als 30 Elektronen, wie zum Beispiel Wolfram, nur unzureichend bekannt und müssen theoretisch bestimmt werden.

Neben den Untersuchungen der radiativen und dielektronischen Rekombinationen, wurde die Durchführbarkeit einer Ladungsaustauschmessung im sogenannten „Magnetic Trapping Mode“ abgeschätzt, bei der der Elektronenstrahl temporär ausgeschaltet wird und die Ionen radial nur noch aufgrund der durch das Magnetfeld verursachten Lorentzkraft gespeichert werden. Für eine Ionenwolken­temperatur von 300 000 K wurden die Trajektorien der einzelnen Ionen simuliert. Der Larmorradius war sowohl für helium- als auch für stickstoffartiges Argon kleiner als der Radius der Driftröhren. Dadurch treffen die Ionen nicht auf die Oberfläche der Fallenelektroden, wodurch eine Ladungsaustauschmessung an dieser Ionenspezies möglich sein sollte.

In Zukunft soll die PolarX-EBIT samt Off-Axis-Kanone an hochenergetischen und hochbrillianten Strahlungsquellen (beispielsweise Synchrotrons oder Freie-Elektronen-Laser (FEL)) installiert werden. Die an EBITs seit zehn Jahren etablierte Messmethode der Laserspektroskopie kann so breitere Anwendungen finden. Des Weiteren besteht die Möglichkeit die PolarX-EBIT in-situ zur Kalibration des Photonenstrahls zu benutzen und diesen für weitere Experimente zur Verfügung zu stellen.

A Anhang

A.1 Abbildungsverzeichnis

1.1	Röntgenaufnahme der Hand des Anatomen von Kölliker, der 1896 die Benennung der neu entdeckten Strahlung nach dem Entdecker Wilhelm Conrad Röntgen vorschlug. Bildquelle: [HLU97]	2
1.2	Aufnahme des Fallenzentrums entlang der Strahlachse. Die Bauweise der Kanone mit der zur Hauptachse versetzten Kathode ermöglicht optischen Zugang zur Ionenwolke und bietet dadurch neue Anwendungsbereiche in der Kalibration von Röntgenphotonen hochbrillanter Strahlungsquellen.	3
2.1	Der Profilverlauf des durch den Elektronenstrahl induzierten Raumladungspotentials. Die Daten wurden mittels Gleichung 2.7 mit typischen Operationsparametern der EBIT ($E_{\text{Strahl}} = 2500 \text{ eV}$, $I = 10 \text{ mA}$) berechnet. Auf der horizontalen Achse ist der Abstand zum Fallenzentrum aufgetragen, auf der vertikalen Achse das Potential. Der angenommene Radius des Strahls ($r_{\text{Strahl}} = 100 \mu\text{m}$) wurde in grün eingezeichnet.	10
2.2	Abhängigkeit der Ionisationsenergie neutraler Atome der Kernladungszahl Z im Bereich von $Z = 1$ bis $Z = 60$. Die Ionisationsenergien sind für Alkalimetalle am niedrigsten und steigen bis zum jeweils nächsten Edelgas an, da das erste Elektron einer neu geöffneten Schale im Vergleich zum letzten Elektron der vorherigen Schale schwächer gebunden ist [TM07].	11

2.3	Der Verlauf des Ionisationswirkungsquerschnittes als Funktion der Elektronenstoßenergie für H, H ₂ , He, Ne, N ₂ und Ar [Vál77].	13
2.4	Der Verlauf des Wirkungsquerschnittes als Funktion der Photonenenergie für das Ionisieren eines neutralen Argonatoms. Deutlich zu erkennen ist der sprunghafte Anstieg des Wirkungsquerschnitts, sobald die Bindungsenergie eines stärker gebundenen Elektrons aufgebracht werden kann. Für höhere Photonenenergien sinkt die Wahrscheinlichkeit einer Ionisation wieder ab. Datenquelle: [Yeh93].	15
2.5	Beispiel einer dielektronischen Rekombination. Links: Ein heliumartiges (zwei gebundene Elektronen) Ion im Grundzustand. Mitte: Durch den Einfang eines freien Elektrons wird ein gebundenes Elektron aus dem 1s in den 2p _{1/2} -Zustand angeregt. Rechts: Der instabile Zustand zerfällt durch Emission eines Photons wieder in ein stabiles lithiumartiges Ion. Bildquelle: [Dob14].	19
2.6	Beispiel einer trielektronischen Rekombination. Links: Ein kohlenstoffartiges Ion im Grundzustand. Mitte: Durch den Einfang eines freien Elektrons werden zwei gebundene Elektronen aus der 1s beziehungsweise 2p _{1/2} in die 2p _{3/2} -Schale angeregt. Rechts: Der dreifach angeregte Zustand zerfällt durch Emission eines Photons wieder in ein zweifach angeregtes stickstoffartiges Ion. Bildquelle: [Dob14].	20
2.7	Schematisches Beispiel des Ladungsaustauschprozesses zwischen 16-fach positiv geladenem Schwefel und neutralem Kohlenstoffdisulfid. Ein schwach gebundenes Elektron des neutralen Moleküls wird ab einer bestimmten internuklearen Separation beider Spezies gelöst und das System bildet für eine kurze Zeit ein Quasimolekül, bevor das Elektron in ein hohes Rydberg-Niveau eingefangen wird. Das angeregte Elektron fällt direkt oder durch Kaskaden in den Grundzustand und emittiert ein oder mehrere Photonen. Bildquelle: [SDB+16].	20

2.8	In rot sind die Trajektorien von zufällig erzeugten Maxwell-Boltzmann verteilten helium- beziehungsweise stickstoffartigen Argonionen mit einer Ionenwolgentemperatur von 300 000 K dargestellt. In schwarz ist der Durchmesser der Driftröhre dargestellt.	22
3.1	Gesamtaufnahme der PolarX-EBIT. Links im Bild ist die Kollektorkammer zu sehen, in der sich die Kollektorelektrode und die Extraktionsselektroden befinden. Mittig befindet das Magnetsystem samt zentraler Fallenkammer, an der das Injektionssystem und zwei Detektoren angeschlossen sind. In der rechten Kammer befindet sich die Off-Axis-Kanone mit Sichtfenster zur Justage der Kanonenposition durch den Manipulator. Jede Kammer wird separat von einer Turbomolekularpumpe gepumpt. Drucksonden an den Kollektor-, Injektions- und Kanonenkammer liefern die Druckwerte in den verschiedenen Bereichen der EBIT.	24
3.2	CAD-Modell der Fallenkammer mit dem zentralen Würfel mit einer Seitenlänge von 70 mm, an dem über konische Stücke zwei CF63-Flansche zum Anschluss der Kanonen- und Kollektorkammer angeschweißt wurden. Vier weitere CF38-Flansche bieten Anschlussmöglichkeiten für Pumpen, Injektions- und Detektionssysteme.	25
3.3	Der Verlauf der magnetischen Flussdichte senkrecht zur Strahlachse im Fallenzentrum. In schwarz wird das Ergebnis der Simulation dargestellt, in rot und grün sind die Messergebnisse zweier baugleicher EBITs zu sehen. Bildquelle: [Cie16].	27
3.4	Der Verlauf der magnetischen Flussdichte entlang der Strahlachse. Deutlich zu erkennen ist der Nulldurchgang bei -95.5 mm. Bildquelle: [Cie16].	28
3.5	Die beiden in kompakten Raumtemperatur-EBITs eingesetzten Elektronenkanontypen im Vergleich.	30

3.6	Aufnahme der zusammengebauten Off-Axis-Kanone ohne Verkabelung. Markiert sind die Klemmvorrichtung samt Hülle, die rechte Fokuselektrode und die vordere Anode. Die linke Fokuselektrode und die hintere Anode werden von der Hülle verdeckt.	31
3.7	Aufbau der Spannungsversorgung der Kathode. Ein Hochspannungsnetzteil (blau), welches bei bis zu 4000 V einen Strom von bis zu 200 mA liefern kann, versorgt die Kathode und legt gleichzeitig ein isoliertes zweites Heiznetzteil (rot) auf ein gegenüber der Erde positiveres Potential. Das Heiznetzteil liefert eine zusätzliche Spannung, die für den Heizstromkreis sorgt. In gelb ist die Kathode und in grau das emittierende und zu heizende Material angedeutet.	32
3.8	Schnittansicht einer Simulation der Extraktion des Elektronenstrahls aus der Kanone unter Berücksichtigung des Magnetfeldes. In blau ist die Strahlachse angedeutet. Durch unterschiedliche Spannungen an der hinteren und vorderen Anode kann der Strahl gelenkt werden. Bild [Büc13].	32
3.9	Frontale Ansicht der Fokuselektroden der Kanone entlang der Strahlachse. In gelb ist die angewinkelte Kathode, in blau beziehungsweise türkis die beiden Fokuselektroden dargestellt. Um die auf den Strahl wirkende Lorentzkraft zu kompensieren können an den beiden Fokuselektroden unterschiedliche Spannungen angelegt werden.	33
3.10	Aufnahme des fertigen Driftröhrenaufbaus inklusive Verkabelung. Bildquelle: [Mic].	34
3.11	Simulierter Elektronenstrahlverlauf (grün) und Potentialflächen (blau). Auf der linken Seite befindet sich die Kanone, die den Elektronenstrahl erzeugt, welcher auf der rechten Seite auf den Kollektor trifft. Aufgrund des Magnetfeldes wird der Elektronenstrahl zum Fallenzentrum hin komprimiert. Bildquelle: [Mic].	35

3.12	CAD-Zeichnung des Kollektors. In rot ist die wassergekühlte, geerdete Auffangelektrode, in grün und lila sind die beiden Extraktionselektroden dargestellt. Die Wasserleitungen, über die auch der auf den Kollektor treffende Elektronenstrom gemessen wird, sind in orange dargestellt.	36
3.13	Schematische Darstellung des zweistufigen Injektionssystems der PolarX-EBIT. Beide Stufen werden einzeln von einer Turbomolekularpumpe gepumpt und sind durch ein Feindosierventil voneinander getrennt. Dadurch kann der Injektionsdruck, mit dem das zu untersuchende Element in die EBIT injiziert wird, justiert werden.	38
3.14	Transmission eines Berylliumfensters der Dicke 100 μm und Dichte 1.848 g cm^{-3} . Datenquelle: http://henke.lbl.gov/	39
3.15	Das Valenz- und Leitungsband jeweils schematisch für einen Leiter, Nichtleiter und einen Halbleiter dargestellt. Bei einem Leiter liegen Leitungs- und Valenzband beieinander, sodass sich Elektronen frei bewegen können. Bei Halb- und Nichtleitern werden die beiden Bänder von einem verbotenen Bereich getrennt, wodurch ein freier Fluss nicht möglich ist. Bei Halbleitern reicht oft die thermische Energie der Elektronen im Valenzband bei Zimmertemperatur aus, um die Bandlücke zum Leitungsband zu überspringen, weswegen sie meist gekühlt eingesetzt werden. Bildquelle: [Gö17].	41
3.16	Undotiertes Germanium, sowie dessen n- und p-Dotierung, bei der entweder ein zusätzliches Elektron vorhanden ist oder ein Elektron entfernt wurde. Man spricht auch von drei- beziehungsweise fünfwertigen Störatomen. Bildquelle: [Gö17].	41

3.17	Eine Halbleiterdiode in Sperrrichtung betrieben. Ohne Wechselwirkung mit einem äußeren Partikel kann kein Strom zwischen Anode und Kathode fließen. Trifft ein Photon auf die Diode, so wird ein Strom messbar, der proportional zur deponierten Energie ist. Bildquelle: [War17]	42
4.1	Aufbau einer DR-Messung mit der PolarX-EBIT. Die Energierampe ändert die Spannung der mittleren drei Driftröhren. Die Dump-Rampe erhöht in regelmäßigen Abständen die Spannung der Fallenelektrode, sodass die Falle geleert wird. Beide Rampen und das Photonensignal werden mittels ADCs digitalisiert und bilden das Koinzidenzspektrum. Schemazeichnung angelehnt an [Bau12].	45
4.2	Übersichtsspektrum der dielektronischen und radiativen Rekombinationen in einem Energiebereich des Elektronenstrahls von 1500 eV bis 6000 eV bei geöffneter Argoninjektion. Die Photonenenergie ist vertikal im Bereich von 2500 eV bis 10 000 eV aufgetragen. Bekannte Strukturen von Argon, Barium, Titan und Wolfram wurden gekennzeichnet. Die Elektronenstrahlenergie ist unkorrigiert, das heißt Raumladungseffekte wurden nicht berücksichtigt.	48
4.3	Oben: Eine zweidimensionale Darstellung der dielektronischen Rekombination von Argon. Auf der horizontalen Achse ist die Elektronenstrahlenergie dargestellt, auf der vertikalen Achse die Photonenenergie. In grün wurde der Photonenenergiebereich gekennzeichnet, der zur Projektion ausgewählt wurde. Unten: Darstellung der Projektion des gekennzeichneten Photonenenergiebereichs in der zweidimensionalen Darstellung. Die vertikale Achse beschreibt die Intensität der einzelnen Resonanzen.	49

4.4	Aufgenommenes Spektrum bei geschlossener Injektion in einem Elektronenstrahlenergiebereich zwischen 1500 eV und 3700 eV. Viele der Linien sind bisher unbekannt, sind aber wahrscheinlich den beim Bau des Experimentes eingesetzten Elementen Barium, Wolfram, Titan, Aluminium und Kupfer zuzuordnen.	50
4.5	Projektion der KLL-DR Messung an Argon in einem Elektronenstrahlenergiebereich von 2150 eV bis 2430 eV bei einer konstanten Stromstärke von 2.5 mA. Auffällig gegenüber der Projektion aus Abbildung 4.3 ist die sowohl verbesserte Auflösung der einzelnen Resonanzen als auch die schlechtere Statistik.	51
4.6	Gemessene Wirkungsquerschnitte von KLL-, KLM- und KLN-DR von helium- und lithiumartigem Argon aus dem Jahr 1990. Die Auflösung der Elektronenstrahlenergie wurde auf 61 eV abgeschätzt [ABCS90]. . .	54
4.7	Vergleich der Argon Messungen an der FLASH-EBIT [Bei12] und der PolarX-EBIT. Auffällig ist die verbesserte Auflösung, die unterschiedliche Ladungszustandsverteilung und eine geringe Verschiebung der Energie zwischen den Messungen aufgrund der zur Kalibration verschieden genutzten Referenztheorien.	55
4.8	Vergleich der synthetischen Spektren der Argon KLL-DR berechnet mit MCDF und FAC. Auffällig ist der Energieunterschied bei den niedriger geladenen Zuständen (beryllium- bis kohlenstoffartiges Argon) und die unterschiedlichen Intensitäten der einzelnen Resonanzen.	56
4.9	Vergleich der vorgestellten Messung der Argon KLL-DR mit dem zur Kalibrierung genutzten synthetischen Spektrum. Energieabstände der einzelnen Übergänge zwischen Theorie und Experiment betragen durchschnittlich $\Delta E = 0.43(5)$ eV. Die Abweichungen der Intensitäten entstehen durch den Vergleich eines Wirkungsquerschnitts des Elektroneneinfangs mit dem Emissionsspektrum von Photonen. . . .	58

4.10	<p>Projektion einer KLL-DR Messung von Argon wie in Abbildung 4.3 aufgetragen für eine sich ändernde Stromstärke des Elektronenstrahls. Auf der vertikalen Achse ist die Stromstärke, auf der horizontalen Achse die Strahlenergie aufgetragen. Die diagonalen Streifenmuster entstehen messbedingt und lassen sich nur durch sehr lange Messzeiten unterdrücken. Für höhere Strahlstromstärken verschiebt sich die benötigte Strahlenergie zur Erfüllung der Resonanzbedingung aufgrund der größeren Raumladung zu höheren Energien. Die Intensität der Resonanzen steigt, da mit steigender Stromstärke die Anzahl produzierter Ionen zunimmt. Die zur quantitativen Untersuchung der Elektronenstrahlenergieverschiebung betrachteten Resonanzen wurden mit A bis F gekennzeichnet.</p>	61
4.11	<p>Die Energie einzelner Resonanzen in Abhängigkeit der Elektronenstrahlstromstärke. Durch Extrapolation auf den Wert bei 0 mA erhält man die Energie des Elektronenstrahls im Fallenzentrum ohne Raumladungseffekte.</p>	64
4.12	<p>Messung der Argon KLL-DR mit Strahlenergien von 2170 bis 2370 eV bei einer Variation der Falltiefe von -500 bis 500 V. Die Stromstärke wurde bei der Messung konstant auf $10.0(1)$ mA gehalten.</p>	68
4.13	<p>Verschiebung der benötigten Strahlenergie zur Erfüllung der Resonanzbedingung einer dielektronischen Rekombination von heliumartigem Argon ($E_{\text{theo}} = 2244.29$ eV) in Abhängigkeit von der Falltiefe. Die Stromstärke wurde bei der Messung konstant auf $10.0(1)$ mA gehalten.</p>	70

4.14	Verlauf der Intensität einer Resonanz eines heliumartigen Argonions. Nachdem die heliumartigen Ionen produziert wurden steigt die Intensität der beobachteten Resonanz bis zur Invertierung der Falle linear an. Sobald die Falle invertiert wurde, fällt die Intensität exponentiell ab und konvergiert für sehr hohe invertierte Fallenpotentiale gegen null, das heißt es werden keine Ionen mehr gespeichert.	70
4.15	Verlauf der Intensitäten der verschiedenen Ladungszustände bei einer Änderung der Falltiefe im Bereich von -400 V bis 100 V . Während die Intensität bei Abflachen der Falltiefe von bor- und heliumartigen Rekombinationen zunimmt, schwächt diese von beryllium- und lithiumartigen Ionen ab.	71
4.16	Der Verlauf der Intensitäten der dielektronischen Rekombinationen der verschiedenen Ladungszustände in Abhängigkeit von der Falltiefe im Bereich nahe der Invertierung der Falle. Der Mittelwert der einzelnen Intensitäten wurde vor der Invertierung auf eins normiert, um einen Vergleich der Intensitäten vor und nach der Invertierung zu erhalten. Nach der Invertierung bei circa 17 V rekombiniert borartiges Argon am stärksten und lithium- und berylliumartiges Argon am schwächsten.	72
4.17	Messung der KLL-DR von Eisen bei einer konstanten Stromstärke von $15.0(1)\text{ mA}$. Die Elektronenstrahlenergie ist unkorrigiert, das heißt Raumladungseffekte wurden nicht berücksichtigt. Die Elektronenstrahlenergieauflösung beträgt 5 eV	74
4.18	Projektion der KLL-DR von Eisen bei einer konstanten Stromstärke von $15.0(1)\text{ mA}$. Die Elektronenstrahlenergie ist unkorrigiert, das heißt Raumladungseffekte wurden nicht berücksichtigt. Die Elektronenstrahlenergieauflösung beträgt 5 eV	75

4.19	Messung der KLL-DR in Titan mit geschlossener Gasinjektion. Das Titan wird von auf die Driftröhren auftreffenden Elektronen freigesetzt. Die Elektronenstrahlenergie ist unkorrigiert, das heißt Raumladungseffekte wurden nicht berücksichtigt.	76
4.20	Projektion der Messung der KLL-DR in Titan mit geschlossener Injektion. Das Titan entsteht durch auf die Driftröhren auftreffenden Elektronen. Die Elektronenstrahlenergie ist unkorrigiert, das heißt Raumladungseffekte wurden nicht berücksichtigt.	77
4.21	Synthetisches Spektrum der Titan KLL-DR. Die verschiedenen Ladungszustände wurden farblich gekennzeichnet. Die Breite der einzelnen erstellten Gaußkurven wurde auf 3 eV festgelegt. Die Daten wurden mittels MCDF berechnet [Har11].	78

A.2 Tabellenverzeichnis

4.1	Dielektronische Resonanzen an helium- bis kohlenstoffartigen Argonionen. Die gemessenen Resonanzenergien wurden mittels den theoretisch erwarteten Werten kalibriert.	59
4.2	Ausgewählte Resonanzenergien der KLL-Argon-DR im Vergleich zwischen Theorie und Experiment. Die experimentellen Werte beschreiben die Energien der Resonanzen extrapoliert hin zu einer Stromstärke von 0 mA. Die Steigung gibt an, wie stark sich die Resonanzen bei einer Stromstärkenerhöhung verschieben.	62
4.3	Die abgeschätzten Beiträge zur Verschiebung der Elektronenstrahlenergie der untersuchten Komponenten.	66

B Literaturverzeichnis

- [ABCS90] R Ali, CP Bhalla, CL Cocke, and M Stockli. *Dielectronic recombination on heliumlike argon*, volume 64. Physical review letters, APS, 1990.
- [Bau12] Thomas Baumann. *Spektroskopische Untersuchungen resonanter Rekombinationsprozesse an hochgeladenem Silizium in einer Elektronenstrahl-Ionenfalle*. 2012.
- [Bei12] Christian Beilmann. *Über die Stärke mehrelektronischer Resonanzen bei der Photorekombination und-ionisation*. 2012.
- [Ber09] Sven Bernitt. *Optimierung der Ladungszustandsverteilung in einer EBIT durch resonante Photorekombination*. 2009.
- [Ber13] Sven Bernitt. *Resonante Anregung astrophysikalischer Röntgen-Übergänge in hochgeladenen Eisenionen mit dem Freie-Elektronen-Laser LCLS*. PhD thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2013.
- [BG86] Lowell S Brown and Gerald Gabrielse. Geonium theory: Physics of a single electron or ion in a penning trap. *Reviews of Modern Physics*, 58(1):233, 1986.
- [Bla06] Klaus Blaum. *High-accuracy mass spectrometry with stored ions*, volume 425. Elsevier, 2006.
- [Bla08] Klaus Blaum. *Trapped charged particles and fundamental interactions*, volume 749. Springer, 2008.

- [Bla15] Klaus Blaum. *Stored Charged Particles - Precision Experiments with stored and cooled particles*. 2015.
- [Buc12] Lisa Buchauer. *Konstruktion einer kompakten Elektronenstrahl-Ionenfalle mit Permanentmagneten für Fluoreszenzmessungen*. 2012.
- [Büc13] Thore Mainart Bücking. *An Off-Axis Electron Gun for a Compact Electron Beam Ion Trap*. 2013.
- [Cie16] Andre Cieluch. *Aufbau und Charakterisierung der permanenten Magnet-systeme zweier kompakter Elektronenstrahl-Ionenfallen*. 2016.
- [Cro96] Ken Croswell. The alchemy of the heavens. *The alchemy of the heavens., by Croswell, K.. Oxford University Press, Oxford (UK), 1996, XII+ 340 p., ISBN 0-19-286192-1, Price£ 7.99., 1, 1996.*
- [Dob14] Stepan Dobrodey. *Untersuchung von K-LL-Resonanzen dielektronischer Rekombination und simultaner Innerschalen-Vakuum-Ultraviolett Übergänge in hochgeladenem Eisen mit einer Elektronenstrahl-Ionenfalle*. 2014.
- [Ein05] Albert Einstein. Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. *Annalen der Physik*, 322(6):132–148, 1905.
- [Epp07] Sascha Epp. *Röntgen-Laserspektroskopie hochgeladener Ionen in einer EBIT am Freie-Elektronen-Laser FLASH*. 2007.
- [Gla13] Otto Glasser. *Wilhelm Conrad Röntgen und die Geschichte der Röntgenstrahlen*. Springer-Verlag, 2013.
- [Gö17] Georg-August-Universität Göttingen. Vorlesung: Halbleiterbauelemente. 2017.

- [Hal88] Wilhelm Hallwachs. Über die Electrisirung von Metallplatten durch Bestrahlung mit electricischem Licht. *Annalen der Physik*, 270(8A):731–734, 1888.
- [Har11] Zoltan Harmann. *Theoretical data for KLL dielectronic recombination resonances*. 2011.
- [hea] HeatWave Labs, Inc.: TB-128 Notes on Dispenser and Oxide Cathodes.
- [Her87] Heinrich Hertz. Über einen Einfluss des ultravioletten Lichtes auf die electriche Entladung. *Annalen der Physik*, 267(8):983–1000, 1887.
- [Her58] Gabriel Herrmann. Optical theory of thermal velocity effects in cylindrical electron beams. *Journal of Applied Physics*, 29(2):127–136, 1958.
- [Hin08] Frank Hinterberger. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer-Verlag, 2008.
- [HLU97] Axel Haase, Gottfried Landwehr, and Eberhard Umbach. *Röntgen centennial: X-rays in natural and life sciences*. World Scientific, 1997.
- [HRW03] D Halliday, R Resnick, and J Walker. *Bucher und Software-Physik*. PhD thesis, 2003.
- [JJM83] KW Jones, BM Johnson, and M Meron. Phobis, a photon beam ion source for production of highly-charged ions. *Physics Letters A*, 97(9):377–380, 1983.
- [KE66] Max Knoll and Joseph Eichmeier. *Technische Elektronik*. Springer, 1966.
- [Kje99] Lars Henrik Jens Hostrup Kjeldsen. *Cross Sections for Photoionisation of Positive Atomic Ions: Absolute Measurement Using Synchrotron Radiation*. Institute of Physics and Astronomy, University of Aarhus, 1999.

- [KP83] Young Soon Kim and RH Pratt. Direct radiative recombination of electrons with atomic ions: Cross sections and rate coefficients. *Physical Review A*, 27(6):2913, 1983.
- [Küh14] Steffen Kühn. *Inbetriebnahme und Untersuchung des Verhaltens einer Elektronenkanone mit optischem Zugang zur Strahlachse*. 2014.
- [LMH⁺88] Morton A Levine, RE Marrs, JR Henderson, DA Knapp, and Marilyn B Schneider. The electron beam ion trap: A new instrument for atomic physics measurements. *Physica Scripta*, 1988(T22):157, 1988.
- [Lot67] Wolfgang Lotz. An empirical formula for the electron-impact ionization cross-section. *Zeitschrift für Physik*, 206(2):205–211, 1967.
- [Lot68] Wolfgang Lotz. Electron-impact ionization cross-sections and ionization rate coefficients for atoms and ions from hydrogen to calcium. *Zeitschrift für Physik*, 216(3):241–247, 1968.
- [Mäc10] Volkhard Mäckel. *Laserspektroskopie hochgeladener Ionen an der Heidelberger Elektronenstrahl-Ionenfalle*. 2010.
- [MEK94] RE Marrs, SR Elliott, and DA Knapp. Production and trapping of hydrogenlike and bare uranium ions in an electron beam ion trap. *Physical review letters*, 72(26):4082, 1994.
- [Mic] P. Micke. To be published.
- [Pau90] Wolfgang Paul. Electromagnetic traps for charged and neutral particles. *Reviews of modern physics*, 62(3):531, 1990.
- [PS53] Wolfgang Paul and Helmut Steinwedel. Notizen: Ein neues Massenspektrometer ohne Magnetfeld. *Zeitschrift für Naturforschung A*, 8(7):448–450, 1953.

- [RBE⁺13] Jan K Rudolph, S Bernitt, SW Epp, R Steinbrügge, C Beilmann, GV Brown, Sita Eberle, A Graf, Zoltan Harman, N Hell, et al. X-ray resonant photoexcitation: Linewidths and energies of $k \alpha$ transitions in highly charged Fe ions. *Physical review letters*, 111(10):103002, 2013.
- [Rön98] Wilhelm Conrad Röntgen. Über eine neue Art von Strahlen. *Annalen der Physik*, 300(1):1–11, 1898.
- [SDB⁺16] Chintan Shah, Stepan Dobrodey, Sven Bernitt, René Steinbrügge, José R Crespo López-Urrutia, Liyi Gu, and Jelle Kaastra. Laboratory measurements compellingly support a charge-exchange mechanism for the “dark matter” 3.5 keV x-ray line. *The Astrophysical Journal*, 833(1):52, 2016.
- [Sta12] Julian Stark. *Untersuchung von KLL dielektronischer Rekombination an hochgeladenen Si⁶⁺ bis Si¹²⁺ Silizium-Ionen mit einer Elektronenstrahl-Ionenfalle*. 2012.
- [Sup16] Supermagnete. Datenblatt Artikel S-45-30-N. 2016.
- [TM07] Paul A Tipler and Gene Mosca. *Physics for scientists and engineers*. Macmillan, 2007.
- [Vál77] László Vályi. Atom and ion sources. 1977.
- [War17] Christian Warnecke. *The CANREB Electron Beam Ion Source: Assembly, Characterisation and first Tests*. 2017.
- [WBB08] BJ Wargelin, P Beiersdorfer, and GV Brown. Ebit charge-exchange measurements and astrophysical applications. *Canadian Journal of Physics*, 86(1):151–169, 2008.
- [Yeh93] J-J Yeh. *Atomic calculation of photoionization cross-sections and asymmetry parameters*. Gordon & Breach Science Publ.; AT&T Bell Laboratories, 1993.

[zN06] Martin zur Nedden. Detektoren in der Teilchenphysik, Vorlesung. 2006.

Erklärung:

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

Heidelberg, den

.....