

**Spektroskopie an hoch geladenen Ionen
aus der EBIT
im Sichtbaren und im nahen Ultraviolett**

Diplomarbeit

Monika Binder

aus

Mannheim

Max-Planck-Institut

für Kernphysik

Heidelberg

16. April 2007 – 16. April 2008

Spektroskopie an hochgeladenen Ionen aus der EBIT im sichtbaren und im nahen Ultraviolettbereich

Spektroskopische Untersuchungen verbotener Übergänge im sichtbaren und nahen ultravioletten Spektralbereich sind mittels einer Elektronenstrahlionenfalle durchgeführt worden. Dabei wurden verschiedene hochgeladene Ionen (Xe^{31+} , Xe^{32+} , Kr^{22+} , Ar^{13+} , Ba^{34+}) beobachtet und ihre genauen Wellenlängen dieser Übergänge sowie die Energieabhängigkeit der Linienanregung untersucht.

Für Experimente mit Wismutionen wurde eine Knudsen-Zelle entwickelt und gebaut, mit der die Beobachtung von dielektronischen Resonanzen hochgeladener Ionen dieses Elementes gelang. Die Linie des ${}^5D_3 - {}^5D_2$ -Übergangs des Bi^{61+} bei 344 nm wurde gesucht, konnte aber nicht eindeutig identifiziert werden.

Spectroscopy on highly charged ions in the EBIT in the visible and near ultraviolet range

Spectroscopic investigations of dipole-forbidden transitions in the visible and near ultraviolet spectral range have been carried out with an electron beam ion trap. Several highly charged ions (Xe^{31+} , Xe^{32+} , Kr^{22+} , Ar^{13+} , Ba^{34+}) have been observed and their exact wavelengths of those transitions and energy dependence of their lines determined.

For experiments with bismuth ions a Knudsen cell was developed and built, with which dielectronic resonances of highly charged ions of that element could be observed. The line of the ${}^5D_3 - {}^5D_2$ transition in Bi^{61+} near 344 nm has been searched for, but could not be definitely identified.

Inhaltsverzeichnis

0	Einleitung	3
1	Theorie und Grundlagen	6
1.1	Hochgeladene Ionen	6
1.2	Atomphysikalische Grundlagen	8
1.2.1	Feinstrukturübergänge	8
1.2.2	Magnetische Dipolübergänge	11
1.2.3	Zeeman-Aufspaltung	12
1.2.4	Kernspin und Quadrupolkerne	12
1.2.5	Hyperfeinstruktur	14
1.2.6	Linienbreite	15
2	Experimenteller Aufbau	17
2.1	Elektronenstrahlionenfalle	17
2.1.1	Funktionsprinzip einer Elektronenstrahlionenfalle	17
2.1.2	Aufbau einer EBIT	18
2.2	Spektrometer	24
3	Messungen	26
3.1	Kalibration des Spektrometers	26
3.2	Vorbereitungen	28
3.3	Messungen des ${}^4G_{9/2} - {}^4G_{7/2}$ -Übergangs in Xe^{31+} und des ${}^5D_3 - {}^5D_2$ -Übergangs in Xe^{32+}	33
3.3.1	Spektrum der hochgeladenen Ionen in Abhängigkeit der Elektronenstrahlenergie	33
3.3.2	Zeeman-Aufspaltung der Linie von Ti-ähnlichem Xe^{32+}	39
3.3.3	Bestimmung der Wellenlänge	42
3.4	Messungen des ${}^3P_2 - {}^3P_1$ Übergangs in siliziumähnlichem Krypton Kr^{22+}	46
3.4.1	Abhängigkeit der Linienbreite vom Elektronenstrom	46
3.4.2	Abhängigkeit der Linienbreite von der Falltiefe	47
3.4.3	Messung der Linie bei kleinem Strom und flacher Falle	48

3.4.4	Weitere Ergebnisse	50
3.5	Messungen der Wellenlänge des ${}^2P_{1/2}-{}^2P_{3/2}$ -Übergangs von B-ähnlichem Argon Ar^{13+}	56
3.6	Messungen der Wellenlänge des Übergang ${}^5D_3-{}^5D_2$ des Ti-ähnlichen Bariums Ba^{34+}	60
3.7	Übersicht aller gemessenen Linien	63
4	Aufbau eines Ofens für Wismut	65
4.1	Aufbau und Funktionsweise des Ofens	65
4.1.1	Funktionsprinzip	65
4.1.2	Aufbau des Ofens	65
4.2	Versuche zur Verdampfung von Metallen	73
4.3	Betrieb des Ofens an der EBIT	76
4.4	Nachweis von Wismut in der EBIT und erste Messungen	77
4.4.1	Wismut	77
4.4.2	Nachweis von Wismut in der EBIT mittels Röntgenstrahlung	78
4.4.3	Suche nach der Wismutlinie im nahen UV	79
5	Zusammenfassung	84

0 Einleitung

Hochgeladene Ionen, das heißt Ionen, bei denen aufgrund von energiereichen Stößen viele Elektronen von der Hülle entfernt worden sind, entziehen sich unserer täglichen Erfahrung. Dabei kommen sie durchaus in der Natur vor. So herrschen beispielsweise in Sternatmosphären solch extreme Temperaturen, daß hochgeladene Ionen entstehen können. Da bei den meisten sichtbaren massereichen Objekten im All sehr hohe Temperaturen vorliegen, werden Atome dort zu sehr hohen Ionisationszuständen gebracht. Somit besteht ein großer Teil der spektroskopisch zugänglichen sichtbaren Materie aus hochgeladenen Ionen. Diese Arbeit beschäftigt sich mit Untersuchungen der Linien einiger solcher Ionen im sichtbaren Spektralbereich.

Zum ersten Mal wurden hochgeladene Ionen in der zweiten Hälfte des 19. Jahrhunderts in der Sonnenkorona beobachtet. Man hatte während einer totalen Sonnenfinsternis Linien aus dem sichtbaren Wellenlängenbereich in der Sonnenkorona vermessen. Dabei wurden Spektrallinien entdeckt, welche keinem bekannten Element zuzuordnen waren. Es wurde zunächst ein bis dahin unbekanntes Element vermutet, welches man „Coronium“ nannte. Es gab auch Theorien, nach welchen es sich um Linien von hochgeladenen Eisenionen handelte; diese Theorie wurde jedoch damals angezweifelt, weil die Oberflächentemperatur der Sonne bekannt war, welche nicht ausreicht, um Eisen auf so hohe Ladungszustände wie Fe^{13+} oder Fe^{14+} zu ionisieren. Erst Jahrzehnte später erkannte man, daß es sich tatsächlich um Eisenionen handelte, und daß die Korona der Sonne sehr viel heißer ist als die Photosphäre.

In der zweiten Hälfte des 20. Jahrhunderts, etwa 100 Jahre nachdem man die ersten Koronalinien beobachtet hatte, wurden in einer EBIS (**E**lectron **B**eam **I**on **S**ource, Elektronenstrahlionenquelle) hochgeladene Ionen in einem Labor erzeugt, indem man Atome durch Stoßionisation mit einem energiereichen Elektronenstrahl ionisierte. Mitte der Achtziger Jahre wurde in Livermore die erste EBIT (**E**lectron **B**eam **I**on **T**rap, Elektronenstrahlionenfalle) gebaut, in welcher die Ionen nicht nur erzeugt, sondern auch über längere Zeit gefangen gehalten werden können. In einer EBIT werden hochgeladene Ionen durch Stoßionisation von Atomen in einem energiereichen verdichteten Elektronenstrahl erzeugt. Die positiven Ionen werden radial durch den Strahl, welcher von einem Magnetfeld von 8 T komprimiert wird, und longitudinal durch —im Vergleich zur zentralen Driftröhre— positive Spannungen an den Driftröhren zu beiden Seiten der Fallenmitte in der Falle gehalten. Inzwischen gibt es mehrere EBITs auf der Welt, die größten davon in Livermore, Heidelberg, Tokyo und Shanghai.

Die Erzeugung und der Einschluß von hochgeladenen Ionen in einer EBIT hat jedoch Vorteile gegenüber anderen Methoden wie der Beam-foil-Methode, wobei Ionen auf eine dünne Folie geschossen werden. Dort müssen die Ionen zum Erreichen höherer Ladungszustände mehrmals auf solche Folien geschossen werden.

In einer EBIT ist die Ionenwolke kälter als bei anderen Methoden, so daß die Dopplerverbreiterung der spektroskopierten Linien geringer ist. Außerdem lassen sich in einer EBIT gezielt ausgewählte Ladungszustände herstellen.

Hochgeladene Ionen in der EBIT strahlen über einen breiten Bereich des elektromagnetischen Spektrums Photonen ab. Die energiereichsten Photonen entstehen durch Rekombination hochgeladener Ionen mit Elektronen aus dem Strahl und haben typischerweise Energien von einigen keV, gehören also zur Röntgenstrahlung. Diese Rekombinationsstrahlung kann auch zur Identifizierung des Elementes genutzt werden. Weniger energiereich sind die Elektronenübergänge zwischen verschiedenen Energieniveaus innerhalb des Ions. Diese liegen vom Röntgenbereich über Vakuum-UV, nahes Ultraviolett und sichtbares Licht bis in den Infrarot-Bereich.

Die hochgeladenen Ionen in der EBIT werden angeregt oder rekombinieren mit Elektronen aus dem Strahl. Dabei läßt sich strahlende Rekombination (RR, radiative recombination) oder dielektronische Rekombination (DR, dielectronic recombination) [11] im Röntgenbereich beobachten. Im sichtbaren und nahen UV-Bereich kann man interessante physikalische Prozesse untersuchen [1]. Bestimmte Übergänge lassen sich mit einem Laser anregen. Mit dem Freie-Elektronen-Laser (FEL) FLASH bei DESY in Hamburg lassen sich auch Übergänge im extremen UV- und im Röntgenbereich anregen. Es ist auch möglich die Lebensdauer atomarer Anregungszustände zu messen [6]. Die Spektroskopie der in der EBIT gefangenen hochgeladenen Ionen ermöglicht eine Überprüfung quantenelektrodynamischer Effekte. Diese QED-Effekte skalieren mit hohen Potenzen der Kernladungszahl Z ; die Feinstrukturaufspaltung ist beispielsweise annähernd proportional zu Z^4 , die Hyperfeinaufspaltung skaliert etwa mit Z^3 , und sind in hochgeladenen Ionen daher besonders groß. Die Vermessung der Wellenlänge von Linien im sichtbaren und nahen UV-Bereich mit hoher Präzision ermöglicht daher die Überprüfung von Isotopeneffekten ([4], [10]). Im hohen Magnetfeld der Falle kann man die Zeeman-Aufspaltung, oder wenn der Kernspin $\neq 0$ sogar die Hyperfeinaufspaltung, bestimmen. Besonders interessant sind Linien von sogenannten verbotenen Übergängen.

Verbotene Übergänge —elektronische Übergänge von Atomen oder Ionen, welche nicht den Auswahlregeln für elektrische Dipolstrahlung gehorchen— entstehen durch Abregung eines metastabilen Energieniveaus durch einen magnetischen Dipolübergang (M1) oder einen elektrischen Quadrupolübergang (E2). Normalerweise erfolgt die Abregung eines solchen metastabilen Niveaus durch Stöße und nicht durch Abstrahlung eines Photons. In stark verdünnten Gasen, also Bedingungen wie sie beispielsweise in der Ionenwolke in der EBIT oder im Weltall im interstellaren Medium oder in astrophysikalischen Plasmen herrschen, wo Stöße keine Rolle spielen, können solche Übergänge jedoch häufig vorkommen.

Unter den verbotenen Übergängen sind beispielsweise die Übergänge $J=3$ nach $J=2$ in titanähnlichen Ionen interessant. Theoretische Berechnungen sagen

voraus, daß die Wellenlänge dieses Übergangs für hohe Z (etwa ab $Z=60$) kaum von Z abhängt [2]. Ab $Z=52$ ändert sich die Reihenfolge der Niveaus mit verschiedenen J . Somit ist es interessant, diesen Übergang in Xenon ($Z=54$) und Barium ($Z=56$) zu messen. Besonders interessant wäre es, diesen Übergang in Wismut zu messen, welches mit $Z=83$ das schwerste stabile Element ist. Seine hohe Kernladung von $Z=83$ ermöglicht es, mit Z skalierende QED-Beiträge zur Wellenlänge genau zu untersuchen. Der hohe Kernspin des einzig natürlich vorkommenden Isotops ^{209}Bi von $I=\frac{9}{2}$ läßt eine sehr komplexe Hyperfeinaufspaltung erwarten.

Wismut ist ein metallischer Festkörper, welcher nicht so einfach wie ein Gas über den Gasinjektor in die Fallenregion der EBIT injiziert werden kann. Daher war es nötig einen Ofen zu konstruieren, welcher einen Atomstrahl aus Wismut —oder auch aus einem anderen Metall— erzeugt. In einem durch Strom geheizten Tiegel, welcher sich in einer Vakuumkammer befindet, wird das Wismut verdampft und gelangt durch Blenden und über differentielle Pumpstufen in die EBIT. Mit dieser Anordnung gelang der Nachweis hochgeladener Wismutionen in der Heidelberger EBIT.

1 Theorie und Grundlagen

1.1 Hochgeladene Ionen

Ionen sind Atome oder auch Moleküle, welche elektrische Ladung tragen, weil sie mehr oder weniger Elektronen als die neutralen Atome aufweisen. Die meisten Ionen, welche man in Salzkristallen, Lösungen oder Niedertemperaturplasmen findet, sind einfach, doppelt oder auch dreifach geladen. Aber bei höheren Temperaturen lassen sich mehr Elektronen aus dem Atom entfernen und positive hochgeladene Ionen bishin zu nackten Kernen erzeugen. In der Natur kommen hochgeladene Ionen (**H**ighly **C**harged **I**ons, HCI) in Sternen vor, z.B. hochgeladene Eisenionen Fe^{9+} und Fe^{14+} in der Sonnenkorona. Hochgeladene Ionen können auf verschiedene Weise erzeugt werden. In der sogenannten Beam-foil-Methode wird ein hochenergetischer Atom- oder Molekülstrahl (niedrig geladene Ionen) mit Hilfe eines Beschleunigers auf ein dichtes Elektronengas (Elektronen einer dünnen Folie) geschossen, wobei Hüllenelektronen der niedrig geladenen Ionen durch Stöße mit den Elektronen der Folie abgestreift werden. In einer EBIS (**E**lectron **B**eam **I**on **S**ource, Elektronenstrahlionenfalle) oder EBIT (**E**lectron **B**eam **I**on **T**rap, Elektronenstrahlionenquelle) wird ein hochenergetischer Elektronenstrahl von einigen 100 eV bis über 100 keV auf die Atome geschossen.

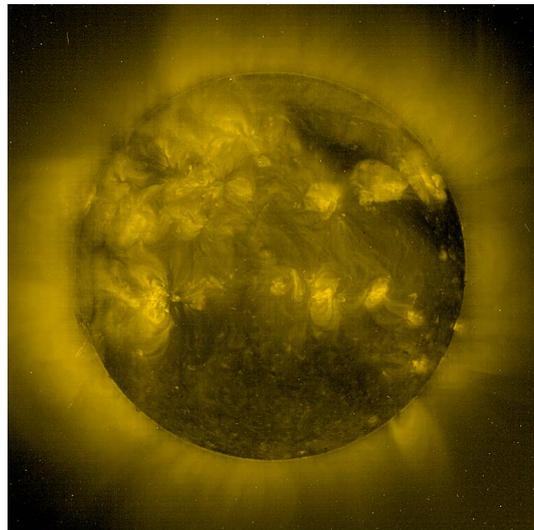


Abbildung 1: *Sonnenkorona im Licht der Fe^{14+} -Linie bei 28,4 nm. NASA*

Beim Beschuß mit Elektronen werden sukzessive Hüllenelektronen durch Stoßionisation entfernt. Der Ladungszustand des Ions steigt dabei bis zu dem Punkt, an dem die Ionisationsrate durch entgegenwirkende Rekombinationsprozesse kompensiert wird.

Hochgeladene Ionen in einer EBIT werden durch Stöße angeregt und zeigen

aufgrund ihrer hohen positiven Ladung verstärkt Rekombination mit den Elektronen des Strahls. Man unterscheidet dabei unterschiedliche Prozesse. Bei der strahlenden Rekombination (**R**adiative **R**ekombination, RR) wird ein Strahlelektron in eine freie, nicht vollständig besetzte Schale eingefangen. Dabei wird ein Photon, dessen Energie der Energie des Strahlelektrons plus der Bindungsenergie der entsprechenden Schale entspricht, emittiert. Die dielektronische Rekombination (**D**ielektronic **R**ekombination, DR) ist ein resonanter Prozeß. Hierbei wird ein Strahlelektron eingefangen, während gleichzeitig ein Elektron des Ions in eine höhere Schale angeregt wird. Man benennt dielektronische Resonanzen nach den beteiligten Schalen (K, L, M,...). Wird beispielsweise ein Elektron der K-Schale des Ions in die L-Schale angeregt, und gleichzeitig ein Elektron des Strahls in die M-Schale eingefangen, so handelt es sich um eine KLM-Resonanz. Die Energie des Strahlelektrons plus der Bindungsenergie der Schale, in welches das Elektron eingefangen wird (in diesem Beispiel die M-Schale), muß genau der Energiedifferenz der Schalen, zwischen welchen das angeregte Elektron wechselt (hier K- und L-Schale), entsprechen. Danach kann eines der Elektronen wieder auf die tiefere Schale zurückfallen, wobei ein Photon emittiert wird. In einem Spektrum sind einzelne Linien von solchen Resonanzen zu erkennen (in den Bereichen A, B und C auf Bild 53), während RR kontinuierliche Energiespektren liefert (durchgehende Bänder in Abbildung 53).

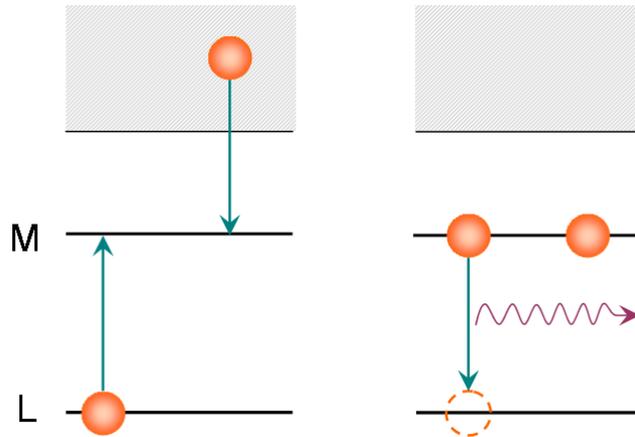


Abbildung 2: Prinzip der dielektronischen Resonanz am Beispiel einer LMM-Resonanz.

Während nackte Kerne nur strahlende Rekombination zeigen, können HCI mit einigen restlichen Elektronen auch dielektronische Rekombination aufweisen. Rekombination in der Nähe einer dielektronischen Resonanz kann quantenmechanisch über beide Prozesse verlaufen. Da man in diesem Fall nicht zwischen RR un DR unterscheiden kann, so interferieren die beiden Prozesse miteinander, was sich in der Form der Röntgenlinie als sogenanntes Fano-Profil zeigt [11].

Neben Rekombinationsprozessen werden Elektronenübergänge zwischen den

verschiedenen Energieniveaus durch die Stöße mit dem Elektronenstrahl angeregt. Solche Übergänge lassen sich mit Lasern anregen. Außerdem lassen sich Lebensdauern angeregter Zustände der Ionen messen [6], relativistische und quantenelektrodynamische Effekte, Isotopeneffekte in atomaren Übergängen ([10], [4]) und vieles mehr untersuchen. Eine Übersicht über verschiedene Dinge, welche sich an hochgeladenen Ionen im sichtbaren Spektralbereich messen lassen, bietet [1].

Hochgeladene Ionen werden entsprechend ihrer Anzahl an verbliebenen Elektronen benannt. Hat man zum Beispiel ein Uranatom, welches nur noch ein Elektron übrig hat — U^{91+} — so wird es wasserstoffähnliches (oder H-ähnliches) Uran genannt. Wasserstoffähnlich deshalb, weil das neutrale Atom mit nur einem Elektron Wasserstoff ist. Analog wird Xe^{31+} , welches noch 23 Elektronen besitzt, vanadiumähnliches (oder V-ähnliches) Xenon genannt (Das Element mit der Kernladungszahl 23 ist Vanadium.).

Titanähnliches Wismut Bi^{61+} hat 22 Elektronen. Aber anders als Titan selbst, welches die Elektronenverteilung $[Ar] 3d^2 4s^2$ besitzt, haben die schwereren Ti-ähnliche Ionen —wie auch Xe^{32+} und Ba^{34+} — die Konfiguration $[Ar] 3d^4$. Dies ist eine Folge des starken Coulombfeldes, welches die Reihenfolge der Füllung der Schalen streng nach den Hauptquantenzahlen bedingt.

1.2 Atomphysikalische Grundlagen

1.2.1 Feinstrukturübergänge

Der Hauptteil der Bindungsenergie eines Elektrons im Atom ist durch die Hauptquantenzahl n festgelegt. Innerhalb einer Schale, welche durch n definiert wird, kommt es zu einer Aufspaltung nach den Quantenzahlen l und j , die man als Feinstruktur bezeichnet. Die Feinstruktur hat ihren Namen von der Tatsache, daß die beobachtete Aufspaltung der Spektrallinien bei Atomen und niedrig geladenen Ionen sehr klein ist. Die Feinstrukturaufspaltung wird hervorgerufen durch die magnetische Kopplung zwischen Bahndrehimpuls und Elektronenspin.

Das magnetische Moment des Bahndrehimpulses läßt sich klassisch beschreiben, indem man annimmt, das Elektron umkreise den Kern mit einer bestimmten Geschwindigkeit in einem gewissen Abstand (siehe z.B. [B2]). Dieser elektrische Kreisstrom erzeugt ein magnetisches Moment

$$\vec{\mu}_l = I \cdot \vec{A}. \quad (1)$$

Wobei \vec{A} in Richtung der Flächennormale zeigt und $|\vec{A}|$ dem von der Kreisbahn eingeschlossenen Flächeninhalt entspricht. Mit $q=-e$ und $T = \frac{1}{\nu}$ ergibt sich $I = \frac{q}{T} = -e \cdot \nu = -\frac{e\omega}{2\pi}$. Mit $A = \pi \cdot r^2$ erhält man $\mu_l = I \cdot A = -\frac{1}{2}e\omega r^2$ und mit dem Bahndrehimpuls $|\vec{l}| = m_e v r = m\omega r^2$ schließlich

$$\vec{\mu}_l = -\frac{e}{2m_e} \cdot \vec{l}. \quad (2)$$

Mit $|\vec{l}| = \hbar \cdot \sqrt{l(l+1)}$ ergibt sich für den Betrag

$$\mu_l = \frac{e}{2m_e} \hbar \sqrt{l(l+1)} = \mu_B \sqrt{l(l+1)}. \quad (3)$$

Die Einheit des atomaren Drehimpulses ist \hbar , und die zugehörige Einheit für das magnetische Moment $\frac{e}{2m_e} \cdot \hbar = 9,2732 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2 = \mu_B$, das Bohr'sche Magneton.

Das magnetische Moment läßt sich auch durch

$$\vec{\mu}_l = -g_l \mu_B \vec{l} \quad (4)$$

ausdrücken, wobei g_l der g- oder Landé-Faktor ist, welcher für den Bahndrehimpuls 1 ist.

In einer anderen Darstellung kann man aber auch sagen, das Elektron bewege sich durch das Coulombfeld \vec{E} ,

$$\vec{E} = \frac{Z e}{4\pi\epsilon_0 r^2} \frac{\vec{r}}{r}, \quad (5)$$

welches von der Kernladung Z erzeugt wird, und spürt deshalb ein Magnetfeld \vec{B}

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \frac{1}{c^2} \vec{v} \times \vec{E} \\ &= \frac{\mu_0 Z e}{4\pi m_e r^3} m_e \vec{v} \times \vec{r} \\ &= \frac{\mu_0 Z e}{4\pi m_e r^3} \vec{l} \times \vec{r}. \end{aligned} \quad (6)$$

ϵ_0 ist die dielektrische Konstante.

Das Elektron hat (in Einheiten von \hbar) einen Spin von $\frac{1}{2}$. Der Betrag des Spins ist $|\vec{s}| = \hbar \sqrt{s(s+1)}$. Der Spin des Elektrons verursacht ein magnetisches Moment

$$\vec{\mu}_s = \gamma_s \cdot \vec{s} = -\frac{e g_s}{2m_e} \cdot \vec{s}, \quad (7)$$

wobei γ das sogenannte gyromagnetische Moment oder Verhältnis (Verhältnis magnetisches Moment zum Drehimpuls)

$$\gamma_s = \frac{|\vec{\mu}_s|}{|\vec{s}|} \quad \text{bzw.} \quad \gamma_l = \frac{|\vec{\mu}_l|}{|\vec{l}|}, \quad (8)$$

und g_s der g-Faktor für den Spin ist. Dieser Landé-Faktor beträgt nach der Theorie von Dirac 2, es stellte sich jedoch in den Versuchen von Lamb und Retherford von 1947 heraus, daß der wahre Wert bei etwa 2,0023 liegt, weil noch quantenelektrodynamische Effekte beachtet werden müssen. Bei ^{209}Bi beträgt $\gamma = 4,3750 \cdot 10^7 \frac{\text{rad}}{\text{T s}}$.

Aufgrund der atomaren Eigenschaften ergeben sich daraus somit

$$\text{der Bahnmagnetismus: } \gamma_l = \frac{q_l e}{2m_e} = \frac{e}{2m_e} = \frac{q_l \mu_B}{\hbar}$$

$$\text{und der Spinmagnetismus: } \gamma_s = \frac{g_s e}{2m_e} = 1,00116 \cdot \frac{e}{2m_e} = \frac{g_s \mu_B}{\hbar}.$$

Durch die magnetische Wechselwirkung koppeln Spin \vec{s} und Bahndrehimpuls \vec{l} zum Gesamtdrehimpuls

$$\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}, \quad (9)$$

$$|\vec{j}| = \sqrt{j(j+1)} \cdot \hbar. \quad (10)$$

Diese Gesamtdrehimpulsquantenzahl kann folgende Werte annehmen: $j = l + s, l + s - 1, \dots, |l - s| + 1, |l - s|$. Das Energieniveau mit Gesamtdrehimpuls j ist $2j+1$ -fach entartet. Diese Kopplung führt zu einer Kopplungsenergie

$$\Delta E_{ls} = -\vec{\mu}_s \cdot \vec{B}_l = \frac{\mu_0 Z e^2}{8\pi m_e^2 r^3} \vec{l} \cdot \vec{s} = \frac{a}{\hbar^2} \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (11)$$

mit der Spin-Bahn Kopplungskonstante $a = \frac{\mu_0 Z e^2 \hbar^2}{8\pi m_e^2 r^3}$. Mit dem Bohrradius $r = \frac{a_0 n^2}{Z}$ erhält man $a = \frac{E_n Z^2 \alpha^2}{n^4}$ und durch quantenmechanische Berechnung von $\langle r^{-3} \rangle$ $a = -\frac{E_n Z^2 \alpha^2}{nl(l+\frac{1}{2})(l+1)}$. Für den Gesamtdrehimpuls \vec{j} ist der Landé-Faktor g_j mit $1 \leq g_j \leq 2$:

$$g_j = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) + l(l+1)}{2j(j+1)}. \quad (12)$$

Bei Atomen oder Ionen mit mehreren Valenzelektronen unterscheidet man zwischen der *LS*- (Russel-Saunders-) und der *jj*-Kopplung. Bei den leichten Atomen ist die Kopplung der einzelnen Bahndrehimpulse und der einzelnen Spins der Valenzelektronen untereinander stärker als die Kopplung zwischen Bahndrehimpuls und Spin eines einzelnen Elektrons. In diesem Fall gibt es einen Gesamtbahndrehimpuls $\vec{L} = \sum_{k=1}^n \vec{l}_k$ und einen Gesamtspin $\vec{S} = \sum_{k=1}^n \vec{s}_k$. Der Gesamtdrehimpuls \vec{J} ergibt sich aus der Kopplung des Gesamtbahndrehimpulses mit dem Gesamtspin:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}, \quad (13)$$

$$|\vec{J}| = \hbar \cdot \sqrt{J(J+1)}. \quad (14)$$

Bei sehr schweren Atomen ist die Kopplung von Spin und Bahndrehimpuls eines einzelnen Elektrons größer, und erst die Drehimpulse $j_k = l_k + s_k$ koppeln untereinander zum Gesamtdrehimpuls

$$\vec{J} = \sum_{k=1}^n \vec{j}_k. \quad (15)$$

Reine *jj*-Kopplung tritt nur bei sehr schweren Atomen auf, bei mittelschweren Atomen tritt eher eine Mischform beider Kopplungsarten auf, bei welcher das

Interkombinationsverbot zwischen Termen unterschiedlicher Multiplizität aufge-
weicht ist. Der Übergang zwischen den beiden Kopplungsarten tritt —betrachtet
man die Zustände $J = 2$ und $J = 3$ in titanähnlichen Ionen— etwa bei Kern-
ladungszahlen zwischen $Z=40$ und $Z=60$ auf [7]. Liegt reine jj -Kopplung vor
—wie bei dem schweren Wismut—, so kann man keinen Gesamtspin \vec{S} oder -
bahndrehimpuls \vec{L} angeben, und die systematische Einteilung in S-, P-, D-, F-
Niveaus ist nicht sinnvoll und möglich.

Für elektronische Übergänge gibt es bestimmte Auswahlregeln, welche eine
Aussage darüber machen, ob ein Übergang zwischen verschiedenen Zuständen
möglich ist. Dabei wird angegeben, welche Quantenzahlen sich bei einem Über-
gang wie ändern. Für elektrische Dipolübergänge (E1-Übergänge) lauten diese
—ausgedrückt durch die Quantenzahlen l , m und s — $\Delta l = \pm 1$, $\Delta m = 0, \pm 1$
und $\Delta s = 0$. Für den Drehimpuls J lauten die Regeln $\Delta J = 0, \pm 1$, wobei Über-
gänge von $J = 0$ nach $J = 0$ verboten sind. Sind diese Auswahlregeln nicht
erfüllt, so ist der Übergang verboten. Bei sehr schweren Atomen oder in sehr
starken Feldern können diese Auswahlregeln aufgeweicht werden. Es gibt noch
weitere Übergänge wie elektrische Quadrupol- (E2) und magnetische Dipolüber-
gänge (M1). Diese erfüllen die Auswahlregeln für E1-Übergänge nicht, weswegen
man von verbotenen Übergängen spricht.

Für die verschiedenen Feinstruktur-niveaus gilt die Landé'sche Intervallregel
(siehe [B3] oder [B4]): die Abstände verhalten sich zueinander wie die jeweils
höheren beteiligten J . Hat man beispielsweise die Energieniveaus $J - 1$, J und
 $J + 1$, so verhalten sich die Abstände wie J zu $J + 1$. Dies gilt sowohl für reguläre
Multipletts, wo das kleinste J dem niedrigsten Niveau entspricht, als auch für
invertierte Multipletts, wo das größte J das niedrigste Energieniveau bezeichnet.

1.2.2 Magnetische Dipolübergänge

Bei magnetischen Dipolübergängen ändert sich die Richtung oder der Betrag des
magnetischen Dipolmomentes. Man bezeichnet sie auch als M1-Übergänge. Die
Auswahlregeln (siehe [B3] oder [B4]) für M1-Übergänge sind

$$\Delta J = 0, \pm 1 \quad (16)$$

$$\Delta M_J = \begin{cases} 0 & \text{magnetischer Dipol } \parallel \text{ Feld } \pi\text{-Komponente} \\ \pm 1 & \text{magnetischer Dipol } \perp \text{ Feld } \sigma\text{-Komponente} \end{cases} \quad (17)$$

wobei die beteiligten Terme gleiche Parität besitzen ($\Delta L = 0, \pm 2, \dots$ analog den
elektrischen Quadrupolübergängen). Zu den M1-Übergängen zählen Übergänge
zwischen Zeeman-Komponenten mit $\Delta m = \pm 1$, oder zwischen Feinstruktur-nive-
aus ($\Delta L = 0$, $\Delta J = \pm 1$). Gegenüber elektrischen Dipolübergängen (E1) ist die
Übergangswahrscheinlichkeit von M1-Übergängen oft um bis zu 8 Größenordnun-
gen kleiner, dafür können solche Übergänge auch da stattfinden, wo E1-Übergänge

nach den Auswahlregeln verboten sind. Daher zählt man M1-Übergänge zu den verbotenen Übergängen. Zu dieser Kategorie gehören auch die hier spektroskopierten Übergänge.

1.2.3 Zeeman-Aufspaltung

Normalerweise sind die $2J+1$ magnetischen Subniveaus, welche zu einem elektronischen Zustand mit Gesamtdrehimpuls J gehören, entartet. In einem magnetischen Feld ist diese Entartung aufgehoben, das Energieniveau $^{2s+1}L_J$ spaltet in $2J+1$ äquidistante Unterzustände auf. Die Größe dieser Aufspaltung ist —zumindest für nicht zu starke Magnetfelder— proportional zur magnetischen Flußdichte B . Diese Aufspaltung von Energieniveaus bewirkt eine Aufspaltung der beobachtbaren elektronischen Übergänge.

Normaler Zeeman-Effekt Der normale Zeeman-Effekt tritt bei Übergängen zwischen Singulett-Niveaus auf. Singulett-Niveaus haben stets einen Gesamtspin $S = 0$, es gilt also $J = L$. Weil die magnetischen Subniveaus äquidistant sind, da die Aufspaltung für unterschiedliche J gleich ist, und weil für die magnetische Quantenzahl M gilt $\Delta M_L = |M_{Lj} - M_{Lk}| = 1; 0$ (mit $M_L = (L, L-1, L-2, \dots, -L+1, -L)$), ist die Linie des Übergangs im Magnetfeld in drei Komponenten aufgespalten (Abbildung 3).

Anomaler Zeeman-Effekt Ist der Gesamtspin $S \neq 0$, so tritt der anomale Zeeman-Effekt auf. Auch hier spaltet ein Zustand mit Drehimpuls J in $2J+1$ äquidistante Komponenten auf, allerdings ist diese Aufspaltung für unterschiedliche J verschieden. Daher ist die Spektrallinie in einem äußeren Magnetfeld mehrfach aufgespalten, abhängig davon, welche J die beteiligten Niveaus haben (Abbildung 4).

1.2.4 Kernspin und Quadrupolkerne

Manche Kerne weisen ein permanentes magnetisches Moment auf, welches von einem Kernspin herrührt. Dieser Kernspin wird einerseits von den Spins der einzelnen Nukleonen erzeugt, wobei gepaarte Protonen bzw. Neutronen keinen Beitrag zum Kernspin leisten. Daher haben gg-Kerne (gerade Protonenzahl, gerade Neutronenzahl) stets Spin 0. uu-Kerne (ungerade Protonenzahl, ungerade Neutronenzahl) besitzen stets ganzzahlige, gu- und ug-Kerne stets halbzahlige Spins. Manchmal kommt außerdem noch ein ganzzahliger Drehimpulsanteil hinzu. Ist der Kernspin ≥ 1 , so besitzt der Kern ein Quadrupolmoment Q . Quadrupolkerne besitzen keine ideale Kugelform, sondern sie sind Rotationsellipsoide, welche entweder prolat (entlang der Rotationsachse gestreckt; $Q > 0$) oder oblat (gestaucht;

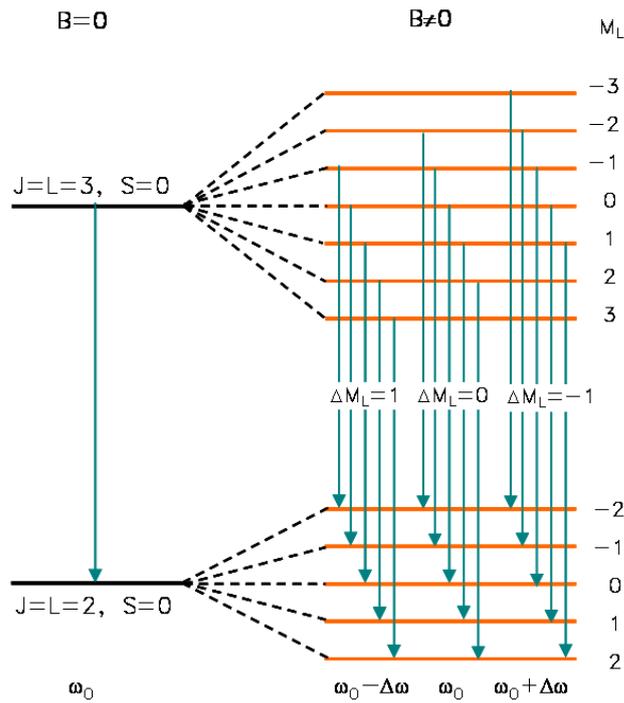


Abbildung 3: Normaler Zeeman-Effekt am Beispiel eines Überganges von $L = J = 3$ nach $L = J = 2$. Abbildung nach [B1]

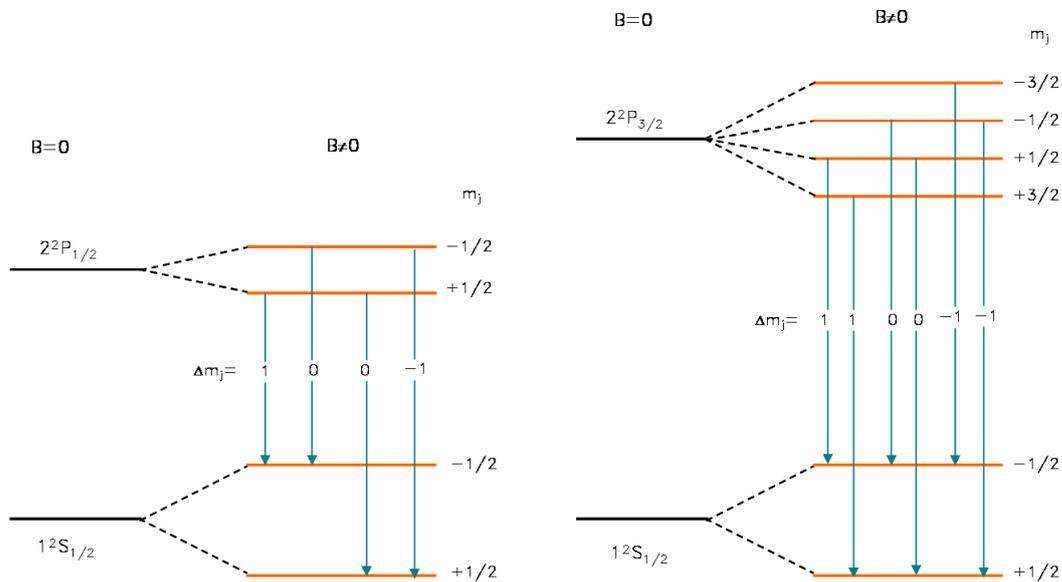


Abbildung 4: Anomaler Zeeman-Effekt am Beispiel der Natrium-D-Linie. Abbildung nach [B1]

$Q < 0$) sein können. Kerne mit Quadrupolmoment wechselwirken mit einem inhomogenen elektrischen Feld, also mit dem Gradienten des elektrischen Feldes. Zum Beispiel besitzt ^{209}Bi einen Kernspin von $\frac{9}{2}$. Er ist ein ug-Kern mit einem Quadrupolmoment von $-0,50$ barn ($1 \text{ barn} \hat{=} 10^{-28} \text{ m}^2$).

Der Kernspin bewirkt —wie auch Elektronenspin und Bahndrehimpuls— ein magnetisches Moment. Das Kernmagneton μ_N beträgt nur $\frac{\mu_B}{1836}$. Das magnetische Moment des Kernes beträgt

$$\vec{\mu}_I = \gamma_K \cdot \vec{I} = \frac{g_I \mu_N}{\hbar} \cdot \vec{I} \quad (18)$$

mit dem Kern-g-Faktor $g_I = \frac{\gamma_K \hbar}{\mu_N}$. Das magnetische Moment von ^{209}Bi beträgt $4,5444 \mu_N$.

1.2.5 Hyperfeinstruktur

Bei sehr hoher Auflösung kann man bei vielen Linien noch eine weitere Aufspaltung erkennen, welche noch geringer als die Feinstruktur ist. Dies ist die sogenannte Hyperfeinstruktur, welche zwei verschiedene Ursachen haben kann. Zum einen gibt es den Isotopeneffekt oder die Isotopiehyperfeinstruktur, welche darauf beruht, daß viele Elemente von Natur aus in verschiedenen Isotopen vorkommen, in denen sich die Lage der Spektrallinien unterscheidet. Für Wasserstoff und vielleicht noch die nächsten leichtesten Elemente lassen sich diese Unterschiede durch die Änderung der Rydbergkonstante in Abhängigkeit der Masse des Kernes erklären, bei schwereren Atomen spielt der mit der Masse zunehmende Radius des Kernes eine Rolle. Das Verhältnis der Intensitäten der Linien verschiedener Isotope entspricht der Zusammensetzung des Elementes aus verschiedenen Isotopen. Da natürliches Wismut monoisotopisch ist, spielt dieser Effekt hier keine Rolle.

Die zweite Ursache für Hyperfeinaufspaltung ist die Kopplung des Gesamtdrehimpulses der Elektronenhülle mit dem Kernspin. In der Hyperfeinkopplung wechselwirkt das magnetische Moment des Gesamtdrehimpulses \vec{J} mit dem magnetischen Moment des Kernspins \vec{I} . Diese Kopplung ergibt den Gesamtdrehimpuls \vec{F} des Atoms

$$\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}. \quad (19)$$

Dabei kann \vec{F} die Werte $J + I, J + I - 1, \dots, |J - I| + 1, |J - I|$ annehmen.

$$|\vec{F}| = \hbar \cdot \sqrt{F(F + 1)} \quad (20)$$

Das Prinzip ist analog dem der Spin-Bahn Kopplung, wobei der Gesamtdrehimpuls der Elektronen \vec{J} und der Kernspin \vec{I} dem Bahndrehimpuls \vec{L} und dem Spin \vec{S} entsprechen, während der Gesamtdrehimpuls des Atoms \vec{F} die Rolle von \vec{J} spielt. Ein großer Unterschied zur Feinaufspaltung existiert jedoch: die Wechselwirkung

ist bei der Hyperfeinaufspaltung etwa nur $\frac{1}{2000}$ so stark, weil das Kernmagneton so klein ist:

$$\mu_K = \frac{\mu_B e \hbar}{2 m_p} = \mu_B \cdot \frac{m_e}{m_p} = \frac{\mu_B}{1836}. \quad (21)$$

Analog zur Feinaufspaltung $\Delta E_{ls} = -\vec{\mu}_s \cdot \vec{B}_l$ beträgt die Energiedifferenz bei der Hyperfeinaufspaltung

$$\begin{aligned} \Delta E_{JI} &= -\vec{\mu}_I \cdot \vec{B}_J \\ &= g_I \mu_N \sqrt{I(I+1)} \vec{B}_J \frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2\sqrt{I(I+1)}\sqrt{J(J+1)}} \\ &= \frac{A}{2} \cdot [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \end{aligned} \quad (22)$$

mit der Hyperfeinkonstante $A = \frac{g_I \mu_N \vec{B}_J}{\sqrt{J(J+1)}}$.

Für Hyperfeinübergänge gilt die Auswahlregel $\Delta F = 0, \pm 1$, wobei Übergänge von $F = 0$ nach $F = 0$ verboten sind.

Für die verschiedenen Hyperfeinniveaus gilt —wie auch für die Feinstruktur-niveaus— die Landé'sche Intervallregel, bei welcher sich die Abstände zueinander wie die jeweils höheren F verhalten.

Der Hyperfeinübergang im Grundzustand von Wasserstoff ($F = 1 - F = 0$) hat eine Wellenlänge von 21 cm. Für wasserstoffähnliche Ionen skaliert ΔE mit Z^3 , somit liegt die Wellenlänge des Hyperfeinübergangs etwa ab $Z=60$ im sichtbaren Bereich. Bei titanähnlichem Wismut jedoch ist der Hyperfeinübergang des 3D_1 Grundzustandes oder anderer elektronischer Zustände nicht mit einem Spektrometer meßbar, weil sie im Mikrowellenbereich liegen. Außerdem haben Hyperfeinübergänge meist eine extrem geringe Intensität. Man kann jedoch die Hyperfeinaufspaltung auch an diesen Übergängen messen, indem bestimmt wird, wie weit die Linie durch die Hyperfeinkopplung aufgespalten ist. Hierzu benötigt man allerdings sehr schmale Linien. Im starken Magnetfeld der EBIT von 8 T wird die Linie durch den Zeeman-Effekt zusätzlich eine weitere Struktur aufweisen.

Die Beobachtung und auch die Vermessung dieser komplizierten Struktur ist das Ziel zukünftiger Messungen, welche mit Hilfe des neu konstruierten Ofens an der EBIT durchgeführt werden sollen.

1.2.6 Linienbreite

Ein strahlendes Atom/Ion kann man durch eine Wellenfunktion eines gedämpften Oszillators $\psi(t) \sim \exp(\frac{\Gamma t}{2}) \cdot \cos(t\omega_0)$ mit der Halbwertsbreite $\Gamma = \frac{1}{\tau} = \Delta\omega$ darstellen. Durch Fouriertransformation erhält man eine Spektrallinie mit Lorentzform

$$\phi(\omega) \sim \frac{\frac{\Gamma^2}{4}}{(\omega_0 - \omega)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}. \quad (23)$$

Jede Spektrallinie zeigt ein solches Profil auf. Die natürliche Linienbreite $\Delta\omega$ hängt über die Heisenberg'sche Unschärferelation mit der mittleren Lebensdauer τ des angeregten Zustandes zusammen:

$$\Delta E \cdot \tau = \hbar \iff \Delta E = \frac{\hbar}{\tau} \iff \Delta\omega = \frac{1}{\tau}. \quad (24)$$

Die Linien der in einer EBIT eingeschlossenen Ionen erfahren durch die thermische Geschwindigkeitsverteilung eine Dopplerverbreiterung. Diese ist umso stärker, je schneller —also je heißer— die Ionen sind. Die relative Frequenzverschiebung $\Delta\nu$ ist proportional zur Geschwindigkeit v der Atome in Richtung des Detektors

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{v}{c}. \quad (25)$$

Die Geschwindigkeitsverteilung entspricht in einer Raumrichtung einer Gaußverteilung $n(v) = \text{const.} \cdot \exp(-\frac{v^2}{v_0^2})$. Mit $v = \frac{c(\omega - \omega_0)}{\omega_0}$ erhält man

$$n(\omega) = \text{const.} \cdot \exp(-\frac{c^2(\omega - \omega_0)^2}{(\omega_0 \cdot v_0)^2}). \quad (26)$$

Die Dopplerverbreiterung führt somit zu einem gaußförmigen Profil. Sie ist in einer EBIT sehr viel größer als die natürliche Linienbreite. Die Spektrallinien besitzen somit ein gaußförmiges Profil. Um möglichst schmale Linien zu erhalten, benötigt man möglichst langsame —also kalte— Ionen.

Weitere Verbreiterung erfahren die Linien durch Stöße der Atome/Ionen untereinander, oder in diesem Fall eher mit den Elektronen des Strahles. Elastische Stöße verursachen statistische Phasensprünge, welche zu einer lorentzförmigen Verbreiterung führen. Diese Verbreiterung $\Delta\omega$ ist proportional zur mittleren Stoßzeit $\bar{T}_{Sto\beta}$: $\Delta\omega = \frac{1}{\bar{T}_{Sto\beta}}$. Inelastische Stöße verkürzen die Lebensdauer τ und sorgen somit ebenfalls für eine lorentzförmige Verbreiterung.

2 Experimenteller Aufbau

2.1 Elektronenstrahlionenfalle

2.1.1 Funktionsprinzip einer Elektronenstrahlionenfalle

Der von der Kathode erzeugte Elektronenstrahl wird auf die —relativ zu Kathode— auf positivem Potential liegenden Driftröhren beschleunigt. Er passiert die Fallenregion, wo er die hochgeladenen Ionen erzeugt, und wird danach im Kollektor abgebremst und gesammelt. Dieser Elektronenstrahl wird vom 8 T starken, parallel zur Strahlachse gerichteten Magnetfeld in der Fallenregion radial komprimiert. Diese radiale Kompression sorgt für eine hohe Elektronendichte und somit für eine hohe Ionisationswahrscheinlichkeit. Eine Darstellung des Prinzips findet sich in Abbildung 5.

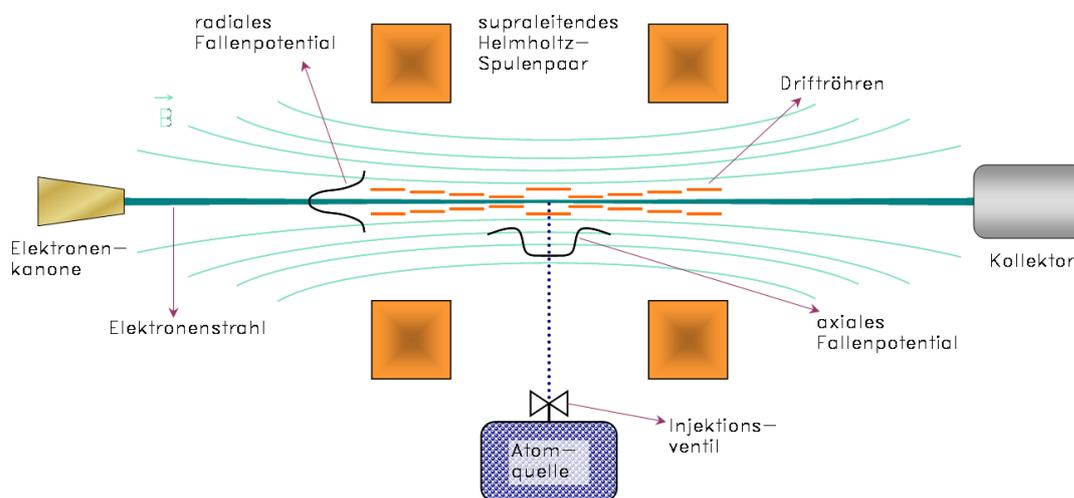


Abbildung 5: Funktionsprinzip der EBIT. Gezeigt sind die wichtigsten Komponenten, der Elektronen- und der Atomstrahl, sowie die Driftröhren. Außerdem sind das Magnetfeld und die Fallenpotentiale des Strahls (radial) bzw. von den Driftröhren (axial) angedeutet.

Atome, welche —meist als Atomstrahl— in die Fallenregion gelangen, werden sequentiell durch Stoßionisation mit den Elektronen ionisiert. Trägt ein Ion erst eine positive Ladung, so wird es durch die negative Raumladung des Elektronenstrahls angezogen und somit radial gefangen. Innerhalb des Elektronenstrahls kann das Ion noch weiter ionisiert werden. Je höher der Ladungszustand, desto stärker ist das Ion im Strahl gebunden. Der maximal erreichbare Ladungszustand hängt von der Energie der Strahlelektronen ab. Diese muß größer sein, als die Ionisationsenergie für das nächste Elektron, um zum nächsthöheren Ladungszustand zu

gelangen. In der Falle herrscht ein dynamisches Gleichgewicht von Ionisation und Rekombination.

Um die Ionen in axialer Richtung einzufangen, werden an einzelne Driftröhren —zumeist an Driftröhren DT4 und DT5 zu beiden Seiten der zentralen Driftröhre DT 9 (in Bild 8)— noch zusätzlich positive Spannungen angelegt. Auch ohne diese Spannungen besteht aber durch die Geometrie der Driftröhren ein schwaches Potential in longitudinaler (axialer) Richtung, da die mittlere Driftröhre einen etwas größeren Radius als die andern in diesem Bereich besitzt, und die Randbedingungen des elektrischen Feldes eine axiale Potentialmulde verursachen.

Durch seitlich an der Falle angebrachte Quarzfenster läßt sich die von der Ionenwolke ausgesandte Strahlung beobachten. Ein in der Vakuumkammer angebrachter Germaniumdetektor mißt ständig die von den gefangenen Ionen emittierte Röntgenstrahlung. So läßt sich nachweisen, welches Ion sich in der Falle befindet (z.B. Wismut siehe Bild 52). Die Ionen können auch durch Extraktions Elektroden, welche sich hinter dem Kollektor befinden, aus der Falle abgezogen und zu anderen Experimenten und Detektoren geleitet werden.

2.1.2 Aufbau einer EBIT

Zur Erzeugung und zum Einschluß der hochgeladenen Ionen wurde die Heidelberger EBIT (Abbildung 2.1.2) verwendet. Eine EBIT besteht hauptsächlich aus drei Teilen:

- ▷ Elektronenkanone
- ▷ Fallenregion
- ▷ Kollektor

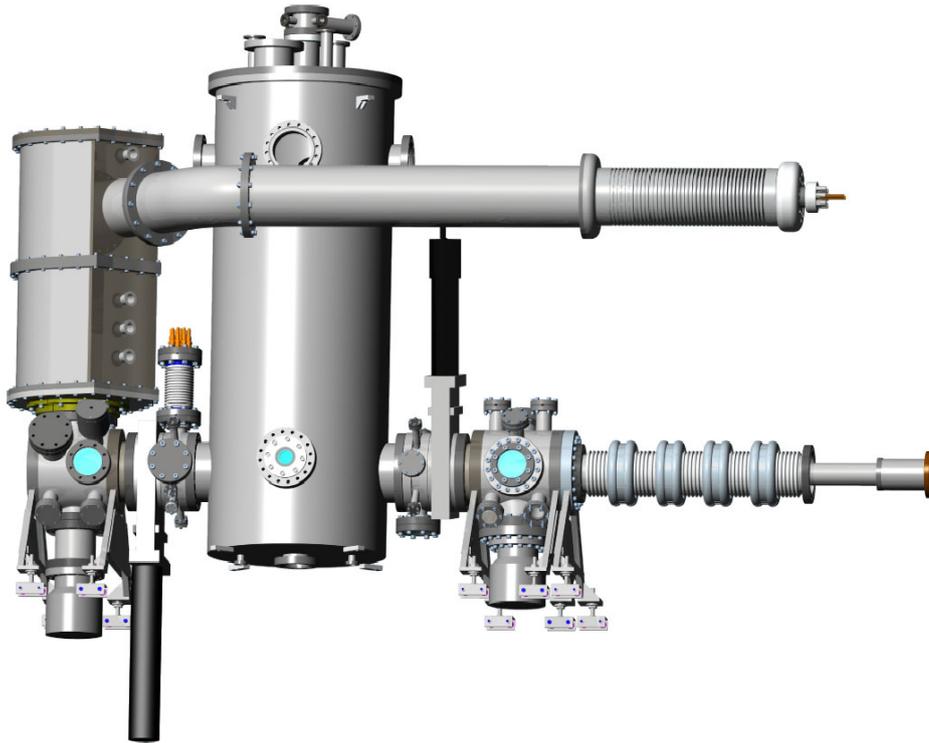


Abbildung 6: Darstellung der EBIT. Im unteren Teil des großen zylindrischen Gefäßes in der Mitte befindet sich die Fallenregion, sowie die mit flüssigem Helium gekühlten Magnetspulen und die dazugehörigen Wärmeschilde. Rechts von der Falle sitzt die Elektronenkanone, links befindet sich der Kollektor.

Elektronenkanone Die Elektronenkanone (siehe Abbildung 7) erzeugt einen intensiven Elektronenstrahl von bis zu 500 mA, welcher für die Ionisierung benötigt wird. Das Herzstück dieses Elementes ist die Kathode. Die Kathode hat einen Durchmesser von 3 mm und besteht aus einer Wolfram-Matrix, in welche BaO eingelagert ist. Diesen Typ bezeichnet man als Dispenser-Kathode. Die Vorderfläche der Kathode besitzt eine konkave Gestalt, so daß die austretenden Elektronen leicht fokussiert werden. Diese Elektrode wird durch eine Spannung von etwa 5–6 V geheizt. Der Kathode gegenüber liegt die zylindrische Anode, an welche eine gegenüber der Kathode positive Spannung, welche bis zu 3 kV betragen kann, angelegt wird. Die emittierten Elektronen werden durch die Anode abgezogen. Der Emissionsstrom wird mittels der Fokuselektrode gesteuert. Das Magnetfeld an der Stelle der Kathode sollte möglichst schwach sein. Da sich jedoch die Kanone in unmittelbarer Nähe des supraleitenden Magneten der EBIT befindet, müssen Maßnahmen zur Abschirmung getroffen werden. Ein Zylinder aus Weicheisen lenkt den magnetischen Fluß um die Kathode herum. Um das magnetische Feld an der Kathode weiter zu reduzieren verwendet man eine zusätzliche Korrekturspule, die sogenannte „bucking coil“. Es gibt noch eine weitere Spule, die sogenannte Trimmingspule, welche dabei hilft, den Strahl zu justieren. Die Elektronenkanone ist wassergekühlt. Ihre Position kann mittels zweier Einstellschrauben in x- und y-Richtung räumlich justiert werden. Die Kathode liegt üblicherweise auf einer Spannung von -1500 V. Der Elektronenstrahl wird von der Kathode zu den Driftröhren in der Fallenregion beschleunigt. Dazu werden an die Driftröhren entsprechende positive Potentiale von bis zu 15 kV angelegt. Soll die EBIT bei noch höheren Beschleunigungsspannungen betrieben werden, so kann die gesamte Elektronenkanone zusammen mit allen ihren Steuergeräten auf Hochspannungen bis zu 100 kV gelegt werden.

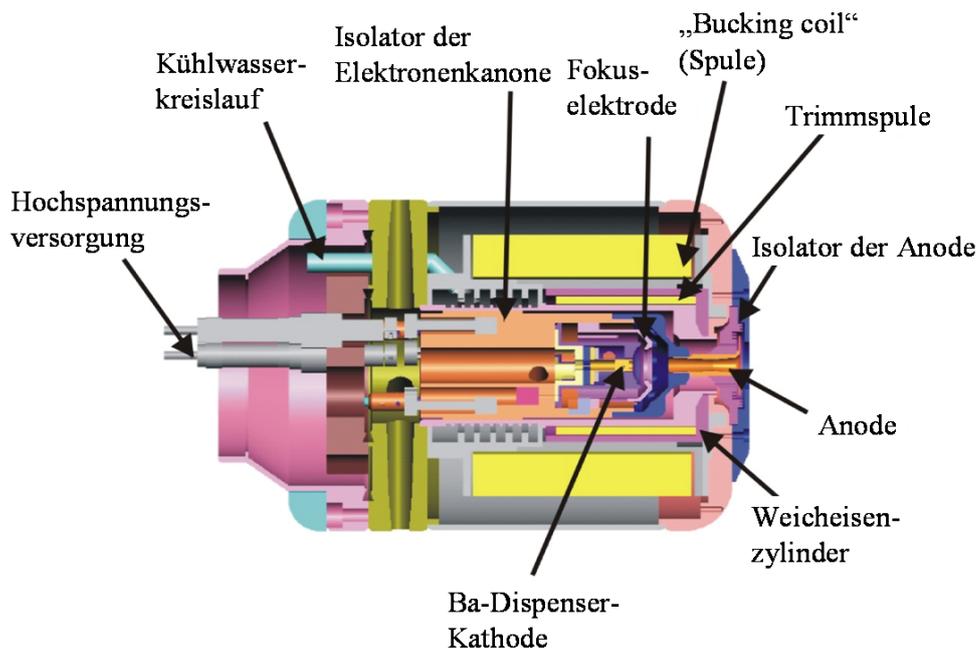


Abbildung 7: Querschnitt durch die Elektronenkanone. Die Elektronen kommen aus der Kathode, und werden in dieser Darstellung nach rechts beschleunigt.

Fallenregion Die Fallenregion besteht aus insgesamt neun symmetrisch entlang der Strahlachse angeordneten Driftröhren (siehe Abbildung 8), an welche Spannungen angelegt werden, um den Elektronenstrahl zu beschleunigen und um das axiale Fallenpotential zu erzeugen. Damit werden die Ionen entlang der Strahlachse eingeschlossen. Außerdem sitzen hier die supraleitenden Magnetspulen (ein Helmholtz-Spulenpaar), welche eine magnetische Flußdichte von 8 T erzeugen und für den Betrieb konstant mit flüssigem Helium auf eine Temperatur von 4,2 K gekühlt werden müssen. Dieses starke Magnetfeld dient der radialen Kompression des Elektronenstrahles. Um den Kryostat herum, welcher die supraleitenden Magnetspulen und die Driftröhren enthält, sind zwei Wärmeschilde angebracht, um Wärmestrahlung zum Magneten hin zu reduzieren. Außerhalb der Vakuumkammer befinden sich zwei Paare kleinerer Magnetspulen, um die Richtung des Elektronenstrahles zu steuern. Die mittlere Driftröhre DT9 (Bild 8) weist Öffnungen an der Seite auf, welche der Beobachtung der Ionen und der Injektion des Atomstrahls dienen. Unterhalb von DT9 sitzt das Injektionsventil, durch welches der Atomstrahl in die Falle injiziert wird. Darunter befinden sich zwei differentielle Pumpstufen (Bild 45), unter welchen die Atomquelle angeschlossen ist. Beim Gasinjektor wird Gas über ein Nadelventil in die EBIT eingebracht. Zwischen Fallenregion und Elektronenkanone befindet sich die Übergangselektrode, welche

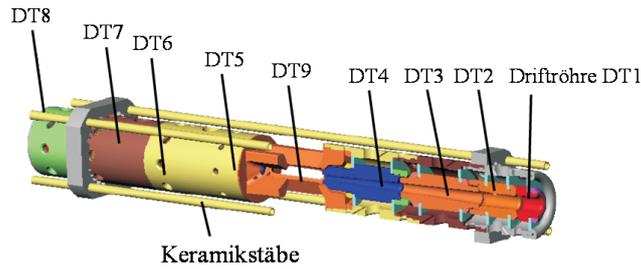


Abbildung 8: Anordnung der Driftröhren.

den Strahl gerichtet zu den Driftröhren beschleunigt.

Kollektor Nachdem der Elektronenstrahl die Falle durchquert hat, trifft er auf die Kollektor-Elektrode (Abbildung 9). Der Kollektor „sammelt“ die Elektronen des Strahls auf. Dadurch, daß die Kollektor-Elektrode auf einem —relativ zu den Driftröhren— negativem Potential liegt, werden die Elektronen abgebremst, bevor sie eingefangen werden. Um die Kollektorelektrode herum befindet sich eine Magnetspule, welche das Restfeld des supraleitenden Magneten kompensiert. Dadurch kann der Elektronenstrahl bis zur Innenwand dieser Elektrode radial expandieren, wo er gestoppt wird. Da die hochenergetischen Elektronen Sekundärelektronen herausschlagen können, wenn sie die Metalloberfläche des Kollektors treffen, gibt es am Eingang des Kollektors noch eine Elektrode, welche auf einer —relativ zur Kollektor-Elektrode— negativen Spannung liegt, welche die Sekundärelektronen zurückhält, den sogenannten Supressor. Eine andere Elektrode, der sogenannten Extraktor, dient der Extraktion der Ionen aus der Fallenregion, indem er diese von der Raumladung des Elektronenstrahls abzieht und zu anderen Experimenten führt. Da der Elektronenstrahl von bis zu 500 mA bei einer Restbeschleunigungsspannung von 1500 V einen großen Wärmeeintrag auf dem Kollektor bewirkt, ist dieser wassergekühlt.

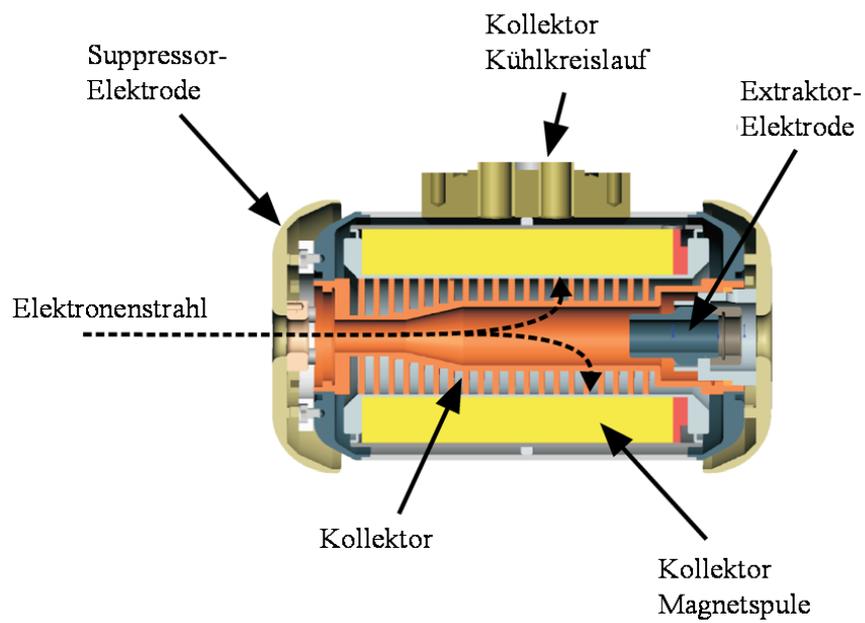


Abbildung 9: Querschnitt durch den Kollektor. Der gestrichelte Pfeil deutet den von links kommenden Elektronenstrahl an.

2.2 Spektrometer

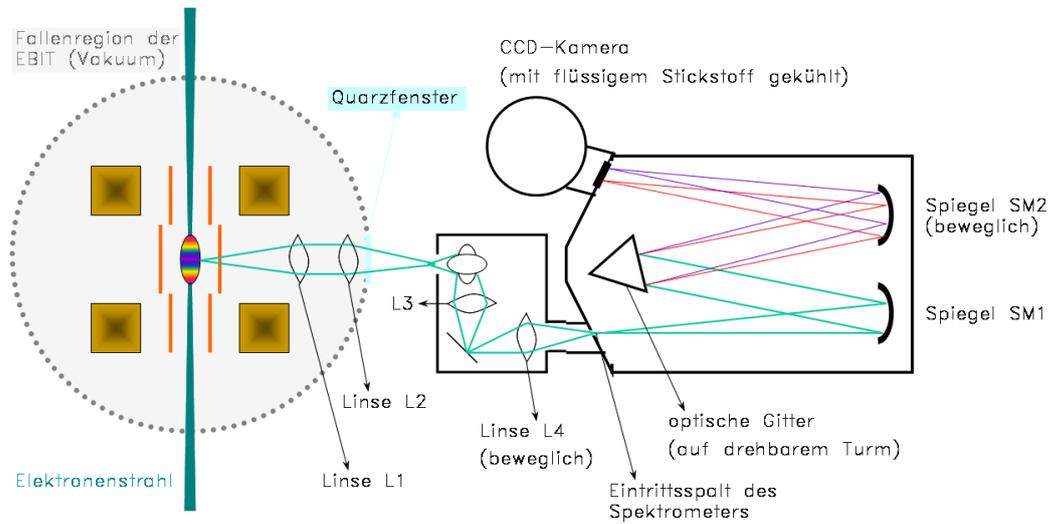


Abbildung 10: Aufbau des Spektrometers und allen optischen Komponenten.

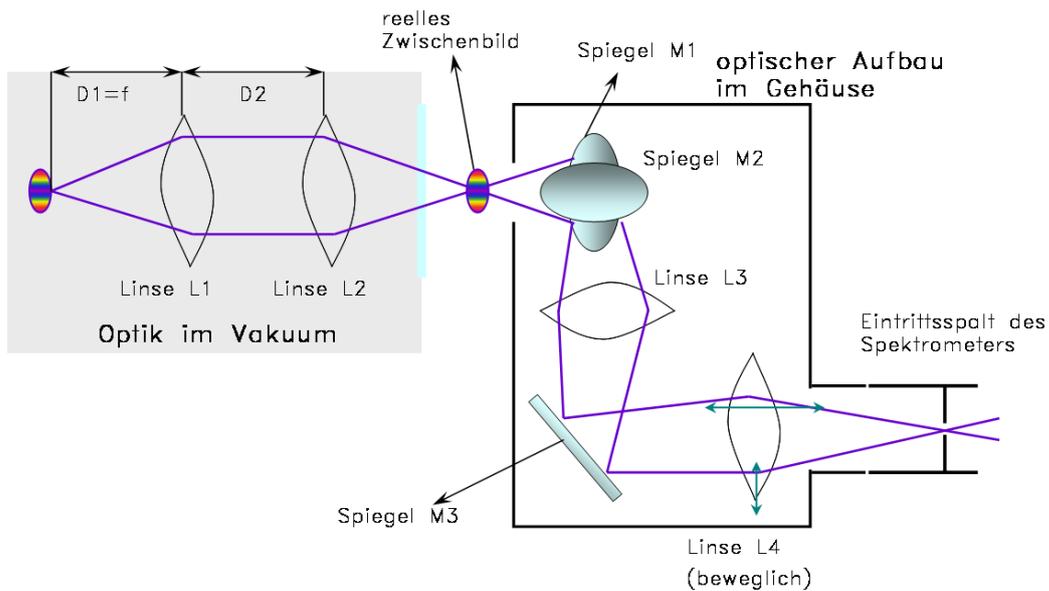


Abbildung 11: Optische Komponenten (Linsen und Spiegel) in der Vakuumkammer und im Gehäuse zwischen dem Fenster und dem Eintrittsspalt des Spektrometers.

Das Licht, welches die Ionen im sichtbaren und im nahen UV-Bereich emittieren wird mittels eines Spektrometers vom Czerny-Turner Typ gemessen. Das verwendete Gerät „Triax 550“ des Herstellers Horiba Jobin Yvon-Spex hat eine Brennweite von 550 mm. Die Bedienung des Spektrometers erfolgt mittels

der Computer-Software „Spectramax 3.3“. Das Gerät verwendet ebene Reflexionsgitter, welche auf einem drehbaren Turm befestigt sind. Das in dieser Arbeit eingesetzte Gitter hat 1800 Linien/mm.

Das zu messende Licht der Ionenwolke, welches durch Öffnungen in der mittleren Driftröhre in der Fallenregion der EBIT austreten kann, wird zunächst von zwei in der Vakuumkammer der EBIT befindlichen Quarzlinsen (L1 und L2 auf Bild 11) fokussiert, so daß ein reelles Zwischenbild entsteht. Durch ein Quarzfenster gelangt dieses Abbild der Ionenwolke nach außen. Weil das reelle Abbild der Ionenwolke horizontal ausgerichtet ist, befindet sich noch eine Optik aus insgesamt drei Spiegeln und zwei Linsen, von welchen die zweite (L4) seitlich und nach vorne und hinten verschiebbar ist, in einem Gehäuse zwischen dem Fenster zur EBIT und dem Eintrittsspalt, welche das Bild um 90° dreht und auf den vertikalen Eintrittsspalt abbildet. Dieses Licht gelangt durch einen vertikalen Eintrittsspalt in das Spektrometer. Dieser Spalt läßt sich in der Breite von 0–2,0 mm einstellen, die Höhe läßt sich durch eine Blende auf 15 mm oder 1 mm einstellen.

Zunächst fällt der polychromatische Strahl durch diesen Spalt auf den ersten konkaven Spiegel des Spektrometers (SM1 in Bild 10). Dieser Spiegel kollimiert den Strahl und lenkt ihn auf das Beugungsgitter, welches das Licht (erster Beugungsordnung) in Abhängigkeit der Wellenlänge in einem bestimmten Winkel reflektiert, auf den zweiten konkaven Spiegel (SM2). Dieser fokussiert das vom Gitter reflektierte Licht auf eine CCD-Kamera, welche die einfallenden Photonen registriert. CCD bedeutet **C**harge **C**oupled **D**evice. Der CCD-Chip besteht aus einem Halbleitermaterial und ist in 2048×512 Bildpunkte —die sogenannten Pixel— aufgeteilt. Jedes Pixel hat eine Größe von $15 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$. Trifft ein Photon mit ausreichender Energie auf den CCD-Chip, so wird ein Elektron aus dem Valenz- in das Leitungsband des Halbleiters angeregt und erzeugt so ein Elektron-Loch Paar. Um eine Rekombination dieser Paare zu verhindern, wird eine Spannung angelegt. Die sich in jedem Pixel ansammelnden Ladungspakete werden später in ein serielles Register transportiert und ausgelesen. Zur Steuerung des CCD-Chips im Spektrometer wird ein Controller (CCD 3500) verwendet. Auch durch Wärmebewegung können Elektron-Loch-Paare erzeugt werden. Dadurch entsteht der sogenannte Dunkelstrom. Um diesen zu verringern wurde der CCD-Chip mit flüssigem Stickstoff auf 170 K (-100°C) gekühlt (für die Xenonmessungen). Später wurde durch Abpumpen das Isoliervakuum im Dewargefäß um die Kamera verbessert. Die Temperatur lag dann für alle weiteren Messungen bei ihrem eigentlichen Sollwert von 140 K (-130°C).

3 Messungen

3.1 Kalibration des Spektrometers

Hier wurden verschiedene M1-Übergänge mit Wellenlängen im sichtbaren und im nahen UV-Bereich von schweren Ti-artigen und anderen Ionen präzise vermessen. Dies erfordert allerdings eine gute Kalibrierung des Gitterspektrometers. Das Instrument läßt sich zwar mit der vom Hersteller bereitgestellten Software „Spectramax“ kalibrieren, diese Kalibrierung ist aber sehr ungenau. Daher ist die Anwendung eines eigenen Kalibrationsverfahrens notwendig. Kleine stabförmige Kalibrationslampen mit Edelgasfüllung (Neon, Argon, Krypton, Xenon) werden in eine Metallhalterung gesteckt, und das Licht wird über eine Glasfaser in die Optik im Gehäuse eingekoppelt, wo es auf den Schieber (Abbildung 12) scheint. Der Schieber, der zur Kalibration stets geschlossen sein muß, ist mit weißem Papier beklebt, welches das Licht der Kalibrationslampe diffus reflektiert. Der ursprünglich nur 1 cm breite Papierstreifen wurde entfernt, stattdessen wurde die gesamte Fläche des Schiebers mit weißem Papier beklebt um die Intensität zu erhöhen. Von diesem Reflektor aus nimmt das Licht den selben Weg durch den optischen Aufbau wie das Licht der EBIT.

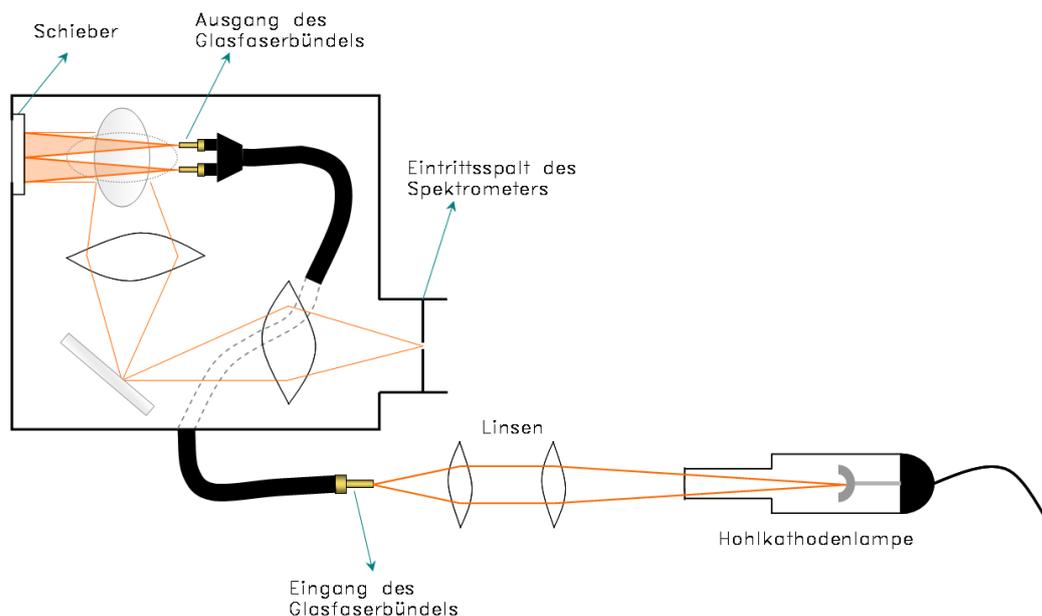


Abbildung 12: Das Licht der Hohlkathodenlampe wird auf den Eingang eines Glasfaserbündels fokussiert. Das Licht aus der Glasfaser scheint auf Papier auf dem Schieber, von wo aus es durch die Optik auf den Eintrittsspalt des Spektrometers abgebildet wird.

Schmälere Kalibrationslinien liefern Hohlkathodenlampen, welche eine Kathode aus einem bestimmten Element —z.B. Eisen— sowie eine Gasfüllung —z.B. Neon— besitzen. Hohlkathodenlampen erzeugen das Spektrum des Kathodenmaterials, aber auch Linien des Füllgases. Das von der Kalibrationslampe ausgesandte Licht wird durch zwei Linsen geführt, welche die Lichtquelle auf den Eingang des Glasfaserbündels fokussieren (Bild 12). Da durch diesen optischen Aufbau sehr leicht störendes Streulicht eindringen kann, muß der Aufbau gut abgedeckt werden.

Für die kleinen mit Edelgas gefüllten Kalibrationslampen liegen Spektren des Herstellers vor, welche sich gut mit den gemessenen Spektren vergleichen lassen, da die relativen Intensitäten in etwa übereinstimmen. Für die Hohlkathodenlampe gibt es solche Spektren nicht, stattdessen muß man für das gewünschte Element —hier z.B. Eisen— und den gewünschten Spektralbereich die Linien heraussuchen. Diese Tabellen finden sich z.B. im Internet bei NIST (National Institute for Standards and Technology) unter [NIST]. Die meisten dieser Linien besitzen Fehler von 0,0005 bis 0,00005 nm [4], was kleiner ist, als der Fehler, welcher durch die Unsicherheit des Gaußfits der gemessenen Spektrallinie des hochgeladenen Ions zustande kommt. Daher wurde die Unsicherheit der Wellenlänge der Kalibrationslinien nicht in der Fehlerrechnung berücksichtigt.

Vor und nach jeder Messung bzw. Meßreihe wird ein Kalibrationsspektrum aufgenommen. Die Breite des Eintrittsspalt des Spektrometers muß die gleiche sein, die auch für die Messung selbst verwendet wurde. Ebenso darf die Stellung des Gitters zwischen den einzelnen Messungen und Kalibrationen nicht verändert werden. An die Linien der Kalibrationsspektren werden —wie auch an die Linien eines aufgenommenen Spektrums— Gaußfunktionen gefittet. Die erhaltenen Positionen der Linienmitten werden nun den entsprechenden Wellenlängen (aus der NIST-Datenbank [NIST]) zugeordnet. In einem Diagramm (siehe Abbildung 13) trägt man die Wellenlänge in nm gegen die Linienposition in Pixeln auf. An die so erhaltenen Punkte wird eine Parabel (Polynom 2. Grades; ein Polynom 3. Grades bringt keine Verbesserung siehe [4]) gefittet. Das Programm „Origin 7.0“ liefert nun drei Parameter, mit welchen man die Wellenlänge der Linie in nm errechnen kann, wenn man die Position der gemessenen Linie —aus dem Gaußfit— in das Polynom einsetzt. Aus diesen Parametern und dem Fehler der Lage des Linienschwerpunktes in Pixeln errechnet sich der Fehler des Gaußfits. Den Fehler der Kalibration erhält man, indem man sich beim Fit in Origin das Konfidenzintervall des Polynomfits der Kalibrationslinien anzeigen läßt (0,69 entspricht 1σ) und die halbe Breite dieses Intervalls an der Position der gemessenen Linie aus dem Diagramm abliest. Die beiden Fehler werden als voneinander unabhängig betrachtet:

$$\Delta\lambda = \sqrt{\Delta\lambda_{Gaussfit}^2 + \Delta\lambda_{Kalibration}^2}. \quad (27)$$

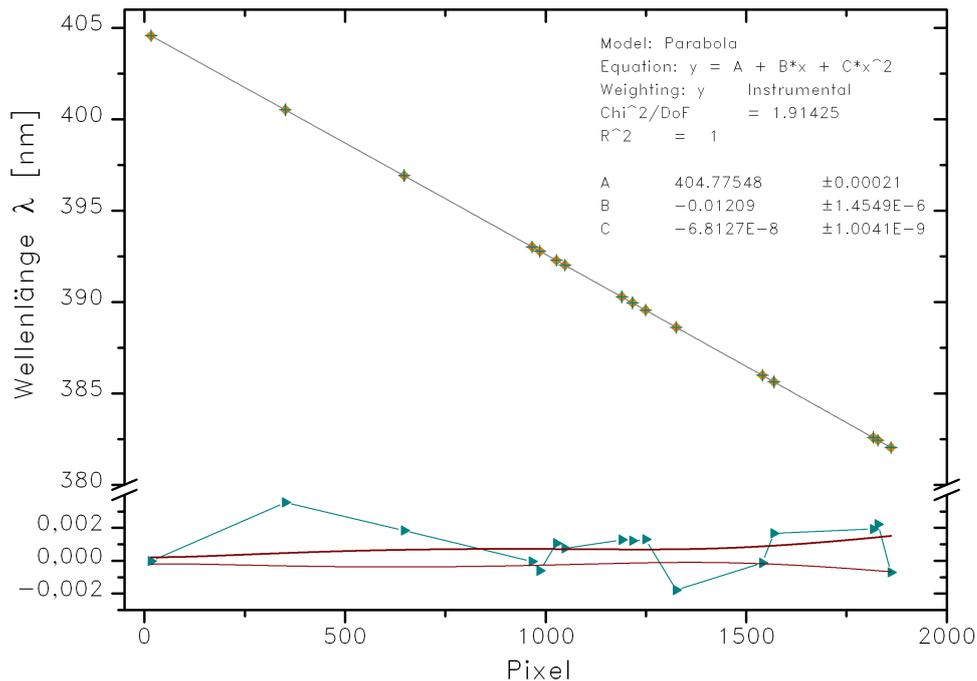


Abbildung 13: Beispiel für eine Kalibrationskurve (Bariummessung um 393 nm) in welcher die Wellenlänge der Kalibrationslinien in nm gegen die Position im Spektrum in Pixeln angegeben ist. Es wurde eine Parabel an die Punkte gefittet. Im unteren Teil sind noch die Residuen (Differenz zwischen dem Parabelfit und den gemessenen Punkten; grüne Kurve) zusammen mit dem Konfidenzintervall (Fitparabel minus dem oberen bzw. unteren Vertrauensintervall; rote Kurven) gezeigt.

3.2 Vorbereitungen

Um die Intensität der Linien zu maximieren und die Breite zu minimieren muß man zunächst einige Einstellungen vornehmen und die optischen Elemente gegebenenfalls neu justieren.

Der zweite Spiegel im Spektrometer (SM2) läßt sich durch eine Mikrometerschraube verschieben. Nimmt man ein Spektrum einer Linie auf und ändert nur jeweils die Stellung des Spiegels in Schritten von je 1–2 mm (Beispiel für solch eine Meßreihe siehe Abbildung 14, so ändert sich die Halbwertsbreite und die Intensität der Linie, da der Fokus des Spiegels SM2 nicht mehr in der Ebene des CCD-Chips liegt. Nun registriert man den maximalen Wert der Intensität und den Wert der Linienbreiten der intensivsten Linie des Spektrums bei jeder Einstellung. Trägt man die Halbwertsbreite gegen die Position des Spiegels auf, so läßt sich eine Parabel an die Punkte fitten (siehe Abbildung 15). Das Minimum der Linienbreite, welches fast immer mit dem Maximum der maximalen Intensität übereinstimmt, gibt einen Anhaltspunkt, wo die ideale Spiegelposition ist.

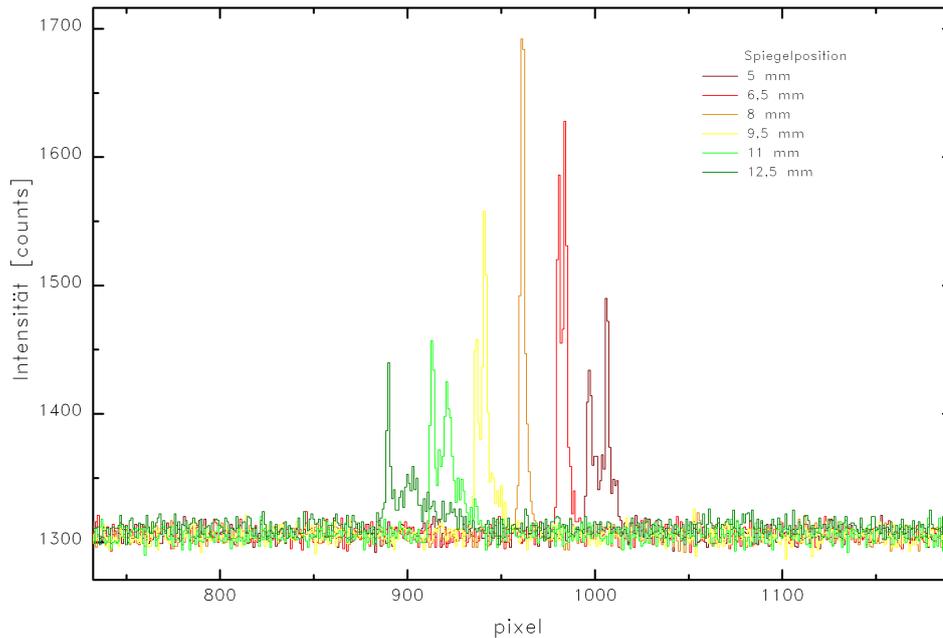


Abbildung 14: Beispiel, wie sich die Linien —hier die Linie von Ar^{13+} bei 441 nm— bei verschiedenen Spiegelpositionen verändern. Bei starker Defokussierung erscheinen die Spektrallinien doppelt.

Um diese Position führt man nochmals eine solche Messung durch, wobei der Bereich nun kleiner gewählt wird, und der Spiegel nun jeweils nur um einen kleineren Wert z.B. 0,2 mm verschoben wird. Dieses Verfahren sollte idealerweise die optimale Spiegelposition liefern.

Das gleiche Verfahren wendet man auf die verschiebbare Linse L4 (siehe Abbildung 11) an. Diese läßt sich sowohl vor und zurück als auch seitlich verschieben. Für die Verschiebung nach vorne und zurück, sowie zur Seite wird jeweils die gleiche Prozedur wie für das Justieren des Spektrometerspiegels durchgeführt.

Um das Bild der Ionenwolke zur fokussieren, was durch die Verschiebung von L4 nach vorne und zurück erreicht wird, wird der Spalt zuerst weit geöffnet (2 mm), um ein Abbild der Ionenwolke zu erhalten (siehe Abbildung 18 für Spaltbreiten $>0,5$ mm). Am Bild der gesamten Ionenwolke kann man erkennen, ob eine gute Fokussierung eingestellt ist.

Für die seitliche Einstellung von L4 verfügt man nicht über eine Skala. Daher muß man sich beim Justieren genau merken, wie oft die Einstellschraube in jede Richtung gedreht wurde. Um die seitliche Position der Linse L4 exakt einstellen zu können, nimmt man bei der durch obiges Verfahren ermittelten Position zwei

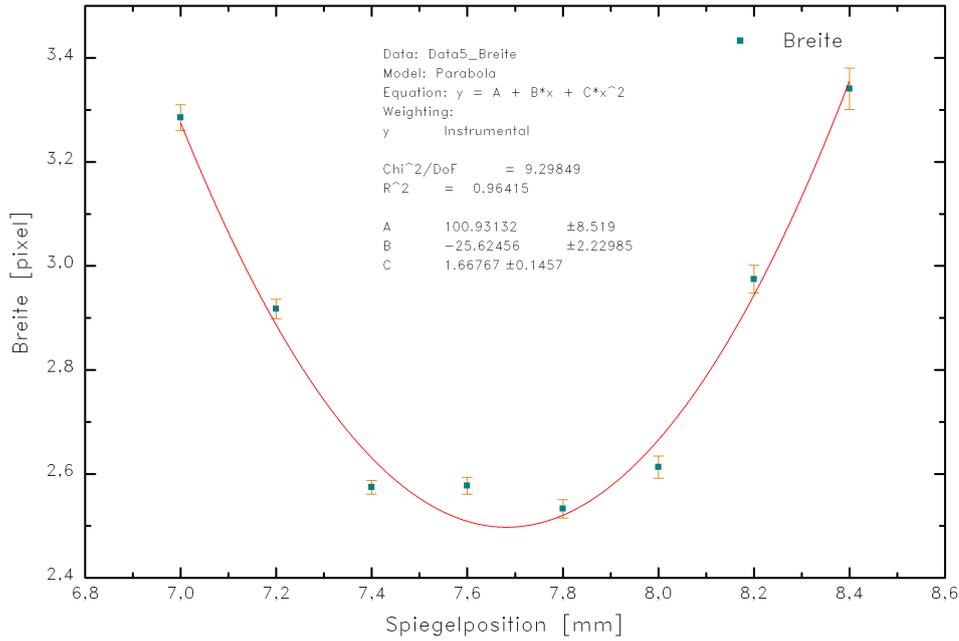


Abbildung 15: Die Breite der Linie des $^2P_{1/2} - ^2P_{3/2}$ -Übergangs von Ar^{13+} bei 441 nm ist gegen die Position des Spiegels SM2 in mm aufgetragen. An die Punkte läßt sich eine Parabel fitten, deren Minimum die optimale Spiegelposition angibt.

Spektren auf: eines mit weit geöffnetem Spalt und eines mit schmalen Spalt. Im ersten Fall wird die Ionenwolke vollständig auf den CCD-Chip abgebildet. Bei schmalen Spalt wird hingegen das Bild des Spaltes beobachtet. Im Idealfall sollte der Schwerpunkt des Abbildes der Ionenwolke mit dem des Spaltes übereinstimmen. Liegt das Bild des Spaltes jedoch am Rand der abgebildeten Ionenwolke, so muß die Linse seitlich nachjustiert werden (Abbildung 17). Diese Messung (breiter Spalt, schmaler Spalt) wird einige Male wiederholt, da sich die seitliche Linsenposition leicht durch unbeabsichtigtes Bewegen des Spektrometers und des optischen Aufbaus, sowie durch Neueinstellung des Fokus ändern kann.

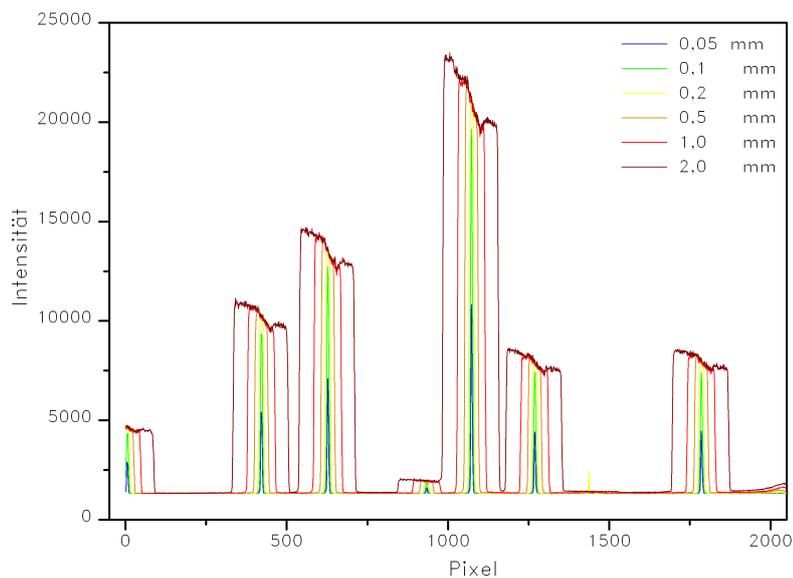


Abbildung 16: Linien —hier die Linien der kleinen Neon-Kalibrationslampe (ORIEL Corporation, 6032 Neon Lamp) um 614 nm— bei perfekt eingestellter seitlicher Linsenposition bei verschiedenen Spaltbreiten. Das Muster, welches am oberen Rand der Linien bei breitem Spalt auftritt, rührt von der Beleuchtung des diffusen Reflektors (weißes Papier) her.

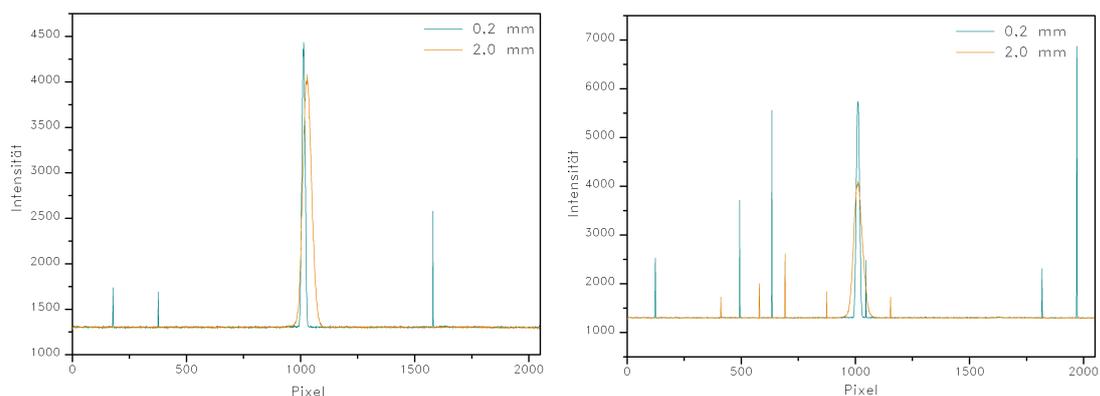


Abbildung 17: Überprüfung der seitlichen Linsenposition mittels Messung bei breitem (2,0 mm, 2 min Messzeit) und bei schmalen Spalt (hier 0,2 mm, 4 min) am Beispiel der Kryptonlinie bei 384 nm. Links ist die seitliche Position noch schlecht eingestellt, während sie rechts gut ist.

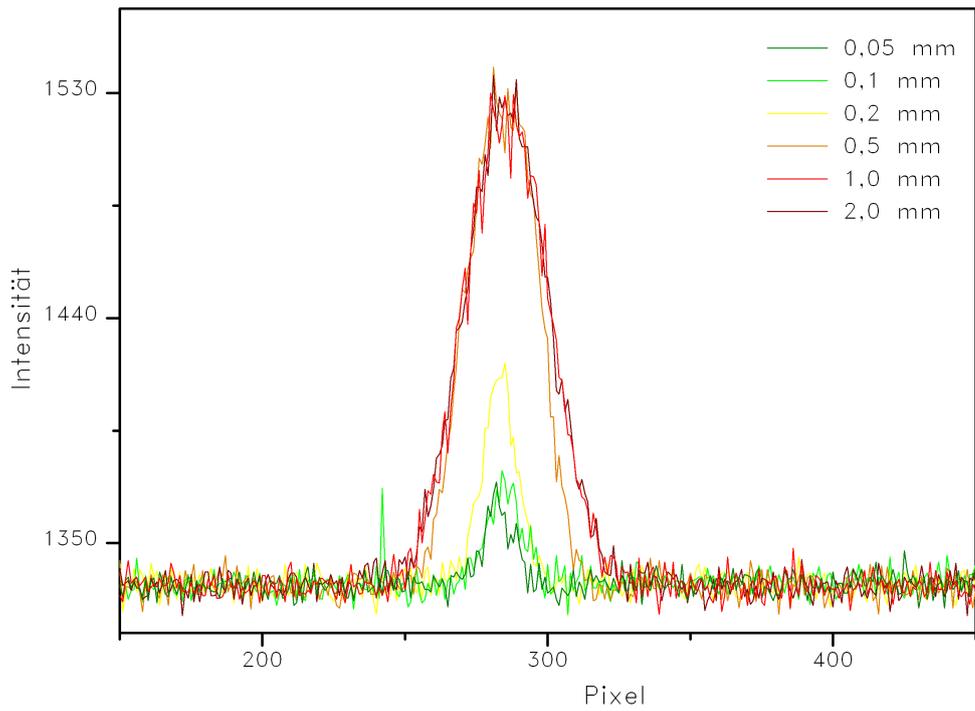


Abbildung 18: Linie von Xe^{32+} bei 413 nm bei verschiedenen Spaltbreiten. Für Spaltbreiten $>0,5$ mm ändert sich die Breite der Linie nicht. Man sieht das gesamte Abbild der Ionenwolke. Erst für Spalte $\leq 0,5$ mm wird die Linie schmaler. Daraus läßt sich ableiten, daß die Ionenwolke etwa 0,5 mm breit ist (der Vergrößerungsfaktor der Optik beträgt annähernd 1).

3.3 Messungen des ${}^4G_{9/2} - {}^4G_{7/2}$ -Übergangs in Xe^{31+} und des ${}^5D_3 - {}^5D_2$ -Übergangs in Xe^{32+}

Das Edelgas Xenon hat die Ordnungszahl $Z=54$. Als Gas ist es mittels des Gasinjektors leicht in die EBIT zu injizieren. Bei dem verwendeten Xenon handelt es sich um monoisotopisches ${}^{129}\text{Xe}$.

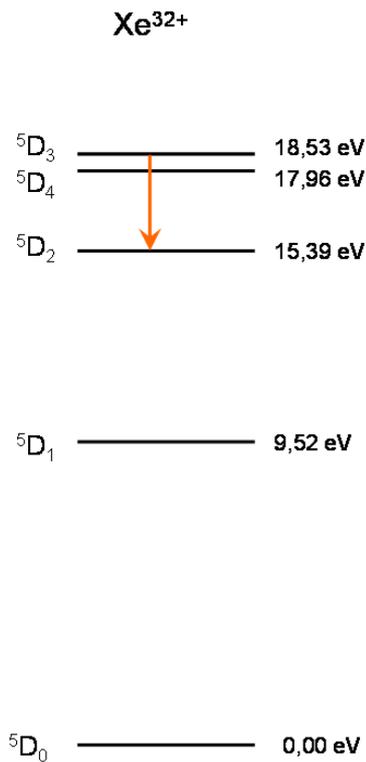


Abbildung 19: Gemessener Übergang ${}^5D_3 - {}^5D_2$ des Ti-ähnlichen Xenons Xe^{32+} . Die Energien der Niveaus stammen aus **Table 2** in [2].

Beobachtet wurden die mit Abstand intensivsten Linien hochgeladener Xe-Ionen, nämlich die des Übergangs ${}^4G_{9/2} - {}^4G_{7/2}$ von V-ähnlichem Xe^{31+} bei 396,2 nm und des Übergangs ${}^5D_3 - {}^5D_2$ von Ti-ähnlichem Xe^{32+} bei 413,9 nm. Diese Linien wurden bereits von anderen Gruppen untersucht [5].

3.3.1 Spektrum der hochgeladenen Ionen in Abhängigkeit der Elektronenstrahlenergie

Zur Erzeugung von Ionen eines bestimmten Ladungszustandes muß die Strahlenergie mindestens den Wert des Ionisationspotentials des Ions im vorangehenden Ladungszustand erreichen. Die Ionisationspotentiale für die gewünschten La-

dungszustände lassen sich aus Tabellen ablesen. Damit ein bestimmter Ladungszustand im ausreichenden Maße erzeugt wird, muß die Beschleunigungsspannung höher gewählt werden, da der Einfluß der Raumladung (genauer wurde in 3.4 an Krypton beobachtet) eine Verringerung des tatsächlichen Beschleunigungspotentials verursacht. Wird das Ionisationspotential nur wenig überschritten, so ist die Intensität der Linien des Ions noch sehr gering, da der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung und Anregung des Ions mit der Elektronenenergie ansteigt. Erhöht man allerdings die Energie so weit, daß die Ionisationsschwelle des Ions überschritten wird, so geht die Intensität der Linie mit steigender Energie wieder zurück, weil der nächsthöhere Ladungszustand gebildet wird. Bei einer EBIT kann die Strahlenergie über einen weiten Bereich eingestellt werden. Zur Erzeugung von Xe^{31+} benötigt man mindestens 1834 eV, während zur Produktion von Xe^{32+} mindestens 1921 eV notwendig sind.

Es wurden einige Spektren bei unterschiedlichen Strahlenergien aufgenommen. Während das Potential der Kathode konstant auf 1500 V blieb, wurde dafür das Driftröhrenpotential schrittweise von 200 V auf 1100 V um je 100 V erhöht, so daß die Gesamtspannung für die Beschleunigung zwischen 1700–2600 V variierte. Diese Spektren sind auf den Abbildungen 20 und 21 zu sehen. Der Elektronenstrom betrug konstante 220 mA. Ein konstanter Strom ist in diesem Fall wichtig, da die ideale Spannung, bei welcher die gewünschte Linie maximale Intensität erreicht, vom Strom des Elektronenstrahls abhängt. Die anzulegende Spannung erhöht sich aufgrund der negativen Raumladung der Strahlelektronen mit dem Strom, der linear die Ladungsdichte bestimmt und somit in das Raumladungspotential eingeht. Betrachtet man Rekombinationsprozesse, so ist es wichtig, diese Raumladungskorrektur präzise zu kennen, um deren Energien sehr genau vermessen zu können.

Bei der Messung betrug die Breite des Eintrittsspalt des Spektrometers 0,20 mm. Jedes Spektrum wurde in 5 min aufgenommen; je zweimal zur Entfernung sogenannter Cosmics. Dabei handelt es sich um kosmische Strahlung, welche auf dem CCD-Chip auftritt und dort ein Signal erzeugt. Von „echten“ Linien unterscheiden sich Cosmics dadurch, daß meist nur ein Pixel getroffen wird; außerdem sind angrenzende Pixel durch Übersprechen von Ladung ein wenig betroffen. Die durch Cosmics ausgelösten Signale sind also sehr lokalisiert. Hat man zwei (oder mehr) Spektren zur Verfügung, so kann man durch einen Vergleich der beiden Spektren Cosmics identifizieren. In der verwendeten Spektramax Software gibt es die Funktion „cosmic removal“. Dazu werden unter gleichen Bedingungen zwei Spektren aufgenommen, welche das Programm miteinander vergleicht. Signale, welche eine gewisse, durch die Software festgelegte Schwelle überschreiten, werden ignoriert. Die meisten Cosmics können so entfernt werden. Man kann zwei Spektren auch ohne diese Funktion zu verwenden vergleichen z.B. mit einem geeigneten Lab View-Programm.

Da bei dieser Messung nur untersucht wurde, wann die intensiven Linien von

V- und Ti-ähnlichem Xenon auftauchen, stärker und wieder schwächer werden, und ob es noch andere intensive Linien in dem Bereich um 405 nm gibt, welche vielleicht bei anderen Energien auftreten, wurden keine Kalibrationsspektren aufgenommen. Da aber die Wellenlänge der zwei intensivsten Linien bekannt ist (siehe weiter unten), ist eine grobe Kalibration anhand dieser Referenzen möglich.

Wie in den Abbildungen 20 und 21 zu erkennen ist, sind die mit Abstand intensivsten Linien die bei 396,2 nm (von Xe^{31+}) und bei 413,9 nm (von Xe^{32+}), welche im Spektrum ab einer Spannung von 2300 V auftauchen. Außer von Xe-Ionen können die Linien auch von Barium oder Wolfram herrühren, welche als Kathodenmaterial verwendet werden, und somit immer in der EBIT vorhanden sind. Andere intensive Linien wurden in diesem Bereich nicht gefunden. Die Energieabhängigkeit einiger dieser Linien ist auf den Abbildungen 22 und 23 dargestellt. Dort kann man das Ansteigen der Intensität beim Überschreiten der Ionisationsenergie sowie die Intensitätsabnahme beim Erreichen des Ionisationspotentials des jeweiligen Ions erkennen.

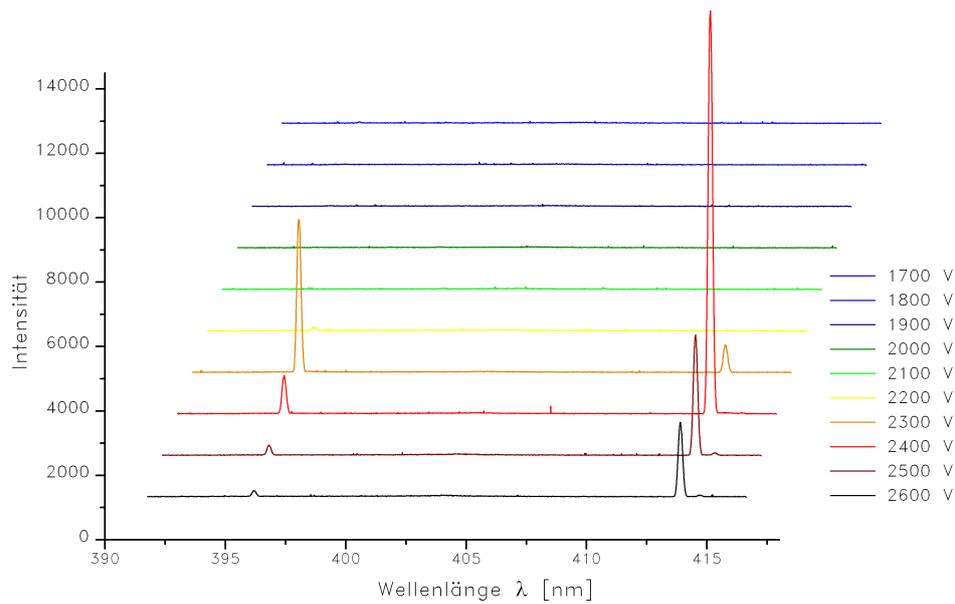


Abbildung 20: Übersicht des Spektrums von hochgeladenen Xe-Ionen in Abhängigkeit der Elektronenstrahlenergie. In dieser Darstellung sind nur die beiden intensiven Linien von Xe^{31+} und Xe^{32+} zu erkennen.

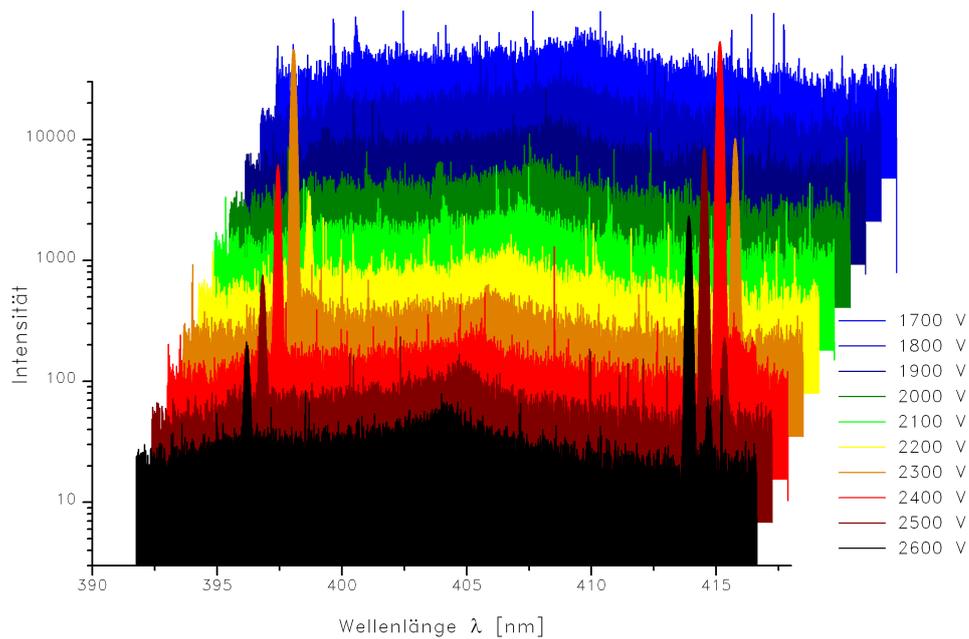


Abbildung 21: Übersicht des Spektrums hochgeladener Xe-Ionen in logarithmischer Darstellung. Hier werden das Streulicht und einige schwache Linien sowie das Rauschen des Detektionssystemssichtbar.

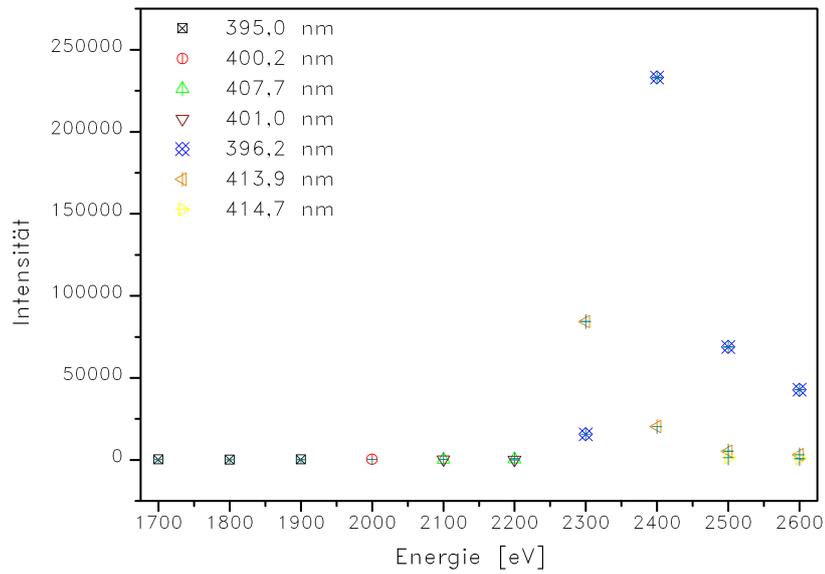


Abbildung 22: *Intensität (Fläche unter dem Linienprofil) für Linien von Xe-Ionen verschiedener Wellenlänge in Abhängigkeit der Elektronenstrahlenergie.*

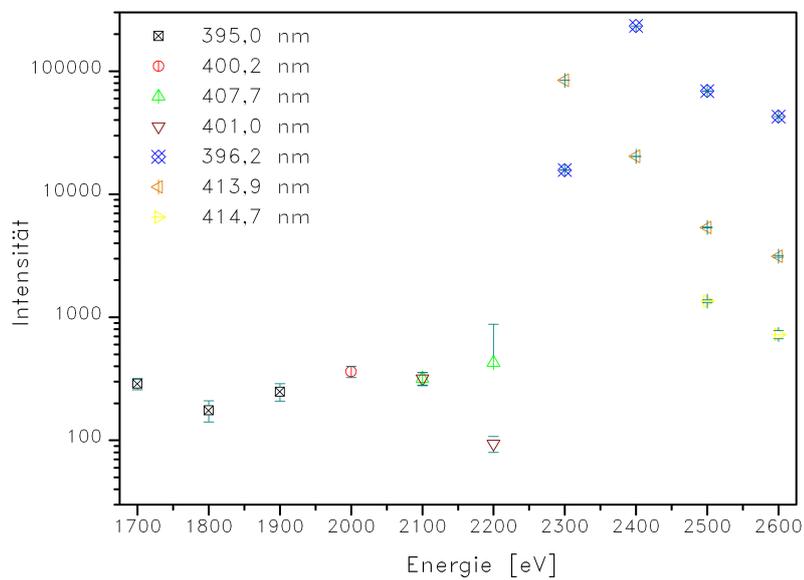


Abbildung 23: *Intensität (Fläche unter dem Linienprofil) als Funktion der Beschleunigungsspannung in logarithmischer Darstellung für Linien von Xe-Ionen verschiedener Wellenlänge.*

Trägt man die Linienbreite in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung auf, so ist für die Linie bei 396,2 nm von Xe^{31+} zwar eine kleine Zunahme der Breite mit anwachsender Spannung erkennbar, berücksichtigt man allerdings auch die Meßunsicherheit in der Breite, so ist dieser Effekt nicht signifikant.

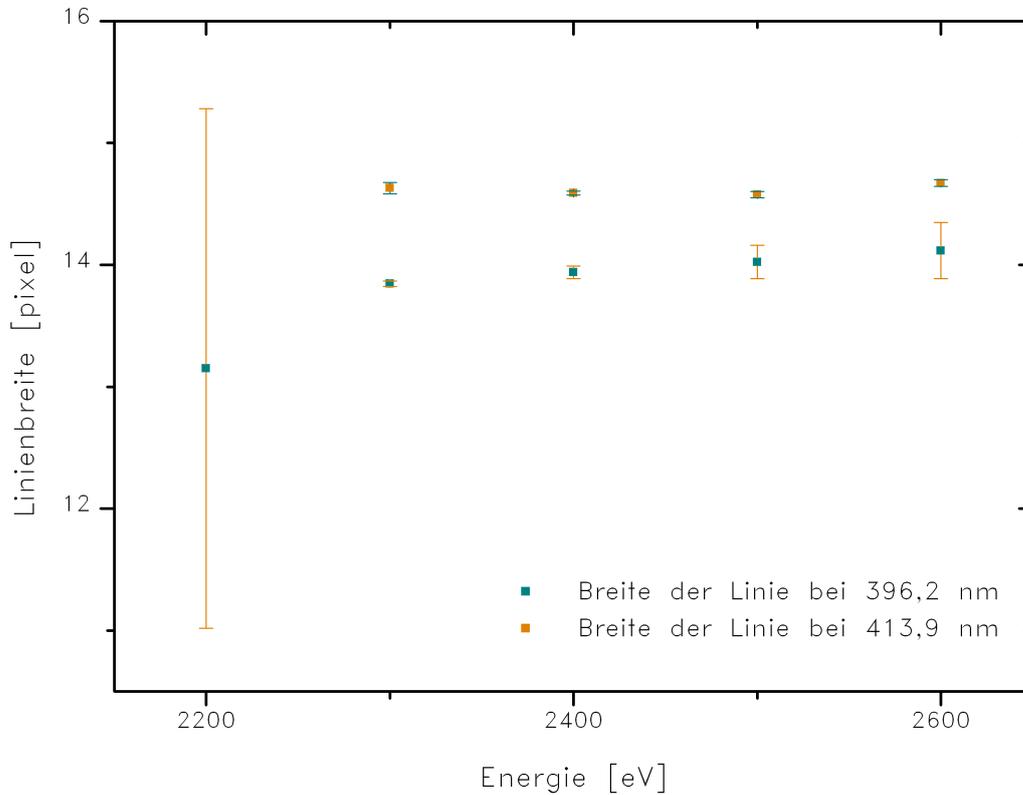


Abbildung 24: Breite der Linien von Xe^{32+} bei 413,9 nm und von Xe^{31+} bei 396,2 nm in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung.

Will man die Zeeman-Aufspaltung auflösen (siehe nächsten Abschnitt), so muß man den Strom reduzieren. Zunächst wurden einige Testmessungen bei 50 mA mit 0 V Fallenpotential bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen gemacht. Die Spektren wurden bei einem Spalt von 2,0 mm je 5 min lang ohne cosmic removal aufgenommen, um die ideale Spannung mit der größtmöglichen Intensität der Spektrallinien zu finden (Bild 25). Bei etwa 2500 V sind beide Linien sichtbar. Verringert man die Spannung jeweils um etwa 100 V, so werden die Linien ein klein wenig intensiver. Die Linie von Xe^{32+} bei 413,9 nm ist zwischen 2100 und 2200 V maximal, die Linie bei 396,2 nm von Xe^{31+} hat ihr Maximum um etwa 2000 V, wo die Linie von Xe^{32+} bereits verschwunden ist. Bei einer Spannung von 1900 V verschwindet auch die Linie bei 396,2 nm. Es sollen beide

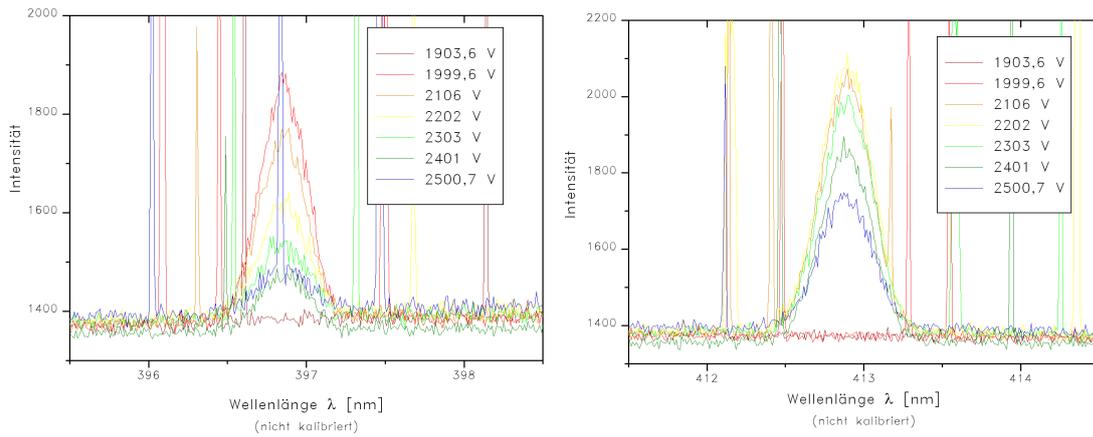


Abbildung 25: Xenonspektren aufgenommen bei einem Strom von 50 mA und einer Falle von 0 V mit weitem Spalt je 5 min ohne cosmic removal. Die beiden Linien wurden zusammen in einem Spektrum gemessen, wurden aber einzeln vergrößert, damit man die Linien und ihr Verhalten bei unterschiedlichen Strahlenergien besser erkennen kann. Die Linie bei 396 nm (Xe^{31+}) hat bei etwa 2000 V Beschleunigungsspannung ihre maximale Intensität, die Linie bei 413 nm (Xe^{32+}) wird bei 2200 V maximal. Die Wellenlängenskala ist nicht kalibriert.

Linien in einem Spektrum gemessen werden. Die optimale Beschleunigungsspannung der Elektronen für einen Strom von 50 mA bei einem Fallenpotential von 0 V beträgt um die 2100 V. Zur Messung wird eine etwas höhere Spannung von 2160 V gewählt, damit die Linie von Xe^{32+} ausreichend intensiv wird.

3.3.2 Zeeman-Aufspaltung der Linie von Ti-ähnlichem Xe^{32+}

Das 8 T starke Magnetfeld der EBIT verursacht eine Zeeman-Aufspaltung, welche bei Xe^{32+} etwa 0,1 nm beträgt. Um diese beobachten zu können, muß die Dopplerverbreiterung unterdrückt werden. Daher müssen die Ionen in der Falle langsam (kalt) sein. Dies wird durch eine Reduzierung des Elektronenstromes (bei dieser Messung 50 mA) erreicht, weil dadurch die Stoßrate mit den Strahlelektronen geringer wird, und somit die Aufheizungsrate der Ionen. Das Fallenpotential muß sehr gering gewählt werden, damit heiße (schnelle) Ionen entweichen können. Diese sogenannte Verdampfungskühlung reduziert die Temperatur der Ionenwolke. In dieser Messung wurde das Potential auf 0 V zurückgesetzt. Auch wenn man an allen Driftröhren eine Spannung von 0 V anlegt ist das Fallenpotential nicht gleich 0, die negative Raumladung des Elektronenstrahls hält die positiven Ionen in radialer Richtung gefangen. Zusätzlich existiert ein schwaches axiales Fallenpotential, welches durch die Geometrie der Driftröhren gegeben ist: die zentrale Driftröhre 9 (DT9 in Bild 8) hat einen etwas größeren Radius als die angrenzenden Driftröhren DT4 und DT5. Der Eintrittsspalt des Spektrometers muß schmal sein, damit die Linienbreite und nicht die Breite des Abbildes der

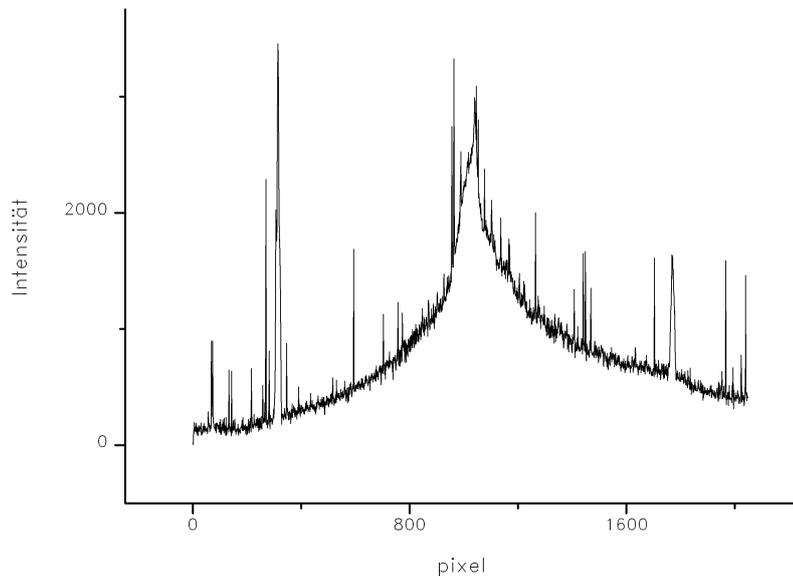


Abbildung 26: *Summe der sechs Xe-Spektren. Die Entfernung der Cosmics funktioniert leider nicht vollständig. Bei dem Signal in der Mitte handelt es sich um Streulicht im Spektrometer, welches direkt auf den zweiten Spiegel fällt, ohne daß es am Gitter in die einzelnen Wellenlängen getrennt wurde. Daher taucht diese Struktur wellenlängenunabhängig bei allen länger gemessenen Spektren auf.*

Ionenwolke der begrenzende Faktor ist. Diese Maßnahmen reduzieren allerdings auch die Intensität der Linie, weswegen jede Messung 60 min dauerte. Es wurden 6 solche Messungen über Nacht durchgeführt. Die Spaltbreite betrug dabei $0,05 \text{ mm} = 50 \text{ }\mu\text{m}$. Die zur Messung eingestellte Beschleunigungsspannung beträgt 2160 V. Sie wurde zuvor in einer kleinen Testreihe (siehe vorheriger Abschnitt) ermittelt. Vor der Messung wurde zur Kalibration 20 min lang das Spektrum einer Eisen-Hohlkathodenlampe gemessen; am nächsten Tag wurde eine zweite Kalibrationsmessung durchgeführt. Zur Auswertung wurde bei allen sechs Spektren zunächst jeweils ein konstanter Untergrund zwischen 1400 und 1480 abgezogen, bevor diese sechs Spektren addiert wurden. Das Summenspektrum ist auf Abbildung 26 zu sehen. Ein Detail des Spektrums (Linie von Xe^{32+} bei 413 nm) ist auf Abbildung 27 dargestellt.

Die Zeeman-Aufspaltung ist bei beiden Spektrallinien nur durch die Schultern im Linienprofil zu sehen. Es wurden drei Gaußfunktionen an solch eine Linie gefittet, wobei die Fits an die weniger intensive Linie bei 396,2 nm nicht so präzise waren wie an die intensivere Linie bei 413,9 nm (Abbildung 27), weil bei dem

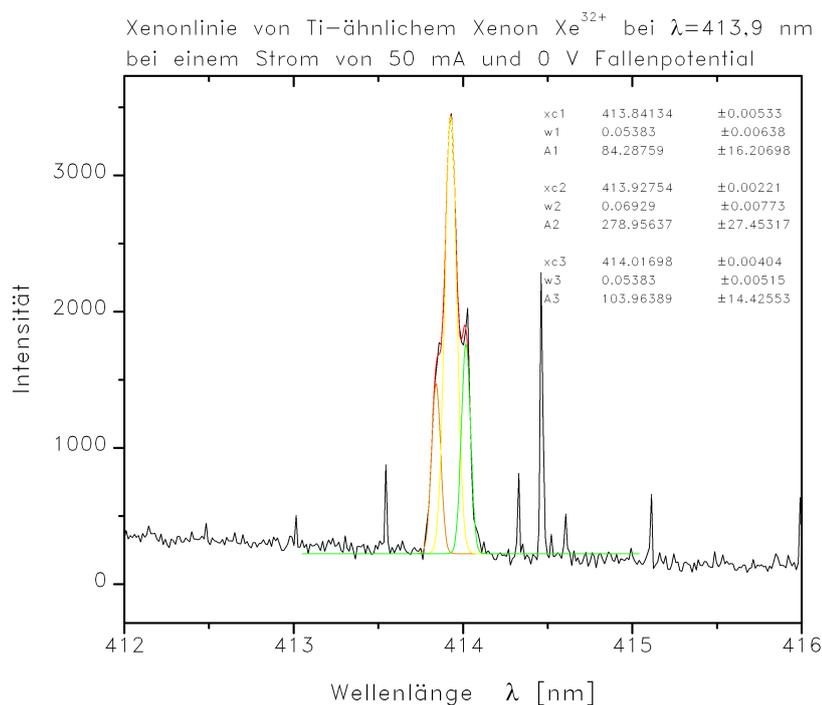


Abbildung 27: Dreifacher Gaußfit der Linie von Xe^{32+} bei 413,9 nm.

Übergang im Xe^{31+} -Ion die Zeeman-Aufspaltung geringer ist.

Die Ergebnisse des dreifachen Gaußfits wurden nur für die intensivere Linie bei 413,9 nm mit den beiden Kalibrationen in Wellenlängen umgerechnet.

Die erste Kalibration wurde nachmittags vor der Messung über Nacht gemacht, während das zweite Kalibrationsspektrum erst am nächsten Morgen aufgenommen wurde. Die erste Kalibration liegt also zeitlich näher als die zweite, so daß sie eher zu berücksichtigen ist.

Was man tun kann, um die Sichtbarkeit der Zeeman-Aufspaltung zu verbessern:

- ▷ Verkleinerung der Spaltbreite .
- ▷ Verringerung des Stromes, um kältere Ionen zu erhalten.
- ▷ Verwendung eines feineren Gitters mit 2400 oder 3600 Linien pro mm statt nur 1800, was die Auflösung erhöht (Gitter in diesem Spektrometer nicht vorhanden).

Linienmitte [pixel]	Fehler Δ pixel	1. Kalibration		2. Kalibration	
		Wellenlänge λ [nm]	Fehler $\Delta\lambda$	Wellenlänge λ [nm]	Fehler $\Delta\lambda$
306,71444	0,28188	413,9820	0,0042	414,0189	0,0037
314,16455	0,19317	413,8921	0,0034	413,9290	0,0027
321,35092	0,49794	413,8054	0,0065	413,8423	0,0062

Tabelle 1: Ergebnisse für den dreifachen Gaußfit an die Linie bei 413,9 nm von Xe^{32+} sowie die daraus mit den beiden Kalibrationen bestimmten Wellenlängen.

- ▷ Zusätzliche Injektion eines anderen, leichteren Elementes wie z.B. Neon zur Kühlung. Ionen eines solchen Elements sind aufgrund der geringeren Ladung weniger stark im Fallenpotential gebunden, verdampfen damit schneller aus dem Potentialtopf und nimmt dabei thermische Energie mit, was die Xe-Ionen weiter abkühlt und zu schmälere Linien führt (evaporatives Kühlen).

3.3.3 Bestimmung der Wellenlänge

In mehreren Messungen wurden die Wellenlängen der Xenonlinien noch einmal genauer untersucht. Als Kalibrationslampe diente dabei die Eisen-Hohlkathodenlampe. Die beiden Linien wurden sowohl gleichzeitig in einem einzigen Spektrum, als auch einzeln zentriert auf dem CCD-Chip vermessen. Beide Linien zusammen wurden außerdem noch bei einem niedrigeren Strom von 100 mA vermessen. Die Spannung an der Kathode betrug bei den Messungen stets 1500 V, die Fallentiefe an den Driftröhren 4 und 5 je 50 V und die Breite des Eintrittsspalt des Spektrometers 0,05 mm. Alle Messungen wurden zur Entfernung der Signale der kosmischen Strahlung (*cosmic removal*) als Doppelmessung ausgeführt, so daß z.B. ein 10 min Spektrum 2×5 min dauerte.

In der ersten Messung α betrug der Elektronenstrom 343 mA und die Spannung an den Driftröhren 1103 V. Es wurde zunächst 10 min ein Kalibrationsspektrum der Hohlkathodenlampe aufgenommen, dann 10 min lang ein Spektrum um 405 nm der Xenonionenwolke, dann das zweite Kalibrationsspektrum (10 min), ein zweites Xenon-Spektrum (10 min) und zuletzt noch ein Kalibrationsspektrum (10 min, jeweils alle Spektren mit *cosmic removal*). Bei der Auswertung wurde das erste Xe-Spektrum mit dem ersten und zweiten Kalibrationsspektrum, und das zweite Xe-Spektrum mit dem zweiten und dritten ausgewertet.

Die nächste Messung β um 405 nm bei einem Strom von 350 mA, einer Driftröhrenspannung von 1103 V und bei einem Injektionsdruck von $7,06 \cdot 10^{-9}$ Torr dauerte 30 min, mit je einem Kalibrationsspektrum von 20 min davor und danach.

Spektrum mit Kalibration	Linie von Xe ³²⁺ bei 413,9 nm		Linie von Xe ³¹⁺ bei 396,2 nm	
	Wellenlänge	Fehler	Wellenlänge	Fehler
	λ [nm]	$\Delta\lambda$ [nm]	λ [nm]	$\Delta\lambda$ [nm]
α 1 mit 1	413,8978	0,0023	396,2123	0,0025
α 1 mit 2	413,8996	0,0031	396,2067	0,0024
α 2 mit 2	413,9000	0,0031	396,2085	0,0026
α 2 mit 3	413,9051	0,0033	396,2174	0,0021
β mit 1	413,9030	0,0027	396,2121	0,0020
β mit 2	413,9001	0,0041	396,2134	0,0028
γ mit 1			396,2027	0,0025
γ mit 2			396,1987	0,0032
δ mit 1	413,8893	0,0065		
δ mit 2	413,8790	0,0089		
ε mit 1	413,8988	0,0022	396,2097	0,0038
ε mit 2	413,9011	0,0033	396,2068	0,0041

Tabelle 2: *Ergebnisse der Xenonmessungen*

In den nächsten beiden Messungen γ und δ wurden die beiden Linien bei 350 mA einzeln vermessen; jede Linie lag zentriert auf dem CCD-Chip. Die Linie von Xe³²⁺ wurde um 414 nm 20 min aufgenommen (Messung δ) mit zwei Kalibrationsspektren von jeweils 15 min. Die Linie von Xe³¹⁺ (Messung γ) wurde um 396 nm bei einer Driftröhrenspannung von 1023 V 40 min aufgenommen mit zwei Kalibrationsspektren von je 20 min Dauer.

Zuletzt wurden in Messung ε wieder beide Linien gleichzeitig um 405 nm bei einem niedrigeren Strom von 100 mA beobachtet. Dazu mußte die Driftröhrenspannung auf 663 V herabgesetzt werden. Die Kalibrationsspektren wurden je 20 min gemessen, während das Xe-Spektrum 60 min dauerte.

Aus den Wellenlängen läßt sich mit Hilfe des Programmes Origin 7.0 der Mittelwert errechnen, wobei die Werte nach dem Fehler gewichtet wurden (je kleiner der Fehler, desto höher die Gewichtung). Wie aus Tabelle 2 ersichtlich weichen die Werte aus den Einzelmessungen γ (Linie bei 396 nm) und vor allem von δ (Linie bei 413 nm) relativ stark von den anderen Meßwerten ab. Daher wurden sie nicht zur Berechnung des gesamten Mittelwertes verwendet. Ein Grund, warum diese Werte von den anderen abweichen könnte eine fehlerhafte Kalibrierung sein. Damit die jeweilige Linie zentral auf dem CCD-Chip lag, wurde ein etwas anderer Spektralbereich vermessen. Einige der anderen Kalibrationslinien wurden vermutlich falsch zugeordnet.

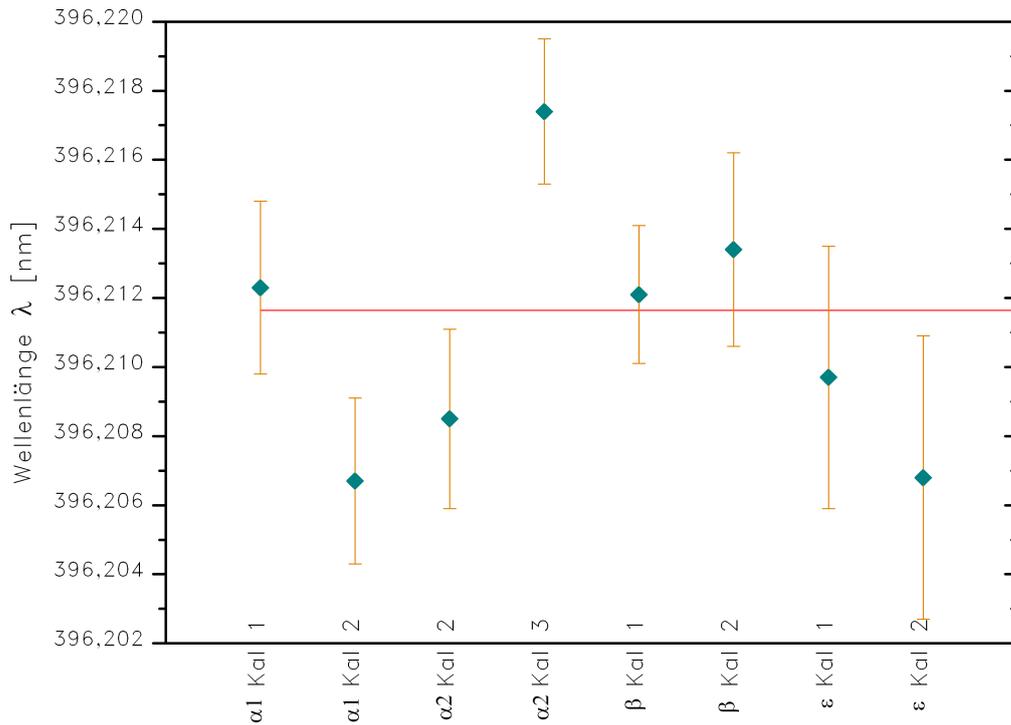


Abbildung 28: Ergebnisse der verschiedenen Messungen mit jeweils zwei Kalibrationen für die Linie von Xe^{31+} bei etwa 396 nm. Die rote Gerade gibt den Mittelwert der Messungen an.

Die Wellenlänge der Linie des vanadiumähnlichen Xenons Xe^{31+} (Abbildung 28) beträgt

$$\lambda_{\text{Xe}^{31+}} = (396,212 \pm 0,001) \text{ nm.}$$

Die Messung bestätigt eine frühere Messung [5], welche $(396,2 \pm 0,2)$ nm lieferte, hat aber eine um zwei Größenordnungen kleinere Meßunsicherheit.

Die Wellenlänge der Linie des titanähnlichen Xenons Xe^{32+} wurde zu

$$\lambda_{\text{Xe}^{32+}} = (413,900 \pm 0,001) \text{ nm}$$

bestimmt (Abbildung 29). Diese Messung bestätigt ebenso die frühere Messung [5], bei welcher $\lambda = (413,9 \pm 0,2)$ nm gemessen wurden, und hat ebenso einen um zwei Größenordnungen kleineren Fehler.

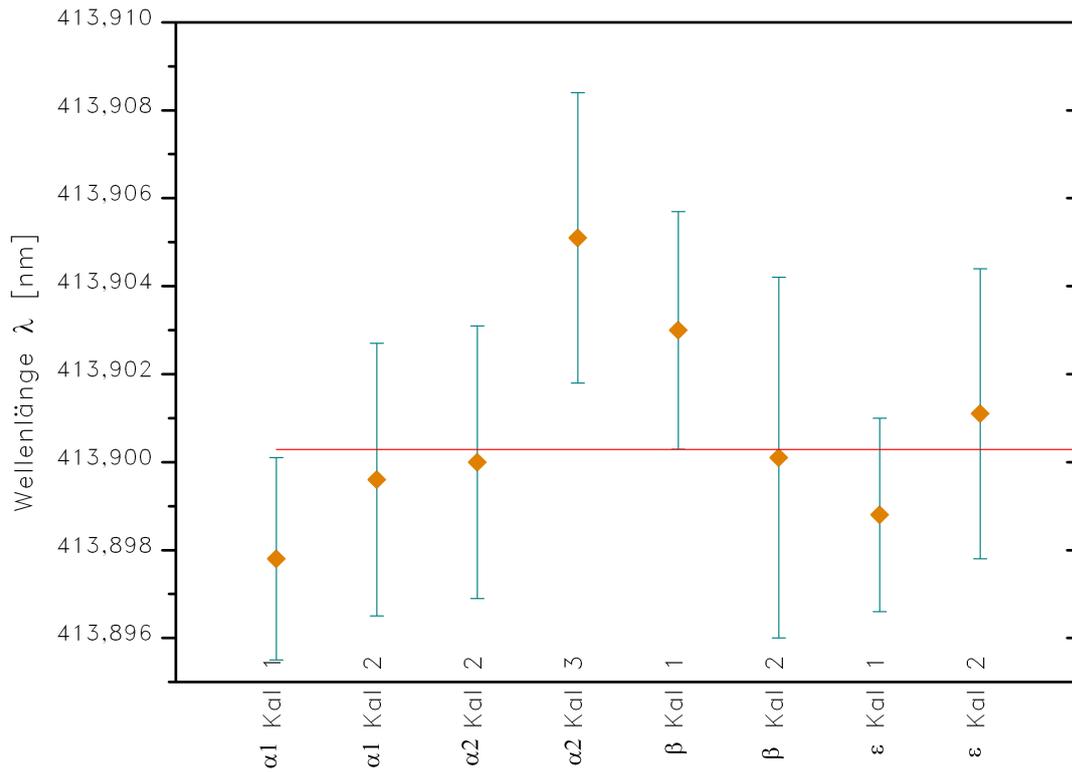


Abbildung 29: Ergebnisse der verschiedenen Messungen mit jeweils zwei Kalibrationen für die Linie von Xe^{32+} bei etwa 413 nm. Die rote Gerade gibt den Mittelwert der Messungen an.

3.4 Messungen des 3P_2 - 3P_1 Übergangs in siliziumähnlichem Krypton Kr^{22+}

Die zu vermessende Kryptonlinie des Übergangs 3P_2 - 3P_1 (Abbildung 30) in siliziumähnlichem Krypton Kr^{22+} hat eine Wellenlänge von etwa 384 nm und ist sehr intensiv. Sie wurde bereits in [5] untersucht. Die Linie eignet sich daher, die Optik für die Aufnahme der Spektren genau einzustellen und zu überprüfen.

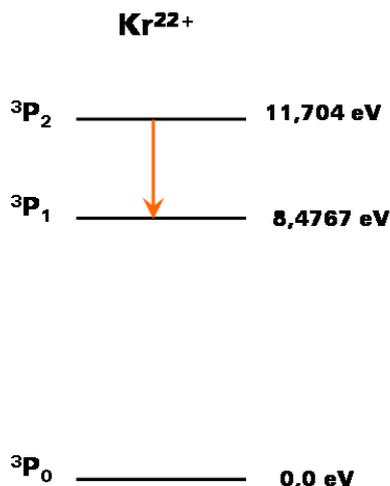


Abbildung 30: Gemessener Übergang 3P_2 - 3P_1 von Si-ähnlichem Krypton Kr^{22+} . Die Energien der Niveaus sind von [NIST] entnommen.

Zur Bestimmung der Wellenlänge wurden Kalibrationsspektren der Hohlkathodenlampe aus Eisen bei 0,05 mm Spaltbreite (Dauer meist 10 min) aufgenommen. Zwischen den Xenon- und den Kryptonmessungen wurde das Spektrometer seitlich verschoben und neu justiert. Dadurch verschwand das Streulicht, welches bei den Xenonmessungen noch stets in der Mitte des CCD-Chips auftauchte.

3.4.1 Abhängigkeit der Linienbreite vom Elektronenstrom

Die Kryptonlinie wurde nun bei verschiedenen Strömen von 25, 50, 100, 150 und 200 mA, jeweils gleicher Falltiefe mit einer Spannung von 50 V an den Driftröhren 4 und 5 und einem schmalen Spalt von 0,05 mm vermessen. Vor jeder Messung wurden einige Testmessungen bei sehr breitem Spalt von 2,0 mm (Dauer je 1–3 min) bei verschiedenen Driftröhrenspannungen gemacht, um immer die Spannung zu ermitteln, bei welcher die Intensität der Linie am höchsten ist.

Trägt man die Linienbreite (in Pixeln, 1 Pixel \cong 0,01215 nm) gegen den Strom auf, so sieht man, daß sie —wie erwartet— mit dem Strom ansteigt (vergleiche Abbildung 31). Der Anstieg scheint linear zu sein, die Meßwerte streuen jedoch so stark, daß dieses Verhalten nicht eindeutig nachzuweisen ist.

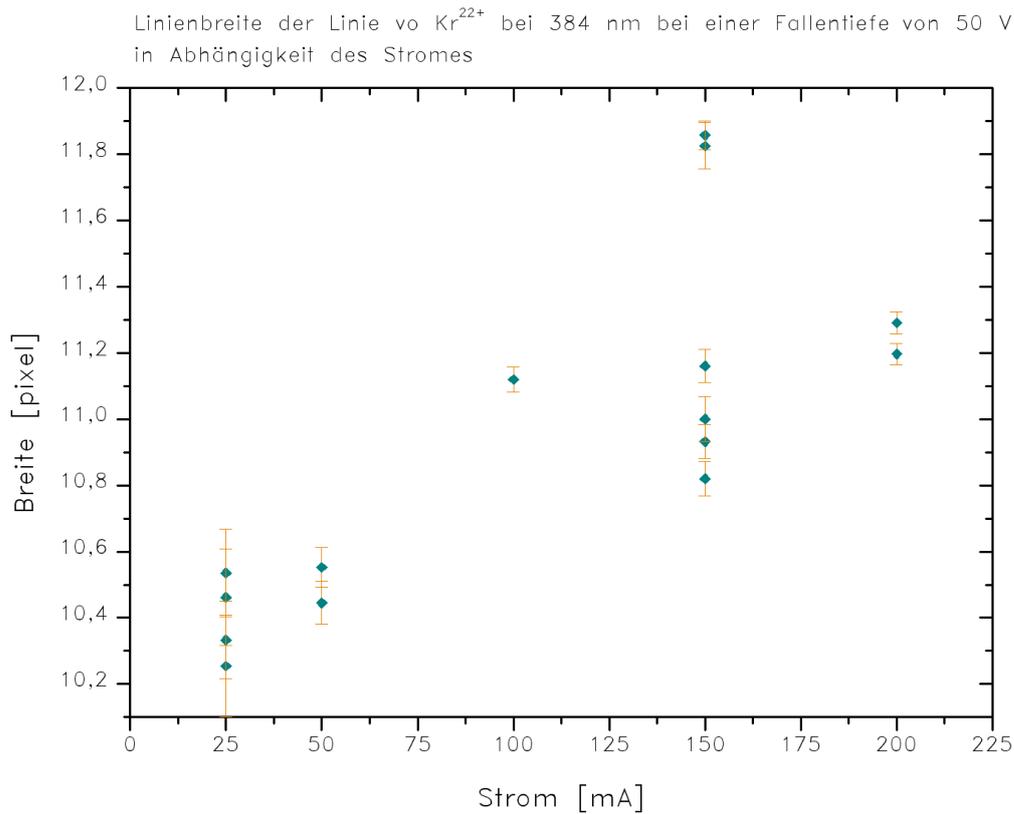


Abbildung 31: Breite der Kryptonlinie in Pixeln in Abhängigkeit des Strahlstromes in mA bei einer Falltiefe von 50 V an den Driftröhren DT4 und DT5.

3.4.2 Abhängigkeit der Linienbreite von der Falltiefe

Die Breite der Kryptonlinie wurde bei verschiedenen Falltiefen von 0, 25, 50, 100, 150, 200, 300, 400 und 500 V an den Driftröhren 4 und 5, jeweils bei einem gleichbleibenden Elektronenstrom von 50 mA und einem schmalen Spalt von 0,05 mm gemessen. Zuvor wurden wieder Testmessungen mit einem breiten Spalt von 2,0 mm (Dauer von 2 min bis 10 min bei einer Falle von 0 V) durchgeführt, um die Beschleunigungsspannung der Elektronen, und damit die Linienintensität zu optimieren. Dies war notwendig, da die effektive Raumladung nicht nur vom Strom, sondern auch von der Falltiefe abhängt: die Ionenwolke selbst besitzt eine stark positive Raumladung, welche die Abstoßung der Elektronen untereinander abschwächt. Je flacher die Falle, desto weniger Ionen sind in der Wolke, und desto schwächer ist die Abschwächung der negativen Raumladung durch die positiv geladene Ionenwolke. Daher muß bei gleichem Strom muß bei einer flacheren Falle die Spannung erhöht, und bei einer tieferen Falle erniedrigt werden.

Trägt man die Linienbreite, wie in Abbildung 32, (in Pixeln, 1 Pixel $\hat{=}$ 0,01215 nm) gegen die Falltiefe auf, so sieht man zunächst —wie erwartet—

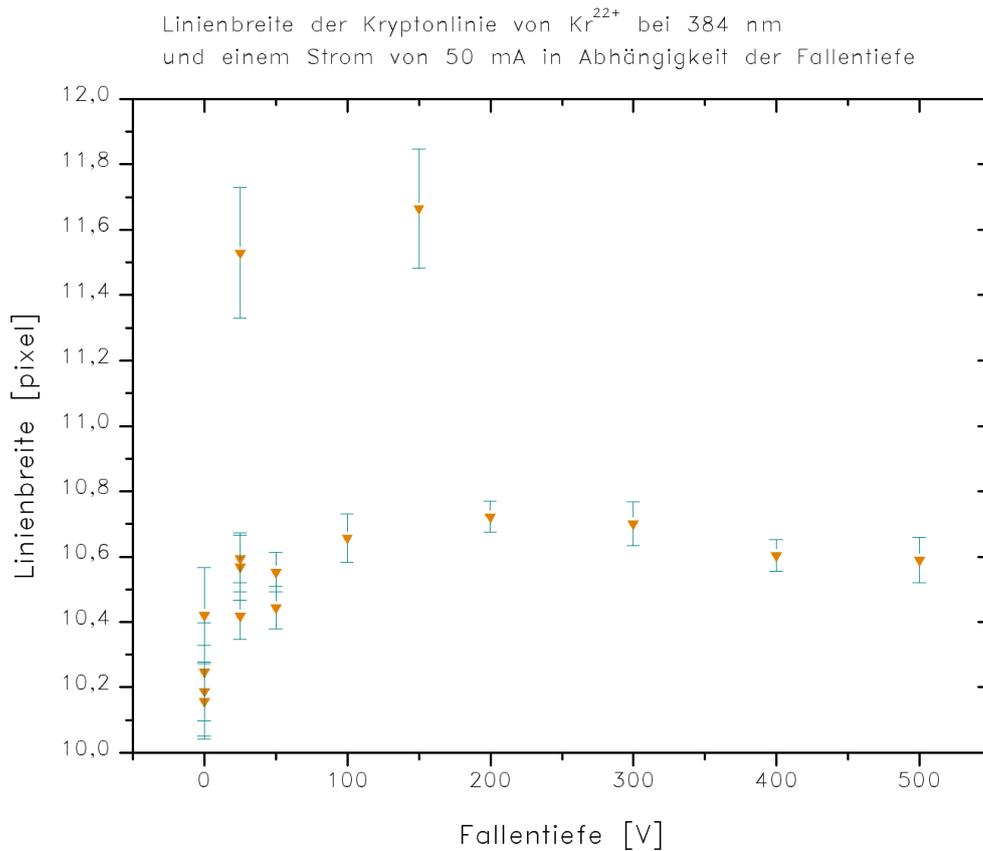


Abbildung 32: Breite der Kryptonlinie in Pixeln in Abhängigkeit der Fallentiefe (Fallenpotential an Driftröhren 4 und 5) bei einem Strom von 50 mA.

einen leichten Anstieg der Breite, zwischen 200 und 300 V Fallentiefe ist das Maximum erreicht, bei 400 und 500 V Spannung an den Driftröhren 4 und 5 scheint die Breite wieder geringfügig abzunehmen, was aber durchaus im Rahmen der Fehler liegt. Zwei Werte liegen weit außerhalb bei über 11 Pixeln Breite, es handelt sich dabei um Ausreißer, auch ihr Fehlerbalken ist größer.

Eine mögliche Erklärung für die konstante Linienbreite bei tiefen Fallen wäre eine Art Sättigungseffekt: auch eine tiefere Falle bewirkt keine höhere Anzahl Ionen, die Ionenwolke kann nicht mehr größer werden. Wenn die negative Raumladung des Elektronentrahls von der positiven Raumladung der Ionen nahezu vollständig kompensiert wird, lassen sich in der Falle keine weiteren Ionen fangen.

3.4.3 Messung der Linie bei kleinem Strom und flacher Falle

Bei sehr kleinen Strömen und flacher Falle erwartet man Linien mit minimaler Breite, was eine besonders genaue Wellenlängenbestimmung erlauben sollte, und damit eventuell die Beobachtung von Zeeman-Aufspaltung ermöglicht.

mit Kalibration 7		mit Kalibration 8	
Wellenlänge	Fehler	Wellenlänge	Fehler
λ [nm]	$\Delta\lambda$	λ [nm]	$\Delta\lambda$
384,1678	0,0025	384,1909	0,0024
384,1128	0,0016	384,1359	0,0016
384,0515	0,0032	384,0746	0,0032

Tabelle 3: Wellenlängen für den dreifachen Gaußfit der Kryptonlinie bei 384 nm.

Bei 25 mA Strom, flacher Falle (0 V Fallenpotential an allen Driftröhren) und 0,05 mm Spalt wurden über Nacht 42 Kryptonspektren (ohne „cosmic removal“) von je 20 min Dauer aufgenommen. Zuvor mußte durch Testmessungen mit einem offenen Spalt von 2,0 mm (Dauer 750 s = 12,5 min) die Driftröhrenspannung dem Strom und der Falltiefe angepaßt werden, um maximale Linienintensität zu erhalten. Als ideale Spannung wurden 277 V an den Driftröhren ermittelt bei einer Kathodenspannung von -1000 V.

Alle Cosmics wurden bei den Spektren von Hand zwischen 600 und 1300 Pixeln entfernt (die vermessene Linie liegt etwa bei 960 Pixeln), sofern sie nicht auf der Linie selbst lagen. An alle Linien wurde eine Gaußfunktion gefittet. Lag ein Cosmic auf der Linie, so wurden die zugehörigen Datenpunkte vom Fit ausgenommen. Die 26 Spektren, bei welchen keine Cosmics direkt auf der Linie lagen, wurden nach Entfernen der Cosmics aufaddiert und an dieses Summenspektrum eine Gaußfunktion gefittet (Abbildung 33). Da die Linie so aussah, als ob sie aufgespalten wäre, wurde versucht, drei Gaußfunktionen dem Linienprofil anzupassen (Ergebnisse siehe Tabelle 3). Das Ergebnis ist nicht befriedigend, da der Mittelpunkt der zentralen Linie nicht mit den anderen Werten der Wellenlängenbestimmung übereinstimmt. Die Zeemanaufspaltung beträgt für den 3P_2 - 3P_1 -Übergang in Kr^{22+} etwa 0,06 nm.

Die Wellenlängen, welche aus der Summe der 26 Spektren errechnet wurden sind für Kalibration 7 (vor der Meßreihe aufgenommen) $(384,0941 \pm 0,0009)$ nm und für Kalibration 8 (nach der Meßreihe aufgenommen) $(384,1172 \pm 0,0009)$ nm.

Aus dem Durchschnitt der 41 Spektren ergeben sich

mit Kalibration 7 $(384,0937 \pm 0,0005)$ nm,

und mit Kalibration 8 $(384,1168 \pm 0,0005)$ nm.

Die Wellenlängen, welche mit dem siebten Kalibrationsspektrum gewonnen worden sind, unterscheiden sich von den mit der achten Kalibration gewonnen Werten um etwa 0,02 nm.

Da Kalibrationsspektrum 8 kurz nach den Messungen aufgenommen wurde, und das Kalibrationsspektrum 7 im Vergleich zu den Ergebnissen mit den ersten

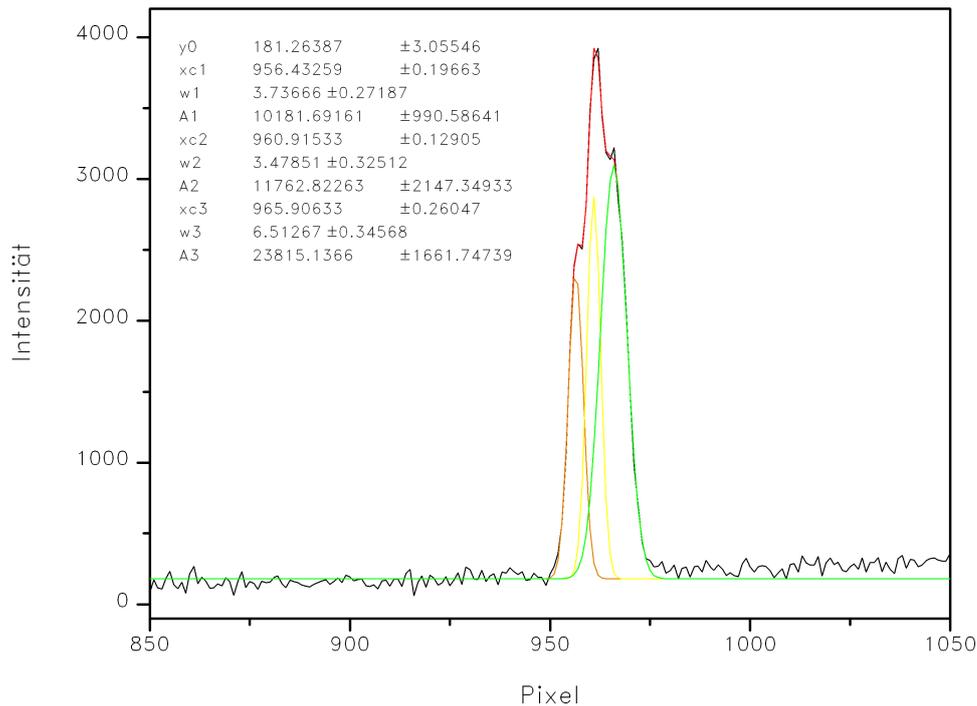


Abbildung 33: *Summenspektrum der Linie von Kr^{22+} um 384 nm bei einem Strom von 25 mA und 0 V Fallenpotential. Eine Zeeman-Aufspaltung lässt sich anhand der Schultern der Linie erahnen. An die Linie wurden drei Gauß-Funktionen gefittet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3 aufgeführt.*

sechs Kalibrationen der Kryptonmessungen relativ stark nach unten abweicht, ist Kalibration 8 wahrscheinlich die bessere.

3.4.4 Weitere Ergebnisse

Auch wenn in den vorherigen Spektren zunächst nur die Linienbreite in Abhängigkeit von Strom (siehe 3.4.1) oder Fallentiefe (3.4.2) gemessen wurde, so lässt sich die Wellenlänge auch aus diesen Spektren bestimmen. Die Ergebnisse der Wellenlängenbestimmungen sollen hier gezeigt werden.

Auch aus den Testmessungen zum Auffinden der optimalen Driftröhrenspannung, welche bei allen Messungen notwendig waren, lassen sich interessante Erkenntnisse zur Raumladung gewinnen.

Wellenlängenbestimmung Zur Wellenlängenbestimmung wurden insgesamt neun Kalibrationsspektren der Eisenhohlkathodenlampe aufgenommen. In jedem Kalibrationsspektrum wurden jeweils 30–36 Spektrallinien gefittet, von denen mindestens 28 einer Eisen- oder Neonlinie zugeordnet werden können. Da die Kalibrationsspektren 3 und 4 relativ kurz hintereinander aufgenommen wurden, ohne

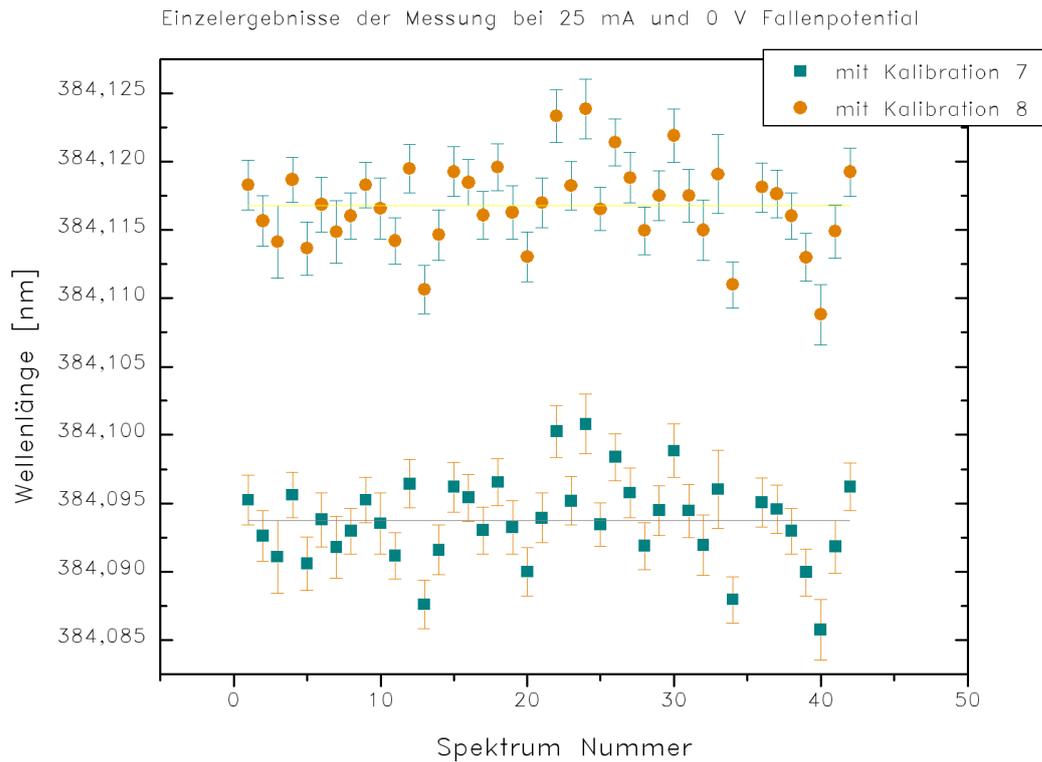


Abbildung 34: Wellenlängen der 41 einzelnen Spektren bei einem Strom von 25 mA und 0 V Fallenpotential. Die mit Kalibration 7 bestimmten Wellenlängen sind etwa um 0,02 nm kleiner als die mit Kalibration 8 bestimmten Werte.

daß dazwischen ein Kryptonspektrum gemessen wurde, wurden für manche Kryptonspektren drei Kalibrationen verwendet. Da Kalibration 9 fehlerhaft ist, wurde sie nicht zur Auswertung herangezogen. Die Ergebnisse der Wellenlängenbestimmung sind —getrennt nach den zur Auswertung verwendeten Kalibrationen— in Tabelle 4 zusammengefaßt.

Wie man in Abbildung 35 sieht, liegen die Werte der Wellenlängenbestimmung relativ weit gestreut, vor allem für Kalibration 7 und 9 liegt der Wert um etwa 0,02 nm tiefer als für alle anderen. Kalibration 7 liegt in größerem zeitlichen Abstand zur Meßreihe über Nacht bei 25 mA Strom und 0 V Falle als Kalibration 8, welche am nächsten Morgen nach der Messung aufgenommen wurde. Darum kann man die durch Kalibration 7 für diese Messungen erhaltenen Werte weglassen. Allerdings liegen die durch Kalibration 7 erhaltenen Werte für andere Messungen unmittelbar oder nur kurze Zeit nach diese Kalibration im selben Wellenlängenbereich um etwa 384,09 nm.

Der Mittelwert über alle 70 Messungen beträgt $\lambda=(384,1210 \pm 0,0008)$ nm. Dabei wurden die mit den Kalibrationen 7 und 9 ermittelten Werte weggelassen.

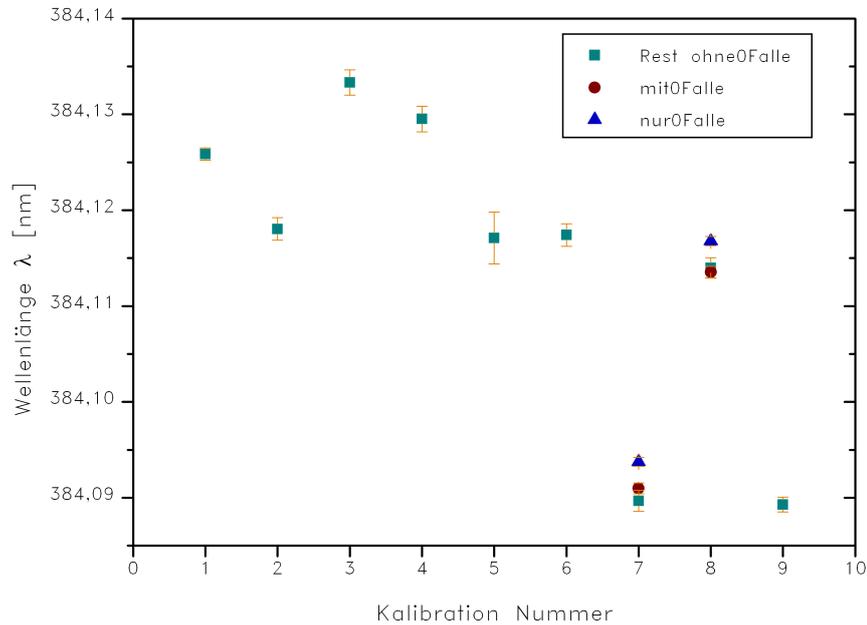


Abbildung 35: Ergebnisse aller Wellenlängenbestimmungen der Kryptonlinie jeweils über eine der neun Kalibrationen gemittelt (2–60 Werte, bei 1 nur ein Wert; siehe auch Tabelle 4). Für Kalibration 7 und 8 wurde auch der Mittelwert ohne die Nachmessung bei 25 mA und 0 V Falle (Abschnitt 3.4.3), bzw. nur für diese Messungen mit angegeben.

Raumladungseffekte Die Ionisationsenergie von Kr^{21+} beträgt 935 eV. Dies ist die Mindestenergie zur Erzeugung von siliziumähnlichem Kr^{22+} . Dessen Ionisationsenergie liegt bei 998 eV. Das ideale Potential liegt nun oberhalb der Mindestenergie von 935 eV, aber unterhalb, bzw. nicht viel oberhalb der Ionisationsenergie von Kr^{22+} . Durch die negative Raumladung der Elektronen wird die Elektronenenergie allerdings verringert, so daß man eine höhere Beschleunigungsspannung anlegen muß. Für die Erzeugung von Kr^{22+} liegt die ideale Energie schätzungsweise um etwa (990 ± 10) eV. Eine Abschätzung der Raumladung erhält man, indem man dieses Potential von der eingestellten Gesamtspannung abzieht.

Trägt man die Beschleunigungsspannung, bei welcher die Linienintensität maximal war, gegen den Strom auf (Bild 36), so ergibt sich eine lineare Abhängigkeit. Da die ideale Spannung in Schritten von 20 oder 25 V variiert wurde, wurde für diese Spannung ein Fehler von 10 V angenommen.

An diese Datenpunkte läßt sich eine Gerade fitten. Aus der Geradengleichung ergibt sich für einen Strom von 0 mA eine Spannung von (986 ± 17) V. Dieser

Anzahl der Spektren	mit Kalibration	Wellenlänge λ [nm]	Fehler $\Delta\lambda$ [nm]
1	1	384,1259	0,0006
6	2	384,1181	0,0012
6	3	384,1333	0,0013
6	4	384,1295	0,0013
2	5	384,1171	0,0027
3	6	384,1174	0,0012
52	7	384,0910	0,0006
11	7 ohne 25 mA 0 V	384,0897	0,0011
41	7 nur 25 mA 0 V	384,0938	0,0005
59	8	384,1136	0,0006
18	8 ohne 25 mA 0 V	384,1140	0,0011
41	8 nur 25 mA 0 V	384,1168	0,0005

Tabelle 4: Mittelwerte der Wellenlänge der Kryptonlinie getrennt nach den einzelnen Kalibrationen. Für die Kalibrationen 7 und 8, welche zur Auswertung der Meßreihe bei niedrigem Strom und flacher Falle (siehe 3.4.3) wurden zusätzlich die erhaltenen Wellenlängen nur dieser Meßreihe und unter Auslassung dieser Meßreihe getrennt aufgeführt. Dabei ist keine zeitliche Abhängigkeit der Wellenlängen erkennbar. Eine graphische Darstellung der Tabelle liefert Bild 35.

Wert liegt nahe bei dem geschätzten idealen Wert von 990 eV. Die Steigung beträgt $(2,66 \pm 0,14)$ V/mA.

Die effektive Raumladung hängt allerdings nicht nur vom Strom, sondern auch von der Fallentiefe ab, weil die positiven Ionen ebenfalls eine Raumladung besitzen, welche der Abstoßung der Elektronen entgegenwirkt, und sich somit die anzulegende Beschleunigungsspannung für den Elektronenstrahl verringert. Wird die Gesamtspannung gegen die Fallentiefe aufgetragen (Bild 37), so ist diese zunächst bei 0 V Fallenpotential sehr hoch, nimmt aber mit tiefer werdender Falle ab, und bleibt bei tiefen Fallen annähernd konstant, was bedeutet, daß die effektive Raumladung nicht mehr von der Fallentiefe abhängt. Dies ist mit einer Sättigung erklärbar: die Ionenwolke und somit auch die positive Raumladung kann nicht größer werden.

Da die ideale Beschleunigungsspannung auch von der Raumladung der Ionenwolke abhängt, gibt es vermutlich auch eine Abhängigkeit vom Injektionsdruck: je höher der Druck, desto mehr Ionen gibt es in der Falle, weil die Verluste schnell kompensiert werden können. Ein sehr hoher Injektionsdruck kann durch Ladungsaustausch bewirken, daß viele Ionen in niedrigeren Ladungszuständen

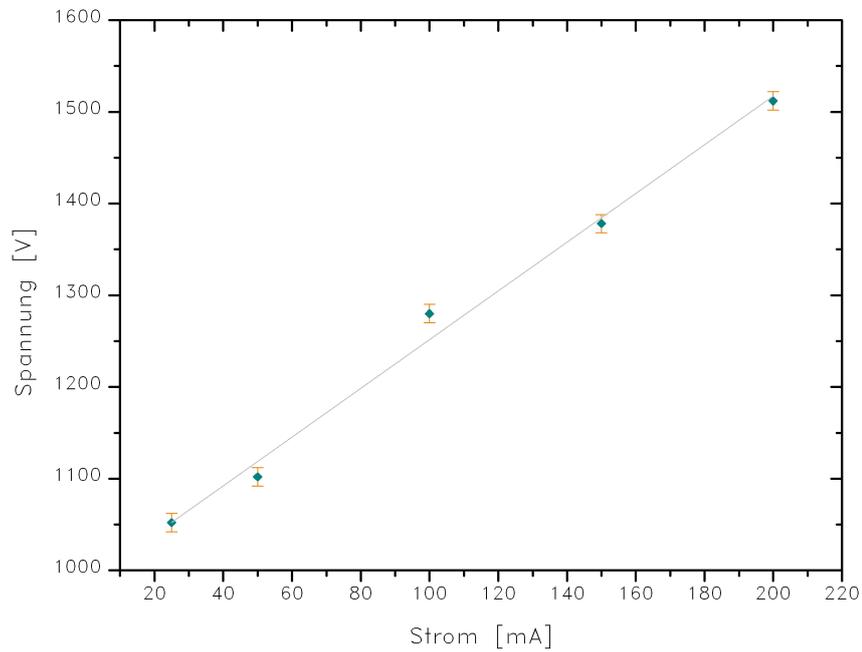


Abbildung 36: Angelegte Beschleunigungsspannung (Kathoden- + Driftröhrenspannung) bei maximaler Intensität der Linie bei 384 nm von Kr^{22+} in Abhängigkeit des Elektronenstromes. Die Fallenpotentiale an Driftröhren 4 und 5 betrug 50 V. Eine lineare Abhängigkeit ist deutlich zu erkennen. Die Extrapolation auf einen Strom von 0 mA liegt nahe am Ionisationspotential von Kr^{22+} (998 eV).

vorkommen.

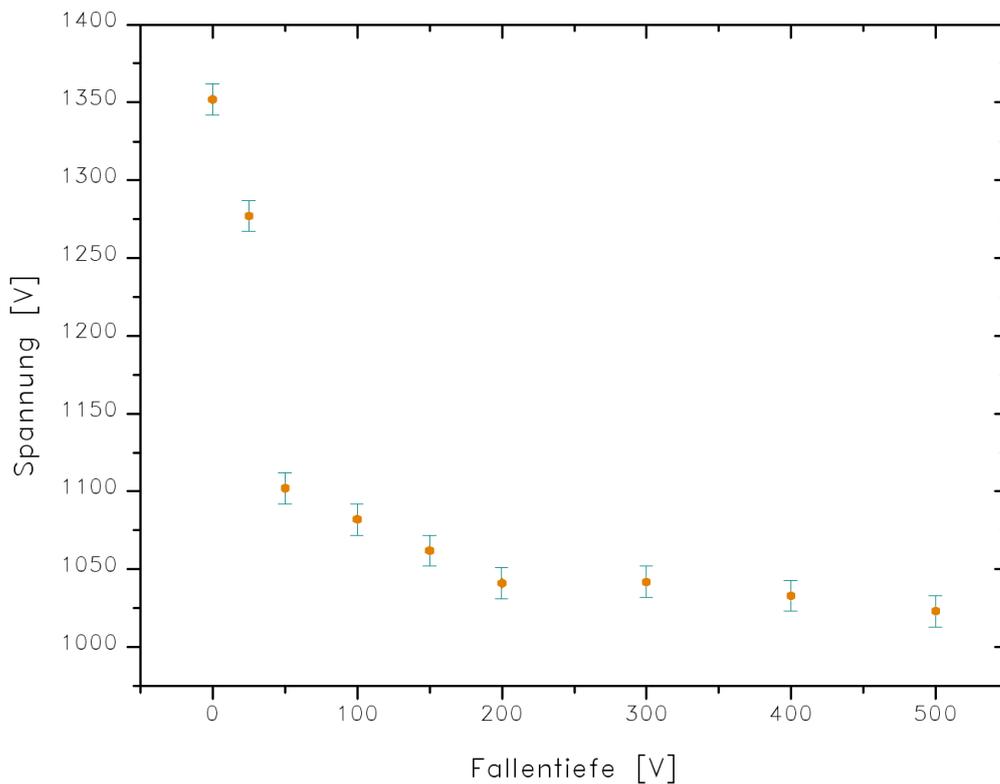


Abbildung 37: Angelegte Beschleunigungsspannung (Kathoden- + Driftröhrenspannung) bei maximaler Intensität der Linie bei 384 nm von Kr^{22+} in Abhängigkeit des Fallenpotentials an Driftröhren 4 und 5. Der Elektronenstrom betrug bei allen hier gezeigten Messungen 50 mA. Für eine flache Falle ist die optimale Spannung am höchsten, um dann mit zunehmender Fallentiefe schnell abzunehmen und für tiefe Fallen annähernd konstant zu werden.

3.5 Messungen der Wellenlänge des ${}^2P_{1/2}-{}^2P_{3/2}$ -Übergangs von B-ähnlichem Argon Ar^{13+}

Nach den Messungen an Xenon und Krypton wurde die verbotene optische Spektrallinie des Übergangs ${}^2P_{1/2}-{}^2P_{3/2}$ in borähnlichem Argon Ar^{13+} bei einer Wellenlänge von etwa 441 nm vermessen. Um die Zeeman-Aufspaltung aufzulösen, wurde die Messung bei niedrigen Strömen von 10 mA bis 60 mA durchgeführt. Längere Meßreihen über Nacht wurden bei Strömen von 20 bzw. 30 mA aufgenommen. Diese Linie wurde bereits in [4] vermessen; dort wurde eine Aufspaltung in sechs Zeeman-Komponenten beobachtet.

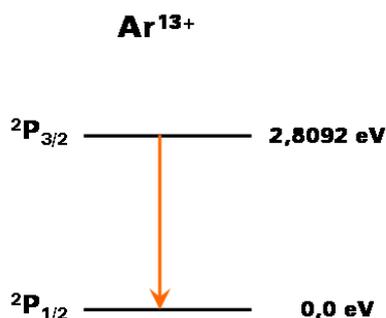


Abbildung 38: Gemessener Übergang ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$ des B-ähnlichen Argons Ar^{13+} . Die Energien der Niveaus sind von [NIST] entnommen.

Bei den Argonmessungen wurde der CCD-Chip in acht horizontale Streifen von je 64 Pixeln Höhe aufgeteilt. Bei idealer Einstellung erwartet man, daß die Linienbreite auf den beiden innersten Streifen 4 und 5 minimal ist.

In der größten Meßreihe über Nacht wurden 42 Spektren von je 20 min aufgenommen (ohne cosmic removal), was einer Meßzeit von insgesamt 14 h entspricht. Aus den Kalibrationsspektren (am Beispiel der intensivsten Linie) war ersichtlich, daß die Linienbreite in Streifen 1 am geringsten war, und bis Streifen 8 hin zunahm. Daher wurden Streifen 1 und Streifen 2 einzeln zur Auswertung verwendet. Außerdem wurden die Streifen 1–5 addiert und ausgewertet.

In dem Spektrum, welches sich durch Aufaddieren von Streifen 1 ergibt, kann man deutlich eine Aufspaltung in drei Zeeman-Komponenten erkennen (Abbildung 39). Beim Fitten mit drei Gaußfunktionen ergab sich aber für die mittlere Linie eine fast doppelt so große Linienbreite wie für die äußeren Beiden. Dies könnte daran liegen, daß die mittlere Linie von zwei Komponenten statt nur verursacht wird. Es wurden auch vier Gaußfunktionen gefittet, wobei der Fehler für die beiden inneren Linien allerdings sehr groß ist. An die Summe über Streifen 2 und über Streifen 1–5 wurden auch je vier Gaußfunktionen gefittet (Ergebnisse siehe Tabelle 5). Um zu einem sinnvollen Fitergebnis zu kommen, wurde teilweise gleiche Breite für alle vier Komponenten und gleiche Fläche der beiden

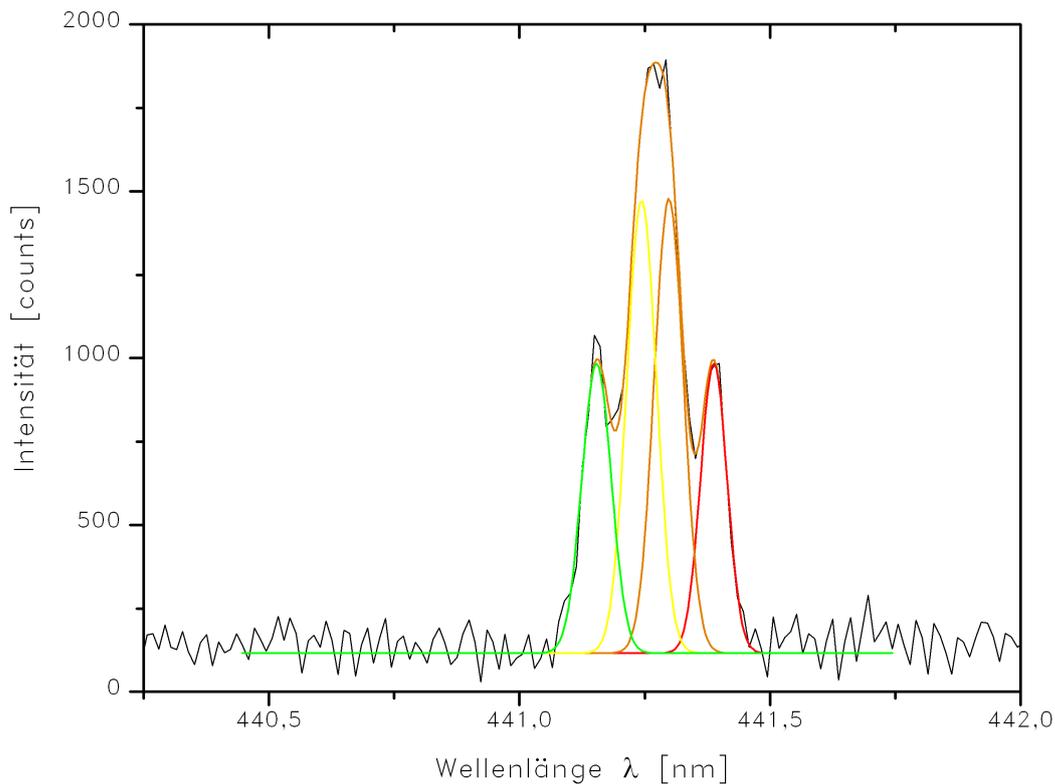


Abbildung 39: Summe der 42 Spektren für CCD-Streifen 1. Die Linie zeigt eine deutliche Zeeman-Aufspaltung in mindestens drei Komponenten. Es wurden vier Gaußfunktionen angefitet.

inneren (äußeren) Linien angenommen. Außerdem wurde jeweils noch —wie für Streifen 1— ein dreifacher Gaußfit durchgeführt, um für die mittlere der drei Komponenten die Wellenlänge zu bestimmen (Tabelle 6). Die Kalibration wurde dabei jeweils mit dem entsprechenden CCD-Streifen oder der Summe aus den Streifen des Kalibrationsspektrums vorgenommen. In [4] wurden insgesamt sechs Zeeman-Komponenten beobachtet.

Eine weitere Meßreihe mit 40 Spektren von je 30 min (ohne cosmic removal; 0,05 mm Spalt) wurde aufgenommen, wobei die Sumpenspektren der zwei Streifen, welche die geringste Linienbreite zeigten —hier 2 und 3— ausgewertet wurden (Ergebnisse diese Meßreihe siehe Tabelle 7 und Tabelle 8).

Als Mittelwert aus den zwei Meßreihen ergibt sich die Wellenlänge zu $(441,265 \pm 0,002)$ nm. Diese Messung erreicht damit nicht die Genauigkeit vorheriger Messungen [4] oder [8].

CCD-Streifen	Wellenlänge 1 λ [nm]	Fehler 1 $\Delta\lambda$ [nm]	Wellenlänge 2 λ [nm]	Fehler 2 $\Delta\lambda$ [nm]
1	441,384	0,007	441,373	0,007
1	441,294	0,050	441,283	0,050
1	441,240	0,051	441,229	0,051
1	441,150	0,009	441,139	0,009
2	441,388	0,007	441,378	0,007
2	441,299	0,037	441,289	0,037
2	441,246	0,037	441,236	0,037
2	441,152	0,006	441,142	0,006

Tabelle 5: Ergebnisse der ersten Messung des vierfachen Gaußfits an die Linie von Ar^{13+} bei 441 nm je mit der ersten und der zweiten Kalibration ausgewertet.

CCD-Streifen	Wellenlänge 1 λ [nm]	Fehler 1 $\Delta\lambda$ [nm]	Wellenlänge 2 λ [nm]	Fehler 2 $\Delta\lambda$ [nm]
1	441,2667	0,0030	441,2560	0,0030
2	441,2702	0,0018	441,2596	0,0018
1-5	441,2702	0,0010	441,2591	0,0010

Tabelle 6: Ergebnisse der ersten Messung der Bestimmung der zentralen Wellenlänge der Linie von Ar^{13+} bei 441 nm.

CCD-Streifen	Wellenlänge 1 λ [nm]	Fehler 1 $\Delta\lambda$ [nm]	Wellenlänge 2 λ [nm]	Fehler 2 $\Delta\lambda$ [nm]
2	441,373	0,005	441,390	0,005
2	441,285	0,019	441,302	0,019
2	441,230	0,020	441,248	0,020
2	441,140	0,004	441,157	0,004
3	441,374	0,007	441,391	0,007
3	441,278	0,239	441,295	0,239
3	441,231	0,226	441,247	0,226
3	441,136	0,008	441,153	0,008

Tabelle 7: Ergebnisse der ersten Messung des vierfachen Gaußfits an die Linie von Ar^{13+} bei 441 nm.

CCD-Streifen	Wellenlänge 1 λ [nm]	Fehler 1 $\Delta\lambda$ [nm]	Wellenlänge 2 λ [nm]	Fehler 2 $\Delta\lambda$ [nm]
2	441,2572	0,0020	441,2762	0,0020
3	441,2548	0,0018	441,2736	0,0018

Tabelle 8: Ergebnisse der zweiten Messung der Bestimmung der zentralen Wellenlänge der Linie von Ar^{13+} bei 441 nm.

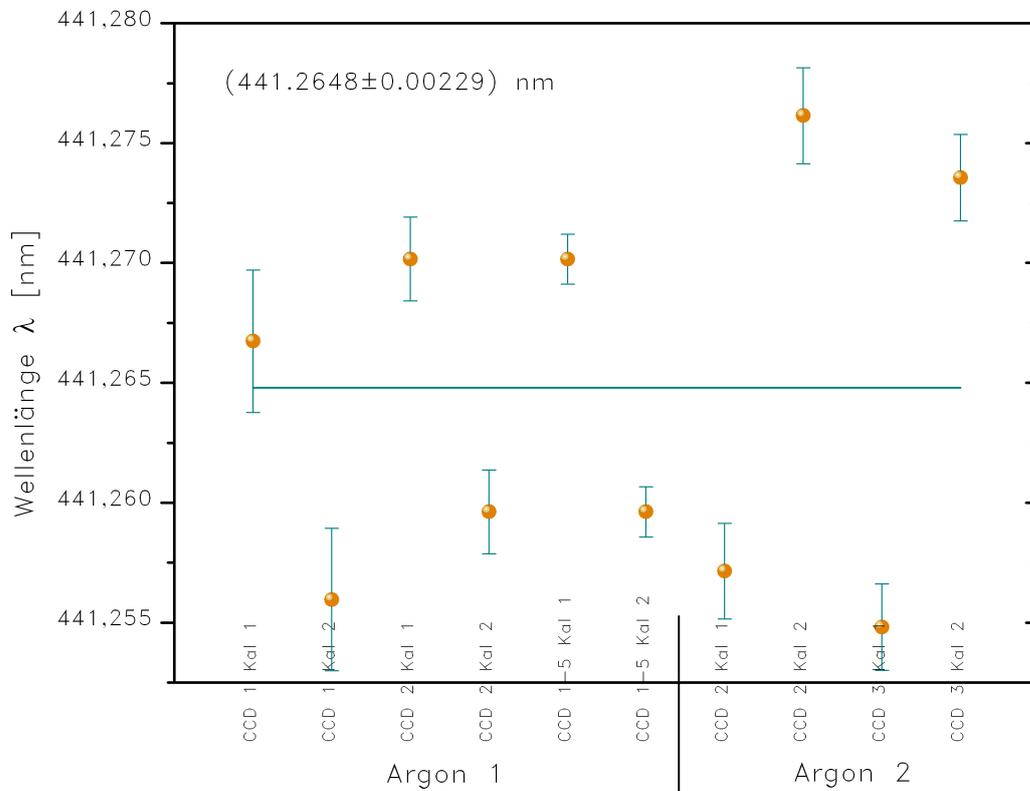


Abbildung 40: Ergebnisse der Wellenlängenbestimmung für beide Messreihen (jeweils die zwei Streifen mit der geringsten Linienbreite (1 und 2 für Messung 1, für Messung 2 die Streifen 2 und 3) und eine Summe über mehrere Streifen (1–5 für Messung 1)) jeweils für die beiden Kalibrationen vorher (1) und nachher (2).

3.6 Messungen der Wellenlänge des Übergang ${}^5D_3 - {}^5D_2$ des Ti-ähnlichen Bariums Ba^{34+}

Das Erdalkalimetall Ba hat die Ordnungszahl 56. Zusammen mit Wolfram stellt das Kathodenmaterial dar. Es ist daher keine Injektion von Barium nötig, da stets eine kleine Menge Ba von der Kathode abdampft. Um das Abdampfen von Barium zu begünstigen, wird die Heizspannung der Kathode etwas höher gewählt (6 V statt 5–5,5 V). Gemessen wurde die Wellenlänge die Linie des Übergangs ${}^5D_3 - {}^5D_2$ von titanähnlichem Barium Ba^{34+} bei 393 nm. Sie ist die intensivste Linie eines hochgeladenen Bariumions in diesem Spektralbereich [5]. Ein Termschema des 5D Multipletts ist auf Abbildung 41 zu sehen. Aufgrund ihrer hohen Intensität bei Strömen von 100–200 mA läßt sie sich gut zum Scharfstellen der Optik (siehe 3.2) verwenden. Die Messungen wurden bei Strömen von 30 bis 200 mA bei einer Spannung von 50 V an den Driftröhren 4 und 5 durchgeführt.

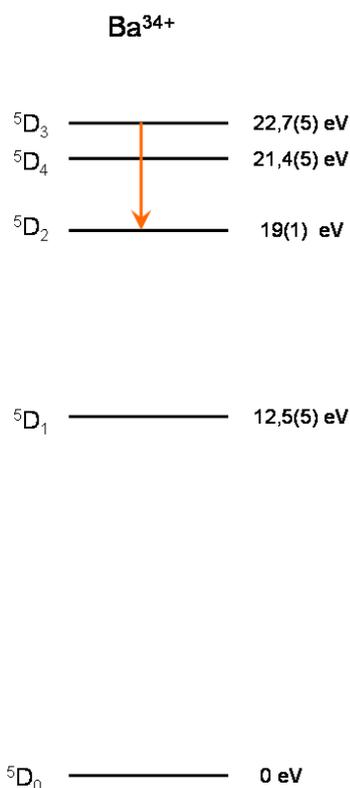


Abbildung 41: Termschema des gemessenen Übergangs ${}^5D_3 - {}^5D_2$ des Ti-ähnlichen Bariums Ba^{34+} . Die Energien der Niveaus wurden aus dem Diagramm **Fig. 1** in [2] abgelesen und sind fehlerbehaftet. Der Fehler wurde zu 0,5 eV abgeschätzt.

Die Messung besteht aus acht Einzelmessungen von je 60 min Dauer bei einem

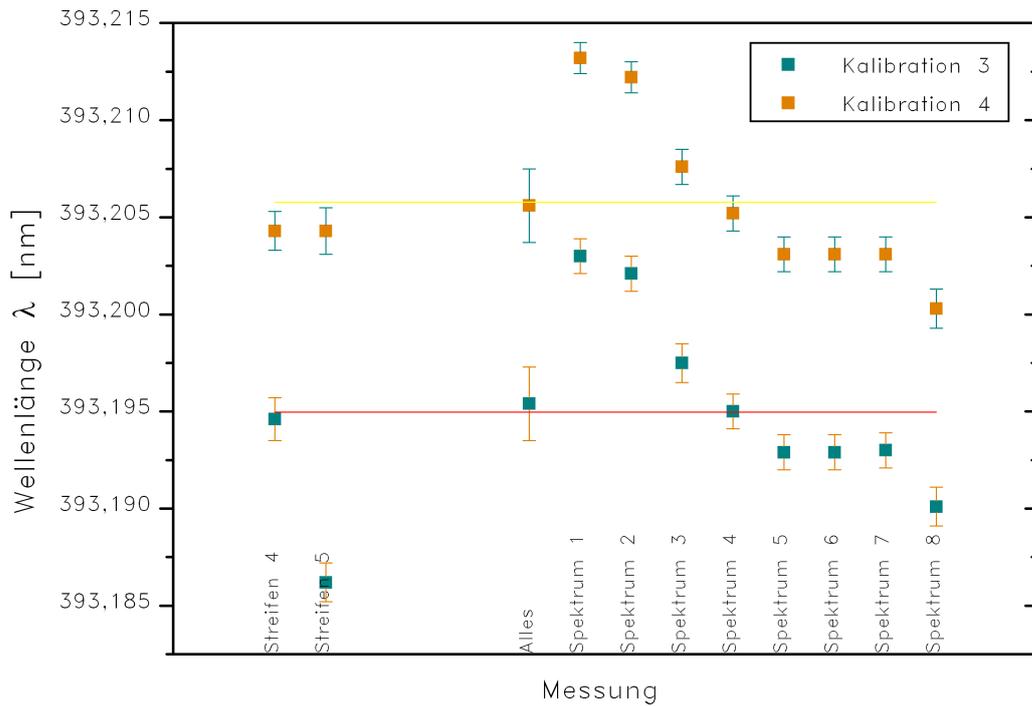


Abbildung 42: Ergebnisse der Wellenlängenbestimmung (jeweils die zwei Streifen mit der geringsten Linienbreite und eine Summe über alle Streifen) für beide Kalibrationen getrennt. Die Ergebnisse der beiden Kalibrationen unterscheiden sich um $0,011 \text{ nm}$.

Strom von 100 mA . Zunächst wurde jedes der acht Spektren —jedes in jeweils acht Streifen zerteilt— einzeln ausgewertet. Außerdem wurden die Summenspektren über alle acht Streifen und jeweils über die mittleren Streifen 4 bzw. 5, in welchen die Linie am schmälisten ist, ausgewertet.

Der Mittelwert der acht einzelnen Spektren, der Summe aller Spektren und der Summen jeweils über Streifen 4 und 5, mit der Kalibration vorher und nachher ausgewertet, liefert eine Wellenlänge von $(393,2008 \pm 0,0016) \text{ nm}$.

Vergleicht man die erhaltenen Wellenlängen für die beiden Kalibration vor und nach der Messung (Bild 42), so unterscheiden sich diese um etwa $0,01 \text{ nm}$. Der Mittelwert für die mit der Kalibration 1 (vorher) bestimmten Wellenlängen ist $393,1950(15) \text{ nm}$, mit der Kalibration 2 (danach) $393,2058(13) \text{ nm}$. Betrachtet man die Werte der acht einzelnen Messungen (alle acht CCD-Streifen wurden addiert), so ist eine Zeitabhängigkeit zu erkennen. Daher ist es sinnvoll, für die ersten drei Messungen nur die Kalibration vorher, und für die letzten fünf Messungen nur die Kalibration nachher zu verwenden. Für die Wellenlängen, welche aus Spektren der Summe über alle acht Spektren gewonnen wurden (je Streifen 4 und

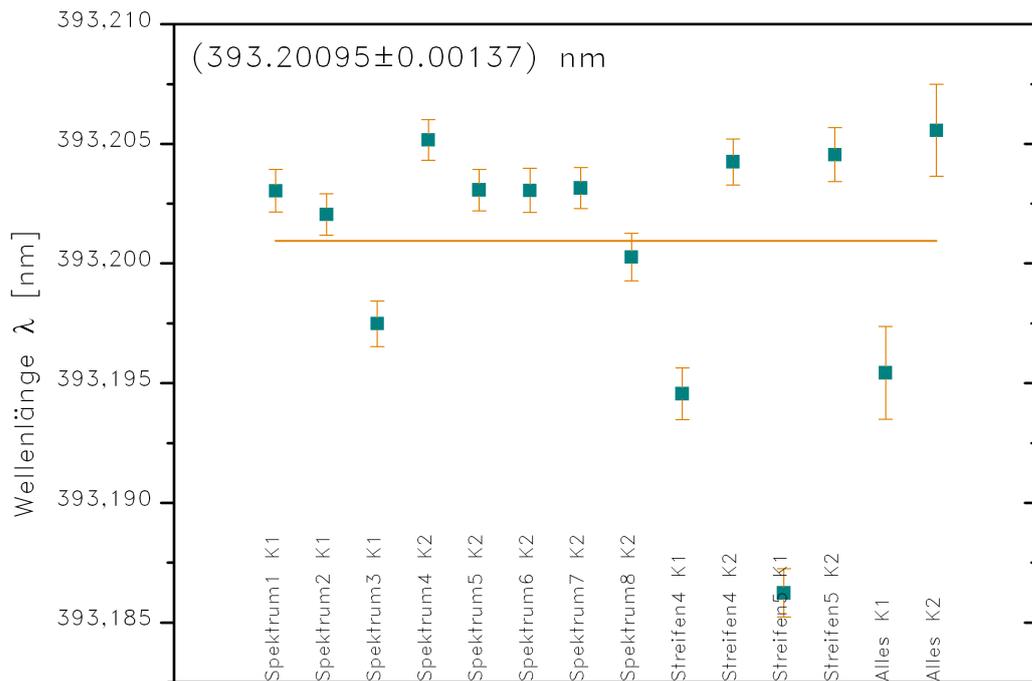


Abbildung 43: Ergebnisse der Wellenlängenbestimmung, wobei für die ersten drei Spektren die erste, und für die letzten fünf Spektren die zweite Kalibration, verwendet wurden. Die Summen über Streifen 4, Streifen 5 und über alle Streifen wurden mit beiden Kalibrationen ausgewertet.

5, sowie die Summe über alle acht Streifen), werden beide Kalibrationen verwendet. Der so bestimmte Mittelwert (Abbildung 43) beträgt $(393,2010 \pm 0,0014)$ nm.

3.7 Übersicht aller gemessenen Linien

Ion	$I_p^{(q-1)+}$ [eV]	e^- - Konfig.	Übergang	$\lambda_{gem.}$ [nm]	λ_{vor} [nm]	Ref.
Xe ³¹⁺	1833,7	[Ar] 3d ⁵	⁴ G _{9/2} – ⁴ G _{7/2}	396,212(1)	396,2(2)	[5]
Xe ³²⁺	1920,7	[Ar] 3d ⁴	⁵ D ₃ – ⁵ D ₂	413,9003(8)	413,9(2)	[5]
					413,88(7)	[7]
Kr ²²⁺	935,4	[Ne] 3p ²	³ P ₂ – ³ P ₁	384,1210(8)	384,3(2)	[5]
Ar ¹³⁺	675,2	[He] 2s ² 2p	² P _{1/2} – ² P _{3/2}	441,262(3)	441,250(3)	[12]
					441,2559(1)	[8]
Ba ³⁴⁺	2145,8	[Ar] 3d ⁴	⁵ D ₃ – ⁵ D ₂	393,201(1)	393,2(2)	[5]
					393,08(12)	[7]
					393,239(8)	[12]

Tabelle 9: Übersicht aller gemessenen Wellenlängen. $I_p^{(q-1)+}$ ist das Ionisationspotential des jeweils nächstniedrigeren Ladungszustandes, also die zur Erzeugung des gewünschten Ions mindestens erforderliche Energie. λ_{vor} gibt Ergebnisse früherer Wellenlängenbestimmungen an.

In Tabelle 9 sind nochmals alle Wellenlängen und Übergänge der Linien hochgeladener Ionen aus der EBIT, welche hier vermessen worden sind, aufgelistet. Neben dem Ion ist dessen Elektronenkonfiguration angegeben, sowie die Energie, welche mindestens notwendig ist, um Ionen im gewünschten Ladungszustand zu erzeugen. Zum Vergleich ist neben der hier gemessenen Wellenlänge ($\lambda_{gem.}$) jeweils das Ergebnis einer früheren Messung (λ_{vor}) mit Referenz (Ref.) angegeben.

Die Wellenlängen der gemessenen Xenonübergänge und des Kryptonübergangs stimmen mit vorherigen Messungen ([5], bei dem Übergang in Xe³²⁺ zusätzlich [7]) innerhalb des Fehlers überein. Der Fehler konnte gegenüber den früheren Messungen etwa um zwei Größenordnungen reduziert werden.

Vergleicht man die hier bestimmte Wellenlänge des ²P_{1/2}–²P_{3/2}-Übergangs in Ar¹³⁺ mit früheren Messungen, so gibt es auch innerhalb der Fehlerbalken keine Übereinstimmung. Die Wellenlänge weicht gegenüber den Werten aus [12] und [8] nach oben ab. Diese Abweichung könnte ein Hinweis auf systematische Fehler sein, wie beispielsweise eine fehlerhafte Kalibration durch falsche Zuordnung von Wellenlängen im Kalibrationsspektrum.

Der hier bestimmte Wert der Wellenlänge des ⁵D₃ – ⁵D₂-Übergangs in Ti-ähnlichem Barium Ba³⁴⁺ stimmt mit dem Wert aus [5] überein, wobei der Fehler um etwa zwei Größenordnungen reduziert werden konnte. Mit der Messung aus

[7], welche etwas nach unten abweicht, stimmt der Wert dieser Arbeit innerhalb der Fehlerbalken überein. Mit dem Wert von Bieber [12], welcher etwas höher liegt, und welcher den kleinsten Fehlerbalken der hier aufgeführten Vergleichswerte besitzt, stimmte der hier bestimmte Wert nicht überein.

4 Aufbau eines Ofens für Wismut

4.1 Aufbau und Funktionsweise des Ofens

Während sich Gase oder gasförmige Verbindungen des gewünschten Elements über den Gasinjektor in die EBIT einbringen lassen, besteht für viele feste, vor allem metallische, Elemente diese Möglichkeit nicht. Man benötigt aber zur Injektion des Elementes in die Falle einen Atomstrahl. Eine Möglichkeit einen solchen zu erzeugen ist ein Ofen. Da ein entsprechender Ofen für Wismut und andere Stoffe nicht vorhanden war, mußte dieser erst gebaut werden. Dazu wurde zunächst eine vorhandene Kammer abgeändert und daraus später ein Entwurf für eine neue Kammer abgeleitet.

4.1.1 Funktionsprinzip

Das Prinzip des Ofens ist das einer Knudsen-Zelle. Eine solche besteht aus einem geheizten Tiegel, in welchem das Metall im Vakuum erhitzt wird, bis der Dampfdruck ausreichend groß ist, um einen geeigneten Fluß an Atomen zu gewährleisten. Das Metall kann dabei geschmolzen vorliegen, wie Wismut, welches einen niedrigen Schmelzpunkt besitzt, oder bei Metallen mit höheren Schmelzpunkten wie Erbium, Eisen oder Holmium, in der festen Phase, wenn die Sublimationsrate ausreichend hoch ist. Der Tiegel besitzt eine kleine Öffnung, durch welche das verdampfte Material austreten kann. Um den Tiegel herum sind oft noch Wärmeschilde oder Kühlmäntel angebracht. Weitere Blenden formen aus den sich ballistisch ausbreitenden Atomen einen Strahl [13]. Um eine ungestörte Ausbreitung des Atomstrahls zu gewährleisten, muß der Druck entsprechend niedrig sein, damit die mittlere freie Weglänge groß wird. Daher sind Vakuumpumpen (Turbopumpen) in mehreren differentiellen Pumpstufen erforderlich.

4.1.2 Aufbau des Ofens

In diesem Ofen ist der Tiegel aus Metall und wird direkt durch einen Strom geheizt. Durch den Widerstand des Metalls wird elektrische Energie in Wärme umgewandelt. Ein Schema des Tiegels ist auf Abbildung 44 zu sehen. Eine schematische Darstellung des gesamten Aufbaus zeigt Abbildung 45. Eine detailliertere Skizze des eigentlichen Ofens findet sich in 46. Die meisten Teile des Ofens, so wie die Kammer selbst sowie alle Kreuzstücke, Rohre u.s.w. bestehen aus Edelstahl. Alle Vakuumverbindungen —mit Ausnahme des Deckels der Ofenkammer— sind mit Kupferringen gedichtete CF Verbindungen. Alle Teile wurden vor dem Zusammenbau im Ultraschallbad in einer speziellen basischen Reinigungslösung gereinigt. Saubere Teile sind notwendig, um ein ausreichendes Vakuum zu erzeu-

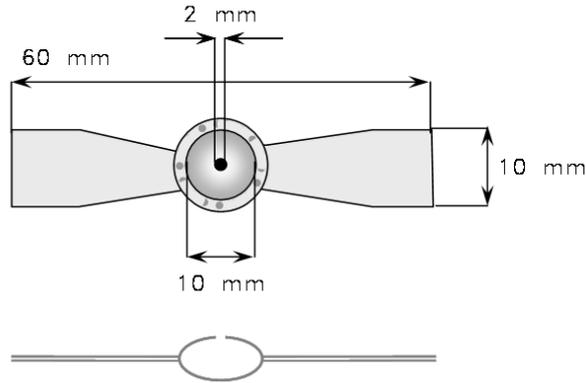


Abbildung 44: Aufsicht und Querschnitt des Tiegels. Er ist aus 0,08 mm dünnem Tantalblech gefertigt.

gen, da Verunreinigungen langsam abdampfen können und somit das Vakuum verschlechtern.

Das zu verdampfende Metall kommt in den Tiegel (Abbildung 44). Der ursprünglich geplante Tiegel —ein länglicher Behälter von $(10 \times 10 \times 36 \text{ mm}^3)$ aus Metall mit einem Deckel mit Löchern— hatte einen zu geringen Widerstand und konnte in einem Versuch auch mit einem Strom von 100 A nicht zum Glühen gebracht werden. Darum wurde als Tiegel nun ein Streifen Tantalblech der Dicke 0,08 mm verwendet, in welches mit einer Stahlkugel eine runde Vertiefung gepreßt wurde. Ein solches Blech begann ab etwa 40–45 A zu glühen. Tests in der Ofenkammer mit Blei ergaben jedoch, daß das Metall in alle Richtungen —auch nach unten— verdampft. Um dies zu vermeiden, wurde ein Abschirmblech getestet, welches aber nicht den gewünschten Erfolg brachte. Daher wurden neue Tiegel erprobt, welche aus zwei ausgebeulten Ta-Blechen bestehen, wobei das obere Blech eine Öffnung von 2 mm Durchmesser besitzt, und welche an einigen Punkten miteinander verschweißt sind (Abbildung 44), und das Abschirmblech wurde weggelassen. Um den notwendigen Strom zu verringern wurden die Tiegelbleche so zurechtgeschnitten, daß sie an beiden Seiten der Ausbeulung eine Einschnürung besitzen, welche aufgrund des kleineren Querschnittes nun einen geringeren elektrischen Widerstand besitzt und sich somit stärker aufheizt als der Rest. Zunächst wurden schmalere Tiegel (Breite etwa 1 cm, Durchmesser der der Vertiefung etwa 8 mm) erprobt, später wurden jedoch breitere Tiegel getestet (Durchmesser der der Vertiefung etwa 10 mm), da diese über ein größeres Volumen verfügen, und somit mit einer größeren Menge an Material befüllt werden können.

Das Herzstück dieses Ofens ist die Vakuumkammer. Diese ist zylindrisch und aus Edelstahl gefertigt. Sie hat einen Innendurchmesser von 12,4 cm und ist 10 cm

tief (siehe Abbildung 46 oder 47). An einer Zylinderfläche ist außen eine ringförmige Wasserkühlung aufgesetzt. In der Mitte der Fläche ist ein Rohr angesetzt, über welches an eine CF 40 Verbindung andere Teile angeschraubt werden können. An der Unterseite der Kammer (auf der Mantelfläche des Zylinders) ist ein Rohr mit 7 cm Außendurchmesser angeschweißt, an welches über eine CF 63 Verbindung eine Turbopumpe zur Erzeugung des Vakuums angeschlossen ist. Oben an der Kammer ist ein Rohr mit einer CF 40 Verbindung angeschweißt, in welches eine kegelförmige Blende gesteckt und mittels einer Schraube fixiert wird. Die Blende läßt sich etwas nach oben und unten verstellen. Sie besitzt eine Öffnung mit einem Durchmesser von 1,5 mm (Bild 46). Seitlich an der Kammer ist eine Swagelok Schraubverbindung, durch welche sich eine Edelstahlkapillare mit 2 mm Durchmesser zur Einleitung eines Kühlgases einführen läßt (siehe Bild 45 oder 46). Weil zunächst der Betrieb des Ofens ohne Kühlgaseinleitung geplant ist, wurde diese Öffnung verschlossen gehalten.

Die zweite Zylinderfläche der Kammer ist offen. Dort wird der Deckel aufgesetzt. Der Deckel wurde von der alten Kammer übernommen. Er besitzt im Inneren einen gekühlten Ring. Die Durchführungen für Strom und Kühlwasser mußten zusammen mit den Kühlblöcken aus Kupfer erneuert werden. Der Deckel ist durch einen dünnen O-Ring aus Gummi abgedichtet und wird von fünf Klemmen gehalten. Es besteht die Möglichkeit, diesen Deckel durch einen neuen mit CF Anschluß zu ersetzen.

Der Tiegel wird oben auf den aus Kupfer gefertigten Kühlblöcken mit Klemmen fixiert. Damit eine ausreichende Menge an Metaldampf durch die Blende gelangen kann, müssen die Öffnungen des Tiegels und der Blende genau gegenüber liegen.

An die CF 40 Verbindung an der Seite der Kammer ist ein Kreuzstück (alle Anschlüsse CF 40) befestigt (Bild 47). Dort ist gegenüber der Kammer ein Fenster angebracht, durch welches beispielsweise Licht eingestrahlt wurde, um die Position des Tiegels überprüfen zu können. In einem weiteren Kreuzschenkel ist eine Druckmeßsonde untergebracht, welche den Druck in der Kammer mißt. Auf dem verbleibenden Schenkel sitzt ein Deckel mit elektrischen Durchführungen, welche eine Temperaturmessung mit einem Pt10Rh – Pt Thermoelement ermöglicht.

Am oberen Ausgang der Kammer ist ebenfalls ein Kreuzstück (CF 40) angeschraubt mit einer weiteren Druckmeßsonde und einer zweiten Turbopumpe an den Seiten. Diese Pumpe ist ebenso wie die an der Unterseite der Kammer an eine Vorpumpe angeschlossen. Oben sitzt eine Lochblende, welche auswechselbar ist.

Um nicht immer den Ofen komplett gegen das Gaseinlaßsystem auszutauschen, wenn man statt Wismut (oder einem anderen Metall) ein Gas messen möchte —und vielleicht auch zur Kühlgaseinleitung— wird oben an den Ofen ein T-Stück angesetzt, an dessen seitlichen Abzweig das Gaseinlaßsystem ange-

schraubt wird. Ein von Hand zu bedienendes Ventil mit drehbarer Klappe dichtet den Gaseinlaß gegen das T-Stück ab. Ein Schieber —ebenfalls ein Handventil— trennt den Ofen vom T-Stück ab. Bevor es über weitere differentielle Pumpstufen in die Fallenregion der EBIT geht, ist zunächst ein weiteres Ventil, welches pneumatisch funktioniert, und direkt vor den Pumpstufen noch ein Rohr als Abstandhalter. Ein Balg zwischen dem T-Stück und dem pneumatischen Ventil erlaubt es, den Ofen exakt senkrecht unter der EBIT auszurichten (Abbildung 45). Weil der Ofen insgesamt sehr schwer ist, wird er durch ein Gestell abgestützt, welches durch Schrauben an den Beinen in der Höhe justierbar ist. Ein Bild des an der EBIT angebrachten Aufbaus ist auf Abbildung 48 zu sehen. Der Testaufbau ist in Abbildung 49 gezeigt.

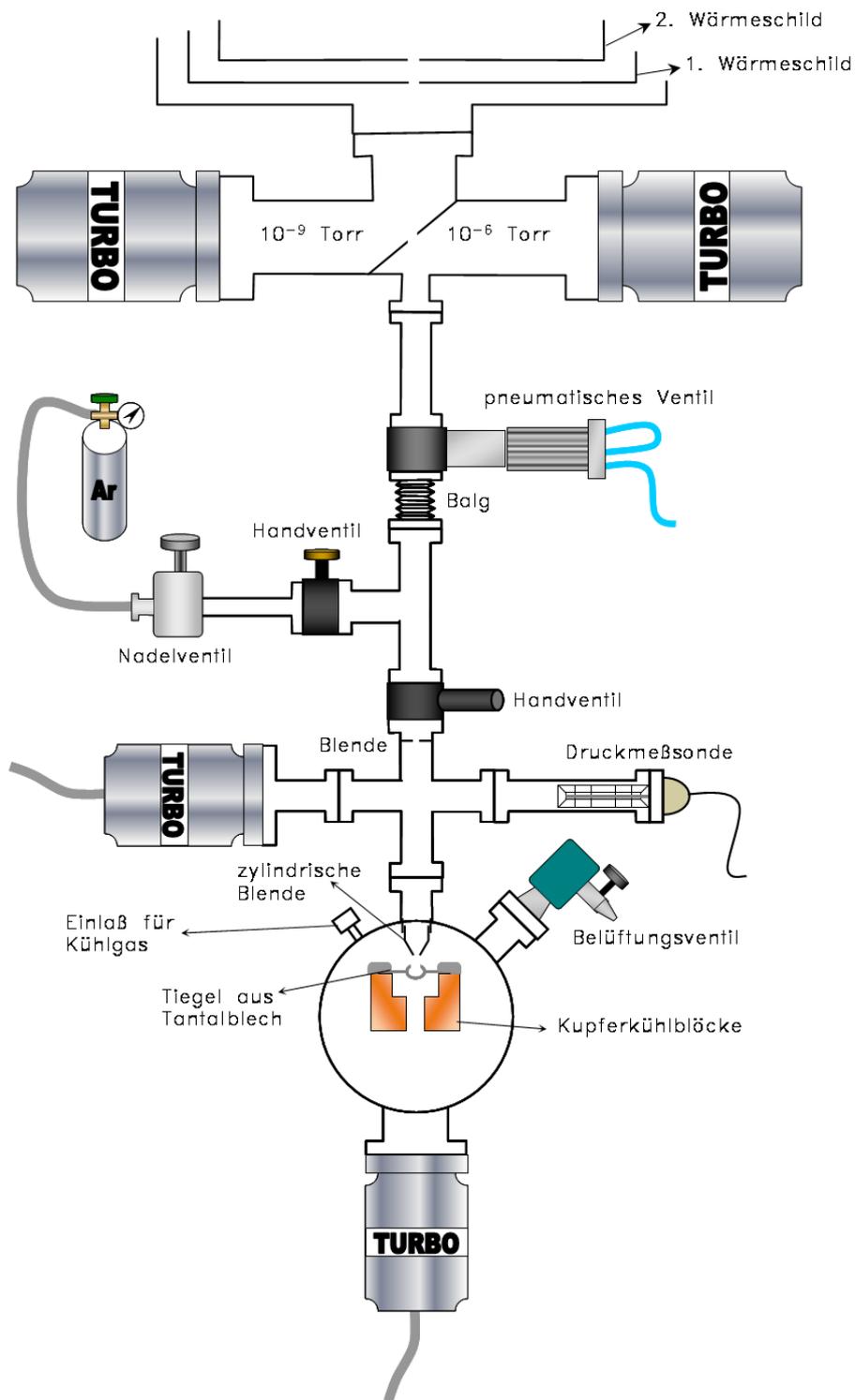


Abbildung 45: Skizze des Ofens.

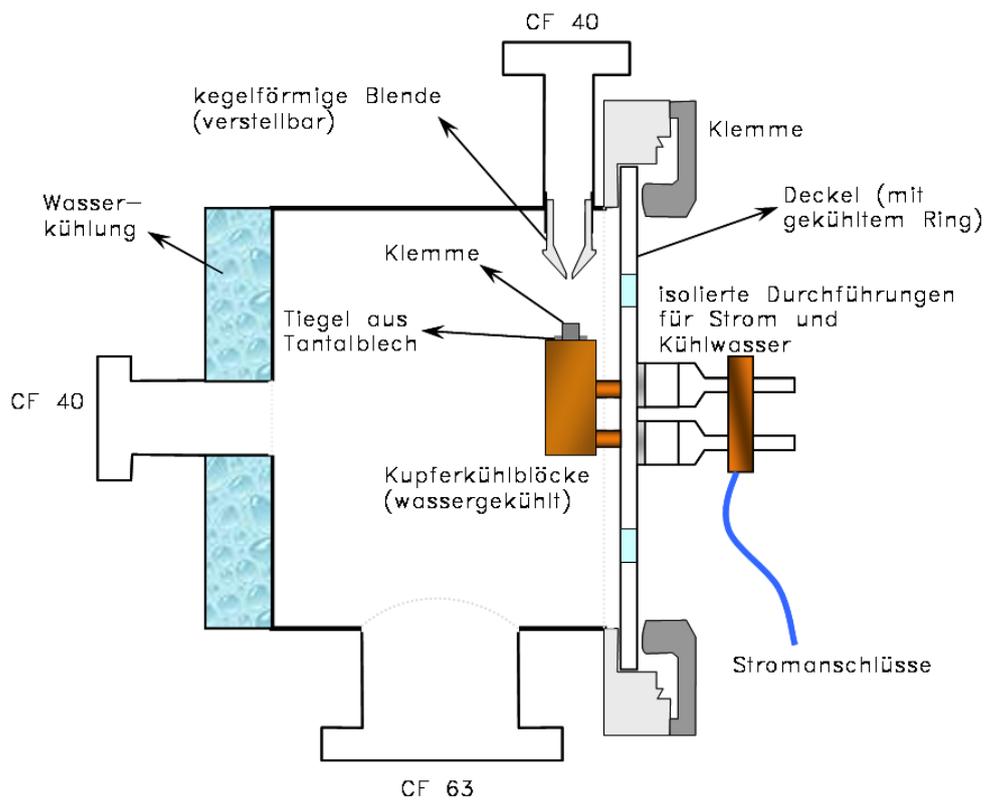


Abbildung 46: *Seitenansicht der Ofenkammer.*

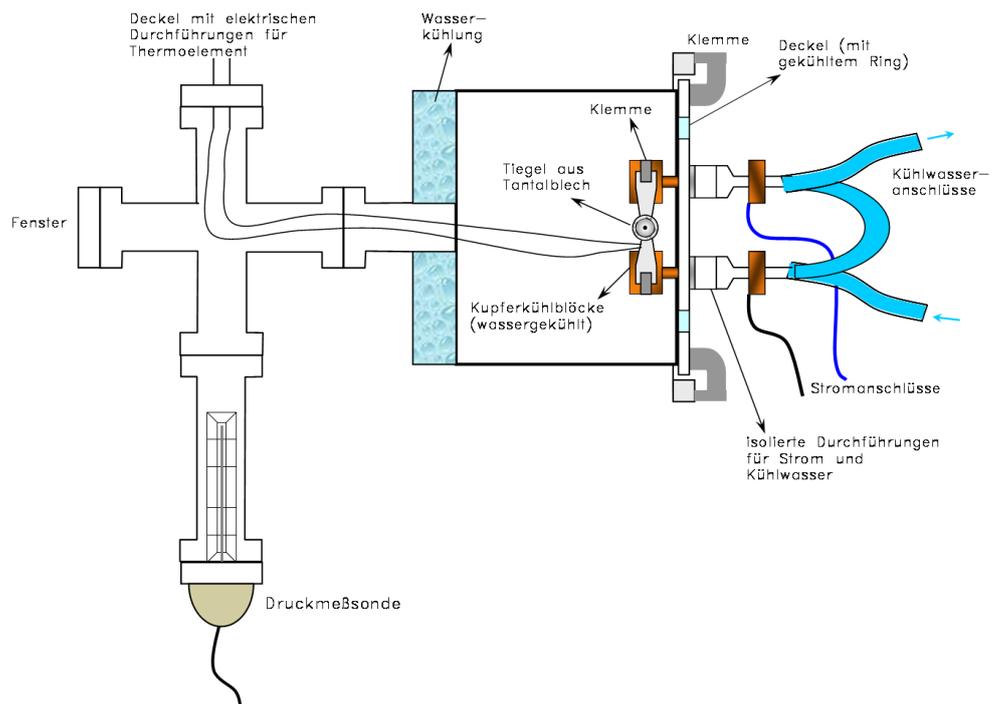


Abbildung 47: Draufsicht der Ofenkammer und aller direkt daran angebrachten Komponenten. Der Tiegel sowie die wassergekühlten Elemente sind dargestellt. Die elektrischen Durchführungen erlauben eine Temperaturmessung am Tiegel mittels eines Platin-Rhodium Thermoelementes.

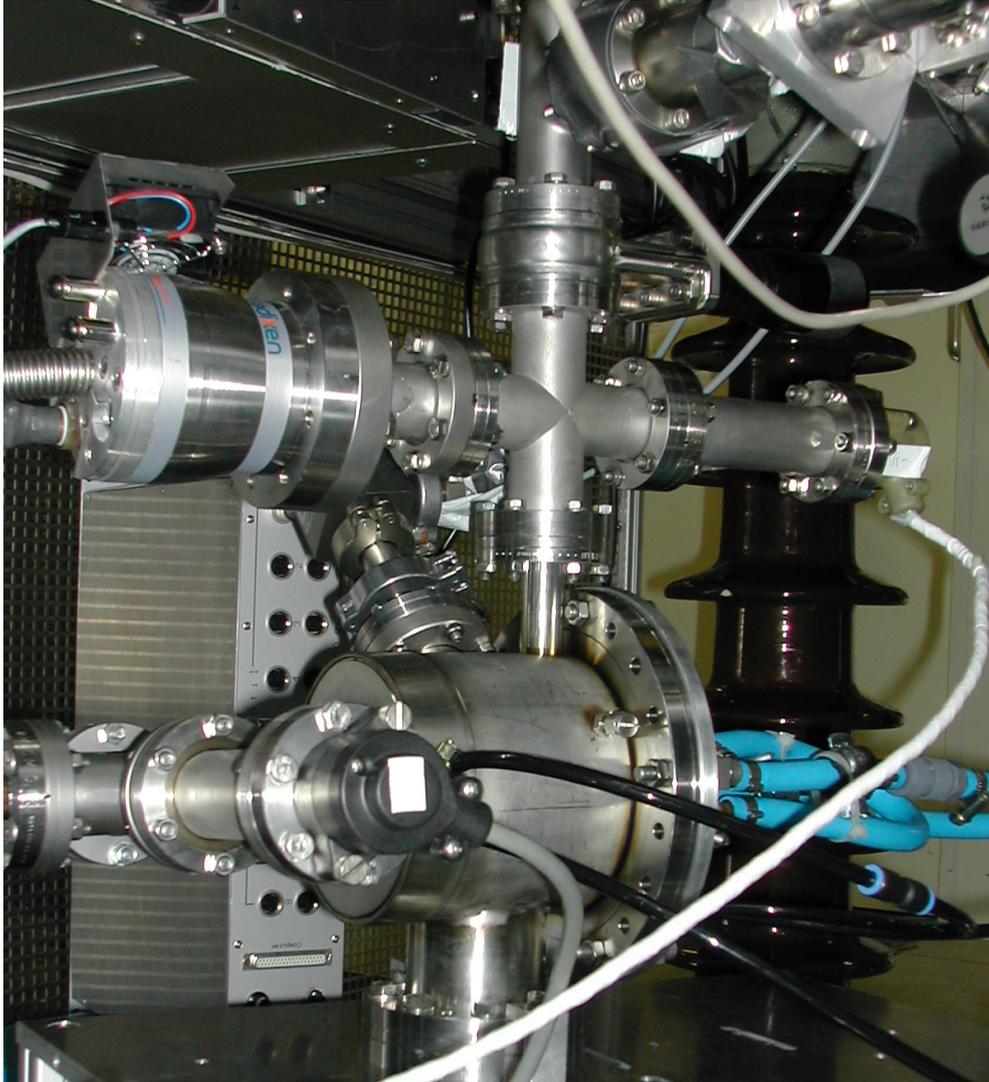


Abbildung 48: Fertiger Aufbau des Ofens an der EBIT mit allen Ventilen. Bei dem schwarzen Element mit dem grauen Kabel im vordergrund, und dem beigeen Element mit weißem Kabel handelt es sich um Druckmeßsonden. Die blauen und schwarzen Schläuche rechts im Bild sind die Zu- und Rückleitungen der Wasserkühlung der Edelstahlkammer.

4.2 Versuche zur Verdampfung von Metallen

Erste Tests an dem Ofen zur Bestimmung der zur Verdampfung erforderlichen Heizspannung wurden mit Blei durchgeführt, welches wie Wismut einen niedrigen Schmelzpunkt besitzt. In diesen Tests wurde geprüft, welche Ströme notwendig sind, um das Blei zu verdampfen, und auch, ob überhaupt Metall durch die obere Blende im Kreuzstück (siehe Bild 45) gelangt. Dazu wurde an der CF 40-Verbindung oben am Kreuzstück ein Fenster angebracht, unter welches mittels einer Drahtspirale ein Mikroskopdeckgläschen geklemmt wurde. An Hand des sich an diesem Gläschen bildenden Metallfilms ließ sich beobachten, daß Metall verdampft und durch die Blendenöffnungen in den oberen Teil der Anordnung gelangt. Um auch eine quantitative Aussage machen zu können, wurden einige Deckgläschen vor und nach der Bedampfung auf einer Analysenwaage mit einer Auflösung von 0,01 mg gewogen. Die Masse des aufgedampften Metalls war so allerdings nicht zu bestimmen, da sie kleiner als der Wägefehler war.

Die Stromdurchführung für ein Thermoelement in einem Schenkel des Kreuzstückes ermöglichte Temperaturmessungen bei den Tests mit Blei. Ein Beispiel

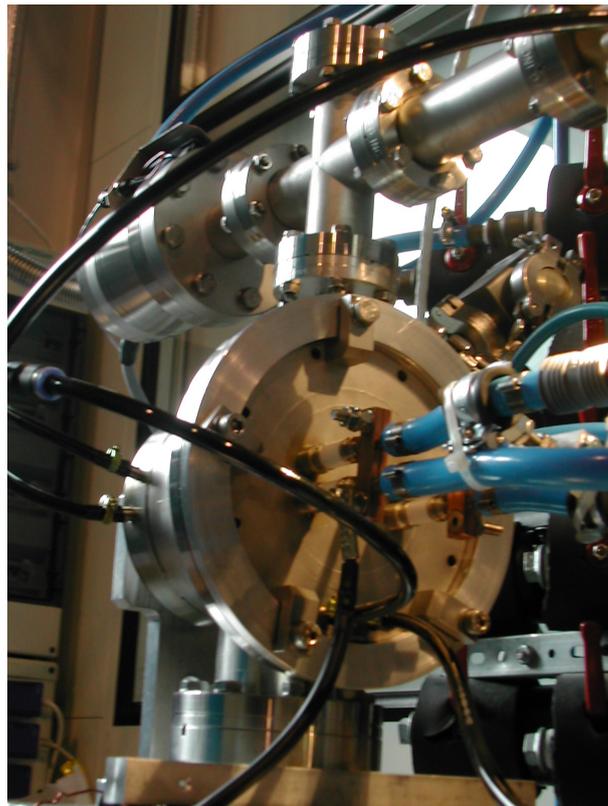


Abbildung 49: Testaufbau des Ofens. Die Zu- und Ableitungen für das Kühlwasser (blau und schwarz in der Mitte des Bildes) sowie die Stromanschlüsse (Kupferblöcke, schwarzes Kabel unten) sind gut zu erkennen.

Metall	Strom [A]	Zeit [min]	Erfolg
Blei	25	9	keine Schichtbildung sichtbar
	26	12	keine Schichtbildung
	27	6	keine Schichtbildung
	28	5	keine Schichtbildung
	30		Metall dampft auf das Fenster auf
Blei	27	325	bereits nach 25 min ist aufgedampftes Blei zu sehen
Blei	30	20	keine Schichtbildung sichtbar
	31	30	keine Schichtbildung sichtbar
	32	56	keine Schichtbildung
	33	20	keine Schichtbildung
	34	20	keine Schichtbildung
	35	9	kein Erfolg
Blei	25	20	keine Schichtbildung sichtbar
	26	20	keine Schichtbildung sichtbar
	27	155	nach 7 min wird das erste Blei sichtbar, Fleck wird mit der Zeit dunkler
Blei	26	180	kein Blei sichtbar, auch Erhöhen auf 27–32 A ohne Erfolg
Blei	40	180	Bleifleck wird stündlich dunkler
Blei	39	107	keine Schichtbildung sichtbar
	40	173	kein Erfolg, Tiegel war wohl leer
Blei	39	579	erst nach etwa 3 h ist ein Bleifleck zu erahnen, trotz stundenlangen Betriebes nur schwacher Bleifleck
Blei	37	195	Bleifleck ist sichtbar, welcher immer dunkler wird
Wismut	35	30	Metallfleck schon nach 15 min sichtbar, wird noch dunkler
Wismut	30	11	keine Schichtbildung sichtbar
	31	10	keine Schichtbildung sichtbar
	32	11	nach 6 min schwacher Wismutfleck
	33	10	
	34	10	
	35	10	Wismutfleck wird immer dunkler

Tabelle 10: Tabellarische Übersicht über sämtliche Versuche mit dem Ofen zur Verdampfung von Metall. Für die meisten Tests wurde Blei verwendet, welches wie Wismut einen niedrigen Schmelzpunkt besitzt ($T_{\text{Schmelz Bi}}=271^\circ\text{C}$, $T_{\text{Schmelz Pb}}=327^\circ\text{C}$).

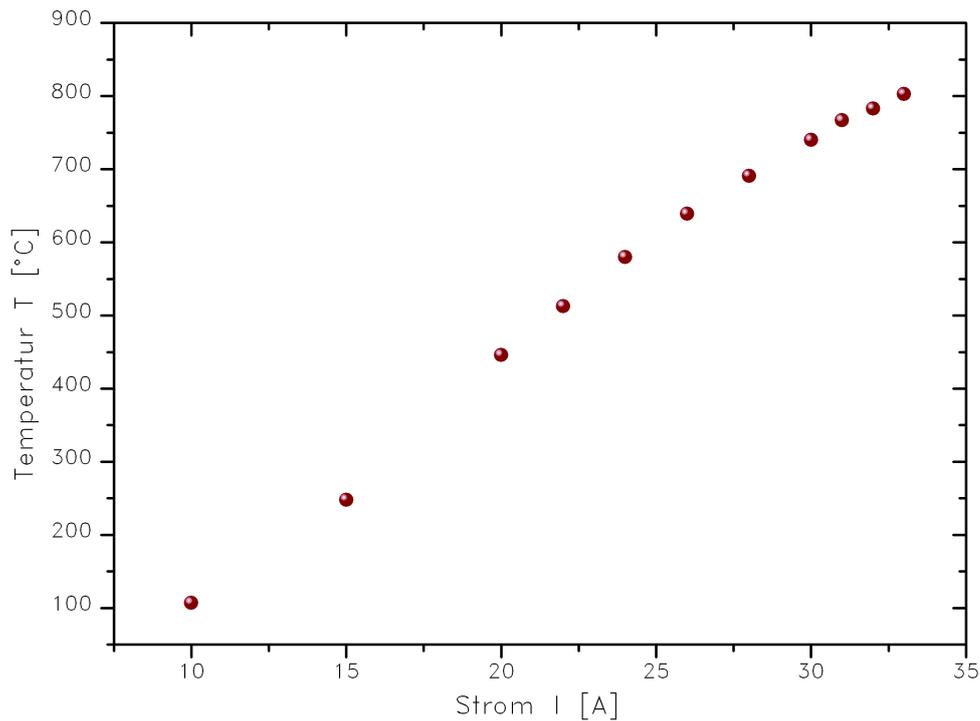


Abbildung 50: Temperatur des Tiegels in Abhängigkeit des Stromes. Die Temperatur steigt fast linear mit dem Strom an. Die Werte finden sich zusammen mit den gemessenen Drücken in Tabelle 11. Die Temperaturmessungen waren nicht immer gut reproduzierbar.

findet sich in Tabelle 11 und in Abbildung 50. Die Temperaturmessung lieferte aufgrund schlechter thermischer Kontaktierung nicht reproduzierbare und manchmal unrealistische Werte. Dies liegt zum einen daran, daß das Thermoelement nicht mittels geeigneter Ausgleichsleitungen kontaktiert wurde, was die gemessene Thermospannung verfälschen kann.

Es wurden mehrere Tests des Ofens zunächst mit Blei, Später wurden auch Testmessungen mit Wismut durchgeführt. Die Wasserkühlung war bei allen Tests eingeschaltet, wobei der Wasserdruck 1–2 bar betrug. Eine Auflistung der Testreihen und deren Erfolg sind in Tabelle 10 aufgeführt. Bei allen Versuchsreihen wurde auch der Druck unten in der Kammer und im Kreuzstück oberhalb der Kammer gemessen. Bei manchen Meßreihen war das Vakuum eher schlecht, weil nur für kurze Zeit gepumpt wurde (1–3 Stunden). Die niedrigsten Drücke von $1,7 \cdot 10^{-7}$ mbar in der Kammer und von $1,2 \cdot 10^{-8}$ mbar oberhalb der Kammer wurden gemessen, nachdem mindestens über Nacht, oder sogar über mehrere Tage gepumpt worden ist.

Strom I [A]	Temperatur T [°C]	Druck Kammer p_1 [10^{-6} mbar]	Druck oben p_2 [10^{-8} mbar]	Spannung U [V]
10	107	1,0	4,1	0,23
15	248	6,5	12	0,39
20	446	6,0	18	
22	513	2,1	6,5	0,69
24	580	2,2	9,2	0,79
26	639	2,8	12	0,88
28	691	3,6	14	0,97
30	740	4,2	15	1,07
31	767	5,2	14	1,12
32	783	6,2	12	1,18
33	803	7,8	13	1,23

Tabelle 11: Gemessene Temperatur des Tiegels in Abhängigkeit des Stromes. Die zugehörige Spannung, sowie die Werte der beiden Druckmeßsonden sind angegeben. Ein zwischenzeitlicher Druckanstieg wird durch das Abdampfen von Verunreinigungen hervorgerufen.

4.3 Betrieb des Ofens an der EBIT

Die Testreihen zeigten, daß es mit dem hier vorgestellten Aufbau möglich ist, Metalle zu verdampfen, und auch, welche Ströme dazu erforderlich sind. Die Druckmessungen ergaben, daß in der Kammer ein Druck von $1,7 \cdot 10^{-7}$ mbar und im oberen Kreuzstück ein Druck von $1,2 \cdot 10^{-8}$ mbar erreicht werden kann. Die zur Verdampfung von Metallen erforderlichen Ströme liegen bei 30-35 A.

Vor dem Betrieb an der EBIT wurde der Ofen mehrere Tage lang ausgepumpt. Zum Betrieb des Ofens wurden das Handventil und das pneumatische Ventil geöffnet, während die Klappe zum Gaseinlaß geschlossen blieb. Die Wasserkühlung wurde eingeschaltet. Zunächst wurde der Ofen bei einem Heizstrom von 32 A betrieben. Als nach Öffnen des Injektionsventils sofort Wismut nachzuweisen war (siehe nächster Abschnitt), wurde der Strom schrittweise auf 16 A reduziert. Auch bei diesem Strom, welcher deutlich niedriger liegt als in den Testreihen, gelangte noch Wismut in die Falle. Dies wurde mittels eines Germanium-Detektors nachgewiesen. Daß die zuvor ermittelten erforderlichen Ströme soviel höher lagen, liegt daran, daß der Nachweis über einen sichtbaren Fleck aus aufgedampftem Metall erfolgte, was eine höhere Verdampfungsrate des Metalls notwendig macht. Der Nachweis mittels Röntgenstrahlung der hochgeladenen Wismutionen ist hingegen sehr viel empfindlicher. Der Ofen wurde fortan bei einem Heizstrom von 15–16 A

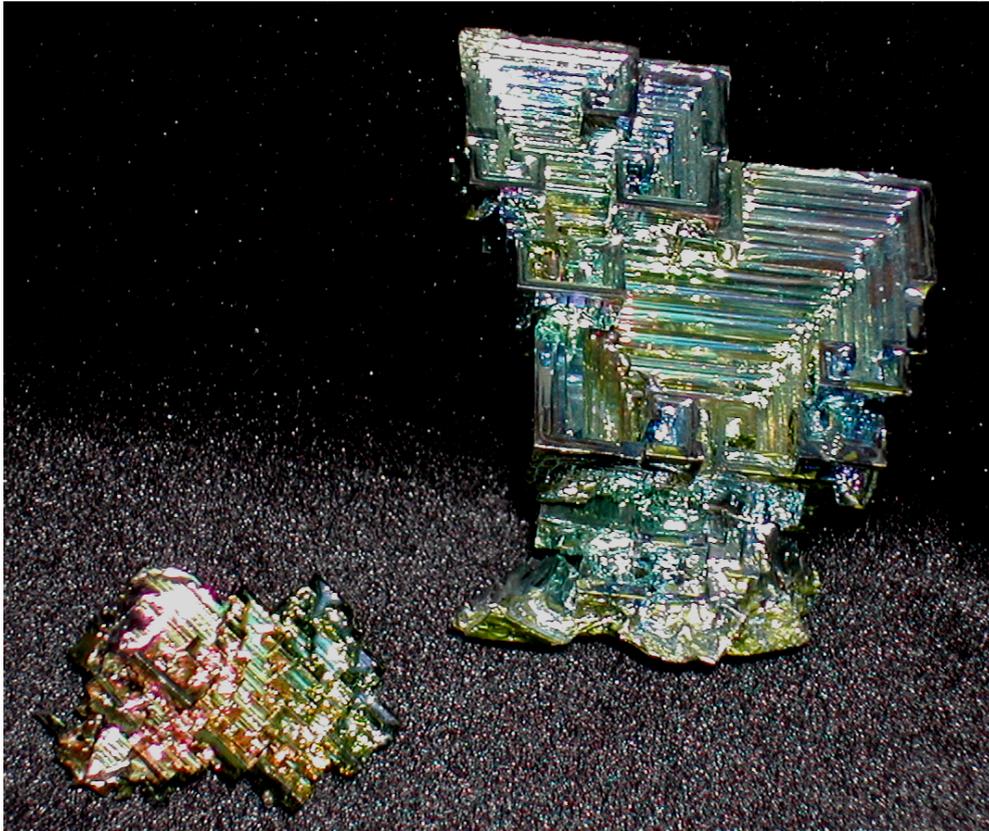


Abbildung 51: Aus der Schmelze gezüchtete Wismutkristalle. Die Regenbogenfarben kommen durch eine dünne Oxidschicht auf der Metalloberfläche zustande.

betrieben. Bei diesem Stromwert wird die Schmelztemperatur von Wismut von 271°C gerade erreicht (vergleiche Abbildung 50). Der Druck in der Kammer lag um die 10^{-8} mbar, der Druck an der oberen Meßsonde lag zwischen 10^{-8} und 10^{-9} mbar.

4.4 Nachweis von Wismut in der EBIT und erste Messungen

4.4.1 Wismut

Wismut ist ein metallisches Element der 5. Hauptgruppe und hat die Ordnungszahl 83. Man nahm lange an, daß Wismut der schwerste stabile Kern ist. Heute weiß man jedoch, daß ^{209}Bi —das einzige natürlich vorkommende Isotop— mit einer Halbwertszeit von etwa $1,9 \cdot 10^{19}$ Jahren unter Aussendung von α -Strahlung zerfällt. Da dies eine sehr lange Zeit ist, kann man Wismut auch als stabil be-

zeichnen. Wismut ist ein ungiftiges Schwermetall, welches eine rhomboedrische Kristallstruktur besitzt, und schon durch geringe Verunreinigungen spröde wird. Gezüchtete Wismutkristalle sind in Abbildung 51 gezeigt. Mit Ausnahme von supraleitenden Materialien zeigt Wismut den größten Diamagnetismus. Außerdem besitzt Wismut —ähnlich wie Wasser— eine Dichteanomalie: es dehnt sich beim Erstarren aus. Wismut hat einen niedrigen Schmelzpunkt von $271,2^{\circ}\text{C}$ ($544,4\text{ K}$). Darum wird es für niedrigschmelzende Legierungen genutzt.

Es gibt einige Verbindungen von Wismut, allerdings sind diese zumeist Festkörper. Die Verbindung Wismutwasserstoff (auch Bismutwasserstoff oder Bismutan) BiH_3 ist ein instabiles Gas, welches schon bei Temperaturen von über -45°C in die Elemente zerfällt.

4.4.2 Nachweis von Wismut in der EBIT mittels Röntgenstrahlung

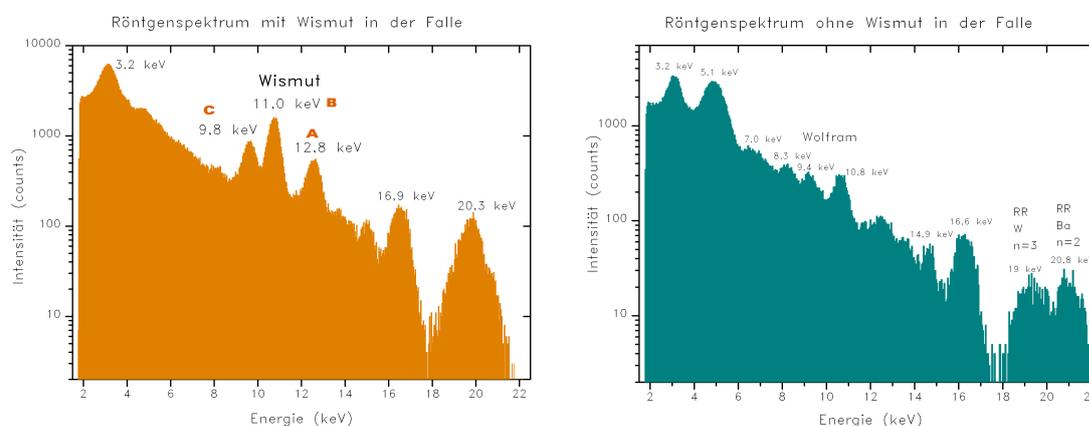


Abbildung 52: Röntgenspektrum des Germaniumdetektors mit (links) und ohne (rechts) Injektion von Wismut. Ohne Injektion ist Rekombinationsstrahlung von Barium und Wolfram aus der Kathode zu erkennen. Bei Wismutinjektion können sowohl $n=3 \rightarrow n=2$ Übergänge (A, B, C) als auch RR in $n=3$ beobachtet werden. Die Elektronenstrahlenergie beträgt hier etwa 12500 eV .

Anhand eines Röntgenspektrums des Germaniumdetektors konnte nachgewiesen werden, daß sich Wismut in der Falle befand. Die Röntgenlinien ohne Injektion gehören zu Wolfram (aus der Kathode) oder Barium. Im direkten Vergleich der Spektren mit und ohne Wismutinjektion waren Linien von Wismut bei leicht höheren Energien beobachtbar. Daß es sich um Wismutlinien handelt, läßt sich feststellen, indem man das Injektionsventil schließt und die Falle durch Anlegen einer hohen Spannung (einige 100 V) an die mittlere Driftröhre DT9 leert. Die Linie bei etwa 11 keV baut sich nur sehr langsam auf, weil das Wolfram einige Zeit benötigt, um sich in der Falle anzureichern. Die Wismutlinien —vor allem bei 11 keV (B in Abbildung 52)— bauen sich sehr schnell auf, wenn man das Injektionsventil wieder öffnet. Bei einer Kathodenspannung von -1500 V und einem

Elektronenstrahlstrom von 392 mA wurde eine Gesamtbeschleunigungsspannung von etwa 12500 V angelegt.

Bei den Linien C, B und A auf Abbildung 52 handelt es sich um die $n=3$ zu $n=2$ Übergänge in Wismut. Diese drei Strukturen stammen von den verschiedenen Feinstrukturniveaus von den hochgeladenen Wismut-Ionen, die in der Falle erzeugt werden. Bei 20,3 keV zeigt sich in Abbildung 52 eine Struktur, welche auf Rekombination (RR) in die dritte Schale von Wismut-Ionen zurückzuführen ist. Bei einer Strahlenergie von etwa 12,5 keV (vergleiche mit RR von Barium in $n=2$ auf der rechten Seite) entspricht dies einer Bindungsenergie von etwa 7,8 keV. Daraus läßt sich ableiten, daß Ionen wie Bi^{66+} erzeugt wurden.

Mit einer mehrstündigen Messung der Rekombinationsstrahlung (Spektrum siehe Abbildung 53) konnte eindeutig gezeigt werden, daß Wismut in der Falle gespeichert wird. Dazu wurde die Energie des Elektronenstrahls zwischen 6000 und 8000 V variiert, und das Röntgenspektrum in Abhängigkeit der Strahlenergie aufgenommen. Im Spektrum tauchten Resonanzen der dielektronischen Rekombination von Wismut auf (A, B und C in Abbildung 53). Bei den Signalen in A handelt es sich um die LMM-Resonanzen, wobei ein Elektron eines hochgeladenen Wismutions ($\text{Bi}^{48+\dots 55+}$) aus der L- in die M-Schale angeregt wird. Gleichzeitig wird resonant ein Elektron aus dem Strahl in die M-Schale eingefangen. Die Energiedifferenz zwischen den Bindungsenergien der L- und M-Schale muß dabei der Summe aus Strahlenergie und Bindungsenergie der M-Schale entsprechen.

Auf Abbildung 52 wurden die Linien A, B und C direkt vom Grundzustand aus angeregt, da die Elektronenstrahlenergie mit etwa 12,5 keV hoch genug dafür war. Die Resonanzen auf Abbildung 53 regen ähnliche Übergänge indirekt an, nämlich über den DR-Prozeß. Daher ist es nicht notwendig, daß die Energie des Elektronenstrahls die Anregungsschwelle für den direkten Prozeß erreicht.

4.4.3 Suche nach der Wismutlinie im nahen UV

Bei der Suche nach der Wismutlinie im nahen Ultraviolett bei 344 nm wurde, um die extrem schwache Linie zu finden, der Spalt auf 1 oder 2 mm Breite eingestellt. Dazu wurden auch —zumindest für die Testreihen über Nacht— Kalibrationsspektren aufgenommen, allerdings mit einem Spalt von 0,1 mm. Dies kann zu großen Fehlern führen, da sich eine zuvor scharfgestellte Optik mit der Zeit verstellen kann, und somit der Mittelpunkt der Kalibrationslinie nicht mehr in der Mitte des Abbildes der Ionenwolke liegen muß. Da das erste Ziel jedoch das Auffinden der Linie war, wurde dies in Kauf genommen.

Bei einer ersten Messung von 60 min bei 6000 V Driftröhrenspannung und 2 mm Spalt zeigte sich eine schwache Linie (Abbildung 54). Eine danach aufgenommene Kalibration von 10 min (mit cosmic removal, Spaltbreite 0,05 mm) ergab aber, daß die Wellenlänge der gemessenen Linie bei etwa 347,8 nm liegt,

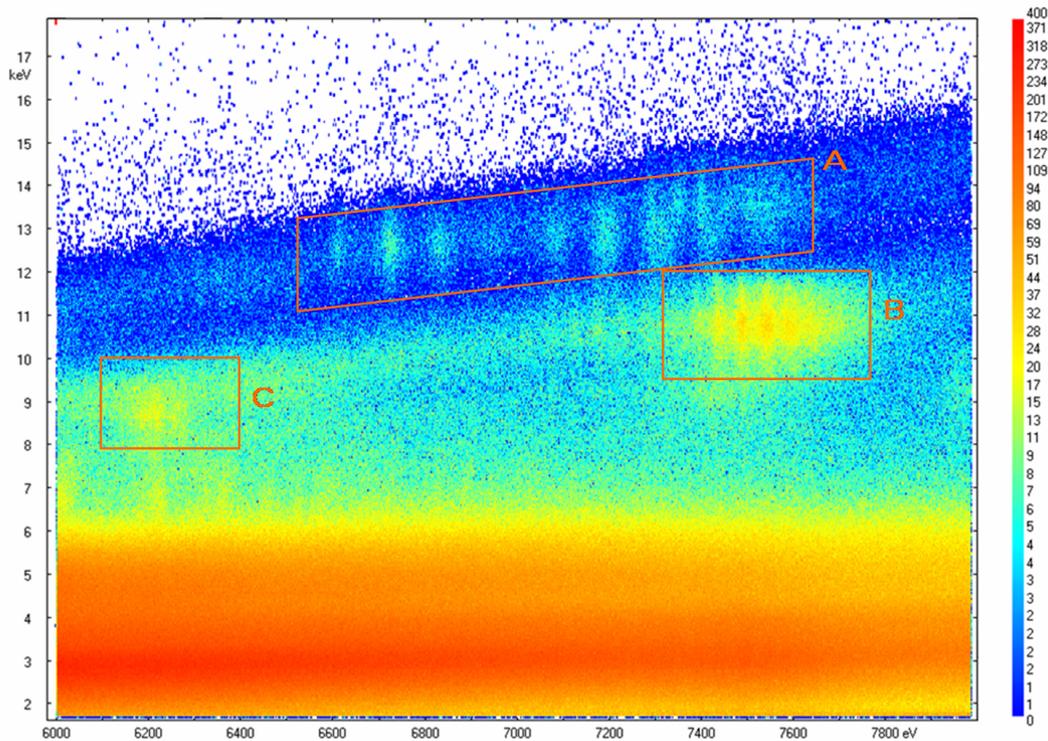


Abbildung 53: Energie der von Bi-Ionen emittierten Röntgenphotonen in Abhängigkeit der Elektronenstrahlenergie. Bei den Resonanzen, die in den markierten Bereichen A, B und C sichtbar sind, handelt es sich um LMM-Resonanzen (schematische Darstellung des Prozesses siehe Abbildung 2) von hochgeladenen Wismutionen $\text{Bi}^{48+\dots 55+}$.

also um 3,5 nm von der der gesuchten Linie abweicht. Eine zweite sichtbare Linie taucht bei einer Wellenlänge von 343,2 nm auf, was etwa 1 nm neben dem erwarteten Wert liegt.

Es wurden auch Testmessungen bei anderen Driftröhrenspannungen (5500, 5600, 5700, 5900 und 6020 V) durchgeführt, bei denen aber keine oder nur schwache Linien sichtbar waren, welche zudem eine falsche Wellenlänge besaßen. Um in früheren Messungen aufgetretene Probleme mit Streulicht in der mitte des CCD-Chips zu vermeiden, wurde das Gitter auf andere Werte, welche um bis zu 5 nm von 344 nm abweichen, verstellt.

Eine längere Meßreihe über Nacht bei 5800 V Driftröhrenspannung (Abbildung 55) mit 16 Messungen von je 60 min (2,0 mm Spaltbreite) und zwei Kalibrationen von je 40 min (mit cosmic removal) bei 0,1 mm Spalt lieferte drei Linien, von denen nur eine stark war. Die Auswertung mit den Kalibrationsspektren ergab für die Wellenlängen 357,58 nm für die schwache Linie, 350,89 nm

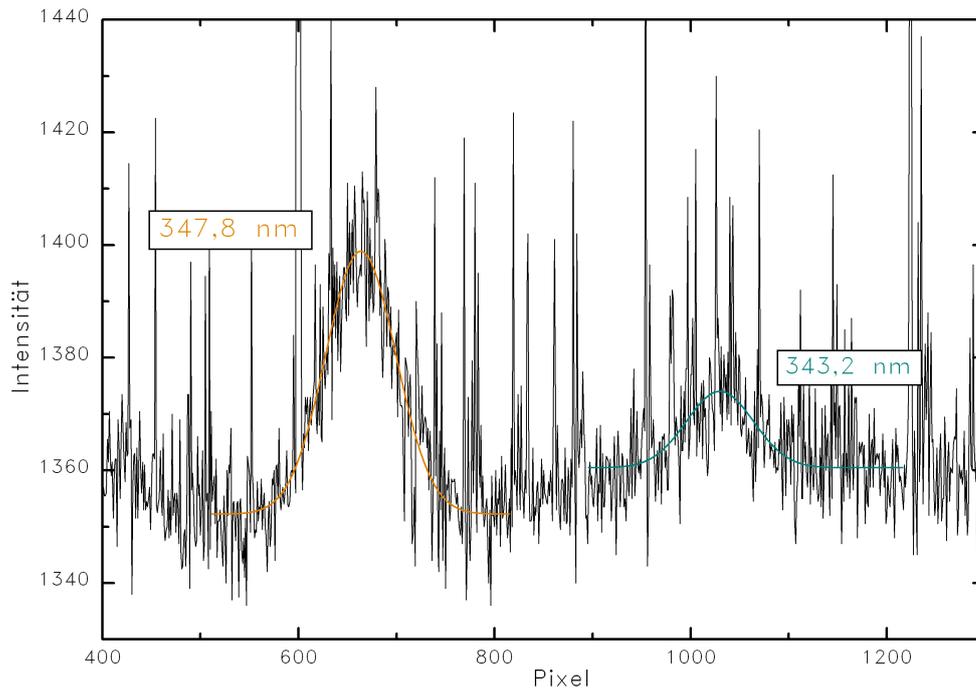


Abbildung 54: Testmessung auf der Suche nach der Wismutlinie. Eine nur sehr grobe Kalibration ergab eine Wellenlänge von etwa 347,8 nm für die intensive, und 343,2 nm für die schwächere Linie.

und für die intensivste und breiteste Linie 347,83 nm. Der Fehler beträgt jeweils $\pm 0,02$ nm bzw. $\pm 0,05$ nm für die schwächste Linie. Sollte die seitliche Linsenposition sich verstellt haben, so könnte der Fehler bis zu 0,3 nm betragen. Die erwartete Wismutlinie, welche bei einer Wellenlänge von 344,29 nm liegen sollte, wurde nicht gefunden. In [3] wird von drei Stickstofflinien im Wismutpektrum berichtet, deren Wellenlängen sehr nahe beieinander bei 347,87 nm, 348,30 nm und 348,49 nm liegen und die nur bei schmalen Spalt aufgelöst werden.

Weitere Testmessungen bei denen die Linse L4 seitlich ein wenig verschoben liefern viele, aber meist nur sehr schwache Linien (Abbildung 56). Da keine Kalibrationsspektren aufgenommen wurden, sind die so erhaltenen Wellenlängen nur auf 0,5 nm genau. Die stärkste Linie hat eine Wellenlänge von etwa 348 nm, es handelt sich vermutlich um die zuvor erwähnten, unaufgelösten Stickstofflinien. Eine weitere Linie liegt bei einer Wellenlänge von 357,9 nm. Um 356,0 nm, 351,1 nm und 354,6 nm finden sich drei schwache Linien. Die vielversprechendste, aber am wenigsten intensive Linie taucht bei einer Wellenlänge von etwa 345,5 nm. In nachfolgenden Messungen konnten diese Linien aber leider nicht wiedergefunden und genauer vermessen werden.

Während alle anderen vermessenen Linien von Xenon, Krypton, Argon und

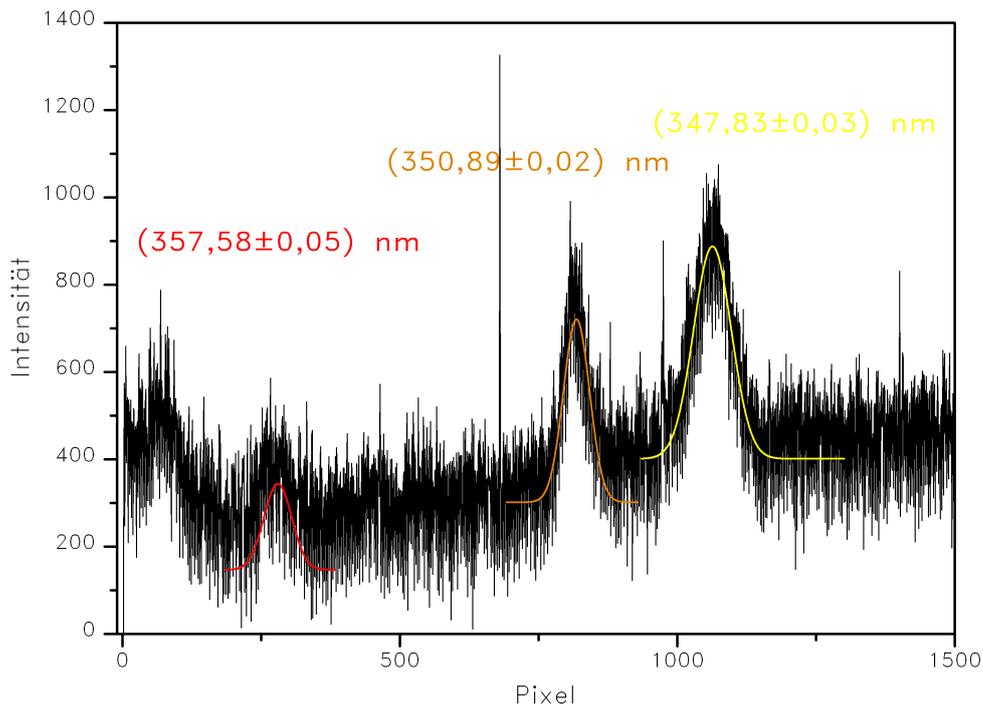


Abbildung 55: Nachtmessung auf der Suche nach der Wismutlinie. In der Summe über alle acht CCD-Streifen und über alle 16 Spektren kann man drei Linien erkennen. Es lassen sich sogar Gaußfunktionen an diese Linien fitten, das Signal zu Rausch Verhältnis ist sehr schlecht.

Barium alle sehr intensiv und somit leicht zu finden waren, scheint die Wismutlinie extrem schwach zu sein. Mögliche Gründe dafür, daß die Linie nicht gefunden wurde, sind folgende

- ▷ Die Energie der Elektronen war nicht genau genug auf die zur Produktion des Ions erforderliche Energie eingestellt, oder hat aufgrund von Raumladungseffekten den Schwellenwert nicht erreicht.
- ▷ Die Abbildungsoptik war nicht richtig eingestellt, obwohl sie vor den Wismutmessungen auf die Bariumlinie sehr gut eingestellt worden war; möglicherweise hat sie sich wieder verstellt.
- ▷ Unter Umständen ist die Linie so extrem schwach, daß längere Meßzeiten notwendig sind, um die Linie aufzufinden.
- ▷ Die Menge an Wismut, welche in die EBIT gelangt, läßt sich in Röntgenspektren nachweisen, könnte aber für optische Spektroskopie im sichtbaren Licht und im nahen UV zu gering sein. Daher könnte eine Erhöhung des

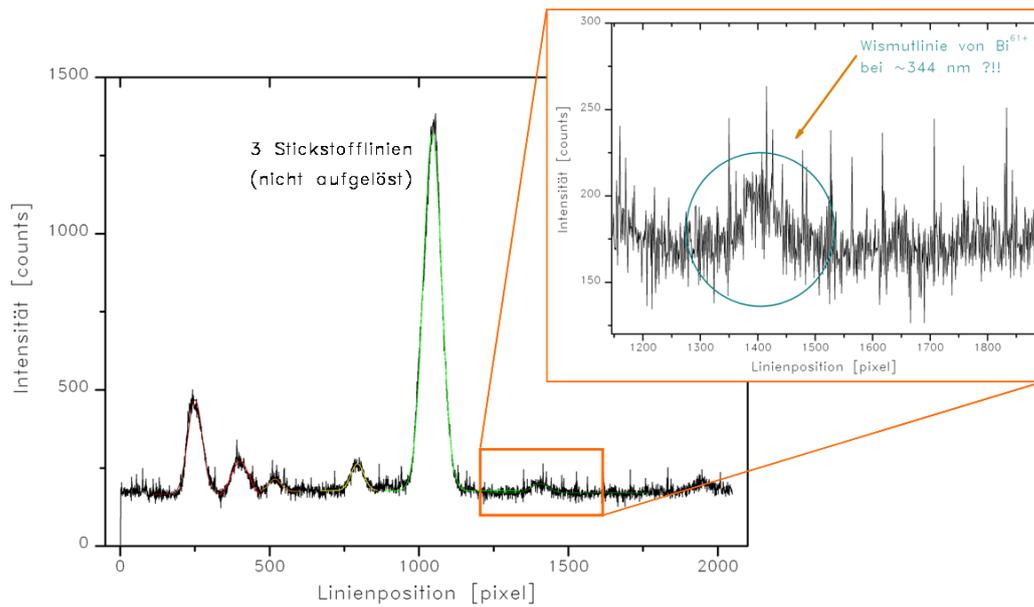


Abbildung 56: *Spektrum um die Wellenlänge der Wismutlinie. Es war nur eine ungefähre Wellenlängenkalibration möglich, da bei dieser Messung kein eigenes Kalibrationsspektrum aufgenommen wurde. Bei der schwachen Linie bei etwa 1400 Pixeln könnte es sich um die gesuchte Linie handeln. Diese Linie konnte jedoch nicht wieder gefunden werden.*

Heizstromes am Ofen sinnvoll sein, um mehr Wismut in die EBIT zu injizieren.

5 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Emissionslinien von verschiedenen hochgeladenen Ionen im sichtbaren Wellenlängenbereich mit einem Czerny-Turner Spektrometer vermessen. Die Ionen wurden mit einer EBIT erzeugt und eingeschlossen.

Xenon lieferte zwei intensive Linien von V-ähnlichem Xe^{31+} und von Ti-ähnlichem Xe^{32+} , welche nahe beieinander liegen. Es wurde die Wellenlänge des Übergangs $^5D_3 - ^5D_2$ zu 413,900(1) nm in Ti-ähnlichem Xenon Xe^{32+} , und des Übergangs $^4G_{9/2} - ^4G_{7/2}$ in V-ähnlichem Xe^{31+} zu 396,212(1) nm bestimmt, wobei die in [5] gemessenen Wellenlängen bestätigt werden konnten, die Messungengenauigkeit wurde um zwei Größenordnungen reduziert. Zeeman-Aufspaltung konnte bei der Linie von Xe^{32+} beobachtet werden.

Bei Krypton wurde die Wellenlänge der Linie des Übergangs $^3P_2 - ^3P_1$ des Si-ähnlichen Kryptons Kr^{22+} vermessen. Anhand dieser Linie wurde die Abhängigkeit der Linienbreite vom Elektronenstrahlstrom und von der Falltiefe untersucht. Die Bestimmung der idealen Energie in Abhängigkeit von Strom und Falltiefe liefert Hinweise auf Raumladungseffekte. Literaturwerte für diese Wellenlänge von 384,121 nm konnten bestätigt werden mit einer Messungengenauigkeit von nur $\pm 0,001$ nm.

Die Linie des Übergangs $^2P_{1/2} - ^2P_{3/2}$ des B-ähnlichen Argons Ar^{13+} bei etwa 441 nm wurde untersucht. Es konnte die Zeeman-Aufspaltung aufgelöst werden, allerdings konnten nur vier von den sechs in [4] und [9] gemessenen Komponenten getrennt werden, da die beiden mittleren Komponenten zu nahe an den stärkeren Komponenten lagen. Die Messungengenauigkeit der Wellenlängenbestimmung (441,262(3) nm) lag in der selben Größenordnung wie bei den Xenon- und Kryptonmessungen, war aber um eine Größenordnung schlechter als in den Messungen in [4] oder [8].

Bei Ti-ähnlichem Barium Ba^{34+} wurde die Wellenlänge des Übergangs $^5D_3 - ^5D_2$ bei 393,201(1) nm bestimmt.

Die Linie des Ti-ähnlichen Wismuts Bi^{61+} im nahen UV bei 344 nm konnte nicht eindeutig identifiziert werden. Diese Wismutlinie ist besonders interessant, weil bei dem sehr großen Kernspin $I = \frac{9}{2}$ von Wismut neben Zeeman-Aufspaltung zusätzlich noch sehr komplexe Hyperfeinaufspaltung zu erwarten ist.

Für die Injektion von Wismut wurde ein Ofen erfolgreich erprobt und eingesetzt. Röntgenspektren und dielektronische Resonanzen von Wismut konnten mit Hilfe des Ofens beobachtet werden.

Da viele QED-Effekte mit hohen Potenzen von Z skalieren, wie z. B. die Feinstruktur- (Z^4) oder die Hyperfeinstrukturaufspaltung (Z^3), ist Wismut mit $Z=83$ als das schwerste stabile Element besonders interessant. So könnte der Hyperfeinübergang in H-ähnlichem Wismut vielleicht direkt mit dem Spektrometer vermessen werden. H- (oder He- oder Li-) ähnliches Wismut erlaubt auch eine

Untersuchung weiterer QED-Effekte, weil z.B. die Lamb-Verschiebung etwa mit Z^4 skaliert. Mit dem Ofen können auch viele andere Elemente in die Fallenregion der EBIT injiziert werden.

Der neu konstruierte Ofen macht somit die Untersuchung einer Vielzahl von interessanten Effekten erst möglich.

Literatur

- [1] José R. Crespo López-Urrutia *The visible spectrum of highly charged ions: A window to fundamental physics*, Can. J. Phys. **86**, 111–123 (2008)
- [2] U. Feldman, P. Indelicato and J. Sugar *Magnetic dipole line from U LXXI ground-term levels predicted at 3200 Å*, J. Opt. Soc. Am. B, **8**, (January 1991)
- [3] J. V. Porto, I. Kink, J. D. Gillaspay *UV light from the ground term of Ti-like ytterbium, tungsten and bismuth*, Physical Review A **61**, 054501 (2000)
- [4] Rosario Soria Orts **Doktorarbeit** *Isotopic effect in B-like and Be-like argon ions* (2005)
- [5] José R. Crespo López-Urrutia, Peter Beiersdorfer, K. Widmann, V. Decaux *Visible spectrum of highly charged ions: The forbidden optical lines of Kr, Xe and Ba ions in the Ar I to Kr I isoelectronic sequence*, Can. J. Phys. **80** 1687–1700 (2002)
- [6] Günter Brenner, José R. Crespo López-Urrutia, Z. Harman, P. H. Mokler, J. Ullrich *Lifetime determination of the Fe XIV $3s^23p\ ^2P_{3/2}^0$ metastable level*, Physical Review A **75**, 032504 (2007)
- [7] H. Watanabe, Fred J. Currell, T. Fukami, D. Kato, S. Ohtani, C. Yamada, *Systematic Study of Visible Transitions in Ti-like High Z Ions*, Physica Scripta **T92**, 122–125 (2001)
- [8] I. Draganić, J. R. Crespo López-Urrutia, R. DuBois, S. Fritzsche, V. M. Shabaev, R. Soria Orts, I. I. Tupitsyn, Y. Zou, and J. Ullrich , *High precision wavelength measurements of QED-sensitive forbidden transitions in highly charged argon ions*, Phys. Rev. Lett. **91**, 183001 (2003)
- [9] R. Soria Orts, José R. Crespo López-Urrutia, H. Bruhns, A. J. González Martínez, Z. Harman, U. D. Jentschura, C. H. Keitel, A. Lapierre, H. Tawara, I. I. Tupitsyn, J. Ullrich and A. V. Volotka, *Zeeman splitting and g factor of the $1s^22s^22p\ ^2P_{3/2}$ and $^2P_{1/2}$ levels in Ar¹³⁺*, Phys. Rev. A. **76**, 052501 (2007)
- [10] R. Soria Orts, José R. Crespo López-Urrutia, A. N. Artemyev, H. Bruhns, A. J. González Martínez, U. D. Jentschura, C. H. Keitel, A. Lapierre, V. Mironov, V. M. Shabaev, H. Tawara, I. I. Tupitsyn, J. Ullrich and A. V. Volotka, *Exploring Relativistic Many-Body Recoil Effects in Highly Charged Ions*, Physical review letters **97**, 103002 (2006)

- [11] A. J. González Martínez, J. R. Crespo López-Urrutia, J. Ullrich, *State-selective quantum interference observed in the photorecombination of Hg^{75+...78+} ions at the Heidelberg EBIT*, Radiation Physics and Chemistry **75** 1771–1777 (2006)
- [12] D. J. Bieber, H. S. Margolis, P. K. Oxley and J. D. Silver *Studies of Magnetic Dipole Transitions in Highly Charged Argon and Barium Using an Electron Beam Ion Trap*, Physica Scripta **T73**, 64–66 (1997)
- [13] C. Yamada, K. Nagata, N. Nakamura, S. Ohtani, S. Takahashi, H. Tobiyaama, M. Tona, H. Watanabe, N. Yoshiyasu, M. Sakurai, A. P. Kavanagh and F. J. Currell, *Injection of refractory metals into EBIT using a Knudsen cell* Journal of Physics: Conference Series **58** 403–406 (2007)

[NIST] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>.

Bücher

- [B1] Horst Hänsel, Werner Naumann *Physik Atome Atomkerne Elementarteilchen*
- [B2] Demtröder *Experimentalphysik 3 Atome, Moleküle und Festkörper*
- [B3] Gerhard Herzberg *atomic spectra & atomic structure*
- [B4] Hellwege *Einführung in die Physik der Atome*

Außerdem wurden für den Teil über Atomphysik Vorlesungsunterlagen zur Experimentalphysik IV (Atomphysik) von Prof. Dubbers verwendet.