

Elektronenstoßspektroskopie hochgeladener Wolframionen

**Electron impact ionization of highly charged
tungsten ions**

Masterthesis

am Institut für Atom- und Molekülphysik
der Justus-Liebig-Universität Gießen



vorgelegt von: Daniel Schury
Studienbereich: Fachbereich 07
Betreuer: Prof. Dr. Alfred Müller
Zweitgutachter: Prof. Dr. Stefan Schippers

Zusammenfassung

Die Arbeit stellt die Ergebnisse der Wirkungsquerschnittsmessungen der Elektronenstoß-einfachionisation der Wolframionen $13+$, $14+$ und $15+$ für Elektronenenergien bis 1 keV vor. Es wurden sowohl absolute Messungen über den ganzen Energiebereich als auch fein-aufgelöste Relativmessungen durchgeführt, wobei letztere auf die absoluten Werte normiert wurden. Zum Verständnis der Prozesse wurden vergleichende theoretische Messungen mit Hilfe der Configuration-Averaged-Distorted-Wave-Approximation des LANL-Codes durchgeführt. In der Diskussion erfolgt desweiteren eine Einordnung der Messungen im Vergleich mit vorhergehenden Arbeiten sowie eine kurze Studie zur Reproduzierbarkeit der Ergebnisse.

Die Messungen fügen sich gut in die bereits existierenden Werte ein. Die theoretischen Rechnungen zeigen, dass neben der direkten Ionisation die Anregung-Autoionisation mit in etwa einem Drittel des Querschnitts ihren Beitrag leistet.

Abstract

This work presents the cross sections of single electron impact ionization of tungsten $13+$, $14+$ and $15+$. Both absolute values and fine step scan measurements will be reported. For all measurements electron energies in the range of 0 keV to 1 keV were used. Theoretical configuration averaged distorted wave approximation calculations done by the LANL code will be compared to the measurements in order to understand the underlying processes. A comparison of results reveals a good fit between the outcome of the conducted measurements and previously found values. Furthermore, a study on the reproducibility of the data will be briefly discussed.

The measurements fit well to results from previous experiments. Theoretical calculations show that direct ionization approximately makes up two thirds of the total ionization cross section. The remaining third is largely due to excitation-autoionisation.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	III
Tabellenverzeichnis	V
1. Einleitung	1
2. Physikalische Grundlagen	3
2.1. Rekombination	3
2.2. Streuung	4
2.3. Ionisation	4
2.4. Prozesskombination und Zusammensetzung Wirkungsquerschnitt	9
3. Experimentelle Grundlagen	11
3.1. Experimenteller Aufbau	11
3.2. Messverfahren	15
3.2.1. Absolutmessungen	15
3.2.2. Relativmessungen	17
3.3. Elektronenkanone	19
3.3.1. Energiekalibrierung	19
3.3.2. Elektronenstromkorrektur	22
4. Ergebnisse	25
4.1. Zusammensetzung des Ionenstrahls	25
4.1.1. Massenauflösung	27
4.2. Einfachionisation von W^{13+}	27
4.2.1. Verlauf des Wirkungsquerschnitts	27
4.2.2. Theoretischer Vergleich	28
4.2.3. Schwellenverhalten	32
4.3. Einfachionisation von W^{14+}	34
4.3.1. Verlauf des Wirkungsquerschnitts	34
4.3.2. Theoretischer Vergleich	34
4.3.3. Schwellenverhalten	39
4.4. Einfachionisation von W^{15+}	40
4.4.1. Verlauf des Wirkungsquerschnitts	40
4.4.2. Theoretischer Vergleich	42

4.4.3. Schwellenverhalten	43
5. Diskussion	47
5.1. Vergleich mit früheren Messungen	48
5.1.1. Reproduzierbarkeit der Messergebnisse	48
5.1.2. Einordnung der Ergebnisse	50
A. Wirkungsquerschnitte	53
Literaturverzeichnis	57

Abbildungsverzeichnis

2.1.	Schematische Darstellung der radiativen Rekombination.	5
2.2.	Schematische Darstellung der dielektronischen Rekombination.	5
2.3.	Schematische Darstellung der direkten elastischen Streuung.	5
2.4.	Schematische Darstellung der resonanten elastischen Streuung.	5
2.5.	Schematische Darstellung der nicht-resonanten inelastischen Streuung.	6
2.6.	Schematische Darstellung der resonanten inelastischen Streuung.	6
2.7.	Schematische Darstellung der direkten Ionisation.	6
2.8.	Schematische Darstellung des nicht-resonanten EA-Prozesses.	8
2.9.	Schematische Darstellung des resonanten REDA-Prozesses.	8
2.10.	Schematische Darstellung des resonanten READI-Prozesses.	8
2.11.	Typischer totaler Wirkungsquerschnitt der Elektronenstoßionisation eines Ions in schematischer Darstellung.	9
3.1.	Strukturformel von Wolframhexacarbonyl.	12
3.2.	Aufbau der Gaseinlassapparatur.	13
3.3.	Experimenteller Aufbau zur Elektronenstoßionisation.	14
3.4.	Typische Spektren der vier Messgrößen einer Absolutquerschnittsmessung.	15
3.5.	Typische Spektren der vier Messgrößen einer relativen Wirkungsquerschnittsmessung.	18
3.6.	Schematischer Aufbau der Elektronenkanone.	19
3.7.	Fit zur Bestimmung der Energiekalibration des Elektronenstrahls.	21
3.8.	Plots der zur Elektronenstromkorrektur gemessenen Ströme.	24
3.9.	Fit der Elektronenstromkorrektur.	24
4.1.	Masse-zu-Ladungsverhältnismessung in der Region W^{13+} bis W^{17+}	26
4.2.	Lorentzfits des Ladungszustands $15+$	27
4.3.	Ausschnitt der Masse-zu-Ladungsverhältnismessung für W^{13+}	28
4.4.	Verlauf des Wirkungsquerschnitts der Einfachionisation von W^{13+}	29
4.5.	Vergleich des gemessenen Wirkungsquerschnitts mit theoretischen Rechnungen der direkten Ionisation von W^{13+}	29
4.6.	Vergleich des gemessenen Wirkungsquerschnitts mit theoretischen Rechnungen unter Berücksichtigung direkter Ionisation und Anregungautoionisation für W^{13+}	32
4.7.	Schwellenfit der Einfachionisation von W^{13+}	33

4.8.	Gegenüberstellung der gemessenen Einsatzschwelle von W^{13+} mit Theoriewerten.	33
4.9.	Ausschnitt der Masse-zu-Ladungsverhältnismessung für W^{14+}	34
4.10.	Verlauf des Wirkungsquerschnitts der Einfachionisation von W^{14+}	35
4.11.	Vergleich des gemessenen Wirkungsquerschnitts mit theoretischen Rechnungen zur direkten Ionisation von W^{14+}	37
4.12.	Vergleich des gemessenen Wirkungsquerschnitts mit theoretischen Rechnungen der direkten Ionisation von W^{14+}	38
4.13.	Schwellenfit der Einfachionisation von W^{14+}	39
4.14.	Gegenüberstellung der gemessenen Einsatzschwelle von W^{14+} mit Theoriewerten.	40
4.15.	Ausschnitt der Masse-zu-Ladungsverhältnismessung für W^{15+}	41
4.16.	Verlauf des Wirkungsquerschnitts der Einfachionisation von W^{15+}	41
4.17.	Vergleich des gemessenen Wirkungsquerschnitts mit theoretischen Rechnungen der direkten Ionisation von W^{15+}	42
4.18.	Vergleich des gemessenen Wirkungsquerschnitts mit theoretischen Rechnungen der direkten Ionisation von W^{15+}	44
4.19.	Schwellenfit der Einfachionisation von W^{15+}	44
4.20.	Gegenüberstellung der gemessenen Einsatzschwelle von W^{15+} mit Theoriewerten.	45
5.1.	Studie der Reproduzierbarkeit der Wirkungsquerschnittmessungen von W^{11+} , W^{12+} und W^{17+}	49
5.2.	Graphen der Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von W^{11+} bis W^{17+}	50

Tabellenverzeichnis

2.1.	Übersicht der Elektron-Ion-Stoßprozesse und ihrer Kombinationen.	10
2.2.	Übersicht über die Abkürzungen der Stoßprozesse.	10
3.1.	Werte der Energieverschiebung seit 2007.	21
3.2.	Werte der Fitparameter der Elektronenstromkorrektur.	23
4.1.	Isotopenverhältnisse von Wolfram.	25
4.2.	Parameter der Lotz-Formel	30
4.3.	Berücksichtigte EA-Kanäle für W^{13+}	30
4.4.	Berechnete Ionisationsschwellen der Schalen von W^{13+} unterhalb von 1 keV.	31
4.5.	Berücksichtigte EA-Kanäle für W^{14+}	36
4.6.	Berechnete Ionisationsschwellen der Schalen von W^{14+} unterhalb von 1 keV.	37
4.7.	Berücksichtigte EA-Kanäle für W^{15+}	42
4.8.	Berechnete Ionisationsschwellen der Schalen von W^{15+} unterhalb von 1 keV.	43
A.1.	Tabellierte Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von W^{13+}	53
A.2.	Tabellierte Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von W^{14+}	54
A.3.	Tabellierte Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von W^{15+}	55

1. Einleitung

Stöße zwischen Elektronen und Ionen stellen einen fundamentalen Prozess in der Atomphysik dar. Durch diese erhält man Kenntnis über Struktur und Dynamik atomarer und molekularer Systeme. Zudem stellen sie z. B. in der Plasma-, Astro- oder Fusionsphysik eine wichtige Komponente zum Verständnis oder zur Beherrschung der Systeme dar. Der Wirkungsquerschnitt als Maß der Wahrscheinlichkeit für einen Prozess stellt eine wichtige Größe zum grundlegenden Verständnis und zur Diagnose von Plasmen sowie zur Berechnung von Ratenkoeffizienten der ablaufenden Wechselwirkungen dar. Durch Vergleich der experimentellen Daten mit theoretisch berechneten Werten ist es möglich, die Qualität der verwendeten Theorie zu testen und verbessern.

Wolfram eignet sich wegen seiner guten thermischen und mechanischen Belastbarkeit, hohen Sputterbeständigkeit und chemischen Widerstandsfähigkeit gut als Wandmaterial der Plasmakammer und der Divertoren (Neu u. a. 2005) in Fusionsreaktoren wie z. B. bei dem sich zur Zeit im Bau befindlichen ITER-Projekts. Bei diesem werden Elektronentemperaturen bis zu 150 eV erwartet. Diese reichen nicht aus, Wolfram vollständig zu ionisieren, was zu Energieverlusten aus dem Plasma durch radiative Abregungsprozesse sowie Bremsstrahlung bei Elektron-Ion-Stößen führt. Dadurch kann das Plasma leicht erlöschen (ITER Physics Expert Group Divertor 1999). Wegen seiner hohen Kernladungszahl sind theoretische Daten für Wolfram aufgrund der Vielelektronen- und relativistischen Effekte schwierig zu berechnen. Die wenigen theoretischen Arbeiten zur Atomstruktur sind mit großen und i.d.R. unbekanntenen Unsicherheiten behaftet. Hier werden experimentelle Daten, wie durch diese Arbeit, benötigt.

Diese Arbeit ist Teil eines breit angelegten Messprogramms, in welchem neben der Elektronenstoßionisation ebenso die Elektron-Ion-Rekombination (Schippers u. a. 2011) und Photoionisation (Müller u. a. 2011) untersucht werden. In den Arbeiten von Stenke (1994), Spruck (2011) und Rausch (2008) wurden bereits Absolutwerte sowie hochauflösende Energiescans für die Ladungszustände 1^+ bis 12^+ sowie 17^+ gemessen.

Ziel dieser Arbeit soll es sein, die dazwischen liegende Lücke mit neuen experimentellen Daten zu füllen. In Kombination mit einem angegliederten Vertiefungsmodul (Ebinger 2014), welches die Werte für die Einfachionisation von W^{16+} enthält, wurde dieses Ziel erreicht.

Zunächst werden in Kapitel 2 die für Elektron-Ion-Stöße wichtigen Prozesse genannt und erläutert. In Kapitel 3 werden der verwendete Aufbau und die experimentellen Verfahren vorgestellt. Anschließend werden in Kapitel 4 die gewonnenen Daten präsentiert und kommentiert.

2. Physikalische Grundlagen

Die bei einem Stoß zwischen Elektron und Ion auftretenden Prozesse lassen sich durch Unterscheidung nach Änderung des Ladungszustands q und dem Energieübertrag ΔE grob in die drei Kategorien *Rekombination*, *Streuung* und *Ionisation* unterteilen. Diese Kategorien können zusätzlich noch direkt oder indirekt über einen Zwischenzustand sowie nicht-resonant oder resonant, d.h. mit Einfang eines Elektrons der Energiedifferenz zwischen zwei Zuständen des Targetions entsprechend, auftreten. Sind die Anfangs- und Endzustände eines resonanten und eines nicht-resonanten Prozesses identisch, so kann nicht zwischen den beiden Prozessen unterschieden werden, was bei der theoretischen Betrachtung zu beachten ist. Die relevanten Prozesse werden im Folgenden kurz dargestellt und erläutert. Weiterführende Erläuterungen können u. a. bei Müller (2008) gefunden werden.

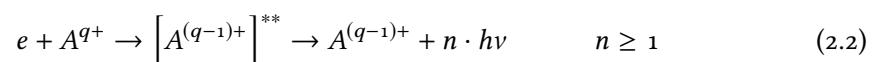
2.1. Rekombination

Bei der Rekombination ist zwischen der nicht-resonanten *radiativen Rekombination* (RR) und der resonanten *dielektronischen Rekombination* (DR) zu unterscheiden.

Bei der radiativen Rekombination wird ein freies Elektron von einem Ion eingefangen und die überschüssige Energie als Photon abgestrahlt. Gl. 2.1 zeigt die zugehörige Reaktionsgleichung und Abb. 2.1 veranschaulicht den Prozess schematisch.

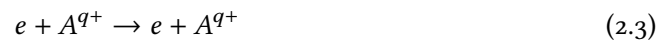


Bei der *dielektronischen Rekombination* (DR) regt zunächst das eingefangene Elektron das Ion an und verbleibt selbst ebenfalls in einer höheren Schale. Aus diesem Zustand zerfällt das Ion unter Abstrahlung von Photonen in den Grundzustand. Gl. 2.2 zeigt die zugehörige Reaktionsgleichung und Abb. 2.2 veranschaulicht den Prozess schematisch. Die DR ist ein resonanter Prozess.

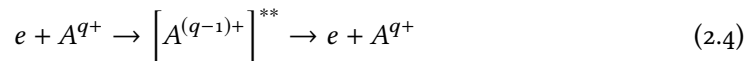


2.2. Streuung

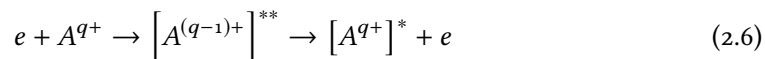
Die Streuung umfasst Prozesse zusammen, bei welchen das Ion seinen Ladungszustand nicht ändert. Bei der *elastischen Streuung* kommt es zu keiner Anregung innerer Freiheitsgrade der Stoßpartner, d.h. die kinetische Energie bleibt im Gesamtsystem erhalten. Die nicht-resonante elastische Streuung entspricht der Reflexion des Elektrons im Couloumbfeld des Ions (Rutherfordstreuung), wie Abb. 2.3 schematisch darstellt. Die zugehörige Reaktionsgleichung ist Gl. 2.3.



Im resonanten Fall wird das Elektron kurz eingefangen und danach wieder ausgesandt, das Ion verbleibt kurzzeitig in einem angeregten Zustand. Dieser Prozess wird von Gl. 2.4 beschrieben und ist in Abb. 2.4 veranschaulicht.



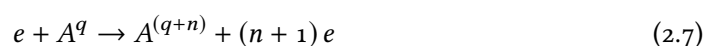
Im inelastischen Fall verbleibt das Ion nach dem Stoß in einem angeregten Zustand. Auch dieser Prozess kann nicht-resonant (Gl. 2.5, Abb. 2.5) oder resonant erfolgen (Gl. 2.6, Abb. 2.6).



2.3. Ionisation

Als dritter Fall kann ein Stoß zur weiteren Ionisation (bei positiven Ionen oder neutralen Teilchen) oder zur Abnahme der Ionisationsstufe (bei negativen Ionen) führen.

Bei der *direkten Ionisation* (DI), welche nur nicht-resonant erfolgt, überträgt ein freies Elektron einen Teil seiner Energie auf ein oder mehrere gebundene Elektronen und hebt diese ins Kontinuum, wie Abb. 2.7 für Einfachionisation veranschaulicht. Die zugehörige Reaktionsgleichung ist.



2.3. Ionisation

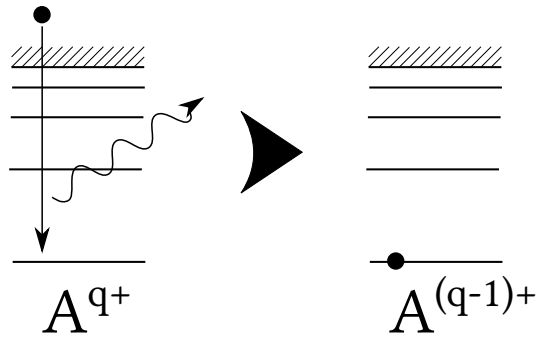


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung der radiativen Rekombination.

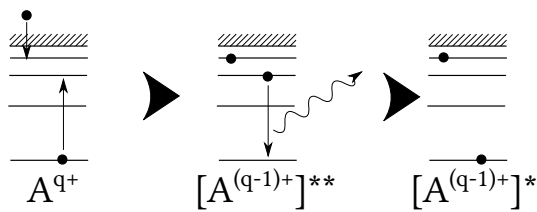


Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung der dielektronischen Rekombination.

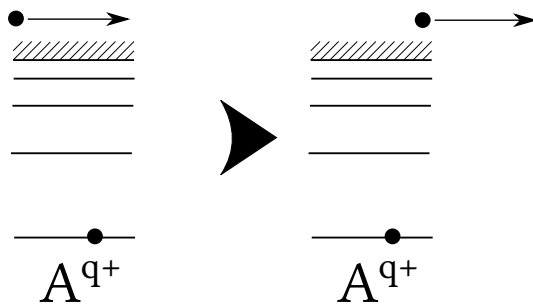


Abbildung 2.3.: Schematische Darstellung der direkten elastischen Streuung.

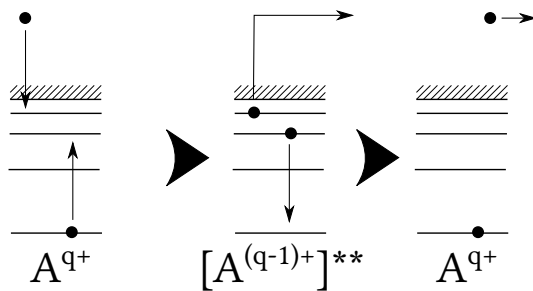


Abbildung 2.4.: Schematische Darstellung der resonanten elastischen Streuung.

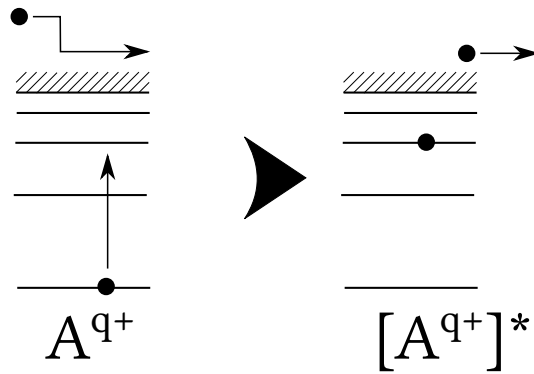


Abbildung 2.5.: Schematische Darstellung der nicht-resonanten inelastischen Streuung.

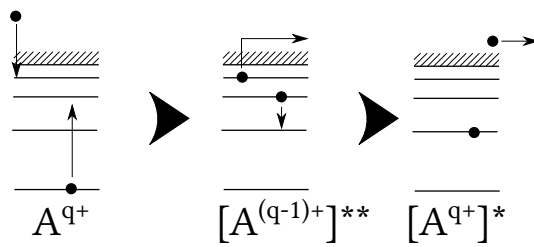


Abbildung 2.6.: Schematische Darstellung der resonanten inelastischen Streuung.

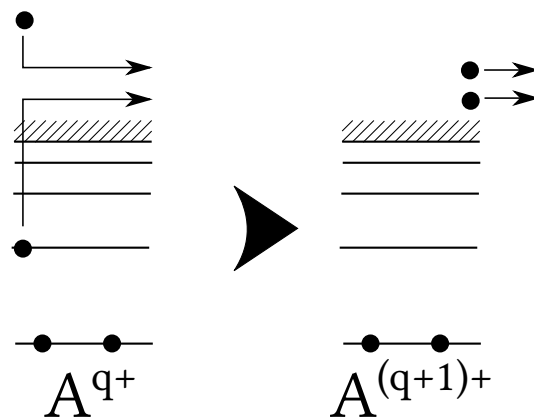
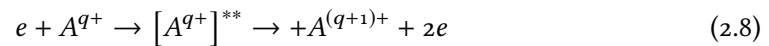


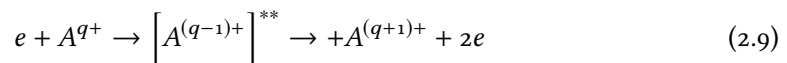
Abbildung 2.7.: Schematische Darstellung der direkten Ionisation.

2.3. Ionisation

Bei der indirekten Ionisation erfolgt zunächst eine Anregung in einen Zwischenzustand. Dazu muss die Energie des freien Elektrons ausreichen, ein gebundenes Elektron in einen Zustand oberhalb des Grundzustands eines höher geladenen Ions bewegen. Bei der nicht-resonanten Autoionisation (EA, Excitation-Autoionisation) erfolgt die Abregung aus diesem angeregten Zustand über Aussendung eines Elektrons, was zur weiteren Ionisation des Ions führt und mit Gl. 2.8 beschrieben und in Abb. 2.8 veranschaulicht ist.



Die resonanten indirekten Ionisationsprozesse trennen sich in den Elektroneneinfang mit anschließender Doppelautoionisation (REDA, resonant excitation double auto-ionization) oder Autodoppelionisation (READI, resonant excitation auto double ionization). Dabei wird zunächst ein freies Elektron unter Anregung eines gebundenen Elektrons in einen hochangeregten Zustand eingefangen. Die Abregung erfolgt unter Aussendung zweier Elektronen entweder zweistufig als REDA (Abb. 2.9) oder mit einer recht geringen Wahrscheinlichkeit einstufig als READI (Abb. 2.10). Beide Prozesse folgen dabei Gl. 2.9.



In der Regel sind REDA- und READI-Prozesse nicht unterscheidbar, mit der Einschränkung, dass unterhalb der Schwelle für EA-Prozesse keine REDA-Prozesse möglich sind.

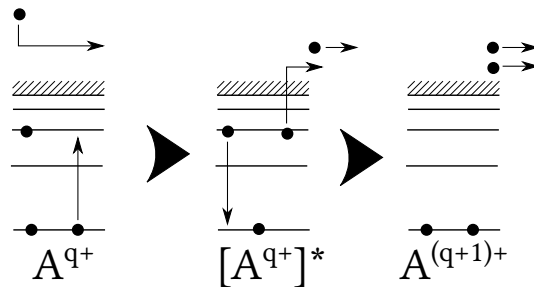


Abbildung 2.8.: Schematische Darstellung des nicht-resonanten EA-Prozesses.

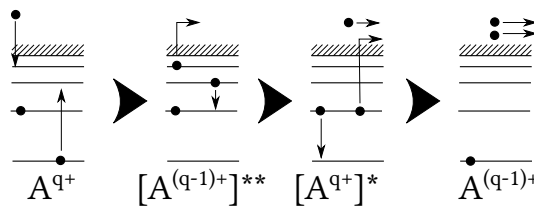


Abbildung 2.9.: Schematische Darstellung des resonanten REDA-Prozesses.

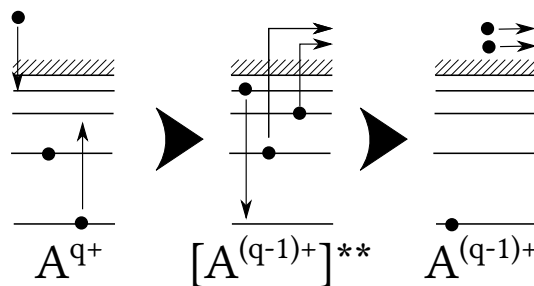


Abbildung 2.10.: Schematische Darstellung des resonanten READI-Prozesses.

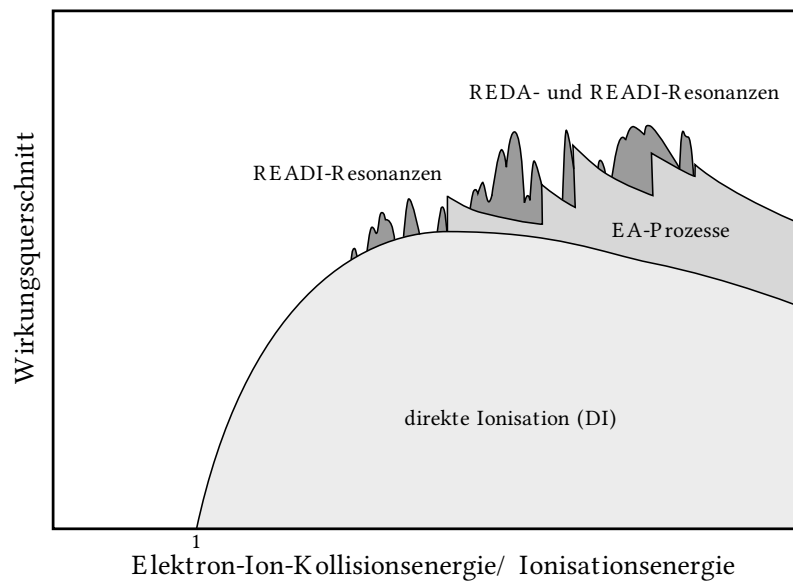


Abbildung 2.11.: Typischer totaler Wirkungsquerschnitt der Elektronenstoßionisation eines Ions in schematischer Darstellung.

2.4. Prozesskombination und Zusammensetzung Wirkungsquerschnitt

Bei genügend hohen Elektronenenergien sind prinzipiell beliebige Kombinationen der genannten Prozesse denkbar. Tab. 2.1 fasst die Möglichkeiten dazu nochmals kurz zusammen, Tab. 2.2 erläutert noch einmal die verwendeten Abkürzungen. Beide Tabellen nach Müller (2008).

Abb. 2.11 zeigt schematisch den totalen Elektronenstoßwirkungsquerschnitt eines präparierten Anfangszustands. Häufig ist hier die direkte Ionisation dominant, welche ab der Ionisationsschwelle des Grundzustands einsetzt. Bei höheren Energien sind für jeden Anfangszustand typische EA-Stufen zu erkennen. Bei Energien unterhalb der EA-Stufen können noch READI-Resonanzen auftreten, darüber jeweils READI- und REDA-Resonanzen. Sind im Primärionenstrahl zusätzlich noch metastabile Zustände vorhanden, also angeregte Zustände mit verhältnismäßig langer Lebensdauer, so stellt sich der resultierende Wirkungsquerschnitt als eine Überlagerung der einzelnen Wirkungsquerschnitte dar. Meist haben metastabile Zustände wegen der Anregungsenergie eine niedrigere Bindungsenergie, so dass ihr Wirkungsquerschnitt zu niedrigeren Energien verschoben ist. Schwierig für die Analyse des gemessenen Querschnitts ist zum Einen die genannte Überlagerung mehrerer Zustände und somit die korrekte Zuordnung von Strukturen zum richtigen Anfangszustand, zum Anderen die durch die endliche Energieauflösung bedingte Verbreiterung von Strukturen im Spektrum, welche z. B. nahe beieinander liegende Resonanzen verschmelzen lässt.

Tabelle 2.1.: Übersicht der Elektron-Ion-Stoßprozesse und ihrer Kombinationen.

Prozess	direkt		indirekt		ΔE	q
	nicht-resonant		resonant			
Streuung	elastisch		RS	(DC + A)	0	\pm
	inelastisch		RE	(DC + A)	> 0	
Rekombination	RR		DR	(DC+R)		-
			TR	(TC+R)		
Einfachionisation	DI (IE)	EA	REDA	(DC+DA)	$> I_1$	+
			READI	(DC+AD)		
Mehrfachionisation	DI	IA	EDA	RETA	$> I_n$	++
		IDA	ETA	REQA		
			

Tabelle 2.2.: Übersicht über die Abkürzungen der Stoßprozesse.

Abkürzung	Bezeichnung	
EC	electron capture	Elektroneneinfang
DC	dielectronic capture	dielektronischer Einfang
TC	trielelectronic capture	trielektronischer Einfang
...
A	autoionization	Autoionisation
DA	double autoionization	Doppelautoionisation
...
AD	auto doubleionization	Autodoppelionisation
...
RS	resonant scattering	resonante Streuung
RE	resonant excitation	resonante Anregung
R	radiative relaxation	radiative Abregung
RR	radiative recombination	radiative Rekombination
DR	dielectronic recombination	dielektronische Rekombination
...
DI	direct ionization	direkte Ionisation
IE	ionization excitation	Ionisationanregung
IA	ionization auto ionization	Ionisationautoionisation
EA	excitation auto ionization	Anregungautoionisation
REDA	RE+DA	
READI	RE+AD	
...

3. Experimentelle Grundlagen

3.1. Experimenteller Aufbau

Der in Abb. 3.3 (nach Borovik (2010)) gezeigte experimentelle Aufbau soll hier nur kurz angerissen werden, ausführlichere Darstellungen finden sich in Borovik (2010), Jacobi u. a. (2005) und Titte (2006). Die Ionen wurden in einer 10 GHz-Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle (EZR) auf einem Potential von 12 kV erzeugt, dementsprechend mit einer Spannung von 12 kV extrahiert, mit einer Einzellinse und einem Quadrupol-Triplett fokussiert sowie mit horizontalen und vertikalen Ablenkplatten ausgerichtet und in Richtung Erdpotential beschleunigt. Nach der Auswahl des gewünschten Ions nach Masse-Ladungsverhältnis mit Hilfe eines 90°-Ablenkmagnetens und der nachfolgenden Ladungszustandsbereinigung mit einem 90°-Kugelkondensator wird der Ionenstrahl in der Stoßkammer mit einem Elektronenstrahl einstellbarer Energie gekreuzt. Die Produktionen werden wiederum mit einem 90°-Ablenkmagneten separiert und durch einen elektrostatischen 180°-Deflektor zu einem Einzelteilchendetektor mit 97(3) % Ansprechwahrscheinlichkeit (Rinn u. a. 1982) gelenkt und detektiert. Zur Vermeidung von verfälschenden Mehrfachpulsen wird bei der Signalverarbeitung eine paralyisierende Totzeit von 5 µs verwendet. Damit diese keine merklichen Signalverluste verursacht, wurde bei Absolutmessungen darauf geachtet, die Zählrate im Detektor unter 30 kHz zu halten. Nach dem ersten Ablenkmagneten ist ein weiteres Quadrupol-Triplett zu Fokussierung angebracht, vor und nach dem sich jeweils zwei Ablenkplattenpaare befinden. Der den Magneten mit einem kleineren Radius durchfliegende Primärionenstrahl wird hinter dem Magneten mit einem fahrbaren Faraday-Becher gemessen. Mithilfe zweier Schlitzblendensysteme im Abstand von etwa 18.5 cm zwischen dem Kugelkondensator und der Streukammer kann der Strahl kollimiert und je nach Anwendung breit mit hohem Strom (Relativmessung) oder schmal mit dafür niedrigerem Strom (Absolutmessung) eingestellt werden.

Die Wolframionen stammen aus der luftstabilen Verbindung Wolframhexycarbonyl ($W(CO)_6$), Strukturformel siehe Abb. 3.1), welche in einem luftdichten über ein Ventil mit der Plasmakammer verbundenem Behälter aufbewahrt wird, siehe Abb. 3.2. Der Druck in der EZR-Quelle konnte während den Messungen nicht erfasst werden, da mit Einlassen des $W(CO)_6$ die verwendeten Druckröhren sofort ausfielen. Der Behälter wird ausgepumpt, so dass das flüchtige aber feste $W(CO)_6$ teilweise in die Gasphase übergeht. Durch Öffnen des Ventils

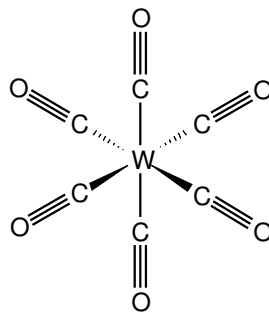


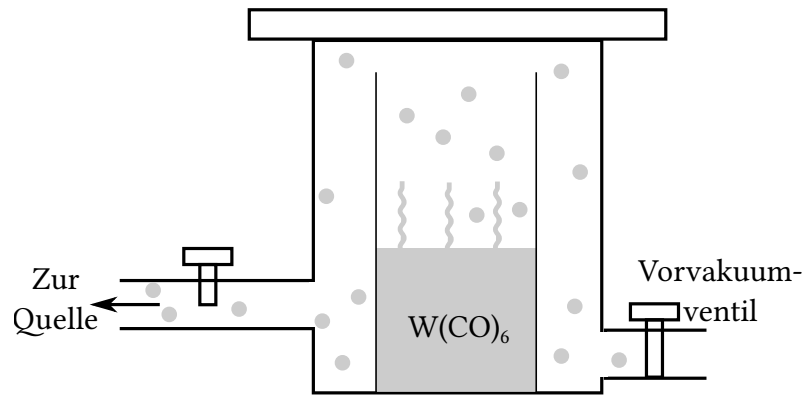
Abbildung 3.1.: Strukturformel von Wolframhexacarbonyl.

ist so eine regelbare Wolframzufuhr zur Quelle gegeben. Durch Stöße mit den Elektronen im Plasma zerfällt das $W(CO)_6$, so dass einzelne Wolframionen entstehen.

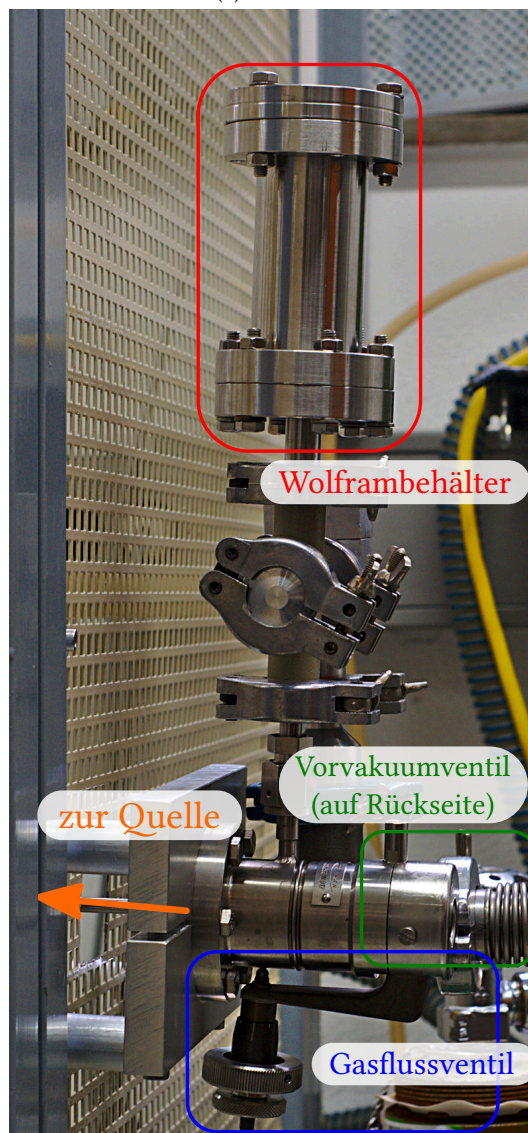
Die EZR-Quelle wurde zur Produktion bei 10.03 GHz bis 10.08 GHz und einer Mikrowellenleistung von 60 W bis 80 W betrieben. Es gilt zu beachten, dass die angezeigten Mikrowellenleistungswerte nicht der real eingespeisten Leistung entsprechen, sondern nur eine nichtlineare Anzeige sind. Somit sind die Leistungswerte nur für hausinterne Vergleiche mit dem identischen Aufbau relevant.

Es wurden Ströme von maximal 1 nA bis 1.5 nA bei Schlitzbreiten von $1\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ erreicht, für Scanmessungen wurde die Schlitz bis auf $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ geöffnet, was zu Strömen von maximal 3 nA führte. Im Vergleich mit Spruck (2011) und Becker (2011) liegen die Ströme damit um einen Faktor 5 bis 20 niedriger.

3.1. Experimenteller Aufbau



(a) Schema



(b) Außenansicht

Abbildung 3.2.: Aufbau der Gaseinlassapparatur.

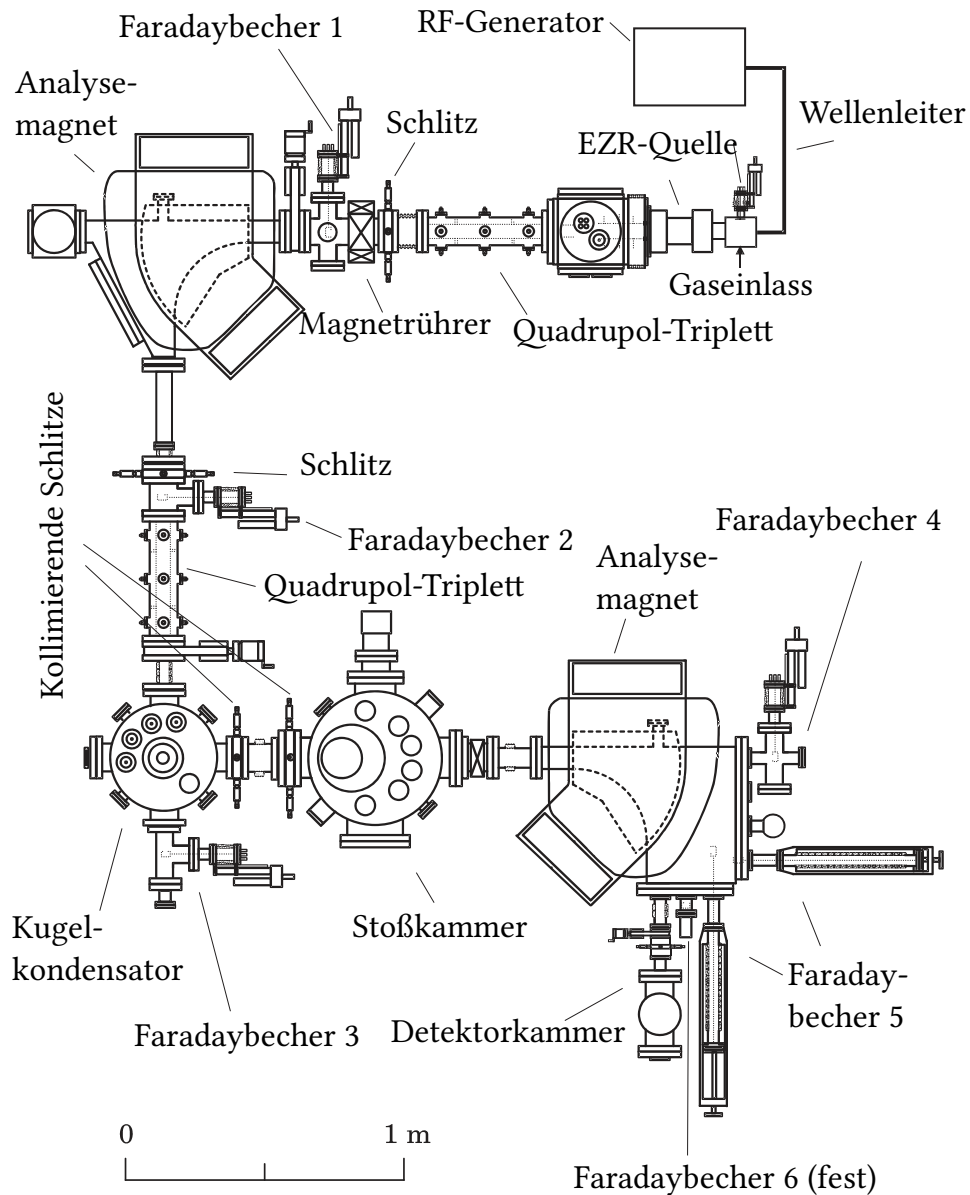


Abbildung 3.3.: Experimenteller Aufbau zur Elektronenstoßionisation. Aus Borovik (2010).

3.2. Messverfahren

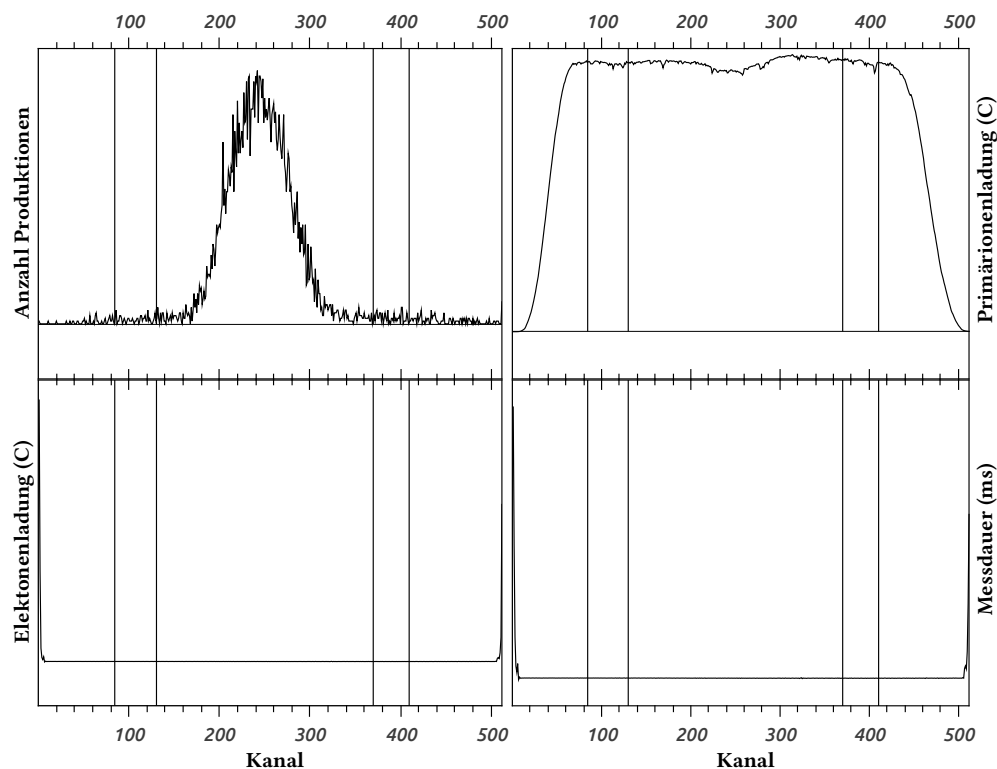


Abbildung 3.4.: Typische Spektren der vier Messgrößen einer Absolutquerschnittsmessung. Die Ordinate enthält eine lineare Skala.

3.2. Messverfahren

3.2.1. Absolutmessungen

Die absoluten Wirkungsquerschnitte werden nach dem Verfahren der gekreuzten Strahlen (engl. *crossed beams*) gemessen. Im Allgemeinen berechnet sich der Wirkungsquerschnitt zu

$$\sigma = \frac{R \cdot F}{I_I \cdot I_e \cdot M} \quad (3.1)$$

mit der Reaktionsrate R , dem Formfaktor F , dem Ionen- bzw. Elektronenstrom I_I bzw. I_e sowie dem kinematischen Faktor M . Die Reaktionsrate sowie die beiden Ströme können leicht gemessen werden und der kinematische Faktor errechnet sich direkt aus Elektronen- sowie Ionenenergie bzw. -Ladung und dem Kreuzungswinkel der Strahlen. Das hier im speziellen eingesetzte dynamische Verfahren (siehe Tittle (2006)) hat den Vorteil, den Formfaktor, welcher die Geometrie des Strahlüberlapps beschreibt, implizit mitmessen zu können. Hierbei wird der Elektronenstrahl von unten nach oben gefahren, wobei er an den Endpositionen keinen Überlapp mit dem Ionenstrahl hat.

In Abb. 3.4 sind beispielhaft typische Spektren der vier zu messenden Größen Reaktionsrate, gesammelte Primärionenladung, gesammelte Elektronenladung und Messzeit zu sehen, aufgetragen gegen die z-Position der Elektronenkanone. Aus der aufgesammelten Ladung und der Messzeit ergibt sich direkt der entsprechende durchschnittliche Strom. Weiterhin sind durch vertikale Linien gekennzeichnet die vier Marker zu sehen, welche für die Auswertung benötigt werden. Der Bereich zwischen den beiden inneren wird für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts herangezogen, die beiden Bereiche zwischen den inneren und den äußeren Markern werden für die Berechnung des Untergrunds verwendet.

Im ersten Spektrum ist die Reaktionsrate dargestellt. Es ist gut zu erkennen, wie der Überlapp zunächst nicht vorhanden ist, langsam zunimmt, ein Maximum erreicht und anschließend abnimmt, bis keiner mehr vorhanden ist. Aus dem Verlauf dieses Spektrums lässt sich der Formfaktor bestimmen. Im zweiten Spektrum ist die gesammelte Primärionenladung zu sehen. Diese fällt jeweils zu Beginn und Ende des Spektrums auf Null ab, da hier die Elektronenkanone so tief bzw. hoch fährt, dass sie den Strom blockiert. Am Spektrum lässt sich gut erkennen, dass während der Messung gewisse Schwierigkeiten bestanden, den Strom zu stabilisieren, zu erkennen an den Schwankungen im Spektrum. Die beiden anderen Spektren zeigen die gesammelte Elektronenladung und die Messzeit. Die Spektren sind absolut konstant, mit Ausnahme des starken Anstiegs an den Enden, welcher durch das Umkehren der Fahrtrichtung der Elektronenkanone bedingt ist, welches eine gewisse Zeit benötigt. Bei der Auswertung werden diese Bereiche deswegen nicht berücksichtigt.

Der Fehler des Wirkungsquerschnitts setzt sich aus einem statistischen und einem systematischen Anteil zusammen. Der statistische Anteil besteht allein aus dem statistischen Fehler der Signalrate der Produktionen. Der systematische Anteil setzt sich zusammen aus dem Fehler der Position des Elektronenstrahls, dem Fehler der Elektronengeschwindigkeit, dem Fehler der Ansprechwahrscheinlichkeit des Einzelteilchendetektors, den Fehlern des Primärionen- und Elektronenstroms sowie dem Fehler des Kathodenstroms. Zusammen ergibt sich ein systematischer Fehler von 6 %. Die Messzeit eines Punktes wurde so gewählt, dass der statistische Fehler ca. 2 % betrug. Besonders im Bereich der Schwelle wurde hiervon allerdings abgewichen, da niedrige Wirkungsquerschnitte in Kombination mit dem bei niedrigeren Energien geringeren Elektronenstrom zu lange Messzeiten erfordert hätten, um die 2 % zu erreichen.

Die Absolutquerschnitte wurden jeweils von der Ionisationseinsatzschwelle bis 1000 eV gemessen. Im Bereich der Schwelle wurden engere Messintervalle gewählt, um eventuell vorhandene Strukturen mit ausreichend geringer Schrittweite abzutasten. Zu höheren Energien hin wurden die Abstände zwischen den Messpunkten sukzessive erhöht, da dort keine Strukturen zu erwarten waren.

3.2.2. Relativmessungen

Um Strukturen geringer Breite in vertretbarer Zeit mit guter Genauigkeit messen zu können, wird zusätzlich zu den Absolutmessungen noch eine Relativmessung durchgeführt. Der Wirkungsquerschnitt ergibt sicher hier wiederum nach Gl. 3.1. Allerdings wird hierbei der Überlapp zwischen Elektronen- und Ionenstrahl im Maximum fixiert, um das zeitaufwändige Fahren der Elektronenkanone zu vermeiden. Anschließend wird ein Scan in Schritten der Elektronenenergie von ca. 0.2 eV durchgeführt. Bei einer Messzeit von maximal 100 ms pro Punkt wird so erreicht, dass sich die Bedingungen zwischen zwei Punkten nur wenig ändern. Durch mehrmalige Wiederholung dieser Scans wird zudem ein guter statistischer Fehler erreicht. Da durch die Fixierung des Überlapps Formfaktor und Untergrund nicht gleichzeitig gemessen werden können, wird der Formfaktor durch eine experimentell bestimmte Formel abgeschätzt (Achenbach u. a. 1984).

Anschließend muss der erhaltene relative Verlauf des Wirkungsquerschnitts an die absoluten Werte angepasst werden. Dazu werden die relativen Messwerte im 1 eV-Umkreis eines Absolutwertes gebinnt und das Verhältnis dieser Werte gebildet. Die so erhaltenen Punkte werden anschließend gefittet, üblicherweise mit einem Polynom zweiten Grades. Multipliziert man dieses Polynom nun mit den relativen Messwerten, erhält man ein an die Absolutwerte angepasstes Spektrum.

In Abb. 3.5 sind beispielhaft typische Spektren der vier Größen Reaktionsrate, Primärionenstrom, Elektronenstrom und Messdauer einer Scanmessung über den gesamten relevanten Energiebereich gezeigt. Bei solch langen Scans wird nicht mit konstanter Messzeit pro Kanal gemessen. Die Emission der Kathode ist proportional zu $U^{\frac{3}{2}}$ bzw. da die Extraktionsspannung zugleich die Beschleunigungsspannung der Elektronen ist, gilt

$$I_e \propto E^{\frac{3}{2}} \quad (3.2)$$

Würde man nun solch einen langen Scan mit konstanter Messzeit pro Kanal durchführen, ergäbe sich bei hohen Energien durch einen deutlich höheren Elektronenstrom in Kombination mit einem üblicherweise auch höheren Wirkungsquerschnitt eine deutlich bessere Statistik als bei niedrigen Energien. Um die Statistik auch bei niedrigeren Energien zu verbessern, muss demzufolge länger gemessen werden, wobei ein Großteil der Messzeit in die Verbesserung der ohnehin schon guten Statistik bei hohen Energien fließt. Darum wird die Messzeit bei langen Scans über die Formel

$$t = \frac{t_0}{1 + F \cdot \left(\frac{E}{\text{eV}}\right)^{\frac{3}{2}}} \quad (3.3)$$

in Abhängigkeit der Elektronenenergie E festgelegt. Für die Messungen in dieser Arbeit wurden für die freien Parameter die Werte $t_0 = 100$ ms und $F = 2000$ gewählt. Durch diese

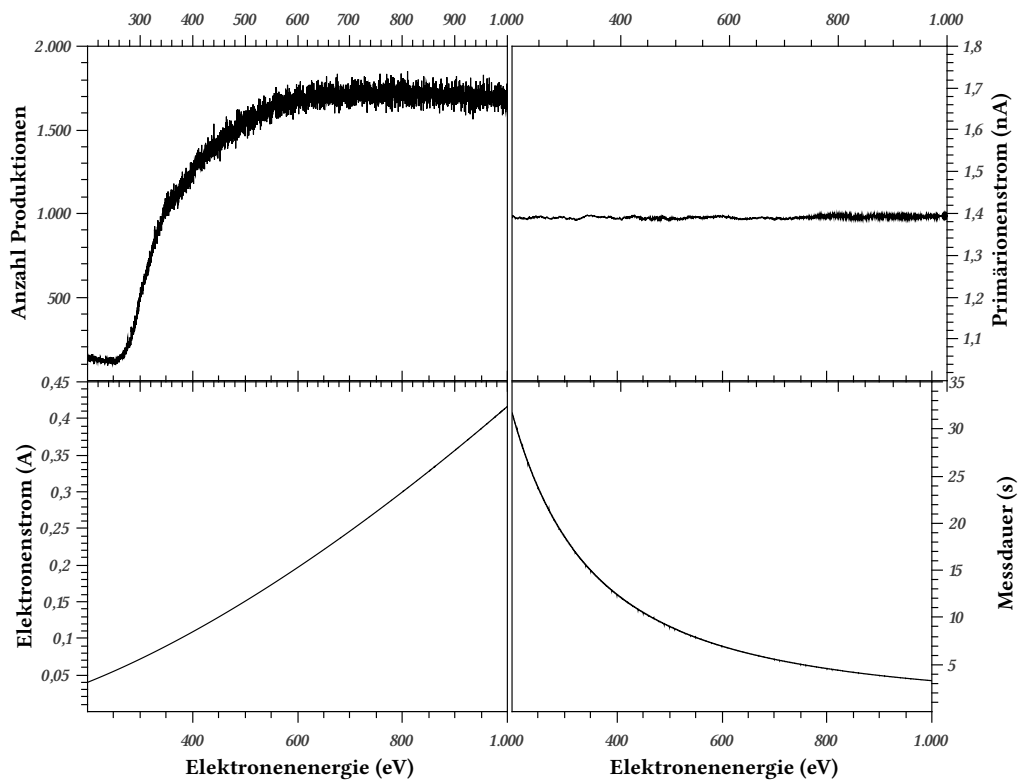


Abbildung 3.5.: Typische Spektren der vier Messgrößen einer relativen Wirkungsquerschnittsmessung.

3.3. Elektronenkanone

Formel erhält man den im rechten unteren Spektrum zu sehenden Verlauf der Messzeit pro Kanal.

Das Spektrum oben links enthält die Anzahl der bei dieser Energie im Verlaufe der Messung entstandenen Produktionen. Grob entspricht diese Darstellung bereits dem Verlauf des Wirkungsquerschnitts, leicht verzerrt durch die nichtkonstanten Variablen Elektronenstrom und Messdauer. Oben rechts ist der durchschnittliche Primärionenstrom zu sehen. Unten links ist der gemittelte Elektronenstrom gezeigt, welcher durch die Zeitmodulation nach Gl. 3.3 monoton ansteigt. Für eine genauere Darstellung der Relativmessung sei auf Tittle (2006) verwiesen.

3.3. Elektronenkanone

Der für die Elektronenstoßionisation benötigte Elektronenstrom wird von einer von Becker u. a. (1985) entwickelten Elektronenkanone geliefert. Diese kann im Bereich von 0 eV bis 1000 eV Ströme bis zu 450 mA liefern. Der Aufbau der Kanone ist in Abb. 3.6 schematisch dargestellt. Für tieferegehende Informationen sei auf o.g. Arbeit verwiesen.

3.3.1. Energiekalibrierung

Die am Experiment eingestellte Elektronenenergie entspricht i.d.R. nicht der realen Energie der Elektronen. Unvermeidbare hochohmige Kontakte zwischen den verschiedenen Potentialen sowie gewisse Toleranzen der Ausgabewerte sorgen für eine Abweichung des Ist- vom Soll-Werts. Somit empfiehlt es sich, regelmäßig eine Kalibrierung der Elektronenenergie durchzuführen.

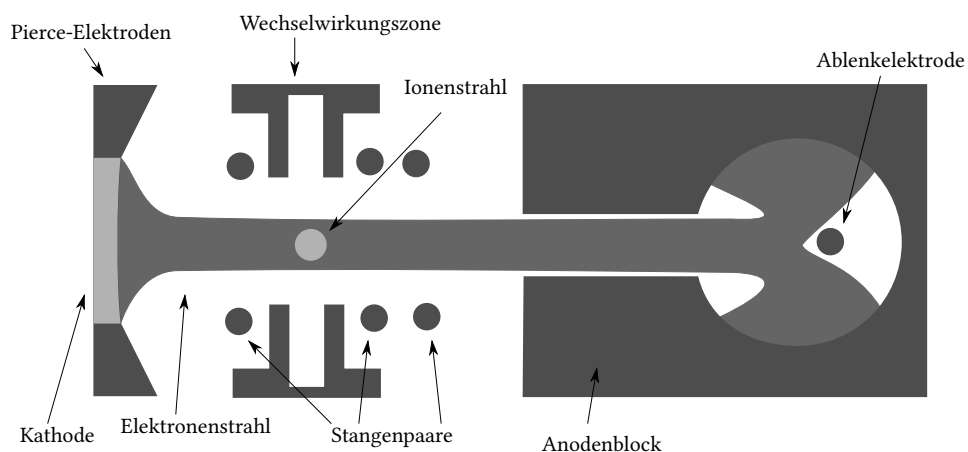


Abbildung 3.6.: Schematischer Aufbau der Elektronenkanone.

Hierzu wird die genau bekannte Ionisationsschwelle von He^+ mit einem Referenzwert von 54.417 762 17(2) eV (Kramida u. a. 2013) verwendet. Zur Bestimmung der Ionisationsschwelle wurde ein von Winkler u. Märk (1994) entwickeltes Verfahren eingesetzt. Bei diesem wird der folgende Verlauf des Wirkungsquerschnitts im Bereich der Einsatzschwelle angenommen:

$$\sigma(E) = \begin{cases} b & \text{für } E < E_1 \\ b + c(E - E_1)^p & \text{für } E \geq E_1 \end{cases} \quad (3.4)$$

Dabei stellt b den Untergrund dar, p ist der Wannier-Exponent, E_1 die Ionisationsschwelle und c ein Anpassungsfaktor. Dieser wird weiter mit einer Gerätefunktion gefaltet. Für diese wird eine Gaußverteilung angesetzt. Damit ergibt sich der Verlauf des gemessenen Querschnitts an der Ionisationsschwelle zu

$$F(E) = \begin{cases} b & \text{für } E < E_1 \\ b + c \int_{-\infty}^{\infty} (x - E_1)^p e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{E-x}{\Delta E}\right)^2} dx & \text{für } E \geq E_1 \end{cases} \quad (3.5)$$

Hierbei ist ΔE die Breite der Energieverteilung. Die Faltung wurde in Mathematica mit der Funktion *Convolve* durchgeführt und das Ergebnis anschließend mit *PowerExpand* und *FullSimplify* vereinfacht. Der analytische Ausdruck für den gefalteten Wirkungsquerschnitt lautet

$$F(E) = \frac{c}{\sqrt{2\pi}} \left(\sqrt{2}\Delta E\right)^{p-1} \left(\sqrt{2}(E - E_1) \Gamma\left[1 + \frac{p}{2}\right] {}_1F_1\left[\frac{1-p}{2}; \frac{3}{2}; -\frac{1}{2}\left(\frac{E_1 - E}{\Delta E}\right)^2\right] + \right. \\ \left. \Delta E \Gamma\left[\frac{p+1}{2}\right] {}_1F_1\left[-\frac{p}{2}; \frac{1}{2}; -\frac{1}{2}\left(\frac{E_1 - E}{\Delta E}\right)^2\right] \right) \quad (3.6)$$

Hierbei bezeichnet $\Gamma[x]$ die Gamma-Funktion und ${}_1F_1[a; b; x]$ die konfluente hypergeometrische Funktion. Mathematische Hintergründe der hypergeometrischen Funktion lassen sich z. B. bei Klein (1981) nachlesen, eine Einführung in die numerische Berechnung bei Pearson (2009). In Abb. 3.7 ist der Fit der Daten mit dem modellierten Wirkungsquerschnitt dargestellt. Aus diesem ergibt sich eine Verschiebung der Energie von

$$dE = E_{\text{exp}} - E_{\text{ref}} \quad (3.7)$$

$$= 56.0585 \text{ eV} - 54.4178 \text{ eV} \quad (3.8)$$

$$= 1.6396 \text{ eV} \quad (3.9)$$

Die Energien aller Messungen sind somit um 1.6 eV zu reduzieren. Ein Vergleich der Verschiebung mit älteren Messungen aus Tab. 3.1 zeigt, dass diese vollkommen im Rahmen liegt.

3.3. Elektronenkanone

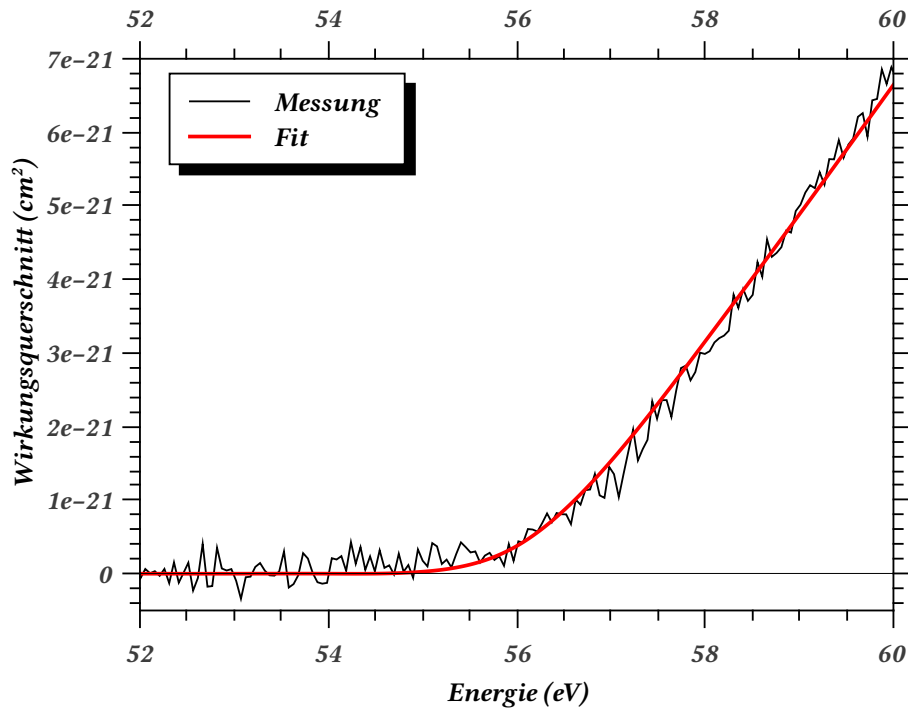


Abbildung 3.7.: Fit zur Bestimmung der Energiekalibration des Elektronenstrahls.

Tabelle 3.1.: Werte der Energieverschiebung seit 2007.

Messung	dE (eV)
April 2007	-0.3
März 2008	0.9
November 2008	1.8
Juni 2009	1.6
April 2010	1.3
Juli 2013	1.6

Der Fit liefert ebenfalls eine Energieunschärfe. Diese beträgt 0.69 eV, was an der Schwelle einer relativen Auflösung $E/\Delta E = 81$ entspricht. Für genauere Ergebnisse müssten die Halbwertsbreiten von Resonanzen vermessen werden, welche in den Wolframspektren allerdings nicht vorkommen.

Eine Problematik bei der Verwendung des Fits ist die Festlegung der Obergrenze für den Fit. Meist lässt sich ein Bereich für die Obergrenze finden, in welchem die Änderung der Grenze nur eine geringe Änderung der Fitparameter bewirkt. Der angegebene Wert wird durch Mittelung in diesem Bereich bestimmt.

3.3.2. Elektronenstromkorrektur

Die während der Messung eingelesenen Werte für den Elektronenstrom entsprechen dem von der Kathode emittierten Strom. Dies entspricht allerdings nicht dem in der Wechselwirkungszone mit dem Ionenstrahl kreuzenden Strom, da Verluste beim Transport dorthin unvermeidlich sind. An der Elektronenkanone (siehe Abb. 3.6) können an der Kathode, Anode, Wechselwirkungszone sowie allen drei Stangenpaaren die auftretenden Ströme gemessen werden. Es wird angenommen, dass der die Wechselwirkungszone erreichende Strom der von der Kathode emittierte Strom ist, abzüglich dem am ersten Stangenpaar auftretenden Strom. Prinzipiell könnte noch an der Wechselwirkungszone Strom verloren gehen. Da hier allerdings nicht unterschieden werden kann, ob der Strom vor oder nach dem Ionenstrom auf die Wechselwirkungszone trifft und zudem ab einer Energie von in etwa 180 eV das Vorzeichen des Stroms aufgrund von Restgasionisation wechselt, wird dieser Beitrag nicht beachtet.

Da vor Beginn der Messungen die Elektronenkanone ausgebaut und gereinigt wurde, war eine erneute Elektronenstromkorrektur von Nöten. Da nicht der gesamte von der Kathode entsandte Elektronenstrom in der Wechselwirkungszone mit dem Ionenstrahl überlagert, ist eine von der Elektronenstromenergie abhängige Korrektur zu finden, um die Wirkungsquerschnitte korrigieren zu können.

Zur Korrektur des Elektronenstroms wird aus den Messwerten (siehe Abb. 3.8) der Faktor

$$C(E) = \frac{I_K - I_{S1}}{I_K} \quad (3.10)$$

bestimmt, wobei I_K für den Kathoden- und I_{S1} für den Strom am ersten Stangenpaar steht. Diese Punkte werden anschließend mit einer Funktion $F(E)$ der Form

$$F(E) = a + b \cdot e^{-x/c} + d \cdot e^{-x/e} \quad (3.11)$$

3.3. Elektronenkanone

Tabelle 3.2.: Werte der Fitparameter der Elektronenstromkorrektur.

Parameter	Wert
a	-21.23
b	-0.22
c	24.55
d	22.18
e	-8 238 011.06

gefittet, siehe Abb. 3.9. Der effektive Elektronenstrom kann anschließend über $I_{eff}(E) = F(E) \cdot I_K(E)$ bestimmt werden. Der Fehler wird mit $\Delta F = 1 - F$ sehr konservativ angesetzt. Für den Fit ergaben sich die in Tab. 3.2 angegebenen Werte.

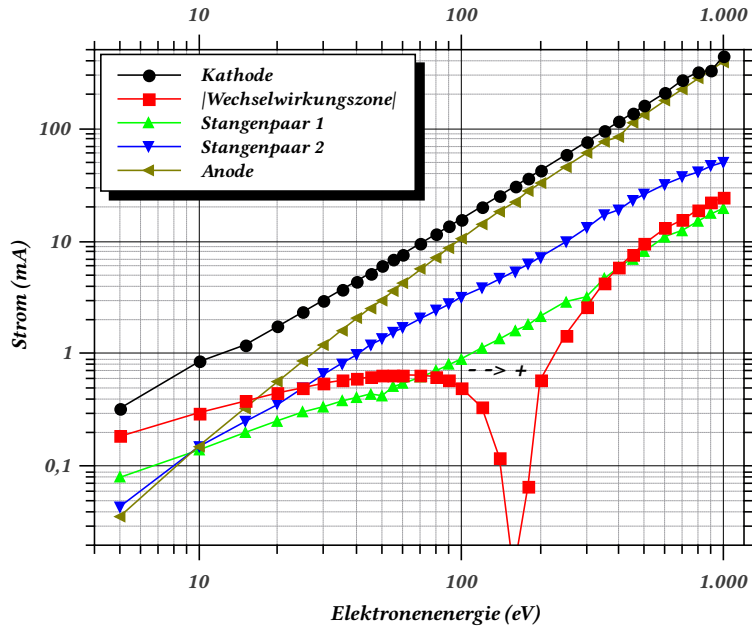


Abbildung 3.8.: Plots der zur Elektronenstromkorrektur gemessenen Ströme. Bei 180 eV ändert sich das Vorzeichen des Stroms an der Wechselwirkungszone von minus nach plus.

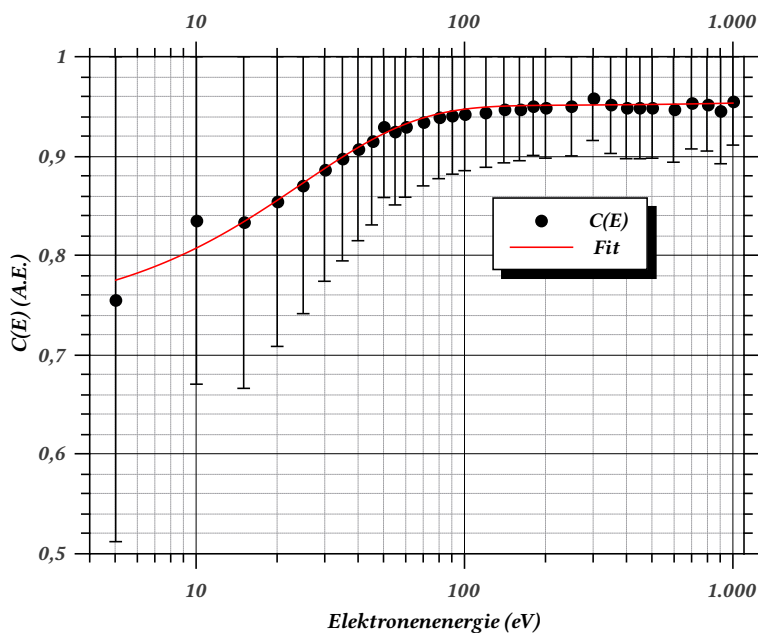


Abbildung 3.9.: Fit der Elektronenstromkorrektur.

4. Ergebnisse

4.1. Zusammensetzung des Ionenstrahls

Zur Identifikation der Isotope wurden regelmäßig Masse-zu-Ladungs-Verhältnismessungen mit dem ersten Analyse-magnete (siehe Abb. 3.3) durchgeführt, um sicher zu stellen, dass das zu untersuchende Primärion hinreichend gut von anderen Ionen getrennt ist. Die Masse-zu-Ladungs-Verhältnismessungen wurden mit einer Magnetfeldschrittweite von 1 G durchgeführt, wobei bei jedem Punkt 500 ms gemessen wurde. Nach jedem Umstellen des Magnetfelds wurde ebenfalls 500 ms gewartet, bevor mit der Messung begonnen wurde. Die Schlitzbreite lag dabei typischerweise bei $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$. Diese Parameter sind nicht in Hinblick auf eine gute Auflösung gewählt, sondern um in vertretbarer Zeit einen Überblick über die Ionenverteilung im Strahl zu erhalten. Die Masse-zu-Ladungsverhältnismessungen wurden auf Faradybecher vier (siehe Abb. 3.3) gemessen.

In Abb. 4.1 ist exemplarisch eine solche Masse-zu-Ladungs-Verhältnismessung dargestellt. Die Strahlführung war dabei auf W^{13+} optimiert und es wurde der Masse-zu-Ladungsbereich von W^{13+} bis W^{17+} untersucht. Wolfram lässt sich aufgrund seiner recht markanten natürlichen Isotopenverteilung in solchen Spektren recht leicht identifizieren. In Tab. 4.1 sind die auf ^{184}W normierten Isotopenverhältnisse von Wolfram nach Böhlke u. a. (2005) gelistet. Man sieht, dass in diesem Masse-zu-Ladungsbereich die Wolframladungszustände $14+$ und $13+$ von anderen Ionen überlagert sind. Die $^{12}\text{C}^+$ -Signatur ist gut genug vom Ladungszustand $15+$ getrennt. Für die Wirkungsquerschnittsmessungen wurde das Isotop mit der Massenzahl 184 verwendet, welches auch von $^{13}\text{C}^+$, $^{14}\text{C}^+$ und $^{14}\text{N}^+$ klar abgetrennt ist, so dass jeder Ladungszustand sauber ausgewählt werden kann.

Wie in Kapitel 5 und den Abschnitten zur Einfachionisation der einzelnen Ladungszuständen noch genauer ausgeführt, ist davon auszugehen dass im Ionenstrahl metastabile Zustände enthalten sind. In der Literatur gibt es für die untersuchten Ladungszustände keine

Tabelle 4.1.: Isotopenverhältnisse von Wolfram nach Böhlke u. a. (2005), auf ^{184}W normiert.

Massenzahl	180	182	183	184	186
rel. Häufigkeit (%)	0.391 62	86.479	46.714	100	92.768

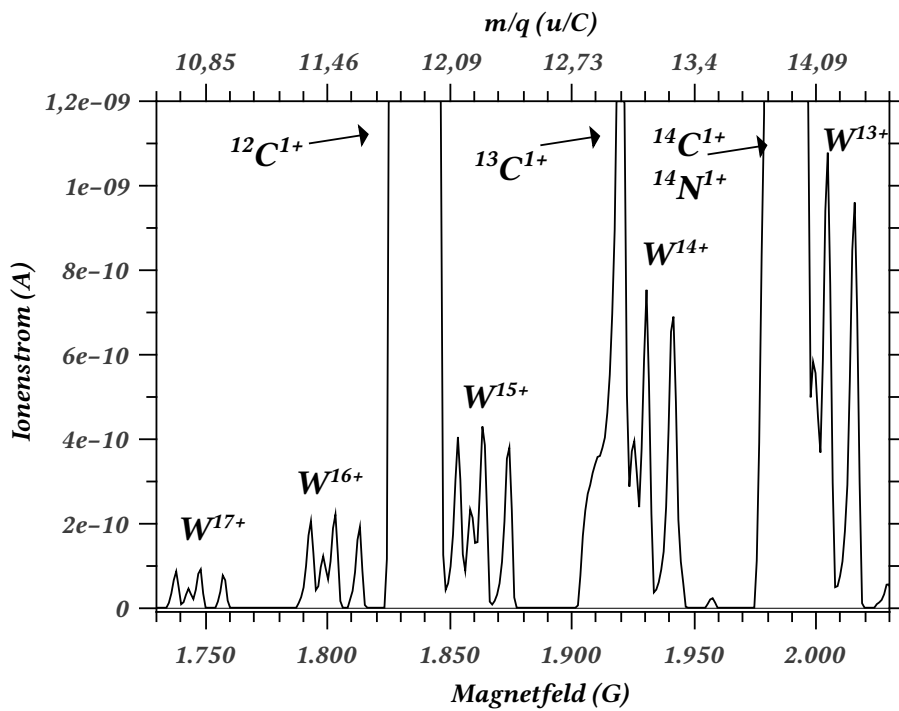


Abbildung 4.1.: Masse-zu-Ladungsverhältnismessung in der Region W¹³⁺ bis W¹⁷⁺.

Zerfallsraten angeregter Zustände, auf welche sich bezogen werden könnte. Wie Rechnungen zu z. B. W²⁰⁺ (Schippers u. a. 2011) und frühere Experimente (Stenke u. a. 1995; Spruck 2011) zeigen, ist jedoch stark vom Vorhandensein solch metastabiler Zustände im Strahl auszugehen.

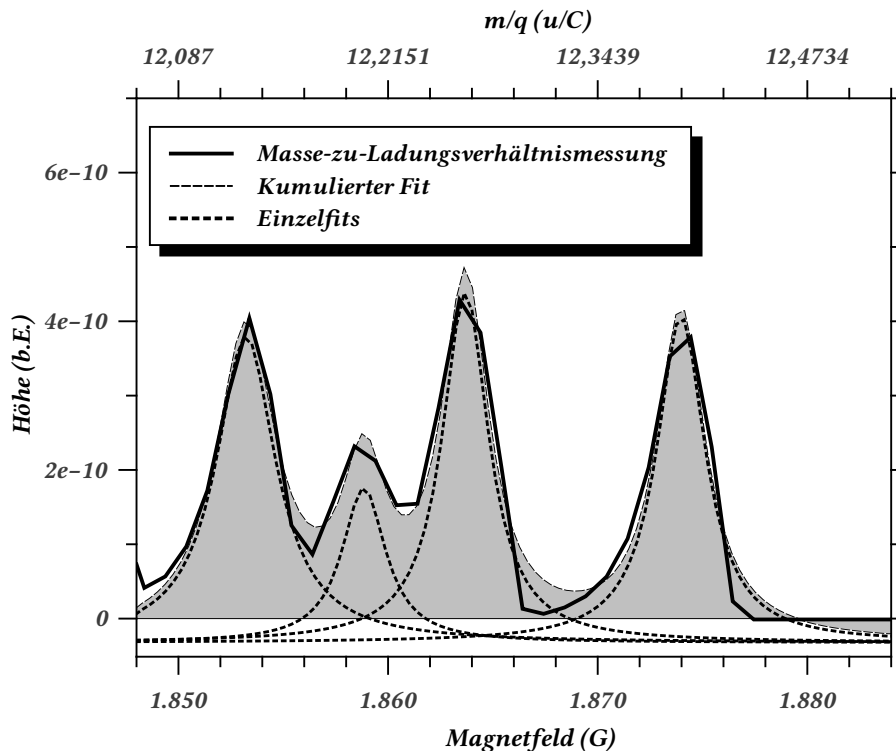
4.2. Einfachionisation von W^{13+} 

Abbildung 4.2.: Lorentzfits des Ladungszustands 15+.

4.1.1. Massenauflösung

Für alle gut getrennten Wolframisotope wurde mithilfe von Lorentzfits die Massenauflösung bestimmt. Ein solcher Fit ist in Abb. 4.2 gezeigt. Die durchgezogene Linie stellt das gemessene Spektrum dar, die gepunktete Linien sind die Lorentzfits der Isotope und die graue Fläche entspricht der Summe der einzelnen Fits. Die Massenauflösung beträgt x_0/Γ , wobei x_0 der Mitte und Γ der Halbwertsbreite der Lorentzkurve, mit auf Masse-zu-Ladungs-Verhältnis skaliertes Abszisse, entspricht. Die gemittelte Auflösung lag bei 360 mit Schwankungen von 25 % nach oben und unten.

4.2. Einfachionisation von W^{13+}

4.2.1. Verlauf des Wirkungsquerschnitts

In Abb. 4.3 ist ein Ausschnitt aus Abb. 4.1 für W^{13+} zu sehen. Das Isotop mit der Massezahl 182 ist mit einer breiten Linie überlagert, welche durch $^{14}C^+$ und $^{14}N^+$ entsteht. Das für die Messungen verwendete Isotop mit der Massezahl 184 ist jedoch gut getrennt.

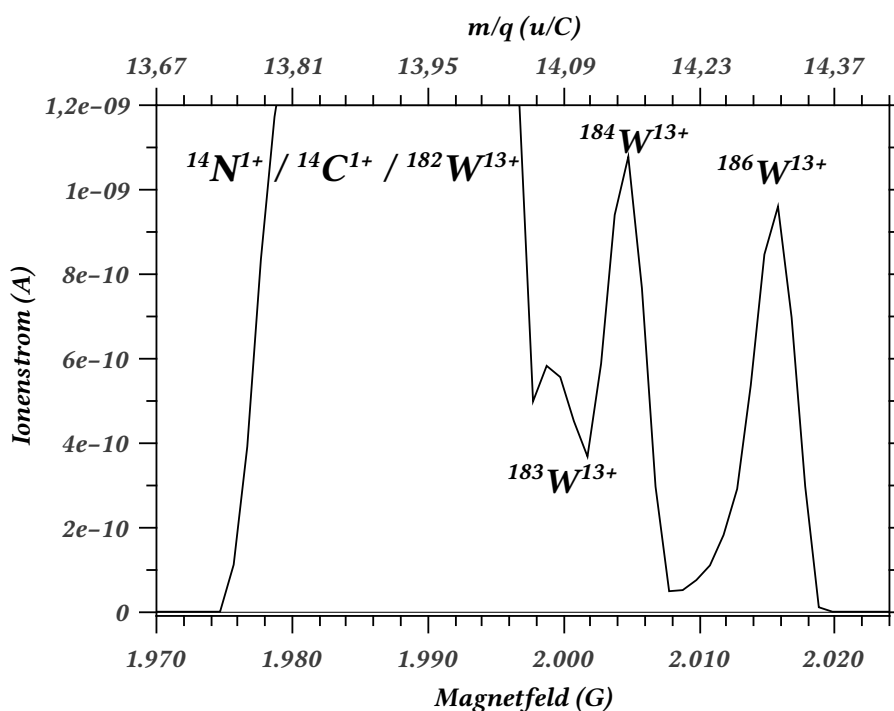


Abbildung 4.3.: Ausschnitt der Masse-zu-Ladungsverhältnismessung für W^{13+} .

Der aus der Scanmessung resultierende relative Wirkungsquerschnitt wurde an die gemessenen und in Tab. A.1 angegebenen absoluten Wirkungsquerschnitte angepasst. Der so erhaltene Verlauf ist in Abb. 4.4 dargestellt. Der Wirkungsquerschnitt ist frei von Strukturen und erreicht sein Maximum in etwa bei 650 eV mit ca. $6.9 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$. Anschließend fällt der Querschnitt bis auf 5.5 cm^2 bei 1 keV ab. Bei 350 eV gibt es zwei Ausreißer bei den Absolutwerten, welche etwas niedriger liegen als erwartet. Beide befinden sich jedoch im Rahmen des Fehlers. Die Absolutwerte im Bereich zwischen 250 eV und 260 eV liegen etwas höher als von der Relativmessung zu erwarten, jedoch ist der relative Fehler mit bis zu 80 % aufgrund der in Abschnitt 3.2 genannten Gründe hier recht hoch.

4.2.2. Theoretischer Vergleich

Das Los Alamos National Laboratory (LANL) stellt auf seiner Internetpräsenz¹ eine Webchnittstelle für seinen Atomic Physics Code zur Verfügung. Mit diesem ist es möglich, Einsatzschwellen sowie Wirkungsquerschnitte für die Ionisation und Anregung frei wählbarer Zustände auszurechnen.

Das Grundzustandsniveau von Promethium-artigem W^{13+} wird von Kramida u. Shirai (2009) als $[\text{Kr}] 4d^{10} 4f^{13} 5s^2 \ ^2F_{7/2}$ angegeben. Als alternative Möglichkeit wird das Niveau

¹<http://aphysics2.lanl.gov/tempweb/lanl/>

4.2. Einfachionisation von W^{13+}

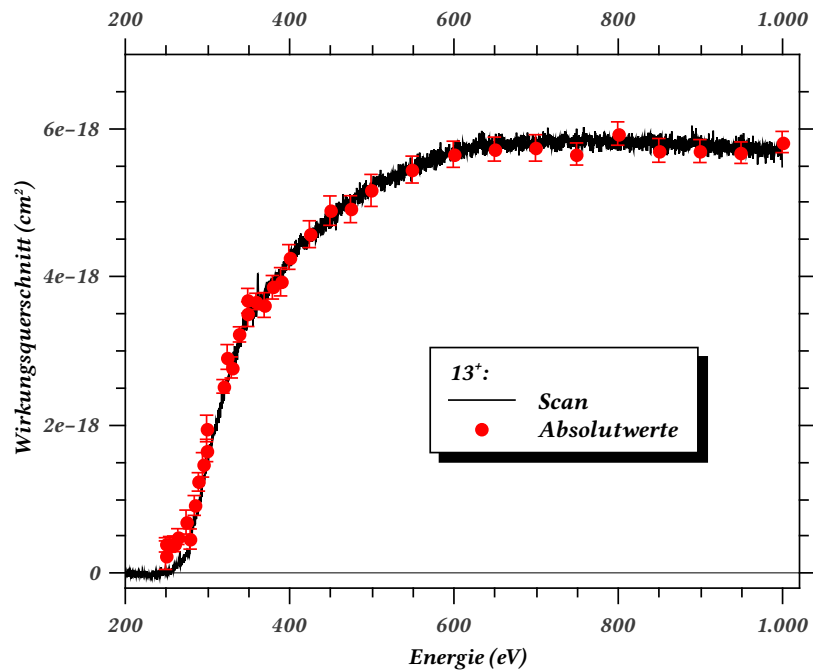


Abbildung 4.4.: Verlauf des Wirkungsquerschnitts der Einfachionisation von W^{13+} . Die Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler mit 95%-Konfidenzintervall.

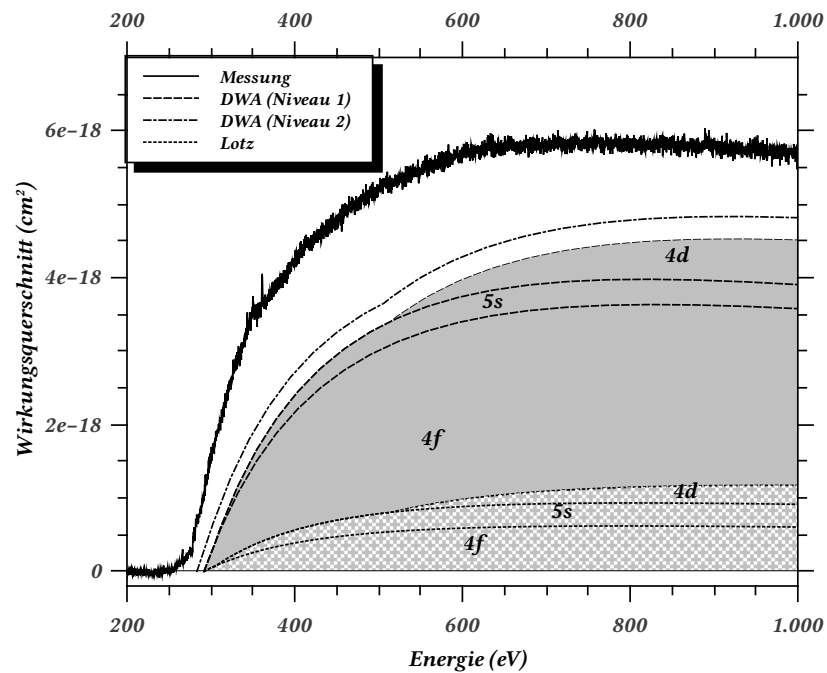


Abbildung 4.5.: Vergleich des gemessenen Wirkungsquerschnitts mit theoretischen Rechnungen der direkten Ionisation von W^{13+} . Die schraffierte Fläche entspricht dem mit der Lotz-Formel berechneten Wirkungsquerschnitt, die durchgehend gefärbte Fläche der Berechnung mit dem LANL-Code. Grau unterlegt ist die Rechnung für Niveau eins, weiß die für Niveau 2.

Tabelle 4.2.: Parameter der Lotz-Formel. Die Einheit ist $1 \times 10^{-14} \text{ cm}^2 \text{ eV}^2$

Unterschale	a	b	c
5s	4	0	0
4f	1.3	0.96	0.12
4d	2	0.9	0.15
4p	4	0.5	0.5
4s	4	0	0

[Kr] $4d^{10} 4f^{14} 5s^1 {}^2S_{1/2}$ genannt. Es wurden für beide Niveaus getrennte Rechnungen durchgeführt, die Anregungsquerschnitte wurden jedoch nur für das erste Niveau berechnet. Neben der direkten Ionisation wurden auch Rechnungen für $4p \rightarrow nl$ und $4d \rightarrow nl$ Anregungen bis einschließlich $n = 8$ durchgeführt. In den EA-Wirkungsquerschnitt gingen alle Kanäle ein, welche autoionisieren können und deren höchster Wert mehr als $1 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ betrug. Diese Einschränkung wurde zur Reduzierung des Aufwands aufgestellt und dürfte bei gemessenen Wirkungsquerschnitten in der Größenordnung von $1 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ zu vernachlässigbaren Fehlern führen. Es wurde, wie in der Literatur (z. B. Pindzola u. a. (2013)) üblich, angenommen, dass die Abregung ausschließlich strahlungsfrei vonstatten geht. Die Rechnungen wurden mit der Configuration Averaged Distorted Wave Approximation (CADW) durchgeführt. Hierbei wird über die vielen möglichen Feinstrukturzustände gemittelt, um den Rechenaufwand zu minimieren. Die berücksichtigten Kanäle sind in Tab. 4.3 mit einem Kreuz gekennzeichnet. Weiterhin wurden vergleichende Wirkungsquerschnittsrechnungen nach Lotz (1970) für direkte Ionisation durchgeführt. Die Lotz-Formel hat hierbei die Form

$$\sigma(E) = \sum_{i=1}^N a_i \cdot q_i \frac{\ln(E/P_i)}{E \cdot P_i} (1 - b_i \cdot \exp[-c_i (E/P_i - 1)]) \quad (4.1)$$

q_i ist dabei die Anzahl der Elektronen in der i -ten Unterschale, E die Elektronenenergie, P_i das Ionisierungspotential und a_i , b_i und c_i die entsprechenden Parameter aus Tab. 4.2. Die Potentiale sind jeweils in Tab. 4.4, Tab. 4.6 und Tab. 4.8 angegeben.

In Abb. 4.5 ist ein Vergleich des gemessenen Wirkungsquerschnitts (durchgezogene Linie) mit den LANL-Rechnungen (gestrichelte bzw. gestrichelt-gepunktete Linie) und dem Lotz-Wirkungsquerschnitt (gepunktete Linie) zu sehen. Zur besseren Unterscheidung ist

 Tabelle 4.3.: Berücksichtigte EA-Kanäle für W^{13+} . Die Zeile kennzeichnet die anzuregende Schale, die Spalte die angeregte Schale.

↗	5p	4f	5d	6s	6p	5f	6d	7p	5g	6f	7d	6g	7f	7g	8d	8f	8g
4d	/	/	X	/	/	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	/	/
4p	X	X	X	/	X	X	/	X	/	/	/	/	/	/	/	/	/

4.2. Einfachionisation von W^{13+}

der LANL-Wirkungsquerschnitt grau hinterlegt und der Lotz-Wirkungsquerschnitt grau schraffiert. Mit Niveau eins ist dabei $^2F_{7/2}$ und mit Niveau zwei $^1S_{1/2}$ gemeint. Berechnet wurde die direkte Ionisation der in Tab. 4.4 gezeigten Schalen mit den angegebenen Ionisationsschwellen, wobei in der ersten Zeile die Schwellen für Niveau eins, in der zweiten Zeile die Schwellen für Niveau zwei stehen. Die Schalen der Hauptquantenzahl 3 wurden hierbei nicht beachtet, da die Ionisationsschwellen über 1 keV liegen. Für die 4p- und 4s-Schale liegen die Schwellen zwar unter 1 keV, allerdings können diese Zustände wiederum autoionisieren, so dass angenommen wird, dass sie nur einen Beitrag zur Doppelionisation leisten.

Beide Rechnungen können den Verlauf des Wirkungsquerschnitts nur mit Einschränkungen wiedergeben. So haben alle eine höhere Einsatzschwelle als die Messung, sind deutlich zu gering angesetzt und können auch nicht den Abfall des Querschnitts ab ca. 600 eV reproduzieren. Im Vergleich der beiden Methoden fällt auf, dass die Lotz-Rechnung den Beitrag der 4f-Ionisation deutlich geringer ansetzt als die CADW-Rechnung. Die Berechnungen für Niveau zwei liefern einen früher einsetzenden und höheren Verlauf als das von Kramida u. Shirai (2009) präferierte Niveau eins.

Betrachtet man zusätzlich zur direkten Ionisation noch die Beiträge der Anregung-Autoionisation, so erhält man das in Abb. 4.6 gezeigte Bild. Der gemessene Verlauf des Wirkungsquerschnitts kann so viel besser wiedergegeben werden. Ab ungefähr 450 eV liegen Messung und Theorie nahezu deckungsgleich. Abweichungen gibt es im Bereich der Schwelle bis etwa 320 eV, wo die Messung nach wie vor deutlich höher als die Theorie ist. Hier könnte die Ionisation metastabiler Zustände eine Rolle spielen, welche eine geringere zusätzliche Anregungsenergie benötigen, um Autoionisieren zu können. Zwischen 320 eV und 450 eV liegt die Theorie etwas unter dem Experiment. Diese Differenz könnte von den nicht betrachteten Anregungskanälen sowie möglichen metastabilen Zuständen verursacht sein. Hierbei ist jedoch zu beachten, dass insbesondere metastabile Zustände den gesamten Wirkungsquerschnittsverlauf erhöhen würden, insbesondere bei höheren Energien die Theorie das Experiment übersteigen würde. Spätestens dann müssten ernsthafte Betrachtungen des Verzweungsverhältnisses angestellt werden, ob die Annahme, dass die Abregung ausschließlich strahlungsfrei stattfindet, zu halten ist. Zusätzlich ist natürlich zu beachten, dass die theoretischen Werte ebenfalls gewissen Ungenauigkeiten unterliegen.

Tabelle 4.4.: Berechnete Ionisationsschwellen der Schalen von W^{13+} unterhalb von 1 keV.

4f	5s	4d
297.88	306.15	514.93
283.41	303.67	506.74

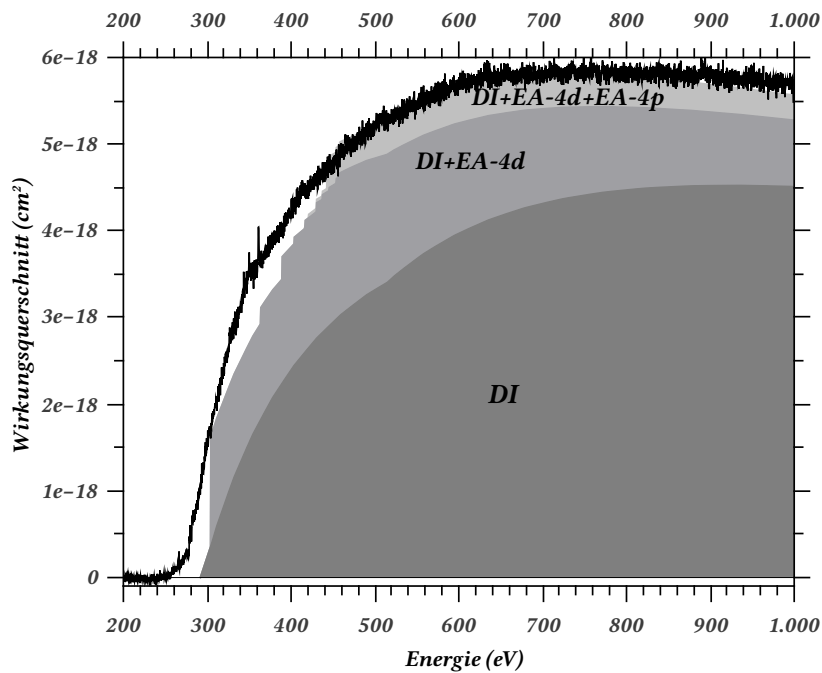


Abbildung 4.6.: Vergleich des gemessenen Wirkungsquerschnitts mit theoretischen Rechnungen unter Berücksichtigung direkter Ionisation und Anregungautoionisation für W^{13+} .

4.2.3. Schwellenverhalten

Gemäß dem in Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Verfahren wurden auch für Wolfram die Ionisationseinsatzschwellen bestimmt.

In Abb. 4.7 ist der Fit der Schwellenregion gezeigt. Der Wirkungsquerschnitt beginnt sich bei 250 eV sanft zu erheben. Mit dem Fit wurde eine Einsatzschwelle von 270.2 eV bestimmt. Nach Kramida u. Shirai (2009) beträgt der Referenzwert 290.7(12) eV, was nach Berechnungen mit dem LANL-Code (Los Alamos National Security) der Ionisation der 4f-Schale entspricht. Zusätzlich zeigt Abb. 4.8 neben dem Wirkungsquerschnitt im Bereich der Schwelle noch den Referenzwert sowie die mit dem LANL-Code berechneten Verläufe des Wirkungsquerschnitts.

Die Abweichung zwischen Messung und dem Referenzwert lassen auf metastabile Zustände im Ionenstrahl schließen. Mögliche Kandidaten wären $4f^{14} 5s$, $4f^{12} 5s^2 5p$ und $4f^{13} 5s 5p$ mit Anregungsenergien von 21.4 eV bis 23.7 eV, 5.9 eV bis 38.6 eV bzw. 27 eV bis 53.4 eV.

4.3. Einfachionisation von W^{14+}

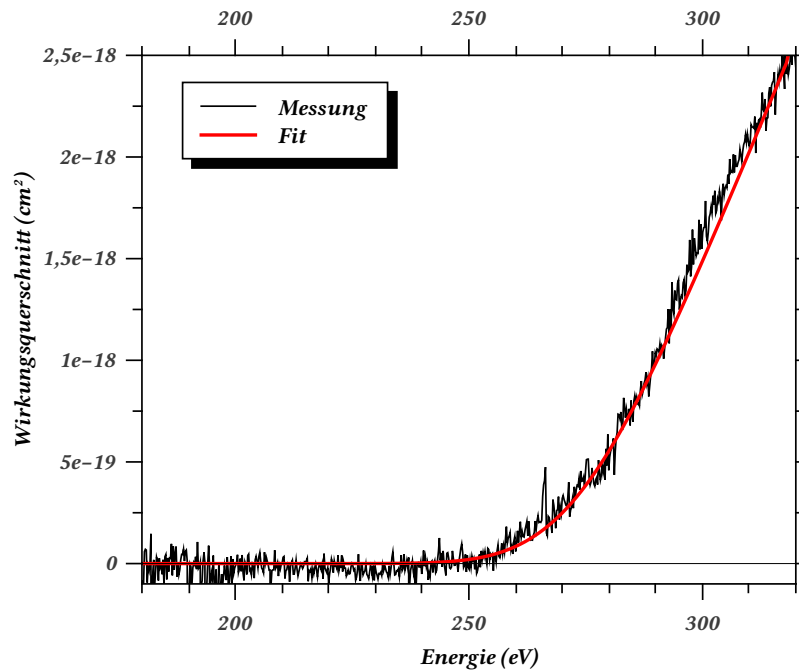


Abbildung 4.7.: Schwellenfit der Einfachionisation von W^{13+} .

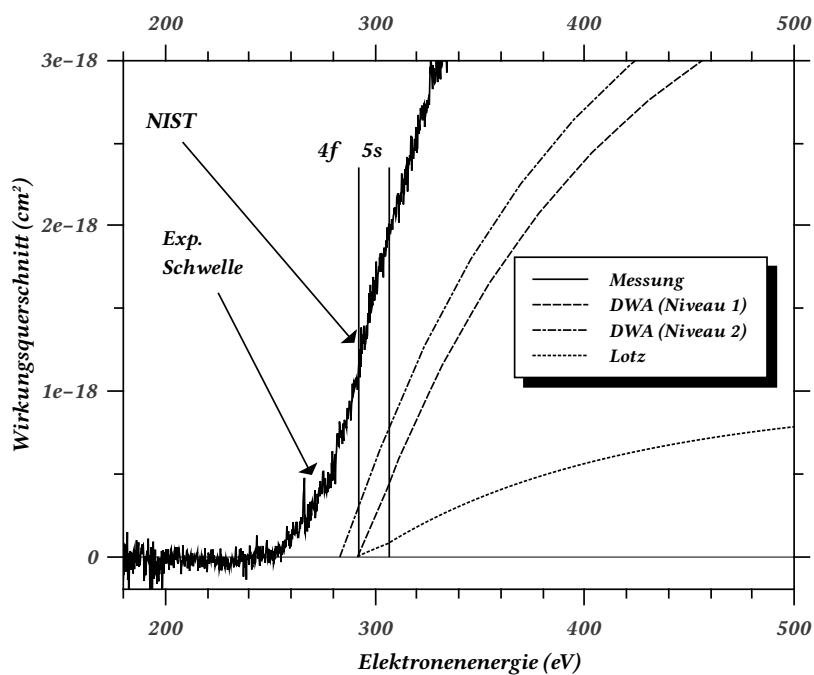


Abbildung 4.8.: Gegenüberstellung der gemessenen Einsatzschwelle von W^{13+} mit Theoriewerten.

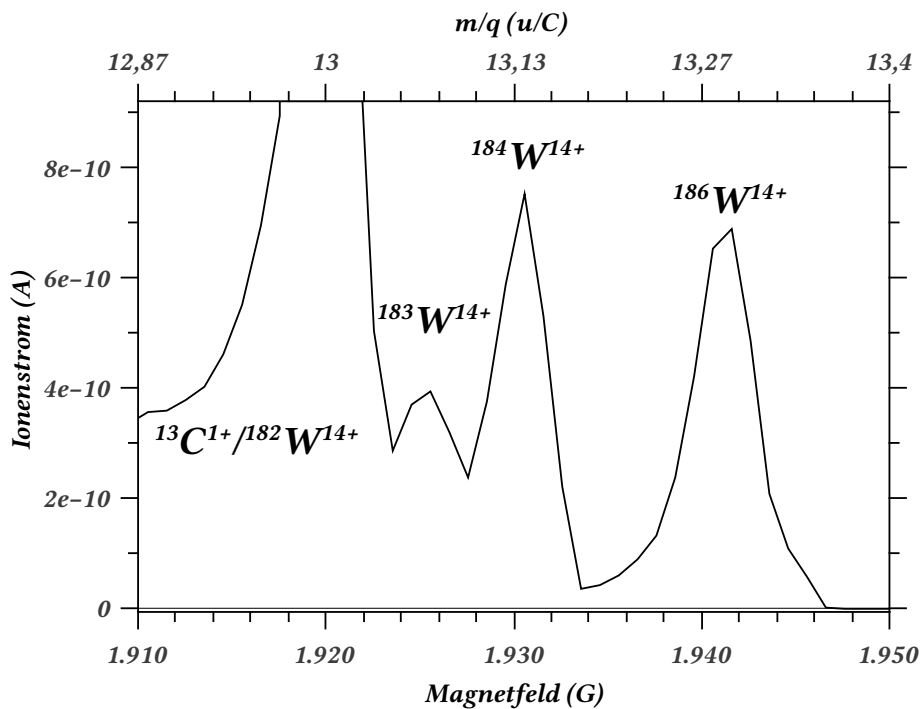


Abbildung 4.9.: Ausschnitt der Masse-zu-Ladungsverhältnismessung für W^{14+} .

4.3. Einfachionisation von W^{14+}

4.3.1. Verlauf des Wirkungsquerschnitts

In Abb. 4.9 ist ein Ausschnitt aus Abb. 4.1 für W^{14+} zu sehen. Das Isotop mit der Massezahl 182 ist mit einer Linie überlagert, welche durch $^{13}C^+$ entsteht. Das für die Messungen verwendete Isotop mit der Massezahl 184 ist jedoch auch hier gut getrennt.

Der aus der Scanmessung resultierende relative Wirkungsquerschnitt wurde an die gemessenen und in Tab. A.2 angegebenen absoluten Wirkungsquerschnitte angepasst. Der so erhaltene Verlauf ist in Abb. 4.10 dargestellt. Der Wirkungsquerschnitt ist frei von Strukturen und erreicht ein bis 1 keV reichendes Plateau bei in etwa 750 eV mit ca. $4.5 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$.

4.3.2. Theoretischer Vergleich

Das Grundzustandsniveau von Neodym-artigen W^{14+} wird von Kramida u. Shirai (2009) als $[Kr] 4d^{10} 4f^{12} 5s^2 3H_6$ angegeben. Neben der direkten Ionisation wurden auch Anregungsrechnungen bis einschließlich in die achte Schale durchgeführt. Für den Anregungsquerschnitt wurden alle Kanäle berücksichtigt, welche autoionisieren können und deren größter Wert mehr als $1 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ beträgt. Wie zuvor wird diese Einschränkung zur Aufwandsminimierung bei erträglichem Fehler getroffen. Die berücksichtigten Kanäle sind in

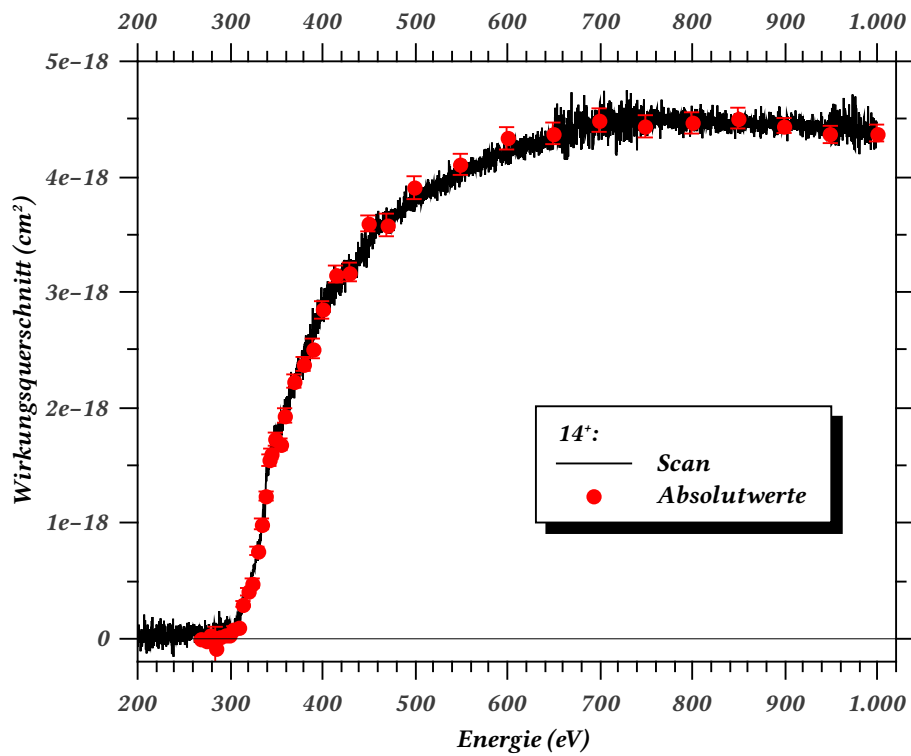
4.3. Einfachionisation von W^{14+} 

Abbildung 4.10.: Verlauf des Wirkungsquerschnitts der Einfachionisation von W^{14+} . Die Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler mit 95 %-Konfidenzintervall.

Tabelle 4.5.: Berücksichtigte EA-Kanäle für W^{14+} . Die Zeile kennzeichnet die anzuregende Schale, die Spalte die angeregte Schale.

\nearrow	5p	4f	5d	6s	6p	5f	6d	7p	5g	6f	7d	6g	7f	7g	8d	8f	8g
4d	/	/	X	X	X	X	X	X	X	X	X	/	/	X	X	X	X
4p	X	X	X	/	X	X	/	X	/	/	/	/	/	/	/	/	/

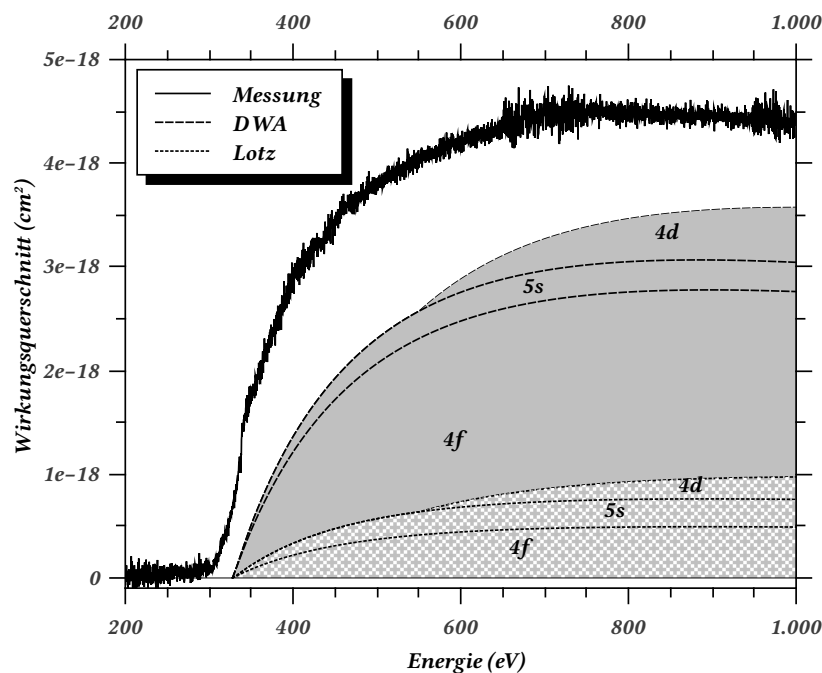
Tab. 4.5 mit einem Kreuz gekennzeichnet. Weiterhin wird auch hier angenommen, dass die Abregung ausschließlich strahlungsfrei stattfindet. Die Rechnungen wurden mit der Configuration Averaged Distorted Wave Approximation (CADW) durchgeführt. Weiterhin wurden vergleichende Wirkungsquerschnittsrechnungen nach Lotz (1970) durchgeführt.

4.3. Einfachionisation von W^{14+} Tabelle 4.6.: Berechnete Ionisationsschwellen der Schalen von W^{14+} unterhalb von 1 keV.

4f	5s	4d
327.98	354.23	550.92

In Abb. 4.11 ist ein Vergleich des gemessenen Wirkungsquerschnitts (durchgezogene Linie) mit der LANL-Rechnung (gestrichelte Linie) und dem Lotz-Wirkungsquerschnitt (gepunktete Linie) zu sehen. Zur besseren Unterscheidung ist der LANL-Wirkungsquerschnitt grau hinterlegt und der Lotz-Wirkungsquerschnitt grau schraffiert. Berechnet wurde die direkte Ionisation der in Tab. 4.6 gezeigten Schalen mit den angegebenen Ionisationsschwellen. Die Schalen der Hauptquantenzahl 3 wurden hierbei nicht beachtet, da die Ionisationsschwellen über 1 keV liegen. Für die 4p- und 4s-Schale liegen die Schwellen zwar unter 1 keV, allerdings können diese Zustände wiederum Autoionisieren, so dass angenommen wird, dass sie nur einen Beitrag zur Doppelionisation leisten.

Beide Rechnungen können den Verlauf des Wirkungsquerschnitts nur mit Einschränkungen wiedergeben. So haben alle eine höhere Einsatzschwelle als die Messung und sind deutlich zu gering angesetzt. Allerdings stimmt die Ausbildung eines Plateaus gegen 1 keV hin mit der Theorie überein, obgleich diese den Beginn etwa 100 eV später ansetzt. Im Vergleich der beiden Methoden fällt auf, dass die Lotz-Rechnung deutlich geringere Beiträge der 4f- und 4d-Ionisation liefert als die CADW-Rechnung.

Abbildung 4.11.: Vergleich des gemessenen Wirkungsquerschnitts mit theoretischen Rechnungen zur direkten Ionisation von W^{14+} .

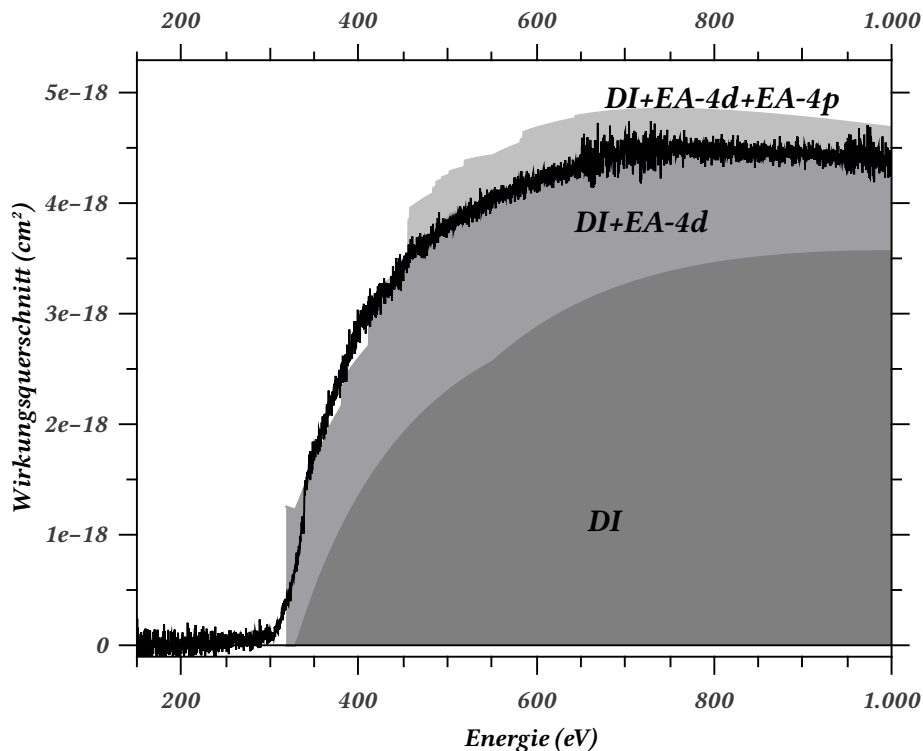
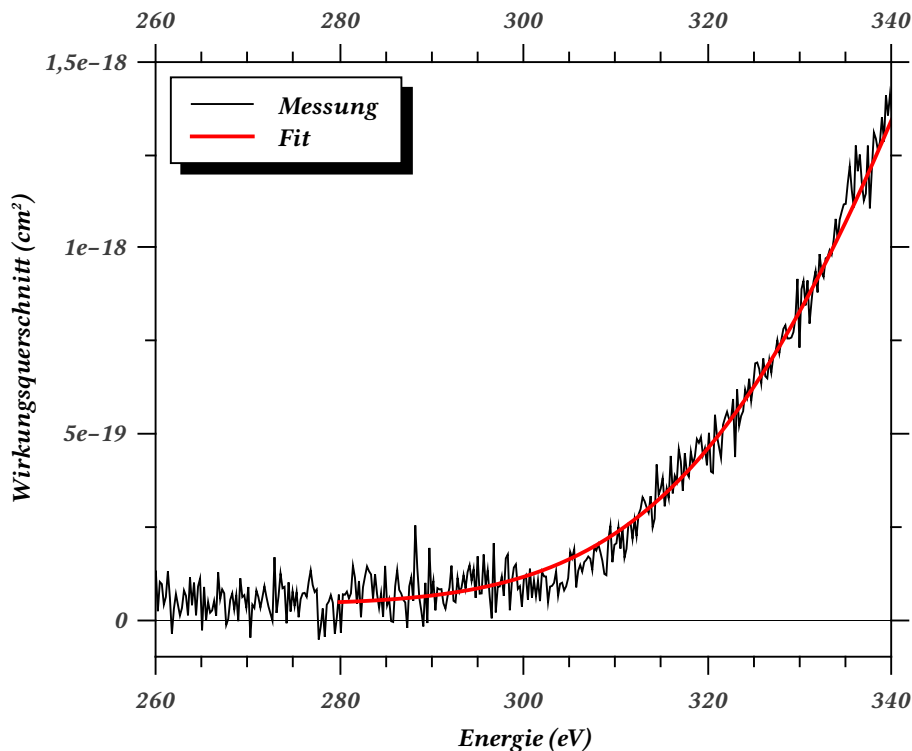


Abbildung 4.12.: Vergleich des gemessenen Wirkungsquerschnitts mit theoretischen Rechnungen der direkten Ionisation von W^{14+} . Die schraffierte Fläche entspricht dem mit der Lotz-Formel berechneten Wirkungsquerschnitt, die durchgehend gefärbte Fläche der Berechnung mit dem LANL-Code.

Betrachtet man zusätzlich zur direkten Ionisation noch mögliche Beiträge der Anregung-Autoionisation, ergibt sich das in Abb. 4.12 gezeigte Bild. Der theoretische Wirkungsquerschnitt stimmt nun deutlich besser mit der Messung überein. Direkte Ionisation sowie Anregung eines Elektrons aus der 4d-Schale mit anschließender Autoionisation zusammen stimmen nahezu komplett mit der Messung überein, außer direkt an der Ionisationsschwelle sowie bei ungefähr 400 eV und 420 eV. Dass die Anregung-Autoionisation eine geringfügig früher einsetzende Schwelle hat, ist dem Umstand geschuldet, dass über Feinstrukturzustände gemittelt wird. Der gemittelte Wirkungsquerschnitt für die direkte Ionisation setzt somit etwas später ein, als die frühest mögliche direkte Ionisation unter Berücksichtigung der Feinstruktur.

Man sieht allerdings auch, dass der Wirkungsquerschnitt unter zusätzlicher Betrachtung der Anregung eines Elektrons aus der 4p-Schale mit anschließender Autoionisation höher liegt als die Messung. Geht man davon aus, dass die Höhe der Anregungsquerschnitte vom LANL-Code korrekt wiedergegeben wird, so muss die Differenz durch Berücksichtigung der Verzweungsverhältnisse der einzelnen Kanäle erklärt werden, welche bei den Betrachtungen alle zu eins angenommen wurden.

4.3. Einfachionisation von W^{14+} Abbildung 4.13.: Schwellenfit der Einfachionisation von W^{14+} .

4.3.3. Schwellenverhalten

Gemäß dem in Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Verfahren wurden auch für Wolfram die Ionisationseinsatzschwellen bestimmt. In Abb. 4.13 ist der Fit der Schwellenregion gezeigt. Der Wirkungsquerschnitt zeigt zwei Schwellen, eine erste kleine bei 280 eV sowie eine weitere in der Region von 300 eV. Mit dem Fit wurde eine Einsatzschwelle von 325.0 eV bestimmt. Nach Kramida u. a. (2013) beträgt der Referenzwert 325.3(15) eV, was nach Berechnungen mit dem LANL-Code der Ionisation der 4f-Schale entspricht. Hier ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment. Zusätzlich zeigt Abb. 4.14 neben dem Wirkungsquerschnitt im Bereich der Schwelle noch den Referenzwert sowie die mit dem LANL-Code berechneten Verläufe des Wirkungsquerschnitts. Die erste minimale Schwelle sowie die gute Übereinstimmung des Fits sprechen für eine nur geringe Anzahl metastabiler Zustände im Ionenstrahl. Mögliche Kandidaten wäre die Konfigurationen $4f^{13} 5s$, $4f^{12} 5s 5p$ sowie $4f^{11} 5s^2 5p$ mit einer Anregungsenergie von 1.9 eV bis 19.9 eV, 13.8 eV bis 75 eV sowie 1.6 eV bis 70 eV. Für die letzten beiden Konfigurationen konnte mit dem LANL-Code aufgrund der hohen Anzahl an Feinstrukturaufspaltungen keine obere Grenze bestimmt werden. Der angegebene Wert wurde deshalb mithilfe der berechneten Werte abgeschätzt.

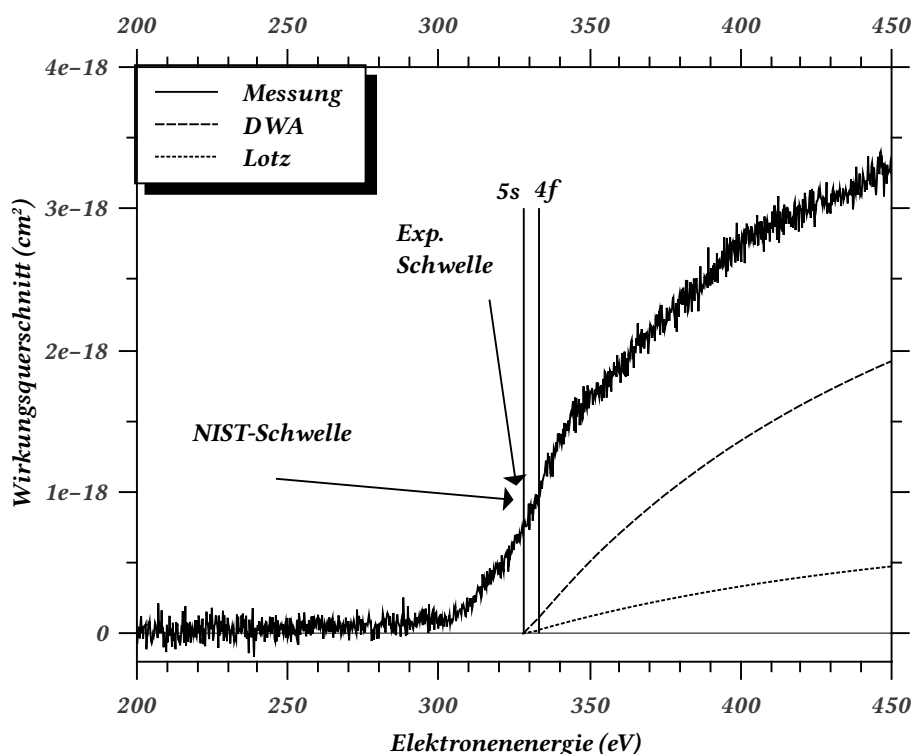


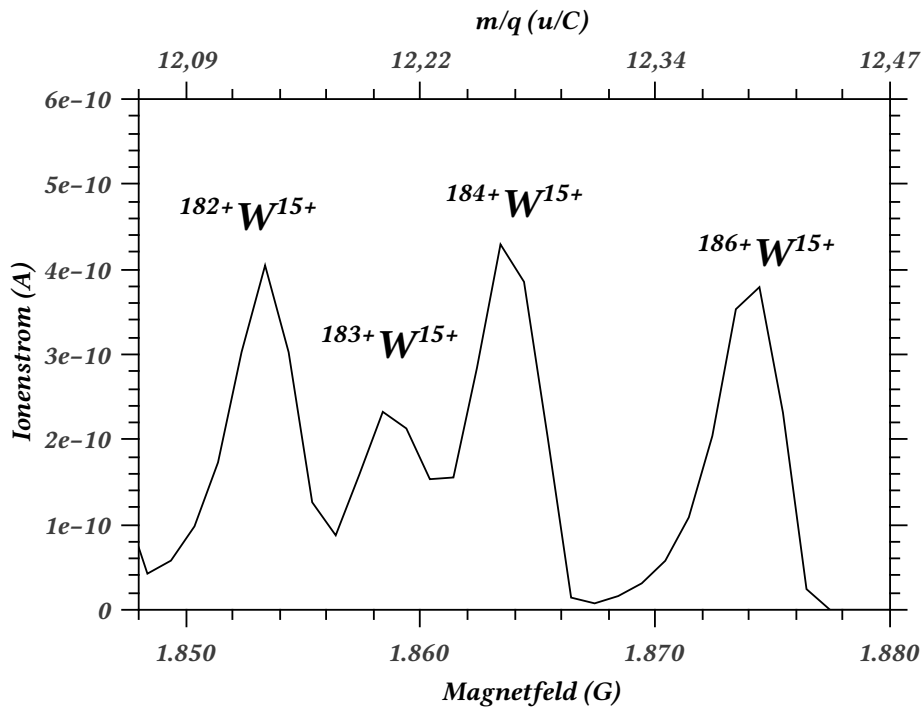
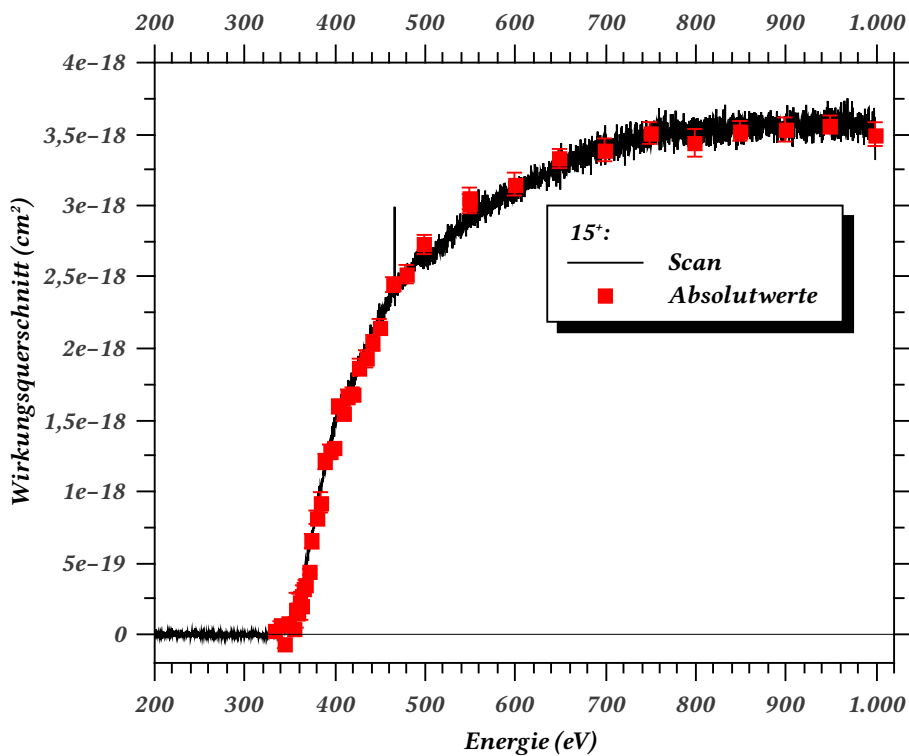
Abbildung 4.14.: Gegenüberstellung der gemessenen Einsatzschwelle von W^{14+} mit Theoriewerten.

4.4. Einfachionisation von W^{15+}

4.4.1. Verlauf des Wirkungsquerschnitts

In Abb. 4.15 ist ein Ausschnitt aus Abb. 4.1 für W^{15+} zu sehen. Das für die Messungen verwendete Isotop mit der Massezahl 184 ist wie auch zuvor gut getrennt.

Der aus der Scanmessung resultierende relative Wirkungsquerschnitt wurde an die gemessenen und in Tab. A.3 angegebenen absoluten Wirkungsquerschnitte angepasst. Der so erhaltene Verlauf ist in Abb. 4.16 dargestellt. Der Wirkungsquerschnitt ist größtenteils frei von Strukturen und erreicht sein Maximum bei 1000 eV mit ca. $3.6 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$. Bei 460 eV ist eine scharf begrenzte Linie zu erkennen, welche durch einen vermutlichen Überschlag in der Quelle hervorgerufenen Ausschlag des Einzelteilchendetektors entstanden ist und keine physikalische Bedeutung hat. Bei 490 eV ist ein kurzzeitiger Abfall im Spektrum zu sehen, welcher physikalisch nicht erklärbar ist und wahrscheinlich ebenfalls einen Messfehler darstellt.

4.4. Einfachionisation von W^{15+} Abbildung 4.15.: Ausschnitt der Masse-zu-Ladungsverhältnismessung für W^{15+} .Abbildung 4.16.: Verlauf des Wirkungsquerschnitts der Einfachionisation von W^{15+} . Die Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler mit 95%-Konfidenzintervall.

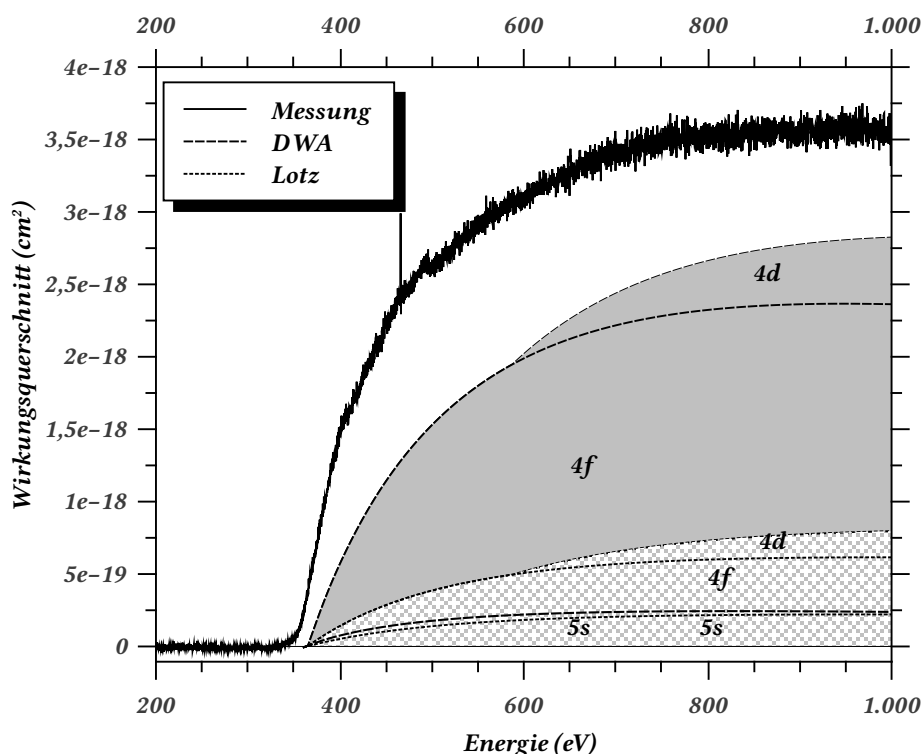


Abbildung 4.17.: Vergleich des gemessenen Wirkungsquerschnitts mit theoretischen Rechnungen der direkten Ionisation von W^{15+} .

4.4.2. Theoretischer Vergleich

Das Grundzustandsniveau von Praseodym-artigem W^{15+} wird von Kramida u. Shirai (2009) als $[Kr] 4d^{10} 4f^{11} 5s^2 2^1_{1/2}$ angegeben. Zusätzlich zur direkten Ionisation wurde auch die Anregung-Autoionisation bis einschließlich in die achte Schale betrachtet. Wie auch zuvor wurden aus Gründen des Aufwands alle Kanäle berücksichtigt, welche Autoionisieren können und deren Wirkungsquerschnitt an der höchsten Stelle mehr als $1 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ beträgt. Diese Kanäle sind in Tab. 4.7 mit einem Kreuz gekennzeichnet. Nach wie vor wird ein Verzweungsverhältnis von eins für die strahlungsfreie Abregung angenommen. Die Rechnungen wurden mit der Configuration Averaged Distorted Wave Approximation (CADW) durchgeführt. Weiterhin wurden vergleichende Wirkungsquerschnittsrechnungen nach Lotz (1970) durchgeführt.

Tabelle 4.7.: Berücksichtigte EA-Kanäle für W^{15+} . Die Zeile kennzeichnet die anzuregende Schale, die Spalte die angeregte Schale.

\nearrow	5p	4f	5d	6s	6p	5f	6d	7p	5g	6f	7d	6g	7f	7g	8d	8f	8g
4d	/	/	/	X	X	X	X	X	X	X	X	/	/	X	X	X	X
4p	X	X	X	/	X	X	/	X	/	/	/	/	/	/	/	/	/

4.4. Einfachionisation von W^{15+} Tabelle 4.8.: Berechnete Ionisationsschwellen der Schalen von W^{15+} unterhalb von 1 keV.

5s	4f	4d
360.83	365.45	588.11

In Abb. 4.17 ist ein Vergleich des gemessenen Wirkungsquerschnitts (durchgezogene Linie) mit der LANL-Rechnung (gestrichelte Linie) und dem Lotz-Wirkungsquerschnitt (gepunktete Linie) zu sehen. Zur besseren Unterscheidung ist der LANL-Wirkungsquerschnitt grau hinterlegt und der Lotz-Wirkungsquerschnitt grau schraffiert. Berechnet wurde die direkte Ionisation der in Tab. 4.8 gezeigten Schalen mit den angegebenen Ionisationsschwellen. Die Schalen der Hauptquantenzahl 3 wurden hierbei nicht beachtet, da die Ionisationsschwellen über 1 keV liegen. Für die 4p- und 4s-Schale liegen die Schwellen zwar unter 1 keV, allerdings können diese Zustände wiederum autoionisieren, so dass angenommen wird, dass sie nur einen Beitrag zur Doppelionisation leisten.

Beide Rechnungen können den Verlauf des Wirkungsquerschnitts nur mit Einschränkungen wiedergeben. So haben beide eine höhere Einsatzschwelle als die Messung und sind deutlich zu gering angesetzt. Im Vergleich der beiden Methoden fällt hier besonders auf, dass die Lotz-Rechnung den Beitrag der 4f- und 4d-Ionisation deutlich geringer ansetzt als die CADW-Theorie. Zwischen den beiden 5s-Anteilen besteht ein nur sehr geringer Unterschied. Da der Grundzustand des nächsthöheren Ladungszustands hier erstmals durch die Entfernung eines Elektrons aus der 5s-Schale erreicht wird, liegt die Ionisationsschwelle der 5s-Schale hier im Unterschied zu W^{13+} und W^{14+} etwas niedriger als die der 4f-Schale.

Unter Berücksichtigung der Anregung-Autoionisation erhält man den in Abb. 4.18 gezeigten Verlauf des Wirkungsquerschnitts. Wiederum stimmt der Verlauf des Wirkungsquerschnitts unter Berücksichtigung der Anregung-Autoionisation deutlich besser mit dem Experiment überein. Ab etwa 480 eV stimmen die Verläufe nahezu exakt überein. Zuvor liegt die Theorie deutlich unter den gemessenen Werten. Zu einem gewissen Anteil ist dies dadurch bedingt, dass keine nennenswerten Anregungen mit Energien nahe der Ionisationsenergie gefunden wurden.

4.4.3. Schwellenverhalten

Gemäß dem in Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Verfahren wurden auch für Wolfram die Ionisationseinsatzschwellen bestimmt. In Abb. 4.19 ist der Fit der Schwellenregion gezeigt. Der Wirkungsquerschnitt zeigt zwei Schwellen, eine erste kleine aber deutlich zu erkennende bei 330 eV sowie eine weitere in der Region von 350 eV. Mit dem Fit wurde eine Einsatzschwelle von 355.6 eV bestimmt. Nach Kramida u. a. (2013) beträgt der Referenzwert

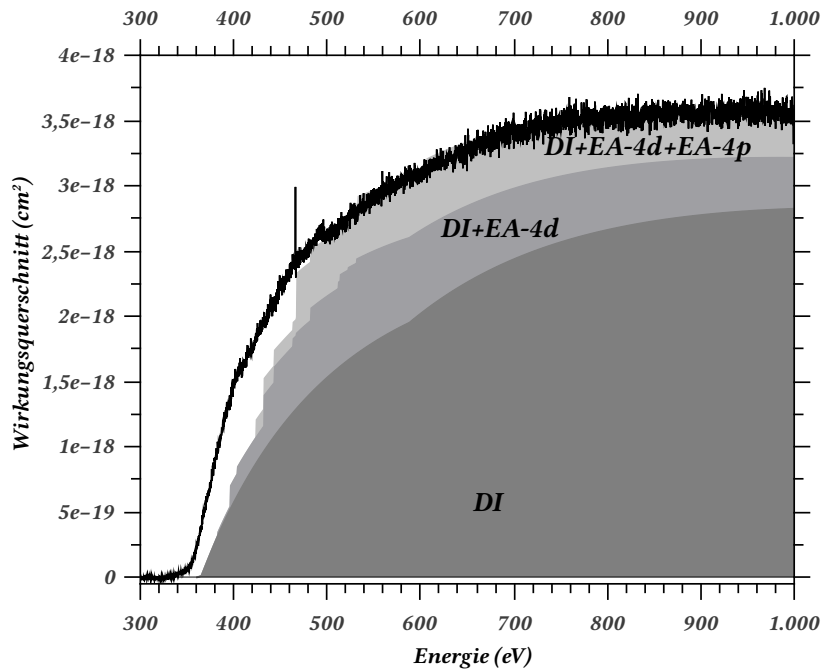


Abbildung 4.18.: Vergleich des gemessenen Wirkungsquerschnitts mit theoretischen Rechnungen der direkten Ionisation von W¹⁵⁺. Die schraffierte Fläche entspricht dem mit der Lotz-Formel berechneten Wirkungsquerschnitt, die durchgehend gefärbte Fläche der Berechnung mit dem LANL-Code.

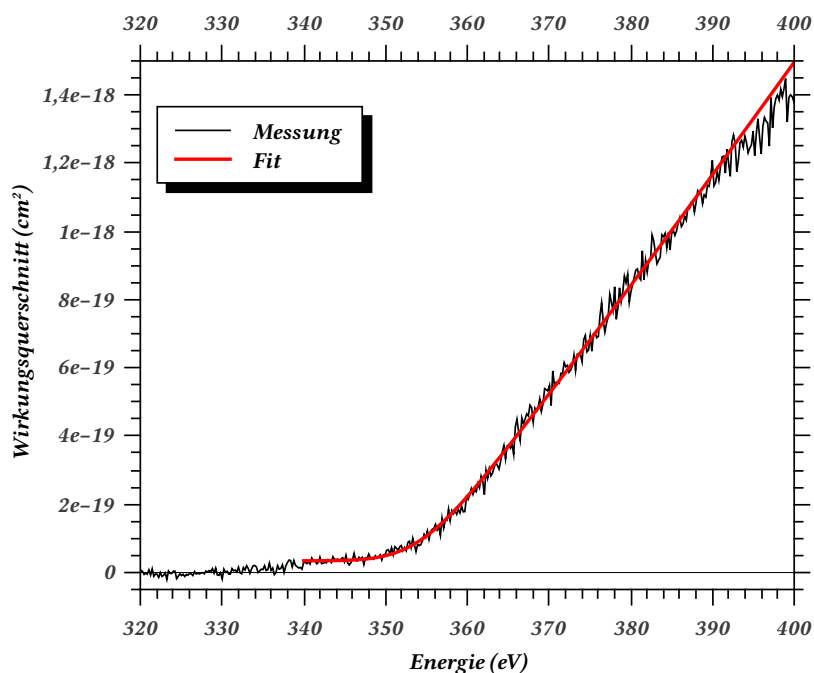


Abbildung 4.19.: Schwellenfit der Einfachionisation von W¹⁵⁺.

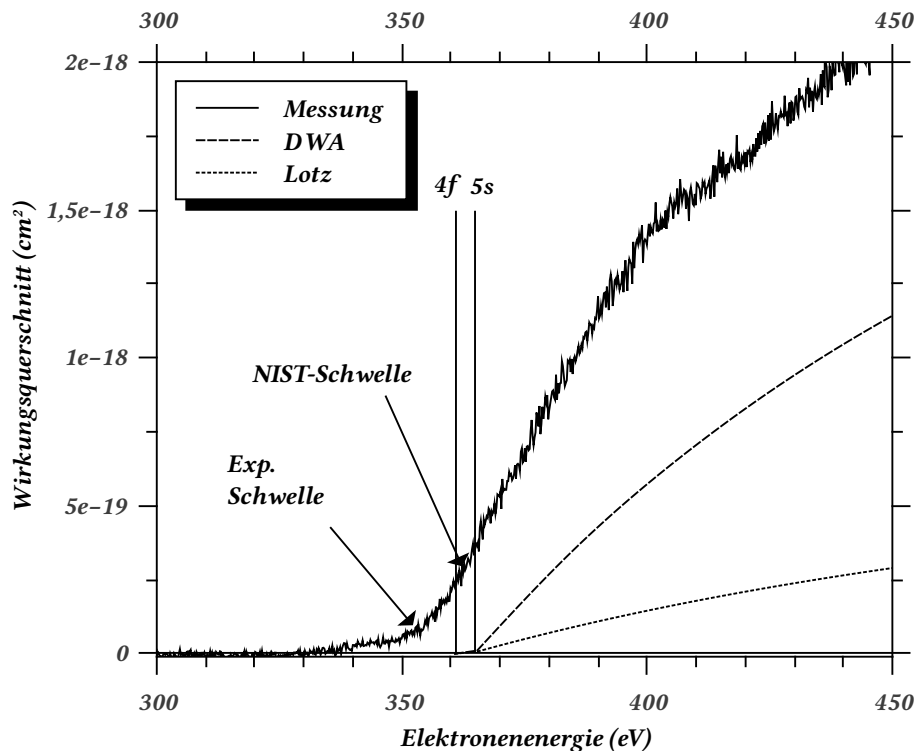
4.4. Einfachionisation von W^{15+} 

Abbildung 4.20.: Gegenüberstellung der gemessenen Einsatzschwelle von W^{15+} mit Theoriewerten.

361.9(12) eV, was nach Berechnungen mit dem LANL-Code der Ionisation der 5s-Schale entspricht. Durch den wiederum merkbaren Anteil an metastabilen Zuständen im Strahl liefert der Fit eine geringere Schwelle als den Referenzwert. Zusätzlich zeigt Abb. 4.20 neben dem Wirkungsquerschnitt im Bereich der Schwelle noch den Referenzwert sowie die mit dem LANL-Code berechneten Verläufe des Wirkungsquerschnitts. Die klare erste kleinere Schwelle sowie die bessere Übereinstimmung der Schwelle gegenüber W^{13+} , aber schlechtere als bei W^{14+} sprechen für eine geringe Anzahl metastabiler Zustände im Strahl.

Mögliche Kandidaten für die metastabilen Zustände wären die Konfigurationen $4f^{12} 5s$, $4f^{13}$, $4f^{11} 5s 5p$ und $4f^{10} 5s 5p$ mit Anregungsenergien von 0.3 eV bis 24.4 eV, 3.5 eV bis 26.3 eV, 8.5 eV bis 52 eV und 6.7 eV bis 50 eV. Für die Konfigurationen mit einem 5p-Elektron konnte die Obergrenze vom LANL-Code aufgrund der hohen Anzahl möglicher Feinstrukturaufspaltungen nicht berechnet werden und wurde abgeschätzt.

5. Diskussion

Das gesetzte Ziel, die bisher noch fehlenden Wirkungsquerschnitte der Elektronenstoßeinfachionisation der Ionen W^{13+} , W^{14+} , W^{15+} und W^{16+} (Auswertung steht im Rahmen eines Vertiefungsmoduls noch aus) konnte im Rahmen dieser Arbeit und eines daran angeschlossenen Vertiefungsmodul erreicht werden.

Die Dauer der Messungen stellte sich als länger als geplant heraus. Die Ionenquelle benötigte eine gewisse Zeit in der Größenordnung von ein, zwei Tagen, um einen hinreichend stabilen Strom des gewünschten Ladungszustands zu liefern. Dieser betrug mit Werten von 1 nA bis 1,5 nA bei Schlitzbreiten von $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ bei allen Ladungszuständen zudem nicht ganz die gewünschte Intensität, was zu der relativ schlechten Statistik der Scannmessungen führte. Im Vergleich zu früheren Messungen wurde deutlich mehr Wolframhexacarbonyl in die Quelle gelassen. Vermutlich durch diesen hohen Druck bedingt kam es während der Messungen immer wieder zu Überschlügen in der Quelle, welche zu kurzzeitig starken Schwankungen im Ionenstrom führten. Die Häufigkeit dieser Überschlüge nahm im Laufe der Zeit immer weiter ab, bis sie gegen Ende hin vollkommen verschwunden waren. Jedoch musste nach 2 Monaten kontinuierlicher Messung die Quelle geöffnet und gereinigt werden, da die Plasmakammer mit einer beträchtlichen Menge Wolfram an den Wänden bedeckt war, welche teilweise schon wieder abgeplatzt waren. Dadurch war kein stabiler Quellenbetrieb mehr möglich.

Zu Beginn der Messungen hatte der Einzelteilchendetektor die Angewohnheit, ohne ersichtlichen Grund eine zu niedrige Zählrate zu liefern. Durch kurzzeitiges Verstellen der angelegten Spannungen am Detektor konnte dieses Problem immer wieder behoben werden. Es musste somit immer ein Auge auf die Zählrate geworfen und eine nicht unbedeutende Anzahl an Absolutmessungen wiederholt werden, wenn das Absinken nicht rechtzeitig bemerkt wurde. Der Vergleich der Messungen mit früheren Arbeiten im nächsten Abschnitt zeigt allerdings, dass bei korrekten Einstellungen die Absolutwerte der Wirkungsquerschnitte von diesem Problem nicht betroffen waren. So richtig erklären lässt sich dieses Phänomen nicht. Da es jedoch mit der Häufigkeit der Überschlüge in der Quelle korrelierte, kann von einer wie auch immer gearteten Beeinflussung von der Quelle ausgegangen werden, z. B. auf das Spannungsnetzteil des Detektors.

Ein weiteres Problem war ein recht hoher Untergrund im Primärionenstrahl. Besonders bei der Einfachionisation von W^{13+} konnten Untergrundzählraten von regelmäßig 30 Hz

bis 50 Hz beobachtet werden, bei den anderen Kanälen nur um maximal anderthalb Größenordnungen geringere. Hierdurch war es relativ schwierig, konsistente Werte für die Absolutmessungen von W^{13+} zu erhalten, besonders bei niedrigeren Energien. Da bei höherem Untergrund ein leicht höherer Verlauf des Wirkungsquerschnitts auch bei hohen Energien festgestellt wurde, kann vermutet werden, dass der Untergrund durch metastabile Zustände im Primärionenstrahl beeinflusst wird, welche ebenfalls zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Ein weiterer Beitrag dürften die benachbarten Linien von $^{14}C^+$ und $^{14}N^+$ sein. Faradaybecher vier ist relativ schmal, so dass Messungen auf diesem eine bessere Auflösung zeigen als auf Faradaybecher fünf. Somit kann selbst bei guter Trennung der Linien auf Faradaybecher vier die Messung auf Faradaybecher fünf von benachbarten Linien beeinträchtigt werden kann. Vor Beginn der Messung wurde jedoch Sorge getragen, dass die Linien auch auf Faradaybecher fünf ausreichend getrennt sind, es wurde kein Wechsel der Becher ohne nachfolgende Optimierung der Strahlführung durchgeführt, so dass die Messungen nicht beeinträchtigt wurden. Besonders bei W^{13+} war dies teils mit erheblichen Mühen verbunden.

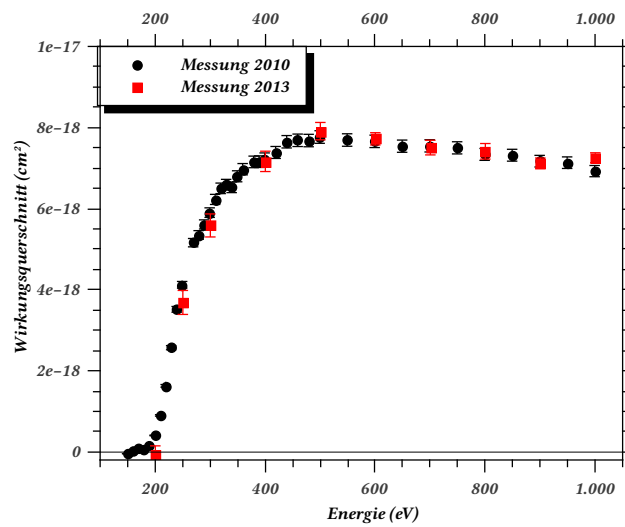
Durch die Verlagerung der Einsatzschwelle hin zu immer höheren Energien wird die Obergrenze von 1 keV für die Elektronenenergie langsam zu einer Einschränkung der Messung, da bald die Hälfte des möglichen Messbereichs unter der Schwelle liegt und somit nur noch wenig Daten gemessen werden können. Noch bedeutsamer wird dies bei der Mehrfachionisation. Bereits die Zweifachionisation von W^{17+} hat eine Einsatzschwelle von ca. 925 eV, so dass vermutlich ab W^{20+} die Einsatzschwelle außerhalb des Messbereichs liegt. Hier wird die sich zur Zeit im Aufbau befindliche verbesserte Version der Elektronenkanone Abhilfe schaffen können (Borovik 2010). Diese kann sowohl höhere Ströme bei niedrigeren Elektronenenergien als auch generell höhere Energien liefern, so dass sowohl Ladungszustände mit niedrigeren Strömen noch in annehmbarer Zeit gemessen werden können, als auch die Mehrfachionisation von hohen Ladungszuständen untersucht werden kann.

5.1. Vergleich mit früheren Messungen

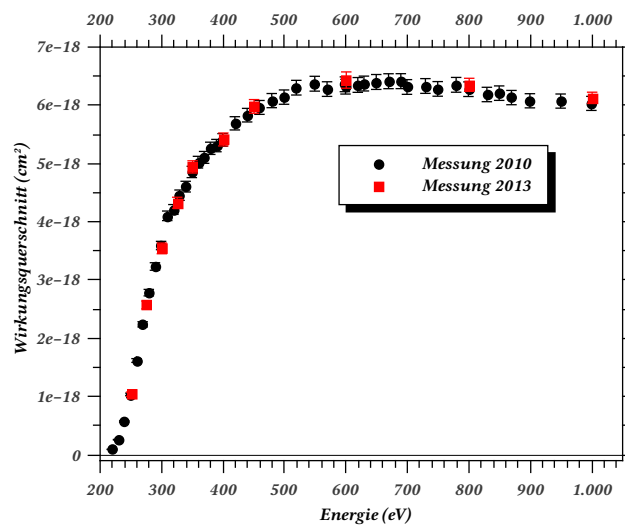
5.1.1. Reproduzierbarkeit der Messergebnisse

Im Rahmen der Arbeit wurden vergleichende Messungen zur Reproduzierbarkeit der Ergebnisse durchgeführt. Dazu wurden die absoluten Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von W^{11+} (siehe Abb. 5.1a), W^{12+} (siehe Abb. 5.1b) und W^{17+} (siehe Abb. 5.1c) bei verschiedenen Energien stichprobenartig nachgemessen. Wie Abb. 5.1 zu entnehmen, liefert der Aufbau sehr gut reproduzierbare Ergebnisse, die durchschnittliche Übereinstimmung liegt bei 97.70(254) %. Besonders bei der Einfachionisation von W^{11+} und W^{12+} liegen die Punkte nahezu deckungsgleich. Bei der Einfachionisation von W^{17+} lässt sich ein Trend

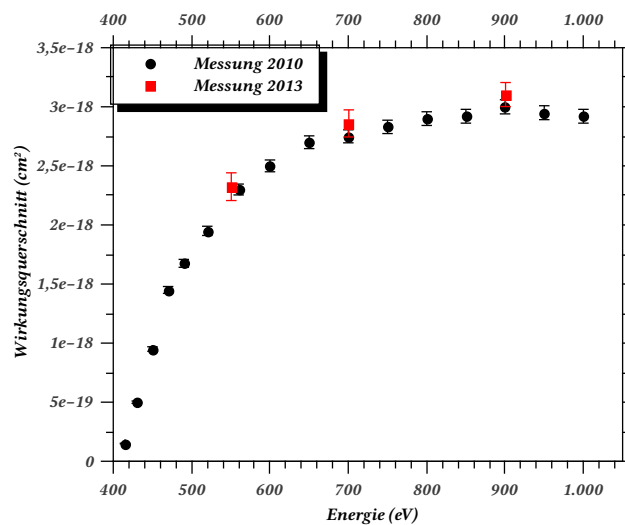
5.1. Vergleich mit früheren Messungen



(a) W^{11+}



(b) W^{12+}



(c) W^{17+}

Abbildung 5.1.: Studie der Reproduzierbarkeit der Wirkungsquerschnittmessungen von W^{11+} , W^{12+} und W^{17+} .

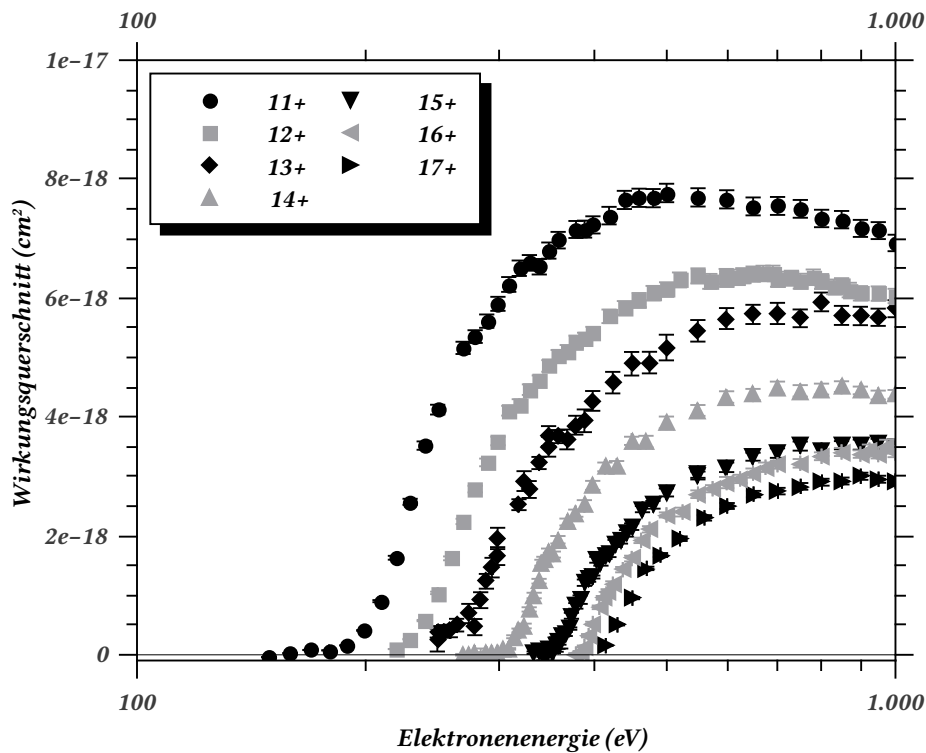


Abbildung 5.2.: Graphen der Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von W^{11+} bis W^{17+} .

derart feststellen, als dass die neuere Messung etwas höher liegt. Bei der wiederholenden Messung wurde allerdings kürzer als üblich gemessen, so dass der absolute Fehler mit 8 % um zwei Prozentpunkte höher als gewöhnlich liegt. Um sicherzustellen, dass diese Abweichung echt systematisch ist, hätte länger gemessen werden müssen, für einen Vergleich reicht das Ergebnis trotzdem aus.

5.1.2. Einordnung der Ergebnisse

Zur Einordnung der gewonnenen Ergebnisse in ältere Arbeiten sind in Abb. 5.2 die absoluten Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von W^{11+} bis W^{17} zu sehen, mit den Werten für W^{11+} und W^{12+} von Spruck (2011), den Werten von W^{16+} von Ebinger (2014) und den Werten von W^{17+} von Rausch u. a. (2011).

Insgesamt fügen sich die Messungen gut ins Gesamtbild ein. Allein die Messung von W^{13+} fällt wegen oben genannter Gründen etwas aus dem Rahmen, sowohl in der Schwellenregion, wo der Wirkungsquerschnitt nicht so recht auf Null absinken möchte, als auch bei höheren Energien, wo er im Vergleich zu W^{12+} und W^{14+} etwas zu hoch wirkt. Allerdings ist aufgrund der unterschiedlichen atomaren Struktur auch keine einfache Abhängigkeit

5.1. Vergleich mit früheren Messungen

der Form des Wirkungsquerschnitts vom Ladungszustand, wie z. B. ein linearer Anstieg der Ionisationseinsatzschwelle, zu erwarten.

Es zeigt sich, dass ab W^{13+} der Wirkungsquerschnitt sein Maximum erst knapp bei 1 keV oder sogar darüber erreicht, wohingegen der Wirkungsquerschnitt der niedriger geladenen Ionen bei diesen Energien bereits wieder am Fallen ist.

Interessant ist, dass die DWA-Rechnungen des LANL-Codes deutlich bessere Ergebnisse liefern als Berechnungen mit der semi-empirischen Lotz-Formel, was für W^{11+} und W^{12+} noch genau andersherum war (Spruck 2011). Auch konnten dieses mal nur weniger starke Diskrepanzen bei den Werten der Ionisationseinsatzschwelle festgestellt werden, als bei den niedrigen Ladungszuständen.

Zudem kann der Verlauf des Wirkungsquerschnitts unter Berücksichtigung der Anregungsgautoionisation sehr gut theoretisch reproduziert werden. Durch die Beschränkung auf Kanäle mit hinreichend großen Querschnitten ist die Annahme der ausschließlich strahlungsfreien Abregung bei tiefer gehender Betrachtung natürlich genau zu überprüfen, als erste Näherung ist sie aber wie zu sehen gut brauchbar. Interessant ist, dass allein bei der Einfachionisation von W^{14+} der theoretische Querschnitt den gemessenen überragt. Diese Beobachtung geht einher mit der Tatsache, dass hier ein Anregungskanal gefunden wurde, welcher recht nahe an der Einsatzschwelle für direkte Ionisation liegt. Somit beginnt der gesamte Querschnitt bereits deutlich früher zu steigen, so dass die Anregung aus der 4p-Schale bereits zu einer Überschätzung des Wirkungsquerschnitts führt. Es ist also zu erwarten, dass bei theoretischen Rechnungen, welche die Feinstrukturaufspaltung berücksichtigen, noch bessere Ergebnisse erzielt werden. Dies würde den Rahmen einer experimentellen Masterthesis jedoch deutlich übersteigen.

A. Wirkungsquerschnitte

Tabelle A.1.: Tabellierte Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von W^{13+} .

Energie (eV)	σ (cm ²)	$\Delta\sigma$ (cm ²)	Energie (eV)	σ (cm ²)	$\Delta\sigma$ (cm ²)
248.87	2.44×10^{-19}	1.94×10^{-19}	358.87	3.67×10^{-18}	3.13×10^{-19}
248.87	3.83×10^{-19}	9.64×10^{-20}	368.87	3.62×10^{-18}	3.34×10^{-19}
253.87	3.90×10^{-19}	1.06×10^{-19}	378.87	3.86×10^{-18}	3.47×10^{-19}
258.87	3.97×10^{-19}	1.10×10^{-19}	388.87	3.93×10^{-18}	3.67×10^{-19}
263.87	4.95×10^{-19}	1.07×10^{-19}	398.87	4.27×10^{-18}	3.63×10^{-19}
273.87	6.91×10^{-19}	1.09×10^{-19}	423.87	4.58×10^{-18}	4.07×10^{-19}
278.87	4.62×10^{-19}	1.41×10^{-19}	448.87	4.89×10^{-18}	4.13×10^{-19}
283.87	9.15×10^{-19}	1.34×10^{-19}	473.87	4.91×10^{-18}	4.32×10^{-19}
288.87	1.23×10^{-18}	1.24×10^{-19}	498.87	5.17×10^{-18}	4.65×10^{-19}
293.87	1.46×10^{-18}	1.65×10^{-19}	548.87	5.45×10^{-18}	4.70×10^{-19}
298.87	1.95×10^{-18}	2.38×10^{-19}	598.87	5.65×10^{-18}	4.71×10^{-19}
298.87	1.66×10^{-18}	1.51×10^{-19}	648.87	5.72×10^{-18}	4.83×10^{-19}
308.87	2.72×10^{-18}	2.52×10^{-19}	698.87	5.74×10^{-18}	4.90×10^{-19}
318.87	2.52×10^{-18}	2.21×10^{-19}	748.87	5.66×10^{-18}	4.74×10^{-19}
323.87	2.92×10^{-18}	2.87×10^{-19}	798.87	5.93×10^{-18}	4.94×10^{-19}
328.87	2.78×10^{-18}	2.64×10^{-19}	848.87	5.71×10^{-18}	4.81×10^{-19}
338.87	3.22×10^{-18}	2.77×10^{-19}	898.87	5.70×10^{-18}	4.78×10^{-19}
348.87	3.50×10^{-18}	3.12×10^{-19}	948.87	5.67×10^{-18}	4.73×10^{-19}
348.87	3.68×10^{-18}	3.38×10^{-19}	998.87	5.82×10^{-18}	4.78×10^{-19}

ELEKTRONENSTOSSSPEKTROSKOPIE HOCHGELADENER WOLFRAMIONEN
Electron impact ionization of highly charged tungsten ions

A. Wirkungsquerschnitte

Tabelle A.2.: Tabellierte Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von W^{14+} .

Energie (eV)	σ (cm ²)	$\Delta\sigma$ (cm ²)	Energie (eV)	σ (cm ²)	$\Delta\sigma$ (cm ²)
268.90	-3.28×10^{-21}	-1.45×10^{-20}	368.90	2.23×10^{-18}	1.87×10^{-19}
273.90	-1.26×10^{-20}	-4.29×10^{-20}	378.90	2.38×10^{-18}	1.99×10^{-19}
278.90	3.04×10^{-20}	1.02×10^{-20}	388.90	2.51×10^{-18}	2.18×10^{-19}
283.90	-8.95×10^{-20}	-1.92×10^{-19}	398.90	2.85×10^{-18}	2.39×10^{-19}
288.90	1.62×10^{-20}	1.41×10^{-20}	413.90	3.16×10^{-18}	2.62×10^{-19}
293.90	2.39×10^{-20}	2.48×10^{-20}	428.90	3.18×10^{-18}	2.66×10^{-19}
298.90	3.61×10^{-20}	8.16×10^{-21}	448.90	3.60×10^{-18}	2.95×10^{-19}
303.90	8.01×10^{-20}	2.73×10^{-20}	468.90	3.58×10^{-18}	3.02×10^{-19}
308.90	9.56×10^{-20}	1.34×10^{-20}	498.90	3.91×10^{-18}	3.27×10^{-19}
313.90	3.00×10^{-19}	2.63×10^{-20}	548.90	4.11×10^{-18}	3.40×10^{-19}
318.90	4.06×10^{-19}	3.02×10^{-20}	598.90	4.33×10^{-18}	3.58×10^{-19}
323.90	4.81×10^{-19}	3.50×10^{-20}	648.90	4.38×10^{-18}	3.61×10^{-19}
328.90	7.60×10^{-19}	4.81×10^{-20}	698.90	4.49×10^{-18}	3.71×10^{-19}
333.90	9.94×10^{-19}	9.21×10^{-20}	748.90	4.44×10^{-18}	3.66×10^{-19}
338.90	1.23×10^{-18}	9.33×10^{-20}	798.90	4.47×10^{-18}	3.67×10^{-19}
341.90	1.55×10^{-18}	1.33×10^{-19}	848.90	4.51×10^{-18}	3.69×10^{-19}
343.90	1.60×10^{-18}	1.36×10^{-19}	898.90	4.44×10^{-18}	3.59×10^{-19}
348.90	1.73×10^{-18}	1.49×10^{-19}	948.90	4.37×10^{-18}	3.55×10^{-19}
353.90	1.68×10^{-18}	1.44×10^{-19}	998.90	4.38×10^{-18}	3.55×10^{-19}
358.90	1.93×10^{-18}	1.66×10^{-19}			

Tabelle A.3.: Tabellierte Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von W^{15+} .

Energie (eV)	σ (cm ²)	$\Delta\sigma$ (cm ²)	Energie (eV)	σ (cm ²)	$\Delta\sigma$ (cm ²)
333.94	3.14×10^{-20}	2.09×10^{-20}	413.94	1.66×10^{-18}	1.42×10^{-19}
338.94	6.09×10^{-20}	3.07×10^{-20}	418.94	1.68×10^{-18}	1.41×10^{-19}
343.94	-6.69×10^{-20}	-3.05×10^{-20}	426.94	1.87×10^{-18}	1.61×10^{-19}
348.94	8.56×10^{-20}	1.56×10^{-20}	433.94	1.93×10^{-18}	1.65×10^{-19}
353.94	4.08×10^{-20}	1.54×10^{-19}	441.94	2.04×10^{-18}	1.72×10^{-19}
356.94	1.69×10^{-19}	1.82×10^{-20}	448.94	2.15×10^{-18}	1.80×10^{-19}
358.94	1.56×10^{-19}	6.13×10^{-20}	463.94	2.45×10^{-18}	2.02×10^{-19}
359.94	2.25×10^{-19}	6.16×10^{-20}	478.94	2.52×10^{-18}	2.11×10^{-19}
361.94	1.99×10^{-19}	9.91×10^{-20}	498.94	2.73×10^{-18}	2.27×10^{-19}
363.94	3.26×10^{-19}	3.09×10^{-20}	548.94	3.05×10^{-18}	2.52×10^{-19}
366.94	3.47×10^{-19}	4.39×10^{-20}	548.94	3.01×10^{-18}	2.52×10^{-19}
371.94	4.37×10^{-19}	4.00×10^{-20}	598.94	3.15×10^{-18}	2.63×10^{-19}
373.94	6.53×10^{-19}	7.19×10^{-20}	648.94	3.33×10^{-18}	2.73×10^{-19}
378.94	8.19×10^{-19}	8.05×10^{-20}	698.94	3.39×10^{-18}	2.81×10^{-19}
383.94	9.24×10^{-19}	1.02×10^{-19}	748.94	3.51×10^{-18}	2.89×10^{-19}
388.94	1.21×10^{-18}	1.10×10^{-19}	798.94	3.44×10^{-18}	2.90×10^{-19}
393.94	1.28×10^{-18}	1.14×10^{-19}	848.94	3.52×10^{-18}	2.88×10^{-19}
398.94	1.30×10^{-18}	2.70×10^{-19}	898.94	3.53×10^{-18}	2.93×10^{-19}
403.94	1.60×10^{-18}	1.37×10^{-19}	948.94	3.57×10^{-18}	2.90×10^{-19}
408.94	1.55×10^{-18}	1.34×10^{-19}	998.94	3.50×10^{-18}	2.90×10^{-19}

Literaturverzeichnis

Achenbach u. a. 1984

ACHENBACH, C ; MULLER, A ; SALZBORN, E ; BECKER, R: Single ionisation of multiply charged xenon ions by electron impact. In: *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics* 17 (1984), Nr. 7, 1405. <http://stacks.iop.org/0022-3700/17/i=7/a=023>

Becker 2011

BECKER, Arno: *Arbeiten an Experimentieranlagen mit gekreuzten Elektronen- und Ionenstrahlen*. 2011

Becker u. a. 1985

BECKER, R. ; MÜLLER, A. ; ACHENBACH, C. ; TINSCHERT, K. ; SALZBORN, E.: A Dense Electron Target for the Study of Electron-Ion Collisions. In: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research B9* (1985), S. 385–388

Böhlke u. a. 2005

BÖHLKE, J.K. ; LAETER, J.R. de ; BIÈVRE, P. D. ; HIDAHA, H. ; PEISER, H.S. ; ROSMAN, K.J.R. ; TAYLOR, P.D.P.: Isotopic Compositions of the Elements. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 34 (2005), Nr. 1, S. 57–67. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1836764>. – DOI 10.1063/1.1836764. – ISSN 0047–2689

Borovik 2010

BOROVIK, Alexander: *Electron-impact ionization of xenon and tin ions*, Diss., 2010

Ebinger 2014

EBINGER, Benjamin: *Vertiefungsmodul*. 2014

ITER Physics Expert Group Divertor 1999

ITER PHYSICS EXPERT GROUP DIVERTOR: Chapter 4: Power and particle control. In: *Nuclear Fusion* (1999), Nr. 39, S. 2391–2469

Jacobi u. a. 2005

JACOBI, J ; KNOPP, H ; SCHIPPERS, S ; SHI, W ; MÜLLER, A: Multiple ionization of Sc + ions by electron impact. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 38 (2005), Nr. 12, 2015. <http://stacks.iop.org/0953-4075/38/i=12/a=015>

Klein 1981

KLEIN, Felix: *Vorlesungen über die hypergeometrische Funktion*. Springer-Verlag, 1981.
– ISBN 3-540-10455-0

Kramida u. a. 2013

KRAMIDA, A. ; YU. RALCHENKO ; READER, J. ; UND NIST ASD TEAM: *NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.1)*. <http://physics.nist.gov/asd>. Version: 2013

Kramida u. Shirai 2009

KRAMIDA, A.E. ; SHIRAI, T.: Energy levels and spectral lines of tungsten, W III through W LXXIV. In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 95 (2009), Mai, Nr. 3, S. 305-474. <http://dx.doi.org/10.1016/j.adt.2008.12.002>. – DOI 10.1016/j.adt.2008.12.002. – ISSN 0092-640X

Los Alamos National Security

LOS ALAMOS NATIONAL SECURITY, LLC: *Los Alamos Atomic Physics Codes*. <http://aphysics2.lanl.gov/cgi-bin/ION/runlanl08f.pl>

Lotz 1970

LOTZ, Wolfgang: Electron-Impact Ionization Cross-Sections for Atoms up to Z=108. In: *Zeitschrift fuer Physik* 232 (1970), S. 101-107. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01393132>. – DOI 10.1007/BF01393132

Müller u. a. 2011

MÜLLER, A ; SCHIPPERS, S ; KILCOYNE, A L D. ; ESTEVES, D: Photoionization of tungsten ions with synchrotron radiation. In: *Physica Scripta* 2011 (2011), Nr. T144, T144. <http://dx.doi.org/10.1088/0031-8949/2011/T144/014052>. – DOI 10.1088/0031-8949/2011/T144/014052

Müller 2008

MÜLLER, Alfred: Electron-ion collisions: Fundamental processes in the focus of applied research. In: *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics* 55 (2008), S. 293-417. [http://dx.doi.org/10.1016/S1049-250X\(07\)55006-8](http://dx.doi.org/10.1016/S1049-250X(07)55006-8). – DOI 10.1016/S1049-250X(07)55006-8. – ISBN <http://id.crossref.org/isbn/9780123737106>

Neu u. a. 2005

NEU, R. ; DUX, R. ; KALLENBACH, A. ; PÜTTERICH, T. ; BALDEN, M. ; FUCHS, J.C. ; HERRMANN, A. ; MAGGI, C.F. ; O'MULLANE, M. ; PUGNO, R. ; RADIVOJEVIC, I. ; ROHDE, V. ; SIPS, A.C.C. ; SUTTROP, W. ; WHITEFORD, A.: Tungsten: an option for divertor and main chamber plasma facing components in future fusion devices. In: *Nuclear Fusion* (2005), Nr. 45, S. 209-218

Pearson 2009

PEARSON, John: *Computation of Hypergeometric Functions*, Diplomarbeit, 2009

Pindzola u. a. 2013

PINDZOLA, M S. ; LOCH, S D. ; JR, A B. ; GHARAIBEH, M F. ; RUDOLPH, J K. ; SCHIPPERS, S ; MÜLLER, A: Electron-impact ionization of moderately charged xenon ions. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 46 (2013), Nr. 21, 215202. <http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/46/21/215202>. – DOI 10.1088/0953-4075/46/21/215202

Rausch u. a. 2011

RAUSCH, J ; BECKER, A ; SPRUCK, K ; HELLHUND, J ; BOROVIK, A ; HUBER, K ; SCHIPPERS, S ; MÜLLER, A: Electron-impact single and double ionization of W 17+. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 44 (2011), August, Nr. 16, S. 165202. <http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/44/16/165202>. – DOI 10.1088/0953-4075/44/16/165202. – ISSN 1361-6455

Rausch 2008

RAUSCH, Joachim: *Untersuchung der Elektronenstoß-Doppelionisation hochgeladener Xenonionen*. 2008

Rinn u. a. 1982

RINN, Klaus ; MÜLLER, Alfred ; EICHENAUER, Horst ; SALZBORN, Erhard: Development of single-particle detectors for keV ions. In: *Review of Scientific Instruments* 829 (1982), Nr. 53. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1137055>. – DOI 10.1063/1.1137055

Schippers u. a. 2011

SCHIPPERS, S. ; BERNHARDT, D. ; MÜLLER, A. ; KRANTZ, C. ; GRIESER, M. ; REPNOW, R. ; WOLF, A. ; LESTINSKY, M. ; HAHN, M. ; NOVOTNÝ, O. ; AL. et: Dielectronic recombination of xenonlike tungsten ions. In: *Physical Review A* 83 (2011), Januar, Nr. 1. <http://dx.doi.org/10.1103/physreva.83.012711>. – DOI 10.1103/physreva.83.012711. – ISSN 1094-1622

Spruck 2011

SPRUCK, Kaija: *Elektronenstoßionisation mehrfach geladener Wolframionen*, Diplomarbeit, 2011

Stenke u. a. 1995

STENKE, M ; AICHELE, K ; HARTHIRAMANI, D ; HOFMANN, G ; STEIDL, M ; VOLPEL, R ; SALZBORN, E: Electron-impact single-ionization of singly and multiply charged tungsten ions. 28 (1995), Nr. 13, 2711. <http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/28/13/021>. – DOI 10.1088/0953-4075/28/13/021

Stenke 1994

STENKE, Matthias: *Entwicklung einer Elektronenkanone für den Energiebereich 50-*

6500 eV und Messungen zur Elektronenstoßionisation von Fe-, Ni- und W-Ionen, Diss.,
1994

Titte 2006

TITTE, Alexander: *Elektronenstoßionisation von heliumähnlichen metastabilen Lithium-Ionen*, Justus-Liebig-Universität Gießen, Diplomarbeit, 2006

Winkler u. Märk 1994

WINKLER, C. ; MÄRK, T.D.: Experimental investigation of the electron impact ionization cross-section behaviour near threshold. In: *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes* 133 (1994), Nr. 2, 157 - 164. [http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0168-1176\(94\)03955-0](http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0168-1176(94)03955-0). - DOI [http://dx.doi.org/10.1016/0168-1176\(94\)03955-0](http://dx.doi.org/10.1016/0168-1176(94)03955-0). - ISSN 0168-1176

Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre: Ich habe die vorgelegte Thesis selbständig und ohne unerlaubte fremde Hilfe und nur mit den Hilfen angefertigt, die ich in der Dissertation angegeben habe. Alle Textstellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen sind, und alle Angaben, die auf mündlichen Auskünften beruhen, sind als solche kenntlich gemacht. Bei den von mir durchgeführten und in der Thesis erwähnten Untersuchungen habe ich die Grundsätze guter wissenschaftlicher Praxis, wie sie in der »Satzung der Justus-Liebig-Universität Gießen zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis« niedergelegt sind, eingehalten.

Gießen, Deutschland, den 2. Juni 2017

DANIEL SCHURY