

**Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg**

Bachelorarbeit im Fachbereich Physik
eingereicht von

Max Anton Gramberg

geboren in Germersheim (Deutschland)

2022

Aufbau und Inbetriebnahme einer Raumtemperatur-Elektronenstrahl-Ionenfalle

Diese Bachelorarbeit wurde von Max Anton Gramberg am
Max-Planck-Institut für Kernphysik (MPIK) in Heidelberg
unter der Betreuung von
Prof. Dr. Klaus Blaum
in der Arbeitsgruppe von
Dr. Sergey Eliseev
und unter Anleitung von
Kathrin Kromer
durchgeführt.

Zusammenfassung

Elektronenstrahl-Ionenfallen (EBITs) sind in der Lage Ionen höchster Ladungszustände zu erzeugen und sind im Vergleich zu Teilchenbeschleunigern relativ kompakte und kostengünstige Anlagen. Hochgeladene Ionen werden in der Grundlagenforschung der Physik benötigt, z. B. für Präzisionsmessungen in Penning-Fallen-Massenspektrometer. Die vorliegende Arbeit behandelt den Aufbau und die Inbetriebnahme einer weiteren kompakten Raumtemperatur-EBIT, die hochgeladene Ionen für das PENTATRAP Experiment in der Abteilung „Gespeicherte und gekühlte Ionen“ am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg erzeugen soll. Das Design und der Aufbau konnte im Rahmen dieser Arbeit erfolgreich abgeschlossen werden. Weiterhin wurde die Elektronenkanone bisher bei Emissionsströmen von über 20 mA und Elektronenstrahlenergien von über 3 keV betrieben. Die Produktion von Ionen wurde mit Argon durch die Beobachtung von dielektronischen Rekombinationen mit einem Siliziumdrift-detektor erfolgreich getestet.

Abstract

Electron beam ion traps (EBITs) are capable of producing ions of the highest charge states and are relatively compact and are of lower-cost compared to particle accelerators. Highly charged ions are needed in basic physics research, e.g. for precision measurements in Penning trap mass spectrometers.

The present thesis deals with the construction and commissioning of another compact room-temperature EBIT to produce highly charged ions for the PENTATRAP experiment in the division “Stored and Cooled Ions” at the Max Planck Institute for Nuclear Physics in Heidelberg. So far, the design and setup has been successfully completed within this thesis. Furthermore, the electron gun has been operated at emission currents of over 20 mA and electron beam energies of over 3 keV. The production of ions was successfully tested with argon by observing dielectronic recombinations with a silicon drift detector.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	IX
Tabellenverzeichnis	X
1 Einleitung und Motivation	1
2 Theoretische Grundlagen	5
2.1 Elektronenstrahl-Ionenfallen	5
2.1.1 Allgemeines Funktionsprinzip	5
2.1.2 Eigenschaften des Elektronenstrahls	6
2.1.3 Erreichbare Ladungszustände	9
2.1.4 Axiales Fallenpotential und evaporative Kühlung	10
2.1.5 Raumladungsgesetz	11
2.2 Interaktionen zwischen Atomen, Elektronen und Ionen	12
2.2.1 Ionisationsprozesse	12
2.2.2 Rekombinationsprozesse	14
3 Experimenteller Aufbau	17
3.1 Magnetsetup	19
3.2 Elektronenkanone	20
3.3 Driftröhren	21
3.4 Kollektor	22
3.5 Pump- und Gaseinlasssystem	23
3.6 Röntgendetektionssystem	25
3.6.1 Funktionsprinzip eines Siliziumdriftdetektors	25
3.6.2 Kalibrierung des Detektors	26
3.7 Zukünftige Ergänzungen	26
4 Messungen und Ergebnisse	27
4.1 Messung der magnetischen Flussdichte	27
4.2 Aufheiz- und Aktivierungsprozess der Kathode	28
4.3 Erste Inbetriebnahme	29
4.4 Beobachtung von Photorekombinationsprozessen innerhalb der EBIT	30
4.4.1 Messmethodik	30
4.4.2 Übersichtsspektrum	31
4.4.3 Dielektronisches Rekombinationsspektrum von Argon	32
5 Zusammenfassung und Ausblick	37

A Herleitung des minimalen Elektronenstrahlradius	39
Literatur	41

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung einer EBIT	5
2.2	Raumladungspotential des Elektronenstrahls	8
2.3	Ionisierungsenergien verschiedener Elemente	10
2.4	Energieschema einer Elektronenstoßionisation	12
2.5	Energieschema einer Elektronenstoßanregung	13
2.6	Energieschema einer radiativen Rekombination	15
2.7	Energieschema einer dielektronischen Rekombination	16
3.1	Gerenderte Schnittansicht der EBIT	18
3.2	Querschnitt durch das Modell des Magnetsetups.	19
3.3	Fotografie und Modell der Elektronenkanone	20
3.4	Fotografie und Modell der zusammengesetzten Driftröhren	21
3.5	Verkabelung der Driftröhren	22
3.6	Fotografie und Modell des Kollektors	23
3.7	Fotografie und Modell des Gaseinlasssystems	24
3.8	Schema eines Siliziumdriftdetektors und Schaubild des Strömungsfelds	25
4.1	Messung des Verlaufs der magnetische Flussdichte in der EBIT	27
4.2	Druck und Heizstrom während des Aufheizens der Kathode	29
4.3	Gesamtansicht des aufgenommen Röntgenspektrum mit Injektion von Argon	32
4.4	Detailansicht des aufgenommen Spektrums der dielektronischen Rekombinationen von Argon	33
4.5	Projektion der DR-Resonanzen von Argon	33

Tabellenverzeichnis

4.1	Spannungseinstellungen bei der Inbetriebnahme der EBIT	29
4.2	Experimentell bestimmte Resonanzenergien der dielektronischen Rekombinationen von Argon und Vergleich mit theoretischen Werten	34
4.3	Photonenenergien der DR-Resonanzen und Vergleich mit theoretischen Werten .	35

1 Einleitung und Motivation

Über 90 % der beobachtbaren, baryonischen Materie des Universums besteht aus hochgeladenen Ionen (Fang und Canizares 2000; Nicastro et al. 2018). Diese hochgeladenen Gaswolken bestehen aus Atomkernen, die meist nur noch ein oder zwei Elektronen an sich binden. In solchen Zuständen skalieren die Energieniveaus näherungsweise quadratisch mit der Kernladungszahl Z (vgl. z. B. Tipler und Mosca 2019). Bei Übergängen von höheren zu tieferen Energieniveaus wird die Energiedifferenz der Niveaus als elektromagnetische Strahlung emittiert. Mit der Relation $E = h\nu$ von Planck (1900) und Einstein (1905) kann berechnet werden, dass bei hohen Kernladungszahlen Photonen im Röntgenbereich emittiert werden können. Die Extinktion in der Erdatmosphäre macht die Beobachtung von kosmischem Licht, das von hochgeladenen Ionen ausgesandt wurde, mit erdgebundenen Teleskopen unmöglich, sodass Röntgenteleskope ins Weltall geschossen werden müssen, um diese Phänomene zu beobachten. Die Interpretation solcher Spektren erlaubt es, Einsicht in die Physik der Röntgenquellen zu erhalten. Dazu werden theoretische Modelle an die beobachteten Linien angepasst (Rauch 1998). Um die Entstehung von Röntgenspektren nicht nur theoretisch beschreiben zu können, braucht es Methoden, um Röntgenspektroskopie auf der Erde betreiben zu können. Verschiedene Effekte lassen sich in Elektronenstrahl-Ionenfallen röntgenspektroskopisch analysieren (Beiersdorfer 2003).

Die ersten solcher Untersuchungen wurden 1981 von Donets und Ovsyannikov mit einer Elektronenstrahl-Ionenquelle (EBIS, von engl. *Electron Beam Ion Source*) durchgeführt (Donets und Ovsyannikov 1981). Infolgedessen wurde die erste Elektronenstrahl-Ionenfalle (EBIT, von engl. *Electron Beam Ion Trap*) von Morton A. Levine et al. entwickelt und am Lawrence Livermore National Laboratory gebaut (Morton A. Levine et al. 1988). Mit dieser ist es möglich, hochgeladene Ionen durch Elektronenstoßionisation zu erzeugen und zu speichern. Am gleichen Institut gelang es Roscoe E. Marrs, Beiersdorfer und Schneider nur wenige Jahre später erstmals U^{92+} , den höchsten Ladungszustand des schwersten natürlich vorkommenden Elements, zu erzeugen (Roscoe E. Marrs, Beiersdorfer und Schneider 1994).

Die Möglichkeit der Produktion von höchsten Ladungszuständen ist jedoch nicht nur für die Astrophysik interessant (Roscoe E. Marrs, Beiersdorfer und Schneider 1994; Zschornack, Schmidt und Thorn 2013). Eine Anwendung in der Grundlagenphysik sind Penning-Fallen-Experimente, bei denen die Zyklotronfrequenz eines Ions mit sehr hoher Präzision bestimmt werden kann. Mit Penning-Fallen lassen sich einige der wichtigsten Prämissen, Ergebnisse und Vorhersagen des Standardmodells der Elementarteilchenphysik (SM) direkt überprüfen (K. Blaum, Novikov und Werth 2010). Dazu gehören Tests der Quantenelektrodynamik (QED) (Beiersdorfer 2010), Tests der Symmetrie unter CPT¹-Transformation (Ulmer et al. 2015), die Bestimmung von

¹Ladung (C von engl. *charge*), Parität (P von engl. *parity*) und Zeit (T von engl. *time*)

Naturkonstanten (Bradley et al. 1999), Tests der speziellen Relativitätstheorie (Rainville et al. 2005) und Beiträge in die Neutrinophysik (Ottens und Weinheimer 2008; Gastaldo et al. 2014).

An vielen dieser Themen wird am Max-Planck-Institut für Kernphysik (MPIK) in Heidelberg an den Experimenten PENTATRAP (J. Repp et al. 2012), ALPHATRAP (Sturm et al. 2019) und ^3He -Trap (Mooser et al. 2018) geforscht. Beim hochpräzisen Penning-Fallen-Massenspektrometer PENTATRAP werden hochgeladene Ionen verwendet, um die relative Genauigkeit zu erhöhen, mit der die Zyklotronfrequenz im freien Raum bestimmt werden kann, da diese linear mit der Ionenladung skaliert. Die Ionen werden überwiegend in der als „Tip-EBIT“ bezeichneten kompakten Raumtemperatur-Elektronenstrahl-Ionenfalle erzeugt. Diese verfügt über ein Laserdesorptionssystem, mit dem sich angereicherte Proben von seltenen Isotopen in sehr kleinen Mengen in die EBIT laden lassen. Um die Kontinuität der Versorgung sicherzustellen und das Spektrum an möglichen Messkampagnen von PENTATRAP zu erweitern, soll eine weitere EBIT aufgebaut, in Betrieb genommen und ebenfalls mit einem Laserdesorptionssystem ausgestattet werden.

Mit der „Tip-EBIT 2“ wird die Zeit, die zum Einsetzen der seltenen Isotope ins Vakuumsystem benötigt wird, überbrückt werden können. Ferner müssen Messreihen nicht unterbrochen werden, falls (Instandhaltungs-) Reparaturen anstehen und die Auswahl an Referenzen kann potentiell gesteigert werden. In der Massenspektrometrie werden nämlich Massenverhältnisse bestimmt, da ansonsten die genaue Stärke des Magnetfelds bekannt sein müsste. Indem die Ionenmasse im Verhältnis zu der Masse eines Referenzions mit gut bekannter Masse bestimmt wird, werden bei PENTATRAP Massen mit einer relativen Genauigkeit von $\delta m/m < 10^{-11}$ gemessen.

Mit der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten EBIT wird es möglich sein, die Ionen für ein Experiment zur Überprüfung von Einsteins spezieller Relativitätstheorie herzustellen. Ein ähnliches Experiment wurde bereits am Massachusetts Institute of Technology durchgeführt (Rainville et al. 2005). Im Vergleich zum genannten Experiment wird nicht die Massendifferenzen von ^{28}Si und ^{29}Si oder ^{32}S und ^{33}S , sondern die von ^{35}Cl und ^{36}Cl bestimmt werden. Der Test besteht darin, die Äquivalenz von Masse und Energie anhand der Reaktion:



zu überprüfen, bei der das stabile Chlorisotop ^{35}Cl durch Neutroneneinfang in das radioaktive Chlorisotop ^{36}Cl übergeht und beim Abregen in den Grundzustand Gammastrahlung emittiert. Laut dem Naturgesetz $E = mc^2$ aus der speziellen Relativitätstheorie muss die Energie des abgestrahlten Photons E_γ der Massendifferenz Δm aus der Summe der Masse des leichten Isotops und des Neutrons sowie der Masse des schweren Isotops multipliziert mit der quadrierten Lichtgeschwindigkeit c entsprechen:

$$E_\gamma = \Delta mc^2 \quad \text{mit } \Delta m = (m_{^{35}\text{Cl}} + m_{\text{n}}) - m_{^{36}\text{Cl}}. \quad (1.2)$$

Die Energie des Photons wird mit der Planck-Einstein-Relation $E = h\nu$ berechnet, wofür die

Frequenz ν oder die Wellenlänge $\lambda = c/\nu$ bestimmt werden muss. Bei [Rainville et al. \(2005\)](#) wurde die Gammaspektroskopie in einem zusätzlichen Experiment am Institut Laue-Langevin (ILL) in Grenoble mittels Kristall-Spektroskopie nach Bragg durchgeführt ([Kessler et al. 2001](#)). Das obige Experiment war zu seiner Zeit der präziseste Test dieser Art, war jedoch durch die hohe Unsicherheit der Gammaspektroskopie limitiert ([Rainville et al. 2005](#)). Mit einer Messung an den Chlorisotopen ließe sich die Genauigkeit voraussichtlich noch erhöhen, da die Unsicherheit in der Gammaspektroskopie durch die geringen Wirkungsquerschnitte des Neutroneneinfangs bedingt war (0,177 b bzw. 0,518 b vs. 43,6 b bei Chlor; [IAEA 2019](#)). Mit PENTATRAP kann die Massendifferenz von ^{35}Cl und ^{36}Cl bestimmt werden und zusammen mit dem neuerem Spektrometer am ILL wird dann eine genauere Überprüfung der Äquivalenz von Masse und Energie möglich sein ([Jentschel und Klaus Blaum 2018](#)).

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Elektronenstrahl-Ionenfallen

Die Elektronenstrahl-Ionenfalle (EBIT, von engl. *electron beam ion trap*) wurde von Morton A. Levine et al. am Lawrence Livermore National Laboratory entwickelt und 1986 erstmals in Betrieb genommen (Morton A. Levine et al. 1988; M. A. Levine et al. 1989). Die EBIT wurde als Instrument zur Untersuchung von Röntgenstrahlen, die von hochgeladenen Ionen (HCI, von engl. *highly charged ions*) in Wechselwirkung mit freien Elektronen erzeugt werden, entworfen.

2.1.1 Allgemeines Funktionsprinzip

Der Grundgedanke einer EBIT ist es, Ionen mit einem hochenergetischen Elektronenstrahl zu produzieren und im Raumladungspotential des komprimierten Strahls zu fangen. Grundlegend besteht eine EBIT aus einer Elektronenkanone, zur Produktion des Elektronenstrahls, einem Magnetfeld, das den Elektronenstrahl komprimiert, (mindestens) drei zylindrischen Elektroden, sog. Driftröhren (DT, von engl. *drift tube*), um die Ionen axial einzufangen und einem Kollektor, der den Elektronenstrahl auffängt.

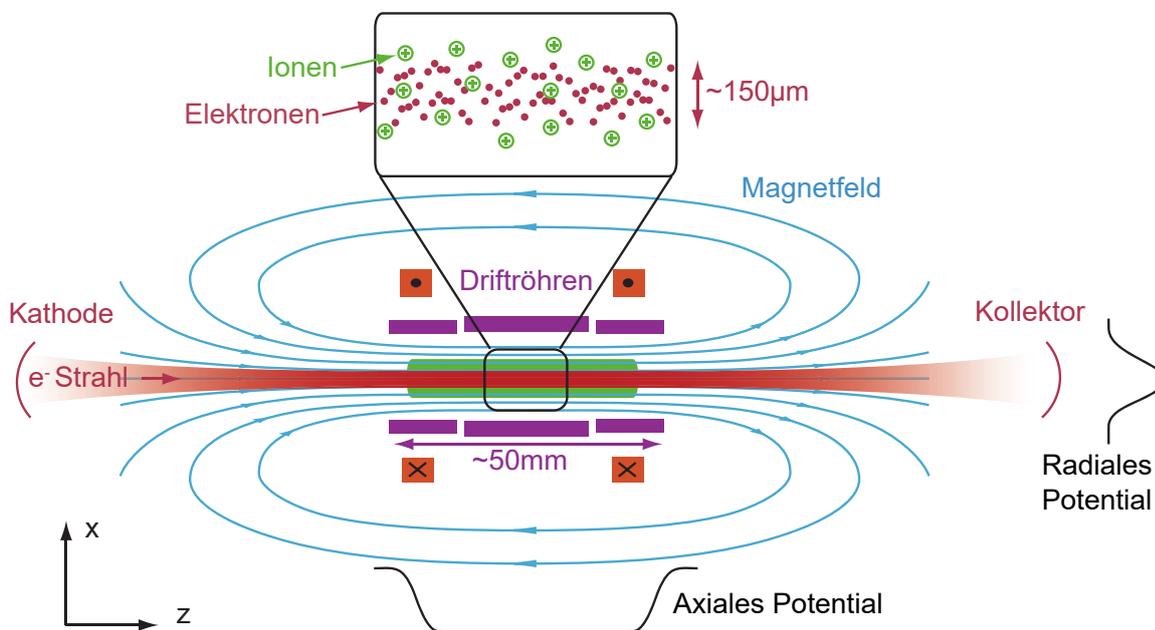


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung einer EBIT. Dargestellt sind nur die Driftröhren, die das axiale Potential bilden. Die angegebenen Maße sind typische Parameter einer HC-EBIT¹. (Übernommen von Julia Repp (2012) und angepasst.)

¹Micke et al. 2018

Diese Elemente sind zusammen mit dem Magnetfeld in Abbildung 2.1 dargestellt. Die Magnetfeldlinien verdichten sich zum Fallenzentrum hin, sodass die Kompression des Elektronenstrahls dort maximal ist. An den Positionen der Elektronenkanone und des Kollektors, soll die Magnetfeldstärke im Idealfall Null sein. Neutrale Atome werden hauptsächlich durch Stoßionisation mit Elektronen des Strahls ionisiert. Als Ionen werden sie durch das elektrische Feld der Driftröhren und der Raumladung des Elektronenstrahls in der Falle gespeichert, wo sie durch weitere Elektronenstoßionisationen zu HCIs gebrütet werden können.

2.1.2 Eigenschaften des Elektronenstrahls

Elektronenstrahlradius

Der Elektronenstrahlradius bestimmt die Strom- und Elektronendichte des Strahls, hat dadurch Einfluss auf das Raumladungspotential der Elektronen und bestimmt die radiale Fallentiefe für die Ionen.

Als einfaches Modell kann man sich vorstellen, dass die an der Kathode mit Radius r_K emittierten Elektronen sich im Magnetfeld mit Flussdichte B (bzw. B_K an der Kathode) durch die Lorentzkraft auf einer Kreisbahn bewegen. Der Radius des Elektronenstrahls r_e ändert sich durch eine Änderung der magnetischen Flussdichte gemäß (Pastuszka et al. 1996):

$$r_e = \sqrt{\frac{B_K}{B}} r_K. \quad (2.1)$$

Tatsächlich folgen die Elektronen im Elektronenstrahl jedoch komplizierteren Bahnen (vgl. Brillouin 1945; Herrmann 1958), sodass das obige Modell kaum in der Realität angewendet werden kann. Für eine genauere Beschreibung ist die Geschwindigkeit der Elektronen v_e parallel zur Strahlachse relevant. Diese ergibt sich mit der Beschleunigungsspannung U aus der Energie des Elektronenstrahls $E_e = eU$, wobei e für die Ladung eines Elektrons steht. Für die nicht-, bzw. relativistische Rechnung gilt entsprechend:

$$\text{nicht-rel. :} \quad E_{\text{kin}} = \frac{1}{2} m_e v_e^2 \quad \Longrightarrow \quad v_e = \sqrt{\frac{2eU}{m_e}}, \quad (2.2a)$$

$$\text{rel. :} \quad E_{\text{kin}} = (\gamma - 1) m_e c^2 \quad \Longrightarrow \quad v_e = c \sqrt{1 - \left(\frac{eU}{m_e c^2} + 1 \right)^{-2}}. \quad (2.2b)$$

Dabei steht m_e für die Masse eines ruhenden Elektrons und $\gamma = \left(\sqrt{1 - \left(\frac{v_e}{c} \right)^2} \right)^{-1}$ für den dimensionslosen Lorentzfaktor aus der speziellen Relativitätstheorie. Die nicht-relativistische Rechnung würde bei $U = 10 \text{ kV}$ zu einer Abweichung von 1,5 % führen, sodass man bei EBITs im Allgemeinen besser die relativistische Elektronengeschwindigkeit betrachten sollte.

Brillouin (1945) nimmt an, dass die magnetische Flussdichte an der Kathode verschwindet ($B_K = 0 \text{ T}$), dass die Elektronen keine thermische Energie haben ($T_K = 0 \text{ K}$) und dass sich ihre Bewegung durch eine rein laminare Strömung beschreiben lässt. Unter der Annahme, dass die Ladung aller Ionen deutlich kleiner als die Ladung aller Elektronen ist, ergibt sich aus

dem raumladungsbegrenzten Fall des sog. „Brillouin-Flusses“ in einem Magnetfeld eine erste Abschätzung für den minimalen Elektronenstrahlradius $r_{e,B}$ (Morton A. Levine et al. 1988):

$$r_{e,B} = \sqrt{\frac{2m_e I_e}{\pi \varepsilon_0 v_e e B^2}} \quad \left(= \frac{0,015 \text{ cm}}{B/\text{T}} \sqrt{\frac{I_e/\text{A}}{\sqrt{E_e/\text{keV}}}} \right), \quad (2.3)$$

wobei I_e für die Stromstärke des Strahls steht.

Die Bahnen der Elektronenbewegung werden noch allgemeiner durch Herrmann (1958) beschrieben. Dabei wird eine nicht verschwindende magnetische Flussdichte an der Kathode und die thermische Energie der Elektronen berücksichtigt. Aus seinen Rechnungen ergibt sich (Herleitung siehe Anhang A):

$$r_{e,H} = r_{e,B} \sqrt{\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{8k_B T_K m_e r_K^2}{e^2 B^2 r_{e,B}^4} + \frac{B_K^2 r_K^4}{B^2 r_{e,B}^4}}}, \quad (2.4)$$

wobei k_B für die Boltzmann-Konstante steht.

Radiales Fallenpotential und Raumladung des Elektronenstrahls

Die Raumladung des Elektronenstrahls sorgt für den radialen Einschluss der Ionen, wodurch die Ionen in Wechselwirkung mit dem Elektronenstrahl hohe Ladungszustände erreichen können.

Die Ionen werden im Wesentlichen durch eine Kombination des elektrischen Feldes Φ_{el} , das sowohl durch die Raumladung des Elektronenstrahls Φ_e , als auch durch das Potential an den Driftröhren Φ_D , erzeugt wird, und des axialen magnetischen Felds Φ_{mag} radial eingeschlossen. Diese bilden gemeinsam ein effektives radiales Potential, das gegeben ist durch:

$$\Phi_{eff}(r) = \Phi_{el}(r) + \Phi_{mag}(r) \quad \text{mit } \Phi_{mag}(r) = \frac{z_I e^2 B^2 r^2}{8m_I}, \quad (2.5)$$

wobei z_I und m_I den Ladungszustand und die Masse der Ionen beschreiben (Penetrante et al. 1991).

Unter der Annahme, dass der Elektronenstrahl unendlich lang ist und eine konstante Ladungsdichte ρ_e innerhalb seines Radius r_e aufweist, ergibt sich aus der Poisson-Gleichung:

$$\vec{\nabla}^2 \Phi_{el}(r) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \Phi_{el}(r) \right) = -\frac{\rho_e}{\varepsilon_0} \quad (2.6)$$

für r kleiner oder größer als der Elektronenstrahlradius jeweils eine Lösung:

$$\Phi_{el}(r) = \begin{cases} \Phi_D + \Phi_0 \left(\frac{r^2}{r_e^2} + \ln \frac{r_e^2}{r_D^2} - 1 \right), & r \leq r_e \\ \Phi_D + \Phi_0 \ln \frac{r^2}{r_D^2}, & r \geq r_e \end{cases}, \quad (2.7)$$

wobei Φ_D durch die Randbedingung bestimmt wird, dass das Potential am inneren Radius der Driftröhrenelektrode r_D gleich der von außen angelegten Spannung ist. Φ_0 hängt nur von der linearen Ladungsdichte des Strahls ab, die eine Funktion von der Strahlstromstärke I_e und der

Elektronengeschwindigkeit v_e (s. Gleichung (2.2)) ist (Blessenohl et al. 2018):

$$\Phi_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{I_e}{v_e}. \quad (2.8)$$

Das Raumladungspotential des Elektronenstrahls allein ist gegeben durch:

$$\Phi_e(r) = \Phi_{el}(r) - \Phi_D = \begin{cases} \Phi_0 \left(\frac{r^2}{r_e^2} + \ln \frac{r_e^2}{r_D^2} - 1 \right), & r \leq r_e \\ \Phi_0 \ln \frac{r^2}{r_D^2}, & r \geq r_e \end{cases} \quad (2.9)$$

und ist in Abbildung 2.2 für $r_D = 50r_e$ dargestellt.

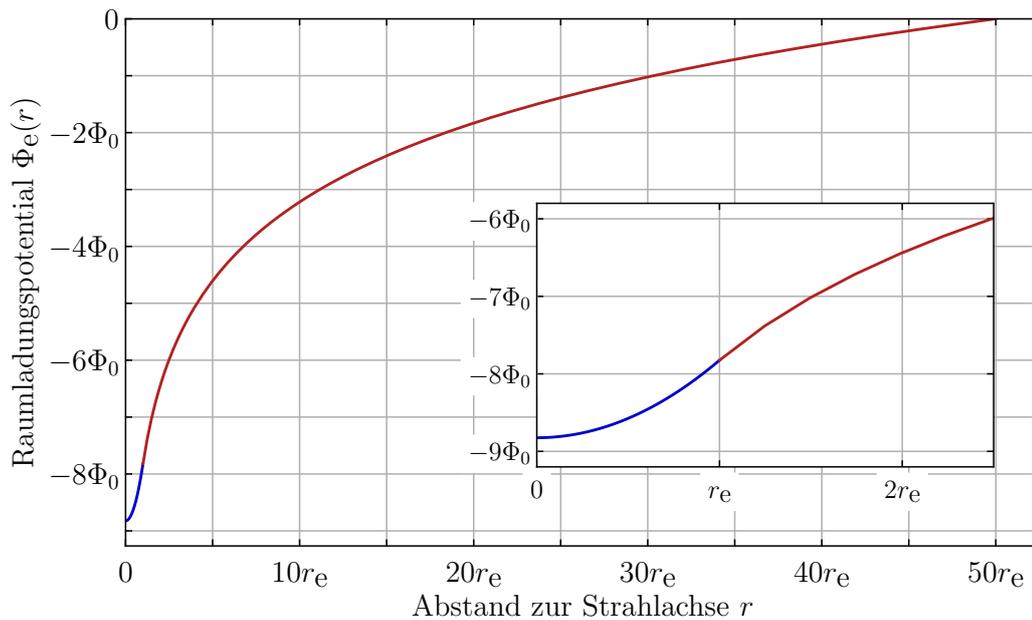


Abbildung 2.2: Radiales Potential aufgrund der Raumladung des Elektronenstrahls. Der Graph entspricht Gleichung (2.9) mit der Annahme, dass $r_D = 50r_e$. Farblich unterschieden wird das Potential innerhalb und außerhalb des Strahls. Vergrößert dargestellt sieht man die Potentialkurve in der Nähe des Elektronenstrahls.

Energie des Elektronenstrahls

Die Elektronenstrahlenergie entscheidet, welche Ladungszustände tatsächlich erreicht werden können, denn nur wenn die Energie der Elektronen größer als die Ionisierungsenergie des Zustands ist, kann die Ionisation durch Elektronenstoß stattfinden.

Damit der Elektronenstrahl den Kollektor erreichen kann, muss das Potential entlang der Strahlachse immer höher (positiver) als am Ort seiner Entstehung liegen. Die Energie des Elektronenstrahls ist hauptsächlich durch seine Beschleunigungsspannung U bestimmt. Diese setzt sich im Fallenzentrum (der zentralen Driftröhre) aus der negativen Spannung der Kathode U_K , der Spannung an der zentralen Driftröhre U_{DTC} und dem Raumladungspotential der Elektronen Φ_e , das zum Teil durch das positive Raumladungspotential der gespeicherten Ionen Φ_I kompensiert

wird, zusammen. Die Energie wird durch die Austrittsarbeit W_A an der Kathode um wenige eV herabgesetzt. Die Gesamtenergie des Strahls ist demnach (Steinbrügge 2015):

$$E_e = e(-U_K + U_{DTC} + \Phi_e + \Phi_I) - W_A. \quad (2.10)$$

2.1.3 Erreichbare Ladungszustände

Zur Erzeugung von HCIs mittels Elektronenstoßionisation muss die Energie der Elektronen E_e mindestens so groß wie die Ionisierungsenergie des angestrebten Ladungszustand χ_N sein. Das Maximum des Wirkungsquerschnitts liegt dabei jedoch bei einer höheren Energie und kann mit der Lotz-Formel abgeschätzt werden, die auf experimentellen Daten zu Wirkungsquerschnitten für die einfache Elektronenstoßionisation von Atomen und Ionen aus dem Grundzustand im Niederenergiebereich (≤ 10 keV) basiert (Lotz 1967):

$$\sigma = \begin{cases} \xi_1 \frac{a \ln(E/\chi_1)}{\chi_1 \cdot E_e}, & \text{wenn } \chi_1 \leq E_e \leq \chi_2, \\ \sum_{i=1}^N \xi_i \frac{a \ln(E_e/\chi_i)}{\chi_i \cdot E_e} = \bar{\xi} \frac{a \ln(E_e/\bar{\chi})}{\bar{\chi} \cdot E_e}, & \text{wenn } E_e \geq \chi_N. \end{cases} \quad (2.11)$$

Dabei ist $a = 4,0 \cdot 10^{-14}$, $\xi \geq 0,5$ ist eine langsam variierende Funktion und asymptotisch gleich der Anzahl der äquivalenten Elektronen, χ_1 die Ionisierungsenergie des äußersten Elektrons, χ_2 die Ionisierungsenergie für Elektronen in der nächst inneren (Unter-)Schale usw. und $\bar{\chi}$ ist ein gewichtetes Mittel aus χ_1 bis χ_N .

Mithilfe grundlegender Analysis kann daraus die Elektronenenergie des Maximums des Wirkungsquerschnitts bei gegebener mittlerer Ionisationsenergie bestimmt werden und ist mit der Eulerschen Zahl e ($= 2,718\dots$) gegeben durch:

$$E_e = e \cdot \bar{\chi}. \quad (2.12)$$

In Abbildung 2.3 sind die Ionisierungsenergien einiger Elemente zu finden. Die Auswahl basiert auf Elementen, die sich für die Charakterisierung einer EBIT eignen (Ar, Fe, Kr, Xe), der aktuellen Messkampagne bei PENTATRAP (Yb) und dem höchsten Ladungszustand, der je in einer EBIT produziert wurde (U; R. E. Marrs, Elliott und Knapp 1994). Mit eingezeichnet ist ein theoretisches Limit für die mittlere Ionisierungsenergie bei maximalem Wirkungsquerschnitt $\bar{\chi}_{\max} \approx 5,52$ keV, die sich nach Gleichung (2.12) aus $E_{\max} \approx 15$ keV ergibt. Um diese Elektronenstrahlenergie mit der in dieser Arbeit beschriebenen EBIT zu erreichen, könnten jedoch bereits Anpassungen am Design nötig sein (Micke et al. 2018).

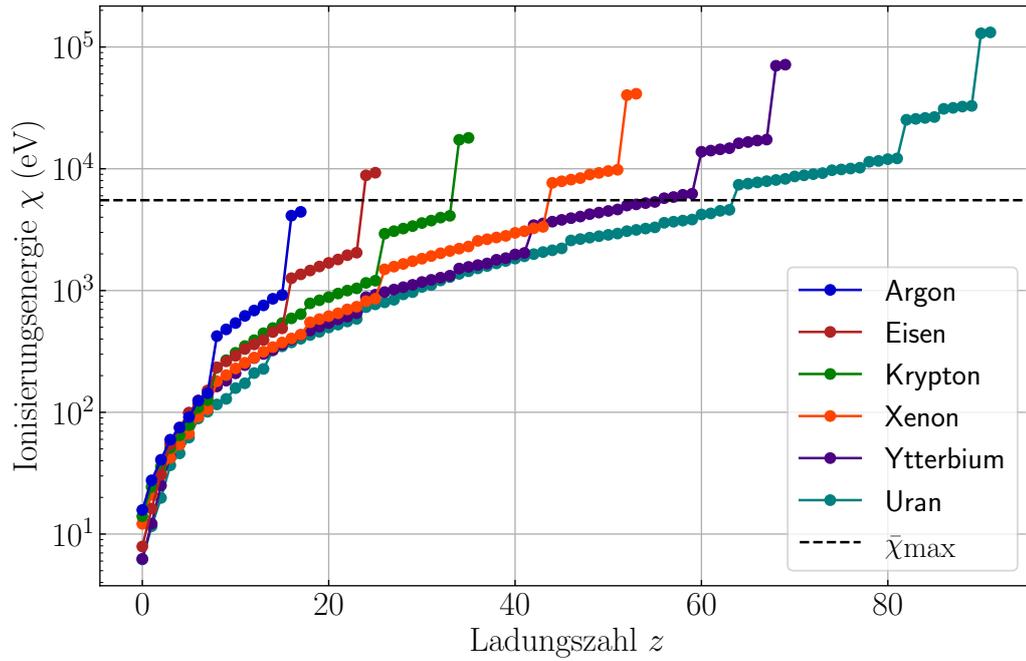


Abbildung 2.3: Ionisierungsenergien verschiedener Elemente dargestellt als Funktion der Ladungszahl. Daten von A. Kramida et al. 2021. Mit eingezeichnet ist ein theoretisches Limit für die mittlere Ionisierungsenergie bei maximalem Wirkungsquerschnitt $\bar{\chi}_{\max}$. Weitere Einzelheiten im Text.

2.1.4 Axiales Fallenpotential und evaporative Kühlung

Um die Falle in axialer Richtung verlassen zu können, muss die kinetische Energie eines Ions $E_{I,\text{kin}}$ folgende Relation erfüllen:

$$E_{I,\text{kin}} > Q \cdot U_{\text{Falle}} = ze \cdot U_{\text{Falle}}. \quad (2.13)$$

Dabei ist $Q = z \cdot e$ die Ladung des Ions und $U_{\text{Falle}} = U_{\text{DT3/4}} - U_{\text{DTC}}$ die axiale Potentialtiefe, gegeben durch die Spannungen an den Driftröhren. Je höher die Ladungszahl z des Ions ist, desto höher müsste demnach seine kinetische Energie sein, um die Relation zu erfüllen. Hat man also Ionen mit verschiedenen Ladungszahlen in der Falle, können die Ionen mit niedrigem z die Falle leichter verlassen.

Diesen Effekt macht man sich bei der evaporativen Kühlung zunutze. Evaporative Kühlung (engl. *evaporative cooling*) ist ein Verfahren, um den maximalen Ladungszustand und die Einschlusszeit zu erhöhen, die durch die Temperatur der Ionen begrenzt sind (M. A. Levine et al. 1989). Dabei werden niedrig geladene Ionen (LCIs, von engl. *low-charge ions*) zur Kühlung von HCIs verwendet. Die dafür benötigten LCIs können aus der Ionisation von neutralem Hintergrundgas (Morton A. Levine et al. 1988) oder aus der von bewusst injiziertem Gas (R. E. Marrs, Elliott und Knapp 1994) stammen.

Alle Ionen in der Falle befinden sich im thermischen Gleichgewicht, da die Ion-Ion-Kollisionsrate die größte Kollisionsrate in der Falle ist (Morton A. Levine et al. 1988). Hat man also ein Gemisch

aus LCIs und HCIs, kann man das Fallenpotential so einstellen, dass LCIs evaporieren können, während HCIs noch sicher eingeschlossen bleiben. Die LCIs tragen dabei dann Energie aus der Falle, die aus den Kollisionen mit HCIs stammt, wodurch die restlichen Ionen gekühlt werden (M. A. Levine et al. 1989).

2.1.5 Raumladungsgesetz

Die thermische Emission von geladenen Teilchen wird durch die Raumladung der Teilchen selbst beeinflusst. Die Perveanz oder Raumladungskonstante $P = I_e/\Delta U_A^{3/2}$ beschreibt dabei den Zusammenhang zwischen Strahlstromstärke I_e und Spannungsdifferenz zwischen Kathode und Anode ΔU_A und ist bei Elektronenkanonen ein Maß für die Qualität des Elektronenstrahls. Mit dem Child-Langmuir-Gesetz lässt sich die theoretische, also maximale, Perveanz in Abhängigkeit von dem Abstand zwischen Kathode und Anode d und der stromdurchflossenen Fläche, also dem Strahlradius bei der Anode $r_{e,A}$, berechnen (Child 1911; Langmuir 1913). Das Potenzgesetz von Child und Langmuir lässt sich dann in SI-Einheiten folgendermaßen schreiben:

$$I_e = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{\pi r_{e,A}^2}{d^2} \Delta U_A^{3/2}. \quad (2.14)$$

Die Perveanz kann zum Vergleich verschiedener Elektronenkanonen-Systeme verwendet werden und mit ihr lassen sich theoretische Werte für den Emissionsstrom in Abhängigkeit von der Extraktionsspannung berechnen. Für die gegebene Geometrie mit $r_{e,A} \sim r_K = 1,7 \text{ mm}$ und $d = 5 \text{ mm}$ (vgl. Abschnitt 3.2) erwartet man eine Perveanz in der Größenordnung von $P \sim 1 \mu\text{A}/\text{V}^{3/2}$ (Micke et al. 2018).

2.2 Interaktionen zwischen Atomen, Elektronen und Ionen

Um die Prozesse zu verstehen, die im Fallenzentrum einer EBIT stattfinden, muss man sich die verschiedenen Interaktionsprozesse zwischen den Teilchen im Plasma genauer anschauen. Diese lassen sich in Ionisationsprozesse und Rekombinationsprozesse aufteilen. Im Folgenden sollen die relevantesten Effekte genauer beschrieben werden.

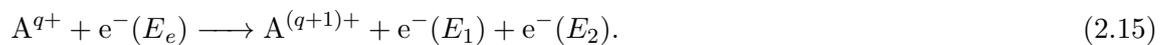
2.2.1 Ionisationsprozesse

Verschiedene Prozesse können den Ladungszustand von Atomen und ihren Ionen erhöhen, dazu gehören direkte Ionisationsprozesse, wie die Elektronenstoßionisation, sowie indirekte Ionisationsprozesse, wie die Autoionisation, z.B. nach Elektronenstoßanregung.

Direkte Ionisation (DI)

Unter direkter Ionisation versteht man allgemein solche Prozesse, bei denen ein Elektron durch ionisierende Strahlung aus seiner Bindung geschlagen wird. In einer EBIT ist diese ionisierende Strahlung meist β^- -Strahlung, also Elektronen des Elektronenstrahls, aber auch Photonen (aus Rekombinationsprozessen) können eine Ionisation bewirken. Man bezeichnet die entsprechenden Prozesse als Elektronenstoßionisation und als Photoionisation.

Elektronenstoßionisation (EII von engl. *electron impact ionization*) In einer EBIT sind es besonders die beschleunigten Elektronen des Elektronenstrahls, die die Atome/Ionen durch Stoßionisation ionisieren (Mewe 1999; Crespo López-Urrutia und Harman 2014):



EII kann stattfinden, wenn die kinetische Energie des stoßenden Elektrons E_e mindestens so groß wie das Ionisierungspotential I_p des am schwächsten gebundenen Elektrons ist und es gilt Energieerhaltung (Crespo López-Urrutia und Harman 2014):

$$E_e - I_p = E_1 + E_2. \quad (2.16)$$

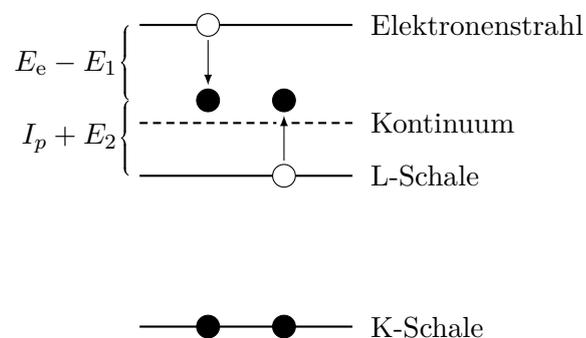


Abbildung 2.4: Energieschema einer Elektronenstoßionisation. Ein Elektron des Elektronenstrahls stößt mit einem gebundenen Elektron. Durch den Energieübertrag wird es aus dem Atom oder Ion entfernt.

Photoionisation (PI) Die Atome/Ionen können auch durch hochenergetische Photonen (z.B. aus einem Rekombinationsprozess) ionisiert werden:



Indirekte Ionisation (II)

Es gibt Prozesse, bei denen die ionisierende Strahlung nicht genug Energie hat, um das Elektron, mit dem sie wechselwirkt, direkt aus dem Atom/Ion herauszulösen, sondern es nur in einen angeregten Zustand versetzt. In Folge von solchen Anregungsprozessen kann es trotzdem zu einem Ionisationsprozess kommen, den man dann als indirekten Ionisationsprozess bezeichnet.

Erzeugung angeregter Zustände

Elektronenstoßanregung (EIE von engl. *electron impact excitation*) Ein gebundenes Elektron eines Atoms/Ions kann durch den Stoß eines Elektrons aus seinem Grundzustand angeregt werden, ohne dass dabei eine Ionisation stattfindet:

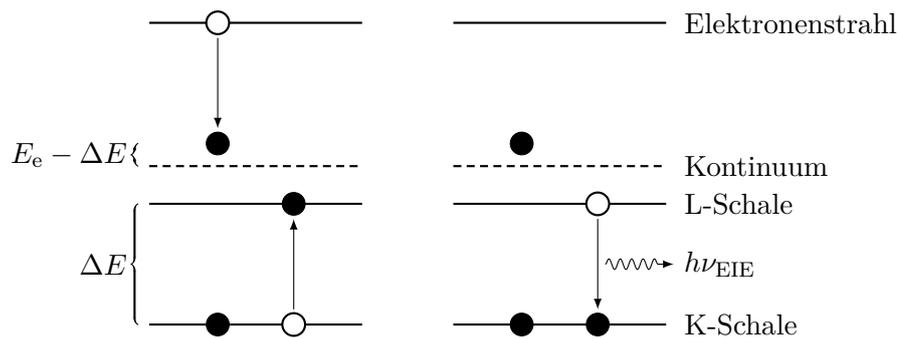
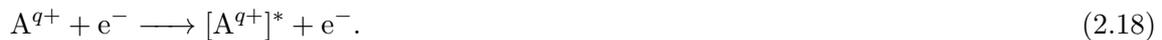


Abbildung 2.5: Energieschema einer Elektronenstoßanregung mit anschließendem radiativem Zerfall. Ein Elektron des Elektronenstrahls stößt mit einem gebundenem Elektron und versetzt das Atom oder Ion in einen angeregten Zustand. Die Differenz in der Bindungsenergie des angeregten Elektrons beträgt ΔE . Der angeregte Zustand kann anschließend unter Emission von charakteristischer Röntgenstrahlung zerfallen (im gezeigten Beispiel: K_{α}).

Photoanregung (PE von engl. *photoexcitation*) Auch durch die Absorption eines Photons kann ein angeregter Zustand entstehen:



Autoionisation (AI) Entweder zerfällt solch ein angeregter Zustand wieder unter Emission eines Photons in seinen Grundzustand ($[A^{q+}]^* \longrightarrow A^{q+} + h\nu_{EIE/PE}$; Crespo López-Urrutia und Harman 2014) oder ein anderes gebundenes Elektron kann die Energie aufnehmen. Wenn die Anregungsenergie größer als die Bindungsenergie des anderen Elektrons ist, kann dieses

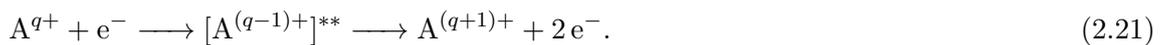
andere Elektron durch Aufnahme der Anregungsenergie die Kernanziehung überwinden und das Atom/Ion geht durch Autoionisation in einen höheren Ladungszustand über (Mewe 1999):



Prozess (2.20) beschreibt einen Spezialfall der Autoionisation, der auch als Auger-Meitner-Prozess bekannt ist (nach Auger (1925) und Meitner (1922)). Findet eine Photoanregung gefolgt von einem Auger-Meitner-Prozess statt, bezeichnet man den Gesamtprozess im Gegensatz zur direkten Photoionisation als resonante Photoionisation.

Ganz allgemein versteht man unter der Autoionisation solche Prozesse, bei denen ein (mehrfach) angeregter Zustand bei der Abregung ein Elektron verliert, ohne dabei mit einer anderen Energiequelle zu wechselwirken (Todd 1991). Autoionisation tritt besonders dann auf, wenn es viele innere Elektronen gibt, die auf ein höheres Energieniveau angeregt werden können und es im Vergleich dazu wenige Valenzelektronen gibt, die direkt ionisiert werden können (Mewe 1999).

Resonante Ionisierung (RI) Es gibt noch weitere indirekte, mehrschrittige, resonante Prozesse, die zur Ionisation führen können (Mewe 1999). Ergänzend sei noch das folgende Beispiel erwähnt:



Dabei wird zuerst ein freies Elektron eingefangen und ein doppelt angeregter Zustand entsteht (wie bei Prozess (2.24a)). Dieser kann dann durch zweifache Autoionisation zerfallen, wodurch effektiv eine einfache Ionisation stattfindet.

2.2.2 Rekombinationsprozesse

Es gibt aber auch verschiedene Prozesse, die den Ladungszustand verringern, dazu gehören die Strahlungsrekombination, die Dreierstoß-Rekombination, die dielektronische Rekombination und der Ladungsaustausch/die Ladungsaustauschrekombination (De Michelis und Mattioli 1981), sowie tri- und quadroelektrische Rekombination (Crespo López-Urrutia und Harman 2014), von denen die wichtigsten im Folgenden näher behandelt werden.

Strahlungsrekombination (RR von engl. *radiative recombination*)

Bei der Strahlungsrekombination wird ein freies Elektron von einem Ion eingefangen, wobei die überschüssige Energie des Elektrons in Form eines Photons frei wird (Mewe 1999):



Strahlungsrekombination ist ein nicht-resonanter Prozess, bei dem die Photonenenergie gleich der Summe von kinetischer Energie des eingefangenen Elektrons E_e und Bindungsenergie des Elektrons im Endzustand I_p ist (Energieerhaltung; Crespo López-Urrutia und Harman 2014):

$$h\nu_{RR} = E_e + I_p. \quad (2.23)$$

Die Energie der emittierten Photonen skaliert folglich mit der Energie des Elektronenstrahls.

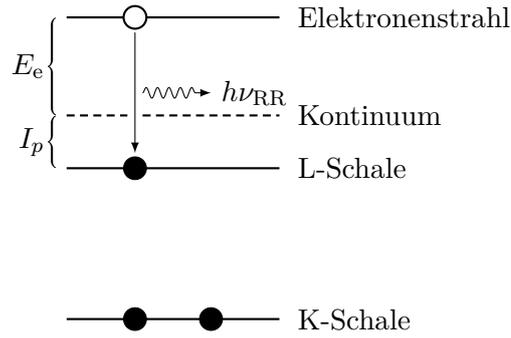


Abbildung 2.6: Energieschema einer radiativen Rekombination. Ein Elektron des Elektronenstrahls rekombiniert mit einem Ion. Dabei wird ein Photon emittiert, dessen Energie ($h\nu_{RR}$) der Summe aus kinetischer Energie und Ionisierungsenergie des Elektrons entspricht. Da dieser Prozess für jede Elektronenstrahlenergie möglich ist, ist er nicht resonant.

Dielektronische Rekombination (DR)

Die dielektronische Rekombination ist ein zweistufiger, resonanter Prozess, bei dem zunächst ein freies Elektron unter Anregung eines inneren Elektrons eingefangen wird. Dieser intermediäre, (doppelt) angeregte Zustand kann dann entweder, ohne Abstrahlung eines Photons, wieder ionisieren (s. Autoionisation (2.20)) oder er zerfällt unter Emission von einem/mehreren Photon/en in einen stabilen Zustand. Nur im zweiten Fall spricht man von dielektronischer Rekombination.

Im Beispiel fällt das angeregte Elektron zunächst wieder in seinen Grundzustand, wobei ein Photon ($h\nu_{DR1}$) emittiert wird. Außerdem kann das eingefangene Elektron potentiell in mehreren Schritten (\sum_i) durch Abgabe von Photonen ($h\nu_{DR2,i}$) auf ein niedrigeres Level fallen, falls es nicht bereits direkt in einen Grundzustand rekombiniert ist (De Michelis und Mattioli 1981):

$$A^{(q+1)+} + e^- \longrightarrow [A^{q+}]^{**}, \quad (2.24a)$$

$$[A^{q+}]^{**} \longrightarrow [A^{q+}]^* + h\nu_{DR1}, \quad (2.24b)$$

$$[A^{q+}]^* \longrightarrow A^{q+} + \sum_i h\nu_{DR2,i}. \quad (2.24c)$$

Der Prozess findet nur unter einer sog. Resonanzbedingung statt, die besagt, dass die Energiedifferenz ΔE zwischen dem Zustand des inneren Elektrons (mit Bindungsenergie E_1) und dem Zustand, in den das Elektron angeregt wird (mit Bindungsenergie E_2), gleich der kinetischen Energie des freien Elektrons E_e plus der Bindungsenergie I_p des rekombinierten Zustandes ist (Crespo López-Urrutia und Harman 2014):

$$E_2 - E_1 = \Delta E = E_e + I_p. \quad (2.25)$$

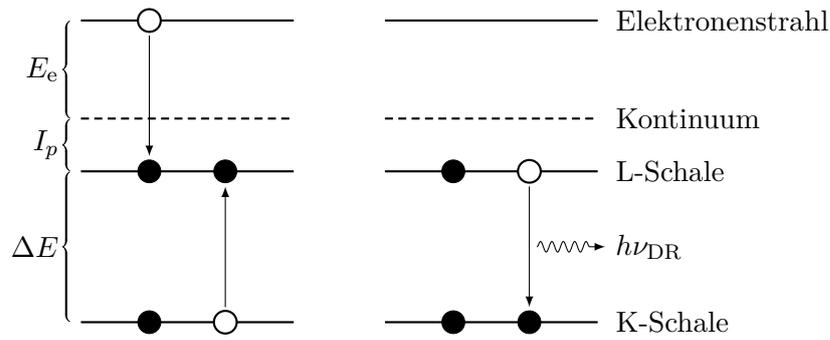


Abbildung 2.7: Vereinfachtes Energieschema einer dielektronischen Rekombination. Ein Elektron des Elektronenstrahls wird in einen unbesetzten Zustand eingefangen (als Vereinfachung direkt in den Zustand minimaler Energie). Die dabei frei werdende Energie entspricht der Energie, um einen angeregten Zustand zu erzeugen, indem sie von einem gebundenen Elektron aufgenommen wird. Der so entstandene, angeregte Zustand zerfällt anschließend unter Emission von charakteristischer Röntgenstrahlung (im gezeigten Beispiel: K_α). Da dies nur für bestimmte Elektronenstrahl-Energien möglich ist, ist DR ein resonanter Prozess.

Ion-Atom-Ladungsaustausch mit Trennungsrekombination (CX von engl. *charge exchange*)

Ein neutrales Atom kann auch ein (oder mehrere) Elektron(en) an ein mehrfach geladenes Ion abgeben (Janev und Presnyakov 1981). Der Prozess lässt sich folgendermaßen allgemein formulieren:



Ladungsaustausch zwischen Ionen ist durch die Coulombabstoßung stark unterdrückt und findet selbst bei schwach geladenen Ionen erst bei sehr hohen Kollisionsenergien statt (vgl. Chen et al. 2001). Die thermische Geschwindigkeit der Ionen in der EBIT reicht dafür nicht aus.

3 Experimenteller Aufbau

Die Heidelberg-Kompakt-EBIT¹ (HC-EBIT, von engl. *Heidelberg Compact EBIT*) ist eine Entwicklung aus der Arbeitsgruppe Crespo: Dynamik hochgeladener Ionen am MPIK Heidelberg, um Kosten und Größe von EBITs zu reduzieren und eine einfachere Handhabung zu gewährleisten. Die HC-EBIT enthält Permanentmagnete, die eine magnetische Flussdichte von bis zu 0,86 T im Fallenzentrum induzieren und die den supraleitenden Magneten mit magnetischen Flussdichten von 3 bis 8 T einer gewöhnlichen EBIT ersetzen, der zur Kompression des monoenergetischen Elektronenstrahls benötigt wird (Micke et al. 2018).

In dieser Arbeit wurde eine weitere HC-EBIT, genannt „Tip-EBIT 2“ aufgebaut und in Betrieb genommen. Die EBIT ist ein Nachbau der „Tip-EBIT“ (Christoph Schweiger 2017) und soll im Anschluss an diese Arbeit mit einem Laser-Desorptionssystem (Ch. Schweiger et al. 2019) ausgestattet werden, wie König 2019 bei der Tip-EBIT. Als Orientierung und Anleitung dienten dabei insbesondere die Beschreibungen und Erfahrungen aus den Arbeiten von Micke et al. (2018) und Christoph Schweiger (2017).

Im Folgenden werden die wichtigsten Komponenten des Aufbaus beschrieben. Diese sind teilweise in Abbildung 3.1 dargestellt. Für detailliertere technische Informationen aller beschriebenen Komponenten, bis auf den Röntgendetektor, sei besonders auf das Paper von Micke et al. (2018) verwiesen, das außerdem als Quelle angesehen werden kann, sollte keine andere zitiert werden.

¹Micke et al. 2018

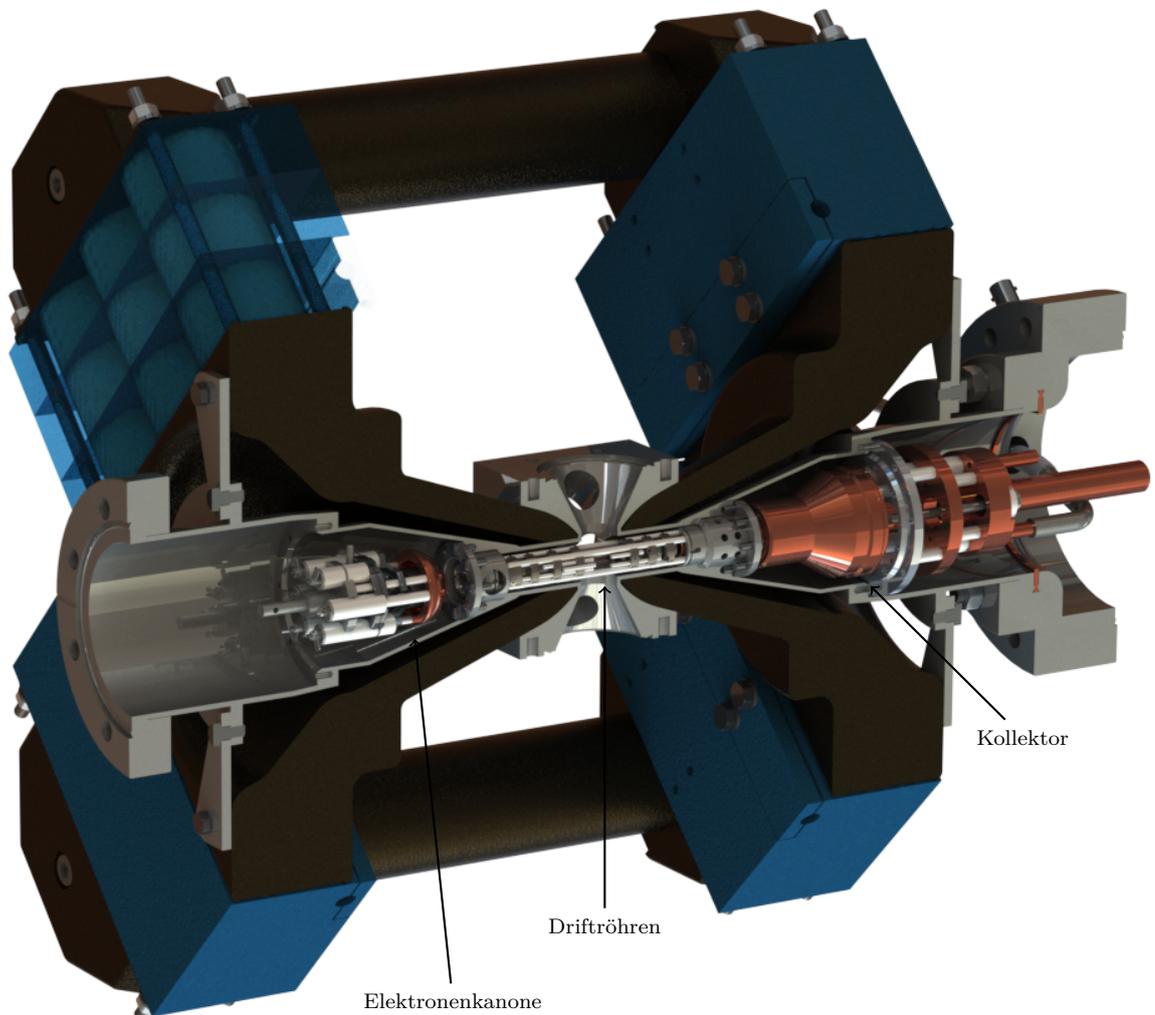


Abbildung 3.1: Gerenderte Schnittansicht durch die Hauptkomponenten der EBIT. Die blauen Gehäuse beherbergen die Permanentmagnete und sind in einem der acht Arrays zur Veranschaulichung durchsichtig dargestellt. Die schwarzen Weicheisen- und magnetischen Stahlteile führen und fokussieren das Magnetfeld. Die Elektronenkanone ist auf einer Titanstange befestigt und kann mit einem XYZ-Manipulator positioniert werden. Die Driftröhren und der Kollektor sind fest in der zentralen Vakuumkammer montiert. Weitere Einzelheiten in den jeweiligen Abschnitten.

3.1 Magnetsetup

Das Magnetsetup besteht aus 72 zylindrischen Permanentmagneten, verschiedenen Weicheisen- und magnetischen Stahlteilen, einer Vakuumkammer und Aluminiumgehäusen.

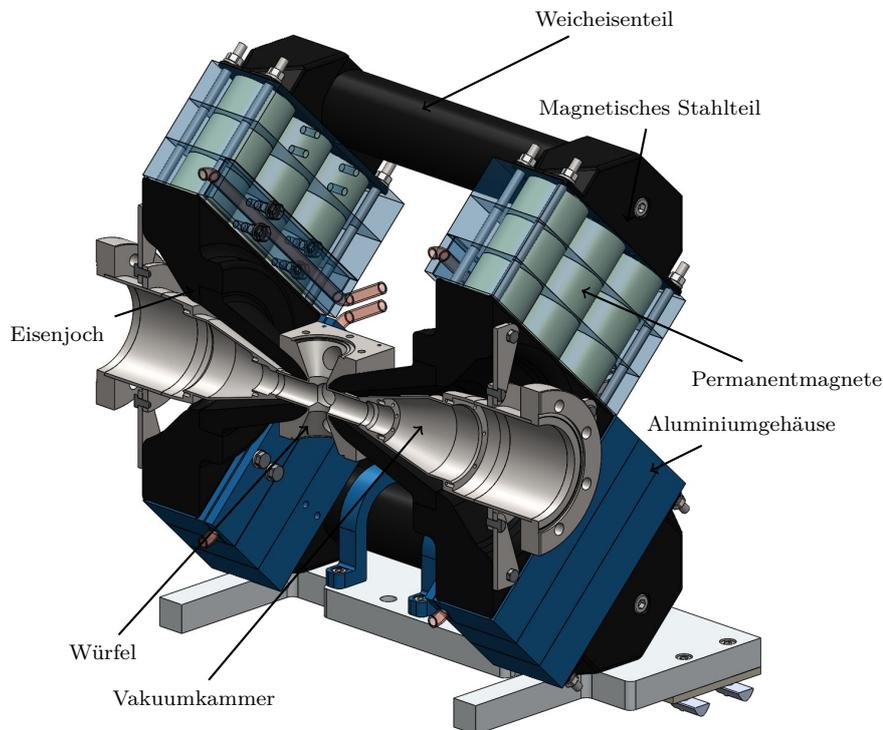


Abbildung 3.2: Querschnitt durch das CAD-Modell des Permanentmagnetensetups mit teilweise transparenten Aluminiumgehäusen, sodass die Permanentmagnetstapel sichtbar sind. Im Inneren des Eisenjochs (schwarz dargestellt) befindet sich die Vakuumkammer. Die kegelförmigen Teile des Eisenjochs ragen in den Würfel der Vakuumkammer in der Nähe des Fallenbereichs der EBIT.

Die 72 NdFeB Magnete sind in 2×4 Arrays zu je 3×3 Magneten angeordnet und werden von den Aluminiumgehäusen gegen mechanische Einflüsse geschützt und in Position gehalten. Die Gehäuse bieten außerdem die Möglichkeit, ein Kühlsystem zu beherbergen, falls man die Vakuumkammer ausheizen möchte, da die Magnete bereits ab 80°C , unterhalb ihrer Curie-Temperatur von $T_C = 310^\circ\text{C}$, ihre Magnetisierung verlieren können (MISUMI 2014). Die Weicheisen- und magnetischen Stahlteile leiten das Magnetfeld und konzentrieren es zur Fallenmitte hin. Die Konzentrierung des Magnetfeldes an der Stelle des Fallenzentrums ermöglicht die maximale Kompression des Elektronenstrahls an dieser Stelle und dadurch die höchste Ladungsdichte für die Ionenproduktion.

Die zentrale, kubische Vakuumkammer (als Würfel bezeichnet) beinhaltet die Driftröhren und bietet durch 4 Anschlussöffnungen Zugang für weitere Apparaturen (Pumpen, Detektoren, Injektionssysteme). An Vorder- und Rückseite ist jeweils ein sich aufweitender Vakuumkammerabschnitt an den zentralen Würfel geschweißt, in dem sich auf der einen Seite die Elektronenkanone und auf der anderen Seite der Kollektor befindet.

3.2 Elektronenkanone

Die Elektronenkanone ist eine axial ausgerichtete Elektronenstrahlkanone mit Pierce-Geometrie (Pierce 1940). Die eingebaute Kathode ist eine Dispenserkathode, bestehend aus einer porösen Wolframmatrix mit Barium-Calcium-Aluminat Imprägnierung (Spectra-Mat 2014a). Sie zeichnet sich durch eine niedrige Austrittsarbeit ($\leq 2\text{ eV}$; Jacobs, Morgan und Booske 2017) aus. Die Kathode soll bereits bei einer Temperaturen von etwa 1400 K einen Elektronenstrahl mit einer Stromdichte von 10 A cm^{-2} emittieren (Spectra-Mat 2014b).

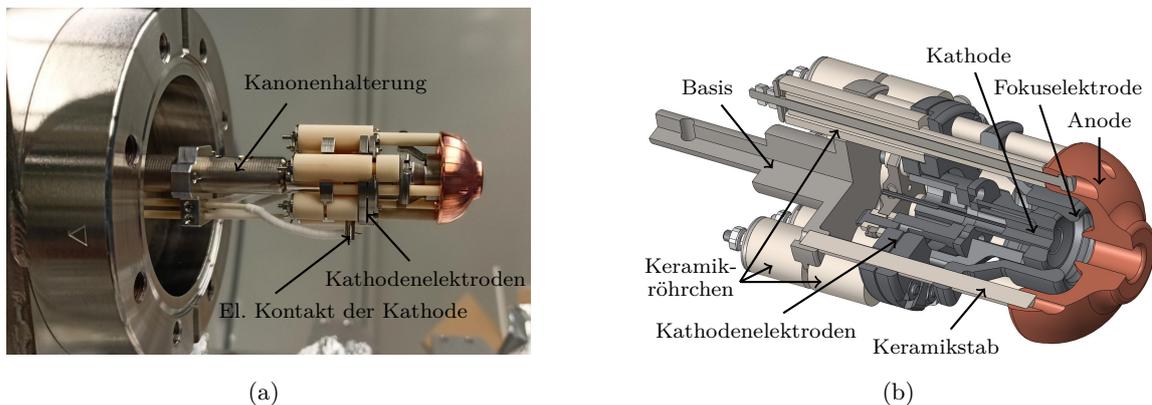


Abbildung 3.3: Fotografie (a) und Schnittansicht (b) des Modells der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Elektronenkanone. Die Elektroden der Elektronenkanone werden von einer verschachtelten Keramik-Struktur gehalten, die von einer Basis aus rostfreiem Stahl gestützt wird und eine Hochspannungsisolierung mit ausreichend großen Kriechstrecken bietet. Weitere Einzelheiten im Text.

In Abbildung 3.3 sind die verschiedenen Komponenten der Kanone zusammengesetzt dargestellt. Die Anode, die Fokuselektrode, die zwischen zwei Elektroden befestigte Kathode und eine Basis aus rostfreiem Stahl sind durch drei Keramikstäbe aufeinander gesteckt. Durch jeweils zwei Gewindestäbe verschiedener Längen werden die einzelnen Komponenten mit Muttern gegen die Basis geklemmt. Die Gewindestäbe werden durch Keramikröhrchen isoliert und über sie werden die Elektroden mit Spannung versorgt, indem man an ihren Enden die spannungsleitenden Drähte zwischen zwei Muttern festklemmt. Dickere Keramikröhrchen werden über die isolierenden Keramikröhrchen gesteckt, um die Abstände zwischen den Komponenten zu definieren.

Die Kathode hat einen Durchmesser von $2r_K = 3,4\text{ mm}$ und die Oberfläche einen konkaven Kugelradius von $r_{SR} = 8,2\text{ mm}$. Die Imprägnierung ist eine Mischung der oben genannten Stoffe im Verhältnis $6\text{ BaO} : 1\text{ CaO} : 2\text{ Al}_2\text{O}_3$. Die Kathode hat eine Typ "M" Beschichtung, das heißt, dass die imprägnierte Kathode mit einer dünnen Schicht (2000 bis 10 000 Å) aus Osmium-Ruthenium beschichtet ist (Cronin 1981), was die Emissionseigenschaften deutlich verbessert (Zalm und Van Stratum 1966).²

Die Anode besteht aus OFHC Kupfer (von engl. *Oxygen-Free High Conductivity*; übersetzt: frei von Sauerstoff, hohe Leitfähigkeit) hat eine Öffnungsweite von 5 mm und befindet sich $d = 5\text{ mm}$ von der Kathode entfernt. Die Fokuselektrode, die Befestigungselektroden der Kathode, sowie Schrauben, Muttern und Gewindestäbe in der Nähe der Kathode sind aus Molybdän (wegen

²Maße und Materialstoffe gemäß den Produktangaben von Spectra-Mat, Inc.

seines hohen Schmelzpunkts), um den hohen Betriebstemperaturen der Kathode zu widerstehen.

3.3 Driftröhren

Insgesamt sechs als Driftröhren (DT, von engl. *drift tube*) bezeichnete zylindrische Elektroden sind zentral im Magnetsetup eingebaut. Die vollständige Baugruppe ist in Abbildung 3.4 zu sehen.

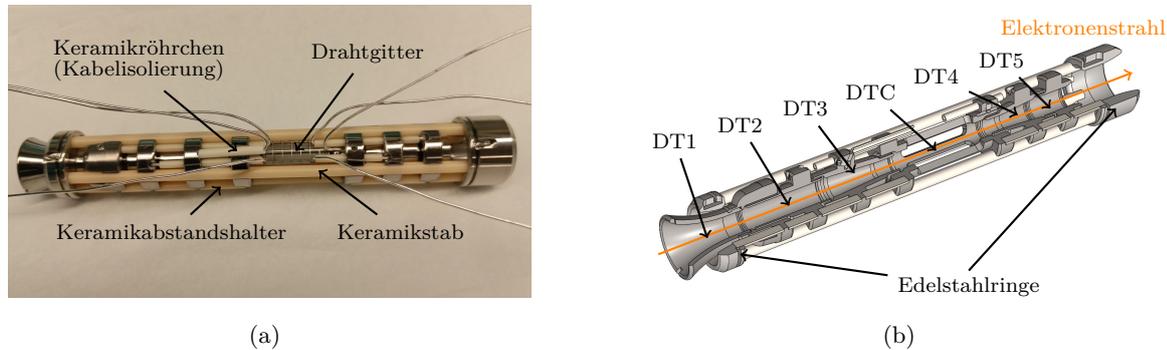


Abbildung 3.4: Fotografie (a) und Schnittansicht (b) des Modells der zusammengesetzten Driftröhren. Die Driftröhren werden (von links nach rechts) als DT1, DT2, DT3, DTC, DT4 und DT5 bezeichnet. Die Elektronenkanone würde auf der linken Seite so positioniert werden, dass die Elektronen durch die erste, trompetenförmige Driftröhre in die Baugruppe eintreten. In (a) sind die Kabel zu sehen, die durch Keramikröhrchen geführt werden, sowie das Drahtgitter um die zentrale Driftröhre. Um die Kabel an den Driftröhren zu befestigen, werden kleine Gewindestifte (an einigen Driftröhren sichtbar) verwendet, um die Drähte in den entsprechenden Löchern festzuklemmen.

Die Driftröhren sind aus der hochfesten Titanlegierung Ti6Al4V (Titan Grade 5; *Werkstoffdatenblatt o. D.*) gefertigt. Die Driftröhren befinden sich auf vier langen Keramikstäben gestapelt und ihre Abstände werden durch kürzere Keramikstäbe festgesetzt. Ringe aus rostfreiem Stahl befinden sich an beiden Enden und besitzen eine Nut, in der jeweils ein Draht verdrillt wird und die Einheit zusammenhält. In der zentralen Vakuumkammer des Magnetsetup wird die Baueinheit durch zwei rostfreie Stahlhalterungen gehalten und zentriert, indem sie gegen die Stahlringe drücken.

Die zentrale Driftröhre (DTC, von engl. *drift tube, central*) erzeugt mit den angrenzenden Driftröhren, DT3 und DT4, das axiale Fallenpotential und ist bei der maximalen magnetischen Flussdichte positioniert. Damit man weiterhin Zugang (optisch und mechanisch) zum Fallenzentrum hat, besitzt die zentrale Driftröhre Ausschnitte, die auf die Anschlussöffnungen der kubischen Vakuumkammer ausgerichtet sind. Damit das elektrische Potential trotzdem möglichst homogen ist, sind die Ausschnitte mit einem Drahtgitter bedeckt. Bei einem der vier Ausschnitte hat das Drahtgitter ein Loch von etwa $4\text{ mm} \times 7\text{ mm}$, da für die zukünftige Erweiterung einer Laserdesorptionsquelle an dieser Stelle mechanischer Zugang benötigt wird. DT1 – DT3 werden zum Fokussieren des Elektronenstrahls verwendet.

Durch eine der Anschlussöffnungen werden die Driftröhren über Kabeldurchführung mit Hochspannung versorgt. Die Verkabelung ist in Abbildung 3.5 zu sehen.



Abbildung 3.5: Fotografie der Verkabelung der Driftröhren durch den Durchführungsflansch, welcher seitlich an der EBIT angebracht ist. Die Elektronenkanone würde sich auf der linken Seite, der Kollektor auf der rechten Seite befinden. Die Kabel sind mit Keramikröhrchen isoliert, damit in der Nähe der zentralen Driftröhre und des Drahtgitters möglichst viel optischer Zugang bestehen bleibt. Kurz vor den Vakuumdurchführungen sind die Kabel mit Keramikperlen isoliert.

3.4 Kollektor

Der Kollektor ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Er besteht aus einer Elektrode, die mit einer Ummantelung verschweißt ist, sodass ein Zwischenraum vorhanden ist, durch den Kühlwasser strömen kann. Dahinter befinden sich zwei Elektroden, die wie die Kollektorelektrode, aus OFHC Kupfer gemacht sind. Diese beiden Elektroden werden auf negative Hochspannung gesetzt und sollen dadurch einerseits Elektronen daran hindern, die EBIT zu verlassen und andererseits bei der Extraktion von Ionen verwendet werden.

Der Kollektor, eine Befestigungsplatte aus Aluminium und die zwei Extraktionselektroden sind mithilfe von Keramikstäben aufeinander gestapelt und werden von zwei Gewindestäben zusammengehalten. Zwei Rohre aus Kupfer sind als Kühlwasserein- und -auslass an den Kollektor geschweißt. Elektrische Isolation wird auch hier durch Röhrchen aus Keramik oder durch Schulter-Unterlegscheiben gewährleistet. Hochdruckgeformete (engl. *hydro-formed*), hartgelötete Edelstahlwellrohre verbinden die Kollektorrohre mit isolierten Flüssigkeitsdurchführungen und zwei SHV-Anschlüsse (von engl. *Safe High Voltage*) sind am Kollektorflansch angeschweißt, um die Extraktionselektroden auf Hochspannung zu setzen.

Der Elektronenstrahl wird, die positiven Driftröhren verlassend, zum geerdeten Kollektor hin beschleunigt und durch das schwächer werdende Magnetfeld aufgeweitet, sodass die Elektronen auf die Innenseite des Kollektors treffen. Der ankommende Strom wird mit einem Multimeter³ gegen Erde gemessen und die dissipierte restliche Energie des Strahls wird durch die Wasserkühlung abgeführt.

³34461A Digital Multimeter, 6.5 Digit, Truevolt DMM von Keysight Technologies

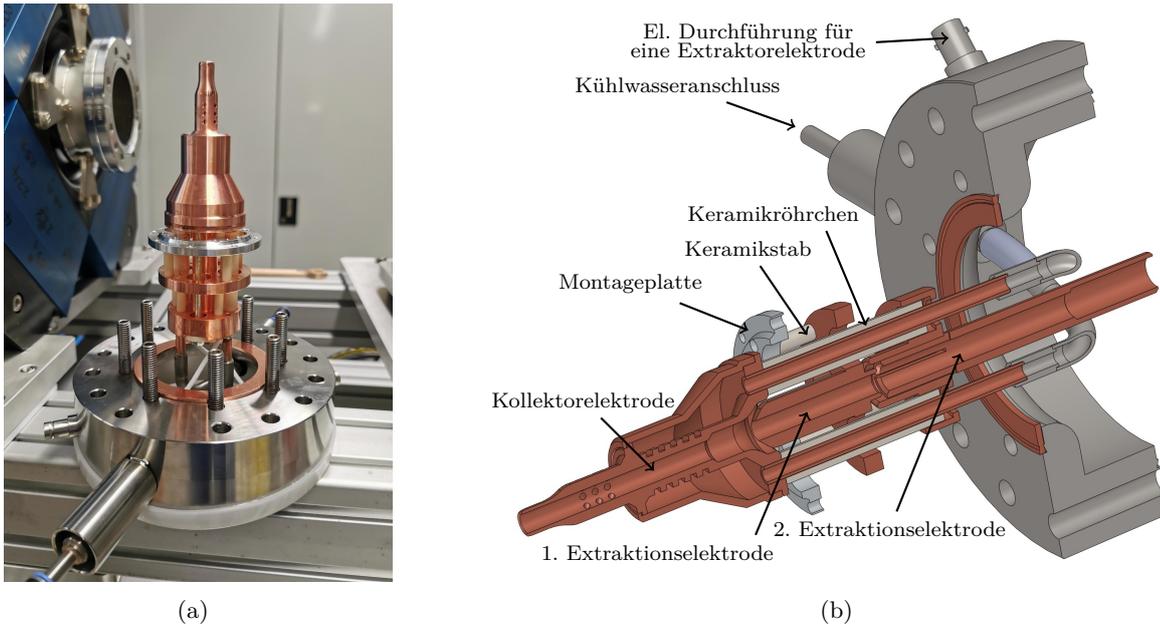


Abbildung 3.6: Fotografie (a) und Schnittansicht (b) des Modells des Kollektors. Die wassergekühlte Kollektorelektrode, eine Montageplatte und die zwei Extraktionselektroden sind durch Keramikelemente elektrisch gegeneinander isoliert. Die langen Anschlüsse links und rechts des Flansches dienen zur Befestigung der Kühlwasserschläuche und durch die elektrischen Durchführungen lassen sich die Extraktionselektroden auf Hochspannung setzen. In (b) sind die flexiblen Schläuche (bläulich) der Kühlwasserversorgung zu sehen. Das Amperemeter zur Messung des Elektronenstrahlstroms wird an den Wasseranschlüssen angeschlossen, die mit Keramiken vom Flansch isoliert sind.

3.5 Pump- und Gaseinlasssystem

Ein Vakuum im UHV⁴-Bereich wird benötigt, um eine geringe Gasdichte und damit eine große mittlere freie Weglänge zu erzielen. Diese wird benötigt, um hohe Ladungszustände zu erreichen und ebene zu erhalten.

Das Pumpsystem besteht aktuell aus sechs Turbomolekularpumpen (TMPs) und einer trockenlaufenden Scrollpumpe. Um in der EBIT einen besonders guten Druck zu erreichen, wird im Vorvakuumbereich zusätzlich zur Scrollpumpe noch eine 671/s TMP verwendet. Die TMP ist mithilfe eines elektropneumatischen Durchgangsventils, das erst 1 bis 2 min nachdem die Scrollpumpe läuft öffnet, gegen den Atmosphärendruck bei Stromausfall abgesichert. Die Scrollpumpe und die TMP erreichen zusammen ein Vorvakuum im Bereich von 10^{-5} bis 10^{-6} mbar.

Drei große TMPs (2601/s, 2101/s und 2501/s), davon eine am Kanonenabschnitt, eine am Fallenzentrum und eine am Kollektorabschnitt, sorgen in der EBIT für einen Enddruck im 10^{-9} mbar Bereich. Die anderen beiden TMPs, zwei 671/s-Pumpen, sind Teil des Gaseinlasssystems. Zur Überwachung des Drucks ist in nächster Nähe zu jeder großen Turbopumpe ein Kaltkathoden-Ionisationsvakuummeter, in der Nähe der 671/s Turbopumpen ein Kombisensor aus Pirani- und Kaltkathoden-Vakuummeter und hinter der Scrollpumpe ein Pirani-Vakuummeter angebracht.

⁴Ultrahochvakuum; Druckbereich: 10^{-8} bis 10^{-11} mbar

Ein gewünschtes Element zur Ionisation in die EBIT zu bringen, ist auf verschiedene Weisen möglich. Am einfachsten ist es, gasförmige Stoffe mithilfe eines Gaseinlasssystems in die EBIT zu leiten.

Das Gaseinlasssystem der Tip-EBIT 2 besteht aus zwei UHV-Pumpstufen, mit denen ein Atom- oder Molekularstrahl sehr geringer Dichte erzeugt und in die EBIT geleitet werden kann. Über ein elektrisches, fein dosierbares Nadelventil kann Gas in die erste Pumpstufe eingebracht werden, die von einer der beiden 70 l/s Pumpen gepumpt wird. Die zweite Pumpstufe wird von der anderen Pumpe gepumpt und befindet sich unterhalb der ersten, getrennt durch ein Kupferblende mit einer Öffnung von 2 mm Durchmesser. Darunter befindet sich eine weitere Blende, durch die dann der finale Strahl geformt und in die zentralen Driftröhre eingeleitet wird.

Neben einer Gasflasche kann auch ein Gefäß mit einer flüchtigen organischen Verbindung an das Gaseinlasssystem angebracht werden. Bei der MIVOC-Methode (von engl. *Metal Ions from Volatile Compounds*; H., Ärje und Nurmia 1994) wird eine flüchtige Substanz durch den Unterdruck der Pumpen gasförmig. Das so erzeugte Gas kann dann ebenfalls in die EBIT einströmen.

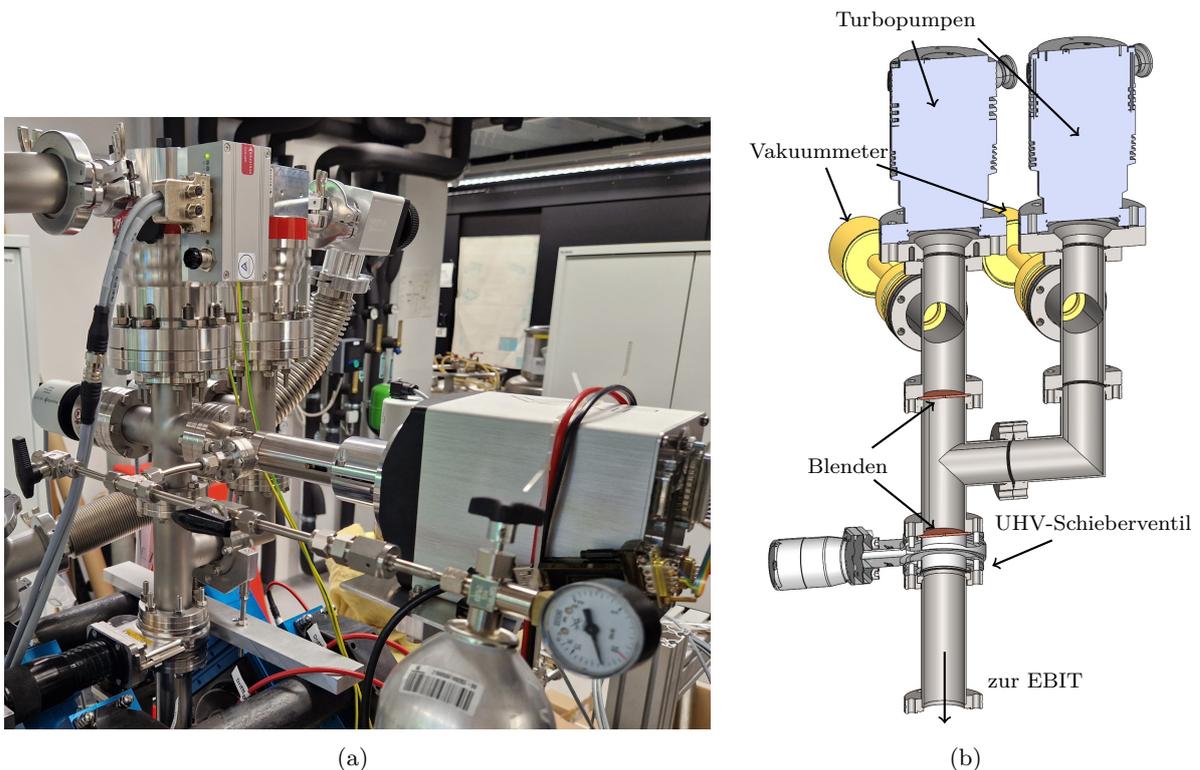


Abbildung 3.7: (a) Fotografie des kompletten Gaseinlasssystems. Rechts sieht man ein elektrisches Feindosierventil über das Gas aus einer Gasflasche in die erste Pumpstufe eingelassen werden kann. (b) Schnittansicht des Modells. Der Schnitt durch die Vakuumkammer macht die Positionen der Blenden sichtbar.

3.6 Röntgendetektionssystem

Das verwendete System zur Messung von Röntgenstrahlung ist ein AXAS-D mit integriertem digitalen Impulsprozessor (VICO-DP) von KETEK und wird in dieser Arbeit für alle Röntgenspektren verwendet. Das System basiert auf einem digitalen Röntgenfluoreszenzanalyse-System (VITUS H50) mit einem Siliziumdriftdetektor (SSD). Das Funktionsprinzip von letzterem wird im Folgenden kurz dargestellt.

3.6.1 Funktionsprinzip eines Siliziumdriftdetektors

(KETEK (2021) übersetzt und angepasst.)

Das Siliziumsubstrat des SDD muss vollständig verarmt sein (d. h. frei von freien Ladungsträgern), damit der Sensor für eintreffende Photonen empfindlich wird (Abbildung 3.8 (a)), was durch Anlegen einer negativen Spannung U_{BACK} am rückseitigen Kontakt des SDD erreicht wird. Trifft ein Photon auf den Detektor, erzeugt es eine bestimmte Anzahl an Elektronen und Löchern, die abhängig von der Energie des Photons ist. Die Löcher diffundieren zur Unterseite des Detektors, während die Elektronen zur Anode diffundieren, wo ihre gesamte Ladung gemessen werden kann. Das Strömungsfeld für die Elektronen wird durch eine Ringstruktur auf der Oberseite des SDD mit einer negativen Spannung am äußeren Ring U_{OR} und einer Spannung nahe 0 V am innersten Ring U_{IR} definiert (siehe Abbildung 3.8 (b)).

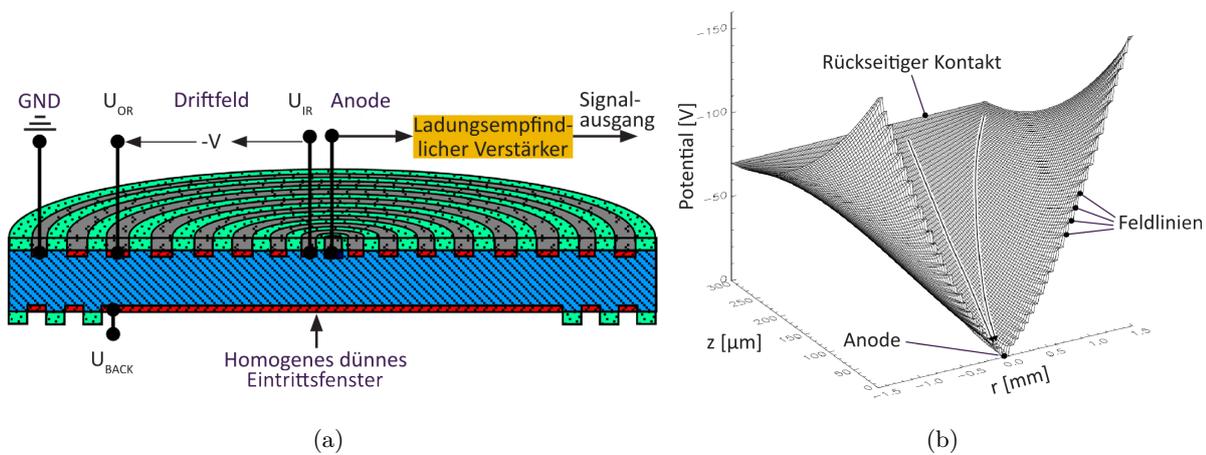


Abbildung 3.8: Schema eines SDDs (a) und Schaubild des Strömungsfelds (b). (Übernommen von KETEK (2021) und angepasst.)

Die auf der Anode gesammelte Ladung wird einem ladungsempfindlichen Verstärker (CSA von engl. *charge sensitive amplifier*) zugeführt. Der CSA ist in diesem Fall eine anwendungsspezifische integrierte Schaltung (ASIC, von engl. *application-specific integrated circuit*) mit extrem niedriger Kapazität, des Typs CUBE⁵. Die Anode ist direkt mit dem CUBE-Chip verbunden, der einen Feldeffekttransistor (FET), eine Rückkopplungskapazität und eine Rücksetzdiode vereint und ersetzt, da der CUBE verschiedene Vorteile (niedrigere Gesamtkapazität und geringerer Einfluss des Kriechstroms bei kürzeren Peaking- oder Shaping-Zeiten) mit sich bringt. Letztlich liefert er

⁵Bombelli et al. 2011

ein verstärktes und impedanzgewandeltes Signal der gesammelten elektrischen Ladung.

Der Kriechstrom an der Anode verursacht am Ausgang des Vorverstärkers ein Rampensignal. Die Steigung des Rampensignals und damit seine Frequenz sind abhängig von der Betriebstemperatur. Die eintreffenden Photonen erzeugen kurze Stromimpulse mit einer bestimmten Anstiegszeit (abhängig vom Ort der Wechselwirkung der Röntgenstrahlung mit dem SDD-Chip) und einer bestimmten Dauer und Amplitude (abhängig von der Energie des eintreffenden Photons). Diese kurzen Pulse erzeugen wiederum Stufen, die dem rampenförmigen Ausgangssignal des Vorverstärkers überlagert werden. Die Höhe einer Stufe enthält die Information, die zur Bestimmung der Energie des wechselwirkenden Photons erforderlich ist.

3.6.2 Kalibrierung des Detektors

Für die Kalibrierung des Detektor standen zwei radioaktive Quellen, ^{55}Fe und ^{241}Am , zur Verfügung. Da die Software des Detektors die Kalibration nur an einer einzelnen Linie durchführt, wurde dafür die intensivste Linie des ^{55}Fe -Spektrums ausgewählt und mit den anderen Linien validiert.

Das Röntgenspektrum von ^{55}Fe wird durch eine Doppellinie mit 5,9 keV Photonenenergie dominiert. Die einzelnen Linien hätten eine Energie von 5,8988 keV und 5,8877 keV (IAEA 2007), können aber nicht getrennt aufgelöst werden. Sichtbar war auch die Linie bei 6,49 keV.

Das Photonenpektrum von ^{241}Am würde von den zwei Gamma-Linien mit den Energien 59,5 keV und 26,3 keV dominiert werden, diese liegen aber außerhalb des betrachteten Bereichs. Die Linien, die zur Validierung der Eisenkalibration verwendet wurden, liegen bei 13,9 keV, 16,9 keV und 17,7 keV (Sing et al. 1997).

3.7 Zukünftige Ergänzungen

Im Anschluss an diese Arbeit wird die Injektionsmöglichkeit durch ein Laser-Desorptionssystem erweitert werden. Mit diesem sollen seltene Nuklide durch Desorption durch einen Laser in die EBIT eingebracht werden können (für Details siehe Ch. Schweiger et al. 2019). Dafür wird das Material auf einem Probenträger (engl. *target*) nah an den Elektronenstrahl herangefahren, sodass bei der Desorption durch den Laser kleine Mengen mit minimalem Verlust ionisiert werden können.

Außerdem soll die Extraktion von HCIs und deren Ladungszustandverteilung mithilfe eines Wienschen Geschwindigkeitsfilters in Kombination mit einem Faraday-Becher getestet werden.

4 Messungen und Ergebnisse

4.1 Messung der magnetischen Flussdichte

Der Verlauf der magnetischen Flussdichte in axialer Richtung innerhalb des zusammengesetzten Magnetsetups wurde mit einer radialen Hall-Sonde¹ gemessen. Durch diese Messung lässt sich die maximale Flussdichte und der Ort, an dem die Flussdichte einen Nulldurchgang durchläuft, bestimmen. Die Messergebnisse sind in Abbildung 4.1 dargestellt.

Die hohe Unsicherheit des Orts ist durch die manuelle Positionierung der Sonde bedingt. Dadurch ist es wahrscheinlich, dass die Sonde nicht exakt entlang der Mittelachse verschoben wurde, auch wenn ein Blindflansch, der etwas größer als die Sonde ist, als Führungshilfe verwendet wurde. Der Fehler der Flussdichte wurde ebenfalls abgeschätzt, ist jedoch klein gegenüber der Skalierung.

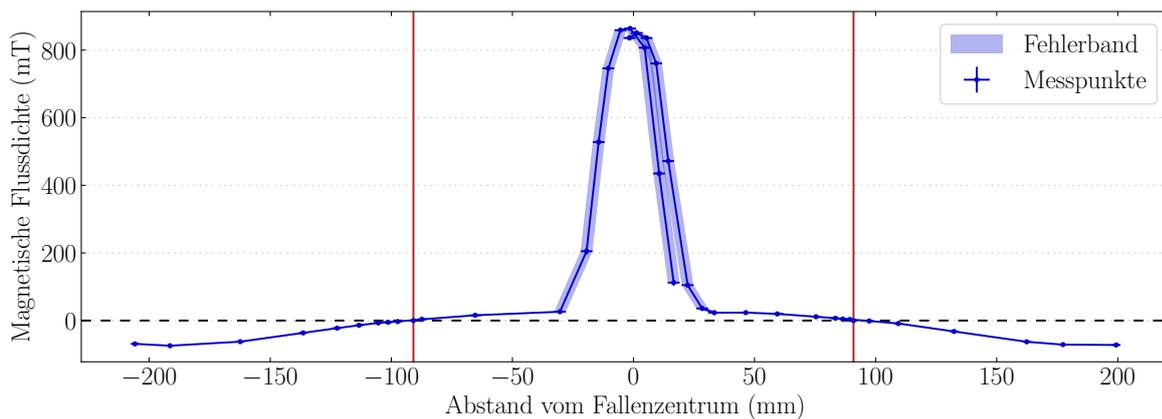


Abbildung 4.1: Messung des Verlaufs der magnetische Flussdichte in der EBIT mit einer Hallsonde zur Bestimmung des Maximums und des Nulldurchgangs der Flussdichte. Zur Veranschaulichung des Verlaufs sind die Messpunkte verbunden. Die beiden Nulldurchgänge sind durch rote, vertikale Linien markiert und befinden sich bei $\pm(90,9 \pm 1,0)$ mm.

Die magnetische Flussdichte nimmt ausgehend vom Zentrum zunächst schnell ab und flacht dann ab. Mit zunehmenden Abstand kehrt das Feld seine Richtung um (Nulldurchgang) und nimmt betragsmäßig wieder zu, bevor es bei etwa ± 200 mm ein lokales Minimum durchläuft und abzuklingen (also gegen Null zu gehen) scheint. Die maximale Flussdichte im Zentrum der EBIT beträgt (870 ± 20) mT. Der Nulldurchgang der magnetischen Flussdichte befindet sich bei einem axialen Abstand von $(90,9 \pm 1,0)$ mm vom Fallenzentrum. Ungefähr in dieser Distanz sollte die Kathode positioniert werden, um im Zentrum der EBIT die maximale Kompression und damit die beste Transmission des Elektronenstrahls und die höchsten Ladungszustände zu erreichen.

¹Gauss-/Teslameter Model 6010 von F.W. Bell mit axialer Sonde des Typs HAD61-2508

Die gemessenen Größen weichen nicht signifikant von der Simulation und den Messungen an baugleichen HC-EBITs von Micke et al. (2018) ab. Nach Micke et al. beträgt die magnetische Flussdichte im Zentrum mehr als 860 mT und der Nulldurchgang befindet sich bei einem axialen Abstand von $(93,4 \pm 2,1)$ mm vom Fallenzentrum.

4.2 Aufheiz- und Aktivierungsprozess der Kathode

Da die Kathode nicht zu lange atmosphärischen Bedingungen ausgesetzt werden darf und empfindlich in Bezug auf (Luft-)Feuchtigkeit ist (Spectra-Mat 2014c), wurde die Elektronenkanone in einem mit trockenem Stickstoff gefüllten Sicherheitsgreifsack (engl. *Glove Bag*) zusammengesetzt und anschließend in die entsprechende Vakuumkammer eingebaut. Diese war vorher bereits abgepumpt und ausgeheizt worden und wurde für den Einsetzvorgang mit Stickstoff belüftet.

Um die Kathode in Betrieb zu nehmen, muss man diese zunächst langsam aufheizen und dabei den Druck unter 10^{-7} mbar halten. Zur Sicherheit wurde dafür eine einfache Verriegelungseinrichtung (engl. *Interlocking*) eingerichtet, die die Stromversorgung² der Kathode mit dem Anzeige- und Steuergerät³ des Drucksensors⁴ verbindet und den Heizstrom abschaltet, falls der Druck den gesetzten Grenzwert überschreitet.

Den Aufheizvorgang bezeichnet man auch als Konditionierung der Kathode. Dabei finden chemische Reaktionen, die für die gewünschten Emissionsfähigkeiten der Kathode sorgen, und verschiedene Ausgasprozesse statt. Ab einer bestimmten Temperaturschwelle wird dem Imprägniermittel natürlich vorhandenes Wasser (Kristallwasser) entzogen und ab einer höheren Temperatur wird adsorbierter Wasserstoff zu Wasser umgewandelt, welches dann ebenfalls entweicht (Spectra-Mat 2014d).

Da die Stromversorgung² der Kathode erst bei 700 mA ihren Arbeitspunkt erreicht, wurde für den Bereich darunter eine andere Stromversorgung⁵ angeschlossen und manuell betrieben. Bei 0 mA beginnend wurde die Stromstärke zunächst in 10 mA-Schritten erhöht und vor erneuter Erhöhung gewartet, bis sich die Versorgungsspannung und der Druck stabilisiert haben. Zu Beginn kann man dies mehrmals pro Stunde tun, bei höheren Stromstärken dauert es infolge von Ausgasprozessen bis zu einem halben Tag, bis der Druck wieder auf das Ausgangsniveau fällt.

Abbildung 4.2 zeigt einen Ausschnitt des Verlaufs von Druck und Heizstrom während des Aufheizprozess der Kathode. Zu sehen ist ein relativ schneller Anstieg des Drucks nach einer Erhöhung des Heizstroms und jeweils anschließend ein langsamer Abfall des Drucks.

Die Kathode ist am Ende des Aufheizprozess aktiviert, wenn der Heizstrom für mehrere Stunden bei 1,3 A und bei einem Druck von 10^{-8} bis 10^{-9} mbar gehalten wird und der Druck dabei nicht mehr wesentlich steigt (Spectra-Mat 2014c). Fällt der Druck erneut, kann man den Prozess als abgeschlossen betrachten, die Kathode kann aber auch zu einem späteren Zeitpunkt (re-)aktiviert werden, falls die gewünschten Emissionseigenschaften noch nicht oder nicht mehr erfüllt werden.

²HPn 80 197 152, 8 kV, 190 mA, 1,5 kW, neg. von iseg Spezialelektronik GmbH

³TPG 366 MaxiGauge, Anzeige- und Steuergerät für 6 Transmitter von Pfeiffer Vacuum GmbH

⁴IKR 270, metallgedichtet, langes Gehäuse, DN 40 CF-F von Pfeiffer Vacuum GmbH

⁵HM7042-5 Dreifach-Netzgerät von Rohde & Schwarz GmbH & Co. KG

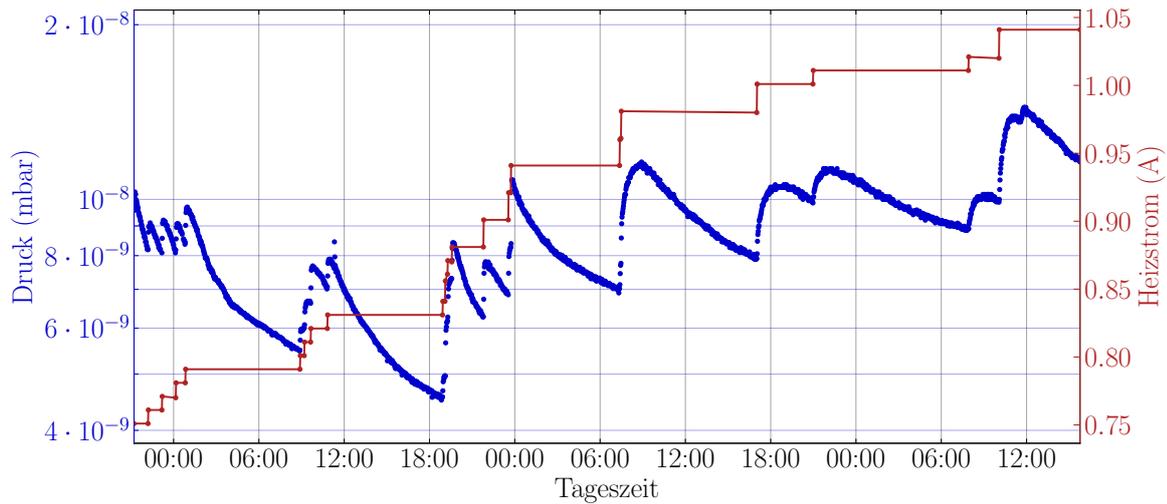
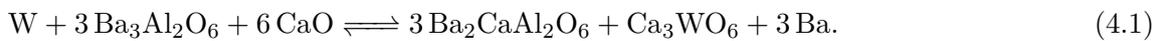


Abbildung 4.2: Abgebildet ist ein exemplarischer Ausschnitt aus dem kontinuierlich gemessenen Druck (blau) während des Aufheizvorgangs der Kathode bei gleichzeitiger Erhöhung des Heizstroms (rot). Bei Erhöhung des Heizstroms steigt der Druck rasch an und nimmt anschließend wieder ab, da das Ausgasen des Kathodenmaterials mit der Zeit abnimmt. Im Durchschnitt hat es etwa 6 Stunden gedauert, bis der Vakuumdruck ausreichend gesunken ist, um den Heizstrom wieder zu erhöhen.

Beim Aktivierungsprozess wird Bariumoxid aus der Wolframmatrix in freies Barium auf der Oberfläche der Kathode umgewandelt (Spectra-Mat 2014d). Chemisch gesehen folgt die Umwandlung der folgenden Reaktionsgleichung (Zalm und Van Stratum 1966):



4.3 Erste Inbetriebnahme

Am Ende des Aufheizprozesses und als der Druck in der gesamten EBIT ausreichend gut war (vorher war der Kanonenabschnitt durch ein UHV-Schieberventil abgetrennt), konnte schließlich ein erster Elektronenstrahl erzeugt werden. Dafür wurde die Elektronenkanone am Nulldurchgang der magnetischen Flussdichte positioniert und bei zunächst reduziertem Heizstrom (1,00 A) die Hochspannungen angeschaltet. Die angelegten Spannungen können Tabelle 4.1 entnommen werden.

Tabelle 4.1: Spannungswerte die an den Elektroden der EBIT für die erste Inbetriebnahme angelegt wurden. Alle Driftröhren wurden auf die gleiche Spannung gesetzt.

Elektrode	Wert (V)
Kathode	-500
Fokus	-605
Anode	1000
Driftröhren	1000
Extraktoren	-2000

Anschließend wurde der Heizstrom in kleinen Schritten erhöht, bis bei etwa 1,22 A Heizstrom die ersten Blindströme zuerst auf der Anode und dann auf DT1 sichtbar wurden. Diese konnten durch Veränderung der x - und y -Position der Elektronenkanone auf DT2, DT5 und schließlich auch auf den Kollektor gelenkt werden, wo dann ein erster Elektronenstrahlstrom gemessen werden konnte. Dieser betrug zunächst nur wenige 100 nA und konnte durch Erhöhung des Heizstroms (bis 1,25 A), sowie weiterer Optimierung der Kanonenposition (auch in z Richtung) schnell in die Größenordnung von einigen μ A gebracht werden, und hatte nach etwas mehr als einer Stunde 10 μ A erreicht.

Innerhalb der ersten 24 Stunden wurde die Strahlstromstärke nach einem Interlock-Vorfall durch einen Druckpeak (kürzer als 1 s) auf etwa 60 μ A gesteigert. Diese ist im Verlauf von weiteren 24 Stunden bei konstantem Heizstrom wieder auf 20 μ A gesunken. Nach einer Erhöhung des Heizstroms von 1,25 A auf 1,27 A hatte die Strahlstromstärke im Verlauf eines kompletten Tages 100 μ A erreicht und nach einer Erhöhung des Heizstroms um weitere 0,02 A ist sie innerhalb eines weiteren Tages erstmals über 1 mA gestiegen.

Im Verlauf mehrerer Wochen hat sich das System von selbst immer weiter stabilisiert und das Ausgasen von verschiedenen Bauteilen (insb. Driftröhren, Kollektor) ist stark zurückgegangen. Außerdem konnte der Heizstrom wiederholte Male herabgesetzt werden, ohne die Emission zu verringern, was zum Teil auch nötig war, damit die Strahlstromstärke nicht zu schnell und unkontrolliert ansteigt. Bisher konnte die EBIT bei Strahlstromstärken von etwa 20 mA zuverlässig betrieben werden, was vermutlich in Zukunft noch verbessert werden kann, wenn der vierte Ausschnitt der zentralen Driftröhre durch das Laser-Target „geschlossen“ wird (vgl. Abschnitt 3.3 und Abschnitt 3.7).

4.4 Beobachtung von Photorekombinationsprozessen innerhalb der EBIT

Um die Funktionalität einer EBIT nach Erstinbetriebnahme zu testen, eignen sich Prozesse die noch keine sehr hohe kinetische Energie des Elektronenstrahls erfordern. Zusätzlich haben resonante Rekombinationsprozesse (siehe Unterabschnitt 2.2.2) den Vorteil, dass sie bei diskreten und genau bekannten Energien auftreten. Aus ihrer Beobachtung lässt sich auf verschiedene Eigenschaften des Elektronenstrahls schließen, mit denen sich wiederum eine EBIT charakterisieren lässt.

Als Analysesubstanz wurde Argon ausgewählt, da sich die DR-Resonanzen von Argon mit einer Elektronenstrahlenergie von 2200 bis 2600 eV anregen lassen, wobei Photonen mit einer Energie von etwa 3000 eV emittiert werden.

4.4.1 Messmethodik

Argon (Reinheit: $\geq 99,999\%$) wird mit dem Gaseinlasssystem (siehe Abschnitt 3.5) in die EBIT injiziert. Um dielektronische Rekombinationen zu untersuchen, nimmt man Röntgenspektren der Ionenwolke in der Falle als Funktion der Elektronenstrahlenergie auf. Die Elektronenstrahlenergie wird hauptsächlich durch die Spannungen an der Kathode und an der zentralen Fallenelektrode

(DTC) beeinflusst (siehe Unterunterabschnitt 2.1.2). Da auch die Strahlstromstärke von der Kathodenspannung abhängt (siehe Unterabschnitt 2.1.5), wurde die Elektronenstrahlenergie über die zentrale Driftröhrenspannung eingestellt. Damit die Falltiefe gleich bleibt, werden parallel die Spannungen der angrenzenden Driftröhren (DT3 und DT4) angepasst.

Ein Messzyklus setzt sich wie folgt zusammen: Zuerst werden die Driftröhrenspannungen eingestellt und die Falle wird geleert, indem die Spannung an DT4 für 5 Sekunden lang niedriger als die Spannung an DTC eingestellt wird. 5 Sekunden nachdem die Falle wieder geschlossen ist, wird das Röntgendetektionssystem mit einer Erfassungszeit von 30 Sekunden gestartet. Das System übermittelt das aufgenommene Spektrum als .mca-Datei (in Anlehnung an: engl. *multi-channel analyzer*). Diese wird konvertiert und mit der theoretisch eingestellten Elektronenstrahlenergie als Dateinamen abgespeichert.

Die Elektronenstrahlenergie wurde in Schritten von 1 eV durchgescannt. Das Binning eines einzelnen Spektrums beträgt 2,5 eV/Bin. Bei dem im Folgenden beschriebenen Spektrum betrug die Falltiefe 30 V und die Elektronenstrahlstromstärke im Mittel $(15,152 \pm 0,028)$ mA (Minimum: 15,03 mA; Maximum: 15,208 mA). Diese wurde durch ein weiteres Programm kontrolliert, indem die Heizstromstärke angepasst wurde, falls die Strahlstromstärke einen gesetzten Sollbereich verlässt.

4.4.2 Übersichtsspektrum

In Abbildung 4.3 ist das aufgenommene Spektrum bei einer Elektronenstrahlenergie von 2200 bis 3200 eV dargestellt. Dabei ist die unkorrigierte Elektronenstrahlenergie $E_{e, \text{unk.}} = e(-U_K + U_{\text{DTC}})$ auf der horizontalen Achse und die Photonenenergie der ausgesandten Röntgenstrahlung auf der vertikalen Achse aufgetragen. Farblich codiert ist die Anzahl der Photonenereignisse, in logarithmischer Skala dargestellt. Im Spektrum kann man verschiedene Strukturen sehen, von denen einige speziellen Prozessen zugeordnet werden können.

Die beiden diagonalen Streifen, beginnend um 3000 eV Photonenenergie stammen aus Strahlungsrekombinationen (siehe Prozess (2.22)). Bei diesem Prozess wird Energie freigesetzt, die sich aus der kinetischen Energie und der Bindungsenergie des rekombinierenden Elektrons zusammensetzt. Daher ist die Steigung der Diagonalen etwa 1.

Des Weiteren kann man verschiedene (DR-)Resonanzen erkennen. Bei den Linien zwischen 2250 eV und 2500 eV handelt sich um KLL DR-Resonanzen von Argon, bei denen ein Elektron des Elektronenstrahls in die L-Schale eingefangen wird. Mit der freiwerdenden Energie wird ein Elektron aus der K- in die L-Schale angehoben (siehe Prozess (2.24)). Diese werden im nächsten Unterabschnitt genauer analysiert.

Bei etwa 2580 eV kann man eine Diskontinuität im Spektrum erkennen. Vermutlich wird ab hier das Argon in der Falle durch schwerere, höher geladene Elemente verdrängt (vgl. Unterabschnitt 2.1.4). Diese können aus den verschiedenen Komponenten des Experiments stammen. Wolfram und Barium, sowie Spuren von anderen Elementen, können von der heißen Kathode emittiert werden (vgl. Abschnitt 3.2). Titan, Vanadium und Aluminium (welches jedoch leichter als Argon ist) können von den Driftröhren abgelöst werden, wenn der Elektronenstrahl auf diese trifft (vgl. Abschnitt 3.3). Kupfer kann auf die gleiche Weise vom Kollektor abgelöst werden (vgl. Abschnitt 3.4). Auf die Diskontinuität folgend lassen sich bei höheren Elektronenstrahlenergien

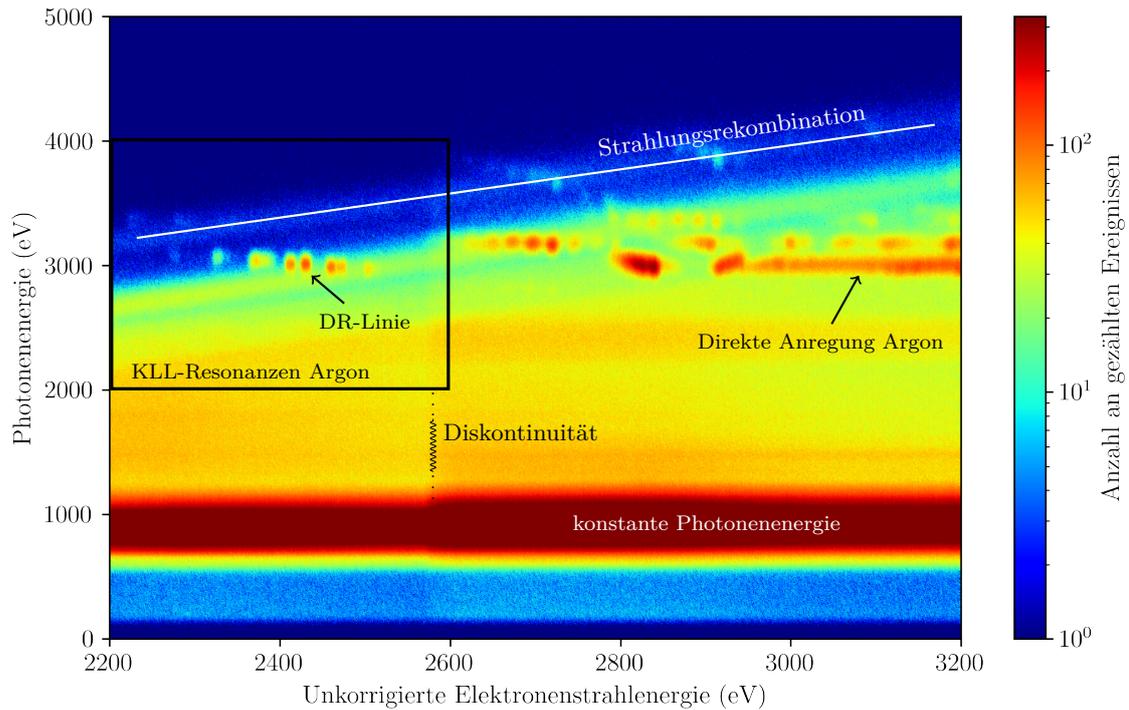


Abbildung 4.3: Übersichtsspektrum der dielektronischen und radiativen Rekombinationen in einem Energiebereich des Elektronenstrahls von 2200 bis 3200 eV bei geöffneter Argoninjektion. Die Elektronenstrahlenergie ist unkorrigiert, das heißt, dass Effekte wie der Raumladungseffekt nicht berücksichtigt wurden. Der schwarz umrahmte Bereich mit den KLL-Resonanzen von Argon ist im nächsten Unterabschnitt vergrößert dargestellt.

verschiedene unbekannte Linien aus resonanten Prozessen beobachten, die wahrscheinlich Wolfram zuzuordnen sind, für die aber auch andere, beim Bau des Experiments eingesetzte Elemente verantwortlich sein könnten.

Bei 1000 eV Photonenergie im gesamten Elektronenstrahlenergiebereich und bei 3000 eV Photonenergie ab 3000 eV Elektronenstrahlenergie sind Streifen konstanter Photonenergie zu sehen. Die dominante Linie bei 1000 eV lässt sich keinem bestimmten Element zuordnen und kann zusätzlich zu den genannten Elementen durch Restgas mitbestimmt sein. Der andere Streifen hingegen stammt wahrscheinlich aus der direkten Anregung (siehe z.B. Prozess (2.18)) von niedrigen Ladungszuständen von Argon.

4.4.3 DR-Spektrum von Argon

In Abbildung 4.4 ist der Bereich mit den DR-Resonanzen von Argon aus dem Übersichtsspektrum (Abbildung 4.3) vergrößert dargestellt. Man erhält eine eindimensionale Darstellung der zu untersuchenden Resonanz, indem man den zugehörigen Photonenergiebereich auf die Elektronenstrahlenergieachse projiziert. Der gewählte Photonenergiebereich wird durch die beiden schwarzen Geraden begrenzt.

Bei einer DR-Resonanz wird ein Elektron des Elektronenstrahls von ein Ion eingefangen, wobei ein bereits gebundenes Elektron angeregt wird und beim Zerfall des angeregten Zustands ein

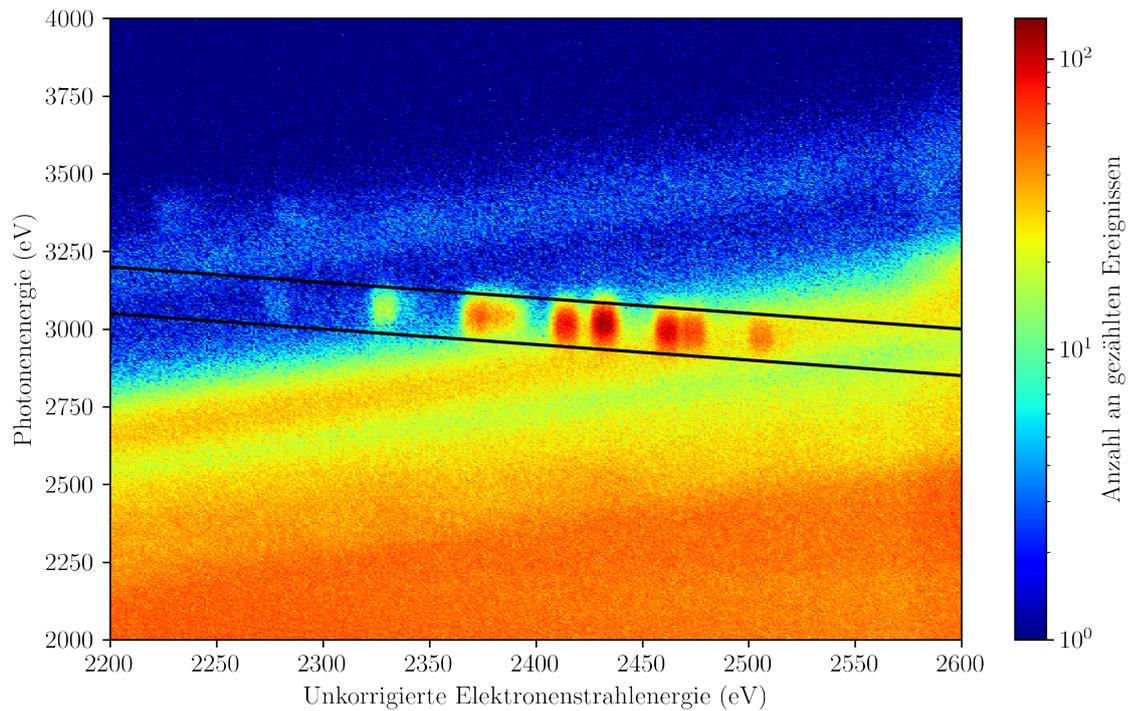


Abbildung 4.4: Aufgenommenes Spektrum der dielektronischen Rekombinationen von Argon. Die Elektronenstrahlenergie ist unkorrigiert, das heißt, dass Effekte wie der Raumladungseffekt nicht berücksichtigt wurden. Die zwei schwarzen Geraden markieren den Photonenenergiebereich, der zur Projektion ausgewählt wurde.

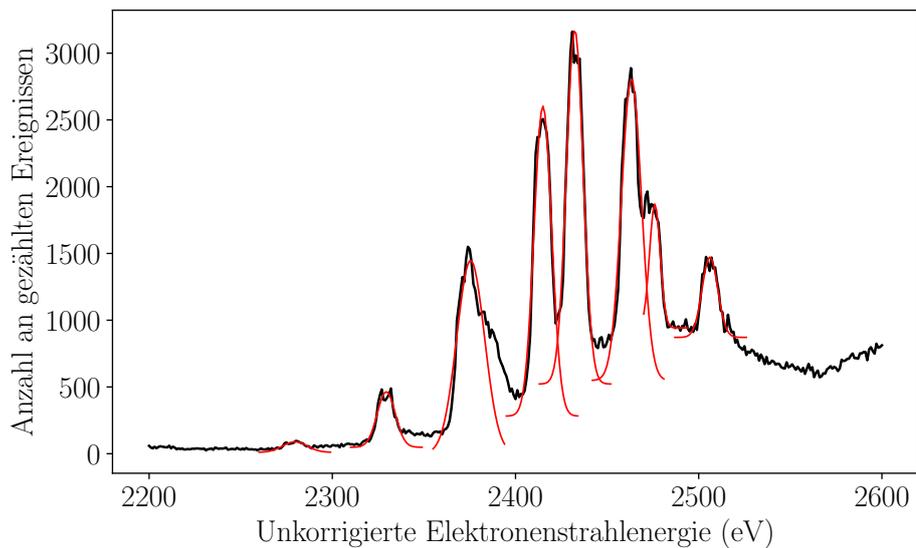


Abbildung 4.5: Projektion der DR-Resonanzen von Argon auf die Elektronenstrahlenergieachse. Mit eingezeichnet sind die gefitteten Gaußfunktionen.

Röntgenphoton emittiert wird. Die Anregungsenergie sowie die Photonenenergie entsprechen dabei der Energie, die beim Einfangen des Elektrons frei wird (kinetische Energie + Bindungsenergie). Der Prozess ist demnach abhängig von den möglichen Bindungsenergien (den Energieniveaus) des jeweiligen Ions. Bei HCIs sind die Energieniveaus verschoben, sodass sich die Anregungsenergien je nach Ladungszustand verändern. Zudem wird bei niedrig geladenen Ionen weniger Energie beim Binden eines zusätzlichen Elektrons gewonnen als bei höher geladenen, weshalb höhere kinetische Energien zum Anregen der Resonanz nötig sind. Beide Effekte führen zu dem gekippten Verlauf der DR-Resonanzen im Spektrum.

Abbildung 4.5 zeigt die oben beschriebene Projektion. Dargestellt ist die Anzahl der gemessenen Photonen in Abhängigkeit der unkorrigierten Elektronenstrahlenergie. An die erkennbaren Peaks wurden Gaußfunktionen gefittet, um die Resonanzenergie und die Standardabweichung der Peaks zu bestimmen. Die daraus erhaltenen Werte sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

Tabelle 4.2: Experimentell bestimmte Resonanzenergien der dielektronischen Rekombinationen von Argon. Die Resonanzenergien sind unkorrigiert, das heißt, dass Effekte wie der Raumladungseffekt nicht berücksichtigt wurden. Die eingetragenen Werte gehören zu den in Abbildung 4.5 eingezeichneten Gaußfunktionen. Mit eingetragen sind mit FAC⁶ berechnete theoretische Resonanzenergien von Kühn (2017) und seine Zuordnung zu den entsprechenden Ionen.

Unkorrigierte Resonanzenergie (eV)	Standardabweichung (eV)	Vergleichswert von Kühn (eV)	Ion
		2221,74 ± 0,05	Ar ¹⁶⁺
2279,28 ± 0,28	6,1 ± 1,9	2259,49 ± 0,06	Ar ¹⁵⁺
2329,60 ± 0,24	5,1 ± 1,0	2309,42 ± 0,03	Ar ¹⁴⁺
2375,9 ± 0,4	7,5 ± 2,7	2352,09 ± 0,06	Ar ¹³⁺
2415,03 ± 0,18	4,8 ± 0,6	2394,27 ± 0,18	Ar ¹²⁺
2432,47 ± 0,11	4,5 ± 0,3	2412,52 ± 0,08	Ar ¹²⁺
2463,49 ± 0,28	5,8 ± 1,0		
2476,24 ± 0,15	2,73 ± 0,15		
2506,39 ± 0,22	4,4 ± 0,6		

Vergleicht man diese Resonanzenergien mit den von Kühn (2017) berechneten, theoretisch erwarteten Werten für die Energien der intensiveren Resonanzen, so fällt auf, dass das Vorhandensein von heliumartigem Argon in der Falle nicht nachgewiesen werden kann. Unter der angenommenen Zuordnung beträgt der Unterschied zwischen den unkorrigierten Resonanzenergien und den theoretischen Werten etwa 20 eV. Die Abweichung setzt sich aus verschiedenen Beiträgen zusammen: Die unkorrigierte Elektronenstrahlenergie müsste man noch um die Austrittsarbeit der Elektronen aus der Kathode (1 bis 2 eV) und um Raumladungseffekte (ungefähr 0,4 eV mA⁻¹ bei 10 V Falltiefe (Micke et al. 2018)) korrigieren, um die tatsächliche kinetische Energie der einzelnen Elektronen des Elektronenstrahls besser zu beschreiben. Die Messung des Raumladungspotentials war aus zeitlichen Gründen leider nicht möglich und eine Abschätzung, basierend auf dem Wert von Micke et al., wäre aufgrund der verschiedenen Falltiefe recht ungenau. Zusätzlich zu den bereits genannten Beiträgen kommt noch hinzu, dass aus Gründen der einfacheren Umsetzbarkeit die theoretisch eingestellte Elektronenstrahlenergie verwendet wurde und nicht die (unkorrigierte)

⁶Gu (2008). „The flexible atomic code“

Elektronenstrahlenergie, die sich aus den tatsächlich anliegenden Spannungen ergeben würde. Dadurch kommen je nach Messung weitere 1 bis 2 eV zum Wert der Differenz hinzu. Darüber hinaus könnte das elektrische Feld innerhalb der zentralen Driftröhre durch den Ausschnitt im Drahtgitter verzerrt sein, wodurch die reale Beschleunigungsspannung ein paar Volt und die tatsächliche Elektronenstrahlenergie um ein paar weitere Elektronenvolt niedriger sein könnte. Wenn das Laserdesorptionssystem angebaut ist, lässt sich diese These überprüfen, indem man den Ausschnitt mit dem Probenträger schließt und ihn auf die gleiche Hochspannung wie die zentrale Driftröhre setzt.

Da die theoretischen Werte von Kühn (2017) nur die Resonanzenergien von Ar^{16+} bis Ar^{12+} wiedergeben, wurden die Photonenenergien der in dieser Arbeit beobachteten Resonanzen aus den Spektren gewonnen, um sie dann den entsprechenden Ladungszuständen zuordnen zu können. Dafür wurden Gaußfunktionen an die Resonanzpeaks im Photonenpektrum (entsprechend einem vertikalen Schnitt durch Abbildung 4.4) gefittet. Die daraus erhaltenen Werte sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst und sind Energieniveauübergängen (Spektrallinien) von A. Kramida et al. (2021) (NIST Atomic Spectra Database Lines Data) zugeordnet. Für die Linien sind keine Übergangswahrscheinlichkeiten oder relative Intensitäten verfügbar, sodass der Energiebereich aller naheliegenden Übergänge zwischen den Energieniveaus eines Ions angegeben ist. Die erste Linie ist so schwach, dass der Fit zwar optisch passt, aber statistisch mit einer großen Unsicherheit behaftet ist.

Tabelle 4.3: Photonenenergien der DR-Resonanzen und Vergleich mit den Photonenenergien verschiedener Übergänge in den Argon-Ionen. Die Werte in den ersten beiden Spalten stammen von gefitteten Gaußfunktionen an einzelne Röntgenspektren. Die theoretischen Werte entsprechen Übergangsenergien in den genannten Ionen und stammen von A. Kramida et al. (2021).

Photonenenergie der Resonanz (eV)	Standardabweichung (eV)	Theorie (eV)	Ion
3054 ± 95	285 ± 283	3046 bis 3131	Ar^{15+}
3069,3 ± 2,7	46 ± 4	3077 bis 3100	Ar^{14+}
3042,7 ± 1,3	47,3 ± 2,2	3049 bis 3069	Ar^{13+}
3017,7 ± 1,0	44,4 ± 1,7	3017 bis 3039	Ar^{12+}
3021,5 ± 0,7	46,5 ± 0,9		
2992,8 ± 0,7	49,1 ± 0,8	2995 bis 3024	Ar^{11+}
2990,8 ± 1,4	54,0 ± 2,4		
2978,9 ± 1,5	61,2 ± 2,1		

Da die gemessenen Photonenenergien immer am unteren Rand des theoretischen Bereichs oder z. T. sogar knapp darunter liegen, müsste man die Kalibrierung des Röntgendetektionssystem überprüfen. Sollte diese z. B. um 1 % nach oben korrigiert werden müssen, wären die gemessenen Photonenenergien real im Schnitt um 30 eV höher.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine kompakte Raumtemperatur-Elektronenstrahl-Ionenfalle (EBIT), bezeichnet als „Tip-EBIT 2“, aufgebaut und in Betrieb genommen. Die EBIT soll zukünftig zusammen mit der existierenden „Tip-EBIT“ für eine ununterbrochene Versorgung des PENTATRAP Experiments mit hochgeladenen Ionen (HCI) sorgen. Im experimentellen Teil wurde Argon in die EBIT injiziert und es wurden Photorekombinationsprozesse innerhalb der EBIT beobachtet und analysiert.

Die Arbeit hat mit der Planung eines Grundgestells für den Testaufbau begonnen. Im weiteren Verlauf wurde das Magnetsetup zusammengesetzt. Die magnetische Flussdichte in der Fallenregion der EBIT wurde zu etwa 870 mT bestimmt. Außerdem wurde die Position des Nulldurchgangs der magnetischen Flussdichte in axialer Richtung für die Positionierung der Kathode bei der ersten Inbetriebnahme mit einem axialen Hall-Sensor lokalisiert.

Im Aufbau integriert ist ein Röntgendetektionssystem, das es erlaubt, die Röntgenstrahlung im Fallenzentrum der EBIT zu beobachten. Dieses wurde, bevor es eingebaut wurde, an einer ^{55}Fe -Quelle kalibriert und für den Einbau in die EBIT vorbereitet.

Im weiteren Fortgang wurde das komplette Vakuumsystem aufgebaut und die EBIT in Betrieb genommen. Während des Zusammenbaus wurde die Elektronenkanone in einer Stickstoffatmosphäre zusammengesetzt, um die Kathode vor Luftfeuchtigkeit zu schützen. Bei der Inbetriebnahme wurde die Kathode zunächst langsam aufgeheizt. Der Prozess wird als Konditionierung bezeichnet. Dabei finden einerseits chemische Reaktionen statt, die für die gewünschten Emissionsfähigkeiten der Kathode sorgen und andererseits wird der Kathode ihre intrinsische Feuchtigkeit entzogen. Am Ende des Konditionierungsprozesses ist die Kathode aktiviert, wenn Bariumoxid aus der Wolframmatrix in freies Barium auf der Oberfläche der Kathode umgewandelt wird. Im Folgenden konnte erstmals die Emission eines Elektronenstrahls gemessen werden. Dieser stieg allmählich an und hat bisher Elektronenstrahlströme von über 20 mA und -energien von über 3 keV erreicht.

Die Funktionsfähigkeit der EBIT wurde anhand der Produktion von Argonionen getestet. Die erzeugten Ladungszustände konnten anhand ihrer Emissionslinien bei der dielektronischen Rekombination identifiziert werden. Dabei konnten die Ladungszustände von Argon im Bereich von Ar^{10+} bis Ar^{15+} beobachtet werden. Neben den Photorekombinationsprozessen der Argonionen wurden Rekombinationsprozesse von anderen Elementen entdeckt, für die man (aufgrund der beim Bau verwendeten Materialien) die Elemente Wolfram, Barium, Titan, Aluminium, Vanadium und Kupfer erwarten kann. Um die Resonanzen eines zu untersuchenden Elements präzise messen und zuordnen zu können, sollten möglichst viele dieser Prozesse identifiziert und zugeordnet werden, wofür man jedoch die Energien der entsprechenden Übergänge kennen oder theoretisch vorhersagen muss.

Zukünftige Messungen sollen das Ausmaß der verschiedenen Effekte, die die Elektronenstrahlenergie beeinflussen, quantifizieren. Dabei kann man bekannte Effekte wie das Raumladungspotential der Elektronen und Ionen, sowie den Einfluss des Lochs in einem der Ausschnitte der zentralen Driftröhre untersuchen. Außerdem steht eine erneute Validierung der Kalibration des Röntgendetektors aus, für die man gegebenenfalls manuell eine Kalibrierung an zwei Röntgenemissionslinien statt der automatischen Kalibrierung an einer einzelnen Linie durchführen sollte.

Außerdem können Berechnungen mit dem *flexible atomic code* (FAC)¹ durchgeführt werden, um das beobachtete Spektrum mit einem synthetischen Spektrum zu vergleichen und die Resonanzen einzelnen Energieniveaueübergängen zuordnen zu können.

Für eine bessere Identifikation der erzeugten Ladungszustände soll der Testaufbau um einen Wienschen Geschwindigkeitsfilter und einen Faraday-Becher erweitert werden, mit denen sich zugleich die Extraktion von HCIs testen lässt, welche sehr bedeutend für die spätere Verwendung der EBIT ist. Eine weitere essenzielle Ergänzung ist der Anbau eines Laserdesorptionssystems mit dem sich minimale Mengen von seltenen und/oder kurzlebigen Nukliden in die EBIT einbringen lassen.

Sobald die EBIT komplettiert und hinreichend charakterisiert ist, wird sie zuerst in ihrer Testumgebung abgebaut und anschließend an der Strahllinie (engl. *beamline*) von PENTATRAP wieder aufgebaut und an diese angeschlossen werden.

¹Gu (2008)

A Herleitung des minimalen Elektronenstrahlradius

Nach [Herrmann \(1958\)](#) oszillieren die Elektronen in einem homogenem Magnetfeld um einen Gleichgewichtsradius $r_{e,H}$, der bestimmt wird durch [Gleichung 30 in ebd.]:

$$\left(\omega_L r_{e,H}^2\right)^2 = K r_{e,H}^2 + \frac{2k_B T_K}{m_e} r_K^2 + \left(\omega_{L,K} r_K^2\right)^2. \quad (\text{A.1})$$

Dabei beschreibt ω_L (, bzw. $\omega_{L,K}$) die Frequenz¹ (an der Kathode), mit der der Strahl einheitlich um seine eigene Achse rotiert, [Gleichung im Text vor Gleichung 1 in ebd.] und K ist eine Konstante [Gleichung 24 in ebd.], diese Größen sind gegeben durch:

$$\omega_L = \frac{eB}{2m_e}, \quad \omega_{L,K} = \frac{eB_K}{2m_e}, \quad K = \frac{eI_e}{2\pi\varepsilon_0 m_e v_e}. \quad (\text{A.2})$$

Löst man Gleichung (A.1) nach $r_{e,H}$ auf, so ergibt sich:

$$r_{e,H} = \sqrt{\frac{K}{2\omega_L^2} + \sqrt{\frac{K^2}{4\omega_L^4} + \frac{\frac{2k_B T_K}{m_e} r_K^2 + \omega_{L,K}^2 r_K^4}{\omega_L^2}}} \quad (\text{A.3a})$$

$$= \sqrt{\frac{1}{2} \frac{2m_e I_e}{\pi\varepsilon_0 v_e e B^2} + \sqrt{\left(\frac{1}{2} \frac{2m_e I_e}{\pi\varepsilon_0 v_e e B^2}\right)^2 + \frac{8k_B T_K m_e}{e^2 B^2} r_K^2 + \frac{B_K^2}{B^2} r_K^4}} \quad (\text{A.3b})$$

$$= r_{e,B} \sqrt{\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{8k_B T_K m_e r_K^2}{e^2 B^2 r_{e,B}^4} + \frac{B_K^2 r_K^4}{B^2 r_{e,B}^4}}}. \quad (\text{A.3c})$$

Dabei steht $r_{e,B}$ wieder für den Elektronenstrahlradius im spezielleren Fall von [Brillouin \(1945\)](#) mit $T_K = B_K = 0$ und ergibt sich zu:

$$r_{e,B} = \sqrt{\frac{2m_e I_e}{\pi\varepsilon_0 v_e e B^2}}. \quad (\text{A.4})$$

Der effektive Strahlradius $R = r_{e,H}$ war wie folgt gewählt [Gleichung 23 in [Herrmann 1958](#)]:

$$R^2 = r^2 + 2\sigma^2, \quad (\text{A.5})$$

sodass eben dieser Radius einem Streuintervall von $\pm\sqrt{2}\sigma$ entspricht. Innerhalb von dem Radius sollten sich also 84,27% der Elektronen befinden, weshalb [Morton A. Levine et al. \(1988\)](#) ihn vermutlich auch als „80-Prozent-Strom-Radius“ bezeichnet.

¹Die Frequenz wird von Herrmann als Larmor-Frequenz bezeichnet. Es ist aber nicht die Präzessionsfrequenz des Drehimpulses eines Teilchens mit magnetischem Dipolmoment um die Richtung eines äußeren Magnetfelds und ist in [Herrmann 1958](#), auf S. 135, als halbe Zyklotronfrequenz angegeben.

Literatur

- Fang, Taotao und Claude R. Canizares (Aug. 2000). „Probing Cosmology with the X-Ray Forest“. In: *The Astrophysical Journal* 539.2, S. 532–539. DOI: 10.1086/309270. URL: <https://doi.org/10.1086/309270> (siehe S. 1).
- Nicastro, F. et al. (Juni 2018). „Observations of the missing baryons in the warm–hot intergalactic medium“. In: *Nature* 558.7710, S. 406–409. ISSN: 1476-4687. DOI: 10.1038/s41586-018-0204-1. URL: <https://doi.org/10.1038/s41586-018-0204-1> (siehe S. 1).
- Tipler, Paul A. und Gene Mosca (2019). *Physik. für Studierende der Naturwissenschaften und Technik*. Hrsg. von Peter Kersten und Jenny Wagner. 8. Aufl. Heidelberg: Springer Spektrum Berlin. DOI: 10.1007/978-3-662-58281-7. URL: <https://doi.org/10.1007/978-3-662-58281-7> (siehe S. 1).
- Planck, M. (1900). „Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspectrum“. In: *Verhandlungen der Deutschen physikalischen Gesellschaft*. Bd. 2. 17. Berlin, S. 237–245. DOI: <https://doi.org/10.1002/phbl.19480040404>. URL: <http://www.fisicafundamental.net/relicario/doc/planck1.pdf> (siehe S. 1).
- Einstein, A. (1905). „Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt“. In: *Annalen der Physik* 322.6, S. 132–148. DOI: <https://doi.org/10.1002/andp.19053220607>. eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/andp.19053220607>. URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/andp.19053220607> (siehe S. 1).
- Rauch, Michael (1998). „THE LYMAN ALPHA FOREST IN THE SPECTRA OF QUASISTELLAR OBJECTS“. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 36.1, S. 267–316. DOI: 10.1146/annurev.astro.36.1.267. eprint: <https://doi.org/10.1146/annurev.astro.36.1.267>. URL: <https://doi.org/10.1146/annurev.astro.36.1.267> (siehe S. 1).
- Beiersdorfer, Peter (2003). „Laboratory X-Ray Astrophysics“. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 41.1, S. 343–390. DOI: 10.1146/annurev.astro.41.011802.094825. URL: <https://doi.org/10.1146/annurev.astro.41.011802.094825> (siehe S. 1).
- Donets, E. D. und V. P. Ovsyannikov (März 1981). „Investigation of ionization of positive ions by electron impact“. In: *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics* 53.3, S. 466. URL: http://www.jetp.ras.ru/cgi-bin/dn/e_053_03_0466.pdf (siehe S. 1).
- Levine, Morton A. et al. (Jan. 1988). „The Electron Beam Ion Trap: A New Instrument for Atomic Physics Measurements“. In: *Physica Scripta* T22, S. 157–163. DOI: 10.1088/0031-8949/1988/t22/024. URL: <https://doi.org/10.1088/0031-8949/1988/t22/024> (siehe S. 1, 5, 7, 10, 39).
- Marrs, Roscoe E., Peter Beiersdorfer und Dieter Schneider (1994). „The Electron-Beam Ion Trap“. In: *Physics Today* 47.10, S. 27–34. DOI: 10.1063/1.881419. eprint: <https://doi.org/10.1063/1.881419>. URL: <https://doi.org/10.1063/1.881419> (siehe S. 1).

- Zschornack, G., M. Schmidt und A. Thorn (Dez. 2013). „Electron Beam Ion Sources“. In: Comments: 37 pages, contribution to the CAS-CERN Accelerator School: Ion Sources, Senec, Slovakia, 29 May - 8 June 2012, edited by R. Bailey, 165–201. 37 p. DOI: [10.5170/CERN-2013-007.165](https://doi.org/10.5170/CERN-2013-007.165). arXiv: [1410.8014](https://arxiv.org/abs/1410.8014). URL: <http://cds.cern.ch/record/1965922> (siehe S. 1).
- Blaum, K., Yu. N. Novikov und G. Werth (2010). „Penning traps as a versatile tool for precise experiments in fundamental physics“. In: *Contemporary Physics* 51.2, S. 149–175. DOI: [10.1080/00107510903387652](https://doi.org/10.1080/00107510903387652). eprint: <https://doi.org/10.1080/00107510903387652>. URL: <https://doi.org/10.1080/00107510903387652> (siehe S. 1).
- Beiersdorfer, Peter (März 2010). „Testing QED and atomic-nuclear interactions with high- Z ions“. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 43.7, S. 074032. DOI: [10.1088/0953-4075/43/7/074032](https://doi.org/10.1088/0953-4075/43/7/074032). URL: <https://doi.org/10.1088/0953-4075/43/7/074032> (siehe S. 1).
- Ulmer, S. et al. (Aug. 2015). „High-precision comparison of the antiproton-to-proton charge-to-mass ratio“. In: *Nature* 524.7564, S. 196–199. ISSN: 1476-4687. DOI: [10.1038/nature14861](https://doi.org/10.1038/nature14861). URL: <https://doi.org/10.1038/nature14861> (siehe S. 1).
- Bradley, Michael P. et al. (Nov. 1999). „Penning Trap Measurements of the Masses of ^{133}Cs , $^{87,85}\text{Rb}$, and ^{23}Na with Uncertainties ≤ 0.2 ppb“. In: *Phys. Rev. Lett.* 83 (22), S. 4510–4513. DOI: [10.1103/PhysRevLett.83.4510](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.83.4510). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.83.4510> (siehe S. 2).
- Rainville, Simon et al. (Dez. 2005). „A direct test of $E = mc^2$ “. In: *Nature* 438.7071, S. 1096–1097. ISSN: 1476-4687. DOI: [10.1038/4381096a](https://doi.org/10.1038/4381096a). URL: <https://doi.org/10.1038/4381096a> (siehe S. 2, 3).
- Otten, E W und C Weinheimer (Juli 2008). „Neutrino mass limit from tritium β decay“. In: *Reports on Progress in Physics* 71.8, S. 086201. DOI: [10.1088/0034-4885/71/8/086201](https://doi.org/10.1088/0034-4885/71/8/086201). URL: <https://doi.org/10.1088/0034-4885/71/8/086201> (siehe S. 2).
- Gastaldo, L. et al. (Sep. 2014). „The Electron Capture ^{163}Ho Experiment ECHO“. In: *Journal of Low Temperature Physics* 176.5, S. 876–884. ISSN: 1573-7357. DOI: [10.1007/s10909-014-1187-4](https://doi.org/10.1007/s10909-014-1187-4). URL: <https://doi.org/10.1007/s10909-014-1187-4> (siehe S. 2).
- Repp, J. et al. (Juni 2012). „PENTATRAP: a novel cryogenic multi-Penning-trap experiment for high-precision mass measurements on highly charged ions“. In: *Applied Physics B* 107.4, S. 983–996. ISSN: 1432-0649. DOI: [10.1007/s00340-011-4823-6](https://doi.org/10.1007/s00340-011-4823-6). URL: <https://doi.org/10.1007/s00340-011-4823-6> (siehe S. 2).
- Sturm, Sven et al. (Feb. 2019). „The ALPHATRAP experiment“. In: *The European Physical Journal Special Topics* 227.13, S. 1425–1491. ISSN: 1951-6401. DOI: [10.1140/epjst/e2018-800225-2](https://doi.org/10.1140/epjst/e2018-800225-2). URL: <https://doi.org/10.1140/epjst/e2018-800225-2> (siehe S. 2).
- Mooser, A et al. (Nov. 2018). „A New Experiment for the Measurement of the g -Factors of $^3\text{He}^+$ and $^3\text{He}^{2+}$ “. In: *Journal of Physics: Conference Series* 1138, S. 012004. DOI: [10.1088/1742-6596/1138/1/012004](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1138/1/012004). URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1138/1/012004> (siehe S. 2).
- Kessler, E.G. et al. (2001). „The GAMS4 flat crystal facility“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 457.1, S. 187–202. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(00\)00753-1](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00753-1).

-
- URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900200007531> (siehe S. 3).
- IAEA (2019). *Live Chart of Nuclides. nuclear structure and decay data*. Vienna. URL: <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html> (siehe S. 3).
- Jentschel, Michael und Klaus Blaum (Mai 2018). „Balancing energy and mass with neutrons“. In: *Nature Physics* 14.5, S. 524–524. ISSN: 1745-2481. DOI: [10.1038/s41567-018-0132-x](https://doi.org/10.1038/s41567-018-0132-x). URL: <https://doi.org/10.1038/s41567-018-0132-x> (siehe S. 3).
- Levine, M. A. et al. (1989). „The use of an electron beam ion trap in the study of highly charged ions“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 43.3, S. 431–440. ISSN: 0168-583X. DOI: [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(89\)90386-8](https://doi.org/10.1016/0168-583X(89)90386-8). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168583X89903868> (siehe S. 5, 10, 11).
- Repp, Julia (Okt. 2012). „The setup of the high-precision Penning trap mass spectrometer PENTATRAP and first production studies of highly charged ions“. Diss. Heidelberg: Max-Planck-Institut für Kernphysik (MPIK). DOI: [10.11588/heidok.00013994](https://doi.org/10.11588/heidok.00013994). URL: <http://hdl.handle.net/11858/00-001M-0000-0010-1AEC-2> (siehe S. 5).
- Micke, P. et al. (2018). „The Heidelberg compact electron beam ion traps“. In: *Review of Scientific Instruments* 89.6, S. 063109. DOI: [10.1063/1.5026961](https://doi.org/10.1063/1.5026961). eprint: <https://doi.org/10.1063/1.5026961>. URL: <https://doi.org/10.1063/1.5026961> (siehe S. 5, 9, 11, 17, 28, 34).
- Pastuszka, S. et al. (1996). „Electron cooling and recombination experiments with an adiabatically expanded electron beam“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 369.1, S. 11–22. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(95\)00786-5](https://doi.org/10.1016/0168-9002(95)00786-5). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900295007865> (siehe S. 6).
- Brillouin, Leon (Apr. 1945). „A Theorem of Larmor and Its Importance for Electrons in Magnetic Fields“. In: *Phys. Rev.* 67 (7-8), S. 260–266. DOI: [10.1103/PhysRev.67.260](https://doi.org/10.1103/PhysRev.67.260). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.67.260> (siehe S. 6, 39).
- Herrmann, Gabriel (1958). „Optical Theory of Thermal Velocity Effects in Cylindrical Electron Beams“. In: *Journal of Applied Physics* 29.2, S. 127–136. DOI: [10.1063/1.1723053](https://doi.org/10.1063/1.1723053). eprint: <https://doi.org/10.1063/1.1723053>. URL: <https://doi.org/10.1063/1.1723053> (siehe S. 6, 7, 39).
- Penetrante, B. M. et al. (Mai 1991). „Evolution of ion-charge-state distributions in an electron-beam ion trap“. In: *Phys. Rev. A* 43 (9), S. 4861–4872. DOI: [10.1103/PhysRevA.43.4861](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.43.4861). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.43.4861> (siehe S. 7).
- Blessenohl, M. A. et al. (2018). „An electron beam ion trap and source for re-acceleration of rare-isotope ion beams at TRIUMF“. In: *Review of Scientific Instruments* 89.5, S. 052401. DOI: [10.1063/1.5021045](https://doi.org/10.1063/1.5021045). eprint: <https://doi.org/10.1063/1.5021045>. URL: <https://doi.org/10.1063/1.5021045> (siehe S. 8).
- Steinbrügge, René Friedrich (Jan. 2015). „Bestimmung von absoluten Auger- und radiativen Zerfallsraten K-Schalen-angeregter hochgeladener Eisenionen“. Diss. Heidelberg: Max-Planck-Institut für Kernphysik (MPIK). DOI: [10.11588/heidok.00018110](https://doi.org/10.11588/heidok.00018110). URL: <http://www.ub.uni-heidelberg.de/archiv/18110> (siehe S. 9).

- Lotz, Wolfgang (Mai 1967). „Electron-Impact Ionization Cross-Sections and Ionization Rate Coefficients for Atoms and Ions“. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 14, S. 207. DOI: [10.1086/190154](https://doi.org/10.1086/190154). URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1967ApJS...14..207L> (siehe S. 9).
- Marrs, R. E., S. R. Elliott und D. A. Knapp (Juni 1994). „Production and Trapping of Hydrogenlike and Bare Uranium Ions in an Electron Beam Ion Trap“. In: *Phys. Rev. Lett.* 72 (26), S. 4082–4085. DOI: [10.1103/PhysRevLett.72.4082](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.72.4082). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.72.4082> (siehe S. 9, 10).
- A. Kramida et al. (2021). NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.9), [Online]. Available: <https://physics.nist.gov/asd> [2022, September 19]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. DOI: <https://doi.org/10.18434/T4W30F> (siehe S. 10, 35).
- Child, C. D. (Mai 1911). „Discharge From Hot CaO“. In: *Phys. Rev. (Series I)* 32 (5), S. 492–511. DOI: [10.1103/PhysRevSeriesI.32.492](https://doi.org/10.1103/PhysRevSeriesI.32.492). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevSeriesI.32.492> (siehe S. 11).
- Langmuir, Irving (Dez. 1913). „The Effect of Space Charge and Residual Gases on Thermionic Currents in High Vacuum“. In: *Phys. Rev.* 2 (6), S. 450–486. DOI: [10.1103/PhysRev.2.450](https://doi.org/10.1103/PhysRev.2.450). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.2.450> (siehe S. 11).
- Mewe, Rolf (1999). „Atomic Physics of Hot Plasmas“. In: *X-Ray Spectroscopy in Astrophysics*. Hrsg. von Jan van Paradijs und Johan A. M. Bleeker. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, S. 109–187. ISBN: 978-3-540-49199-6 (siehe S. 12, 14).
- Crespo López-Urrutia, José R. und Zoltán Harman (2014). „Emission and Laser Spectroscopy of Trapped Highly Charged Ions in Electron Beam Ion Traps“. In: *Fundamental Physics in Particle Traps*. Hrsg. von Wolfgang Quint und Manuel Vogel. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, S. 315–373. ISBN: 978-3-642-45201-7. DOI: [10.1007/978-3-642-45201-7_10](https://doi.org/10.1007/978-3-642-45201-7_10). URL: https://doi.org/10.1007/978-3-642-45201-7_10 (siehe S. 12–15).
- Auger, P. (1925). „Sur les rayons β secondaires produits dans un gaz par des rayons X“. In: *C.R.A.S.* 180. (C.R.A.S.: Comptes Rendus des séances hebdomadaires de l’Académie des Sciences, Paris), S. 65–168. URL: <https://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k3133k/f3.image> (siehe S. 14).
- Meitner, Lise (Dez. 1922). „Über die β -Strahl-Spektren und ihren Zusammenhang mit der γ -Strahlung“. In: *Zeitschrift für Physik* 11.1, S. 35–54. ISSN: 0044-3328. DOI: [10.1007/BF01328399](https://doi.org/10.1007/BF01328399). URL: <https://doi.org/10.1007/BF01328399> (siehe S. 14).
- Todd, J. F. J. (1991). „Recommendations for nomenclature and symbolism for mass spectroscopy (including an appendix of terms used in vacuum technology). (Recommendations 1991)“. In: *Pure and Applied Chemistry* 63.10, S. 1541–1566. DOI: [doi:10.1351/pac199163101541](https://doi.org/10.1351/pac199163101541). URL: <https://doi.org/10.1351/pac199163101541> (siehe S. 14).
- De Michelis, C. und M. Mattioli (Juni 1981). „Soft-X-ray spectroscopic diagnostics of laboratory plasmas“. In: *Nuclear Fusion* 21.6, S. 677–754. DOI: [10.1088/0029-5515/21/6/007](https://doi.org/10.1088/0029-5515/21/6/007). URL: <https://doi.org/10.1088/0029-5515/21/6/007> (siehe S. 14, 15).
- Janev, R.K. und L.P. Presnyakov (1981). „Collision processes of multiply charged ions with atoms“. In: *Physics Reports* 70.1, S. 1–107. ISSN: 0370-1573. DOI: <https://doi.org/10.1016/>

-
- 0370-1573(81)90161-7. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157381901617> (siehe S. 16).
- Chen, C Y et al. (Jan. 2001). „Studies of charge exchange in symmetric ion-ion collisions“. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 34.3, S. 469–475. DOI: 10.1088/0953-4075/34/3/322. URL: <https://doi.org/10.1088/0953-4075/34/3/322> (siehe S. 16).
- Schweiger, Christoph (Juni 2017). „Construction and commissioning of a room-temperature electron beam ion trap and development of a wire probe injection system“. Masterarb. Heidelberg: Max-Planck-Institut für Kernphysik (MPIK). URL: <http://hdl.handle.net/11858/00-001M-0000-002D-76F6-C> (siehe S. 17).
- Schweiger, Ch. et al. (2019). „Production of highly charged ions of rare species by laser-induced desorption inside an electron beam ion trap“. In: *Review of Scientific Instruments* 90.12, S. 123201. DOI: 10.1063/1.5128331. eprint: <https://doi.org/10.1063/1.5128331>. URL: <https://doi.org/10.1063/1.5128331> (siehe S. 17, 26).
- König, Charlotte Maria (2019). „In-trap Laser Desorption in an EBIT for the Production of Highly Charged Ions of Rare Isotopes at Pentatrap“. Masterarb. Heidelberg: Max-Planck-Institut für Kernphysik (MPIK). URL: <http://hdl.handle.net/21.11116/0000-0005-0DB6-0> (siehe S. 17).
- MISUMI (2014). *Eigenschaften der Magnete*. Techn. Ber. MISUMI Europa GmbH. URL: https://de.misumi-ec.com/pdf/fa/2014/P2_0285-0286_F35_DE.pdf (siehe S. 19).
- Pierce, J. R. (1940). „Rectilinear Electron Flow in Beams“. In: *Journal of Applied Physics* 11.8, S. 548–554. DOI: 10.1063/1.1712815. eprint: <https://doi.org/10.1063/1.1712815>. URL: <https://doi.org/10.1063/1.1712815> (siehe S. 20).
- Spectra-Mat, Inc. (Feb. 2014a). *Setting the Standard for Cathode Products*. Techn. Ber. Spectra-Mat, Inc. URL: <https://www.spectramat.com/wp-content/uploads/2018/12/PB-100-A-Dispenser-Cathode-Products.pdf> (siehe S. 20).
- Jacobs, Ryan, Dane Morgan und John Booske (Nov. 2017). „Work function and surface stability of tungsten-based thermionic electron emission cathodes“. In: *APL Materials* 5.11, S. 116105. DOI: 10.1063/1.5006029. eprint: <https://doi.org/10.1063/1.5006029>. URL: <https://doi.org/10.1063/1.5006029> (siehe S. 20).
- Spectra-Mat, Inc. (Feb. 2014b). *Tungsten Dispenser Cathodes*. Techn. Ber. Spectra-Mat, Inc. URL: <https://www.spectramat.com/wp-content/uploads/2018/12/TB-105-B-Tungsten-Dispenser-Cathodes-01-13.pdf> (siehe S. 20).
- Cronin, J.L. (Feb. 1981). „Modern dispenser cathodes“. In: *IEEE Proceedings I (Solid-State and Electron Devices)* 128 (1), 19–32(13). ISSN: 0143-7100. URL: <https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/ip-i-1.1981.0012> (siehe S. 20).
- Zalm, P und AJA Van Stratum (1966). „Osmium dispenser cathodes“. In: *Philips Technical Review* 27.3/4, S. 69–75 (siehe S. 20, 29).
- Werkstoffdatenblatt* (o.D.). 3.7165 / Ti6Al4V, Titan Grade 5. Techn. Ber. HSM Stahl- und Metallhandel GmbH. URL: https://www.hsm-stahl.de/fileadmin/user_upload/datenblatt/HSM_Datenblatt_3.7165.pdf (siehe S. 21).

- H., J. Ärje und M. Nurmi (1994). „Metal ion beams from an ECR ion source using volatile compounds“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 94.3, S. 291–296. ISSN: 0168-583X. DOI: [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(94\)95368-6](https://doi.org/10.1016/0168-583X(94)95368-6). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168583X94953686> (siehe S. 24).
- KETEK (März 2021). *Analytical X-Ray Acquisition System – Analog and Digital*. Rev. 1.6. KETEK GmbH, Munich, Germany. URL: https://www.ketek.net/wp-content/uploads/KETEK-AXAS-A-D-with-VICO-DP-Manual-Rev1.6_March_2021.pdf (siehe S. 25).
- Bombelli, L. et al. (2011). „CUBE“, A low-noise CMOS preamplifier as alternative to JFET front-end for high-count rate spectroscopy“. In: *2011 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, S. 1972–1975. DOI: [10.1109/NSSMIC.2011.6154396](https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2011.6154396) (siehe S. 25).
- IAEA (2007). *Update of X Ray and Gamma Ray Decay Data Standards for Detector Calibration and Other Applications*. Non-serial Publications. Vienna: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. ISBN: 92-0-113606-4. URL: <https://www.iaea.org/publications/7551/update-of-x-ray-and-gamma-ray-decay-data-standards-for-detector-calibration-and-other-applications> (siehe S. 26).
- Sing, Chong Chon et al. (1997). „Gamma ray spectrum of Am 241 in a backscattering geometry using a high purity germanium detector“. In: *Proceedings of INC '97 - International Nuclear Conference: a new era in Nuclear Science and Technology - the challenge of the 21st century*. Malaysia: Malaysian Inst for Nuclear Technology Research MINT, Bangi, Selangor, Malaysia, S. 465. URL: http://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:29041560 (siehe S. 26).
- Spectra-Mat, Inc. (Feb. 2014c). *Handling and Care of Cathodes*. Techn. Ber. Spectra-Mat, Inc. URL: <https://www.spectramat.com/wp-content/uploads/2018/12/TB-106-C-Handling-and-Care-of-Cathodes-01-13.pdf> (siehe S. 28).
- (Feb. 2014d). *Guidelines for Processing of Dispenser Cathodes*. Techn. Ber. Spectra-Mat, Inc. URL: <https://www.spectramat.com/wp-content/uploads/2018/12/TB-147-D-Guidelines-for-Processing-of-Dispenser-Cathodes.pdf> (siehe S. 28, 29).
- Kühn, Steffen (2017). „Inbetriebnahme und Charakterisierung einer Elektronenkanone mit optischem Zugang zur Strahlachse in einer kompakten Elektronenstrahlionenfalle“. Masterarb. Heidelberg: Max-Planck-Institut für Kernphysik (MPIK). URL: <http://hdl.handle.net/11858/00-001M-0000-002E-5734-5> (siehe S. 34, 35).
- Gu, M F (2008). „The flexible atomic code“. In: *Canadian Journal of Physics* 86.5, S. 675–689. DOI: [10.1139/p07-197](https://doi.org/10.1139/p07-197). eprint: <https://doi.org/10.1139/p07-197>. URL: <https://doi.org/10.1139/p07-197> (siehe S. 34, 38).

Erklärung

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

Heidelberg, den 23.09.2022,