

Indirekte Prozesse bei der Elektronenstoßionisation von Zwei- und Quasi-Zwei- Elektronen-Systemen

**Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Justus-Liebig-Universität Gießen**

**Fachbereich
Mathematik und Informatik, Physik, Geographie**

Fachgebiet Physik

vorgelegt von

Jörg Ferdi Willi Jacobi

aus Fulda

**Institut für Atom- und Molekülphysik
Justus-Liebig-Universität Gießen**

2004

Dekan: Prof. Dr. V. Metag
I. Berichterstatter: Prof. Dr. A. Müller
II. Berichterstatter: Prof. Dr. K. H. Schartner
Tag der mündlichen Prüfung: 10. November 2004

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden die unterschiedlichen Ionisationsmechanismen, die zur Elektronenstoßionisation von B^{+-} , B^{3+} - und Sc^{+} -Ionen beitragen, experimentell mit der Methode gekreuzter Strahlen im Energiebereich bis 1000 eV untersucht. Insbesondere soll die Rolle der indirekten Ionisationsprozesse geklärt werden, denen die Vielteilchen-Wechselwirkungen mehrere Elektronen zugrunde liegen. Die erzielten Ergebnisse werden mit theoretischen Berechnungen verglichen, soweit diese für die untersuchten Prozesse vorhanden sind. Desweiteren ist die Entwicklung und Optimierung einer neuen Elektronenkanone beschrieben, die weiterführende Messungen in einem höheren Energiebereich ermöglichen soll.

Die Voraussetzung für den Ablauf indirekter Ionisationsprozesse ist die Anwesenheit von mindestens zwei Targetelektronen, die im Verlauf der Ionisation beide gleichzeitig angeregt werden müssen. Das denkbar einfachste Target, bei dem dies zutrifft, ist ein metastabiles heliumähnliches Ion, bei dem nach der Anregung des K-Schalen-Elektrons indirekte Ionisationsprozesse stattfinden können. Der größte Teil der metastabilen B^{3+} -Ionen liegt dabei im $1s2s\ ^3S$ -Zustand vor. Der in dieser Arbeit gemessene Wirkungsquerschnitt der Einfachionisation metastabiler B^{3+} -Ionen enthält deutlich sichtbare Beiträge indirekter Ionisationsmechanismen, die als EA-, READI- und REDA-Prozesse identifiziert wurden. Der EA-Prozess¹ verläuft über die Anregung des K-Schalen-Elektrons mit nachfolgender Autoionisation. Bei dem READI-Prozess² wird das K-Schalen-Elektron angeregt sowie gleichzeitig das stoßende Elektron in das Ion eingebunden, eine anschließende Autodoppelionisation führt zur Einfachionisation. Im Fall des REDA-Prozesses³ erfolgen nach der Anregung des K-Schalen-Elektrons mit gleichzeitigem Einfang des stoßenden Elektrons zwei sukzessive Autoionisationen. Die experimentellen Ergebnisse stimmen im Bereich der READI-Prozesse sehr gut mit einer R -Matrix Rechnung überein, während es im Bereich der EA- und REDA-Prozesse größere Unterschiede gibt.

Bei der Dreifachionisation von B^{+} -Ionen konnten zusätzlich zur direkten Ionisation deutliche Hinweise auf einen indirekten Ionisationskanal gefunden werden, bei dem eine K-Schalen-Doppelionisation zur Entstehung eines zwischenzeitlichen hohlen Borions führt, das in einer anschließenden Autoionisation zerfällt. Die Messung der direkten Zweifachionisation von B^{3+} -Ionen ermöglicht einen Vergleich der ska-

¹engl. **EXCITATION-AUTOIONIZATION**

²engl. **RESONANT-EXCITATION-AUTO-DOUBLE-IONIZATION**

³engl. **RESONANT-EXCITATION-DOUBLE-AUTOIONIZATION**

lierten Wirkungsquerschnitte für die K-Schalen-Doppelionisation von B^+ und B^{3+} , die für beide Messungen die gleiche Energieabhängigkeit zeigen, womit der vermutete indirekte Ionisationsmechanismus verifiziert wird. Der Vergleich mit weiteren Messungen der (K-Schalen-)Doppelionisation heliumartiger Atome bzw. Ionen unterstützt die Hypothese eines dominierenden Beitrags der K-Schalen-Doppelionisation in der Dreifachionisation von berylliumartigen B^+ -Ionen. Die an B^+ und B^{3+} beobachteten Phänomene sind überdies in guter Übereinstimmung mit Messungen an C^{2+} und C^{4+} und deren Analyse. Im Zusammenhang mit diesen Messungen wurden Wirkungsquerschnitte im Bereich bis hinunter zu einigen 10^{-23} cm² bei Unsicherheiten von 30 % gemessen. Dies sind die kleinsten Wirkungsquerschnitte, die mit Strahlen geladener Teilchen bei akzeptabel niedrigen Unsicherheiten je beobachtet wurden.

Die Untersuchung der Ein- und Mehrfachionisation von Sc^+ -Ionen, die neben den beiden äußeren $3d$ - und $4s$ -Elektronen noch weitere 18 Hüllenelektronen besitzen, zeigt den nicht vernachlässigbaren und zum Teil sogar dominierenden Beitrag indirekter Ionisationsmechanismen zum Gesamtwirkungsquerschnitt. Bei der Einfachionisation von Sc^+ -Ionen tragen vor allem Anregungsprozesse von $3p$ -Elektronen mit anschließender Autoionisation zum Wirkungsquerschnitt bei. Die Übereinstimmung mit einer theoretischen Berechnung der Einfachionisation ist für ein solch komplexes Ion schon recht gut, auch wenn noch sichtbare Differenzen existieren. Die Doppelionisation wird fast vollständig von der Ionisation eines $3p$ -Elektrons mit anschließender Autoionisation der beiden äußeren $3d$ - und $4s$ -Elektronen dominiert. Im Fall der Dreifachionisation gibt es einen Beitrag durch die Ionisation eines $2p$ -Elektrons mit anschließenden Autoionisationen sowie durch resonante Prozesse unter Beteiligung des $2p$ - bzw. $2s$ -Elektrons. Die Ionisation eines $2s$ -Elektrons mit anschließenden Autoionisationen trägt ganz wesentlich zur Vierfachionisation bei, aber auch hier sind resonante Prozesse unter Beteiligung des $2p$ - bzw. $2s$ -Elektrons zu beobachten. Der Beitrag der direkten Fünffachionisation ist fast verschwindend gering gegenüber den Beiträgen durch die Ionisation eines $2p$ - bzw. $2s$ -Elektrons mit anschließenden Autoionisationen.

Die bisher in solchen Experimenten verwendete Elektronenkanone beschränkt die Messungen auf einen Energiebereich zwischen 0 eV und 1000 eV. Um auch Messungen bis zu einer Energie von 3500 eV mit möglichst hohem Elektronenstrom durchführen zu können, wurde auf der Basis einer Computer-optimierten Geometrie eine neue Elektronenkanone konstruiert. Der erste Prototyp zeigte im Testbetrieb jedoch Schwächen in der Spannungsfestigkeit, so dass eine Nachoptimierung der Konstruktion nötig wurde. Die optimierte Kanone hat die besten Voraussetzungen, um die an sie gestellten Anforderungen zu erfüllen.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	v
Tabellenverzeichnis	vii
1 Einleitung	1
2 Physikalische Grundlagen	3
2.1 Ionisationsmechanismen	3
2.2 Theoretische Methoden	7
2.2.1 Störungstheoretische Verfahren	7
2.2.2 Nicht-störungstheoretische Näherungsverfahren	9
2.3 Semiempirische Näherungen	10
3 Experimenteller Aufbau	13
3.1 Ionenquelle	15
3.2 Hochstrom-Elektronenkanone	17
3.3 Ionenstrommessung	23
3.4 Einfachionisation von He ⁺ -Ionen	24
4 Grundlagen der Messverfahren	27
4.1 Grundlagen der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten	27
4.2 Das dynamische Messverfahren	28
4.2.1 Grundlage	28
4.2.2 Experimentsteuerung und Datenerfassung	29
4.2.3 Fehlerbetrachtung	31
4.3 Das Energie-Scan-Messverfahren	33
4.3.1 Grundlage	33
4.3.2 Experimentsteuerung und Datenerfassung	34
4.3.3 Fehlerbetrachtung	35
5 Einfachionisation von B³⁺-Ionen	37
5.1 Ergebnisse und Skalierung	37
5.2 Zusammenfassung	45

6	Dreifachionisation von B⁺-Ionen	47
6.1	Messergebnisse	47
6.2	Doppelionisation von B ³⁺ -Ionen	50
6.3	Doppelionisation von H ⁻ , He, Li ⁺ , B ³⁺ und C ⁴⁺	51
6.4	Schwellenbereich der Doppelionisation von H ⁻ , He, Li ⁺ , B ⁺ , B ³⁺ , C ²⁺ und C ⁴⁺	53
6.5	Zusammenfassung	55
7	Ein- und Mehrfachionisation von Sc⁺-Ionen	57
7.1	Einfachionisation von Sc ⁺ -Ionen	57
7.2	Doppelionisation von Sc ⁺ -Ionen	63
7.3	Dreifachionisation von Sc ⁺ -Ionen	65
7.4	Vierfachionisation von Sc ⁺ -Ionen	68
7.5	Fünffachionisation von Sc ⁺ -Ionen	71
7.6	Diskussion der resonanten Beiträge	74
7.7	Zusammenfassung	78
A	Entwicklung einer neuen Elektronenkanone	79
A.1	Design und erster Konstruktionsentwurf	79
A.2	Überprüfung der Kanone im Teststand	84
A.3	Die neue Konstruktion der Elektronenkanone	86
B	Experimentelle Daten	91
	Literaturverzeichnis	93
	Danksagung	101

Abbildungsverzeichnis

2.1	Prozess der direkten Ionisation	3
2.2	Prozess der Anregung-Autoionisation	4
2.3	Prozess der Ionisation-Autoionisation	5
2.4	REDA und READI Prozesse	6
2.5	Prozess der dielektronischen Rekombination	6
2.6	Prozess der resonanten Elektronenstreuung	7
3.1	Gesamtaufbau des Experimentes	14
3.2	Schema der EZR-Quelle	16
3.3	Elektronenkanone, perspektivisch	18
3.4	Elektronenkanone, Potenzialbetrachtung	19
3.5	Ströme an den Elektroden der Elektronenkanone, Messperiode 1 . . .	20
3.6	Ströme an den Elektroden der Elektronenkanone, Messperiode 2 . . .	20
3.7	Elektronenstromkorrekturfunktion, Messperiode 1	22
3.8	Elektronenstromkorrekturfunktion, Messperiode 2	22
3.9	Einfachionisation von He^+	25
4.1	Teilspektren des dynamischen Messverfahrens	30
4.2	Bestimmung des normierten Signals	30
4.3	Teilspektren des Energie-Scan-Messverfahrens	34
5.1	Energieschema für die Einfachionisation von B^{3+} -Ionen	38
5.2	Einfachionisation von B^{3+} -Ionen	39
5.3	READI-Resonanzen für B^{3+} -Ionen im $1s2s\ ^3S_1$ -Zustand	40
5.4	Indirekte Prozesse bei der Elektronenstoßionisation von B^{3+} -Ionen . .	41
5.5	Vergleich zwischen Experiment und Theorie für die indirekten Beiträge zur Ionisation	44
5.6	Indirekte Beiträge zur Einfachionisation von B^{3+} - und C^{4+} -Ionen . .	45
6.1	Termschema für die Dreifachionisation von B^+	48
6.2	Messung der Dreifachionisation von B^+	49
6.3	Messung der Doppelionisation von B^{3+}	51
6.4	Doppelionisation von H^- , He , Li^+ , B^{3+} und C^{4+}	53

6.5	Schwellenbereich der Doppelionisation von H^- , He, Li^+ , B^+ , B^{3+} , C^{2+} und C^{4+}	54
6.6	Anwendung des Fits auf B^+ und B^{3+}	55
7.1	Messung der Einfachionisation von Sc^+	59
7.2	Vergleich der Messung der Einfachionisation von Sc^+ mit CADW Rechnungen	60
7.3	Messung der Einfachionisation von Sc^+ im Schwellenbereich	61
7.4	Messung der Einfachionisation von Sc^+ im Bereich der EA-Stufe	62
7.5	Messung der Doppelionisation von Sc^+	64
7.6	Resonanzen in der Doppelionisation von Sc^+	65
7.7	Messung der Dreifachionisation von Sc^+	66
7.8	Resonanzen in der Dreifachionisation von Sc^+	67
7.9	Messung der Vierfachionisation von Sc^+	69
7.10	Resonanzen in der Vierfachionisation von Sc^+	70
7.11	Messung der Fünffachionisation von Sc^+	72
7.12	Messung der Fünffachionisation von Sc^+ im Schwellenbereich	73
7.13	Resonante Anregung des $2p$ -Elektrons in Sc^+	75
7.14	Resonante Anregung des $2s$ -Elektrons in Sc^+	76
A.1	Anordnung der Elektroden der neuen Elektronenkanone	80
A.2	Berechneter Elektronenstrahlverlauf der neuen Kanone	81
A.3	Seitenansicht der neuen Kanone	83
A.4	Bild der neuen Kanone	84
A.5	Seitenansicht der neu konstruierten Elektronenkanone	87
A.6	Skizze der neuen Isolatoren	88
A.7	Foto der neu konstruierten Elektronenkanone	89

Tabellenverzeichnis

4.1	Systematische Fehler	32
7.1	Energielage und Stärke der resonanten Anregung des $2p_{3/2}$ -Elektrons	77
7.2	Energielage und Stärke der resonanten Anregung des $2p_{1/2}$ -Elektrons	77
7.3	Energielage und Stärke der $2s$ -Resonanz	77
A.1	Die Betriebsmodi der neuen Elektronenkanone.	82
A.2	Messung der Elektronenströme	86
B.1	Experimentelle Parameter	91

1 Einleitung

Im alltäglichen Leben auf der Erde begegnet uns Materie hauptsächlich in Form einer der drei Aggregatzustände, als Feststoff, Flüssigkeit, oder Gas, aber es gibt noch einen weiteren Zustand, das Plasma. Vereinfacht ausgedrückt ist ein Plasma ein heißes Gas, das sowohl neutrale Atome und Moleküle als auch geladene Ionen und Elektronen enthält. Neben den Naturphänomenen, die auf Plasmen zurückzuführen sind und zu denen unter anderem der Blitz und das Polarlicht zählen, gibt es in der Technik eine breite Anwendung von künstlich erzeugten Plasmen. Dazu gehören beispielsweise die Neonröhre und der Plasmabildschirm. Außerdem zeigte die Beobachtung des Weltraums, dass mehr als 90 % aller sichtbaren Materie im Universum in ionisierter Form als Plasma vorliegt. Die Erforschung der in Plasmen ablaufenden Prozesse stößt daher auf breites Interesse und ist zwingende Voraussetzung für eine genaue theoretische Beschreibung sowie neue und verbesserte technische Anwendungen. Die hohe thermische Geschwindigkeit der Plasmateilchen führt zu ständigen Stößen zwischen den Elektronen, Ionen, Atomen und Molekülen. Diese Arbeit untersucht die in den Stößen von Elektronen und Ionen auftretenden fundamentalen Prozesse, zu denen die Streuung, Anregung, Rekombination und Ionisation gehören.

Die ersten Experimente zur Untersuchung der Wechselwirkung von Atomen mit einem Elektronenstrahl wurden schon am Ende des 19. Jahrhunderts von Lenard [Len94, Len03] durchgeführt. Die ersten theoretischen Ansätze zur Beschreibung der Elektronenstoßionisation auf der Basis der klassischen Physik gehen auf Thomson [Tho12] zurück. 18 Jahre später veröffentlichte Bethe [Bet30] die ersten quantenmechanischen Rechnungen zur Elektronenstoßionisation. Zuverlässige Messungen absoluter Wirkungsquerschnitte für die Ionisation von Ionen gelangen aber erst zu Beginn der 1960er Jahre in Experimenten von Dolder *et al.* [Dol61] durch Entwicklung der Technik der gekreuzten Elektronen- und Ionenstrahlen. Eine zusätzliche Fehlerquelle bei dieser „crossed-beams“-Methode ist die notwendige Bestimmung der Geometrie der Strahlüberlappung, der separat von der eigentlichen Ionisationsmessung ermittelt werden muss. Mit der von Defrance *et al.* [Def81] entwickelten „animated-crossed-beams“-Methode entfällt diese zusätzliche Messung. Dies ermöglichte eine einfacheren und genaueren Bestimmung von Wirkungsquerschnitten. Die Entwicklung der Energie-Scan-Messmethode [Mül87a] erlaubte es, Wirkungsquerschnitte mit sehr guter statistischer Genauigkeit und sehr feinen Energieabständen zu messen, so dass erstmals Signaturen indirekter resonanter Ionisationsprozesse in den gemessenen Wirkungsquerschnitten identifiziert werden konnten [Mül88]. Da hierbei auf eine Bestimmung der Strahlüberlappung verzichtet wird, muss der in der Energie-Scan-Messung erhaltene Verlauf noch an einige mit dem „animated-crossed-beams“-Verfahren be-

stimmte absolute Wirkungsquerschnitte angepasst werden.

In dieser Arbeit erfolgte die experimentelle Untersuchung der Elektronenstoßionisation durch die Messung absoluter Wirkungsquerschnitte sowie die detaillierte Bestimmung des energieabhängigen Verlaufs mit Hilfe des Energie-Scan-Messverfahrens. Bei der Messung der Einfachionisation heliumähnlicher B^{3+} -Ionen lag das Hauptaugenmerk auf der Untersuchung resonanter Prozesse und ist zugleich eine Fortsetzung der in der Arbeit von Knopp [Kno01a] behandelten Einfachionisation heliumähnlicher C^{4+} -Ionen zu einem isoelektronischen System mit einer um eins verringerten Kernladungszahl. Die Beschreibung der bei dieser Reaktion auftretenden Ionisationsprozesse gelingt der Theorie mittlerweile sehr gut. Eine weitere Fortsetzung vorangegangener Experimente ist die Messung der Dreifachionisation von B^+ -Ionen und der Doppelionisation von B^{3+} -Ionen. In der Diplomarbeit von Jacobi [Jac01] wurden bereits Wirkungsquerschnitte für die Dreifachionisation von C^{2+} -Ionen und die Doppelionisation von C^{4+} -Ionen gemessen. Der hierbei nachgewiesene indirekte Ionisationsmechanismus der K-Schalen-Doppelionisation beruht auf einer Vielelektronenwechselwirkung und macht dadurch die theoretische Beschreibung zu einer großen Herausforderung. Die Messung der Einfach-, Doppel-, Dreifach-, Vierfach- und Fünffachionisation von Sc^+ -Ionen verdeutlicht, dass indirekte Ionisationsmechanismen nicht nur messbare Beiträge zum Gesamtwirkungsquerschnitt liefern, sondern ihn oftmals auch dominieren können. Eine theoretische Beschreibung der ablaufenden Prozesse ist aufgrund der hohen Anzahl von 20 Targetelektronen äußerst schwierig und nur unter Verwendung von Näherungen möglich. Um weitere Experimente auch bei höheren Elektronenenergien durchführen zu können, wurde eine neue Elektronenkanone konstruiert und in einem Teststand auf korrekte Funktionsweise überprüft. Um die hierbei festgestellten Mängel zu beheben, wurde schließlich das Design der Kanone überarbeitet und eine verbesserte Konstruktion ausgeführt. Der Test dieser neuen Hochenergiekanone steht noch aus.

2 Physikalische Grundlagen

Das folgende Kapitel befasst sich mit den atomphysikalischen Grundlagen der in dieser Arbeit untersuchten Stoßprozesse. Stößt ein Elektron mit einem Ion zusammen, so können folgende Reaktionen ablaufen:

- elastische oder inelastische Streuung, bei der sich der Ladungszustand des Ions nicht ändert,
- Rekombination des Elektrons mit dem Ion, bei der sich der Ladungszustand um eins erniedrigt,
- Höherionisation des Ions (Elektronenstoßionisation).

In dieser Arbeit nimmt die Elektronenstoßionisation den größten Teil ein. Eine umfassende Übersicht über die bei der Elektronenstoßionisation auftretenden Phänomene und die hierfür entwickelten Theorien findet sich in der Abhandlung von Müller [Mül91] und den darin angegebenen Quellen.

2.1 Ionisationsmechanismen

Der einfachste Ionisationsprozess ist die in Abbildung 2.1 und Formel 2.1 dargestellte direkte Ionisation (DI).

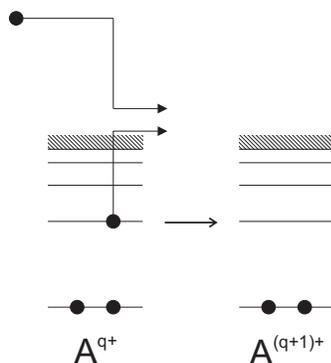


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der direkten Ionisation (DI).



Hierbei stößt das einlaufende Elektron inelastisch mit einem Hüllenelektron des Targetions. Die dabei übertragene Energie muss mindestens so groß sein wie die Bindungsenergie des Hüllenelektrons, um es aus dem Ion herauszulösen. Ist die Projektilenergie groß genug, so kann es durch die Wechselwirkung des stoßenden Elektrons mit mehreren Hüllenelektronen auch zur Mehrfachionisation kommen.

Die im Folgenden diskutierten Ionisationsprozesse laufen mehrstufig über angeregte Zwischenzustände ab, so dass sie auch als indirekte Prozesse bezeichnet werden. Diese lassen sich weiter in resonante bzw. nichtresonante Prozesse unterteilen.

Bei der Anregung-Autoionisation (Excitation-Autoionisation (EA)) wechselwirkt das Projektilektron mit einem Innerschalenelektron, so dass ein angeregter Zwischenzustand entsteht. Dieses angeregte Ion zerfällt durch einen Auger-Prozess, bei dem ein Elektron in einen energetisch tieferliegenden Zustand fällt und gleichzeitig ein anderes Elektron emittiert wird (Abbildung 2.2 und Reaktionsgleichung 2.2). Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess hat seinen maximalen Wert direkt an seiner Einsatzschwelle, was sich durch eine Stufe im Gesamtwirkungsquerschnitt bemerkbar macht.

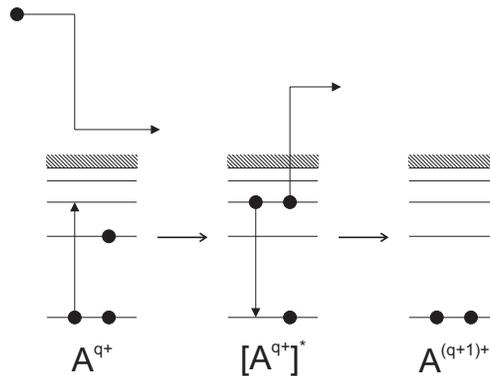
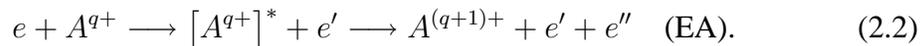


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Anregung-Autoionisation (EA).



Ist die Anregungsenergie hoch genug, sind neben einem einzigen Auger-Prozess auch Auger-Kaskaden möglich und damit auch hier Beiträge zur Mehrfachionisation.

Die Ionisation-Autoionisation unterscheidet sich von der Anregung-Autoionisation nur darin, dass ein Innerschalenelektron direkt ionisiert wird. Der dabei entstehende angeregte Zwischenzustand kann wiederum durch einen oder mehrere Autoionisationsprozesse zerfallen, wie in Abbildung 2.3 und Gleichung 2.3 dargestellt. Die Wahrscheinlichkeit für die Autoionisation, die mindestens zu einer (Netto-)Doppelionisation führt, ist durch das Verzweungsverhältnis zwischen dem Auger-Zerfall und dem radiativen Zerfall gegeben.

Neben den bisher behandelten nichtresonanten Mechanismen (DI und EA) sind bei bestimmten diskreten Elektronenenergien auch resonante Prozesse möglich. Ausgangspunkt ist jeweils der strahlungslose Einfang eines Elektrons bei gleichzeitiger

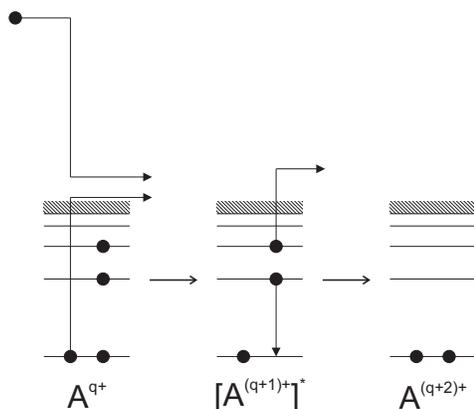
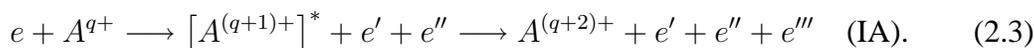
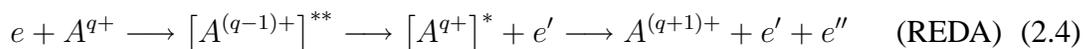


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Ionisation-Autoionisation (IA).

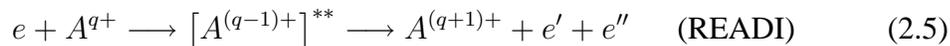


Anregung eines Innerschalenelektrons. Dies wird auch als dielektronischer Einfang bezeichnet und stellt den zur Autoionisation bzw. der Augerelektronenemission zeitinversen Prozess dar. Der so erzeugte angeregte Zwischenzustand kann auf unterschiedlichen Wegen zerfallen.

Für die (Netto-Einfach-)Ionisation gibt es zwei Reaktionsmöglichkeiten. Eine davon ist die „Resonant-Excitation-Double-Autoionisation“ (REDA), die durch zwei sukzessive Autoionisationen mit Emission jeweils eines Elektrons erfolgt (Abbildung 2.4 oben und Reaktionsgleichung 2.4), von LaGattuta und Hahn [LaG81] postuliert und von Müller *et al.* [Mül88] erstmals experimentell nachgewiesen wurde.



Findet die Autoionisation dagegen in einem Schritt statt, spricht man von einem „Resonant-Excitation-Auto-Double-Ionisation“ (READI)-Prozess (Abbildung 2.4 unten und Gleichung 2.5).



Ist die Anregungsenergie des Zwischenzustandes nach dem dielektronischen Einfang groß genug, kann auch eine Netto-Mehrfachionisation erfolgen, wie experimentell nachgewiesen wurde [Mül88, Tin89].

Die Abregung nach dem dielektronischen Einfang ist auch durch Aussendung eines Photons möglich, wobei sich der Ladungszustand gegenüber dem Zustand vor dem dielektronischen Einfang verringert. Dies wird mit dielektronischer Rekombination bezeichnet und ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Dieser Reaktionskanal wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht.

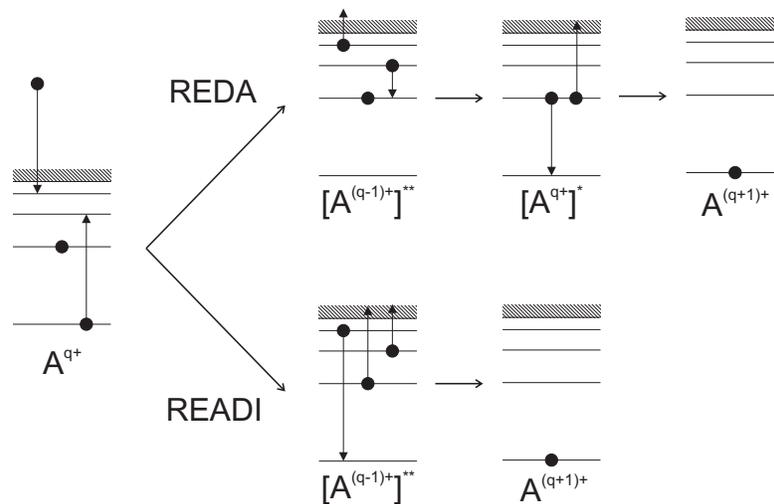


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des REDA-Prozesses (oben) sowie des READI-Prozesses (unten).

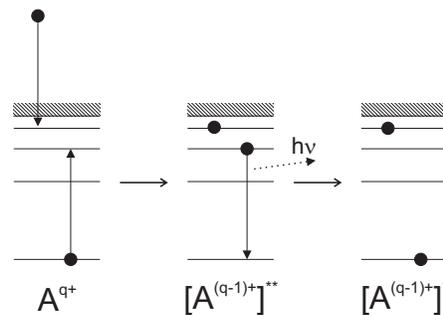


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der dielektronischen Rekombination (DR).

Eine weitere Möglichkeit ist die resonante Elektronenstreuung, dargestellt in Abbildung 2.6. Hierbei folgt auf den dielektronischen Einfang lediglich ein Auger-Prozess, bei dem ein Elektron ausgesendet wird, so dass keine Netto-Ladungsänderung erfolgt. Befindet sich das Elektron in A^{q+} nach dem Auger-Zerfall in einem angeregten (Zwischen-)Zustand, so liegt eine resonante inelastische Elektronenstreuung vor.

Neben den hier vorgestellten Ionisationsmechanismen sind für die Mehrfachionisation auch verschiedene Kombinationen aus mehreren Prozessen möglich. Aufgrund ihrer großen Anzahl werden sie an dieser Stelle nicht näher beschrieben, sondern nur bei Bedarf erklärt, wie zum Beispiel in Kapitel 6.

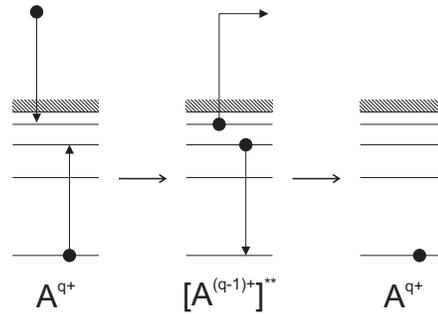


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der resonanten elastischen Elektronenstreuung.

2.2 Theoretische Methoden

Die theoretische Beschreibung der Elektronenstoßionisation gestaltet sich schwierig, da bereits bei der Einfachionisation im Endzustand zwei Kontinuumselektronen und das Ion über die langreichweitige Coulombkraft miteinander wechselwirken. Für dieses Dreikörperproblem kann keine analytische Lösung angegeben werden. Die exakte theoretische Beschreibung wird zusätzlich durch die Vielzahl der Ionisationskanäle und durch eventuell noch vorhandene Hüllenelektronen des Ions erschwert. Aus diesem Grund hat sich die Theorie auf die Entwicklung von Näherungsverfahren konzentriert.

2.2.1 Störungstheoretische Verfahren

Eine erste klassische Beschreibung von Elektronenstoßprozessen wurde im Jahr 1912 von Thomson formuliert [Tho12]. Die Elektronen im Target behandelte er als quasi-frei und nahm an, dass, falls die vom Projektil auf das Targetelektron in einem Coulombstoß übertragene (stoßparameterabhängige) Energie das Ionisationspotenzial übersteigt, eine Ionisation mit einer Wahrscheinlichkeit von eins eintritt. Diese Vereinfachung zusammen mit der Vernachlässigung sämtlicher Quanteneffekte im Target, ist dafür verantwortlich, dass die errechneten Wirkungsquerschnitte sowohl bei niedrigen, als auch bei hohen Energien deutlich von experimentellen Daten abweichen.

Erste quantenmechanische Modelle wurden mit störungstheoretischen Methoden unter Verwendung der Bornschen Näherung entwickelt, die sich allerdings nur für Relativenergien ($E_{rel} \geq 20 \cdot E_i$) deutlich oberhalb des Ionisationspotenzials E_i bewährt haben. In den nichtrelativistischen Verfahren geht man von der Schrödinger-Gleichung für ein System mit $(N+1)$ Elektronen für das Streuproblem aus

$$H(Z, N + 1)\Psi = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi. \quad (2.6)$$

Dabei ist N die Zahl der Elektronen und Z die Kernladungszahl des Ions. Der Hamilton-

Operator in Gl. 2.6 setzt sich aus drei Teilen zusammen

$$H = H_I + H_e + H_{ww}. \quad (2.7)$$

H_I ist der Hamilton-Operator für das ungestörte Ion, H_e der Hamilton-Operator für das freie Elektron und H_{ww} der Hamilton-Operator für die Wechselwirkung. Je nach Zerlegung des Hamilton-Operators in eine Störung H_{ww} und einen ungestörten Anteil H_0 unterscheidet man die verschiedenen Verfahren.

- Die in 1930 von Bethe [Bet30] verwendete *Plane Wave Born Approximation* (PWBA) vernachlässigt den Einfluss des Targetions auf das Projektilektron. Der ungestörte Hamilton-Operator besteht aus der Summe aus H_I und H_e , die Störung H_{ww} enthält sowohl die Wechselwirkung mit dem Kern als auch die mit den am Ion befindlichen Elektronen. Dieser Ansatz beschreibt erst ab einer hohen Projektilenergie ($E > 30 \cdot E_i$) die Ionisation von Ionen und Atomen korrekt.
- Bei der *Coulomb Born Approximation* (CBA) wird das vom freien Elektron wahrgenommene Coulomb-Feld des in diesem Fall als punktförmig angenommenen Ionenrumpfs in den ungestörten Hamilton-Operator übernommen, die Störung besteht nun nur noch aus der Wechselwirkung des stoßenden Elektrons mit den am Ion verbleibenden Elektronen. Dies führt besonders bei hochgeladenen Ionen zu besserer Übereinstimmung mit experimentellen Daten.
- Die *Distorted Wave Born Approximation* (DWBA) ist eine Erweiterung der CBA. Sie zeichnet sich durch die Hinzunahme eines zusätzlichen Störpotenzials V_{DW} aus, welches die Wechselwirkung des Projektils mit dem, von den Targetelektronen erzeugten, sphärisch gemittelten Potenzial darstellt. Die winkelabhängige Amplitude wird nicht mehr über einlaufende Coulomb-Wellen bestimmt, sondern über verzerrte Wellen (distorted waves).

Ist das kurzreichweitige Potenzial radialsymmetrisch, so bietet sich eine Entwicklung nach Partialwellen an. Bei kleinen Energien des einlaufenden Elektrons ist die Zahl der zum Wirkungsquerschnitt beitragenden Wellen noch überschaubar, bei höheren Energien bietet sich die PWBA wegen des erheblich geringeren Rechenaufwandes eher an. Die DWBA-Rechnungen stimmen im Gegensatz zu den CBA und PWBA-Rechnungen auch für kleinere Energien mit experimentellen Ergebnissen überein, wenn zusätzlich die Austausch-Wechselwirkung berücksichtigt wird (*Distorted Wave Born Exchange Approximation*).

- Bei Vielelektronensystemen können die einzelnen Konfigurationen in sehr viele verschiedene Drehimpulskomponenten aufspalten, was den Rechenaufwand für eine zustandsselektive Berechnung erheblich steigert. Zur Verringerung des Rechenaufwandes wurde die *configuration-average-distorted-wave* Methode (CADW) entwickelt, bei der über die jeweiligen Multiplettaufspaltungen gemittelt und für jede Konfiguration nur ein Wirkungsquerschnitt berechnet wird [Pin83, Pin86].

Allerdings sind diese Ansätze nur in der Lage, den Wirkungsquerschnitt für den Übergang von einem Anfangszustand in einen Endzustand zu berechnen. Alle in Kapitel 2.1 vorgestellten Ionisationsmechanismen werden als unabhängige Prozesse mit den vorgestellten Verfahren getrennt berechnet und die sich ergebenden Wirkungsquerschnitte werden inkohärent addiert. Dadurch werden Interferenzeffekte zwischen den Mechanismen nicht berücksichtigt. Zusätzlich sind im Energiebereich direkt an und über der Ionisationsschwelle die Voraussetzungen der Bornschen Näherung nicht erfüllt. Weder ist die Reichweite des Potentials klein (wie bei jedem Coulombproblem), noch ist die Energie der einfallenden Elektronen viel größer als die Wechselwirkungsstärke des Potentials. Man kann hier keine befriedigenden Ergebnisse von den oben aufgezählten Verfahren erwarten. Sowohl in diesem Energiebereich als auch bei interferierenden Ionisationsmechanismen ist es notwendig, mit geeigneten nicht auf der Störungstheorie basierenden Methoden vorzugehen.

2.2.2 Nicht-störungstheoretische Näherungsverfahren

Zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten müssen im Falle kleiner Relativenergien aufgrund der längeren Wechselwirkungszeit von stoßendem Elektron und Ion Anregungs- und Austauschprozesse mit den Elektronen am Target berücksichtigt werden.

Bei der *convergent close-coupling* (CCC) Methode wird das stoßende Elektron genauso behandelt wie die gebundenen Elektronen in einem Viel-Elektronen-Atom. Ein Problem besteht darin, dass es für die Kontinuumszustände der beiden freien Elektronen nach dem Stoß unendlich viele Zustände gibt. Unter anderem wird versucht, das Kontinuum im Ausgangskanal durch die Einführung von Pseudo-Zuständen zu repräsentieren [Cal93] oder durch eine Entwicklung nach geeigneten Funktionen zu approximieren [Bra92, Bra94, Bra95].

Eine Implementation der „close-coupling“-Methode ist die *R*-Matrix-Theorie, die 1947 von Wigner für die Behandlung von Stoßprozessen im Bereich der Kernphysik entwickelt wurde [Wig47]. Die erste Anwendung in Elektron-Ion Stößen erfolgte 1971 durch Burke *et al.* [Bur71]. Eine Erweiterung der Methode zur Beschreibung der Elektronenstoßionisation wurde von Bartschat und Burke entwickelt [Bar87]. Bei der *R*-Matrix-Methode wird die Wechselwirkungszone durch eine Kugeloberfläche mit Radius a (einige Bohrsche Radien) in zwei Bereiche unterteilt. In dem inneren Bereich ist das volle quantenmechanische Problem inklusive Austausch- und Korrelationseffekten zwischen dem gestreuten und den Targetelektronen zu lösen. In dem äußeren Bereich bewegen sich Target und Projektil in einem schwachen langreichweitigen Multipolpotential. Dies entspricht einem Zweikörperproblem und ist wesentlich einfacher zu lösen als das eigentlich zu betrachtende Vielteilchenproblem. Auf der Kugelschale $r = a$ werden in einem letzten Schritt die Lösungen aus dem Innen- und Außenraum aneinander angepasst.

Berrington [Ber97] schlug erstmals eine verallgemeinerte *R*-Matrix Methode vor, mit deren Hilfe alle möglichen Prozesse wie DI, EA, REDA und READI gleichberechtigt behandelt werden können. Dabei kommt es entscheidend auf die Wahl der richti-

gen Pseudozustände an. Der Gesamtwirkungsquerschnitt stellt sich dann als Summe der Wirkungsquerschnitte für Anregung in alle Pseudozustände (gekennzeichnet durch $\bar{n}l$) positiver Energie und der Anregung in alle autoionisierende Zustände dar.

$$\sigma_{tot} \approx \sum_{\bar{n}l} \sigma_{\bar{n}l} + \sum_i \sigma_i^{AI} B_i \quad (2.8)$$

Die Augerausbeute B_i wird bei niedrig geladenen Ionen meist zu eins angenommen. Ein Nachteil der R -Matrix-Technik ist der begrenzte Energiebereich, der mit einer Rechnung abgedeckt werden kann. Dieser hängt vom energetisch höchstgelegenen Pseudozustand ab. Abschließend seien einige weitere Quellen genannt, in denen der R -Matrix-Formalismus [Bur93, Bar98, Gor00], sowie dessen explizite numerische Umsetzung [Bar96] ausführlich beschrieben sind. Beispiele mit experimentellen Vergleichen und expliziten Berechnungen, speziell der Wahl einer geeigneten Basis finden sich in [Kno01b, Mül00, Ten00b].

Im Jahr 1999 veröffentlichten Rescigno *et al.* [Res99] die erste erfolgreiche numerische Berechnung der Elektronenstoßionisation von atomarem Wasserstoff, an der seit mehr als 40 Jahren gearbeitet worden war. Erst durch den Einsatz massiv parallel arbeitender Supercomputer gelang die Lösung einer transformierten Schrödingergleichung auf einem zweidimensionalen Gitter mit 250000 Punkten. Die berechneten energie- und winkeldifferentiellen Wirkungsquerschnitte sind in sehr guter Übereinstimmung mit experimentellen Daten.

2.3 Semiempirische Näherungen

Die in Kapitel 2.2 beschriebenen Methoden sind teilweise mit sehr großem numerischen Aufwand verbunden und eignen sich daher nicht für die schnelle Abschätzung von unbekanntem Wirkungsquerschnitten. Dieser Nachteil entfällt bei der Verwendung einfacher Skalierungsgesetze und semiempirischen Formeln, die sich auf bereits bestehende Daten stützen. Eine Zusammenfassung solcher Methoden findet sich in [You85].

Eine semiempirische Beschreibung der Einfachionisation stammt von Lotz [Lot67, Lot68]. Dabei wurde der Ansatz gemacht, dass sich der Wirkungsquerschnitt unterhalb seines Maximums wie eine Funktion nach der klassischen Theorie von Thomson und oberhalb nach der quantenmechanischen Theorie von Bethe verhält. Lotz konzipierte eine Formel mit drei freien Parametern, die er an experimentelle und theoretische (CBA) Wirkungsquerschnitte anpasste. Diese Parameter sind für verschiedene Elemente tabelliert [Lot69, Lot70]. Die „dreiparametrische Lotzformel“ (drei Parameter pro Unterschale) lautet:

$$\sigma = \sum_{i=1}^N a_i n_i \frac{\ln(E_e/E_i)}{E_e E_i} \left(1 - b_i \exp \left(-c_i (E_e/E_i - 1) \right) \right) \quad \text{mit } E_e \geq E_i. \quad (2.9)$$

Hierbei ist E_e die Energie des Projektilelektrons, E_i das Ionisationspotenzial der jeweiligen Unterschale, n_i die Anzahl der äquivalenten Elektronen in Schale „i“ und

a_i, b_i, c_i sind Parameter für die Unterschale „i“. Es wird über alle N Unterschalen zum Gesamtquerschnitt aufsummiert, wobei nur die Schalen berücksichtigt werden, die zur direkten Einfachionisation beitragen. Für Ionen, bei denen keine Werte für die Konstanten vorliegen, wird $a_i = 4,5 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$, $b_i = c_i = 0$ empfohlen. In diesem Fall wird Gleichung 2.9 als einparametrische Lotzformel bezeichnet. Für die so abgeschätzten Wirkungsquerschnitte gibt Lotz einen Fehler von + 40 % bis – 30 % an [Lot70].

Wie in Kapitel 2.2 ausgeführt, existieren für die Einfachionisation zahlreiche quantenmechanische Verfahren. Bei der Mehrfachionisation ist es allerdings bisher nicht gelungen, allgemein gültige Verfahren zu entwickeln. Es existieren jedoch einige semiempirische und semiklassische Ansätze. In dieser Arbeit wird die von Shevelko und Tawara [She95, Bé197] entwickelte semiempirische Abschätzung für den Wirkungsquerschnitt der Mehrfachionisation von Atomen und Ionen mit vielen Elektronen verwendet:

$$\sigma_m = \frac{a(m)N^{b(m)}}{(E_i/Ry)^2} \left(\frac{E/E_i - 1}{E/E_i} \right)^c \frac{\ln(E/E_i)}{E/E_i} [10^{-18} \text{ cm}^2] . \quad (2.10)$$

Mit E wird die Energie des einlaufenden Elektrons bezeichnet, mit E_i die Ionisationsenergie, mit N die Gesamtzahl der Targetelektronen und mit Ry die Rydbergkonstante ($1Ry = 13,602 \text{ eV}$). $a(m)$ und $b(m)$ sind empirisch ermittelte Fitparameter. Diese liegen für die m -fache Ionisation zwischen $m = 2$ und $m = 10$ tabelliert vor, für höhere m können konstante, asymptotische Werte verwendet werden. Der Exponent c ist ebenfalls empirisch ermittelt und beträgt für ein neutrales Target $c = 1$ und für ein ionisches $c = 0,75$. Die Formel berücksichtigt keine indirekten Prozesse. Deshalb sind besonders im Querschnittsmaximum starke Abweichungen zu erwarten. Den Prozess der Mehrfachionisation für alle Atome und Ionen mit einer Näherungsformel korrekt zu beschreiben, ist äußerst schwierig, so dass es bei einigen Atomen und Ionen auch zu größeren Differenzen zwischen berechnetem und gemessenem Wirkungsquerschnitt kommen kann. Besonders für leichte Ionen, wie Bor oder Kohlenstoff, sind Abweichungen von einer Größenordnung durchaus möglich. Um eine bessere Übereinstimmung mit den gemessenen Daten zu erhalten, wurde ein zusätzlicher energieunabhängiger Korrekturfaktor eingefügt

$$\sigma_{m_{corr}} = K_{corr} \sigma_m . \quad (2.11)$$

Dieser Korrekturfaktor hat keinen Einfluss auf die Form der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts.

3 Experimenteller Aufbau

Der verwendete Versuchsaufbau ist eine „crossed-beams“-Apparatur, die die Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte für die Elektronenstoßionisation von Ionen mit Hilfe gekreuzter Teilchenstrahlen ermöglicht. Als Reaktionsprodukte werden umgeladene Ionen mit einem Einzelteilchendetektor gezählt. Die auf Elektronen- und Ionenstrom normierte Zählrate ist ein direktes Maß für den Ionisationsquerschnitt, unter der Voraussetzung, dass die Überlappung beider Strahlen bekannt ist. Mit Bezug auf die Arbeiten von Frank [Fra97], Timphus [Tim98] und Böhme [Böh00] wird im folgenden der für die Messungen verwendete Gesamtaufbau beschrieben.

Die Ionenquelle kann auf zwei verschiedenen Wegen mit Atomen oder Molekülen versorgt werden, entweder aus Gasen, die über zwei Gaseinlassventile zugeführt werden können, so dass auch ein Mischgasbetrieb möglich ist, oder aus Feststoffen, die in einem Ofen verdampft werden. Im Fall der Messungen mit Bor geschah dies durch den Einlass von gasförmigem Bortrifluorid und bei Scandium durch Verdampfen des festen Scandiums im Ofen. Eine 10-GHz-Elektron-Zyklotron-Resonanz (EZR) Ionenquelle erzeugt die benötigten Ionen, die durch eine Hochspannung von bis zu 20 kV beschleunigt werden. Im vorliegenden Fall wurde die Quelle auf einem Potenzial von 12 kV bezüglich Erde betrieben. Die Ionen werden mit einer beweglichen Extraktionselektrode aus der Quelle extrahiert und durch eine nachfolgende Einzellinse vorfokussiert. Dahinter befindliche Ablenkplatten und magnetische Steerer dienen zur Strahlablenkung in horizontaler und vertikaler Richtung. Anschließend sorgt ein Quadrupol-Triplett für eine weitere Fokussierung auf den Eintrittsschlitz des ersten Analysiermagneten. Die Ionen werden in diesem Analysiermagneten nach dem Verhältnis von Ladung zu Masse getrennt und gelangen nach Passieren des Austrittsschlitzes des Magneten in die Gaszelle. Hier kann auf einer kurzen Strecke von 7 cm ein Gastarget mit einem Druck von maximal 10^{-1} mbar erzeugt werden. Damit können bei Bedarf insbesondere metastabile Zustände durch Umladung bevölkert werden und ein höherer Anteil an metastabilen Ionen im Ionenstrahl erreicht werden. Durch Vergleich der mit unterschiedlichen Anteilen an metastabilen Ionen durchgeführten Messungen können Informationen über die Ionisationsmechanismen gewonnen werden [Kno01a]. Ein differentielles Pumpsystem verhindert weitgehend den Anstieg des Gasdruckes in der Umgebung der Gaszelle, der typischerweise etwa 10^{-8} mbar beträgt, selbst wenn der Druck in der Gaszelle bei 10^{-1} mbar liegt [Böh00]. Es folgen ein weiteres Quadrupol-Triplett und ein doppelt fokussierender Kugelkondensator mit einem Krümmungsradius von 15 cm, der den Strahl um 90° ablenkt. Eine Drehdurchführung ermöglicht das Schwenken des Kugelkondensators und lässt so auch eine Strommessung in 0° -Richtung zu. Danach besteht die Möglichkeit, den Strahl mit zwei von au-

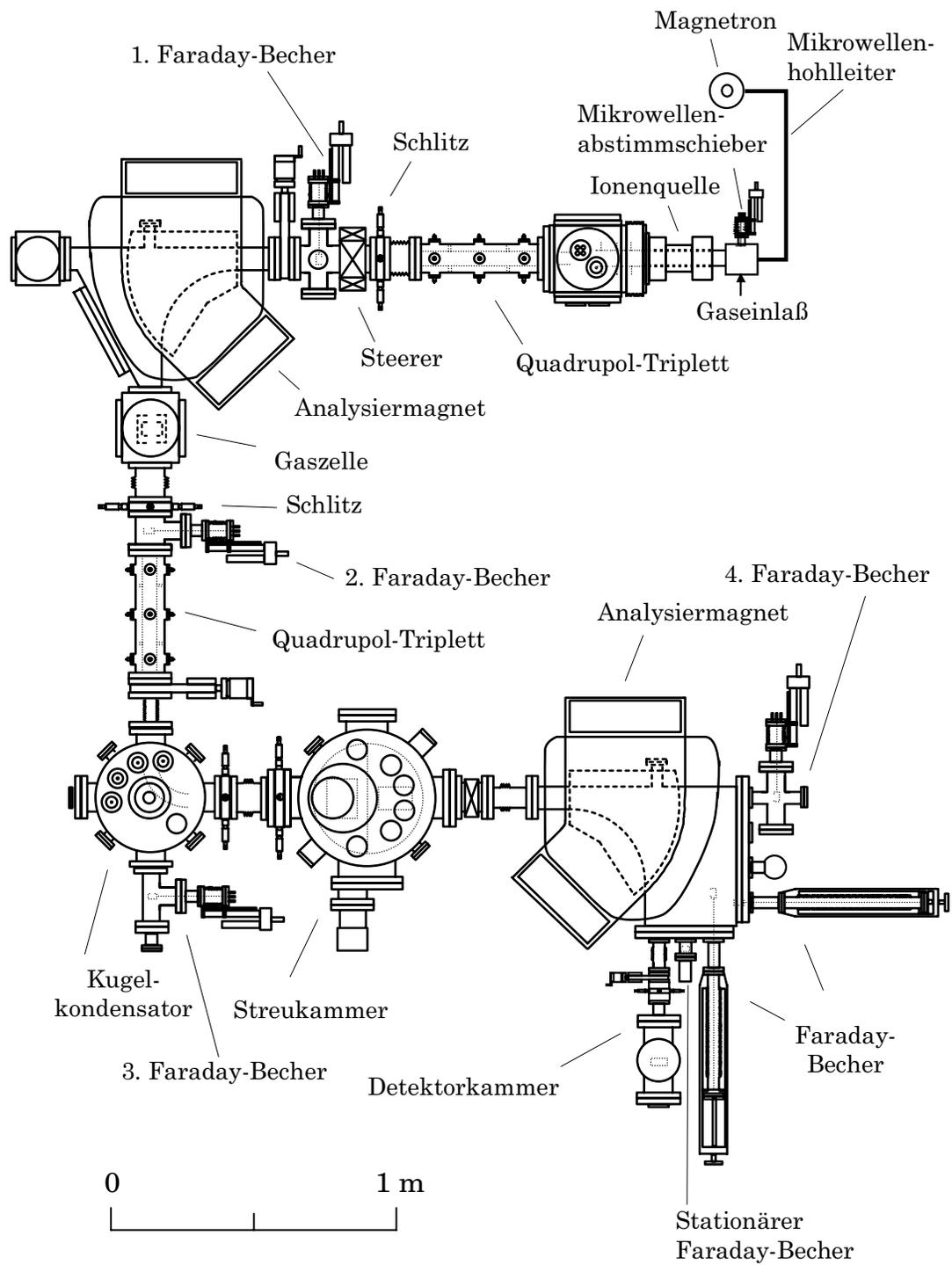


Abbildung 3.1: Gesamtaufbau des Experimentes.

Ben einstellbaren Schlitzblenden, die in einem Abstand von 195 mm angebracht sind, auf den gewünschten Querschnitt zu kollimieren, z.B. auf $2 \times 2 \text{ mm}^2$ in Scanmessungen. Der kollimierte und aus Ionen mit genau *einem* Ladungszustand bestehende Ionenstrahl wird in der folgenden Streukammer mit einem bandförmigen Elektronenstrahl gekreuzt, so dass hinter der Wechselwirkungszone eventuell zusätzlich höhere Ladungszustände im Ionenstrahl enthalten sind. In dem zweiten Analysiermagneten wird der Primärionenstrahl von den höher geladenen Ionen getrennt. Anschließend wird der Primärionenstrahl in einem Faraday-Becher aufgefangen, die höher ionisierten Ionen werden durch einen 180° -Kugelkondensator geleitet und in einem Einzelteilchendetektor nachgewiesen.

Zur Kontrolle des Ionenstrahls stehen vier Faraday-Becher an verschiedenen Stellen zur Verfügung. Der erste Faraday-Becher ist vor dem ersten Analysiermagneten angebracht, mit dessen Hilfe der gesamte von der Quelle emittierte Strom nachgewiesen werden kann. Der zweite befindet sich hinter dem ersten Analysiermagneten und ermöglicht die Optimierung auf den jeweils gewünschten Ladungszustand der Ionen. Der dritte Becher ist in 0° -Richtung hinter dem 90° -Kugelkondensator installiert und der vierte in 0° -Richtung hinter dem zweiten Analysiermagneten, jeweils bezogen auf den einlaufenden Ionenstrahl.

Die Anlage ist mit einem differentiellen Pumpsystem ausgestattet und mittels dreier Hochvakuumventile in vier unabhängige Abschnitte unterteilbar, wodurch Wartungsarbeiten erleichtert werden. In der Ionenquelle wird ein Druck von etwa 10^{-7} mbar erreicht, der im Betrieb durch Gaseinlaß auf bis zu $3 \cdot 10^{-4}$ mbar ansteigt. Das Vakuum wird mit einer Öldiffusionspumpe, die eine Saugleistung von 700 l/s hat, und einer Turbomolekularpumpe mit einer Saugleistung von 300 l/s aufrechterhalten. Zwischen dem ersten Magneten und dem Kugelkondensator befindet sich die Gaszelle. Dort sorgen zwei Öldiffusionspumpen und zwei Turbomolekularpumpen mit der jeweils gleichen Saugleistung wie die Pumpen an der Quelle für einen Druck von etwa 10^{-8} mbar. In dem gesamten auf den Kugelkondensator folgenden Teil der Apparatur, der bei Temperaturen von bis zu 200°C ausheizbar ist, herrscht ein Basisdruck von 10^{-10} mbar. Dies wird durch jeweils eine Turbomolekularpumpe an der Umlenk-, der Streu- und der Detektorkammer, sowie eine Kryopumpe, eine Titansublimationspumpe und eine Ionen-Getterpumpe in der Streukammer erreicht.

3.1 Ionenquelle

Für die Experimente wurde eine ausschließlich aus Permanentmagneten aufgebaute EZR-Ionenquelle [Tra03] verwendet. Den schematischen Aufbau zeigt Abbildung 3.2.

In eine evakuierte Plasmakammer wird das zu ionisierende Element oder eine seiner Verbindungen in gasförmigem Zustand eingebracht. Bei Feststoffen, wie im Fall des Scandiums, wird das Material vorher in einem Ofen verdampft. Der ursprüngliche Aufbau des Ofens [Böh00] wurde im Hinblick auf eine bessere thermische Isolation

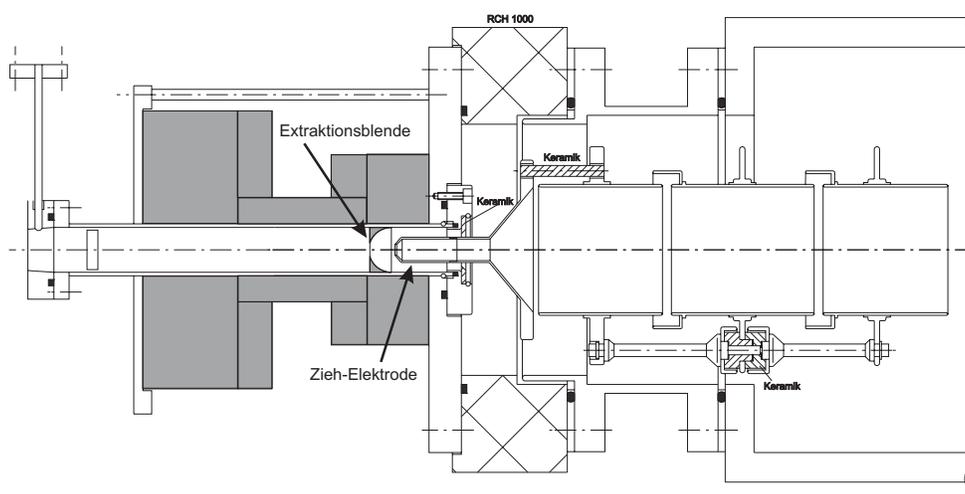


Abbildung 3.2: Schematische Zeichnung der EZR-Quelle mit Zieh-Elektrode und Einzellinse.

modifiziert, um bei Scandium Temperaturen oberhalb der hohen Schmelztemperatur von $1541\text{ }^{\circ}\text{C}$ erreichen zu können. Um den Keramikkörper des Ofens mit dem Isolatorröhrchen wurde ein $0,025\text{ mm}$ dickes Wolframblech gelegt und mit einem zu einer Feder aufgewickelten Wolframdraht fixiert. Darauf wurde ein weiteres $0,025\text{ mm}$ dickes Wolframblech gelegt und wieder mit einer Spirale aus Wolframdraht befestigt. Dieser Aufbau passt genau in die vorhandene Ofenhülse aus Stahl. Die Wärme des Ofens kann dadurch nur noch über die wesentlich kleinere Kontaktfläche des Drahtes nach außen geleitet werden, während die Wärmestrahlung von der zweilagigen Wolframfolie reflektiert wird. Mit diesem modifizierten Ofenaufbau konnte bei einer elektrischen Heizleistung von ca. 35 Watt ein hinreichend großer Scandiumdampfdruck erreicht werden. Soll ein Element mit einem noch höheren Schmelzpunkt untersucht werden, wie zum Beispiel Titan, verwendet man als Keramik Bornitrid anstelle von Aluminiumoxid, da jenes bis $3000\text{ }^{\circ}\text{C}$ verwendbar ist und auch bei hohen Temperaturen eine wesentlich schlechtere elektrische Leitfähigkeit besitzt. Ein solcher Hochtemperaturofen erforderte im Vergleich zu dem bisherigen Ofen weitere essentielle Modifikationen, die in der Arbeit von van Zoest [vZ04] bereits beschrieben sind. Die Funktionsfähigkeit konnte durch das Schmelzen von Titan bei einer Temperatur von mindestens $1660\text{ }^{\circ}\text{C}$ nachgewiesen werden. Der größte Nachteil von Bornitrid ist das starke Ausgasen des Materials bei Erwärmung.

Die prinzipielle Funktionsweise von EZR-Ionenquellen wurde von Traßl [Tra03] ausführlich dargestellt. Befindet sich das zu untersuchende Element in der Plasmakammer, wird es Elektronenstößen in einem Mikrowellenfeld ausgesetzt, das hier von einem Magnetron mit einer Frequenz von 10 GHz erzeugt wird. Durch das Mikrowellenfeld werden einzeln freigesetzte Elektronen beschleunigt, so dass in anschließenden Elektron-Ion-Stößen Ionen in höhere Ladungszustände gebracht und somit weitere Elektronen freigesetzt werden, die ebenfalls geheizt werden und sich lawinenartig

vermehren können. Damit diese Elektronen nicht aus dem Plasma entweichen und für weitere Stoßionisationsprozesse zur Verfügung stehen, werden sie magnetisch eingeschlossen. Die im Plasma befindlichen Atome und Ionen werden von den heißen Elektronen durch sukzessive Einfachionisation in höhere Ladungszustände gebracht. Der Einschluß der Elektronen und Ionen ist nicht vollständig. Ionen werden mit einer geeigneten Elektroden- und Feldanordnung extrahiert und für Experimente zur Verfügung gestellt.

3.2 Hochstrom-Elektronenkanone

Die im Experiment verwendete Elektronenkanone zeichnet sich durch einen in der Wechselwirkungszone (WWZ) parallel laufenden energiescharfen Elektronenstrahl mit hoher Intensität aus. Diese Hochstrom-Elektronenkanone wurde von R. Becker, Institut für Angewandte Physik der Universität Frankfurt, in enger Zusammenarbeit mit der Elektronenstoßgruppe des Instituts für Kernphysik in Gießen entwickelt [Bec85] und ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

Die Elektronen werden von einer indirekt beheizten, zylindrisch gekrümmten, mit Barium imprägnierten Wolframkathode emittiert und durch Pierce-Elektroden und drei Paar Stangenelektroden zu einem in der Wechselwirkungszone parallelen Bandstrahl fokussiert. Der Elektronenstrahl hat in der WWZ eine von der Energie abhängige Höhe von etwa 2,5 mm und in Ionenstrahlrichtung eine Ausdehnung von 6 cm. In einem wassergekühlten Anodenblock wird der Strahl von einer isoliert aufgehängten Ablenkelektrode defokussiert, um die Verlustleistung von bis zu 460 W bei der maximalen Elektronenenergie von 1000 eV auf eine möglichst große Fläche zu verteilen. Der Strahlverlauf wurde mit dem SLAC-Simulationsprogramm [Her73] berechnet [Mül87b, Hof87] und ist in Abbildung 3.4 gezeigt.

Der Elektronenstrom verursacht im Wechselwirkungsraum durch seine Raumladung eine Potenzialmulde von bis zu 4 % des Kathodenpotenzials. Die dadurch hervorgerufene Fokussierung und Ablenkung des Ionenstrahls und die Verbreiterung der Energieverteilung der Elektronen würde zu einer systematischen Überhöhung des Wirkungsquerschnitts führen [Mül87b, Hof87]. Um dies zu vermeiden, wird die Raumladung mit thermischen Restgasionen kompensiert, die durch Elektronenstoßionisation von Restgasatomen erzeugt werden. Voraussetzung dafür ist ein hinreichend hoher Gasdruck, der durch den Einlass von hochreinem Krypton-Gas über ein UHV-Dosierventil gewährleistet wird. Ein typischer zur Raumladungskompensation hinreichender Krypton-Partialdruck von etwa $3 \cdot 10^{-7}$ mbar wurde in den hier diskutierten Experimenten verwendet.

Die Kathodenspannung der Elektronenkanone wird von einer Serienschaltung aus einem sehr schnellen Netzgerät (Kepco BOP 100-1M) und einem Mittelspannungsnetzgerät (FUG MTN 750-1000) zur Verfügung gestellt. Das schnelle Netzgerät hat einen Spannungsbereich von -100 V bis +100 V, das Mittelspannungsnetzgerät von 0 V bis 1500 V. Zur Vermeidung von Spannungsüberschlägen wird die Elektronen-

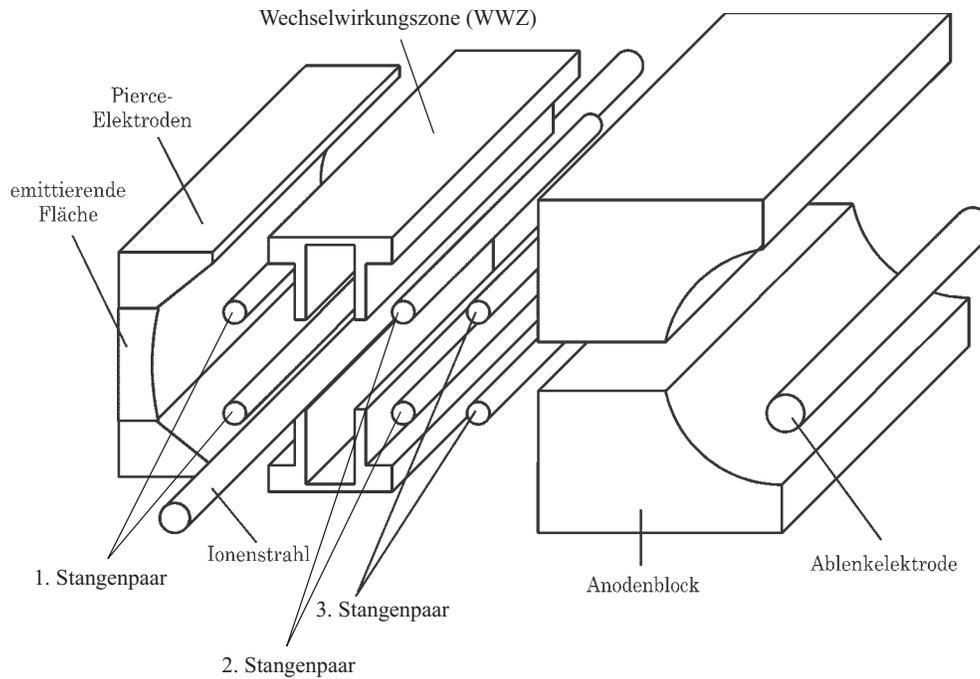


Abbildung 3.3: Schemaskizze der Elektronenkanone. Die Ausdehnung in Richtung des Ionenstrahls beträgt 6 cm. Auf dem Weg von der Kathode zur Anode passieren die Elektronen Fokussierelemente, die von 3 Stangenpaaren gebildet werden, sowie die geerdete Abschirmung der Wechselwirkungszone. An jedem dieser Bauteile können Stromverluste auftreten, die in einer separaten Messung bestimmt werden müssen.

kanone mit maximal 1000 V betrieben. Sie liefert dann einen Elektronenstrom von etwa 400 mA. Die Regelung der während einer Messung konstant zu haltenden Kathodenspannung geschieht durch den Vergleich des Sollwertes mit dem unteretzten Istwert in einem Regler, dessen Ausgang das schnelle Netzgerät ansteuert. Die vom Mittelspannungsnetzgerät gelieferte Spannung bleibt daher auf einem vorgewählten Wert, der allerdings bei schnellen Umschaltungen des Kepco-Netzgerätes und damit einhergehender Änderung der Stromlast schwanken kann. Ausgleich hierfür schafft die schnelle oben kurz beschriebene Spannungsregelung. Laut Hersteller des Kepco-Netzgerätes beträgt die Zeit, in der ein neu eingestellter Spannungswert zu 90 % erreicht wird, ca. $17 \mu\text{s}$. Dies ist die technische Voraussetzung zur Durchführung schneller Scan-Messungen, bei denen der gesamte Spannungshub (maximal 200 V) je nach Zahl der gewählten Kanäle in kurzer Zeit durchlaufen wird (typisch sind 300 Energieschritte pro Sekunde, die maximal wählbare Kanalzahl ist 4096). Die Pausenzeit der Datenaufnahme zwischen zwei Spannungswerten beträgt typischerweise $300 \mu\text{s}$, so dass regelbedingte Störungen vollständig abgeklungen sind, bevor Messdaten vom Experimentrechner erfasst werden.

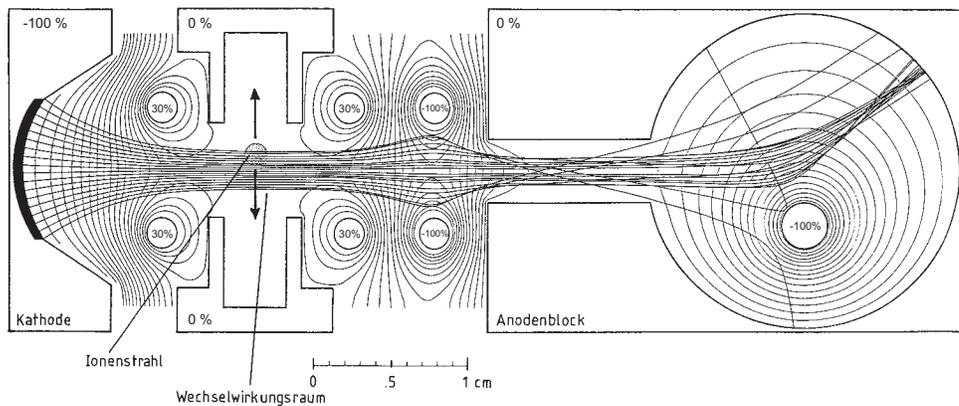


Abbildung 3.4: Potentiale an den Elektroden der Elektronenkanone. Das negative Kathodenpotential ist mit -100 % bezeichnet, das Erdpotential mit 0 %. Die hier gezeigten Elektronentrajektorien sind unter Berücksichtigung der Raumladung, aber unter Vernachlässigung der thermischen Bewegung berechnet worden. Insofern handelt es sich um eine idealisierte Darstellung der experimentellen Verhältnisse.

Die Ermittlung von Wirkungsquerschnitten erfordert eine genaue Kenntnis der beteiligten Teilchenströme. Auf den Elektronenstrom in der WWZ kann nur durch Messung des Kathoden- und Anodenstroms geschlossen werden. Insbesondere bei kleinen Elektronenenergien besteht eine Differenz zwischen Kathoden- und Anodenstrom, da ein Teil des (thermisch emittierten) Elektronenstroms trotz Fokussierung über die dazwischen liegenden Elektroden abfließt. Für eine genaue Bestimmung des Elektronenstroms in der WWZ wurde daher in einer separaten Messung die über die verschiedenen Elemente der Elektronenkanone abfließenden Ströme einzeln gemessen. Wird die Elektronenkanone verändert, zum Beispiel durch Einsetzen einer neuen Kathode oder Austausch von Isolatormaterial, muss eine erneute Messung der Einzelströme durchgeführt werden, da leichte Geometrieänderungen zu einer Änderung des Elektronenstroms führen. Der von der Kathode emittierte sowie der auf die drei Stangenpaare, die WWZ und die Anode auftreffende Strom ist für niedrige Energien während der Messperiode 1 in der Abbildung 3.5 und während der Messperiode 2 in Abbildung 3.6 dargestellt.

Es lässt sich eine obere und untere Abschätzung für den Elektronenstrom im Wechselwirkungsbereich angeben:

- Der maximale Elektronenstrom in der Wechselwirkungszone ist die Differenz aus dem Kathodenstrom und dem über das erste Stangenpaar abfließendem Strom.
- Der minimale Elektronenstrom ist die Summe der über das zweite und dritte Stangenpaar sowie der über die Anode abfließenden Ströme.

In beiden Fällen wird der an der Abschirmung der Wechselwirkungszone gemessene Strom nicht berücksichtigt, weil die Elektronen sowohl vor der Überlappung mit dem

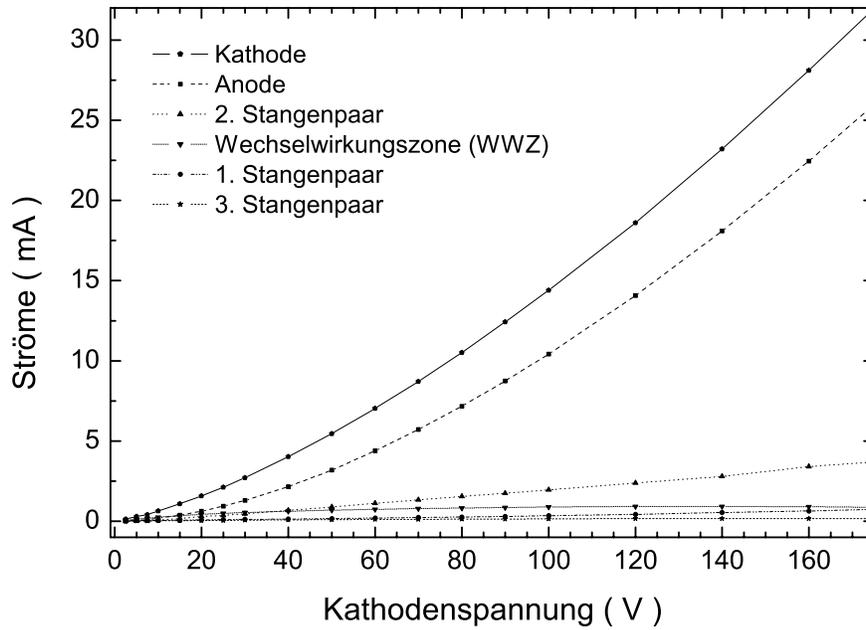


Abbildung 3.5: Messung der über die verschiedenen Elemente der Elektronenkanone abfließenden Ströme bei einer Heizleistung von 117 Watt in der Messperiode 1.

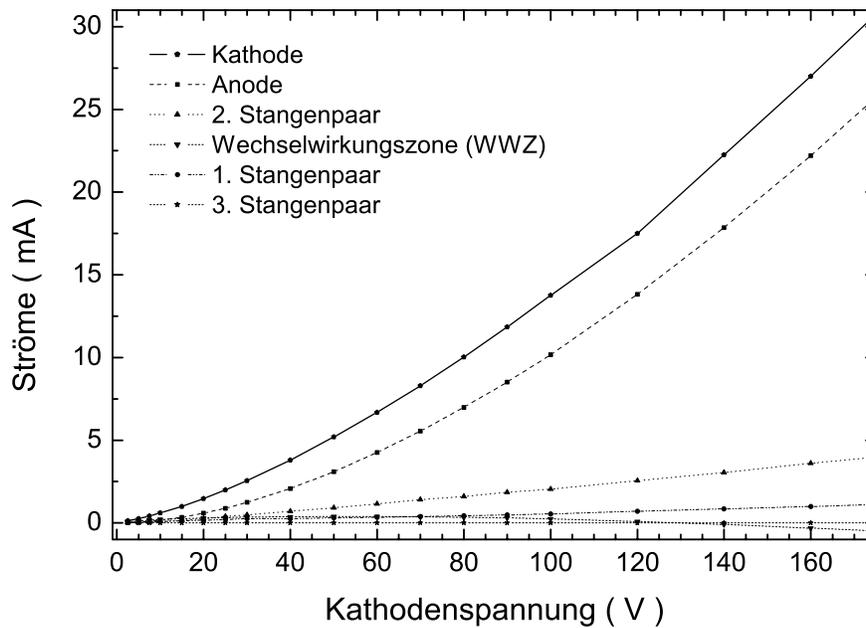


Abbildung 3.6: Messung der über die verschiedenen Elemente der Elektronenkanone abfließenden Ströme bei einer Heizleistung von 100,6 Watt in der Messperiode 2.

Ionenstrahl als auch danach aufgetroffen sein können. Bei höheren Elektronenenergien gleichen sich die beiden Schranken immer mehr an, da bereits bei 400 eV schon über 91 % des emittierten Kathodenstroms in dem Anodenblock nachgewiesen wird und diese Elektronen definitiv für die Wechselwirkung mit dem Ionenstrahl zur Verfügung standen. Da bei höheren Energien die zunehmende Wahrscheinlichkeit für Sekundärelektronenemission zu einer Verfälschung der empfindlichen Strommessung an den Stangen führt, wurde auf eine Darstellung der separaten Strommessungen oberhalb von 370 eV verzichtet. Während einer Wirkungsquerschnitts-Messung wird lediglich der Kathodenstrom (I_{Kath}) registriert, so dass dieser noch mit einer Funktion $C(U_e)$ korrigiert werden muss, um den Elektronenstrom (I_e)

$$I_e = C(U_e) \cdot I_{Kath} \quad (3.1)$$

in der WWZ zu erhalten. Die Korrekturfunktionen für die Messperiode 1 (Gleichung 3.2) bzw. 2 (Gleichung 3.3)

$$C(U_e) = 0,9914 \cdot \left(1 - 0,39 \cdot e^{-\frac{U_e}{18}} - 0,125 \cdot e^{-\frac{U_e}{148}}\right) \quad (3.2)$$

$$C(U_e) = 0,4604 + 0,2559 \cdot \left(1 - e^{-\frac{U_e}{70,3443}}\right) + 0,2716 \cdot \left(1 - e^{-\frac{U_e}{13,0321}}\right) \quad (3.3)$$

wurden durch Anpassung an den Mittelwert der beiden Abschätzungen in Abbildung 3.7 bzw. Abbildung 3.8 gewonnen. Dabei wird mit U_e die Kathodenspannung bezeichnet. Bei Elektronenenergien oberhalb von 100 eV ist die Korrektur kleiner als 6 %.

Nachdem der Ionenstrahl den 90°-Kugelkondensator und damit das letzte ladungszustandsselektive Bauelement passiert hat, muss er eine Strecke von ca. 120 cm zurücklegen, bevor er in den zweiten Analysiermagneten gelangt. Dort werden die neu erzeugten Ionen von den Primärionen aufgrund des unterschiedlichen Ladung-zu-Masse-Verhältnisses getrennt. Betrachtet man beispielsweise die Einfachionisation eines Ions, so wird ein Großteil der Ionisation durch Elektronenstoß in der Wechselwirkungszone stattfinden. Jedoch können die Ionen des Primärstrahls ebenfalls mit Restgasionen oder Kanten des Versuchsaufbaus zusammenstoßen und auf diese Weise ihren Ladungszustand ändern. Besteht der Primärionenstrahl zusätzlich zu einem Anteil aus autoionisierenden metastabilen Ionen, so wird auch deren Zerfall zu einem erhöhten Anteil an Ionen führen, die der Signaldetektor registriert. Der durch die eben beschriebenen Prozesse entstehende Untergrund hat nichts mit den physikalischen Prozessen der Elektronenstoßionisation zu tun. Vor allem die Stöße mit den Restgasionen führten bei der Messung der Einfachionisation von Sc^+ -Ionen bei kleinen Energien zu einem starken Untergrundsignal und erschwerten die Messung erheblich. Eine Reduktion dieses Untergrundes gelang durch die Technik der Potenzialmakierung, wie sie in [Bec03] beschrieben wurde und für die Messperiode 2 zur Verfügung stand. Dabei wird die komplette Elektronenkanone nicht gegenüber Erde betrieben, sondern gegenüber einem Referenzpotenzial U . Wählt man dieses negativ, so werden die q -fach positiv geladenen Ionen beim Eintritt in die Wechselwirkungszone beschleunigt und gewinnen dabei

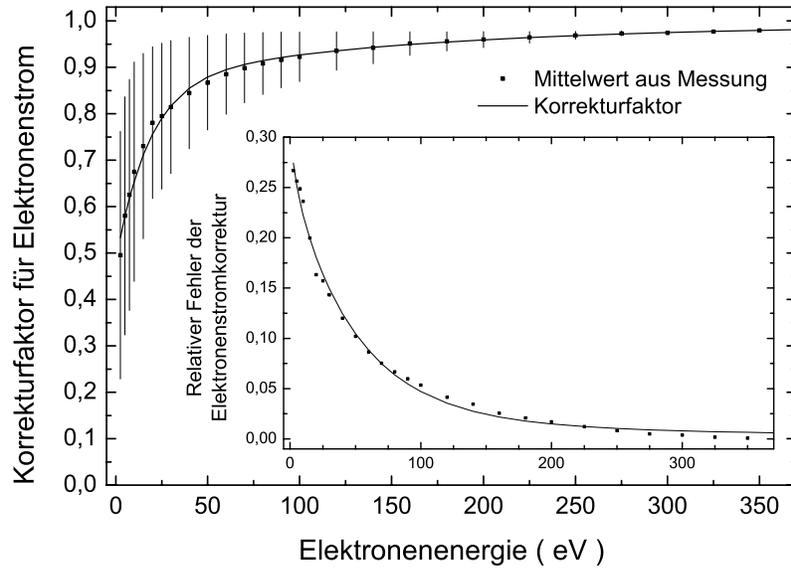


Abbildung 3.7: Korrekturfunktion für den Elektronenstrom, sowie Mittelwert aus oberer und unterer Abschätzung der Messperiode 1. Zusätzlich dargestellt: Relativer Fehler der Elektronenstromkorrektur nach Gleichung 4.7.

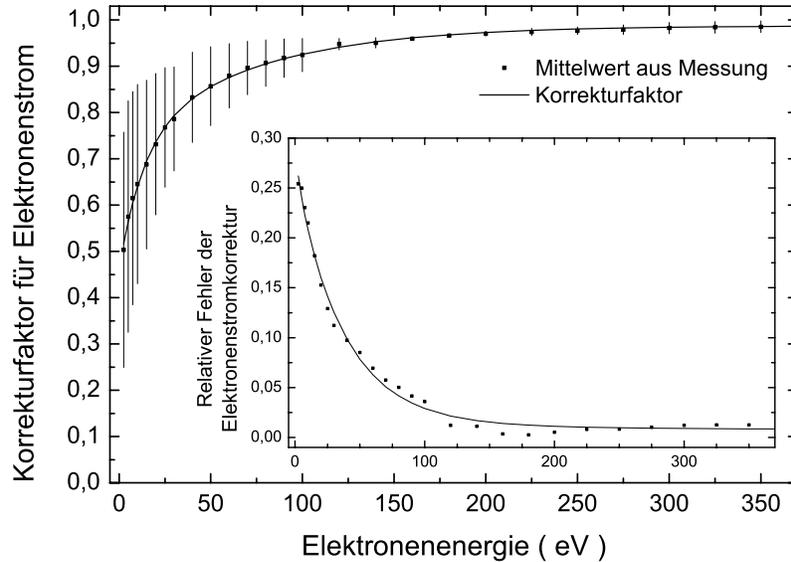


Abbildung 3.8: Korrekturfunktion für den Elektronenstrom, sowie Mittelwert aus oberer und unterer Abschätzung der Messperiode 2. Zusätzlich dargestellt: Relativer Fehler der Elektronenstromkorrektur nach Gleichung 4.8.

die Energie $q \cdot e \cdot U$. Beim Verlassen der Wechselwirkungszone findet eine Abbremsung statt, so dass die Ionen die Energie $q \cdot e \cdot U$ verlieren und damit ihre ursprüngliche Energie zurückerhalten. Werden sie nun durch Elektronenstoß in einen höheren Ladungszustand $q+u$ versetzt, verlieren sie beim Verlassen der Wechselwirkungszone die Energie $(q+u) \cdot e \cdot U$. Damit besitzen die Ionen, die in der Wechselwirkungszone durch Elektronenstoß oder sonstige Prozesse in den Ladungszustand $q + u$ versetzt wurden, eine um $e \cdot u \cdot U$ verminderte Energie. Im zweiten Analysiermagneten ist es nun möglich diese Ionen von den durch Untergrundereignisse außerhalb der Wechselwirkungszone umgeladenen Ionen zu trennen, da diese die ursprünglich an der Ionenquelle eingestellte Energie $q \cdot e \cdot U_{acc}$ besitzen, wobei U_{acc} die Beschleunigungsspannung an der Ionenquelle ist. Auf diese Weise kann der Untergrund um einen Faktor reduziert werden, der dem Längenverhältnis von potenzialmarkierter Wechselwirkungszone (ca. 10 cm) und der Entfernung Kugelkondensator-Analysiermagnet (ca. 120 cm) entspricht. Untergrundereignisse, die in der Wechselwirkungszone stattfinden sind auch weiterhin nicht vom eigentlichen Signal zu trennen. Dieser Untergrund ist nach wie vor durch die weiter oben beschriebenen Methoden zu bestimmen.

3.3 Ionenstrommessung

Nach der Kreuzung von Elektronen- und Ionenstrahl werden die Ströme von Primärionen und höher geladenen Signalionen gemessen. Der Detektor für die Signalionen ist fest montiert und gibt damit das Magnetfeld für den zweiten Analysiermagneten vor. Zwei fahrbare Faraday-Becher in der Magnetkammer des zweiten Analysiermagneten ermöglichen die Strommessung der Primärionen bei jedem Magnetfeld. Gelangen die Primärionen in den Faraday-Becher, so können diese beim Auftreffen Elektronen aus der Becheroberfläche herausschlagen, was zu einem überhöhten Messwert für den Ionenstrom führen kann. Um ein Austreten der Sekundärelektronen aus dem Becher weitgehend zu verhindern, wird eine Repellerblende an der Eintrittsöffnung auf ein Potenzial von -200 V gelegt. Sie drängt die Sekundärelektronen zurück, so dass der wirkliche Strom gemessen wird, wenn alle Ionen im Becher aufgefangen werden. Zusätzlich verhindert das Magnetfeld des 2. Analysiermagneten ein Entweichen der Sekundärelektronen. Anschließend werden die Ströme mit einem Strom-Frequenz-Wandler in eine dem Strom proportionale Frequenz umgewandelt. Das verwendete Gerät deckt dabei die Messbereiche von $1 \cdot 10^{-4}$ A bis $3 \cdot 10^{-12}$ A in 16 Stufen ab. Der Vollausschlag entspricht in allen Messbereichen einer Frequenz von 500 kHz. Die Messung des Elektronenstroms erfolgt mit einem ähnlichen Messgerät, das allerdings die Messbereiche von 0,5 A bis $1,5 \cdot 10^{-4}$ A abdeckt. Die Genauigkeit der Geräte beträgt $\Delta I/I = \pm 2 \cdot 10^{-4}$ bei Vollausschlag im jeweiligen Messbereich. Der Gesamtfehler der Strommessung wird in Kapitel 4.2.3 behandelt.

Die Strommessung der Signalionen erfordert einen höheren Aufwand als die Anbringung eines Faraday-Bechers, da hier typische Ströme im Bereich von fA liegen. Bereits kurze Zuleitungen zu dem Messgerät werden durch mechanische Störungen,

wie z.B. durch Vakuumpumpen verursachten Vibrationen, in Schwingungen versetzt. Dies kann sowohl zu kapazitiven Änderungen zwischen den Drähten als auch zu magnetischer Induktion führen, denn der Draht befindet sich im Magnetfeld. Solche Effekte verursachen Schwankungen von bis zu einigen hundert fA. Daher wird zur Signalmessung ein Einzelteilchenzähler verwendet. Quantitative Messungen werden mit einem „Channel Elektron Multiplier“ (CEM) von Philips (Typ X719BL) durchgeführt. Nach Passieren eines Kugelkondensators treffen die Ionen in dem Detektor auf eine Prallplatte, die sich auf einem negativen Potenzial befindet, und erzeugen dort etwa 1-5 Sekundärelektronen pro Ion. Diese werden in den Eingang des CEM beschleunigt, der sich relativ zu der Prallplatte auf einem positiven Potenzial befindet. Der CEM besteht aus einer schneckenförmig gebogenen Glasröhre, die eine leitende innere Oberfläche mit hohem Widerstand hat (300 M Ω). Durch Anlegen einer Hochspannung von ca. 2,5 kV entsteht ein Spannungsgefälle, in dem die Elektronen beschleunigt werden. Aufgrund der Biegung des CEM treffen sie nach gewissen Abständen auf die Wand und schlagen dort weitere Elektronen aus der Oberfläche. Dieser Lawinen-Effekt erhöht die Zahl der Elektronen drastisch. Erst bei einer Elektronenwolke von etwa 10^8 Elektronen kompensiert die Ladung der Elektronen die Beschleunigungsspannung des CEM soweit, dass die Elektronen nicht mehr genügend Energie aufnehmen können, um weitere Elektronen aus der Oberfläche auszuschlagen. Ein weiterer Grund für die Biegung des CEM ist die Verhinderung des „Ionen-Feedback“. Durch die Elektronenlawine erzeugte Restgasionen können nicht genügend Energie gewinnen, bevor sie auf die Wand auftreffen, um ihrerseits eine Elektronenlawine auszulösen. Der entstandene Ladungsimpuls wird kapazitiv ausgekoppelt, verstärkt und gezählt. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektor-Systems liegt bei $97\% \pm 3\%$, die typische Totzeit nach einem Impuls wurde zu unter $1 \mu\text{s}$ bestimmt [Tim98].

Der Einzelteilchenzähler kann mitsamt Kugelkondensator aus dem Strahlengang gefahren werden, so dass mit einem ortsauflösenden Vielkanal-Platten-Detektor (Multi-Channel-Plate, MCP) die quantitative Kontrolle des Strahlprofils möglich ist.

3.4 Einfachionisation von He⁺-Ionen

Die Einfachionisation von He⁺-Ionen wurde bereits in vielen vorherigen Versuchen an verschiedenen Experimentaufbauten gemessen, erstmalig von Dolder *et al.* [Dol61], und von Seiten der Theorie beispielsweise durch die „Distorted Wave Exchange“(DWE)-Rechnung von Teng [Ten00a] erfolgreich beschrieben. Daher eignet sich eine wiederholte Messung der Einfachionisation von He⁺ hervorragend zur Überprüfung der korrekten Funktionsweise unserer Apparatur. Wie bereits in Kapitel 3.2 begründet, wurde die Messung bei einem abgelesenen Krypton Gasdruck in der Wechselwirkungskammer von $3,9 \cdot 10^{-7}$ mbar in der Messperiode 1 bzw. bei $3,1 \cdot 10^{-7}$ mbar in der Messperiode 2 durchgeführt. Der Ionenstrom betrug maximal 17 nA bzw. 18 nA und wurde auf eine Fläche von $0,4 \times 0,4 \text{ mm}^2$ bzw. $0,3 \times 0,3 \text{ mm}^2$ kollimiert. In Abbildung 3.9 werden unsere Messungen mit vorhandenen experimen-

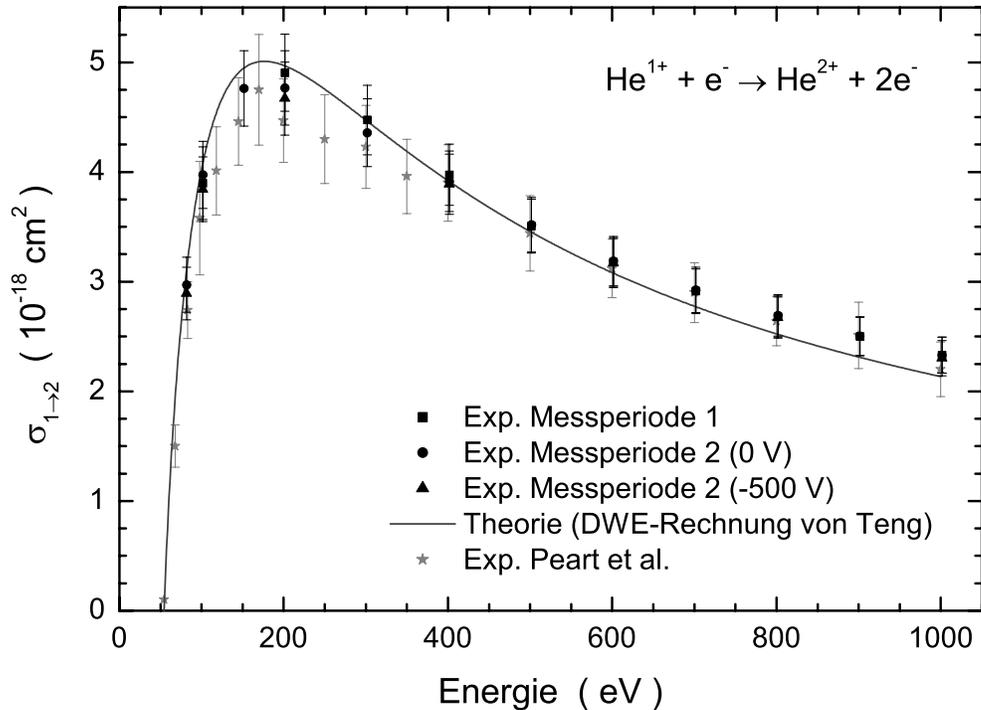


Abbildung 3.9: Vergleich der von uns gemessenen absoluten Wirkungsquerschnitte für die Einfachionisation von He^+ -Ionen mit denen von Peart *et al.* [Pea69b] und den berechneten von Teng [Ten00a].

tellen und theoretischen Daten verglichen. Um die korrekte Funktionsweise der Apparatur auch bei Verwendung der Potenzialmakierung zu überprüfen, wurden Messungen bei Spannungen von 0 V und -500 V an der WWZ durchgeführt. Es ergaben sich dabei keine signifikanten Unterschiede. Im Rahmen der Gesamtfehler der durchgeführten Messungen aus den Messperioden 1 und 2 können sowohl die experimentelle Messung von Peart *et al.* [Pea69b] als auch die theoretisch berechneten Werte von Teng [Ten00a] bestätigt werden. Damit ist sichergestellt, dass eine korrekte Datenaufnahme mit unserem Experimentaufbau gewährleistet ist.

4 Grundlagen der Messverfahren

Mit den im Folgenden beschriebenen Messverfahren ist es möglich, einerseits mit hoher Genauigkeit absolute Wirkungsquerschnitte zu messen (*dynamisches Messverfahren*) und andererseits den Verlauf des relativen Wirkungsquerschnitts sehr präzise in hoher Energieauflösung zu bestimmen (*Energie-Scan-Messverfahren*). Es handelt sich um zwei komplementäre, sich ideal ergänzende Messverfahren, die in Kombination eine zuverlässige Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von der Stoßenergie ermöglichen. Sowohl die Experimentsteuerung und Datenerfassung für diese beiden Verfahren als auch die zur Auswertung benutzten Rechenmethoden inklusive der Quantifizierung der experimentellen Unsicherheiten werden ebenfalls angesprochen. Detailliertere Beschreibungen finden sich in den Arbeiten von Timphus [Tim98] und Tinschert [Tin89].

4.1 Grundlagen der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten

Erfüllen zwei gekreuzte Teilchenstrahlen die Einzelstoßbedingung, d.h. sind ihre Teilchendichten $n_k(\vec{r})$ ($k = 1, 2$) hinreichend gering, so ist bei Integration über das gesamte Wechselwirkungsvolumen V die beobachtete Gesamtreaktionsrate R direkt proportional zum Wirkungsquerschnitt σ [Har66, Dun85]:

$$R = \int_V \sigma v_{rel}(\vec{r}) n_1(\vec{r}) n_2(\vec{r}) dV . \quad (4.1)$$

Für eine ortsunabhängige Relativgeschwindigkeit v_{rel} zwischen den stoßenden Teilchen sowie für in sich parallele und monoenergetische Teilchenstrahlen mit hinreichend geringen Dichten, die sich unter einem Winkel ϑ durchdringen, gilt [Dun85]

$$R = M\sigma \frac{1}{F} I_1 I_2 \quad (4.2)$$

mit dem kinematischen Faktor

$$M = \frac{v_{rel}}{v_1 v_2 q_1 q_2 e^2 \sin \vartheta} = \frac{\sqrt{v_1^2 + v_2^2 - 2 v_1 v_2 \cos \vartheta}}{q_1 q_2 e^2 v_1 v_2 \sin \vartheta} \quad (4.3)$$

und dem Formfaktor

$$F = \frac{\int i_1(z) dz \int i_2(z) dz}{\int i_1(z) i_2(z) dz} \approx \left[\frac{\sum_j i_1(z_j) \sum_j i_2(z_j)}{\sum_j i_1(z_j) i_2(z_j)} \right] \Delta z . \quad (4.4)$$

Hierbei wird mit v_k ($k = 1, 2$) die Laborgeschwindigkeit der Teilchen im Strahl k bezeichnet. Im Gegensatz zu den Teilchenströmen und dem kinematischen Faktor ist die experimentelle Bestimmung des Formfaktors, welcher die Geometrie der Strahlüberlappung beschreibt, problematisch und relativ aufwändig. Beim statischen „crossed-beams“-Verfahren werden zur Formfaktorbestimmung Schlitzblenden mit der Höhe Δz durch den Strahl bewegt und die positionsabhängigen Linienstromdichten i_1 und i_2 gemessen, so dass die im Formfaktor vorkommenden Integrale durch Summen approximiert werden können [Dol76]. Dieses Verfahren hat jedoch zwei Nachteile:

- Die gleichzeitige Messung von Formfaktor und Reaktionsrate ist nicht möglich.
- Insbesondere bei intensiven Teilchenstrahlen können sich an den Schlitzblenden störende Potenziale bilden, die zu einer Änderung des Strahldichteprofiles und damit des Formfaktors führen können.

4.2 Das dynamische Messverfahren

4.2.1 Grundlage

Die sogenannte „animated-crossed-beams“-Technik [Def81, Bro83] umgeht die separate Bestimmung des Formfaktors, indem einer der Strahlen mit konstanter Geschwindigkeit senkrecht zur Ausbreitungsrichtung durch den anderen hindurch bewegt wird. Zusätzlich kann der Untergrund bestimmt werden, wenn die Strahlen einander nicht überlappen. Die Bewegung des Elektronenstrahls kann dabei durch elektrostatische Ablenkung erfolgen [Def81], was jedoch mit einer gleichzeitigen Winkeländerung verbunden ist, wodurch der geforderte Parallelversatz des Elektronenstrahls nur angenähert werden kann, oder, wie bei der hier benutzten Apparatur, durch mechanische Bewegung der Elektronenkanone [Mül85]. Der Wechselwirkungswinkel bleibt bei der Bewegung konstant $\vartheta = 90^\circ$. Die Elektronenkanone wird mit konstanter Geschwindigkeit entlang ihrer Bewegungsachse (z-Achse) senkrecht zu der durch die beiden Strahlen bei maximaler Überlappung aufgespannten Ebene gefahren. Die Fahrstrecke führt von einem Punkt ohne Strahlüberlappung über den Ionenstrahl hinweg wieder zu einem Punkt ohne Strahlüberlappung. Sie ist in diskrete Teilintervalle gleicher und fest definierter Länge Δz unterteilt. Die Ereignisse $N(z_j)$ in dem jeweiligen Teilintervall j der z-Achse werden einem Kanal in einem Vielkanalspektrum zugeordnet. Wie in der Dissertation von Tinschert [Tin89] mit allen Zwischenschritten beschrieben, können

die in den einzelnen Kanälen akkumulierten auf Messzeit und Ströme normierten Signalraten $S(z_j)$ unter der Voraussetzung, dass keine Änderung der Stromdichteprofile stattfindet, durch Summation über alle j zur Gesamtzählrate

$$S = \sum_{j=1}^m S(z_j) = \sigma M \frac{1}{\Delta z} . \quad (4.5)$$

zusammengefasst werden. Mit Gleichung 4.5 ist es nun möglich, den absoluten Wirkungsquerschnitt σ unabhängig von der Fahrgeschwindigkeit der Elektronenkanone zu bestimmen. Hierzu müssen nur der kinematische Faktor M , der nach Gleichung 4.3 zu berechnen ist, die auf die Messzeit und die Ströme normierte Reaktionsrate S und die Fahrstrecke Δz pro Intervall j bekannt sein. Eine Untergrundbestimmung erfolgt in Bereichen ohne Strahlüberlappung.

4.2.2 Experimentsteuerung und Datenerfassung

Bei dem dynamischen Messverfahren bewegt sich die Kanone zwischen zwei vorgegebenen Positionen. Ein einstellbarer Teiler erzeugt aus n Impulsen eines Winkelschrittteilers ($60140 \frac{\text{Imp.}}{\text{mm}}$) ein Signal zur Kanalfortschaltung, das je nach Fahrtrichtung die Kanalzahl erhöht oder verringert und damit jedem Kanal eine Fahrstrecke der Länge Δz zuordnet. Pro Kanal i werden vier Zähler ausgelesen:

- die Zahl der Impulse des Einzelteilchendetektors $N(i)$,
- die Zahl der Impulse des Strom-Frequenzwandlers $Q_e(i)$ für den Elektronenstrom,
- die Zahl der Impulse des Strom-Frequenzwandlers $Q_i(i)$ für den Ionenstrom,
- die Zahl der Impulse einer extern erzeugten Frequenz $T(i)$ für die Zeitmessung.

Diese Daten werden bei jeder Kanalfortschaltung an den Messrechner übertragen, aufsummiert und abgespeichert. Die apparativen Details der Ansteuerung sind ausführlich in den Arbeiten von Hofmann [Hof87, Hof91] beschrieben. Die während der Messung entstehenden Spektren (Abbildung 4.1) werden auf dem Messrechner für eine vorläufige Schnellauswertung und eine Abschätzung des statistischen Fehlers dargestellt. Nach Abschluss der Messung wird die normierte Signalrate in dem Bereich der Spektren bestimmt, in dem die Messzeit pro Kanal und damit die Fahrgeschwindigkeit der Kanone konstant war. Hierdurch sind die Integrationsgrenzen j_1 und j_4 festgelegt (s. Abb. 4.2). Untergrundereignisse, die beispielsweise durch Ion-Restgas-Stöße entstehen, verteilen sich gleichmäßig über das gesamte Spektrum, so dass im Bereich ohne Strahlüberlappung eine konstante Signalrate registriert wird. Daraus ergeben sich die Integrationsgrenzen j_2 und j_3 für das eigentliche Ionisationssignal S . Zusammen mit

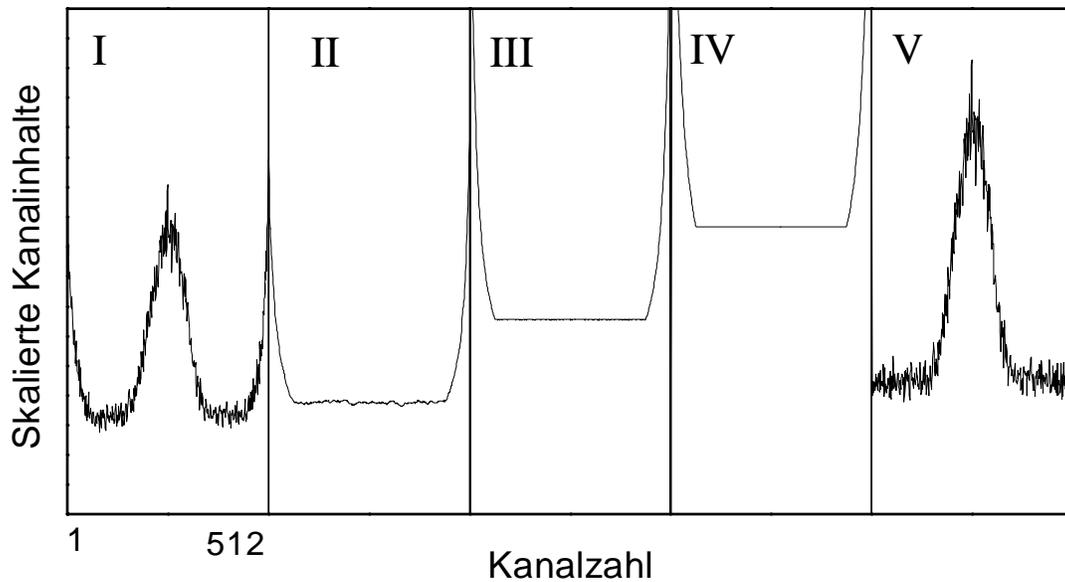


Abbildung 4.1: Darstellung der Teilspektren beim dynamischen Messverfahren. Die Spektren sind im einzelnen: I: Ionisationssignal, II: Ionenstrom, III: Elektronenstrom, IV: Messzeit, V: Auf Ionen- und Elektronenstrom normiertes Ionisationssignal. Das Anwachsen der Kanalinhalt an den Rändern der Spektren I-IV wird durch das Abbremsen der Elektronenkanone vor den Umkehrpunkten und der damit längeren Aufenthaltsdauer pro Kanal bewirkt. Die Kanalzahl entspricht dem jeweiligen Ort der Elektronenkanone.

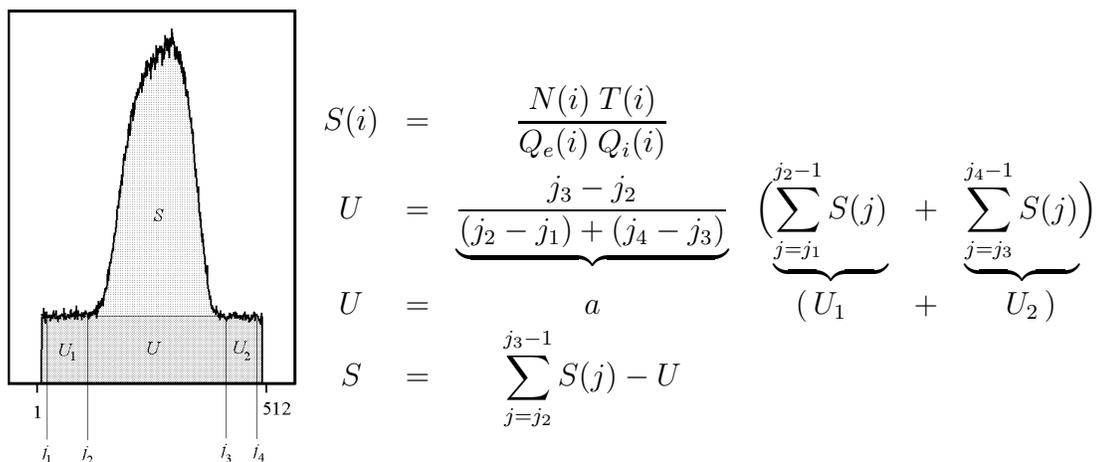


Abbildung 4.2: Bestimmung des normierten Signals S in einem auf Elektronenstrom und Ionenstrom normierten Spektrum

Gleichung 4.5 ergibt sich der Wirkungsquerschnitt

$$\sigma = \frac{S \Delta z K}{M \varepsilon C}. \quad (4.6)$$

Dabei ist M der in Gleichung 4.3 angegebene kinematische Faktor (mit $\vartheta = 90^\circ$), ε die Ansprechwahrscheinlichkeit des Einzelteilchenzählers, Δz die Fahrstrecke pro Messkanal und C eine von der Elektronenenergie abhängige Korrektur für die Kollektoreffizienz bei der Elektronenstrommessung (s. Gleichung 3.2 bzw. 3.3). K ergibt sich aus den Konversionsfaktoren der Strom-Frequenz-Konverter, wobei die manuelle Einstellung der Messbereiche berücksichtigt werden muss.

4.2.3 Fehlerbetrachtung

Die registrierte Reaktionsrate ist die einzige Messgröße, die mit einem statistischen Fehler behaftet ist, alle anderen in Gleichung 4.6 auftretenden Größen sind mit systematischen Fehlern behaftet.

Systematische Fehler

Zur Berechnung der jeweiligen Geschwindigkeiten im kinematischen Faktor werden die an den Netzgeräten angezeigten Spannungen für das Potenzial an der Ionenquelle und an der Kathode der Elektronenkanone verwendet. Da die Elektronengeschwindigkeit durchweg sehr viel größer ist als die Ionengeschwindigkeit, wird der Fehler für den kinematischen Faktor hauptsächlich durch den Fehler der Elektronengeschwindigkeit bestimmt. Dieser lässt sich zu $\pm 1\%$ abschätzen.

Die Kanalbreite wird durch Messung der gesamten Fahrstrecke und der Zahl der dabei gezählten Impulse des Winkelschrittteilers bestimmt, die maximale Unsicherheit liegt hierfür bei $\pm 1\%$.

Der Fehler für die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors ist in der Arbeit von Timphus [Tim98] bestimmt worden und beträgt für die hier beobachteten Zählraten $\pm 3\%$.

Der Ionenstrom wird in einem Faraday-Becher gemessen, so dass hier trotz des Repellers die Möglichkeit des Entweichens von Sekundärelektronen aus dem Becher gegeben ist. Dies trägt neben den Ungenauigkeiten der verwendeten Messinstrumente im Wesentlichen zum Fehler des Ionenstromes bei, der mit $\pm 5\%$ abgeschätzt wird.

Die verwendete Messelektronik bestimmt den emittierten Kathodenstrom I_{Kath} sehr genau mit einer Ungenauigkeit von ($\frac{\Delta I_{Kath}}{I_{Kath}} \leq 10^{-4}$). Für die apparativen Fehler und die Ungewissheit über die genaue Transmission der Elektronen wird eine Unsicherheit von $\pm 2\%$ angenommen. Bei kleinen Energien dominiert der Fehler der Elektronenstromkorrektur, die die energieabhängige Transmission der Elektronen durch die Wechselwirkungszone (WWZ) beschreibt. Die Elektronenstromkorrektur muss nach jedem Kathodenwechsel oder einer anderen Änderung an der Kanone neu bestimmt

werden. Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen stammen aus zwei verschiedenen Messperioden, so dass zwei unterschiedliche Elektronstromkorrekturen (Gleichungen 3.2 und 3.3) und Fehlerfunktionen (Gleichungen 4.7 und 4.7) ermittelt wurden. Durch die Anpassung einer geeigneten Funktion an die Unsicherheiten der Messperiode 1 in Abbildung 3.7 ergibt sich:

$$\left| \frac{\Delta C(U_e)}{C(U_e)} \right| = \left| 0,12818 \cdot (1 + U_e)^{-0,27275} - 0,01967 + 0,21327 \cdot e^{\frac{-U_e}{51,20662}} \right| \quad (4.7)$$

und für die Messperiode 2 ergibt sich aus Abbildung 3.8:

$$\left| \frac{\Delta C(U_e)}{C(U_e)} \right| = \left| 0,0037 + 0,06096 \cdot (1 + U_e)^{-0,4295} + 0,23822 \cdot e^{\frac{-U_e}{37,75925}} \right| \quad (4.8)$$

Bei Kathodenspannungen oberhalb von $U_e = 100$ V liegt der relative Fehler der Elektronenstromkorrektur bereits bei unter 5 %.

In Tabelle 4.1 sind die systematischen Fehler auf einen Blick zusammengestellt. Der systematische Gesamtfehler ergibt sich durch Addition der Fehlerquadrate.

Größe	relativer Fehler
kinematischer Faktor M	1 %
Ansprechwahrscheinlichkeit ε	3 %
Fahrstrecke Δz	1 %
Ionenstrom I_i	5 %
Elektronenstrom I_e	2 %
Elektronenstromkorrektur $C(U_e)$	(s. Gleichung 4.7 bzw. 4.8)

Tabelle 4.1: Systematische Fehler

Statistischer Fehler

Die einzige mit einem statistischen Fehler behaftete Messgröße ist die Zahl $N(j)$ der mit dem Einzelteilchendetektor registrierten Impulse. Diese gehen in die Bestimmung der normierten Signalrate S ein (Gleichungen aus Abbildung 4.2):

$$S = \sum_{j=j_2}^{j_3-1} S(j) - U = \sum_{j_S} b(j) N(j) - a \sum_{j_U} b(j) N(j)$$

mit
$$b(j) = \frac{T(j)}{Q_e(j) Q_i(j)} \quad (4.9)$$

Die Indizes j_S und j_U stehen für die Kanäle des Signal- bzw. Untergrundbereiches. Für den Fehler von $N(j)$ gilt $\Delta N(j) = \sqrt{N(j)}$ bei einem Konfidenzintervall von 68.3 %.

Daraus folgt für den relativen statistischen Fehler der normierten Signalrate und damit des gemessenen Wirkungsquerschnitts:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\Delta S}{S} = 1,96 \sqrt{\frac{\sum_{j_S} b(j)^2 N(j) + a^2 \sum_{j_U} b(j)^2 N(j)}{\sum_{j_S} b(j) N(j) - a \sum_{j_U} b(j) N(j)}}. \quad (4.10)$$

Der Faktor 1,96 gilt für ein Konfidenzintervall von 95 %. Aus der quadratischen Addition der statistischen und der systematischen Unsicherheit ergibt sich der (wahrscheinliche) Gesamtfehler.

4.3 Das Energie-Scan-Messverfahren

4.3.1 Grundlage

Um feine Strukturen im Wirkungsquerschnitt aufzulösen, wie sie beispielsweise bei Resonanzen vorkommen, ist eine energetisch dichte Lage von Messpunkten mit hoher statistischer Genauigkeit erforderlich. Beim dynamischen Messverfahren beträgt die typische Messdauer für einen absoluten Wirkungsquerschnitt bei vorgegebener Energie zwischen wenigen Minuten bis zu einer halben Stunde, so dass durch langsame Schwankungen der experimentellen Parameter die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse auf eine Genauigkeit von 1 bis 2 % beschränkt ist. Bei dem Energie-Scan-Messverfahren [Tin89] wird bei maximaler Strahlüberlappung zwischen Elektronen- und Ionenstrahl die Elektronenenergie in kleinen Schritten variiert. Aus der gleichbleibend maximalen Strahlüberlappung folgt eine maximale Zählrate während der gesamten Messung und aus der schnellen Variation der Elektronenenergie zwischen zwei benachbarten Messpunkten eine geringe Änderung der experimentellen Parameter. Ein vielfaches Durchlaufen des Scanbereiches innerhalb einer Messzeit von mehreren Stunden führt zu einer hohen statistischen Genauigkeit und der Herausmittlung experimenteller Schwankungen. Mit dieser Technik konnte z.B. in einer Messung mit Li^+ -Ionen eine relative Genauigkeit von 0,01 % erreicht werden [Mül89]. Das Energie-Scan-Verfahren bringt dieselben prinzipiellen Nachteile mit sich wie das statische „crossed-beams“-Verfahren, da auch hier eine Bestimmung des Formfaktors und des Untergrundes während der Messung nicht möglich ist. Das Ergebnis gibt daher nur den relativen Verlauf des Wirkungsquerschnitts über einen begrenzten Energiebereich an. Die Messung des Untergrundes muss separat erfolgen, so dass Schwankungen während der Messung unberücksichtigt bleiben. Zur Bestimmung des Untergrundsignals wird eine Messung durchgeführt, bei der die Kanone auf eine Position ohne Strahlüberlappung gestellt wird oder die Elektronenenergie im gesamten Scanbereich unterhalb der Ionisationsschwelle liegt. Eine separate Messung des Formfaktors erübrigt sich, wenn die Ergebnisse des Energie-Scan-Verfahrens an die Daten einer Absolutmessung angepasst werden. Der Fehler der Scan-Daten entspricht somit etwa dem der

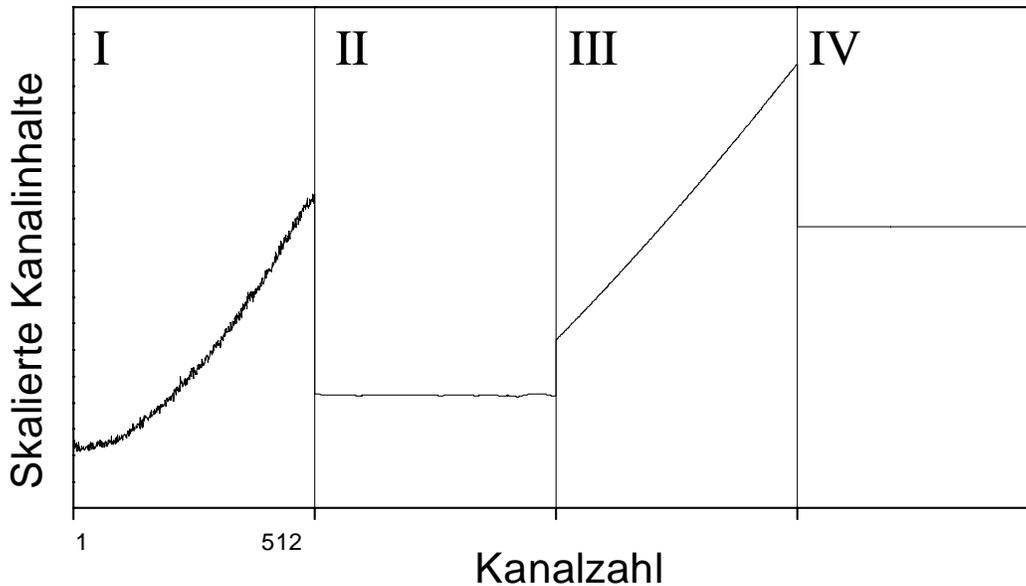


Abbildung 4.3: Teilspektren des Energie-Scan Messverfahrens. Die Teilspektren sind: I: Ionisationssignal, II: Ionenstrom, III: Elektronenstrom, IV: Messzeit (jeweils pro Kanal).

Absolut-Messungen, während die hohe relative Punkt-zu-Punkt-Genauigkeit der Scan-Messungen erhalten bleibt. Beide Verfahren ergänzen sich somit in idealer Weise.

4.3.2 Experimentsteuerung und Datenerfassung

Analog zu dem dynamischen Messverfahren werden für jede Energiestufe die schon in der Aufstellung in Kapitel 4.2.2 angegebenen vier Messgrößen erfasst. Die typische Messzeit für einen Energiewert beträgt 3 ms, und nach einer Pause von 0,3 ms ist der nächste typischerweise um 0,05 eV erhöhte oder erniedrigte Energiewert eingestellt. Dies ist in einem Energiebereich von bis zu 200 eV mit bis zu 4096 Schritten möglich. Die Einzelheiten der Experimentsteuerung sind in der Arbeit von Hofmann [Hof91] beschrieben. Für ein einmaliges Durchfahren des Energiebereichs werden maximal einige Sekunden benötigt, so dass durch mehrmaliges Überstreichen eine sehr hohe statistische Genauigkeit der Messung erreicht werden kann. Während einer Messung lassen sich die Spektren zeitnah kontrollieren. Ein Beispielspektrum ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Wie schon in Kapitel 4.3.1 näher ausgeführt, ist es mit diesem Verfahren nicht möglich, den Untergrund gleichzeitig mit zu erfassen. Daher ist eine gesonderte Aufnahme des Untergrundes notwendig. Sowohl Messungen bei einer Kanonenposition ohne Strahlüberlappung als auch Messungen mit maximaler Strahlüberlappung in einem Energiebereich unterhalb der Ionisationsschwelle weisen keine Abhängigkeit des Untergrundes von der Elektronenenergie auf. Mit Gleichung 4.11 wird der auf den

Ionenstrom $Q_i(j)$ normierte Untergrund berechnet.

$$\bar{U} = \frac{\sum_j N(j)}{\sum_j Q_i(j)} \quad (4.11)$$

Die untergrundkorrigierte Signalrate ergibt sich damit zu

$$R(j) = N(j) - Q_i(j) \bar{U}. \quad (4.12)$$

In der Zeit zwischen der eigentlichen Messung und der Untergrundbestimmung ist eine Veränderung der Untergrundsignalrate denkbar. Allerdings zeigen alle bisherigen Messungen keine zeitlichen Schwankungen im Untergrundsignal. Der Wirkungsquerschnitt kann damit analog zu Gleichung 4.5 bestimmt werden zu

$$\sigma(E(j)) = \frac{R(j) T(j)}{Q_i(j) Q_e(j)} \frac{K F(E(j))}{M(E(j)) \varepsilon C(E_j)}. \quad (4.13)$$

Dabei ist K der Konversionsfaktor der Strom-Frequenz-Wandlung, $F(E(j))$ und $C(E(j))$ sind der energieabhängige Formfaktor und die Elektronenstromkorrektur. Der Formfaktor kann aufgrund der konstanten Strahlüberlappung nicht aus der Messung bestimmt werden. Nach der Dissertation von Hofmann [Hof91] ergibt sich eine Abschätzung für den Formfaktor:

$$F(E) = \left(1,39 \log \left(\frac{E}{1 \text{ eV}} \right) - 0,44 \right)^{-1} \text{ cm}. \quad (4.14)$$

Diese Abschätzung wird lediglich für eine brauchbare, realitätsnahe Sofortdarstellung der Scan-Rohdaten benutzt. Der endgültige Verlauf der Wirkungsquerschnitte als Funktion der Energie ergibt sich aus der Anpassung der relativen Scandaten an die Absolutquerschnitte. Eine genauere Darlegung der Auswerteschritte kann [Tin89] entnommen werden.

4.3.3 Fehlerbetrachtung

Bei der Anpassung der Scandaten an die mit der Absolutmessung bestimmten Wirkungsquerschnitte werden Fehler durch die Abschätzung des Formfaktors (Gl. 4.14) sowie Ungenauigkeiten bei der Untergrundbestimmung ausgeglichen. Näheres ist in [Hof91] beschrieben. Der relative statistische Fehler der Scanmessung ergibt sich nach Tinschert [Tin89] zu

$$\frac{\Delta\sigma(E(j))}{\sigma(E(j))} = \frac{\Delta R(j)}{R(j)} = \frac{\sqrt{N(j) + Q_i^2(j) (\Delta\bar{U})^2}}{N(j) - Q_i(j) \bar{U}}. \quad (4.15)$$

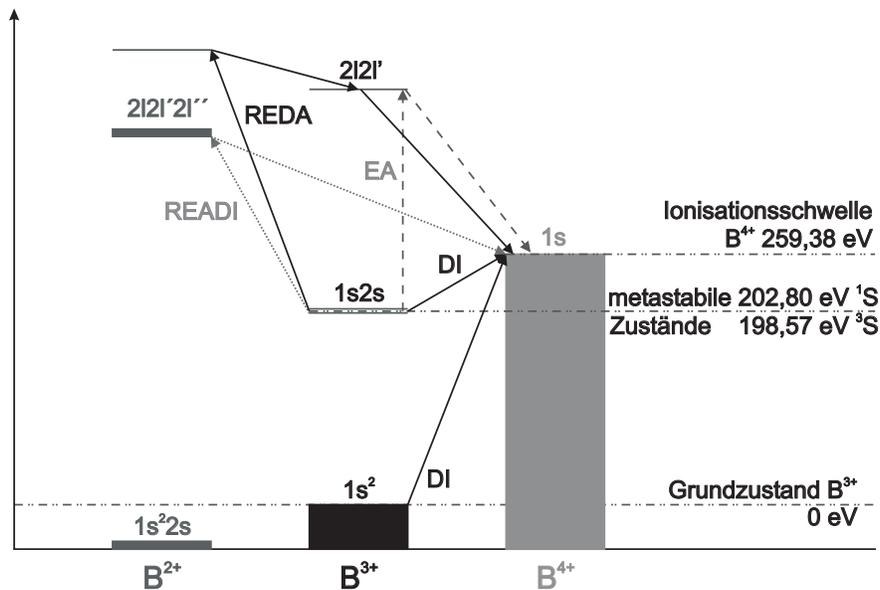
Die Zusammenfassung von Kanälen verkleinert den statistischen Fehler, so dass Strukturen in den Wirkungsquerschnitten besser sichtbar werden.

5 Einfachionisation von B^{3+} -Ionen

5.1 Ergebnisse und Skalierung

Liegen heliumähnliche B^{3+} -Ionen im Grundzustand vor, können bei der Einfachionisation neben der direkten Ionisation nur solche indirekten Ionisationsprozesse beitragen, bei denen beide K-Schalen-Elektronen angeregt werden und eine anschließende Autoionisation zur Einfachionisation führt. Obwohl der Beitrag dieser indirekten Einfachionisation sehr klein ist, konnten ähnlich kleine Beiträge bereits in vorangegangenen Messungen mit isoelektronischen C^{4+} -Ionen experimentell nachgewiesen werden [Kno01a]. Befindet sich das B^{3+} -Ion in einem metastabilen Zustand, genügt die Anregung des einen K-Schalen-Elektrons, um das Ion in einen autoionisierenden Zustand zu bringen. Das B^{3+} -Ion besitzt wie alle heliumähnlichen Ionen zwei metastabile Zustände mit unterschiedlicher Lebensdauer. Dies sind der $1s2s\ ^3S_1$ -Zustand mit einer Lebensdauer von 18,7 min und der $1s2s\ ^1S_0$ -Zustand mit einer Lebensdauer von $10,86\ \mu s$ [Der97]. Die Erzeugung der B^{3+} -Ionen erfolgte in einer EZR-Ionenquelle, die ein Plasma mit relativ hoher Elektronentemperatur enthält und daher neben Ionen im Grundzustand auch Ionen in metastabilen Zuständen produziert. Nur diejenigen metastabilen Ionen, die auf der Strecke zwischen Ionenquelle und Wechselwirkungszone noch nicht zerfallen sind, können Beiträge zum Wirkungsquerschnitt liefern. Die wegen der höchsten natürlichen Häufigkeit des Isotops ^{11}B von 80,1 % in diesem Experiment verwendeten $^{11}B^{3+}$ -Ionen benötigen bei einer kinetischen Energie von 36 keV für die ca. 4,3 m lange Flugstrecke von der Quelle zur Wechselwirkungszone eine Flugzeit von $5,4\ \mu s$. Bei der Ankunft im Wechselwirkungsbereich sind mit den oben angegebenen Lebensdauern noch 99,999999 % der im $1s2s\ ^3S_1$ -Zustand und 60,82 % der im $1s2s\ ^1S_0$ -Zustand erzeugten metastabilen Ionen im Strahl vorhanden. Unter der Annahme, dass beide Zustände gemäß ihrem statistischen Gewicht (3:1) bevölkert werden, ergibt sich für den 3S_1 -Zustand ein Anteil von 83 % und für den 1S_0 -Zustand ein Anteil von 17 % an den metastabilen Ionen im Wechselwirkungsbereich. Die an den verschiedenen Ionisationsmechanismen beteiligten Energieniveaus von B^{2+} , B^{3+} und B^{4+} sind in einem Termschema in Abbildung 5.1 anschaulich dargestellt.

Der im Rahmen dieser Arbeit gemessene Wirkungsquerschnitt für die Einfachionisation von $^{11}B^{3+}$ -Ionen ist in Abbildung 5.2 gezeigt. Die Messung zeigt ein Anwachsen des Wirkungsquerschnitts ab der Ionisationsschwelle für den $1s2s\ ^3S_1$ -Zustand und belegt damit das Vorhandensein metastabiler Ionen im 3S_1 -Zustand im Ionenstrahl. Der erneute Anstieg des Wirkungsquerschnitts ab einer Energie von 259,4 eV ist auf das Einsetzen der Einfachionisation der Ionen im Grundzustand zurückzuführen. Unter-


 Abbildung 5.1: Energieschema für die Einfachionisation von B^{3+} -Ionen.

halb dieser Schwelle tragen nur die Ionen im metastabilen Zustand zum Ionisationsquerschnitt bei. Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts (s. Gl. 4.5 und Gl. 4.13) wird allerdings auf den gemessenen Ionenstrom, der die Summe aus den Strömen der metastabilen Ionen und der Grundzustandsionen ist, normiert. Zur Abschätzung des Anteils der metastabilen Ionen am gesamten Ionenstrom wurde unter Verwendung der semiempirischen Formel von Lotz (s. Gl. 2.9) der zu erwartende Wirkungsquerschnitt für unterschiedliche Strahlanteile berechnet. Die beste Übereinstimmung mit den gemessenen Werten ergab sich für einen Anteil von 7,9 % an metastabilen Ionen. Nach den vorangegangenen Überlegungen ergeben sich für die Zusammensetzung des B^{3+} -Ionenstrahls die Anteile von 1,34 % im metastabilen 1S_0 -Zustand, 6,56 % im metastabilen 3S_1 -Zustand und 92,1 % im 1S_0 -Grundzustand.

Wie bereits erwähnt, können im Gegensatz zum Grundzustand für die metastabilen Zustände größere indirekte Beiträge zur Ionisation auftreten. Um Resonanzstrukturen, die aus den in Abb. 5.1 dargestellten Prozessen resultieren, genauer betrachten zu können, wurden für den entsprechenden Energiebereich Energie-Scan Messungen mit höherer Energieauflösung durchgeführt. Die Resonanzstrukturen für READI-Prozesse der metastabilen Ionen liegen teilweise noch unterhalb der EA-Schwelle der metastabilen Ionen und der Ionisationsschwelle für den Grundzustand. In Abbildung 5.3 sind die Ergebnisse der Messung sowie der R -Matrix-Rechnungen [Nas03] für die Ionisation der metastabilen $1s2s\ ^1S$ - und $1s2s\ ^3S$ -Zustände im Energiebereich von 192 eV bis 217 eV dargestellt. Für den Vergleich zwischen Theorie und Experiment sind die theoretischen Ergebnisse mit einer gaußförmigen Verteilung der Breite von 1,6 eV (FWHM) gefaltet und die Energieachse der Rechnung um 1 eV zu höheren Energien verschoben worden. Die Theorie geht von einem Strahl mit Ionen aus, die alle im

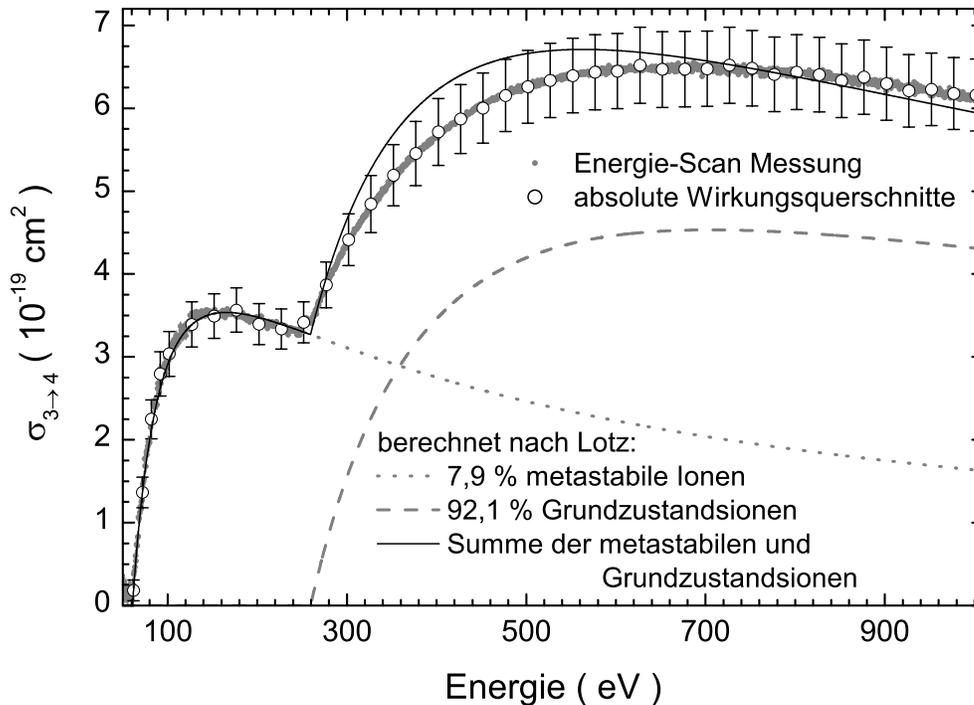


Abbildung 5.2: Wirkungsquerschnitt für die Einfachionisation von B^{3+} -Ionen. Die Absolutwerte sind mit ihrem Gesamtfehler und die Energie-Scan Messungen mit ihren statistischen Unsicherheiten eingezeichnet. Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts wurde nach der semiempirischen Lotz-Formel (Gl. 2.9) für die Einfachionisation der metastabilen Ionen (7,9 % Strahlanteil, gepunktete Linie) und Grundzustandsionen (92,1 % Strahlanteil, gestrichelte Linie) sowie deren Summe (kontinuierliche Linie) berechnet.

gleichen Zustand sind. Daher werden die experimentellen Daten durch den Anteil der metastabilen Ionen dividiert. Die Anpassung ergibt einen Anteil von 8,2 % im metastabilen Zustand, wodurch die Abschätzung durch die semiempirische Formel von Lotz bestätigt wird. Das in Abbildung 5.3 eingezeichnete Ergebnis des Experiments und der Rechnung für den $1s2s\ ^3S$ -Zustand zeigt eine exzellente Übereinstimmung. Sowohl Theorie als auch Experiment zeigen deutlich den Beitrag durch die Autodoppelionisation nach dem resonanten Einfang in den $2s2p^2\ ^2D$ -Zustand, der für den metastabilen 3S -Zustand bei einer Energie von 204,9 eV [Zam02] liegt. Die asymmetrische Liniennform wird durch die starke Interferenz mit der direkten Ionisation verursacht. Nach der eingangs vorgenommenen Abschätzung sollten maximal 17 % der metastabilen Ionen im 1S -Zustand vorliegen, so dass von diesem Zustand ein sichtbarer Beitrag

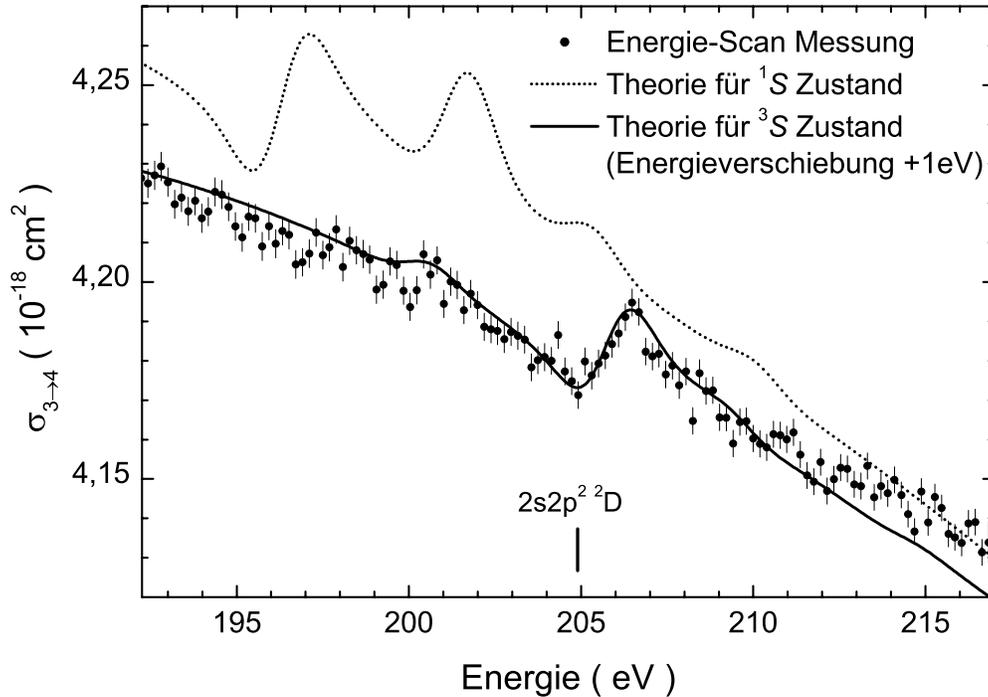


Abbildung 5.3: READI-Resonanzen für B^{3+} -Ionen im $1s2s\ ^3S_1$ -Zustand. Neben den Ergebnissen der Energie-Scan-Messung (schwarze Punkte) sind die Ergebnisse einer R-Matrix-Rechnung für den 1S_0 - (punktierte Linie) und 3S_1 -Zustand (kontinuierliche Linie) von Nasu *et al.* [Nas03] dargestellt. Um einen Anteil von 100 % an metastabilen Ionen im Experiment zu simulieren, wurden die experimentellen Daten durch 0,082 dividiert. Die exzellente Übereinstimmung mit der Theorie für den 3S_1 -Zustand führt zu der Vermutung, dass im Experiment fast alle metastabilen Ionen im $1s2s\ ^3S_1$ -Zustand vorliegen. Die hier bevölkerten READI-Resonanzen sind Hohlzustände des doppelt geladenen Borions.

zum Wirkungsquerschnitt durch die Autodoppelionisation nach dem resonanten Einfang in den $2s2p^2\ ^2D$ -Zustand bei einer Energie von 200,5 eV [Zam02] zu erwarten ist. Die experimentellen Daten zeigen allerdings im Rahmen der statistischen Unsicherheiten bei dieser Energie keine zusätzliche Resonanzstärke, die über die für den 3S -Ausgangszustand erwartete Stärke hinausginge und auf die Anregung des metastabilen 1S -Zustands zurückzuführen wäre. Daher muss davon ausgegangen werden, dass sich weit weniger als 17 % der metastabilen Ionen im 1S -Zustand befinden.

Die Abbildung 5.4 zeigt den gemessenen Wirkungsquerschnitt zwischen 183 eV und 299 eV. Im Gegensatz zu den READI-Resonanzen liegen die Signaturen für den

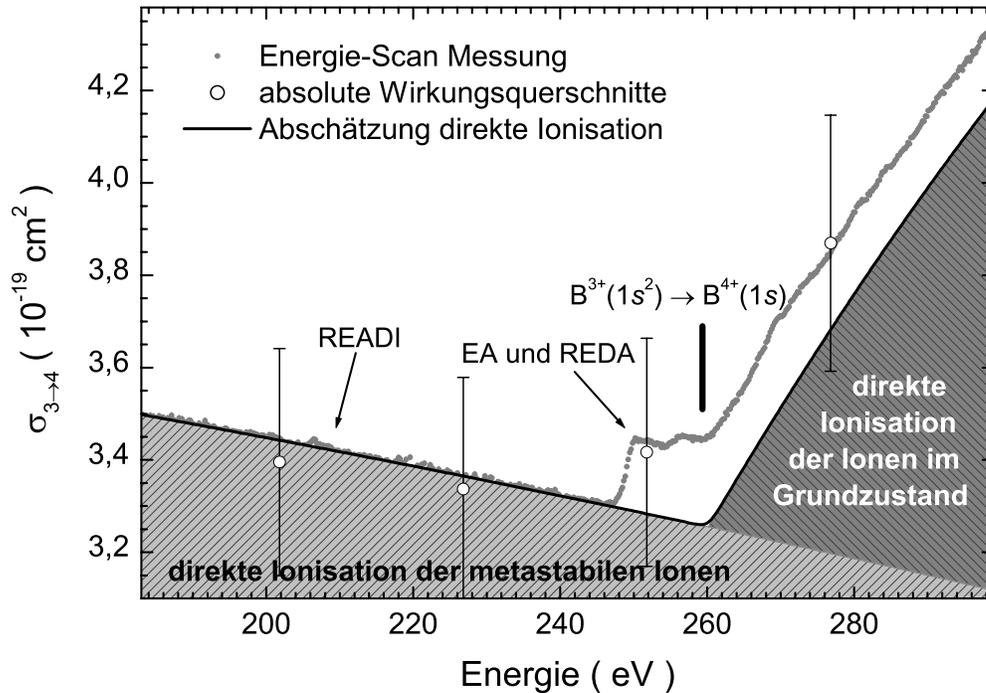


Abbildung 5.4: Indirekte Prozesse bei der Elektronenstoßionisation von B^{3+} -Ionen. Neben den gemessenen Wirkungsquerschnitten ist eine Abschätzung für die direkte Ionisation des jeweiligen Ionenzustandes dargestellt.

EA-Prozess und die REDA-Resonanzen in einem Energiebereich, in dem die direkte Ionisation des Grundzustandes bereits möglich ist. Im Verlauf der Energie-Scan Messung wird die markante Stufe bei 247,6 eV durch die Anregung des $1s$ -Elektrons eines metastabilen Ions mit anschließender Autoionisation verursacht. Die Einsatzschwelle für die Anregung des K-Schalen-Elektrons unterscheidet sich für die beiden metastabilen Zustände. Falls beide Zustände sichtbare Beiträge zum Wirkungsquerschnitt liefern, sollten zwei Anregungsstufen im Verlauf zu sehen sein. Die Stufe für den $1s2s\ ^1S$ -Zustand wird ca. 4,23 eV unterhalb der für den $1s2s\ ^3S$ -Zustand erwartet. Sowohl in Abb. 5.4 als auch in Abb. 5.5 ist kein Hinweis auf die Anregung aus dem 1S -Zustand zu erkennen. Der fehlende Hinweis auf eine Beteiligung des 1S -Zustands an den READI- und EA-Prozessen legt den Schluss nahe, dass sich die metastabilen Ionen fast vollständig im $1s2s\ ^3S$ -Zustand befinden, anders als die Argumente bzgl. Lebensdauer und statistischer Gewichte erwarten lassen.

Für Elektronenenergien oberhalb der EA-Schwelle sind Peaks zu erkennen, die durch REDA- bzw. READI-Prozesse verursacht werden. Dabei ist zu beachten, dass READI-Prozesse wegen der dabei nötigen Auto-Doppelionisation bzw. dem Doppel-Auger-Zerfall im Vergleich mit REDA-Prozessen keine sehr großen Wirkungsquerschnitte be-

sitzen können. Das Anwachsen des Wirkungsquerschnitts ab ungefähr 260 eV ist durch die einsetzende direkte Ionisation von Ionen aus dem Grundzustand bedingt. Die direkte Ionisation des Grundzustandes erschwert durch ihren zusätzlichen Beitrag eine genauere Betrachtung der indirekten Prozesse. Um dennoch nur die indirekten Prozesse untersuchen zu können, betrachtet man die direkte Ionisation sowohl des metastabilen als auch des Grundzustandes als eine Art „Untergrund“, der durch eine geeignete relativ glatte Funktion beschrieben und dann vom Wirkungsquerschnitt subtrahiert werden kann. Als Funktion zur Beschreibung der direkten Einfachionisation der metastabilen und Grundzustandsionen bietet sich die Lotzformel an, die jedoch nur eine Näherungsformel mit Unsicherheiten ist und den im Experiment beobachteten Verlauf des Wirkungsquerschnitts nicht genau genug reproduzieren kann. Daher wird der Verlauf der direkten Ionisation des metastabilen 3S -Zustandes unterhalb der EA-Schwelle durch ein Polynom zweiten Grades gemäß $\sigma_u = a_0 + a_1 E + a_2 E^2$ mit $a_0 = 3,914 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$, $a_1 = -3,376 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2 \text{ eV}^{-1}$ und $a_2 = -1,656 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2 \text{ eV}^{-2}$ approximiert. Für Elektronenenergien gerade oberhalb der Schwelle für den Anregungsprozess hat der Verlauf des Beitrags durch Anregung-Autoionisation annähernd folgende Energieabhängigkeit [Sea62, VR62]

$$\sigma \propto \frac{C}{E}. \quad (5.1)$$

Unter der idealisierten Annahme, dass die Beiträge durch EA-Prozesse nur auf einem einzigen Anregungsprozess beruhen, kann aus der Höhe der Stufe der Beitrag durch EA auch für höhere Energien abgeschätzt werden. Zur Beschreibung des Untergrundes oberhalb einer Energie von 260,19 eV, der sich aus der Ionisation der metastabilen und Grundzustandsionen zusammensetzt, wird der gemessene Wirkungsquerschnitt von einem Polynom zweiten Grades approximiert und der zuvor berechnete Anteil des zusätzlichen EA-Prozesses subtrahiert. Damit ergibt sich für den „Untergrund“ oberhalb von 260,19 eV eine Funktion $\sigma_u = b_0 + b_1 E + b_2 E^2 - C/E$ mit $b_0 = -8,719 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2 \text{ eV}$, $b_1 = 6,728 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2 \text{ eV}^{-1}$, $b_2 = -7,882 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \text{ eV}^{-2}$ und $C = 5,1 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2 \text{ eV}$. Die beiden Abschätzungen für den Untergrund unterhalb und oberhalb von 260,19 eV ergeben den Gesamtuntergrund. Dabei ist sehr genau darauf zu achten, dass an der Einsatzschwelle der direkten Ionisation der Grundzustandsionen kein Sprung im Gesamtuntergrund entsteht. Der Abzug eines solchen Gesamtuntergrundes würde zu einer zusätzlichen Stufe im Wirkungsquerschnitt für die indirekten Beiträge führen, die als EA-Prozess fehlinterpretiert werden könnte. Da ein „scharfes“ Einsetzen der direkten Ionisation aufgrund der endlichen Energieauflösung im Experiment unrealistisch ist, wurde der Gesamtuntergrund mit einer gaußförmigen Verteilung von 1.6 eV Breite (FWHM) gefaltet. In Abb. 5.4 sind die vom Gesamtwirkungsquerschnitt zu subtrahierenden Beiträge der direkten Ionisationen als schraffierte Flächen gekennzeichnet und der mit einer gaußförmigen Verteilung gefaltete abzuziehende Gesamtuntergrund als schwarze Linie eingezeichnet.

Um die R -Matrix-Rechnung mit den in dem Experiment gefundenen indirekten Beiträgen vergleichen zu können, ist eine analoge Bestimmung des „Untergrundes“ durch die direkte Ionisation für die theoretischen Daten notwendig. An den Verlauf der R -

Matrix-Rechnung, die ihrerseits mit einer gaußförmigen Verteilung der Breite von 1.6 eV gefaltet ist, wird die direkte Ionisation durch ein Polynom zweiten Grades approximiert. Dieser „Untergrund“ wird von dem berechneten Wirkungsquerschnitt subtrahiert. In Abbildung 5.5 ist der so erhaltene Wirkungsquerschnitt für die indirekten Prozesse der R -Matrix-Rechnung im Vergleich mit der Messung dargestellt. Die EA-Stufe bei einer Energie von 247,6 eV wird durch die Rechnung für den $1s2s\ ^3S$ -Zustand sehr gut beschrieben und auch deren Höhe stimmt mit der Messung einigermaßen gut überein. Die R -Matrix Resultate für den $1s2s\ ^3S$ -Zustand zeigen weitere Resonanzstrukturen unterhalb dieser Stufe, die in dem Experiment nicht beobachtet wurden. Vermutlich werden diese Resonanzen in der Rechnung durch die Vernachlässigung des radiativen Zerfalls sowie der inelastischen resonanten Streuung in höhere Rydbergzustände verursacht.

Oberhalb der EA-Stufe sind weitere Strukturen in den experimentellen Daten deutlich zu erkennen. Eine theoretische Berechnung des Wirkungsquerschnitts liegt für diesen Energiebereich nicht vor.

Um die für die Strukturen verantwortlichen Anregungsprozesse dennoch identifizieren zu können, sind die mit der R -Matrix Theorie berechneten Anregungsenergien für die autoionisierenden Zustände [Ben04] in Abb. 5.5 als senkrechte Linien eingezeichnet. Im Rahmen einer experimentellen und theoretischen Studie zur Auger-Spektroskopie [Ben04] wurden die Übergangsenergien berechnet. Sie stimmen mit den im Experiment gefundenen Lagen der Augerlinien sehr gut überein. Bei dieser zitierten Messung ist die Energie für den Übergang aus dem jeweiligen Zustand in den Grundzustand des B^{4+} -Ions bestimmt worden. Da im hier vorliegenden Fall die Anregung aus dem $1s2s\ ^3S$ -Zustand beobachtet wird, muss zu den Auger-Energien noch die Ionisierungsenergie des metastabilen Zustandes von 60,81 eV addiert werden. Die erste EA-Stufe bei 247 eV (s. Abb. 5.5) wird demzufolge durch die Anregung des K-Schalen-Elektrons in den autoionisierenden $2s^2\ ^1S$ - bzw. $2s2p\ ^3P$ -Zustand hervorgerufen. Bei 254 eV zeigt sich eine weitere EA-Stufe, deren Anregungsenergie den in der Auger-Spektroskopie beobachteten $2p^2\ ^1D$ - bzw. $2s2p\ ^3P$ -Zuständen entspricht.

Die indirekten Ionisationsmechanismen bei der Einfachionisation heliumähnlicher und zu B^{3+} isoelektronischer C^{4+} -Ionen wurden in der Arbeit von Knopp [Kno01a] untersucht. Ein direkter Vergleich der indirekten Prozesse im Bereich der EA-Schwelle von B^{3+} und C^{4+} misslingt aufgrund der unterschiedlichen Anregungsenergien. Die Anregungsenergie des EA-Prozesses beträgt im Fall von B^{3+} 247,6 eV und im Fall von C^{4+} 358 eV. Um die Wirkungsquerschnitte dennoch vergleichen zu können, wird eine Skalierung verwendet, bei der die Energie durch die Anregungsenergie dividiert und der Wirkungsquerschnitt mit dem Quadrat der Anregungsenergie multipliziert wird. Die Anwendung dieser Skalierung führt zu dem in Abbildung 5.6 dargestellten Vergleich.

Die Höhe der ersten beiden EA-Stufen ist in beiden Messungen identisch, allerdings liegt die Einsatzschwelle des zweiten EA-Prozesses bei Bor bei einer geringfügig höheren skalierten Energie als Kohlenstoff. Dieser Trend setzt sich bei der dritten Struktur fort. Deren Einsatzschwelle findet sich für Kohlenstoff bei einer skalierten Energie

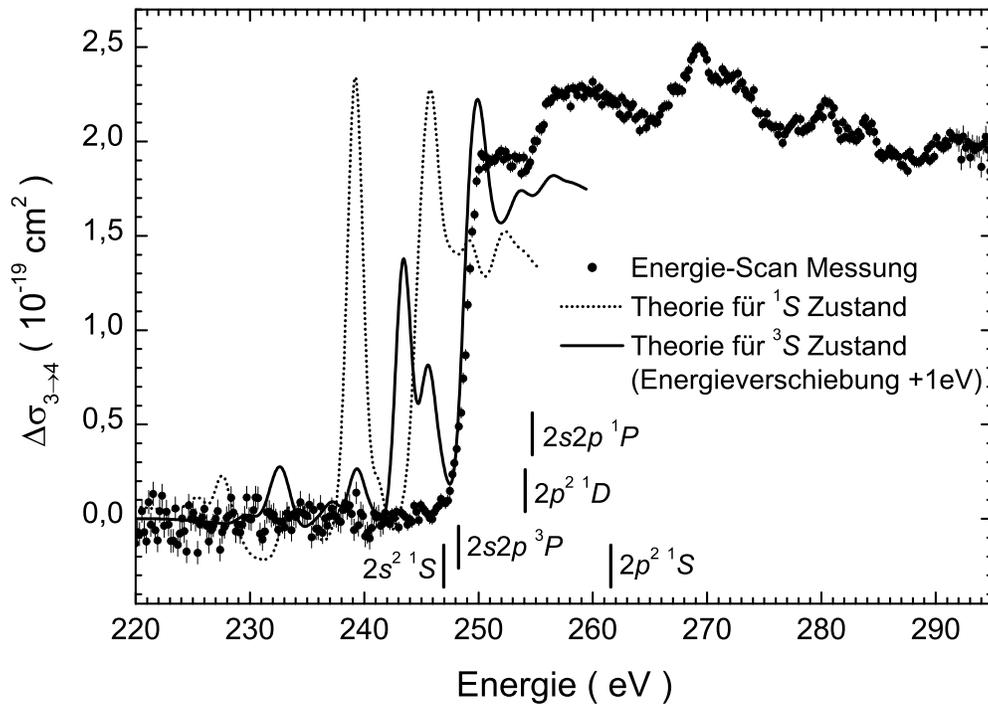


Abbildung 5.5: Vergleich zwischen Experiment und einer R -Matrix-Rechnung von Nasu *et al.* [Nas03] für die indirekten Ionisationsprozesse nach Abzug des Anteils durch die direkte Einfachionisation. Die senkrechten Linien geben die Anregungsenergie für den jeweiligen Zustand an, die sich aus R -Matrix-Rechnungen für die Auger-Spektroskopie ergeben [Ben04]. Die experimentellen Daten für indirekte Beiträge zur Ionisation metastabiler Ionen wurden durch 0,082 dividiert. Somit steht $\Delta\sigma_{3\rightarrow 4}$ für den Wirkungsquerschnitt wie man ihn erhalten würde, wenn die Messung mit einem Strahl durchgeführt würde, der zu 100 % aus Ionen im Zustand $1s2s\ ^3S$ besteht.

von 1,067 und für Bor bei 1,073. Das Maximum des betrachteten EA-Prozesses unterscheidet sich hier vergleichsweise deutlich. Die bei beiden Messungen darauf folgenden Strukturen unterscheiden sich in ihrer Energielage wieder etwas weniger und stimmen im Bereich einer skalierten Energie von 1,141 bis 1,157 nahezu exakt überein. Bei noch höheren Energien ergibt sich immer noch eine gute Übereinstimmung in Bezug auf Energielage und Höhe der sichtbaren Strukturen. Insgesamt zeigt der Vergleich der beiden Messungen eine sehr gute Übereinstimmung. Die kleinen Differenzen sind auf die individuellen Strukturen der unterschiedlichen Ionen und die damit verbundenen Abweichungen in den Energieniveaus der einzelnen Zustände zurückzuführen.

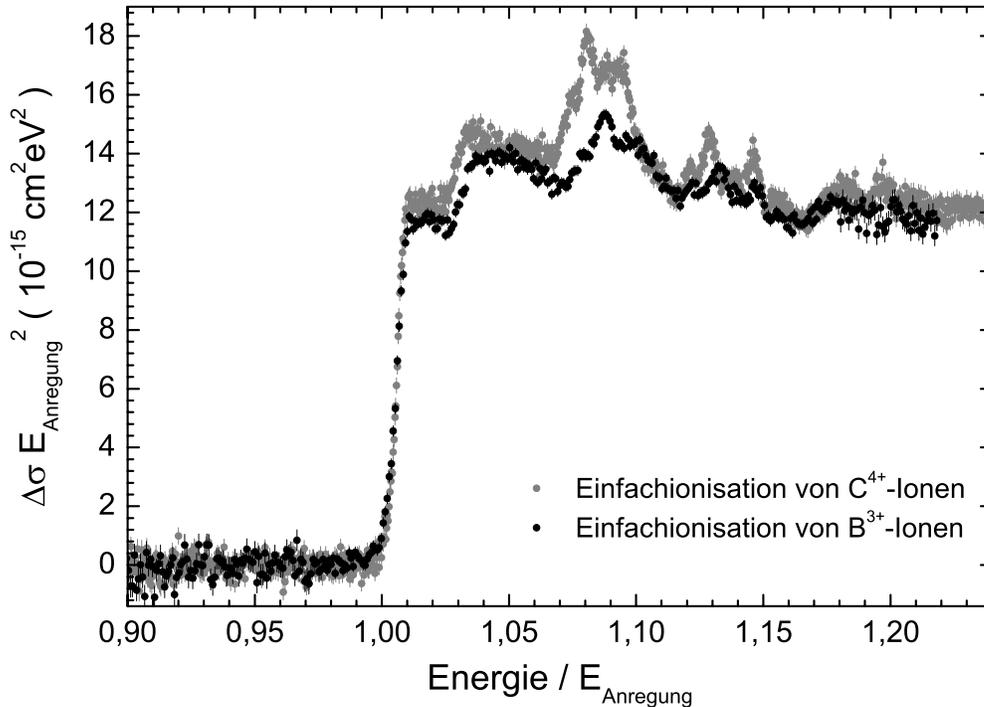


Abbildung 5.6: Vergleich der skalierten indirekten Beiträge zur Einfachionisation von B^{3+} - und C^{4+} -Ionen. Von den experimentellen Daten wurde der Beitrag durch die direkte Einfachionisation abgezogen. Die dadurch erhaltenen Werte für die indirekten Beiträge zur Ionisation metastabiler Ionen wurden durch den jeweiligen Anteil der metastabilen Ionen (0,082 bei B^{3+} und 0,078 bei C^{4+}) dividiert. Somit steht $\Delta\sigma$ für den Wirkungsquerschnitt wie man ihn erhalten würde, wenn die Messung mit einem Strahl durchgeführt würde, der zu 100 % aus metastabilen Ionen besteht. Die zur Skalierung verwendete Anregungsenergie $E_{Anregung}$ beträgt für B^{3+} 247,6 eV und für C^{4+} 358,0 eV.

5.2 Zusammenfassung

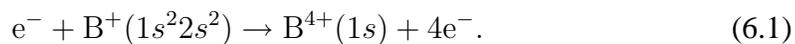
Der Anteil der Ionen, die bei der Messung der Einfachionisation von heliumähnlichen B^{3+} -Ionen in einem metastabilen Zustand vorlagen, wurde mit etwa 8 % abgeschätzt. Diese metastabilen Ionen liefern auch durch indirekte Ionisationsmechanismen, wie READI-, REDA- oder EA-Prozesse, einen Beitrag zum Gesamtwirkungsquerschnitt. Der Vergleich mit einer R -Matrix-Rechnung [Nas03] zeigt im Fall der READI-Resonanzen im Energiebereich von 205 eV eine exzellente Übereinstimmung, während die im Experiment beobachteten EA- und REDA- bzw. READI-Prozesse im Energiebereich von 250 eV bis 300 eV von der Theorie nur teilweise richtig wieder-

gegeben werden. Solche indirekten Prozesse wurden bereits bei der Einfachionisation von heliumähnlichen C^{4+} -Ionen [Kno01a] untersucht, so dass nach einer geeigneten Skalierung die Wirkungsquerschnitte verglichen werden konnten. Dabei zeigte sich eine gute Übereinstimmung mit geringen Unterschieden in der Position der einzelnen Resonanzen, die eventuell auf die unterschiedlichen Energieniveaus der beiden Ionen zurückzuführen sind. Die unterschiedliche Höhe der einzelnen Resonanzen könnte auf einen mit der Kernladungszahl Z steigenden Wirkungsquerschnitt für den dielektronischen Einfang hindeuten.

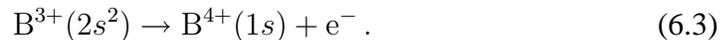
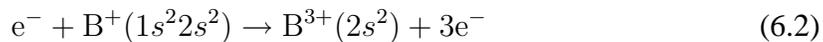
6 Dreifachionisation von B^+ -Ionen

6.1 Messergebnisse

Bei der direkten Dreifachionisation eines berylliumähnlichen B^+ -Ions werden drei Targetelektronen ionisiert, so dass ein wasserstoffähnliches B^{4+} -Ion zurückbleibt. Dieser Prozess wird durch folgende Reaktionsgleichung beschrieben:

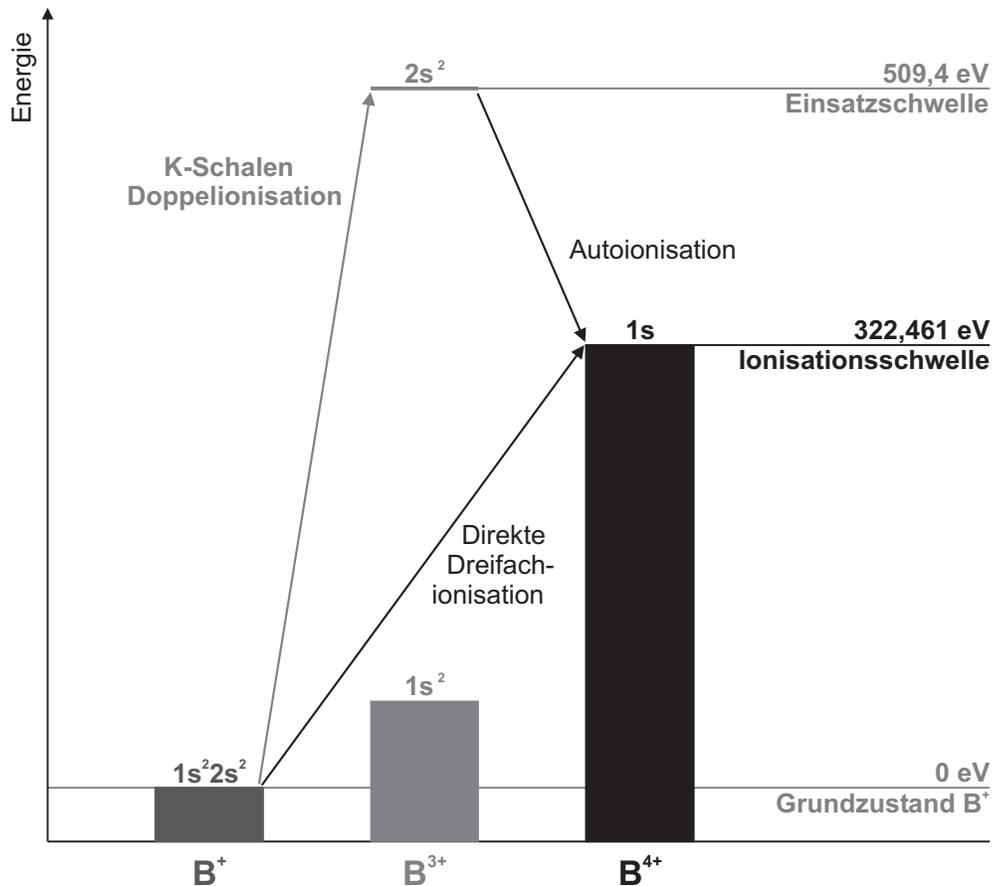


Die Einsatzschwelle für die direkte Dreifachionisation beträgt 322,46 eV [Kel87]. Neben diesem direkten Ionisationsmechanismus ist noch ein weiterer denkbar: Das Projektilektron ionisiert nur die beiden K-Schalen-Elektronen, wodurch ein hohles Borion entsteht (Gleichung 6.2). Dieser angeregte Zwischenzustand zerfällt aufgrund der niedrigen Kernladungszahl mit einer Wahrscheinlichkeit von annähernd 100 % durch eine Autoionisation, bei der ein weiteres Elektron emittiert wird (Gleichung 6.3) und so auch hier letztendlich eine Dreifachionisation stattgefunden hat:



Unter Verwendung des GRASP-Programms [Dya89] wurde für diese indirekte Dreifachionisation eine Ionisationsschwelle von 509,4 eV berechnet. In Abbildung 6.1 sind die bei diesen beiden Ionisationsmechanismen beteiligten Energieniveaus von B^+ , B^{3+} und B^{4+} in einem gemeinsamen Termschema anschaulich dargestellt. Die Anzahl der gleichzeitig miteinander wechselwirkenden Elektronen unterscheidet sich bei den beiden Ionisationsmechanismen. Im Fall der direkten Ionisation ist eine Wechselwirkung von 4 Elektronen (Projektil und 3 Targetelektronen) notwendig, während die indirekte Ionisation eine Wechselwirkung zwischen insgesamt 3 Elektronen (Projektil und 2 Targetelektronen) erfordert. Daher kann oberhalb der Schwelle für die K-Schalen-Doppelionisation für die indirekte Ionisation eine höhere Wahrscheinlichkeit erwartet werden als für die direkte Ionisation. Dies sollte sich bei größer werdenden Relativenergien oberhalb der Einsatzschwelle für die indirekte Dreifachionisation in einem deutlichen Anstieg des Wirkungsquerschnitts bemerkbar machen.

Während der Energie-Scan Messungen betrug die Untergrundzählrate 1,0 Hz. Diese wurde durch Messungen weit unterhalb der Ionisationsschwelle bestimmt. Die untergrundbereinigte Signalrate stieg von 0,2 Hz bei einer Energie von 400 eV auf 53,4 Hz bei 1000 eV an. Aufgrund der geringen Zählrate konnten unterhalb von einer Energie

Abbildung 6.1: Termschema für die Dreifachionisation von B^+ -Ionen.

von 400 eV keine sinnvollen Messergebnisse gewonnen werden. Erfolgt die Produktion der Primärionen in einer EZR-Ionenquelle, so ist meistens ein gewisser Anteil an metastabilen Ionen im Strahl vorhanden. Die Komponente mit der längsten Lebensdauer von 26,11 min [Mar93] ist der $B^+(1s^2 2s 2p \ ^3P_0)$ -Zustand mit einer Anregungsenergie von 4,63 eV. Im Vergleich zu den hier betrachteten Ionisierungsenergien ist diese Anregungsenergie so gering, dass sie die Schlussfolgerungen, die aus dem Experiment gezogen werden, nicht signifikant beeinflusst.

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte sind in Abbildung 6.2 dargestellt. Der Bereich der Ionisationsschwelle war experimentell nicht zugänglich. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte ab 400 eV bis zur Einsatzschwelle für die K-Schalen-Doppelionisation bei ca. 509 eV sind auf die direkte Dreifachionisation zurückzuführen. An den Verlauf zwischen 400 eV und 509 eV wurde die semiempirische Formel von Shelvko und Tawara 2.10 durch Multiplikation mit einem geeigneten energieunabhängigen Korrekturfaktor K_{corr} angepasst (Gleichung 2.11). Bei der Berechnung wurden folgende Parameter benutzt: $K_{corr} = 0,0063$ (Korrekturfaktor), $m = 3$ (Anzahl der ionisierten Elektronen), $N = 4$ (Gesamtzahl der Targetelektronen), $E_i = 322,452$ eV

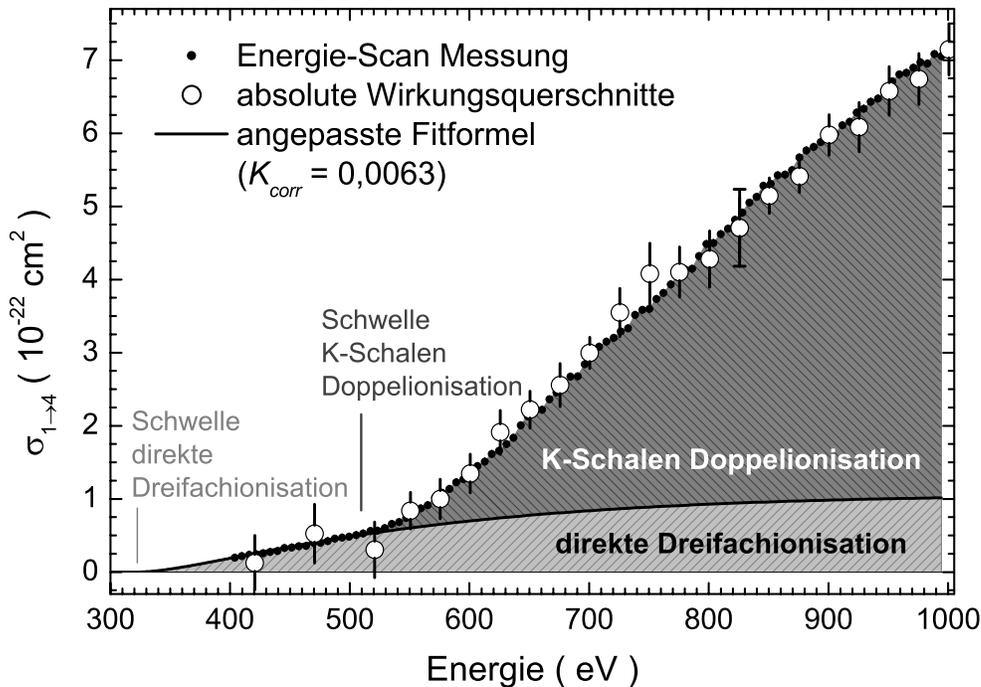


Abbildung 6.2: Gemessene Wirkungsquerschnitte der Dreifachionisation von B^+ mit Fitkurve (Formel 2.10 von Shevelko und Tawara) für die direkte Ionisation (durchgezogene Linie). Oberhalb von 509,4 eV (senkrechte Linie) setzt die K-Schalen-Doppelionisation ein. Nur der absolute Wirkungsquerschnitt bei 825 eV zeigt die totalen Fehlergrenzen, alle anderen Messdaten wurden mit ihren statistischen Unsicherheiten eingezeichnet.

(Ionisationsschwelle), $a = 6,3$, $b = 1,2$ und $c = 0,75$ (siehe Gleichung 2.10). Der auf diese Weise auch für höhere Energien berechnete Wirkungsquerschnitt für den direkten Prozess ist als kontinuierliche Kurve in Abbildung 6.2 eingezeichnet.

Der Verlauf der angepassten Fitformel stimmt bis zu einer Energie von 509,4 eV sehr gut mit den Messungen überein. Ab 509,4 eV steigt der Wirkungsquerschnitt sehr viel stärker an als für die direkte Ionisation zu erwarten wäre. Dies deutet auf einen zusätzlichen erst ab dieser Energie möglichen Reaktionskanal hin. Der bereits beschriebene indirekte Ionisationsmechanismus über die Doppelionisation der K-Schale und den anschließenden Auger-Zerfall des hohlen Borions besitzt eine Einsatzschwelle von 509,4 eV und kommt somit als Erklärung für dieses Verhalten in Frage. Durch Abzug der berechneten Wirkungsquerschnitte für den direkten Prozess von den gemessenen ergeben sich die Querschnitte für den zusätzlichen Ionisationskanal, der im Folgenden als die K-Schalen-Doppelionisation angenommen wird.

6.2 Doppelionisation von B^{3+} -Ionen

Ein weiteres Indiz dafür, dass der Anstieg des Wirkungsquerschnitts ab 509,4 eV bei der Dreifachionisation von B^+ -Ionen durch die Doppelionisation der K-Schale verursacht wird, kann durch Vergleich mit der Doppelionisation von heliumartigem B^{3+} gewonnen werden. Befinden sich nämlich die B^{3+} -Ionen im Grundzustand, entspricht die Doppelionisation klarerweise einer K-Schalen-Doppelionisation mit einer Ionisationsschwelle von 599,6013 eV [Kel87]. Ungünstigerweise befinden sich im Experiment nicht alle Ionen im Grundzustand.

Die Bestimmung der Untergrundzählrate bei der Energie-Scan Messung erfolgte durch einen Scan weit unterhalb der Ionisationsschwelle und ergab einen Wert von 1,1 Hz. Die maximale untergrundbereinigte Signalrate betrug 6,8 Hz. Eine zu geringe Signalrate verhinderte die korrekte Messung absoluter Wirkungsquerschnitte unterhalb einer Energie von 625 eV.

Das B^{3+} -Ion besitzt neben dem Grundzustand noch langlebige metastabile Zustände, die im Kapitel 5 eingehend untersucht werden. Der langlebigste metastabile Zustand ist der $B^{3+}(1s2s\ ^3S)$ -Zustand mit einer Anregungsenergie von 198,5663 eV [Kel87] und dementsprechend einer Doppelionisationsschwelle von 401,035 eV. Seine Lebensdauer ist mit 18,7 min [Der97] so groß, dass nach einer Flugzeit von 5,4 μ s von der Ionenquelle bis zur Wechselwirkungszone dort noch ein signifikanter Anteil metastabiler Ionen im Strahl vorliegt. Bei der Messung der Einfachionisation von B^{3+} -Ionen, die in Kapitel 5 behandelt wurde, befanden sich 8% der Ionen im Strahl in einem metastabilen Zustand, so dass aufgrund der gleichen experimentellen Voraussetzungen auch der bei der Doppelionisation verwendete Ionenstrahl einen Anteil von 8% an metastabilen Ionen besitzen sollte.

In Abbildung 6.3 sind die gemessenen Wirkungsquerschnitte dargestellt. Oberhalb einer Energie von 401,035 eV steigt der Wirkungsquerschnitt kontinuierlich an. Dieser Anstieg wird durch die Ionisation metastabiler Ionen verursacht. Ab einer Energie von 599,6013 eV ist die Doppelionisation der Grundzustandsionen möglich, was sich in einem stärker ansteigenden Wirkungsquerschnitt bemerkbar macht. Ab dieser Energie tragen daher die Doppelionisation sowohl der metastabilen als auch der Grundzustandsionen zum gemessenen Wirkungsquerschnitt bei. Für den Vergleich mit der Dreifachionisation von B^+ -Ionen ist lediglich der Querschnitt für die im Grundzustand befindlichen B^{3+} -Ionen von Interesse. Um diesen zu erhalten, muss der Beitrag der metastabilen Ionen vom Gesamtquerschnitt abgezogen werden. Dieser Beitrag ist direkt nicht messbar — ein Ionenstrahl, in dem sich alle Ionen im metastabilen Zustand befinden, kann im vorliegenden Experimentaufbau nicht präpariert werden —, sondern muss unter Verwendung eines theoretischen Ansatzes berechnet werden. Hierzu wurde wie schon bei der Dreifachionisation von B^+ die mit einem Faktor K_{corr} korrigierte semiempirische Formel von Shevelko und Tawara (Gleichung 2.11) verwendet. Bei dieser Rechnung wurden folgende Parameter benutzt: $K_{corr} = 0,0087$ (Korrekturfaktor), $m = 2$ (Anzahl der ionisierten Elektronen), $N = 2$ (Gesamtzahl der Targetelektronen), $E_i = 401,035\text{ eV}$ (Ionisationsschwelle), $a = 14$, $b = 1,08$ und $c = 0,75$. Das Er-

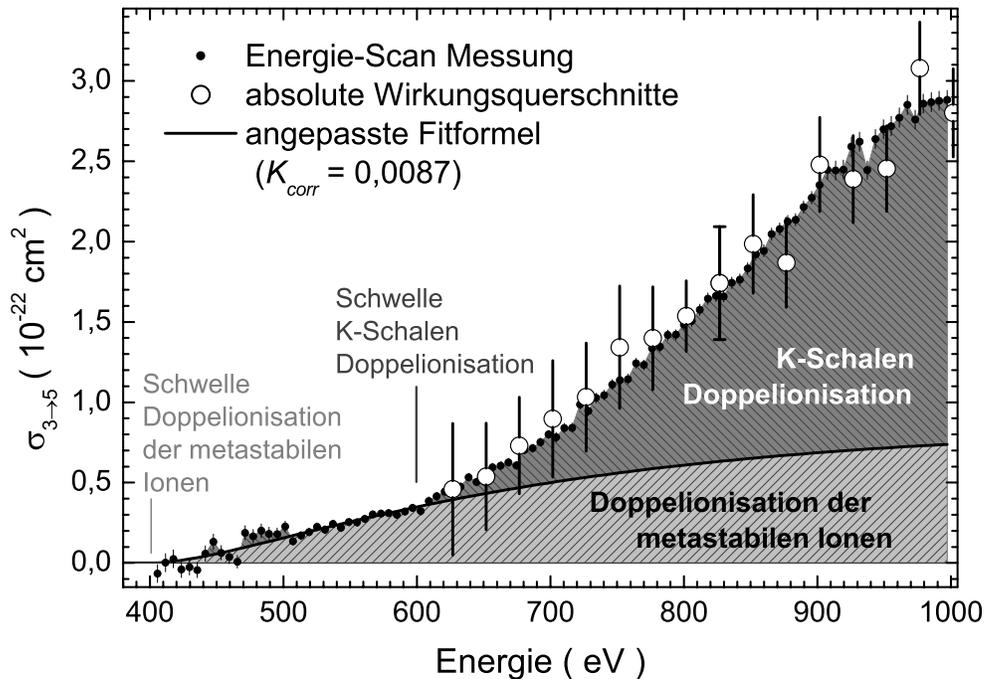


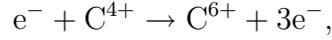
Abbildung 6.3: Gemessene Wirkungsquerschnitte der Doppelionisation von B^{3+} mit Fitkurve für den metastabilen Anteil (durchgezogene Linie). Ab einer Energie von 599,6 eV (senkrechte Linie) setzt die Doppelionisation von $B^{3+}(1s^2)$ -Ionen ein. Nur der absolute Wirkungsquerschnitt bei 825 eV zeigt die totalen Fehlergrenzen, alle anderen Messdaten wurden mit ihren statistischen Unsicherheiten eingezeichnet.

gebnis ist in Abbildung 6.3 als durchgezogene schwarze Linie eingezeichnet. Um die Wirkungsquerschnitte für die Doppelionisation der Grundzustandsionen zu erhalten, wird zunächst die berechnete Kurve von der gemessenen abgezogen und danach der verbleibende Wirkungsquerschnitt durch den Anteil von 0,92 der Grundzustandsionen im Ionenstrahl dividiert.

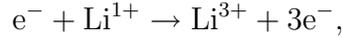
6.3 Doppelionisation von H^- , He, Li^+ , B^{3+} und C^{4+}

Ein direkter Vergleich der Wirkungsquerschnitte für die Doppelionisation der K-Schale von B^+ und B^{3+} misslingt aufgrund der unterschiedlichen Ionisationsschwellen, die durch die unterschiedliche Anzahl an Targetelektronen verursacht werden. Im Fall der K-Schalen-Doppelionisation von B^+ ist die Ionisierungsenergie 509,4 eV und für B^{3+} 599,6013 eV. Um die Wirkungsquerschnitte dennoch vergleichen zu können, muss eine passende Skalierung für die Doppelionisation von Zwei-Elektronen-Systemen ge-

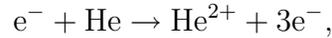
funden werden. In der Literatur finden sich weitere Messungen zur Doppelionisation heliumartiger Ionen, die die Suche nach einer verlässlichen Skalierung ermöglichen. Im Folgenden werden die Messungen der Doppelionisation von vierfach geladenen Kohlenstoffionen [Jac01],



einfach geladenen Lithiumionen [Pea69a, Böh00],



neutralen Heliumatomen [Sha88],



und einfach negativ geladenen Wasserstoffionen [Yu92],



als Test für eine sinnvolle Skalierung herangezogen. Mit einem Ansatz, der auf der Skalierung von Wirkungsquerschnitten für die direkte Einfachionisation basiert, konnte für die Doppelionisation von Zwei-Elektronen-Systemen eine sehr brauchbare Fitfunktion gefunden werden. Bei der Einfachionisation entlang einer isoelektronischen Reihe gilt in guter Näherung $\sigma E_i^2 = f(E_e/E_i)$, wobei E_i das Ionisationspotenzial ist. Für die Doppelionisation wurde versucht, eine ähnliche Beschreibung zu finden, wobei dann für E_i die Schwellenenergie der Doppelionisation eingesetzt wird. Anstelle des Exponenten 2 wird ein Parameter α verwendet, der an die vorhandenen experimentellen Daten angepasst werden kann. Als Exponent der Schwelle E_i für die Doppelionisation erhält man $\alpha \approx 2,6$. In Abb. 6.4 sind die so skalierten Wirkungsquerschnitte für H^- , He, Li^+ sowie für die in dieser Arbeit untersuchten B^{3+} bzw. die zuvor studierten C^{4+} -Ionen dargestellt. Die Daten fallen innerhalb ihrer Fehlerbalken sehr gut auf eine gemeinsame, zunächst nur gedachte Kurve. Sie umspannen einen Messbereich $0,85 \leq E_e/E_i \leq 105$. Um den Bereich der Schwelle bzw. des Wirkungsquerschnittsmaximums hervorzuheben, wurde eine logarithmische Auftragung der skalierten Energie gewählt. Die Höhen und die Positionen der maximalen skalierten Wirkungsquerschnitte sind für H^- , He und Li^+ nahezu identisch. Die Messungen von B^{3+} und C^{4+} reichen noch nicht bis zum erwarteten Maximum des Querschnitts bei einer skalierten Energie von etwa 3,5. Der von allen zur Verfügung stehenden Messungen beschriebene Verlauf des skalierten Wirkungsquerschnitts kann durch eine Fitkurve approximiert werden. Die beste Übereinstimmung mit den Daten ergab sich für die folgende Funktion:

$$y = 5,5 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2 (\text{eV})^{2,6} \left(\frac{x-1}{x} \right)^{0,75} \frac{\ln(x)}{x^{1,3}} (1 - 0,8 \cdot e^{1-x}) \quad (6.4)$$

mit $x = E/E_i$ und $y = \sigma E_i^{2,6}$. Gibt es bei der Anwendung dieser offenbar sehr stimmigen Skalierung auf die Wirkungsquerschnitte eines unbekanntes Ionisationsprozesses eine Übereinstimmung mit den in Abbildung 6.4 gezeigten skalierten Querschnitten, so ist dies als starkes Indiz für das Vorliegen einer Doppelionisation zu bewerten.

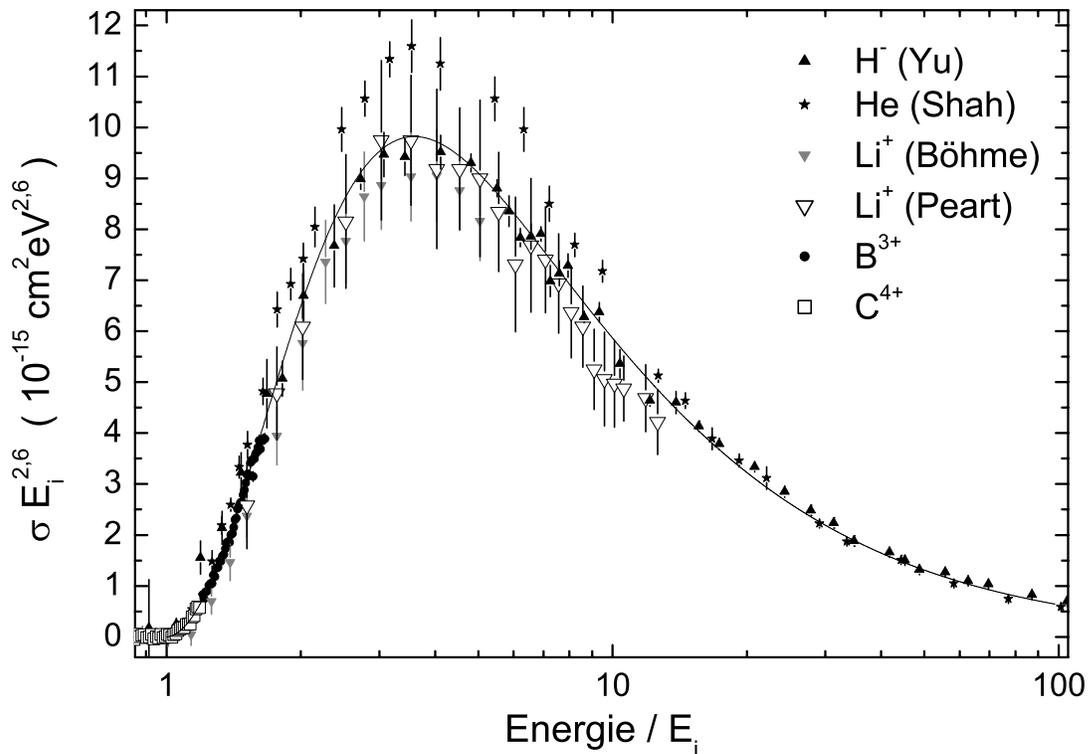


Abbildung 6.4: Skalierte Wirkungsquerschnitte für die Doppelionisation von H^- und die K-Schalen-Doppelionisation von He, Li^+ , B^{3+} und C^{4+} . Die eingezeichneten Wirkungsquerschnitte von H^- , He und Li^+ sind absolute Querschnitte mit ihren totalen Fehlergrenzen und die von B^{3+} und C^{4+} sind an die absoluten Wirkungsquerschnitte angepasste Energie-Scan Messungen mit ihren statistischen Unsicherheiten. An den gemeinsamen Verlauf der Daten wurde ein Fit (kontinuierliche Linie) nach Gleichung 6.4 angepasst.

6.4 Schwellenbereich der Doppelionisation von H^- , He, Li^+ , B^+ , B^{3+} , C^{2+} und C^{4+}

In Abbildung 6.5 sind zusätzlich zu den schon in Abb. 6.4 gezeigten Querschnitten die Anteile der B^+ und C^{2+} Querschnitte eingezeichnet, die evtl. der K-Schalen-Doppelionisation zugerechnet werden können. Innerhalb ihrer Fehlergrenzen zeigen diese mit den skalierten Querschnitten der He-ähnlichen Ionen eine sehr gute Übereinstimmung. Dies ist ein weiteres starkes Indiz dafür, dass es sich bei dem ab einer Energie von ca. 509 eV (770 eV) — und damit bei der gesamten Bindungsenergie beider K-Schalen-Elektronen — einsetzenden Dreifachionisationsprozess von B^+ (C^{2+}) tatsächlich um die K-Schalen-Doppelionisation mit nachfolgender Autoionisation des „hohlen“ $2s^2$ -Zwischenzustands handelt. Eine Ausdehnung des Vergleichs zu höheren

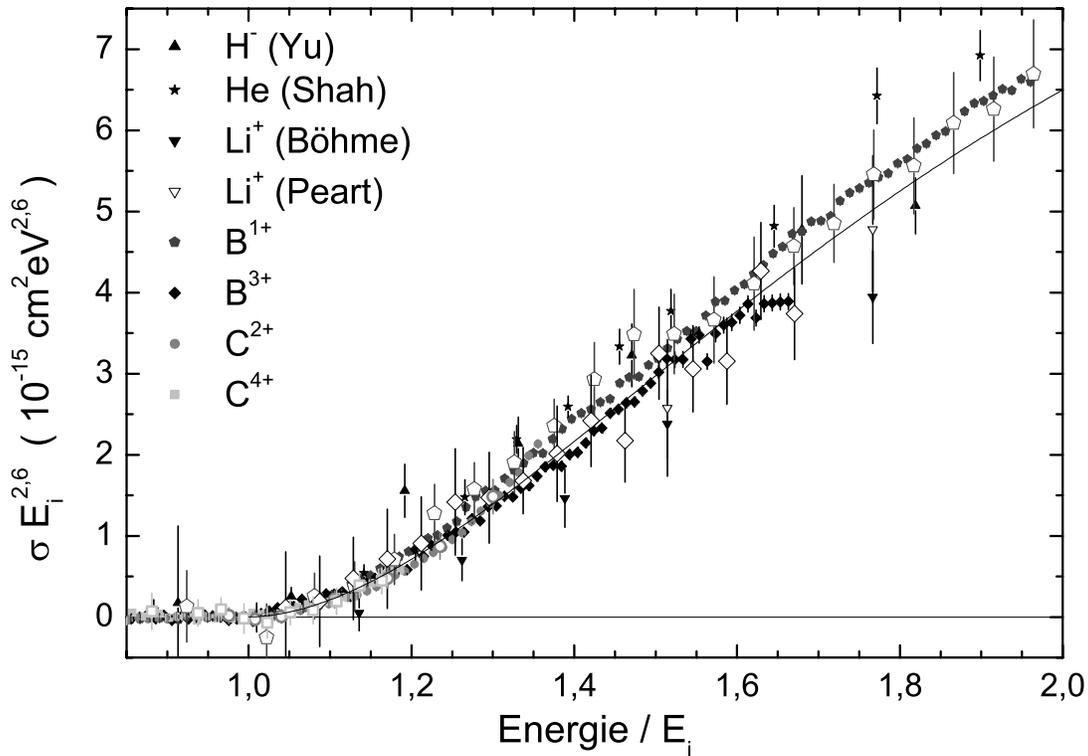


Abbildung 6.5: Skalierte Wirkungsquerschnitte der Doppelionisation von H^- , He, Li^+ , B^+ , B^{3+} , C^{2+} und C^{4+} im jeweiligen Schwellenbereich. Die eingezeichneten Wirkungsquerschnitte von H^- , He, Li^+ , B^+ (offene Fünfecke), B^{3+} (offene Rauten), C^{2+} (offene Kreise) und C^{4+} (offene Quadrate) sind absolute Querschnitte mit ihren totalen Fehlergrenzen und die von B^+ , B^{3+} , C^{2+} und C^{4+} (geschlossene Symbole) sind an die absoluten Wirkungsquerschnitte angepasste Energie-Scan Messungen mit ihren statistischen Unsicherheiten. Die skalierten Wirkungsquerschnitte werden auch im Schwellenbereich sehr gut von dem Fit (kontinuierliche Linie) nach Gleichung 6.4 beschrieben.

Energien über das Querschnittsmaximum hinaus wäre wünschenswert. Messungen bei höheren Energien werden aber erst unter Verwendung der in Kapitel A beschriebenen neuen Elektronenkanone möglich. Ist die Ionisationsschwelle E_i einer Doppelionisation bekannt, erlaubt der Fit nach Gleichung 6.4 die Voraussage des zu erwartenden Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von der Elektronenenergie. Dazu werden die im Fit benutzten x-Werte mit E_i multipliziert und die y-Werte durch $E_i^{2,6}$ dividiert. In Abbildung 6.6 wurde dies für die Doppelionisation der B^{3+} -Ionen im Grundzustand und die vermutete K-Schalen-Doppelionisation in der Dreifachionisation von B^+ durchgeführt. Das Maximum des Wirkungsquerschnitts wird demnach im Fall der Doppelionisation von B^{3+} bei $\sim 2,15$ keV und für die K-Schalen-Doppelionisation von B^+ bei $\sim 1,83$ keV vorausgesagt.

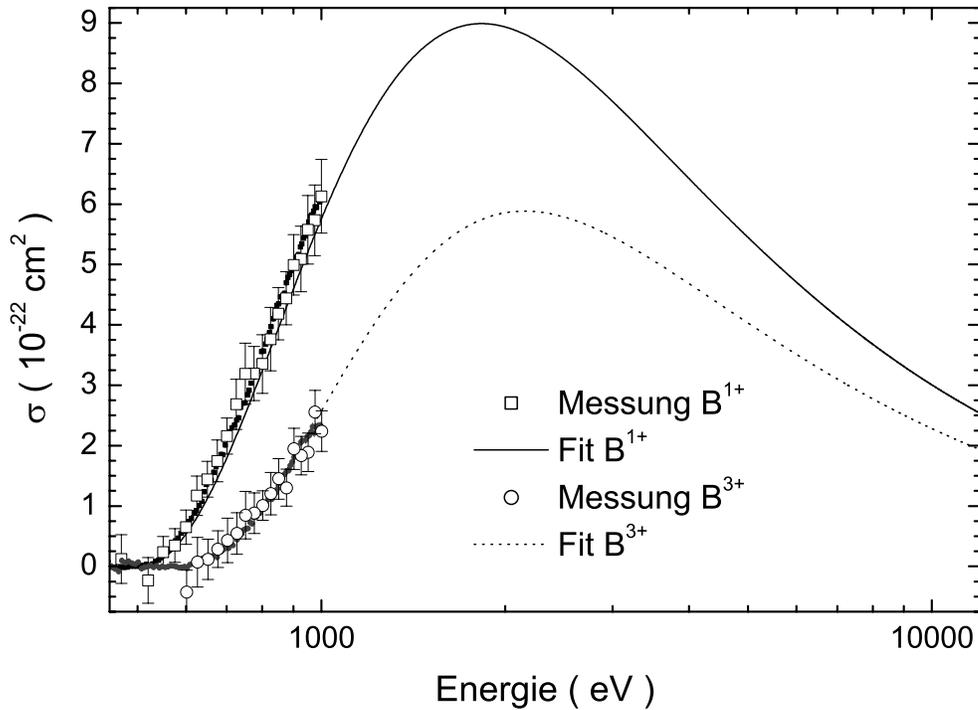


Abbildung 6.6: Gemessene Wirkungsquerschnitte der Doppelionisation von B^{3+} bzw. der vermuteten K-Schalen-Doppelionisation in der Dreifachionisation von B^+ zusammen mit dem erwarteten Verlauf des Wirkungsquerschnitts von 450 eV bis 12 keV, der sich aus dem Fit in Abb. 6.4 ergibt. Die offenen Symbole sind absolute Querschnitte mit ihren totalen Fehlergrenzen und die geschlossenen sind an die absoluten Wirkungsquerschnitte angepasste Energie-Scan Messungen mit ihren statistischen Unsicherheiten.

6.5 Zusammenfassung

Die Dreifachionisation von B^+ -Ionen weist wie schon die Dreifachionisation von C^{2+} -Ionen [Jac01] neben der direkten Ionisation einen weiteren Ionisationskanal auf, der als K-Schalen-Doppelionisation mit nachfolgender Autoionisation identifiziert wurde. Die Identifikation stützt sich auf das Einsetzen des zusätzlichen Reaktionskanals an der Schwelle für K-Schalen-Doppelionisation sowie auf die Übereinstimmung des skalierten Wirkungsquerschnitts mit dem der Doppelionisation heliumähnlicher Ionen. Bildung und Zerfall der bei diesem Prozess zwischenzeitlich auftretenden Hohlzustände sind in besonderem Maße von Korrelationseffekten beeinflusst. Wegen solcher Korrelationseffekte werden derartige Hohlzustände in jüngster Zeit vor allem in Li-

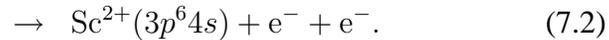
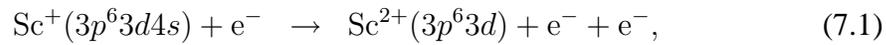
thiumatomen mit verschiedenen experimentellen Methoden [Ran03, Tan99] und auch von theoretischer Seite eingehend untersucht [Pin04, Mad02, Muk01]. Eine rigorose theoretische Beschreibung von Elektronenstoß-Doppelionisationsprozessen steht allerdings noch aus.

7 Ein- und Mehrfachionisation von Sc^+ -Ionen

Sc^+ -Ionen haben im Grundzustand zwei Elektronen außerhalb einer geschlossenen argonähnlichen Edelgaskonfiguration, aber im Gegensatz zu neutralem Kalzium nicht zwei $4s$ -Elektronen, sondern ein $3d$ - und ein $4s$ -Elektron. Messungen der Photoionisation von Sc^{2+} -Ionen [Sch02] zeigten, dass es einen starken $3p \rightarrow 3d$ Anregungskanal gibt. Dies gab Anlass zur Vermutung, dass es bei der Elektronenstoßionisation von Sc^+ ebenfalls messbare Beiträge zum Wirkungsquerschnitt durch $3p \rightarrow 3d$ Anregung mit nachfolgender Autoionisation gibt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Ein-, Zwei-, Drei-, Vier- und Fünffachionisation im Bereich von 0 bis 1000 eV im Hinblick auf indirekte Ionisationsmechanismen untersucht.

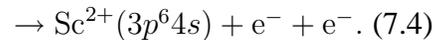
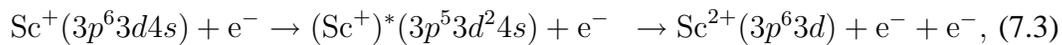
7.1 Einfachionisation von Sc^+ -Ionen

Im Grundzustand liegt Sc^+ im $(1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d 4s \ ^3D)$ -Zustand vor, es handelt sich also hierbei um eine abgeschlossene argonähnliche Edelgaskonfiguration mit zwei äußeren Elektronen. Die direkte Einfachionisation erfolgt durch die Ionisation eines $3d$ - oder $4s$ -Elektrons wie in der folgenden Reaktionsgleichung dargestellt



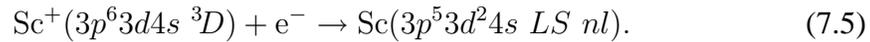
Theoretisch wurde der Verlauf der direkten Ionisation mit Hilfe der configuration-average distorted-wave Methode [Jac04] berechnet.

Neben der direkten ist auch eine indirekte Ionisation über die $3p \rightarrow 3d$ Anregung mit nachfolgender Autoionisation möglich:

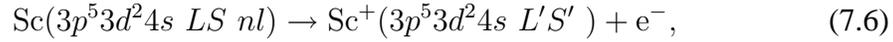


Alle 38 Terme des angeregten $(3p^5 3d^2 4s)$ -Zwischenzustandes sind autoionisierend und tragen damit zur Einfachionisation bei [Jac04]. Der Wirkungsquerschnitt für die Anregung in autoionisierende Zustände wurde in der close-coupling Näherung unter Verwendung der R -Matrix Methode [Ber95, Bur92] berechnet.

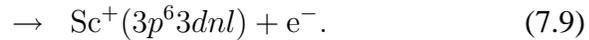
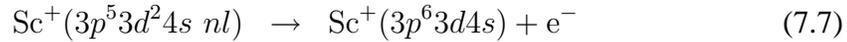
Ein weiterer möglicher Ionisationskanal ist die resonante Anregung der Grundzustandsionen in einen autoionisierenden Zustand:



Das dabei gebildete doppelt angeregte neutrale Scandiumatom kann durch zwei Autoionisationen in ein Sc^{2+} -Ion zerfallen:



gefolgt von einem Augerprozess wie in den Gleichungen 7.3 und 7.4 beschrieben. Aufgrund des zwischenzeitlich benötigten autoionisierenden Zustands kann dieser Prozess nur resonanzförmig bei bestimmten Energien oberhalb der ersten EA-Schwelle auftreten. Es ist aber auch möglich, dass die auf den resonanten Einfang folgende Autoionisation in einen gebundenen Zustand des Sc^+ -Ions führt, und es damit keinen Beitrag zur Einfachionisation gibt. Solche Prozesse können wie folgt dargestellt werden:



Die experimentelle Untersuchung der Einfachionisation von Sc^+ erfolgte mit Hilfe der bereits beschriebenen Apparatur und deren Messtechniken in Form von Energie-Scan-Messungen und der Bestimmung von absoluten Wirkungsquerschnitten. Die erste Messung der Einfachionisation erfolgte zusammen mit denen der Mehrfachionisationen in Messperiode 1. Diese Messung war durch einen sehr starken Untergrund erschwert. Kommt es nämlich auf der vom Ionisationsdetektor einsehbaren Flugstrecke zwischen Kugelkondensator und 2. Magnet zu ladungsändernden Stößen der Scandiumionen mit dem Restgas, können die dabei entstandenen Ionisationsprodukte nicht mehr von denen durch Elektronenstoß in der Wechselwirkungszone gebildeten unterschieden werden. Eine weitere mögliche Ursache für hohen Messuntergrund ist die Präsenz von Ionen in metastabilen autoionisierenden Zuständen. Diese können im Bereich der Wechselwirkungszone zerfallen und so eine Ionisation durch Elektronenstoß vortäuschen. Die Frage nach dem Anteil der metastabilen Ionen im Strahl blieb zunächst offen. Erst durch den Einsatz der Potenzialmakierung innerhalb der Messperiode 2 gelang eine deutliche Reduzierung des Untergrundes. Bei einer Elektronenenergie von 100 eV konnte das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von 0,39 ohne Potenzialmakierung auf 2,64 mit Potenzialmakierung verbessert werden, was einer Erhöhung um einen Faktor von mehr als 6 entspricht. Die in der Messperiode 2 ermittelten absoluten Wirkungsquerschnitte wurden für die Anpassung der Scans aus der Messperiode 1 genutzt. Vor dieser Anpassung wurde von den Scandaten im Energiebereich von 0 eV bis 80 eV ein energieabhängiger Untergrund der Form

$$\sigma_{\text{Untergrund}} = 6 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2 \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{m_i E}{m_e E_{\text{Ionen}}}}} = 6 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2 \frac{1}{\sqrt{1 + 6,885 \frac{1}{\text{eV}} \cdot E}}$$

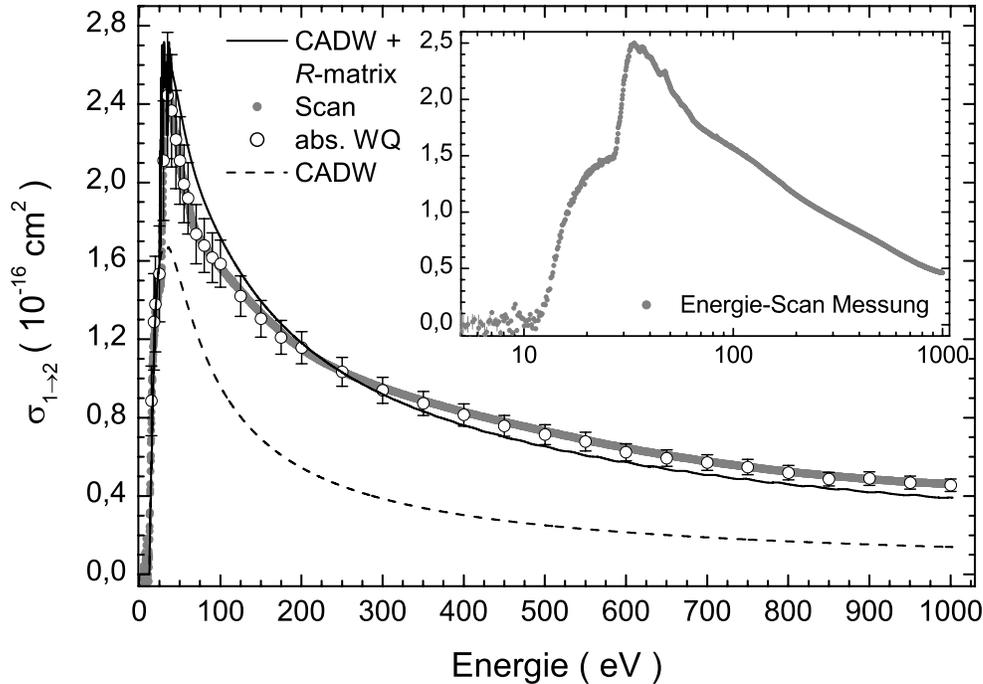


Abbildung 7.1: Gemessene und berechnete Wirkungsquerschnitte von 0 eV bis 1000 eV für die Einfachionisation von Sc^+ -Ionen. Die absoluten Wirkungsquerschnitte sind mit ihren totalen Fehlergrenzen und die Energie-Scan Daten mit ihren statistischen Unsicherheiten eingezeichnet. Das Bild im Bild zeigt nur die Wirkungsquerschnitte der Energie-Scan Messung und hebt durch die halblogarithmische Darstellung den Bereich der Ionisationsschwelle hervor.

abgezogen. Diese Art von Untergrund in Experimenten mit gekreuzten Strahlen ist seit langem bekannt und wurde zum Beispiel in [Dol61] und [Tim98] diskutiert. Sie kann im vorliegenden Fall durch die Modulation des Untergrundsignals durch die Präsenz bzw. Abwesenheit des Elektronenstrahls erklärt werden. Eine solche Modulation kann beispielsweise durch Fokussierungseffekte im Raumladungspotenzial des Elektronenstrahls verursacht werden.

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte sind zusammen mit den theoretischen Berechnungen von Jacobi *et al.* [Jac04] in Abbildung 7.1 dargestellt. Die Auftragung des Wirkungsquerschnitts über einer linearen Energieskala verdeutlicht das sehr spitze Maximum im Bereich von 30 eV und den langsamen Abfall bei höheren Energien. Die gestrichelte Linie gibt den aus der sogenannten configuration-average-distorted-wave (CADW-)Rechnung erwarteten Verlauf der direkten Ionisation wieder. Die offensichtliche Abweichung zu den gemessenen Werten verdeutlicht den merklichen Beitrag

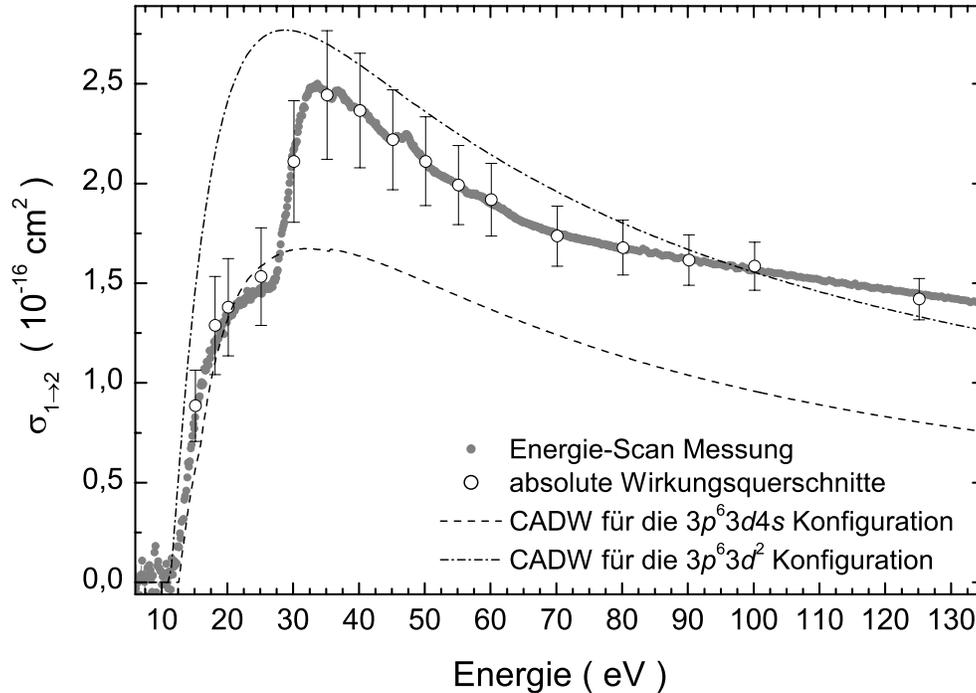


Abbildung 7.2: Gemessene Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von Sc^+ im Vergleich mit configuration-average-distorted-wave (CADW) Rechnungen für die direkte Ionisation verschiedener Zustände. Die absoluten Wirkungsquerschnitte sind mit ihren totalen Fehlergrenzen und die Energie-Scan Daten mit ihren statistischen Unsicherheiten eingezeichnet.

indirekter Prozesse zum Wirkungsquerschnitt. Dieser Beitrag hat einen relativen Anteil von 33 % am gesamten Wirkungsquerschnitt bei einer Energie von 33 eV und 70 % bei 1000 eV. Die durchgezogene Linie zeigt die Summe aus den Berechnungen des direkten (CADW) und indirekten (mit der R -Matrix Methode berechneten) Beitrages zum Wirkungsquerschnitt. Die berechneten Werte liegen im Energiebereich von 70 eV oberhalb und bei Energien größer als 500 eV signifikant unterhalb der gemessenen Daten. Dies verdeutlicht, dass die Anregung in autoionisierende Zustände sogar bei hohen Energien einen signifikanten Beitrag zur Elektronenstoßionisation liefert. In halblogarithmischer Darstellung ergibt sich das in Abbildung 7.1 eingesetzte Bild, das den Bereich um die Ionisationsschwelle vergrößert darstellt. Die Einsatzschwellen für die direkte Ionisation und den EA-Prozess sind deutlich zu erkennen. Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts zwischen 30 eV und 70 eV erinnert an die Riesenresonanz, die bei der Ionisation der $4d$ Unterschale von Xenon und dessen benachbarten Elementen beobachtet wurde ([Ach83] und dort angegebene Referenzen).

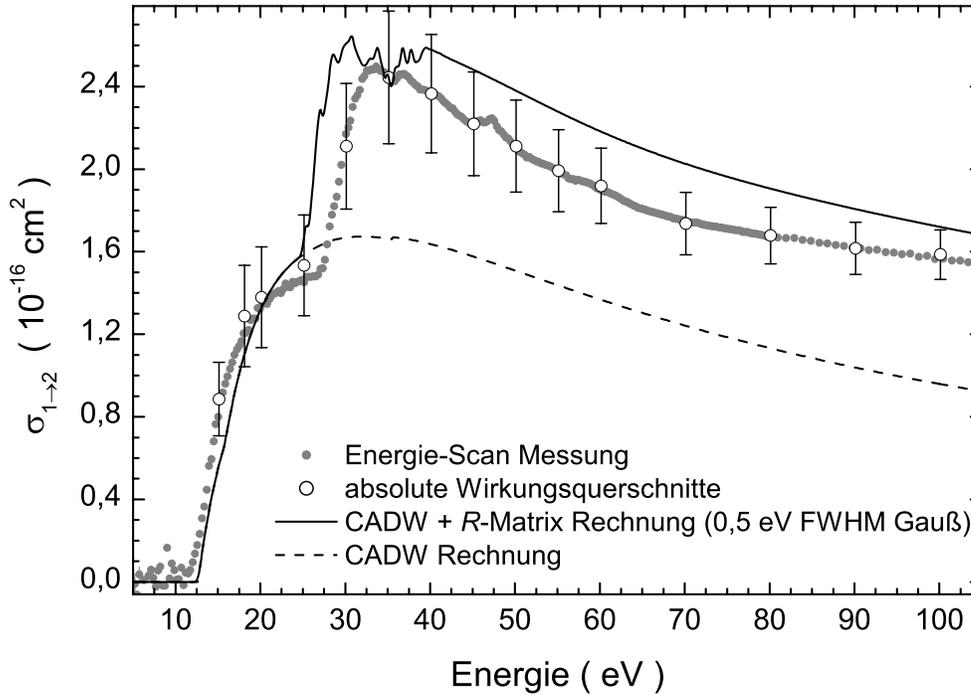


Abbildung 7.3: Gemessene Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von Sc^+ mit theoretischen Resultaten für die direkte Ionisation (gestrichelte Linie) und die Summe aus der direkten und indirekten Einfachionisation (durchgezogene Linie). Die Summe aus der CADW und R -Matrix Rechnung wurde mit einer gaußförmigen Energieverteilung von 0,5 eV Breite (FWHM) gefaltet, um den im Experiment zu erwartenden Querschnittsverlauf wiederzugeben.

Zur direkten Einfachionisation tragen nur die $4s$ und die $3d$ Unterschale bei. Abbildung 7.2 zeigt einen Vergleich der experimentellen Daten mit CADW Rechnungen für die direkte Ionisation der $4s$ und $3d$ Unterschale von Sc^+ -Ionen im Grundzustand. Die Einsatzschwelle für die direkte Ionisation eines $4s$ -Elektrons beträgt 12,7998 eV [Joh80]. Experiment und Theorie stimmen bis zu einer Energie von 26 eV gut überein. Zusätzlich ist noch der erwartete Verlauf des Wirkungsquerschnitts für die direkte Ionisation von Sc^+ -Ionen im tiefstliegenden metastabilen Zustand (Konfiguration $3p^6 3d^2$) eingezeichnet. Im Vergleich zu den gemessenen Daten liegt die berechnete Einsatzschwelle für diese metastabilen Ionen bei einer etwas kleineren Energie als die experimentell beobachtete Schwelle. Der Anstieg des Wirkungsquerschnitts ist wesentlich steiler und das Maximum sehr viel höher als im Experiment, so dass, unter Annahme hinreichender Genauigkeit der Theorie, der Anteil der metastabilen Ionen im Experiment sehr gering gewesen sein muss.

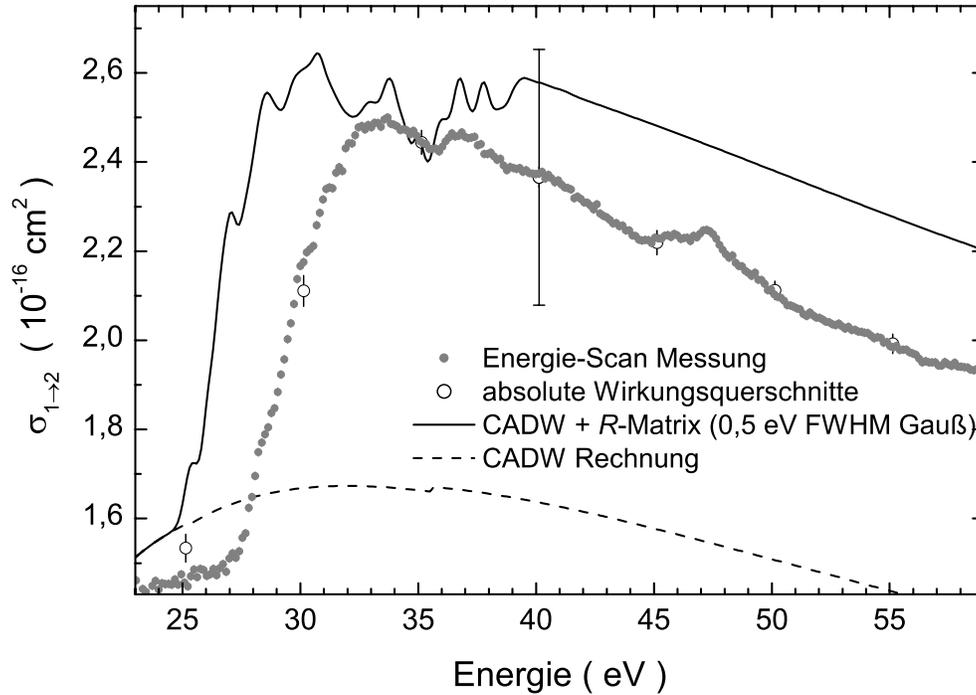


Abbildung 7.4: Gemessene Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von Sc^+ mit theoretischen Resultaten für die direkte Ionisation (gestrichelte Linie) und die Summe aus der direkten und indirekten Einfachionisation (durchgezogene Linie). Nur der absolute Wirkungsquerschnitt bei 40 eV zeigt die totalen Fehlergrenzen, alle anderen Messdaten wurden mit ihren statistischen Unsicherheiten eingezeichnet.

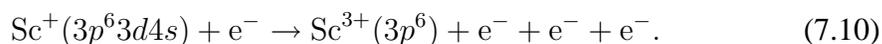
Um den Verlauf des Wirkungsquerschnitts an der Schwelle besser betrachten zu können, ist in Abbildung 7.3 der Energiebereich von 5 eV bis 105 eV vergrößert dargestellt. Die Berechnung mit der R -Matrix-Methode wurde mit einer gaußförmigen Energieverteilung von 0,5 eV Breite (FWHM) gefaltet, um einen realistischen Vergleich zwischen Theorie und Experiment zu ermöglichen. Bis zu einer Energie von 26 eV steigt der Wirkungsquerschnitt mit der typischen strukturlosen Energieabhängigkeit der direkten Ionisation an, d.h. ein steiler Anstieg an der Schwelle bis zu einem Maximum und einem langsamen Abfall bei höheren Energien. Oberhalb von 27 eV steigt der Wirkungsquerschnitt von $1,5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ auf $2,5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ bei 33,7 eV abrupt an. Dieser Anstieg wird durch indirekte Prozesse verursacht, die mit der Anregung eines $3p$ -Elektrons verbunden sind. Der Wert von $\sim 40\%$ für den Beitrag der indirekten Ionisation zum totalen Wirkungsquerschnitt ist für so ein relativ leichtes, einfach geladenes Ion ungewöhnlich hoch. Obwohl die R -Matrix-Rechnung in der Höhe der EA-Stufe innerhalb der Fehlerbalken gut übereinstimmt, bleibt eine offensichtliche

Differenz von 2-3 eV in der Schwellenenergie für diesen zusätzlichen Ionisationskanal. Die experimentelle Ungenauigkeit der relativen Energie liegt in diesem Bereich bei maximal 1 eV. Der Grund für diese Abweichung ist bei der Theorie zu suchen und liegt in der Schwierigkeit, die Energieniveaus eines zweifach angeregten Zustands in einem so komplexen Ion zu berechnen.

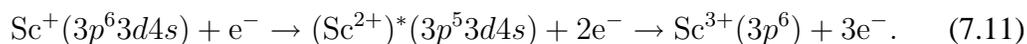
Die Abbildung 7.4 stellt den Bereich der EA-Stufe vergrößert dar. Dies ermöglicht, auch feine Strukturen im Wirkungsquerschnitt noch gut erkennen zu können. Der Anstieg an der EA-Stufe ist nicht konstant, sondern enthält nochmals kleinere Stufen bei 28 eV und 30 eV. Bei einer Energie von 36 eV ist eine weitere Stufe im Wirkungsquerschnitt zu entdecken. Zwischen 44 eV und 48 eV zeigen sich klare Beweise für einen zusätzlichen indirekten Ionisationsmechanismus, der auf der (wahrscheinlich hauptsächlich resonanten) Anregung eines 3s-Elektrons beruht.

7.2 Doppelionisation von Sc⁺-Ionen

Die direkte Doppelionisation von Sc⁺-Ionen erfolgt durch die Entfernung der beiden äußeren 4s- und 3d-Elektronen:



Die Ionisationsschwelle für den direkten Ionisationskanal beträgt 37,5566 eV [Hol72]. Neben der direkten ist auch eine indirekte Ionisation möglich. Wird eines der sechs 3p-Elektronen ionisiert, so entsteht ein angeregtes Sc²⁺-Ion mit einem Loch in der 3p-Unterschale. Der anschließende Zerfall dieses angeregten Zustandes erfolgt über eine Autoionisation, bei der die beiden äußeren 4s- und 3d-Elektronen miteinander Energie austauschen, so dass schließlich auch eine Doppelionisation resultiert:



Unter Verwendung des GRASP-Programms [Dya89] wurde für diesen Prozess eine Ionisationsschwelle von 46 eV berechnet. Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts für diese indirekte Doppelionisation sollte dem einer Einfachionisation entsprechen, da die Ionisation eines 3p-Elektrons erst die nachfolgende Autoionisation und damit auch die Doppelionisation ermöglicht. Zur Beschreibung der direkten Einfachionisation hat sich die in Kapitel 2.3 beschriebene Näherungsformel 2.9 nach Lotz bewährt. Allerdings wurde hier nur die einparametrische Lotzformel verwendet.

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte sind zusammen mit der Berechnung für den indirekten Prozess (Gleichung 7.11) nach der Lotzformel (Gleichung 2.9) in Abbildung 7.5 dargestellt. Um den energieabhängigen Verlauf des Wirkungsquerschnitts besser betrachten zu können, sind nur für den absoluten Wirkungsquerschnitt bei 100 eV die totalen Fehlergrenzen und für alle anderen Werte die statistischen Unsicherheiten eingezeichnet. Die offensichtlich exzellente Übereinstimmung zwischen dem erwarteten Verlauf des Wirkungsquerschnitts für die indirekte Ionisation und dem

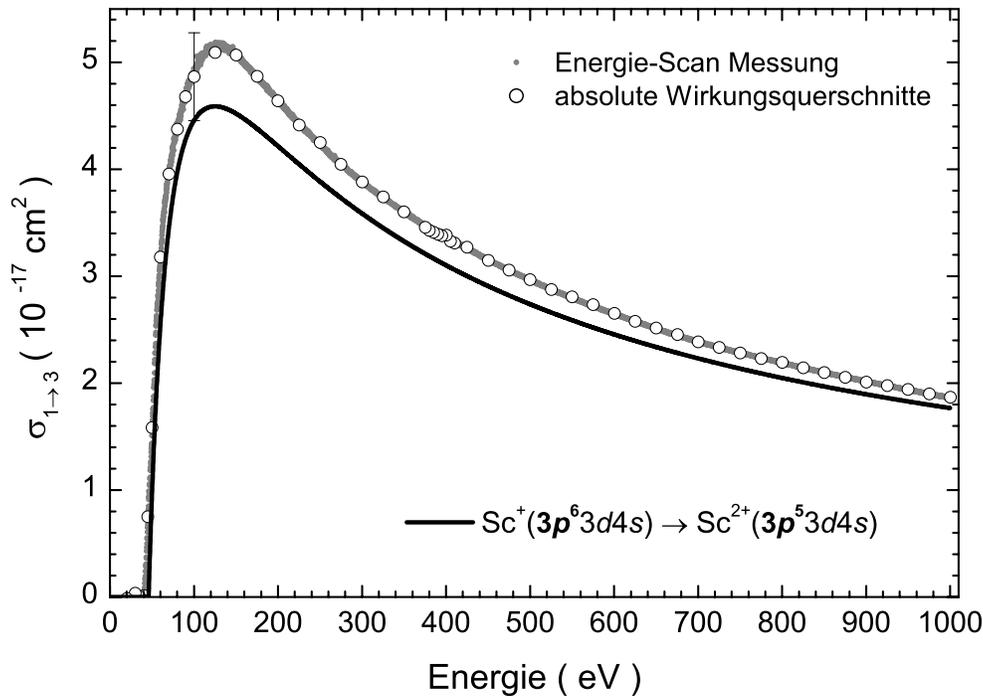


Abbildung 7.5: Gemessene Wirkungsquerschnitte der Doppelionisation von Sc^+ -Ionen von 0 eV bis 1000 eV mit Näherung nach Lotz für die Ionisation eines $3p$ -Elektrons (durchgezogene Linie). Nur der absolute Wirkungsquerschnitt bei 100 eV zeigt die totalen Fehlergrenzen, alle anderen Messdaten wurden mit ihren statistischen Unsicherheiten eingezeichnet.

tatsächlich gemessenen legt die Schlußfolgerung nahe, dass die direkte Doppelionisation nur einen kleinen Beitrag zum Gesamtwirkungsquerschnitt liefert und der überwiegende Anteil durch die Ionisation eines $3p$ -Elektrons mit nachfolgender Autoionisation zustande kommt.

In Abbildung 7.6 ist der Energiebereich zwischen 370 eV und 515 eV vergrößert dargestellt, um auch feinere Strukturen im Wirkungsquerschnitt sichtbar zu machen. Die Energie-Scan Messung zeigt bei den Energien von 394,2 eV und 398,6 eV kleine Spitzen, die auf einen zusätzlichen resonanten Prozess hinweisen. Vermutlich handelt es sich bei diesem Ionisationskanal um die resonante Anregung eines $2p$ -Elektrons mit anschließenden Autoionisationsprozessen. Der Peak bei einer Energie von 394,2 eV ist auf die Anregung eines $2p_{3/2}$ -Elektrons zurückzuführen. Entsprechend wird das Maximum bei 398,6 eV mit der Anregung eines $2p_{1/2}$ -Elektron erklärt. Weitere Beiträge zur Doppelionisation, wie beispielsweise die Anregung eines $2s$ -Elektrons mit nachfolgenden Autoionisationen, wurden nicht gefunden.

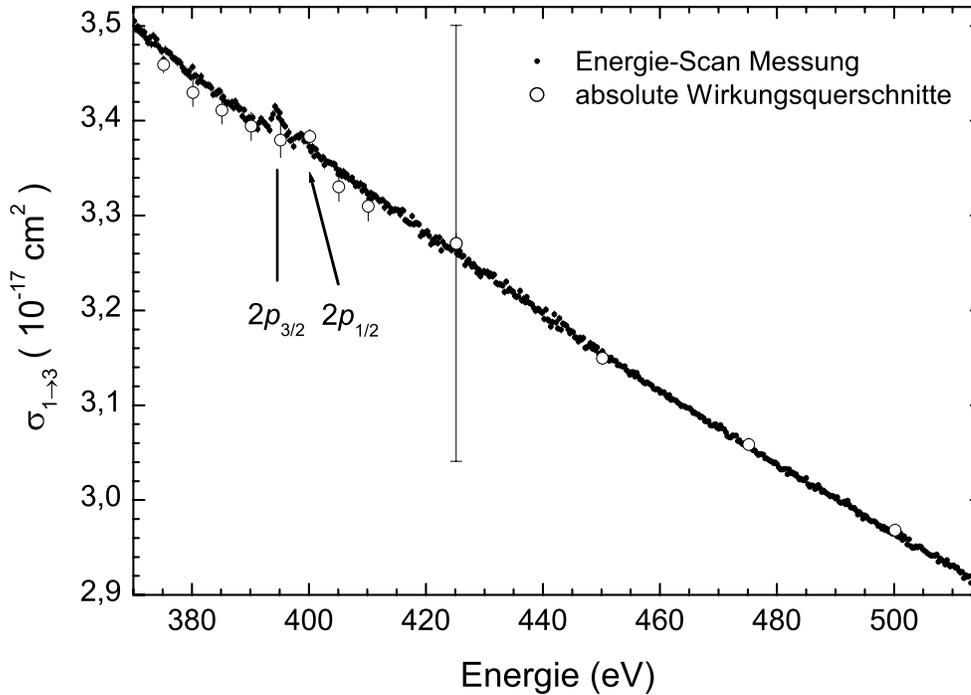
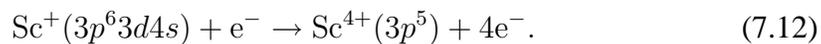


Abbildung 7.6: Gemessene Wirkungsquerschnitte von 370 eV bis 515 eV für die Doppelionisation von Sc^+ -Ionen. Nur der absolute Wirkungsquerschnitt bei 425 eV zeigt die totalen Fehlergrenzen, alle anderen Messdaten wurden mit ihrem statistischen Unsicherheiten eingezeichnet. Die Strukturen bei 394,2 eV und 398,6 eV werden durch die resonante Anregung des $2p$ -Elektrons verursacht.

7.3 Dreifachionisation von Sc^+ -Ionen

Während der direkten Dreifachionisation von Sc^+ -Ionen werden die beiden äußeren $4s$ - und $3d$ -Elektronen sowie ein $3p$ -Elektron abgelöst:



Die Ionisationsschwelle für den direkten Ionisationskanal beträgt 111,046 eV [Sug85]. Mithilfe der Formel von Shevelko 2.10 wurde der zu erwartende Verlauf des Wirkungsquerschnitts berechnet. Auch bei der Dreifachionisation sind neben dem direkten mehrere indirekte Ionisationsprozesse möglich. Wird eines der sechs $2p$ -Elektronen ionisiert, entsteht ein angeregtes Sc^{2+} -Ion mit einem Loch in der $2p$ Unterschale. Der anschließende Zerfall dieses angeregten Zustandes erfolgt über mehrere Autoionisationen, so dass schließlich auch eine Dreifachionisation resultiert:

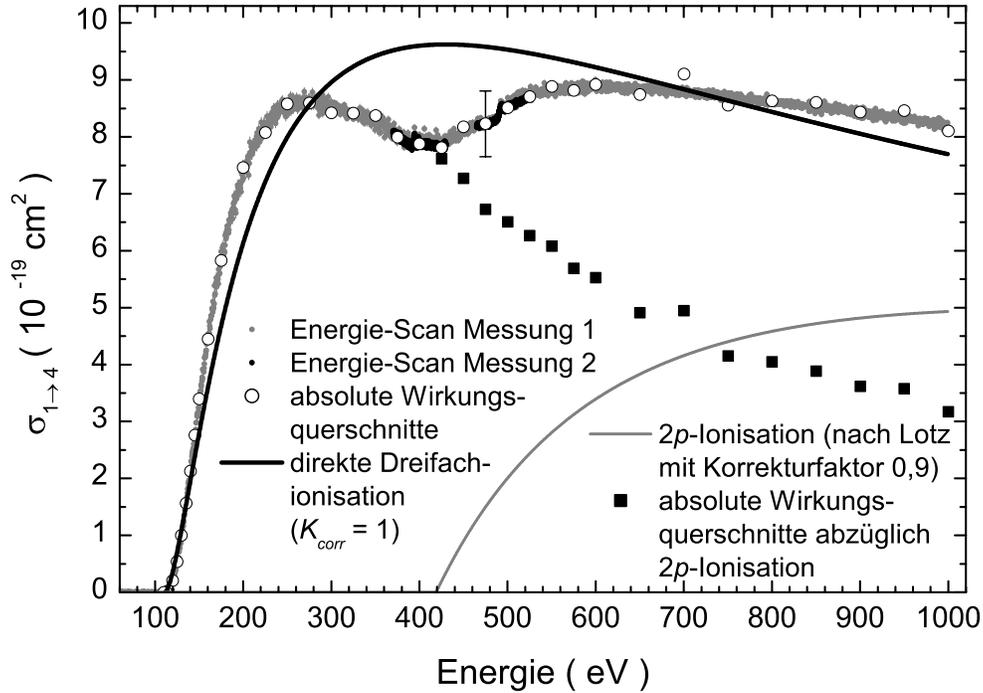
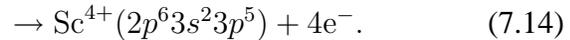
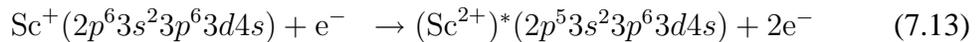


Abbildung 7.7: Gemessene und berechnete Wirkungsquerschnitte von 60 eV bis 1000 eV für die Dreifachionisation von Sc^+ -Ionen. Nur der absolute Wirkungsquerschnitt bei 475 eV zeigt die totalen Fehlergrenzen, alle anderen Messdaten wurden mit ihren statistischen Unsicherheiten eingezeichnet. Die direkte Dreifachionisation wurde nach der Formel von Shevelko (schwarze Linie) und die Ionisation eines $2p$ -Elektrons nach der mit einem Korrekturfaktor von 0,9 versehenen Formel von Lotz (graue Linie) berechnet. Nach Subtraktion des nach der Lotzformel erwarteten Beitrags durch die Ionisation eines $2p$ -Elektrons von den gemessenen absoluten Wirkungsquerschnitten ergeben sich die schwarzen Quadrate.



Eine Einfachionisation, nämlich die eines $2p$ -Elektrons, ist Voraussetzung für diese indirekte Dreifachionisation, so dass zur Abschätzung des Wirkungsquerschnittsverlaufs die einparametrische Näherungsformel 2.9 nach Lotz benutzt werden konnte. Unter Verwendung des GRASP-Programms [Dya89] wurde für diesen Prozess eine Ionisationsschwelle von 419 eV ermittelt. Unterhalb dieser Energie ist die resonante oder

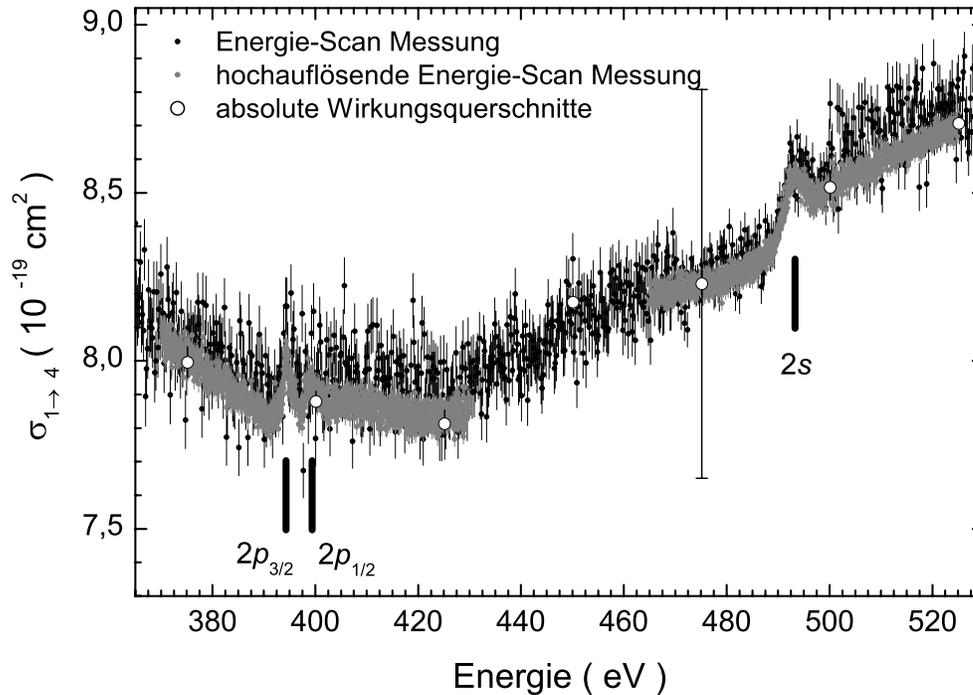


Abbildung 7.8: Gemessene Wirkungsquerschnitte von 365 eV bis 530 eV für die Dreifachionisation von Sc^+ -Ionen. Die Strukturen bei 394,3 eV und 398,6 eV bzw. 493,3 eV werden durch die resonante Anregung des $2p$ - bzw. $2s$ -Elektrons verursacht.

direkte Anregung eines $2p$ -Elektrons in eine höhere Schale möglich. Der angeregte Zwischenzustand zerfällt anschließend über mehrere Autoionisationen in ein Sc^{4+} -Ion. Weiterhin ist auch ein Beitrag durch die resonante Anregung eines $2s$ -Elektrons denkbar.

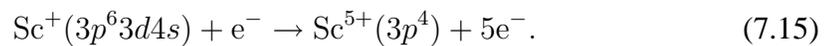
Eine gemeinsame Darstellung der gemessenen Wirkungsquerschnitte zusammen mit den Berechnungen für den direkten und indirekten Ionisationskanal wird in Abbildung 7.7 gezeigt. Nur für den absoluten Wirkungsquerschnitt bei 475 eV sind die totalen Fehlergrenzen eingezeichnet, für alle anderen Werte die statistischen Unsicherheiten. Die Übereinstimmung zwischen den gemessenen Werten und der Berechnung der direkten Ionisation nach der mit einem Korrekturfaktor $K_{corr} = 1$ skalierten Formel von Shevelko im Bereich der Schwelle ist sehr gut, allerdings ergeben sich bei höheren Energien sichtbare Abweichungen. Die Näherungsformel erwartet ein sehr breites Maximum des Wirkungsquerschnitts bei einer Energie von 430 eV, während die Messung ein vergleichsweise schmales Maximum bei einer Energie von 270 eV besitzt. Oberhalb einer Energie von 420 eV steigt der Wirkungsquerschnitt erneut an, was auf einen zusätzlichen Ionisationskanal zurückzuführen ist. Hierbei handelt es sich um

die schon zu Anfang dieses Kapitels erwähnte Ionisation eines $2p$ -Elektrons. Die Berechnung nach der Lotzformel mit einem Korrekturfaktor von 0,9 ist als graue Linie eingezeichnet und stimmt mit dem gemessenen Verlauf gut überein, d.h. man erhält nach Subtraktion der grauen Linie vom gemessenen Gesamtwirkungsquerschnitt eine glatte Kurve für die direkte Dreifachionisation. Im Fall der absoluten Wirkungsquerschnitte ergeben sich nach dieser Subtraktion die schwarzen Quadrate in Abb. 7.7. Der Korrekturfaktor von 0,9 legt die Vermutung nahe, dass nicht jede Ionisation eines $2p$ -Elektrons zu einer Dreifachionisation führt, sondern auch Beiträge zu noch höheren Ionisationsstufen, wie beispielsweise Vierfach- oder Fünffachionisation, zu erwarten sind und einem bestimmten Verzweigungsverhältnis folgen.

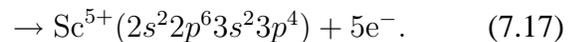
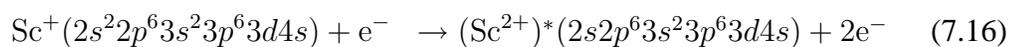
Um die resonante Anregung des $2p$ -Elektrons bzw. $2s$ -Elektrons besser beobachten zu können, wurden zwei zusätzliche Energie-Scan Messungen mit einer höheren Energieauflösung durchgeführt. In Abbildung 7.8 ist der Energiebereich zwischen 365 eV und 530 eV mit den beiden zusätzlichen Scans vergrößert dargestellt. Die resonanzförmigen Strukturen im Wirkungsquerschnitt bei einer Energie von 394,3 eV bzw. 398,6 eV resultieren aus der Anregung eines $2p_{3/2}$ - bzw. $2p_{1/2}$ -Elektrons und die bei einer Energie von 493,3 eV aus der Anregung eines $2s$ -Elektrons. Im Vergleich zur Doppelionisation hebt sich die resonante Anregung eines $2p$ -Elektrons stärker vom Untergrund ab. Die Einsatzschwelle für den zusätzlichen Prozess der Ionisation eines $2p$ -Elektrons ist im Bereich von 420 eV klar zu erkennen. Eine weitere Ionisationsschwelle, die beispielsweise einen Rückschluss auf einen Beitrag der Ionisation eines $2s$ -Elektrons (Schwelle bei ca. 518 eV) erlauben könnte, ist nicht zu erkennen.

7.4 Vierfachionisation von Sc^+ -Ionen

Die direkte Vierfachionisation von Sc^+ -Ionen verläuft über die Ionisation der beiden äußeren $4s$ - und $3d$ -Elektronen sowie zweier $3p$ -Elektronen:



Ab einer Energie von 202,726 eV [Sug85] steht der direkte Ionisationskanal offen. Die dafür notwendige Wechselwirkung des stoßenden Elektrons mit vier Targetelektronen lässt einen kleinen Wirkungsquerschnitt erwarten. Im Fall einer indirekten Ionisation ist eventuell nur eine Wechselwirkung mit einem Targetelektron nötig und nachfolgende Autoionisationen führen dann letztlich zu einer Vierfachionisation. Man kann erwarten, dass der dazugehörige Wirkungsquerschnitt größer ist als derjenige der direkten Ionisation. Als Kandidat für eine solche indirekte Ionisation kommt die Ionisation eines $2s$ -Elektrons mit bis zu drei nachfolgenden Autoionisationsschritten in Frage:



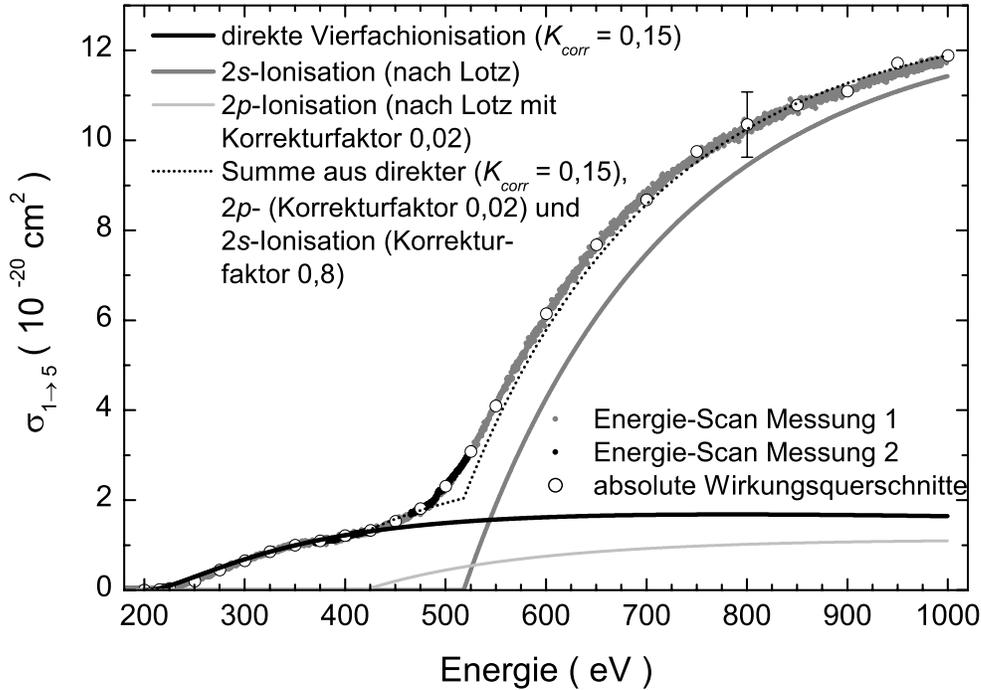


Abbildung 7.9: Gemessene und berechnete Wirkungsquerschnitte von 180 eV bis 1000 eV für die Vierfachionisation von Sc^+ -Ionen. Nur der absolute Wirkungsquerschnitt bei 800 eV zeigt den Gesamtfehler, alle anderen Messdaten wurden mit ihren statistischen Unsicherheiten eingezeichnet. Die direkte Vierfachionisation wurde nach der Formel von Shevelko (durchgezogene schwarze Linie) und die Ionisation eines $2p$ - bzw. $2s$ -Elektrons nach der Formel von Lotz (hellgraue bzw. schwarze Linie) berechnet.

Das Auftreten dieser Reaktion sollte zu einem ähnlichen Verlauf des Wirkungsquerschnitts wie bei dem nach der Lotzformel berechneten führen. Um ein $2s$ -Elektron aus einem Sc^+ -Ion zu entfernen, ist nach der Berechnung mit dem GRASP-Programm [Dya89] eine Energie von mindestens 518 eV nötig. Unterhalb dieser Energie sollte wie auch schon bei der Dreifachionisation ein Beitrag durch die resonante Anregung des $2s$ -Elektrons zu beobachten sein. Eventuell gibt es noch kleine Beiträge durch die Anregung bzw. Ionisation eines $2p$ -Elektrons.

In Abbildung 7.9 sind die gemessenen Wirkungsquerschnitte zusammen mit den Berechnungen für den direkten und indirekten Ionisationskanal dargestellt. Lediglich für den absoluten Wirkungsquerschnitt bei 800 eV ist der totale Fehler eingezeichnet, für alle anderen Werte die statistischen Unsicherheiten. Der mit der Näherungsformel von Shevelko berechnete Verlauf der direkten Vierfachionisation wurde hier im Ge-

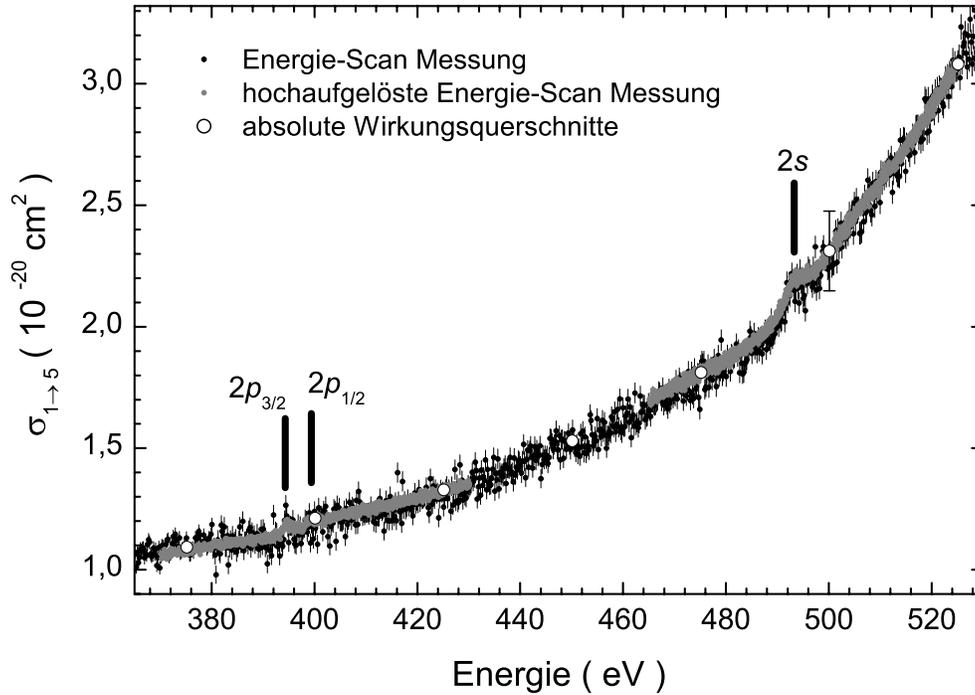


Abbildung 7.10: Gemessene Wirkungsquerschnitte von 365 eV bis 530 eV für die Vierfachionisation von Sc^+ -Ionen. Nur der absolute Wirkungsquerschnitt bei 500 eV zeigt die totalen Fehlergrenzen, alle anderen Messdaten wurden mit ihren statistischen Unsicherheiten eingezeichnet. Die Strukturen bei 394,6 eV und 398,8 eV bzw. 493,6 eV werden durch die resonante Anregung des $2p$ - bzw. $2s$ -Elektrons verursacht.

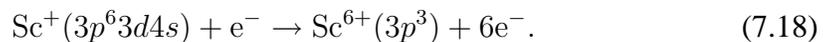
gensatz zur Dreifachionisation noch mit einem Korrekturfaktor $K_{corr} = 0,15$ nach Gleichung 2.11 an die gemessenen Daten angepasst. Die Übereinstimmung mit den Messwerten ist von der Einsatzschwelle bis zu einer Energie von 420 eV exzellent, woraus man schließen kann, dass in diesem Bereich nur die direkte Ionisation zum Wirkungsquerschnitt beiträgt. Oberhalb einer Energie von 420 eV steigt der Wirkungsquerschnitt stärker an, was auf einen zusätzlichen indirekten Ionisationskanal zurückzuführen ist. Aus der Einsatzschwelle von 420 eV lässt sich schließen, dass es sich bei diesem Prozess um die Ionisation eines $2p$ -Elektrons mit nachfolgenden Autoionisationen handelt, die auch schon in der Messung der Dreifachionisation beobachtet wurde. Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts für die Ionisation eines $2p$ -Elektrons wurde mit der Formel nach Lotz berechnet und die Anpassung an die gemessenen Daten ergab einen zusätzlichen Korrekturfaktor von 0,02. Der verstärkte Anstieg des Gesamtwirkungsquerschnitts ab einer Energie von 490 eV wird durch einen weiteren indirekten Ionisationsmechanismus hervorgerufen. Analog zur Messung der Dreifach-

ionisation handelt es sich auch bei der Vierfachionisation um den Beitrag durch die Anregung eines $2s$ -Elektrons. Übersteigt die Energie des Projektilelektrons einen Wert von 518 eV ist auch die Ionisation des $2s$ -Elektrons möglich. Die gute Übereinstimmung zwischen dem berechneten Verlauf des Wirkungsquerschnitts für die Ionisation eines $2s$ -Elektrons und dem gemessenen führt zu der Schlussfolgerung, dass dieser indirekte Prozess tatsächlich zum Wirkungsquerschnitt beiträgt und bei hohen Energien sogar dominierend ist. Die Summe aus den berechneten Beiträgen der direkten, $2p$ - und $2s$ -Ionisation ergibt die beste Übereinstimmung mit dem gemessenen Gesamtwirkungsquerschnitt, wenn für die nach der Lotzformel berechnete $2s$ -Ionisation ein zusätzlicher Korrekturfaktor von 0,8 verwendet wird. Der Korrekturfaktor ist analog zur $2p$ -Ionisation auch bei der $2s$ -Ionisation auf Beiträge zu höheren Ionisationsstufen und damit letztlich auf das Verzweigungsverhältnis zurückzuführen.

Der Energiebereich zwischen 365 eV und 530 eV ist in Abbildung 7.10 vergrößert dargestellt. Zwei zusätzliche Scan-Messungen mit feineren Energieschritten und besserer Statistik ermöglichen die genaue Betrachtung der resonanzförmigen Strukturen um 400 eV und 493 eV. Die Vierfachionisation enthält ebenso wie die Doppel- und Dreifachionisation Beiträge durch die resonante Anregung eines $2p$ -Elektrons. Der Peak bei 394,6 eV bzw. 398,8 eV ist eine Folge der Anregung eines $2p_{3/2}$ -Elektrons bzw. $2p_{1/2}$ -Elektrons. Bei einer Energie von 493,6 eV befindet sich die resonante Anregung eines $2s$ -Elektrons.

7.5 Fünffachionisation von Sc^+ -Ionen

Im Fall der direkten Fünffachionisation von Sc^+ -Ionen, die ab einer Stossenergie von 313,326 eV [Sug85] möglich ist, werden die beiden äußeren $4s$ - und $3d$ -Elektronen sowie drei $3p$ -Elektronen ionisiert:



Die für die direkte Ionisation erforderliche Wechselwirkung des Projektilelektrons mit fünf Targetelektronen lässt einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt vermuten. Wie bei der Vierfachionisation muss man davon ausgehen, dass indirekte Prozesse einen sehr viel größeren Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefern als die direkte Fünffachionisation. Denkbar ist hier wieder die Ionisationen eines $2p$ - oder eines $2s$ -Elektrons mit nachfolgenden Autoionisationen.

Die Ergebnisse der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen zur Fünffachionisation von Sc^+ -Ionen und der berechnete Verlauf der direkten Ionisation sind in Abbildung 7.11 dargestellt. Die Einsatzschwelle für die direkte Ionisation ist mit einem vertikalen Strich gekennzeichnet, da ein Anstieg des Wirkungsquerschnitts ab der Einsatzschwelle kaum wahrnehmbar ist. Um das Verhalten an der Ionisationsschwelle besser betrachten zu können, ist der Energiebereich von 290 eV bis 550 eV in Abbildung 7.12 vergrößert dargestellt. Die Berechnung der direkten Ionisation nach der

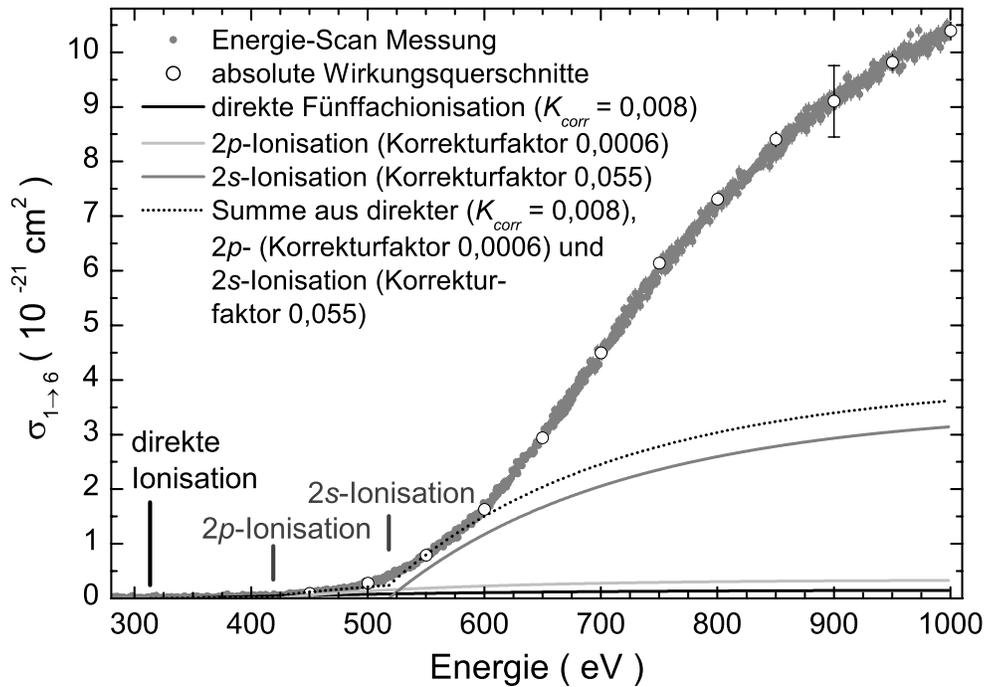


Abbildung 7.11: Gemessene und berechnete Wirkungsquerschnitte der Fünffachionisation von Sc^+ -Ionen von 280 eV bis 1000 eV. Nur der absolute Wirkungsquerschnitt bei 900 eV zeigt die totalen Fehlergrenzen, alle anderen Messdaten wurden mit ihren statistischen Unsicherheiten eingezeichnet. Die direkte Fünffachionisation wurde nach der Formel von Shevelko (durchgezogene schwarze Linie) und die Ionisation eines $2p$ - bzw. $2s$ -Elektrons wurde nach der mit einem Korrekturfaktor versehenen Formel von Lotz (hellgraue bzw. graue Linie) berechnet. Die Summe aus diesen Berechnungen ist als punktierte schwarze Linie dargestellt. Die Einsatzschwellen der direkten Fünffachionisation und der Ionisation eines $2p$ - bzw. $2s$ -Elektrons sind durch vertikale Linien gekennzeichnet.

Formel von Shevelko wurde mit einem Korrekturfaktor $K_{corr} = 0,008$ nach Gleichung 2.11 an die gemessenen Daten zwischen 313 eV und 419 eV angepasst und zeigt in diesem Bereich gute Übereinstimmung. Auch die Einsatzschwellen für die Ionisation eines $2p$ - und $2s$ -Elektrons sind durch vertikale Striche markiert. Ein sichtbarer Anstieg des Wirkungsquerschnitts ist oberhalb der Ionisierungsenergie für ein $2p$ -Elektron zu beobachten. Der Wirkungsquerschnitt steigt dabei von $3,5 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2$ an der Einsatzschwelle bei 419 eV auf $2,8 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2$ bei 500 eV an. Die Anpassung der nach der Lotzformel berechneten Wirkungsquerschnitte für die direkte Ionisation eines

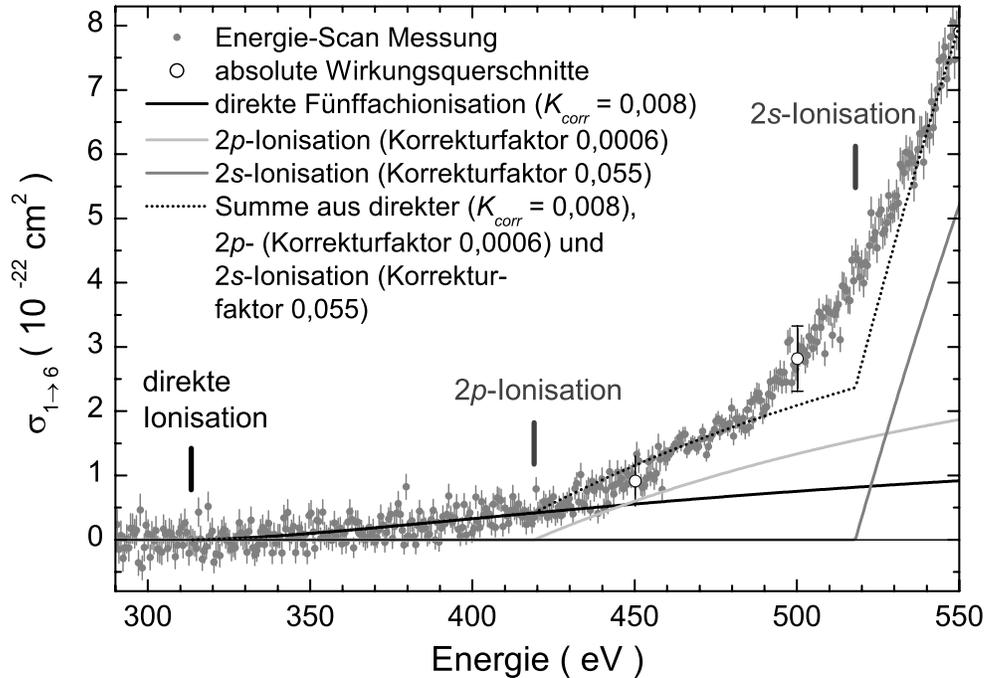


Abbildung 7.12: Gemessene und berechnete Wirkungsquerschnitte der Fünffachionisation von Sc^+ -Ionen von 290 eV bis 550 eV. Nur der absolute Wirkungsquerschnitt bei 500 eV zeigt die totalen Fehlergrenzen, alle anderen Messdaten wurden mit ihren statistischen Unsicherheiten eingezeichnet. Die direkte Fünffachionisation wurde nach der Formel von Shevelko (durchgezogene schwarze Linie) und die Ionisation eines $2p$ - bzw. $2s$ -Elektrons wurde nach der mit einem Korrekturfaktor versehenen Formel von Lotz (hellgraue bzw. graue Linie) berechnet. Die Summe aus diesen Berechnungen ist als punktierte schwarze Linie dargestellt. Die Einsatzschwellen der direkten Fünffachionisation und der Ionisation eines $2p$ - bzw. $2s$ -Elektrons sind durch vertikale Linien gekennzeichnet.

$2p$ -Elektrons ergibt einen Korrekturfaktor von $6 \cdot 10^{-4}$. Dieser Reduktionsfaktor von ca. $6 \cdot 10^{-4}$ entspricht dem Verzweigungsverhältnis für den Zerfall des $2p$ -Lochs mit nachfolgender oder gleichzeitiger Emission von 4 Elektronen. Ist die Ionisation eines $2s$ -Elektrons möglich, steigt der Wirkungsquerschnitt noch stärker an. Die Anpassung der berechneten Wirkungsquerschnitte für die Ionisation eines $2s$ -Elektrons an den gemessenen Gesamtwirkungsquerschnitt ergibt einen Korrekturfaktor von 0,055. Oberhalb von etwa 590 eV steigt der gemessene Wirkungsquerschnitt noch stärker an als es die Summe aus den berechneten Beiträgen der direkten, $2p$ - und $2s$ -Ionisation erwar-

ten lässt. Eine Erhöhung der Korrekturfaktoren für die direkte Ionisation eines $2p$ - oder $2s$ -Elektrons würde im Energiebereich zwischen 419 eV und 590 eV zu einer groben Überschätzung des gemessenen Wirkungsquerschnitts führen. Die Differenz zwischen den gemessenen und der Summe der berechneten Wirkungsquerschnitte oberhalb von 590 eV kann daher nur durch den Beitrag zusätzlicher Ionisationsmechanismen erklärt werden. Hierbei könnte es sich um weitere komplexe Ionisationsmechanismen handeln, wie z.B. die Ionisation von zwei Elektronen aus den inneren Schalen mit nachfolgenden Autoionisationen. Eine erste Rechnung mit dem GRASP-Programm ergibt für die Ionisation eines $2s$ - und $3p$ -Elektrons eine Einsatzschwelle von ca. 590 eV und für die Ionisation eines $2s$ - und $3s$ -Elektrons eine Einsatzschwelle von ca. 614 eV. Der in der Messung beobachtete zusätzliche Beitrag zum Wirkungsquerschnitt könnte daher auf der Ionisation eines $2s$ - und eines M-Schalen-Elektrons beruhen. Hinweise auf messbare Beiträge durch resonante Anregung eines $2p$ - oder $2s$ -Elektrons konnten nicht gefunden werden.

7.6 Diskussion der resonanten Beiträge

Wie in den vorangegangenen Kapiteln angesprochen, enthalten die Doppel-, Dreifach- und Vierfachionisation resonante Beiträge zum Wirkungsquerschnitt, die auf die Anregung eines $2p$ - bzw. $2s$ -Elektrons zurückzuführen sind. Zur Ermittlung der Resonanzstärke wurde eine Gaußkurve, die auf einem quadratischen oder linearen Untergrund sitzt, an die Messdaten angepasst. Die Abbildung 7.13 zeigt die beiden $2p$ -Resonanzen bei etwa 394,6 eV und 399 eV, die bei der Doppel-, Dreifach- und Vierfachionisation gemessen wurden, zusammen mit den angepassten Gaußkurven. Der erste Peak bei 394,6 eV ist deutlich schmaler als der bei 399 eV. Für den ersten Peak wurde eine Gaußbreite (FWHM) von 1,7 eV ermittelt. Geht man von einer vergleichsweise geringen natürlichen Breite der Resonanz aus und davon, dass die beobachtete Struktur von einer Resonanz hervorgerufen wird, so gibt die Breite von 1,7 eV die Energieverschmierung im Elektronenstrahl wieder. Diese ist im engen hier betrachteten Energiebereich konstant. Um auch den breiteren zweiten Peak korrekt zu beschreiben, wurden daher zwei Gaußkurven mit einer Breite von ebenfalls jeweils 1,7 eV (FWHM) verwendet, deren Energielagen gemittelt und Flächen addiert wurden.

Im Fall der resonanten Anregung des $2s$ -Elektrons, die bei der Dreifach- und Vierfachionisation beobachtet wurde, ergibt der in Abbildung 7.14 dargestellte Fit eine Gaußbreite (FWHM) von 4,6 eV. Diese Breite ist wesentlich größer als die Energiebreite des Elektronenstrahls. Sie muss also durch eine große natürliche Breite einer einzelnen Resonanz oder, was viel wahrscheinlicher ist, durch eine Vielzahl nicht einzeln aufgelöster Resonanzen zustande kommen. Die ermittelten Resonanzstärken für die Anregung des $2p_{3/2}$ -Elektrons sind in Tabelle 7.1, für die Anregung des $2p_{1/2}$ -Elektrons in Tabelle 7.2 und für die Anregung des $2s$ -Elektrons in Tabelle 7.3 angegeben. Neben den hier vorgestellten Daten war es nicht möglich weitere Resonanzstärken in anderen Ionisationskanälen, wie z.B. in der Einfach- oder Fünffachionisation, zu be-

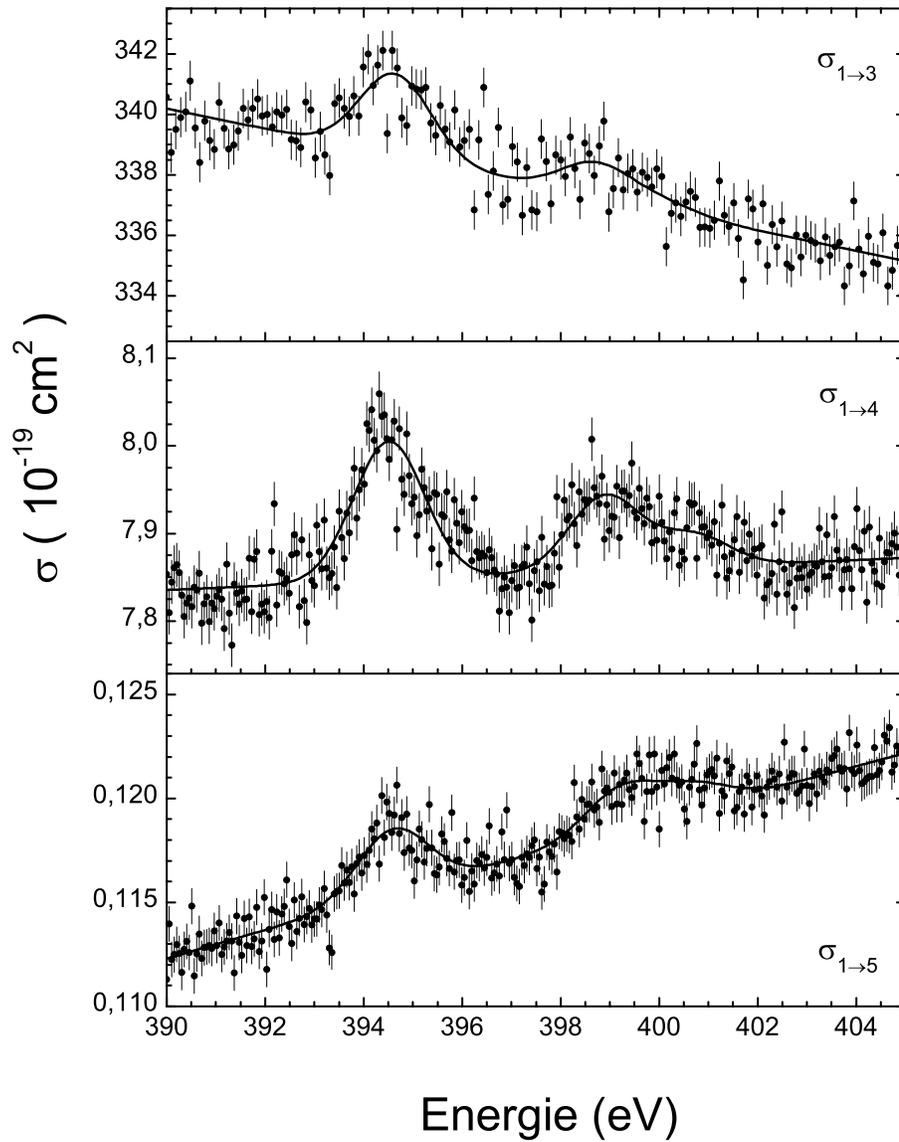


Abbildung 7.13: Resonante Anregung des $2p$ -Elektrons in der Doppel-, Dreifach- und Vierfachionisation von Sc^+ -Ionen. Neben den mit dem Energie-Scan Verfahren gemessenen Wirkungsquerschnitten (schwarze Punkte) ist der jeweilige Fit zur Bestimmung der Resonanzstärken (schwarze Linie) eingezeichnet.

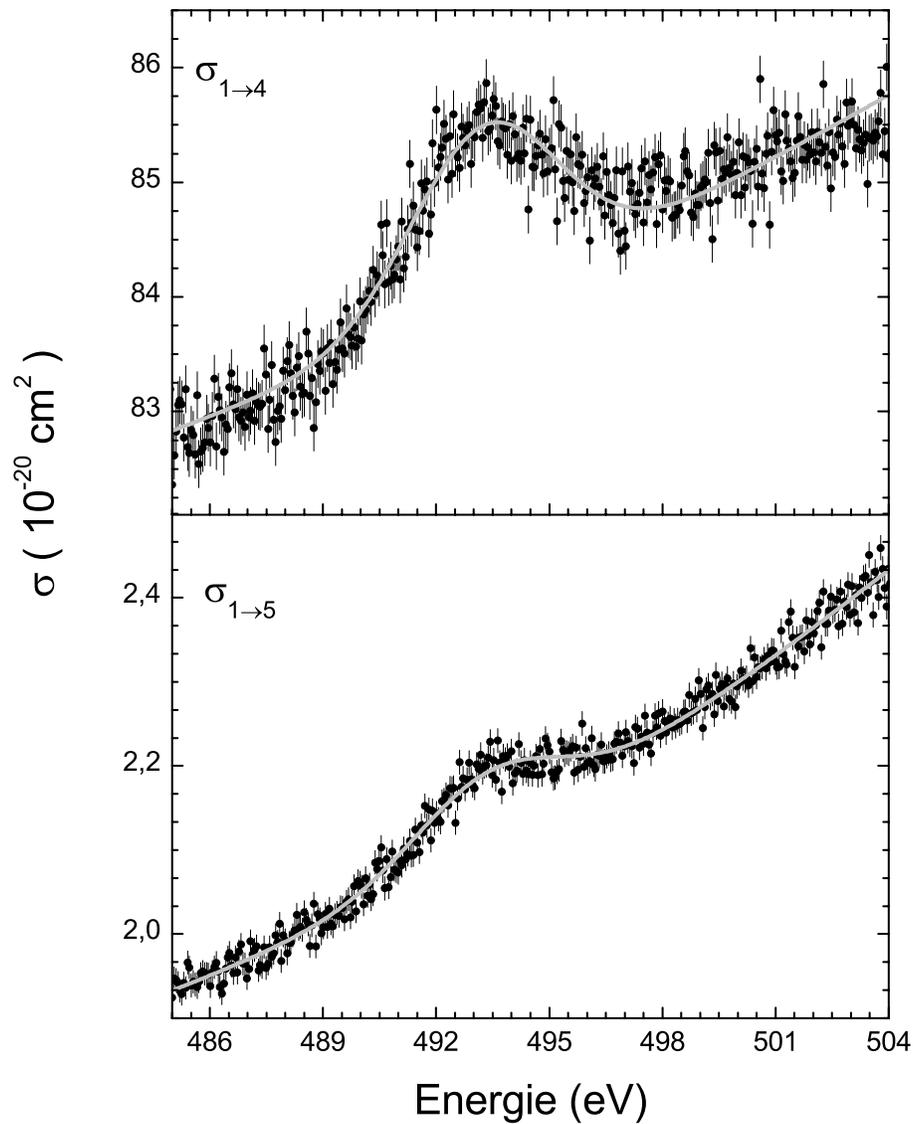


Abbildung 7.14: Resonante Anregung des $2s$ -Elektrons in der Dreifach- und Vierfachionisation von Sc^+ -Ionen. Neben den gemessenen Wirkungsquerschnitten der Energie-Scans (schwarze Punkte) ist der jeweilige Fit zur Bestimmung der Resonanzstärke (graue Linie) eingezeichnet.

Ionisation	Resonanzlage eV	Resonanzstärke $\text{cm}^2 \text{ eV}$	Resonanzstärke relativ zur Vierfachionisation
Doppel	$394,6 \pm 0,1$	$4,9 \cdot 10^{-19} \pm 5 \cdot 10^{-20}$	875
Dreifach	$394,52 \pm 0,04$	$2,9 \cdot 10^{-20} \pm 3 \cdot 10^{-21}$	52
Vierfach	$394,59 \pm 0,06$	$5,6 \cdot 10^{-22} \pm 8 \cdot 10^{-23}$	1

Tabelle 7.1: Energielage und Stärke der resonanten Anregung des $2p_{3/2}$ -Elektrons. Die angegebenen Unsicherheiten sind die Ergebnisse der Fit-Prozedur. Sie sind nicht identisch mit den Gesamtunsicherheiten.

Ionisation	Resonanzlage eV	Resonanzstärke $\text{cm}^2 \text{ eV}$	Resonanzstärke relativ zur Vierfachionisation
Doppel	399 ± 2	$3 \cdot 10^{-19} \pm 1 \cdot 10^{-19}$	526
Dreifach	$399,8 \pm 0,7$	$2,2 \cdot 10^{-20} \pm 4 \cdot 10^{-21}$	39
Vierfach	$399,9 \pm 0,4$	$5,7 \cdot 10^{-22} \pm 1 \cdot 10^{-22}$	1

Tabelle 7.2: Energielage und Stärke der resonanten Anregung des $2p_{1/2}$ -Elektrons. Die angegebenen Unsicherheiten sind die Ergebnisse der Fit-Prozedur. Sie sind nicht identisch mit den Gesamtunsicherheiten.

Ionisation	Resonanzlage eV	Resonanzstärke $\text{cm}^2 \text{ eV}$	Resonanzstärke relativ zur Vierfachionisation
Dreifach	$493,26 \pm 0,05$	$7,5 \cdot 10^{-20} \pm 9 \cdot 10^{-21}$	19
Vierfach	$493,3 \pm 0,1$	$4,0 \cdot 10^{-21} \pm 3 \cdot 10^{-21}$	1

Tabelle 7.3: Energielage und Stärke der $2s$ -Resonanz. Die angegebenen Unsicherheiten sind die Ergebnisse der Fit-Prozedur. Sie sind nicht identisch mit den Gesamtunsicherheiten.

stimmen, so dass die Herleitung von Verzweigungsverhältnissen aus den gemessenen Daten nicht möglich ist. Allerdings ermöglichen die durch Gaußfit bestimmten Peakflächen einen relativen Vergleich zwischen den Resonanzstärken der einzelnen Ionisationsstufen. Obwohl sich der Peak der resonanten Anregung des $2p_{3/2}$ -Elektrons in der Doppelionisation sehr viel schwächer vom Untergrund abhebt als in der Dreifach- und Vierfachionisation, zeigt der Vergleich der berechneten Resonanzstärken, dass der Zerfall des angeregten Sc-Atoms durch Emission von 3 Elektronen sehr viel wahrscheinlicher ist als der Zerfall mit Emission von 4 Elektronen, und zwar um einen Faktor 16 gegenüber der Dreifachionisation und um einen Faktor 875 gegenüber der Vierfachionisation. Ein ähnliches Verhalten ist bei der resonanten Anregung eines $2p_{1/2}$ - bzw. $2s$ -Elektrons zu beobachten.

7.7 Zusammenfassung

Die Messungen der Ein- und Mehrfachionisationen von Sc^+ -Ionen zeigen deutlich, dass neben der direkten auch indirekte Ionisationsmechanismen messbare Beiträge zum Wirkungsquerschnitt liefern und sogar gegenüber dem direkten Beitrag bei weitem dominieren können. Mit zunehmender Ionisationsstufe müssen für die direkte Ionisation immer mehr äußere Elektronen gleichzeitig ins Kontinuum befördert werden. Daher wird die direkte Ionisation äußerer Elektronen immer unwahrscheinlicher. Bei der Innerschalenionisation eines $2p$ - oder $2s$ -Elektrons ist die Wahrscheinlichkeit für den primären Prozess zunächst unabhängig vom Ionisationsgrad. Dieser wird vielmehr durch die Verzweigungsverhältnisse der nachfolgenden Autoionisationsprozesse bestimmt. Eine theoretische Beschreibung der ablaufenden Prozesse ist aufgrund der hohen Anzahl von 20 Targetelektronen und der damit verbundenen großen Anzahl an Elektron-Elektron-Wechselwirkungen äußerst schwierig. Im Fall der Einfachionisation konnte eine R -Matrix-Rechnung [Jac04] die indirekten Beiträge zum Wirkungsquerschnitt relativ gut beschreiben. Für die Mehrfachionisationen liegen bisher noch keine Rechnungen vor, so dass sich die hier diskutierten Zusammenhänge auf semiempirische Formeln für Wirkungsquerschnitte der Elektronenstoßionisation stützen.

A Entwicklung einer neuen Elektronenkanone

A.1 Design und erster Konstruktionsentwurf

In Kapitel 3.2 wurde die Elektronenkanone beschrieben, mit der die Ergebnisse dieser Arbeit erzielt wurden. Die Variation des Kathodenpotenzials ermöglicht die Ermittlung von Wirkungsquerschnitten bei unterschiedlichen Elektronenenergien. Die verwendete Elektronenkanone ist konstruktionsbedingt jedoch nur bis zu einer maximalen Elektronenenergie von 1000 eV hochspannungsfest. Besonders in Kapitel 6 wurde deutlich, dass Messungen mit Elektronenenergien größer als 1000 eV eine bessere Untersuchung der Ionisationsmechanismen erlauben würden. Es steht zwar im Institut noch eine weitere Elektronenkanone mit einem Arbeitsbereich zwischen ca. 500 eV und 6500 eV zur Verfügung [Ste95], es besteht aber weiterhin ein experimentell für detaillierte Scan-Messungen weniger gut zugänglicher Bereich zwischen 1000 eV und 3000 eV. Um diese Lücke zu schließen, wurde mit der Konstruktion einer neuen Elektronenkanone begonnen. Die Konstruktionsziele wurden wie folgt definiert:

- Arbeitsbereich zwischen 10 eV und 3500 eV,
- hoher Elektronenstrom auch bei niedrigen Energien,
- Betrieb wahlweise mit oder ohne Potenzialfalle (bedingt durch die Raumladung im Elektronenstrahl),
- möglichst paralleler Elektronenstrahl in der Wechselwirkungszone,
- möglichst scharfe Energieverteilung der Elektronen.

Der Strahlverlauf wurde von Shi mit Hilfe des SLAC-Simulationsprogramms [Her73] berechnet, das auch die thermische Anfangsgeschwindigkeit der von der heißen Kathode emittierten Elektronen berücksichtigt und dadurch eine verbesserte Berechnung der Elektronenbahnen bei Energien unterhalb von 200 eV erreicht. Das zur Berechnung verwendete Modell der Elektronenkanone wurde als zweidimensional (Strahlrichtung und zur Streuebene senkrechte Richtung) und als unendlich ausgedehnt in der dritten Dimension behandelt. Die Konstruktionsziele wurden laut den Berechnungen [Shi03] am ehesten von dem in Abbildung A.1 gezeigten Aufbau erreicht.

Dieser Entwurf sieht neun Elektroden vor: die Kathode, die Fokussierelektrode, die Steuerelektroden 1, 2, 3 und 4, die Wechselwirkungszone, die Defokussierelektrode

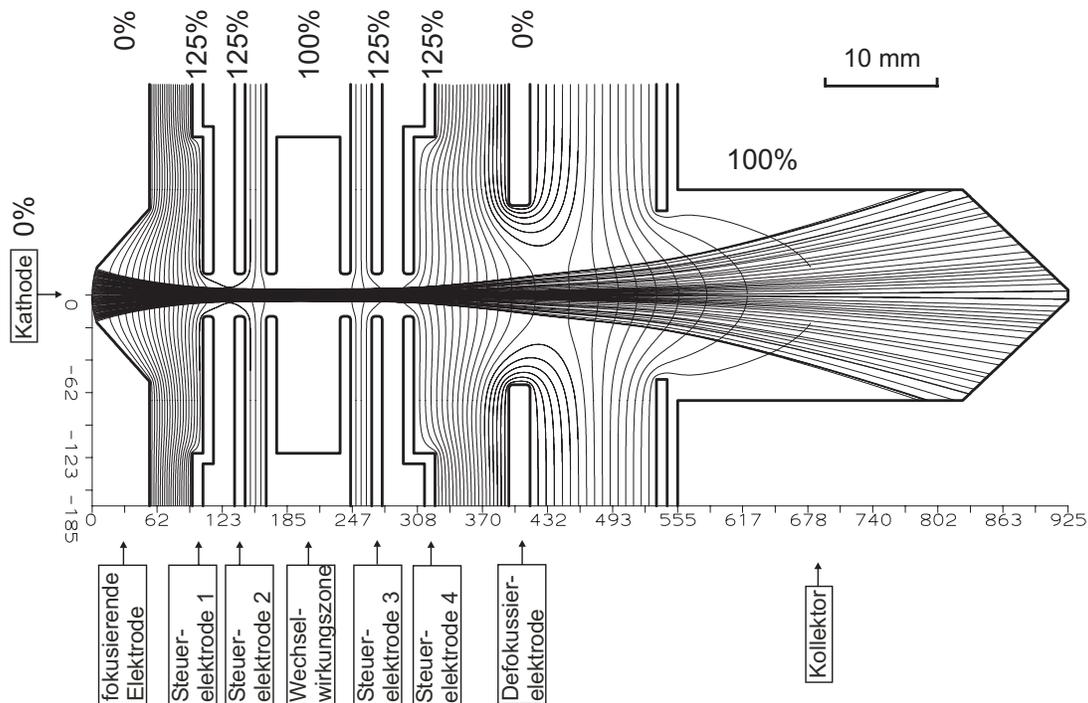


Abbildung A.1: Zeichnung der neuen Elektronenkanone mit dem für die angegebenen Verhältnisse der Elektrodenpotenziale berechnetem Elektronenstrahlverlauf. Die Prozentzahlen geben die Verhältnisse der Elektrodenpotenziale an.

und den Kollektor. Die Kathode hat eine zylindrische Emissionsoberfläche mit einem Krümmungsradius von 9 mm, einer Höhe von 5 mm und einer Länge von 60 mm. In Abbildung A.1 sind auch die Äquipotenziallinien und die Elektronenbahnen für die angegebenen Potenzialverhältnisse eingezeichnet. Im Inneren der Wechselwirkungszone, in der die Elektronen mit einem Atom- oder Ionenstrahl gekreuzt werden sollen, sind die Elektronenbahnen besonders gleichförmig und zueinander parallel. Zudem ist dieser Bereich nahezu feldfrei, so dass eine gute Energieschärfe des Elektronenstrahls erwartet werden kann. Der Elektronenstrahl besitzt in der Wechselwirkungszone eine Querschnittsfläche von $1 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$ mit einer maximalen Stromdichte von $1,0 \text{ A/cm}^2$. Die Steuerelektroden 1 und 4 regulieren den Stromfluss, die Steuerelektroden 2 und 3 die Potenzialfalle in der Wechselwirkungszone. Diese vier Steuerelektroden werden paarweise angesteuert und sind symmetrisch um die Wechselwirkungszone angeordnet. Die Defokussierelektrode weitet den Elektronenstrahl hinter der vierten Steuerelektrode auf, um die Strahlleistung von bis zu 4,2 kW bei 3,5 kV Beschleunigungsspannung auf einen größeren Bereich (etwa 60 cm^2) des wassergekühlten Kollektors zu verteilen. Zusätzlich verhindert die Defokussierelektrode das Entweichen von Sekundärelektronen aus dem Kollektor.

Experimente mit Elektron-Ion/Atom-Stößen setzen bei Energie-Scan Messungen einen Elektronenstrahl voraus, dessen Qualität sich auch bei einem Scan über einem

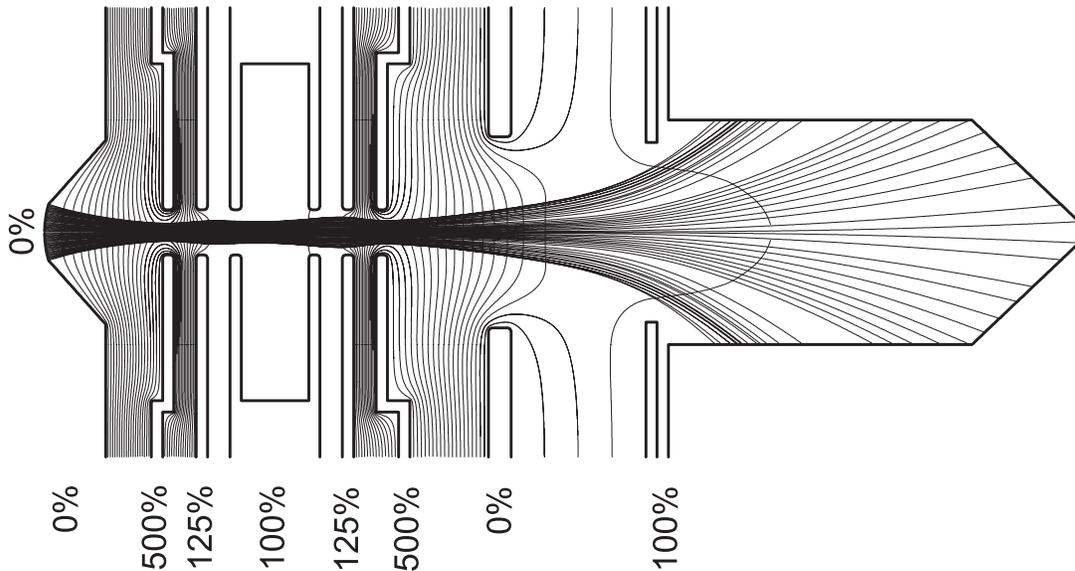


Abbildung A.2: Elektronentrajektorien für erhöhte Potentiale an den Steuerelektroden 1 und 4. Die Prozentzahlen geben die Verhältnisse der Elektrodenpotenziale relativ zur Wechselwirkungszone an.

weiten Energiebereich nicht verändert. Dies wird dadurch erreicht, dass im Gegensatz zu den absoluten Potenzialen der Elektroden die Verhältnisse der Elektrodenpotenziale konstant bleiben. Die Trajektorie eines elektrostatisch geführten Elektronenstrahls ist unabhängig vom absoluten Wert des Potentials, solange die thermische Energieverteilung der Strahlteilchen vernachlässigbar klein ist. Die thermische Energieverteilung der Elektronen, die von einer ungefähr 1000 °C (0,1 eV) heißen Kathode emittiert werden, beeinflusst die Trajektorie der Elektronen nur bis zu einer Energie von etwa 200 eV. Bei niedrigeren Energien verschlechtert sich die Strahlqualität sichtbar. So steigt bei 30 eV die transversale Strahlhöhe in der Wechselwirkungszone auf circa 2 mm an.

Unter raumladungsbegrenzten Bedingungen folgt die Änderung des Elektronenstroms I als Funktion der Beschleunigungsspannung U dem Langmuirschen Gesetz $I = PU^{3/2}$. Die Perveanz P ist eine Konstante, die nur von der Geometrie der Kanone abhängt. Aus den Rechnungen geht hervor, dass die Qualität des Elektronenstrahls selbst dann noch akzeptabel bleibt, wenn die Potentiale der Steuerelektroden 1 und 4 im Verhältnis zur Wechselwirkungszone um den Faktor fünf erhöht werden und dabei alle übrigen Potenzialverhältnisse gleich bleiben. Dieser Fall ist in Abbildung A.2 dargestellt. Der Vorteil dieses Verhaltens ist, dass bei einer gegebenen Elektronenenergie der zur Verfügung stehende Elektronenstrom allein durch die Erhöhung des Potentials an den Steuerelektroden 1 und 4 beträchtlich gesteigert werden kann, was besonders bei niedrigen Energien nützlich ist.

Kommt es innerhalb des Elektronenstrahls zu Stößen zwischen Elektronen und Restgas-Atomen oder -Molekülen, so werden langsame Ionen produziert, die in einer von

Spannungsverhältnisse	minimale Energie eV	effektive Perveanz $10^{-6} \text{AV}^{-3/2}$	Potenzialfalle
5,00:1,25:1:1,25:5,00	10	43,5	Ja
4,00:1,25:1:1,25:4,00	30	31,2	Ja
3,00:1,25:1:1,25:3,00	50	20,3	Ja
2,00:1,25:1:1,25:2,00	70	11,0	Ja
1,25:1,25:1:1,25:1,25	100	5,5	Ja
1,25:0,85:1:0,85:1,25	100	5,5	Nein
2,00:0,65:1:0,65:2,00	100	11,0	Nein
2,50:0,45:1:0,45:2,50	50	15,4	Nein

Tabelle A.1: Die Betriebsmodi der neuen Elektronenkanone. Die Zahlen in der ersten Spalte („Spannungsverhältnisse“) entsprechen den Verhältnissen der Potentiale an der Steuerelektrode 1, Steuerelektrode 2, Wechselwirkungszone, Steuerelektrode 3 und Steuerelektrode 4. Das Potenzial an der Kathode und der Defokussierelektrode beträgt 0 eV und das an dem Kollektor entspricht der Spannung U_i zwischen Kathode und Wechselwirkungszone. In der zweiten Spalte („minimale Energie“) wird die kleinste Energie angegeben, bis zu der die Qualität des Elektronenstrahls für die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten akzeptabel bleibt. Die Perveanz der Kanone ist aufgrund der identischen Geometrie für alle Betriebsmodi gleich ($3,9 \cdot 10^{-6} \text{AV}^{-3/2}$). Die effektive Perveanz, definiert als $I/U_i^{3/2}$, wird hier für einen leichteren Vergleich des Elektronenstroms I bei gleicher Elektronenenergie aber unterschiedlichen Spannungsverhältnissen eingeführt.

der Raumladung der Elektronen verursachten Potenzialfalle innerhalb der Wechselwirkungszone gefangen werden können. Die geometrische Form dieser Falle ist ein Zylinder mit einer Länge von 6 cm und einem Durchmesser zwischen 0,3 und 0,6 cm, der von den Verhältnissen der Elektrodenpotentiale abhängt. Die Tiefe der Falle hängt von der Spannungsdifferenz U_i zwischen Kathode und Wechselwirkungszone ab und schwankt zwischen $0.004 \cdot U_i$ und $0.04 \cdot U_i$. Die eingefangenen Restgasionen können die Messung absoluter Wirkungsquerschnitte beeinflussen [Mül87b], aber andererseits auch die Energieauflösung in Energie-Scan Messungen erhöhen [Mül88], da die Energieverteilung der Elektronen in der Wechselwirkungszone schmaler wird. Die neue Elektronenkanone ermöglicht ein Öffnen der Falle, wenn die Potentiale der Steuerelektroden 2 und 3 gegenüber der Wechselwirkungszone ausreichend klein sind.

Die Betriebsmodi der neuen Elektronenkanone sind in Tabelle A.1 aufgeführt. Die nach den Berechnungen von Shi gebaute Elektronenkanone ist in den Abbildungen A.3 und A.4 gezeigt. Die Elektroden wurden aus sauerstofffreiem Kupfer und die Iso-

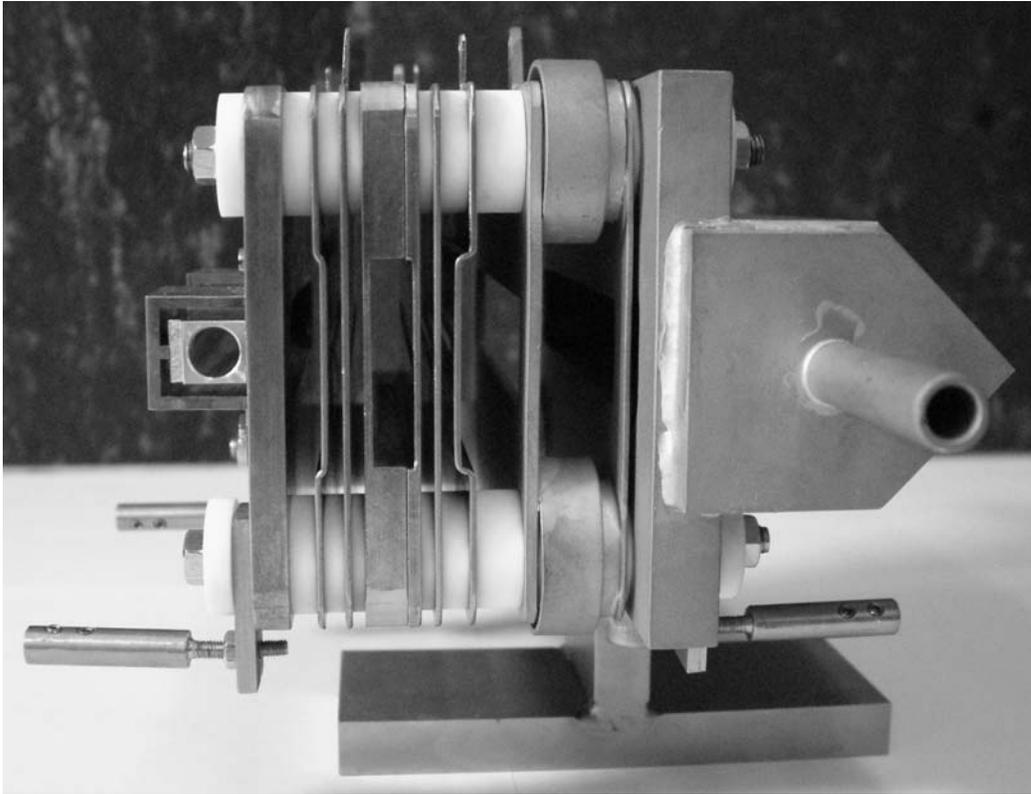


Abbildung A.3: Seitenansicht der neuen Elektronenkanone nach dem Entwurf von Shi.

latoren zwischen den Elektroden aus MACOR gefertigt. Die Elektroden werden von vier Stangen aus Edelstahl gehalten, die von einem isolierenden Röhrchen aus Aluminiumoxid umgeben sind.

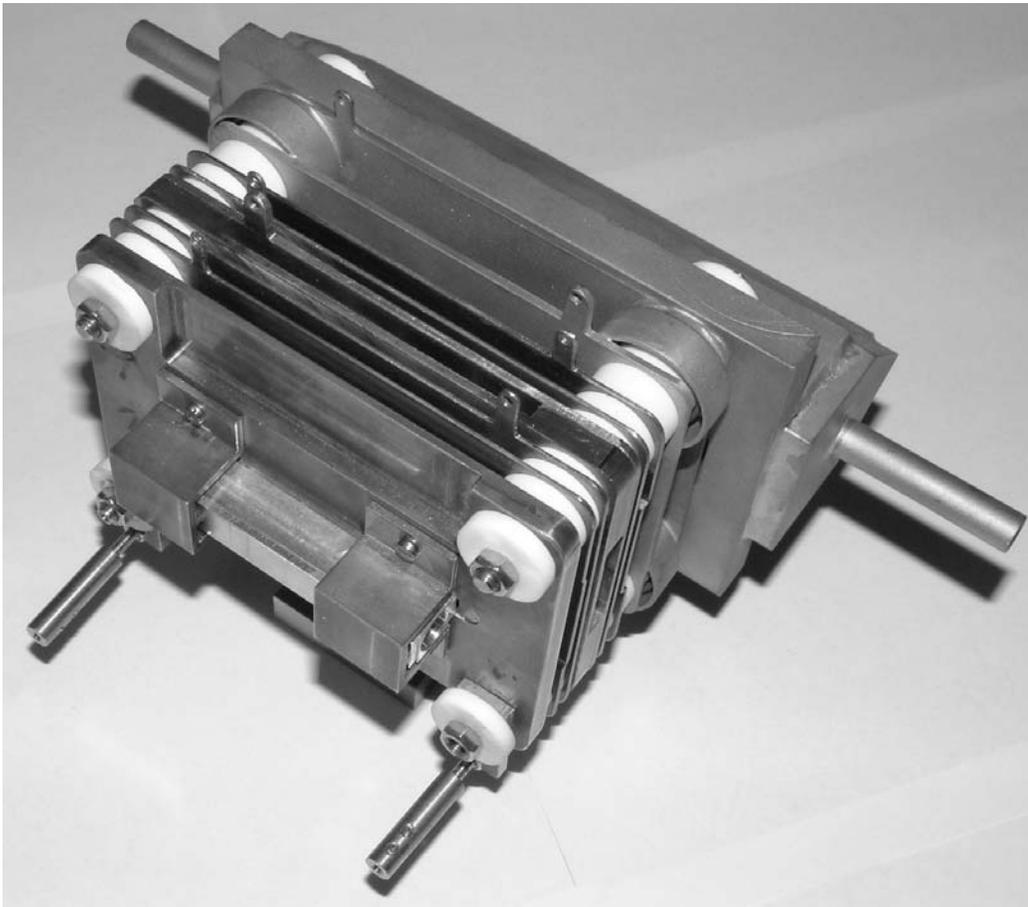


Abbildung A.4: Ansicht der neuen Elektronenkanone von oben.

A.2 Überprüfung der Kanone im Teststand

Um die korrekte Funktionsweise der neuen Kanone zu überprüfen, wurde ein Teststand aufgebaut, mit dem der Strom auf jede Elektrode und auf die Halterung gemessen werden kann. Eine zentrale Voraussetzung für den Betrieb der Elektronenkanone ist ein Restgasdruck im Bereich von 10^{-9} mbar, da bei einem höheren Druck die Kathode vergiftet wird und die Emission von Elektronen stark abnimmt. Um ein solch gutes Vakuum zu erreichen, wird ein zweistufiges Pumpsystem bestehend aus einer Vorvakuum- und einer Turbomolekularpumpe benutzt. Zusätzlich ist eine mit flüssigem Stickstoff befüllbare Kühlfalle eingebaut. Das gesamte Vakuumgefäß ist bei einer Temperatur von 200 °C ausheizbar, um Verunreinigungen der Oberfläche entfernen zu können.

Die Heizung der Kathode erfolgt indirekt über einen Wolframdraht. Aufgrund der Größe der Kathodenhalterung und der damit verbundenen hohen Wärmekapazität reagiert die Elektronenemission sehr träge auf eine Erhöhung des Heizstromes im Wolf-

ramdraht. Als eine ausreichende Heizleistung hat sich ein Wert von etwa 77 W erwiesen. Das Anlegen einer Spannung an die Kathode und die Steuerelektroden führt zu einem Elektronenstrahl, der sich in einem Stromfluss an den Elektroden bemerkbar macht. Neben dem Kollektor wird an der Steuerelektrode 1 der höchste Strom gemessen. Bereits nach einigen Messzyklen zeigten sich an der Steuerelektrode 1 die Auswirkungen des starken Elektronenbeschusses und der damit verbundenen thermischen Belastung in Form von Verfärbungen und einer verringerten Steifigkeit der Kupferplatte.

Die Phasen, in denen die Untersuchung der Emissionseigenschaften möglich war, währten meist nicht lange, da bereits nach kurzer Betriebszeit auftretende Defekte ein Öffnen der Apparatur erzwangen. Häufig traten Lecks des wassergekühlten Kollektors auf, dessen Schwachstelle die angelöteten Endkappen des Kühlkreislaufs waren. Um eine dichte Lötnaht zu erhalten, muss der Körper in dem zu lötenden Bereich eine möglichst homogene Temperaturverteilung besitzen. Da sich die Naht an der Endkappe allerdings um den gesamten Kollektor zieht, ist diese Bedingung über dem gesamten Bereich nur schwer zu erfüllen.

Die erforderliche Hochspannungsfestigkeit der Elektronenkanone wird bei Raumtemperatur ohne Probleme erfüllt. Die Hochspannungsfestigkeit ändert sich allerdings im Betrieb, wenn die Kathode heiß ist, da bei höheren Temperaturen die elektrische Leitfähigkeit der Isolatoren aus MACOR stark zunimmt. Ein genauer Wert für die Hochspannungsfestigkeit lässt sich nicht angeben, da dieser auch von der Stärke der Bedampfung der Isolatoren abhängt. Als durchschnittliche Obergrenze kann eine Kathodenspannung von ungefähr 1,2 kV angegeben werden. Je länger die Kanone im Einsatz war und je näher der Isolator an der Kathode angeordnet war, desto stärker wurde die Bedampfung der Isolatoren und desto geringer die Hochspannungsfestigkeit. Zudem traten Durchschläge durch die Isolatoren aus MACOR auf, die durch die dabei eingebrannten Kanäle zu einem Kurzschluss zwischen den Elektroden führten. Als weiterer Schwachpunkt erwies sich die Kriechstrecke zwischen den jeweils die Elektroden trennenden Isolatorabstandsstücken aus MACOR und dem Isolierrohrchen aus Aluminiumoxid der Haltestangen, die ebenfalls zu Überschlügen und anschließenden Kurzschlüssen zwischen den Elektroden führte.

Trotz aller technischer Schwierigkeiten gelang die Aufnahme einiger Messwerte. Im Betrieb zeigte sich, dass bei heißer Kathode die in den Rechnungen vorgesehenen Spannungswerte für die Steuerelektroden 2 und 3 aufgrund der mangelnden Isolation zu den Steuerelektroden 1 und 4 nicht angelegt werden konnten. In Tabelle A.2 sind die gemessenen Ströme bei einer Kathodenspannung von 200 eV und unterschiedlichen Spannungen der Steuerelektroden 1 und 4 gezeigt. Wegen der zwischen den Elektroden auftretenden Kriechströme, deren Stärke im einzelnen nicht nachvollzogen werden konnte, werden in der Tabelle A.2 nur die Ströme an der Kathode und dem Kollektor angegeben. Bei einer höheren Kathoden- und Elektrodenspannung werden zwar im ersten Moment mehr Elektronen emittiert, aber nach wenigen Sekunden steigt auch der Restgasdruck in der Apparatur an, der die Kathode vergiftet und folglich die Emission reduziert. Der Druckanstieg wird dabei vermutlich hauptsächlich durch

$U_{Kathode}$ V	$I_{Kathode}$ mA	$U_{Steuerelektrode1+4}$ V	$U_{Steuerelektrode2+3}$ V	$I_{Kollektor}$ mA	$I_{berechnet}$ mA
200	101,2	800	450	83,7	122,9
200	75,6	600	310	59,0	88,1
200	51,8	400	210	35,1	57,3
200	29,5	200	90	17,3	31,2
200	15,6	50	50	8,6	15,4

Tabelle A.2: Gemessene Ströme bei einer Kathodenspannung von 200 eV und unterschiedlichen Spannungen der Steuerelektroden 1 und 4. Die Spannungen der Steuerelektroden 2 bzw. 3 konnten aufgrund der schlechten Isolation zu den Steuerelektroden 1 bzw. 4 nicht frei eingestellt werden. Die in den Messperioden 1 und 2 verwendete Elektronenkanone emittiert bei einer Kathodenspannung von 200 eV einen Elektronenstrom von etwa 38 mA.

das Ausgasen der Steuerelektrode 1 verursacht. Bevor die Emission wieder einbrach konnte kurzzeitig bei einer Kathodenspannung von 1150 eV und einer Spannung der Steuerelektroden 1 und 4 von 370 eV ein Emissionsstrom von 200 mA und ein Kollektorstrom von 185,6 mA gemessen werden. Ein dauerhafter Betrieb der Kanone bei einer hohen Kathodenspannung und einem konstant hohem Elektronenstrom konnte nicht erreicht werden.

Die mit diesem Teststand erzielten Ergebnisse lassen sich folgendermaßen zusammenfassen: Der berechnete Elektronenstrom konnte bei niedrigen Energien experimentell bestätigt werden, aber der Aufbau der Elektronenkanone ist für den angestrebten Einsatz nicht tauglich, so dass unter Beibehaltung der Elektrodenanordnung eine verbesserte Konstruktion der Elektronenkanone erforderlich ist.

A.3 Die neue Konstruktion der Elektronenkanone

Die im Testbetrieb gesammelten Erfahrungen führten zu einer neuen Konstruktion der Elektronenkanone, die in den Abbildungen A.5 und A.7 zu sehen ist. Die auffälligste Änderung der neu konstruierten Elektronenkanone ist die Erhöhung der Anzahl der Haltestangen von vier auf acht. Dies ermöglicht die abwechselnde Halterung der Elektroden mit jeweils vier Stangen und damit eine erhebliche Verlängerung der Isolatorlänge. An den ursprünglichen vier Haltestangen sind jetzt die Kathode, Steuerelektrode 1, Wechselwirkungszone, Steuerelektrode 4, Defokussierelektrode und Kollektor montiert. Die neuen vier Haltestangen sind über Isolatoren mit der Kathode und den Steuerelektroden 2 und 3 fest verbunden. Die Defokussierelektrode ist nicht fest mit den zusätzlichen Stangen verschraubt, da sie nur die richtige Ausrichtung der Stangen gewährleisten soll.

Die Steuerelektrode 1 war bislang aus Kupfer gefertigt und zeigte sich den auftre-

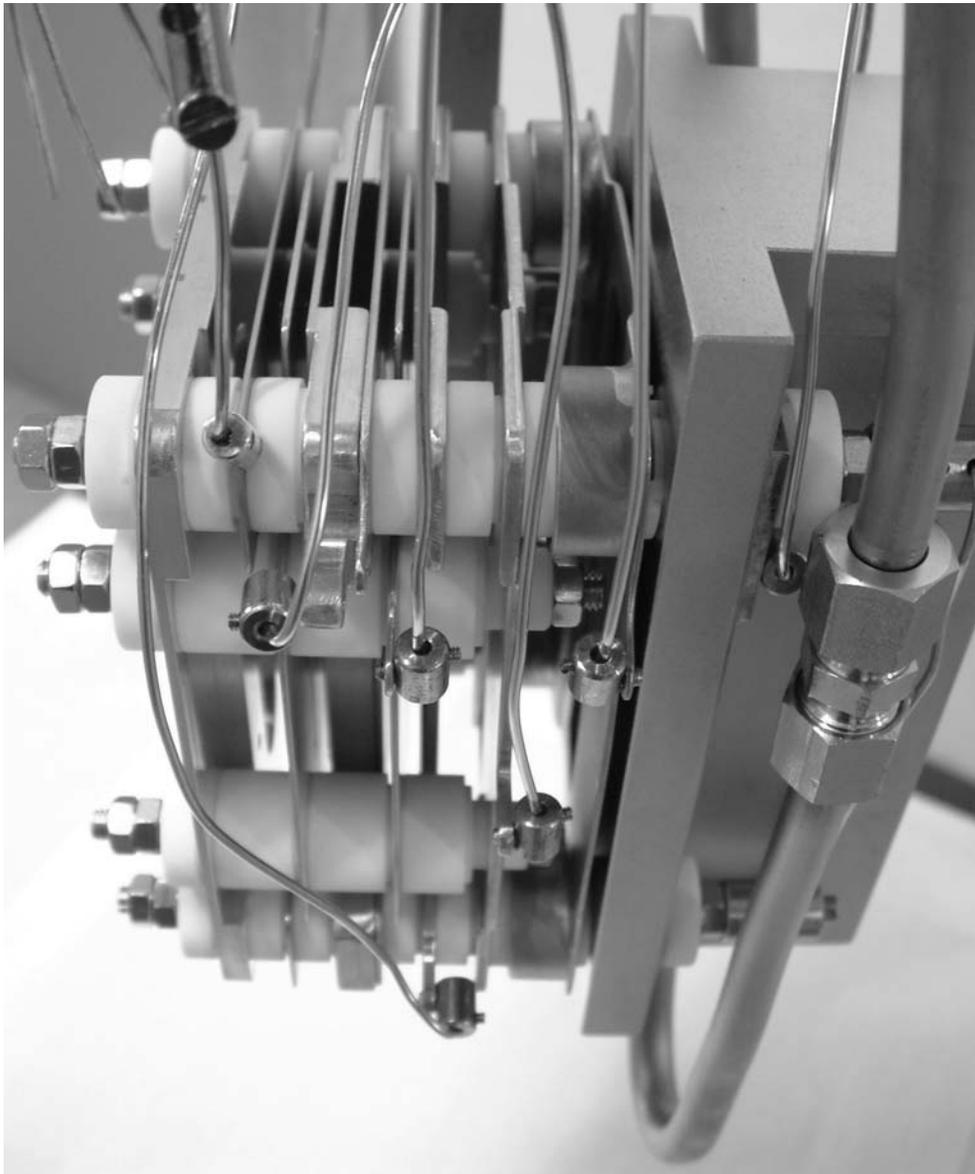


Abbildung A.5: Seitenansicht der neu konstruierten Elektronenkanone. Die vier zusätzlichen Haltestangen ermöglichen größere Isolatorlängen.

tenden thermischen Belastungen nicht gewachsen. Die Suche nach einem alternativen Material führte zu Molybdän, das einen sehr viel höheren Schmelzpunkt von 2623 °C besitzt, unter Elektronenbeschuss weniger Sekundärelektronen emittiert und die Kathode nicht vergiftet. Bei der neu konstruierten Kanone ist daher die Steuerelektrode 1 aus Molybdän gefertigt.

Das Kühlsystem des bisherigen Kollektors hat neben den problematischen Lötstellen noch einen weiteren Nachteil, der auf der fehlenden Vorgabe des Strömungsweges des Kühlwassers im Kollektor beruht. Da der Kollektor im Inneren hohl ist, gibt es in

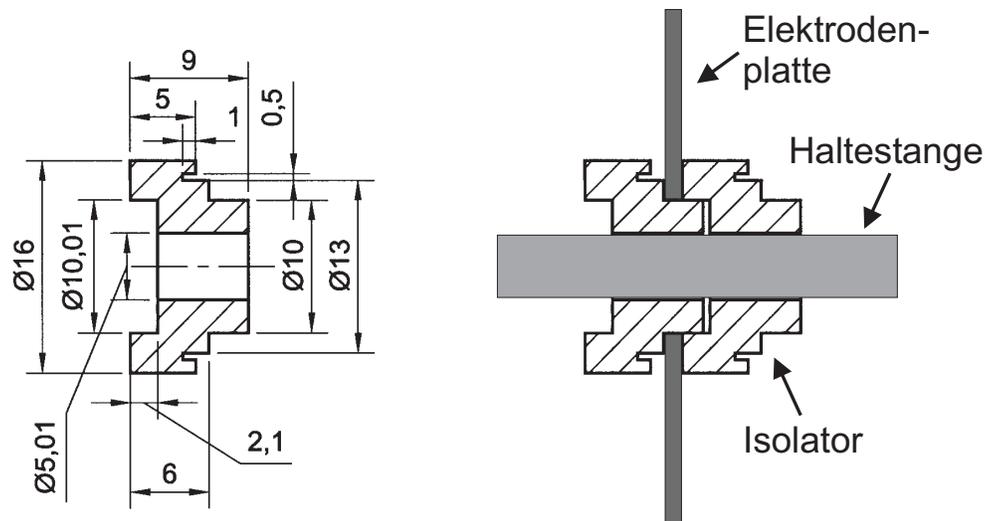


Abbildung A.6: In der linken Bildhälfte ist die technische Zeichnung der neuen Isolatoren aus MACOR abgebildet. Rechts davon ist das neu entwickelte Stecksystem der Isolatoren im Querschnitt gezeigt. Die Haltestange trägt die Isolatoren, die ihrerseits die Elektrodenplatte zwischen sich fixieren.

ihm keine einheitliche Strömungsgeschwindigkeit des Kühlwassers, so dass Luftblasen in der Kühlwasserleitung des Kollektors nicht zwangsläufig wieder herausgeführt werden. Eine gleichmäßige Kühlung kann daher nicht sicher gewährleistet werden. Das Kühlsystem des neu konstruierten Kollektors besteht aus einem Röhrensystem, das eine konstante Strömungsgeschwindigkeit des Kühlwassers garantiert. Dadurch werden die zuvor großflächige Lötstellen durch kleine Lötstellen mit einem Durchmesser von 6 mm ersetzt, die eine dauerhafte Dichtigkeit erwarten lassen.

Die Fixierung der Elektroden mit Hilfe der Isolatoren wurde grundlegend geändert. Die Kombination aus Aluminiumoxid-Röhrchen um die Haltestange und Distanzstück aus MACOR wurde durch einen einzigen Isolator aus MACOR ersetzt, der die Elektrode trägt und den Abstand zur benachbarten Elektrode festlegt. Es handelt sich also um ein Stecksystem, bei dem die Elektroden zwischen den Isolatoren eingeklemmt werden. Sowohl die technische Zeichnung eines Isolators als auch die in der Kanone verwendete Anordnung aus Haltestange, Isolatoren und Elektrodenplatte ist im Querschnitt in Abbildung A.6 zu sehen. Die bei dem alten Aufbau vorhandene Möglichkeit eines Kriechstromes bzw. Kurzschlusses zwischen den beiden Isolatoren aus Aluminiumoxid und MACOR zu der benachbarten Elektrode ist somit ausgeschlossen. Um eventuell vorhandene Hohlräume zwischen den Isolatoren schnell evakuieren zu können, wurde entlang der Haltestangen eine kleine Vertiefung angebracht, die eine Entlüftung sicherstellt. Wie bereits erwähnt, konnte aufgrund der zusätzlichen vier Haltestangen die Isolatorlänge vergrößert werden. Um eine einfachere Montage zu ermöglichen, gibt es im Gegensatz zu den zuvor bestehenden 1 mm, 2 mm, 3 mm, 4,06 mm,



Abbildung A.7: Ansicht der neu konstruierten Elektronenkanone von unten. Der neue Kollektor mit der geänderten Kühlwasserführung ist deutlich zu erkennen. Die Kathode war zum Zeitpunkt der Aufnahme nicht montiert.

7 mm und 12 mm jetzt nur noch 2 mm, 6 mm und 12 mm große Abstände zwischen den Elektroden. Da die Elektrodenplatten aber eine unterschiedliche Dicke besitzen, gibt es unterschiedliche Gesamtlängen der Isolatoren. Die Beeinträchtigung des Isolators

durch Bedampfen wird durch einen zusätzlichen Einstich an dem um 1 mm zurückgesetzten Rand des Isolators vermindert (s. Technische Zeichnung in Abb. A.6). Die Oberfläche des Isolators wird dabei vergrößert, und insbesondere im Bereich des 1 mm tiefen Einstichs wird die Bedampfung der Oberfläche erschwert.

Die Stellen, an denen die Elektroden mit den stromzuführenden Drähten verbunden werden, wurden nun so versetzt, dass sie den größtmöglichen Abstand zueinander haben. Dies verringert die Wahrscheinlichkeit von Kurzschlüssen und vereinfacht Wartungsarbeiten.

Wie sich im Testbetrieb herausstellte, sind die Isolatoren auf der Kathodenseite einer starken Beanspruchung durch die heiße Kathode ausgesetzt. Eine deutliche Verbesserung ergab sich durch das zusätzliche Anbringen von Sichtblenden an den Halteklammern der Kathode, die die direkte Wärmestrahlung der heißen Kathode auf die Isolatoren verhindert.

Die Neukonstruktion der Elektronenkanone sollte die im Testbetrieb festgestellte geringe Spannungsfestigkeit des Testaufbaus stark verbessern und einen zuverlässigen Betrieb insbesondere auch bezüglich der Kollektorkühlung gewährleisten. Testmessungen sind für die nahe Zukunft geplant.

B Experimentelle Daten

Ionisation	Elektronen- energie eV	Elektronen- strom mA	Ionenstrahl- querschnitt mm ²	Maximaler Ionenstrom nA	Mess- verfahren
$B^{3+} \rightarrow B^{4+}$	1,8 - 1000	0,02 - 400	2×2	134,1	Scan
$B^{3+} \rightarrow B^{4+}$	60 - 1000	7 - 403	$1,2 \times 1,2$	67,4	Absolut
$B^+ \rightarrow B^{4+}$	400 - 1000	103 - 399	2×2	72,6	Scan
$B^+ \rightarrow B^{4+}$	420 - 1000	114 - 403	1×1	32,1	Absolut
$B^{3+} \rightarrow B^{5+}$	400 - 1000	102 - 399	2×2	105,8	Scan
$B^{3+} \rightarrow B^{5+}$	625 - 1000	202 - 403	2×2	116,3	Absolut
$Sc^+ \rightarrow Sc^{2+}$	0,1 - 1000	0,08 - 407	2×2	8,8	Scan
$Sc^+ \rightarrow Sc^{2+}$	15 - 1000	1,1 - 319	$0,8 \times 0,8$	1,2	Absolut
$Sc^+ \rightarrow Sc^{3+}$	0,1 - 1000	0,03 - 407	2×2	16,9	Scan
$Sc^+ \rightarrow Sc^{3+}$	20 - 1000	1,7 - 411	1×1	3,5	Absolut
$Sc^+ \rightarrow Sc^{3+}$	350 - 1000	89 - 410	$0,6 \times 0,6$	1,2	Absolut
$Sc^+ \rightarrow Sc^{4+}$	60 - 1000	6,3 - 407	2×2	27,7	Scan
$Sc^+ \rightarrow Sc^{4+}$	110 - 1000	16 - 411	$1,6 \times 1,6$	17,8	Absolut
$Sc^+ \rightarrow Sc^{5+}$	181 - 1000	32 - 407	2×2	69,2	Scan
$Sc^+ \rightarrow Sc^{5+}$	200 - 1000	39 - 410	2×2	43,6	Absolut
$Sc^+ \rightarrow Sc^{6+}$	280 - 1000	61 - 406	2×2	43,6	Scan
$Sc^+ \rightarrow Sc^{5+}$	450 - 1000	126 - 410	2×2	41,7	Absolut

Tabelle B.1: Experimentelle Parameter bei den einzelnen Ionisationsmessungen. Die in den Messungen verwendeten Isotope waren ^{11}B und ^{45}Sc .

Literaturverzeichnis

- [Ach83] C. Achenbach, R. Becker, A. Müller und E. Salzborn, *Electron-Impact Double Ionization of I^{1+} and Xe^{q+} ($q=1, \dots, 4$) Ions: Role of 4d Electrons Like in Photoionization*, Phys. Rev. Lett. **50**, 2070 (1983).
- [Bar87] K. Bartschat und P. G. Burke, *The R-matrix method for electron impact ionisation*, J. Phys. B **20**, 3191–3200 (1987).
- [Bar96] K. Bartschat, A. Hibbert, D. H. Madison, I. E. McCarthy, Z. Xixiang, R. P. McEachran, P. G. Burke, M. P. Scott, I. Bray, A. Stelbovics und A. R. Barnett, *Computational Atomic Physics* (Springer, 1996).
- [Bar98] K. Bartschat, *The R-Matrix with pseudo-states method: theory and applications to electron scattering and photoionization*, Comput. Phys. Commun. **114**, 168–182 (1998).
- [Bec85] R. Becker, A. Müller, C. Achenbach, K. Tinschert und E. Salzborn, *A dense electron target for the study of electron-ion collisions*, Nucl. Instrum. Methods B **9**, 385–388 (1985).
- [Bec03] C. Becker, *Indirekte Prozesse bei der Elektronenstoßionisation von Mg^{+} -Ionen*, Diplomarbeit, Universität Gießen (2003).
- [Bél97] C. Bélenger, P. Defrance, E. Salzborn, V. P. Shevelko, H. Tawara und D. B. Uskov, *Double ionization of neutral atoms, positive and negative ions by electron impact*, J. Phys. B **30**, 2667–2679 (1997).
- [Ben04] E. P. Benis, T. J. M. Zouros, T. W. Gorczyca, A. D. González und P. Richard, *Elastic resonant and nonresonant differential scattering of quasifree electrons from $B^{4+}(1s)$ and $B^{3+}(1s^2)$ ions*, Phys. Rev. A **69**, 052718 (2004).
- [Ber95] K. A. Berrington, W. Eissner und P. Norrington, *RMATRIX1: Belfast Atomic R-Matrix Codes*, Comput. Phys. Commun. **92**, 290–420 (1995).
- [Ber97] K. Berrington, J. Pelan und L. Quigley, *Electron Impact Ionization of Be^{+} and Photoionization of Be at the K Edge*, J. Phys. B **30**, 4973–4990 (1997).
- [Bet30] H. Bethe, Ann. Phys. (Leipzig) **5**, 325 (1930).

- [Böh00] C. Böhme, *Messung von Wirkungsquerschnitten für die Doppelionisation von Li^+ Ionen*, Diplomarbeit, Universität Gießen (2000).
- [Bra92] I. Bray und A. Stelbovics, *Convergent close-coupling calculations of electron-hydrogen scattering*, Phys. Rev. A **46**, 6995 (1992).
- [Bra94] I. Bray, *Convergent close-coupling method for the calculation of electron scattering on hydrogenlike targets*, Phys. Rev. A **49** (2), 1066–1082 (1994).
- [Bra95] I. Bray, *Calculation of electron-impact ionization of lithium-like targets*, J. Phys. B **28**, L247–L254 (1995).
- [Bro83] F. Brouillard und P. Defrance, Phys. Scr. **T3**, 68 (1983).
- [Bur71] P. G. Burke, A. Hibbert und W. D. Robb, *Electron Scattering by Atoms*, J. Phys. B **4**, 153–161 (1971).
- [Bur92] V. M. Burke, P. G. Burke und N. S. Scott, Comput. Phys. Commun. **69**, 76 (1992).
- [Bur93] P. G. Burke und K. A. Berrington, *Atomic and Molecular Processes: An R-Matrix Approach* (IOP Publishing, Bristol, 1993).
- [Cal93] J. Callaway und K. Unnikrishnan, *Electron impact excitation of the $n = 3$ states of hydrogen at intermediate energies*, J. Phys. B **26**, L419–L422 (1993).
- [Def81] P. Defrance, F. Brouillard, W. Claeys und G. V. Wassenhove, *Crossed Beam Measurement of Absolute Cross Sections: An Alternative Method and its Application to the Electron Impact Ionisation of He^+* , J. Phys. B **14**, 103–110 (1981).
- [Der97] A. Derevianko und W. R. Johnson, *Two-photon decay of 2^1S_0 and 2^3S_1 states of heliumlike ions*, Phys. Rev. A **56**, 1288 (1997).
- [Dol61] K. T. Dolder, M. F. A. Harrison und P. Thonemann, *A Measurement of the Ionization Cross-Section of Helium Ions by Electron Impact*, Proc. R. Soc. A **264**, 367–379 (1961).
- [Dol76] K. T. Dolder und B. Peart, *Collisions Between Electrons and Ions*, Rep. Prog. Phys. **39**, 693–749 (1976).
- [Dun85] G. H. Dunn, *Electron-ion ionization*, in: G. H. Dunn und M. T. D. (Hg.), *Electron Impact Ionization* (Springer Verlag, Wien-New York, 1985), Kapitel 8, 277–319.

- [Dya89] K. G. Dyll, I. P. Grant, C. T. Johnson, F. A. Parpia und E. P. Plummer, *GRASP: a general-purpose relativistic atomic structure program*, Comput. Phys. Commun. **55**, 425 (1989).
- [Fra97] A. Frank, *Eine Experimentieranlage zum Studium der Streuung von Elektronen an Ionen*, Dissertation, Universität Gießen (1997).
- [Gor00] T. W. Gorczyca und N. R. Badnell, *Quantum defect theory with deeply closed channels*, J. Phys. B **33** (13), 2511–2523 (2000).
- [Har66] M. F. A. Harrison, *The determination of atomic collision cross section using crossed electron and ion beams (and some sources of error in such experiments)*, Brit. J. Appl. Phys. **17**, 371–382 (1966).
- [Her73] W. B. Herrmannsfeldt, *SLAC-166 Electron Trajectory Programm* (1973).
- [Hof87] G. Hofmann, *Messungen zur Elektronenstoßionisation von Ionen: Aufbau eines Datenaufnahmesystems und Untersuchung von Raumladungseinflüssen*, Diplomarbeit, Universität Gießen (1987).
- [Hof91] G. Hofmann, *Messung zur Elektronenstoßionisation mehrfach geladener Ionen mit einem Energie-Scan Messverfahren*, Dissertation, Universität Gießen (1991).
- [Hol72] J.-E. Holmstrom, *The Spectrum of Doubly Ionized Scandium, Sc III*, Phys. Scr **5**, 249 (1972).
- [Jac01] J. Jacobi, *Elektronenstoßionisation von Zwei-Elektronen-Systemen*, Diplomarbeit, Universität Gießen (2001).
- [Jac04] J. Jacobi, H. Knopp, S. Schippers, A. Müller, S. D. Loch, M. Witthoef, M. S. Pindozla und C. P. Ballance, *Strong contributions of indirect processes to the electron-impact ionization cross section of Sc⁺ ions*, Phys. Rev. A im Druck (2004).
- [Joh80] S. Johansson und U. Litzen, *The Spectrum of Singly Ionized Scandium, Sc II*, Phys. Scr. **22**, 49 (1980).
- [Kel87] R. L. Kelly, J. Phys. Chem. Ref. Data **16** (Suppl. 1) (1987).
- [Kno01a] H. Knopp, *Indirekte Prozesse bei der Elektronenstoßionisation von Kohlenstoff- und Barium-Ionen*, Dissertation, Universität Gießen (2001).
- [Kno01b] H. Knopp, H. Teng, S. Ricz, S. Schippers und A. Müller, *Interference in Electron-Impact Ionization of C³⁺ Ions: Unified R-Matrix Calculation and Experiment*, Phys. Scr. **T92**, 379–381 (2001).

- [LaG81] K. J. LaGattuta und Y. Hahn, *Electron Impact Ionization of Fe^{15+} by Resonant Double Auger Ionization*, Phys. Rev. A **24**, 2273–2276 (1981).
- [Len94] P. Lenard, Wied. Ann. **51**, 225 (1894).
- [Len03] P. Lenard, *Über die Absorption von Kathodenstrahlen verschiedener Geschwindigkeiten*, Ann. Phys. (Leipzig) **12**, 714 (1903).
- [Lot67] W. Lotz, *Electron-Impact Ionization Cross-Sections and Ionization Rate Coefficients for Atoms and Ions*, Astrophys. J. Suppl. Ser. **14**, 207–238 (1967).
- [Lot68] W. Lotz, *Electron-impact ionization cross-sections and ionization rate coefficients for atoms and ions from Hydrogen to Calcium*, Z. Phys. **216**, 241–247 (1968).
- [Lot69] W. Lotz, *Electron-impact ionization cross-sections and ionization rate coefficients for atoms and ions from Scandium to Zinc*, Z. Phys. **220**, 466–472 (1969).
- [Lot70] W. Lotz, *Electron-impact ionization cross-sections for atoms up to $Z=108$* , Z. Phys. **232**, 101–107 (1970).
- [Mad02] L. B. Madsen und K. Mølmer, *Symmetric rotor of lithiumlike hollow atoms*, Phys. Rev. A **65**, 022506 (2002).
- [Mar93] J. P. Marques, F. Parente und P. Indelicato, *Hyperfine Quenching of the $1s^2 2s 2p \ ^3P_0$ Level in Berylliumlike Ions*, Phys. Rev. A **47**, 929–935 (1993).
- [Muk01] K. Muktavat und M. K. Srivastava, *A comparative study of the $(e, 3e)$ process on H^- , He and Li^+* , J. Phys. B **34**, 2975–2982 (2001).
- [Mül85] A. Müller, K. Huber, K. Tinschert, R. Becker und E. Salzborn, *An improved crossed-beams technique for the measurement of absolute cross sections for electron impact ionisations of ions and its application to Ar^+ ions*, J. Phys. B **18**, 2993–3009 (1985).
- [Mül87a] A. Müller, D. S. Belić, B. D. DePaola, N. Djurić, G. H. Dunn, D. W. Mueller und C. Timmer, *Experimental Measurements of Field Effects on Dielectronic Recombination Cross Sections and Rydberg Product-State Distributions*, Phys. Rev. A **36**, 599–613 (1987).
- [Mül87b] A. Müller, G. Hofmann, K. Tinschert, R. Sauer und E. Salzborn, *Signal enhancement in electron-ion crossed-beams experiments*, Nucl. Instrum. Methods B **24**, 369–372 (1987).

- [Mül88] A. Müller, K. Tinschert, G. Hofmann, E. Salzborn und G. Dunn, *Resonances in Electron-Impact Single, Double and Triple Ionization of Heavy Metal Ions*, Phys. Rev. Lett. **61**, 70–73 (1988).
- [Mül89] A. Müller, G. Hofmann, B. Weissbecker, M. Stenke, K. Tinschert, M. Wagner und E. Salzborn, *Correlated two-electron transitions in electron-impact ionization of Li^+ ions*, Phys. Rev. Lett. **63**, 758–761 (1989).
- [Mül91] A. Müller, *Ion Formation Processes: Ionization in Ion-Electron Collisions*, in: D. Mathur (Hg.), *Physics of Ion-Impact Phenomena* (Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1991), Band 54 von *Springer Series in Chemical Physics*, 13–90.
- [Mül00] A. Müller, H. Teng, G. Hofmann, R. A. Phaneuf und E. Salzborn, *Autoionizing Resonances in Electron-Impact Ionization of O^{5+} Ions*, Phys. Rev. A **62**, 062720 (2000).
- [Nas03] S. Nasu, S. Nakazaki und K. A. Berrington, *Private Mitteilung an A. Müller* (2003).
- [Pea69a] B. Peart und K. T. Dolder, *The ionization of Li^+ to Li^{3+} by electron impact*, J. Phys. B **2** (11), 1169–1175 (1969).
- [Pea69b] B. Peart, D. S. Walton und K. T. Dolder, *The ranges of validity of the Born and Bethe approximations for the single ionization of He^+ and Li^+ ions by electron impact*, J. Phys. B **2**, 1347–1352 (1969).
- [Pin83] M. S. Pindzola, D. C. Griffin und C. Bottcher, *Electron impact double-ionisation of Xe II*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **16**, 355–360 (1983).
- [Pin86] M. S. Pindzola, D. C. Griffin und C. Bottcher, *Atomic processes in electron-ion and ion-ion collisions* (F. Brouillard, Plenum Press, New York, 1986).
- [Pin04] M. S. Pindzola, F. Robicheaux, J. P. Colgan, M. C. Witthoef und J. A. Ludlow, *Electron-impact single and double ionization of helium*, Phys. Rev. A **70**, 032705 (2004).
- [Ran03] J. Rangama, D. Hennecart, N. Stolterfoht, J. A. Tanis, B. Sulik, F. Frémont, X. Husson und J.-Y. Chesnel, *Identification and characterization of the dielectronic process in the formation of two K-shell vacancies in atomic Li by fast electron impact*, Phys. Rev. A **68**, 040701 (2003).
- [Res99] T. N. Rescigno, M. Baertschy, W. A. Isaacs und C. W. McCurdy, *Collisional Breakup in a Quantum System of Three Charged Particles*, Science **286**, 2474–2479 (1999).

- [Sch02] S. Schippers, A. Müller, S. Ricz, M. E. Bannister, G. H. Dunn, J. D. Bozek, A. S. Schlachter, G. Hinojosa, C. Cisneros, A. Aguilar, A. M. Covington, M. F. Gharaibeh und R. A. Phaneuf, *Experimental Link of Photoionization of Sc^{2+} to Photorecombination of Sc^{3+} : An Application of Detailed Balance in a Unique Atomic System*, Phys. Rev. Lett. **89**, 193002 (2002).
- [Sea62] M. J. Seaton, *The theory of excitation and ionization by electron impact*, in: D. R. Bates (Hg.), *Atomic and Molecular Processes* (Academic Press, New York, 1962), Kapitel 11, 374.
- [Sha88] M. B. Shah, D. S. Elliott, P. McCallion und H. B. Gilbody, *Single and double ionisation of helium by electron impact*, J. Phys. B **21** (15), 2751–2761 (1988).
- [She95] V. P. Shevelko und H. Tawara, *Semiempirical formulae for multiple ionization of neutral atoms and positive ions by electron impact*, J. Phys. B **28**, L589–L594 (1995).
- [Shi03] W. Shi, J. Jacobi, H. Knopp, S. Schippers und A. Müller, *A high-current electron gun for electron-ion collision physics*, Nucl. Instrum. Methods B **205**, 201–206 (2003).
- [Ste95] M. Stenke, K. Aichele, D. Hathiramani, G. Hofmann, M. Steidl, R. Völpel und E. Salzborn, *A high-current electron gun for crossed-beams electron-ion collision studies at keV energies*, Nucl. Instrum. Methods B **98**, 573–576 (1995).
- [Sug85] J. Sugar und C. Corliss, J. Phys. Chem. Ref. Data Supl. **14** (1985).
- [Tan99] J. A. Tanis, J.-Y. Chesnel, F. Frémont, D. Hennecart, X. Husson, A. Cassimi, J. P. Grandin, B. Skogvall, B. Sulik, J.-H. Bremer und N. Stolterfoht, *Production of Hollow Lithium by Multielectron Correlation in 95 MeV/nucleon $Ar^{18+} + Li$ Collisions*, Phys. Rev. A **83**, 1131–1134 (1999).
- [Ten00a] H. Teng (2000), private Mitteilung.
- [Ten00b] H. Teng, H. Knopp, S. Ricz, S. Schippers, K. A. Berrington und A. Müller, *Interference of Direct and Resonance Channels in Electron Impact Ionization of C^{3+} Ions: Unified R-Matrix Calculation and Experiment*, Phys. Rev. A **61**, 060704 (2000).
- [Tho12] S. J. J. Thomson, *Ionization by moving electrified particles*, Philos. Mag. **23**, 449–457 (1912).
- [Tim98] F. Timphus, *Ausbau einer Experimentieranlage mit gekreuzten Elektronen- und Ionenstrahlen*, Diplomarbeit, Universität Gießen (1998).

- [Tin89] K. Tinschert, *Experimentelle Untersuchung resonanter und nichtresonanter Ionisationsmechanismen bei der Elektronenstoßionisation von Ionen*, Dissertation, Universität Gießen (1989).
- [Tra03] R. Trassl, *ECR Ion Sources*, in: F. Currell (Hg.), *The Physics of Multiply and Highly Charged Ions, Vol. 1* (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2003), 3–37.
- [VR62] H. Van Regemorter, *Rate of collisional excitation in stellar atmospheres*, *Astrophys. J.* **136**, 906 (1962).
- [vZ04] T. van Zoest, *Elektronenstoßionisation von Ti^{3+} Ionen*, Diplomarbeit, Universität Giessen (2004).
- [Wig47] E. P. Wigner und L. Eisnebud, *Higher angular momenta and long range interactions in resonance reactions*, *Phys. Rev.* **72**, 29 (1947).
- [You85] S. M. Younger und T. D. Märk, *Semi-empirical and semi-classical approximations for electron ionization*, in: G. H. Dunn und M. T. D. (Hg.), *Electron Impact Ionization* (Springer Verlag, Wien-New York, 1985), Kapitel 2, 24.
- [Yu92] D. J. Yu, S. Rachafi, J. Jureta und P. Defrance, *The formation of H^+ from H^- by electron impact*, *J. Phys. B.* **25**, 4593–4600 (1992).
- [Zam02] M. Zamkov, H. Aliabadi, E. P. Benis, P. Richard, H. Tawara und T. J. M. Zouros, *Absolute cross sections and decay rates for the triply excited $B^{2+}(2s2p^2\ ^2D)$ resonance in electron-metastable-ion collisions*, *Phys. Rev. A* **65**, 032705 (2002).

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Atom- und Molekülphysik der Justus-Liebig-Universität Gießen erstellt.

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein ganz besonderer Dank gilt meinem Betreuer Herrn Prof. Dr. A. Müller für die interessante Aufgabenstellung, die sehr gute und kompetente Betreuung, die offene Diskussionsbereitschaft und seine wertvollen Anregungen. Seine Unterstützung beschränkte sich nicht nur auf die Auswertung und Interpretation der Messungen, sondern umfasste auch durch seine Erfahrung die Laborarbeit und Weiterentwicklung des Experimentaufbaus.

Herrn Priv.-Doz. Dr. Stefan Schippers möchte ich für seine Hilfsbereitschaft und Unterstützung bei der Aufnahme, Auswertung, Interpretierung und Veröffentlichung der Experimente danken. Ebenfalls danke ich Herrn Dr. Holger Knopp für seine Hilfe bei der Durchführung der Experimente sowie seine tatkräftige Unterstützung bei der alltäglichen Laborarbeit. Weiterhin möchte ich den Herren Dr. Wei Shi, Dipl. Phys. Christop Becker und Dipl. Phys. Tim van Zoest für ihren Beitrag zum Gelingen und Verbessern der Experimente danken.

Bei den anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe, den Herren Dipl. Phys. Sebastian Böhm, Dr. Stefan Kieslich und Dipl. Phys. Eike Schmidt, bedanke ich mich für die stets freundlich und von einer sehr großen Hilfsbereitschaft und Kooperation geprägte Atmosphäre.

Nicht zu vergessen ist ein großes Dankeschön an Herrn Dr. Kurt Huber und Herrn Uwe Juritz sowie alle Mitarbeiter der mechanischen und elektronischen Werkstatt, ohne deren tatkräftige Hilfe die korrekte Durchführung der Messungen nicht möglich gewesen wäre.

Außerdem bedanke ich mich bei allen, die hier ungenannt bleiben.

Abschließend möchte ich mich bei meiner Familie bedanken, die mich immer unterstützt hat, so dass es hier mit wenigen Worten nicht möglich ist, den Dank in geeigneter Form auszudrücken.