



DIPLOMARBEIT

Aufbau und Inbetriebnahme einer Koinzidenzmessapparatur für Ionen-induzierte Elektronenemission und Ionenspektroskopie mittels Flugzeitmessung

Ausgeführt am Institut für ANGEWANDTE PHYSIK der Technischen
Universität Wien

Wiedner Hauptstraße 8-10 /E134
1040 WIEN

der Technischen Universität Wien

unter der Anleitung von DIPL.-ING. JANINE SCHWESTKA UND
UNIV.-PROF.DR. FRIEDRICH AUMAYR

durch LUKAS LEONHARTSBERGER

Matrikelnummer: 1025783

Wedl-Siedlung 20

3332 Rosenau

Sommersemester 2017

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	6
2	Einführung	7
2.1	Wechselwirkung von Ionen mit einer Oberfläche	7
2.2	Ionen-induzierte Elektronenemission	8
2.2.1	Potentielle Elektronenemission	9
2.2.2	Kinetische Elektronenemission	9
3	Experimenteller Aufbau	10
3.1	Ionenquelle	10
3.2	Ionenstrahlformierung	11
3.3	Targetkammer	13
3.3.1	Mikrokanalplatten Detektor	15
3.3.2	Halbleiterdetektor	15
3.3.3	Absaugeffizienz der Elektronen vom Target zum PIPS-Detektor	17
3.4	Target	19
3.5	Koinzidenzmessungen	20
3.6	Elektronik	20
3.7	Auswertung	23
4	Ergebnisse	28
4.1	Yieldoptimierung durch Variieren der Gegenelektrodenspannung	28
4.2	Winkelabhängige Absaugeffizienz und Korrekturfaktor	31
4.3	Vergleich der Koinzidenzspektren von zwei Proben	33
5	Aufbau NIELS	36
5.1	Vakuum	39
5.2	Ionenquelle	39

Inhaltsverzeichnis

5.3	Ionenstrahlformierung	40
5.4	Targetkammer	41
5.5	Time-of-Flight-Kammer	44
6	NIELS Rechner LabView Programm	45
7	Zusammenfassung	50
8	Referenzen	52

Abstract

In recent years graphene, which consists of a single layer of carbon atoms, gets much attention, due to its high electric conductivity, high thermal conductivity and good mechanical properties. These unique properties leads to graphene being used in many applications and in different experiments.

In the first part of the diploma thesis, the interactions between slow ions and a mono layer of graphene is examined. The slow argon ions can be produced with charge states up to $14+$ and kinetic energies up to 84keV . During the interaction, electrons are emitted and measured in coincidence with the transmitted ions. In the previous experiment it would be possible that electrons are measured which not only are emitted from the front side of the graphene but also from the backside. This can be circumvented by using a counter electrode. If the angle between the ion beam and the graphene changes, the efficiency to extract the emitted electrons from the target changes as well. While varying the charge state, the impact angle and the velocity of the ion beam, one can determine a correction factor. Multiplying the number of measured electrons with this correction factor yields the real number of emitted electrons at the graphene target.

This correction factor can be used as a reference for the second part of the diploma thesis. The second experiment is similar and was built during this work from scratch. The ion source in the new experiment can produce xenon ions with charge states up to $46+$ and kinetic energies between $10\text{eV}\cdot q$ to $12\text{keV}\cdot q$. Additionally to coincident measurements of the emitted electrons and ions, there is the possibility of a time-of-flight measurement to determine the energy of the ions transmitted through the target. The time-of-flight chamber can be turned by $\pm 8^\circ$ which allows to measure angle dependent charge state spectra.

Kurzfassung

Seit einigen Jahren wird Graphen, einer Monolage aus Kohlenstoffatomen, immer mehr Aufmerksamkeit geschenkt. Graphen weist eine sehr gute elektrische Leitfähigkeit auf, gute thermische Leitfähigkeit und auch gute mechanische Eigenschaften. Aufgrund seiner einzigartigen Eigenschaften findet Graphen viele Anwendungen bei verschiedensten Experimenten.

Der erste Teil der Diplomarbeit beschäftigt sich mit der Wechselwirkung von langsamen Ionen mit einer Monolage aus Graphen. Dafür werden Argonionen mit Ladungszuständen bis zu $14+$ und kinetischen Energien bis 84keV verwendet. Dabei kommt es zur Emission von Elektronen, welche in Koinzidenz mit den detektierten Ionen gemessen werden. Bei den bisherigen Messungen wäre es möglich gewesen, dass Elektronen nicht nur von der Vorderseite vom Graphen gemessen werden, sondern auch Elektronen die an der Rückseite emittiert worden sind. Durch Anbringen einer Gegenelektrode wird dies bei diesen Messungen verhindert. Bei den Messungen ist zu beachten, dass je nach Winkel der Probe zum Ionenstrahl, nur ein Teil der Elektronen, die vom Graphen emittiert werden, auch vom Detektor abgesaugt werden können. Durch Variieren des Ladungszustandes, des Winkels und der Geschwindigkeit des Ionenstrahls, kann ein Korrekturfaktor ermittelt werden. Dieser kann mit der Anzahl der gemessenen Elektronen multipliziert werden um die tatsächliche Anzahl der emittierten Elektronen bestimmen zu können. Dies ist wichtig als Referenz für den zweiten Teil der Arbeit. Dieser besteht aus einem ähnlichen Experiment, welches im Rahmen dieser Arbeit von Grund auf aufgebaut wurde. In diesem Experiment können Xenonionen mit Ladungszuständen bis zu $46+$ mit kinetischen Energien von $100\text{eV}\cdot q$ bis $12\text{keV}\cdot q$ erreicht werden und es werden ebenfalls Koinzidenzmessungen von emittierten Elektronen und Ionen durchgeführt. Über eine Time-of-Flight-Messung kann die Energie der Ionen nach der Wechselwirkung mit dem Target bestimmt werden. Die Time-of-Flight-Kammer ist dabei um $\pm 8^\circ$ verdrehbar angebracht, wodurch winkelaufgelöste Ladungszustandsspektren gemessen werden können.

1 Einleitung

Auf dem Gebiet der Wechselwirkung von hochgeladenen Ionen mit Festkörpern wird seit vielen Jahren aufgrund der zahlreichen Anwendungsmöglichkeiten viel geforscht. Eines dieser Anwendungsgebiete ist zum Beispiel die Modifikation von Oberflächen im Nanometerbereich durch langsame, hochgeladene Ionen [1-4].

Nähert sich ein Ion einer Oberfläche, so kommt es zu einer Wechselwirkung, wodurch Elektronen emittiert werden. Diese können in zwei Beiträge unterteilt werden. In kinetische Emission und in potentielle Emission. Bei der kinetischen Emission wird eine gewisse Mindestgeschwindigkeit der Projektionen benötigt, um Elektronen emittieren zu können. Die potentielle Elektronenemission überwiegt bei sehr niedrigen Geschwindigkeiten und hohen Ladungszuständen. Bei gegebener Anfangsgeschwindigkeit nimmt die potentielle Elektronenemission mit zunehmenden Ladungszustand zu. Kinetische und potentielle Elektronenemission wurde bereits an vielen verschiedenen Materialien wie zum Beispiel Gold mit einfach und mehrfach geladenen Ionen gemessen [5-11].

Seit Graphen vor einigen Jahren entdeckt wurde, wird es in vielen verschiedenen Experimenten untersucht. Die Wechselwirkung von hochgeladenen Ionen mit einer einzigen Schicht Graphen im Vergleich zu einem Festkörper ist besonders interessant, da die Wechselwirkungszeit so gering ist, dass das Ion auch nach der Transmission noch nicht den Gleichgewichtsladungszustand erreicht hat und somit Informationen über den Neutralisationsprozess des hochgeladenen Ions gewonnen werden kann [12-16].

2 Einführung

2.1 Wechselwirkung von Ionen mit einer Oberfläche

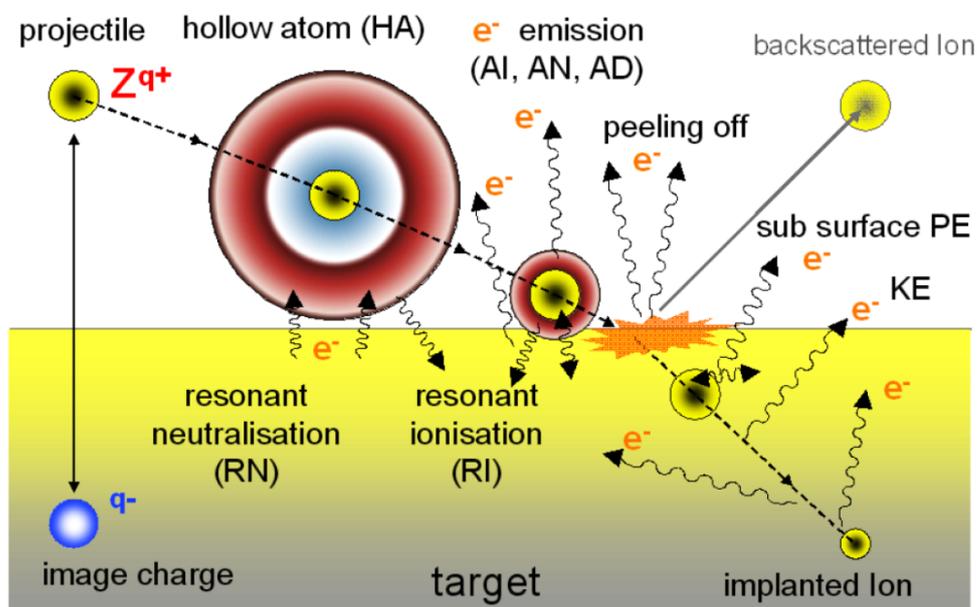


Abbildung 2.1: Ein Ion nähert sich der Oberfläche und durch resonante Neutralisation bildet sich ein hohles Atom. Dieses zerfällt durch eine Vielzahl von Elektronentransferprozessen wieder [17].

Ionen können auf unterschiedliche Art und Weise mit Oberflächen interagieren (Abbildung 2.1). Nähert sich ein Ion einer Oberfläche so können Elektronen durch resonante Neutralisation vom Valenzband des Festkörpers zum Ion wechseln. Dabei besetzen die Elektronen hauptsächlich die weit außen liegenden, hoch-angeregten Rydbergzustände. Dies führt zu einem mehrfach angeregtem Atom, bei dem die äußeren Schalen besetzt und innere Schalen unbesetzt sind. Solche Atome werden als hohle Atome bezeichnet [18]. Die Elektronen in

2 Einführung

den äußeren Schalen können nun über verschiedene Prozesse mit anderen Elektronen wechselwirken.

Resonante Ionisation ist der umgekehrte Prozess zur Resonanten Neutralisation. Elektronen wechseln von einem angeregten Zustand des Ions in einen unbesetzten Zustand des Festkörpers.

Bei der quasi-resonanten Neutralisation wechselt ein Elektron aus einem tiefen besetzten Zustand im Festkörper, in einen tiefen unbesetzten Zustand im Ion. Diese Wechselwirkung wird umso wahrscheinlicher, je näher das Ion an der Oberfläche ist.

Auger-Abregung führt zur Emission von Elektronen. Ein Elektron vom Valenzband reagiert mit einem Elektron in einem angeregten Zustand im Ion. Dabei wechselt das Elektron vom Ion in einen tieferen Zustand während das Elektron vom Festkörper entkommen kann.

Auger-Neutralisation beschreibt die Wechselwirkung von zwei Elektronen im Festkörper. Ein Elektron wechselt in einen unbesetzten Zustand im Ion, während das andere Elektron den Festkörper verlassen kann.

Autoionisation führt zur Emission von mindestens einem Elektron vom Ion. Dabei wechselwirken zwei Elektronen in angeregten Zuständen im Ion miteinander. Ein Elektron gibt Energie ab und wechselt in einen niedrigeren Zustand. Das andere Elektron bekommt diese zusätzliche Energie und kann aus dem Ion entkommen. [19,20]

2.2 Ionen-induzierte Elektronenemission

Geladene Teilchen besitzen potentielle Energie aufgrund der fehlenden Elektronen. Je höher die Ladung der Ionen desto größer ist ihre potentielle Energie. Gleichzeitig besitzen die Ionen auch kinetische Energie in der Form von Geschwindigkeit. Die gesamte Elektronenemission setzt sich deshalb aus kinetischer Elektronenemission und aus potentieller Elektronenemission zusammen. Martin Simon beschreibt in seiner Diplomarbeit [17] eine empirisch gefundene Formel für die Elektronenemission:

2 Einführung

$$\gamma_{ges}(v, \vartheta) = \gamma_{pot}^{\infty} + \frac{C_v}{\sqrt{v}} * \frac{1}{\sqrt{\cos(\vartheta)}} + \gamma_{kin}^{\vartheta=0^{\circ}}(v) * \frac{1}{\cos(\vartheta)} \quad (2.1)$$

Hier ist v die Geschwindigkeit der Ionen, ϑ der Winkel, um den das Target zur Strahlrichtung verdreht ist. γ_{pot}^{∞} beschreibt die Elektronenemission direkt beim Auftreffen der Ionen auf die Oberfläche. C_v ist eine Materialkonstante und $\gamma_{kin}^{\vartheta=0^{\circ}}(v)$ ist die kinetische Elektronenemission bei einem Auftreffwinkel von 0° . Die ersten zwei Terme beschreiben die potentielle Elektronenemission und der letzte Term die kinetische Elektronenemission.

2.2.1 Potentielle Elektronenemission

Geladenen Teilchen besitzen eine potentielle Energie aufgrund der Energie, die für die Ionisation aufgebracht werden muss. Je höher die Ladung der Ionen, desto größer ist ihre potentielle Energie. Besitzen die Ionen einen hohen Ladungszustand und bewegen sie sich nur sehr langsam, kommt man in einen Energiebereich in dem die potentielle Energie, die kinetische Energie überwiegt. In diesem Bereich besteht die Elektronenemission hauptsächlich aus potentieller Elektronenemission. Potentielle Elektronenemission findet nicht erst bei direktem Kontakt zwischen Ion und Target statt, sondern schon kurz bevor das Ion auf das Target trifft. Auch kurz nachdem das Ion das Target verlässt werden noch Elektronen emittiert. Hier ist der Ladungszustand der Ionen, durch die Wechselwirkung des Ions mit dem Target bereits reduziert, weshalb weniger Elektronen emittiert werden als an der Vorderseite.

2.2.2 Kinetische Elektronenemission

Ionen besitzen aufgrund ihrer Geschwindigkeit eine kinetische Energie. Treffen die Ionen direkt auf das Target so kommt es zu einem Stoß. Dabei wird ein Teil der kinetischen Energie auf die Elektronen im Target übertragen. Übersteigt die Energie der Elektronen die Austrittsarbeit kommt es zur Elektronenemission. Je höher die Geschwindigkeit der Elektronen, desto größer ist der Energieübertrag und desto mehr Elektronen werden emittiert. Im Gegensatz zur potentiellen Elektronenemission werden diese Elektronen allerdings erst direkt beim Auftreffen auf das Target emittiert.

3 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der genaue Aufbau des Experiments erläutert. Für die Messungen in dieser Arbeit wurden hauptsächlich Ar^{4+} , Ar^{8+} und Ar^{9+} Ionen verwendet. Die Ionen werden in einer Ionenquelle erzeugt und mit Hilfe eines Magneten zur Beamline geleitet. Durch eine Einzellinse und Ablenkplatten wird der Ionenstrahl fokussiert und durch die Beamline geleitet und trifft anschließend auf das Target. Die Ionen, die durch das Target durchfliegen, verlieren einen Teil ihrer Ladung und fliegen danach weiter zu einem Mikrokanalplatten-Detektor (MCP), an dem die einzelnen Ionen detektiert werden. Auf Grund der Wechselwirkung der Ionen mit dem Target kommt es zur Elektronenemission. Diese werden mit Hilfe einer Absaugspannung abgesaugt und danach zu einem Halbleiterdetektor (PIPS) beschleunigt. Dieser misst die Anzahl der für jedes Ion emittierten Elektronen.

3.1 Ionenquelle

In dieser Arbeit wurden hauptsächlich Ar^{4+} , Ar^{8+} und Ar^{9+} Ionen, welche durch eine Spannung zwischen 1000V und 6000V beschleunigt werden, verwendet. Dies entspricht kinetischen Energien der Ionen zwischen 4keV und 54keV. Diese werden in der 14,5 GHz Electron Cyclotron Resonance Ionenquelle SOPHIE (Source for Production of Highly charged Ions using Electron cyclotron resonance) am Institut für Angewandte Physik an der Technischen Universität in Wien erzeugt (Abbildung 3.1) [21]. Mit dieser Quelle können langsame, mehrfachgeladene Ionen erzeugt werden. Ar^{14+} ist der höchste erreichbare Ar-Ladungszustand. Der Druck in der Ionenquelle liegt unter $10^{-5}mbar$.

Die Kammer der Ionenquelle (Abbildung 3.1) ist gefüllt mit einem Plasma, welches in axialer Richtung durch ein permanentes Spiegelmagnetfeld und in radialer Richtung durch einen

3 Experimenteller Aufbau

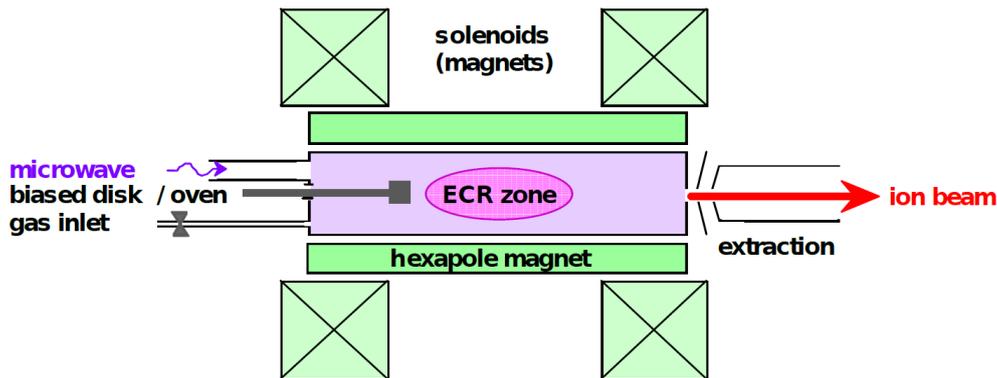


Abbildung 3.1: Aufbau der ECRIS-Ionenquelle zur Produktion von mehrfachgeladenen Ionen. Einschuss des Plasmas erfolgt durch Permanentmagneten [21].

Halbach Hexapolmagneten eingeschlossen ist. Die Elektronen des Plasmas bewegen sich, aufgrund von diesen magnetischen Feldern, in Kreisbahnen mit der Zyklotronfrequenz $\omega_c = \frac{e \cdot B}{m}$. Die Elektronen werden zusätzlich durch Mikrowellen, mit der selben Frequenz wie ω_c , geheizt. Auf Grund der Stöße zwischen den Gasatomen und den Elektronen, werden die Gasatome schrittweise ionisiert. Die Ionen werden anschließend durch elektrische Felder mit Hilfe eines Extraktionssystems extrahiert. Dazu wird eine Triode verwendet, welche aus drei Elektroden besteht, die auf unterschiedlichen Potentialen liegen. Dabei liegt die innere Elektrode auf Seiten der Ionenkammer auf dem positiven Quellenpotential. Die nächste befindet sich auf einem negativen Potential und die äußere Elektrode liegt auf Erdpotential. Durch das negative Potential auf der mittleren Elektrode wird der Ionenstrahl fokussiert und es wird verhindert, dass Elektronen von außen in die Quelle gelangen können.

3.2 Ionenstrahlformierung

Der gesamte Verlauf des Ionenstrahls ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Nachdem der Ionenstrahl aus der Ionenquelle austritt, wird er in einem Quadrupol fokussiert und mit Hilfe eines Magneten in die Beamline mit dem Experiment geleitet. Durch ein Magnetfeld wird der Ionenstrahl aufgespalten und nur Ionen mit dem gewünschten $\frac{q}{m}$ -Verhältnis werden in eine von drei Beamlines weitergeleitet. Dieses Verhältnis kann durch das Magnetfeld eingestellt

3 Experimenteller Aufbau

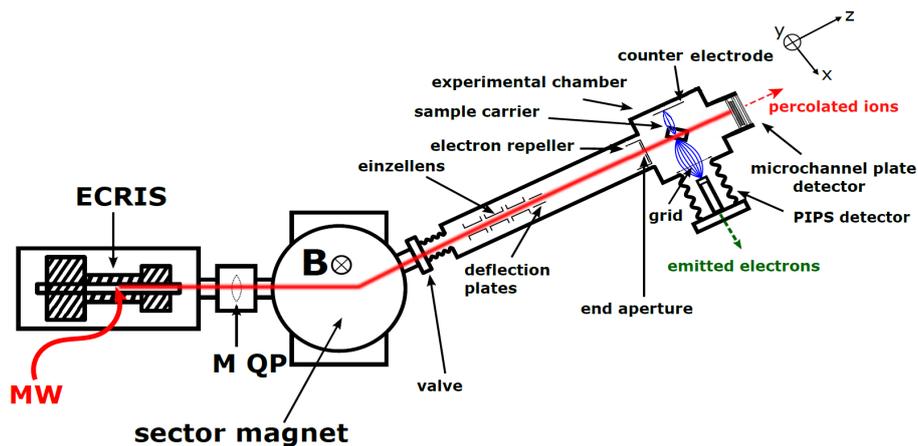


Abbildung 3.2: Aufbau des Experiments beginnend mit der Ionenquelle, dem Quadrupol und dem Sektormagnet. Danach befinden sich die Einzellinse mit Ablenkplatten und die Targetkammer mit dem Target, dem PIPS-Detektor und der MCP. Adaptiert von [26].

werden. Durch Variieren dieses Magnetfeldes kann ein Spektrum am Farraday-Cup, der sich gleich am Anfang in der Beamline befindet, aufgenommen werden. Mit Hilfe von diesem Spektrum kann ein beliebiger Ladungszustand der Ionen ausgewählt werden und nur dieser wird in die Beamline weitergeleitet. Dort trifft der Ionenstrahl auf eine Einzellinse (Abbildung 3.3), an der er erneut fokussiert werden kann. Am Ende der Einzellinse befinden sich zwei Ablenkplattenpaare, wodurch der Ionenstrahl beliebig ausgerichtet werden kann. Dadurch kann die Intensität des Ionenstrahls, welcher auf das Target trifft, variiert werden. Schließlich treffen die Ionen in die Targetkammer.

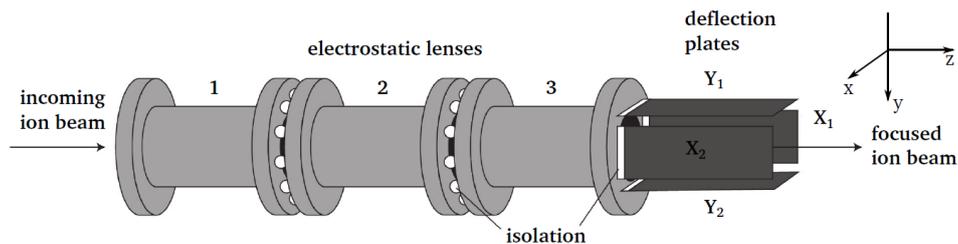


Abbildung 3.3: Einzellinse und Ablenkplattenpaar zur Ausrichtung und Fokussierung des Ionenstrahls auf die Probe [23].

3.3 Targetkammer

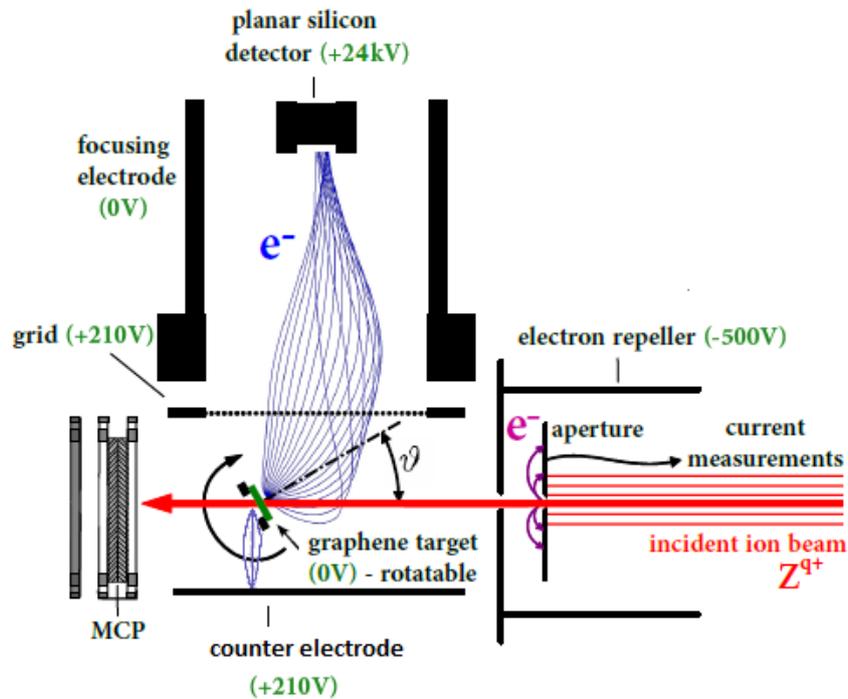


Abbildung 3.4: Der Ionenstrahl trifft durch eine Blende und den Elektronenrepeller auf das Target. Beim Target werden Elektronen emittiert, die am PIPS-Detektor gemessen werden. Gleichzeitig treffen die Ionen, die durch das Target fliegen, auf die MCP und werden dort detektiert. Adaptiert von [26].

In der Targetkammer (Abbildung 3.4) befindet sich der Targethalter. Dieser kann manuell in der Höhe verstellt werden, um entweder zwischen den Targets zu wechseln oder um anstatt der Targets einen Farraday-Cup in den Ionenstrahl zu bringen. Des Weiteren kann der Targethalter ganz aus dem Ionenstrahl herausgefahren werden. Der Winkel zwischen Target und Ionenstrahl kann ebenfalls variiert werden. Bevor der Ionenstrahl nun auf das Target trifft, trifft er auf eine Blende und einen Elektronenrepeller. Durch diese Blende wird der Durchmesser des Strahls reduziert, so dass nur ein stark fokussierter Strahl auf das Graphen-target trifft. Dabei ist zu beachten, dass viele Ionen direkt auf die Blende treffen und dadurch

3 Experimenteller Aufbau

Elektronen emittiert werden. Um zu verhindern, dass diese Elektronen die Messungen verfälschen, werden sie durch ein Potential am Elektronenrepeller mit -500V zurück auf die Blende gelenkt.

Beim Durchgang der Ionen durch das Target werden Elektronen am Projektil stabilisiert, wodurch sich der Ladungszustand der Ionen reduziert. Die Ionen treffen anschließend auf eine MCP, an der sie detektiert werden. Gleichzeitig werden durch die Wechselwirkung der Ionen mit dem Target Elektronen emittiert. Die Elektronen werden einerseits von einem Grid abgesaugt, welches auf +210V liegt, als auch von einer Gegenelektrode, welche ebenso wie das Grid auf +210V liegt. Dies führt dazu, dass die Elektronen im Bereich des Targets gleichermaßen nach beiden Seiten hin abgesaugt werden. Jene Elektronen, die durch das Grid durch treffen werden weiter beschleunigt zu einem PIPS-Detektor. Der PIPS-Detektor liegt auf 24kV und misst die Anzahl der Elektronen. Das Grid besteht aus einem Geflecht aus sehr dünnem Draht.

Die Elektronen, welche am Target emittiert werden, werden in alle Richtungen emittiert. Durch Anlegen einer Spannung von -500V am Elektronenrepeller werden diese Elektronen viel effizienter in Richtung Grid gelenkt.

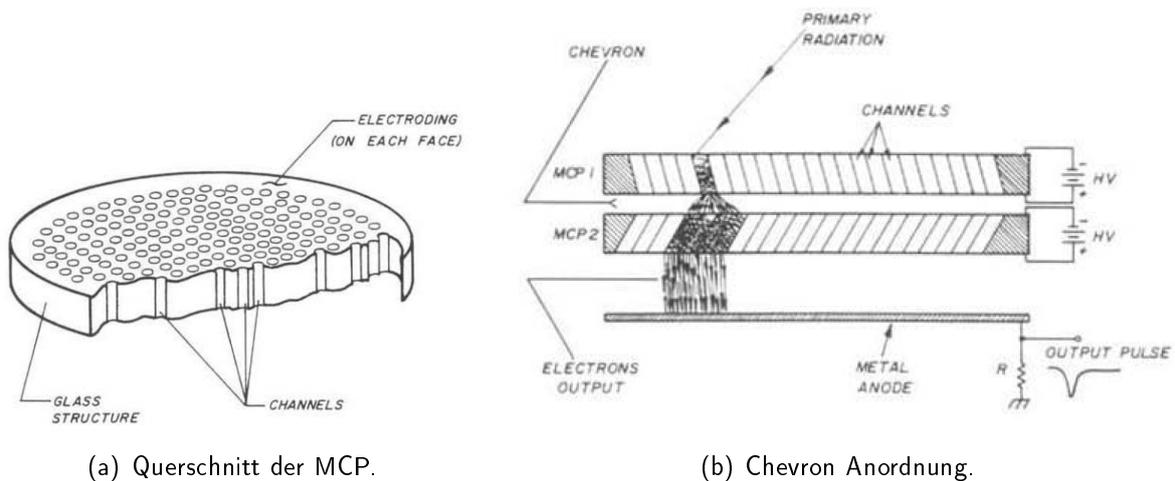


Abbildung 3.5: Aufbau der MCP [23].

3.3.1 Mikrokanalplatten Detektor

Der Mikrokanalplatten Detektor besteht aus zwei Mikrokanalplatten (Abbildung 3.5a) mit vielen kleinen Kanälen. Die Platten sind in einer Chevron Anordnung (Abbildung 3.5b) angebracht. Trifft ein Ion in den Eingang eines Kanals, werden Elektronen emittiert und durch ein elektrisches Feld zwischen den beiden Seiten der MCP weiter beschleunigt. Dadurch werden weitere Elektronen ausgelöst und das Signal weiter verstärkt. Es entsteht eine Elektronenkaskade. Nachdem die Elektronen die MCP verlassen, werden sie an einer Wedge and Strip Anode mit Germanium-Schicht gemessen. Dadurch wäre es auch prinzipiell möglich, die genaue Position der Ionen am Detektor zu bestimmen. Für diese Arbeit wurde jedoch nur der genaue Zeitpunkt des Auftreffens der Ionen benötigt. Die Vorderseite der MCP liegt bei den Messungen auf -1800V, die Rückseite der MCP auf 300V und die Anode liegt auf 400V.

3.3.2 Halbleiterdetektor

Um die Anzahl der Elektronen, die beim Durchgang der Ionen durch das Target emittiert werden, messen zu können, wird ein Passivated Implanted Planar Silicon Detektor von Canberra (BKPD100-12-300AM) verwendet (Abbildung 3.6/3.7). Die Elektronen werden durch Anlegen einer elektrischen Spannung am Grid zum Grid hin beschleunigt. Sobald sie durch das Grid durchfliegen, werden sie durch eine 24kV-Hochspannung zum Detektor beschleunigt.

3 Experimenteller Aufbau

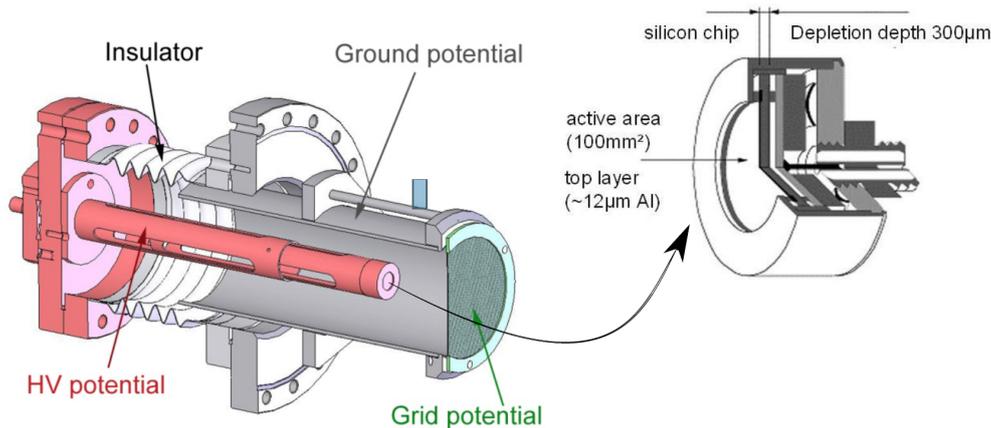


Abbildung 3.6: In rot sieht man den PIPS-Detektor auf Hochspannung und in grün das Grid zum Absaugen der Elektronen vom Target. Alles andere liegt auf Erdpotential [23]. Querschnitt des PIPS-Detektors [24].

nigt. Die Wände rund um dem Detektor befinden sich auf Erdpotential, um die Elektronen auf die aktive Zone des PIPS-Detektors zu fokussieren. Damit es in diesem Bereich zu keinen Überschlügen kommen kann, sind alle Flächen im Bereich des Detektors elektropoliert. Die Elektronen werden durch die Hochspannung stark zum Detektor beschleunigt. Dort treffen die Elektronen auf die aktive Fläche des Detektors. Die Elektronen durchdringen zuerst die Tot-Schicht am Detektor und erzeugen Elektron-Lochpaare in der aktiven Zone des Detektors. Diese werden separiert und erzeugen dabei einen Ladungspuls, der proportional zur deponierten Energie ist.

$$E = neU_{HS} \quad (3.1)$$

Dabei ist n die Anzahl der Elektronen, U_{HS} steht für die angelegte Hochspannung und e steht für die Elementarladung des Elektrons. Alle Elektronen, welche innerhalb von $1\mu s$ auf den Detektor treffen, werden gemeinsam als ein einziges Ereignis aufgefasst. Dies ermöglicht die genaue Anzahl der Elektronen zu bestimmen, die durch ein einziges Ion, beim Durchgang durch die Probe, emittiert werden. Die Frequenz der Elektronenpulse muss $<10kHz$ sein, da die Ereignisse am PIPS-Detektor sonst nicht mehr separat aufgelöst werden können.



Abbildung 3.7: Bild des PIPS-Detektors.

3.3.3 Absaugeffizienz der Elektronen vom Target zum PIPS-Detektor

Ein Teil der Elektronen, die vom Grid abgesaugt werden, wird kurz vor dem Target emittiert und ein Teil erst kurz hinter dem Target. Um zu verhindern, dass Elektronen von der Rückseite des Targets durch das Target durch ebenfalls zum Grid hin beschleunigt werden, wurde symmetrisch zum Grid, genau auf der gegenüberliegenden Seite eine Gegenelektrode angebracht (Bild 3.8). Diese hat denselben Durchmesser wie das Grid und liegt auch auf derselben Spannung (210V). Der Abstand zwischen Gegenelektrode und Target ist über 3 Wurmschrauben verstellbar. Dieser muss genau so eingestellt werden, dass der Abstand

3 Experimenteller Aufbau

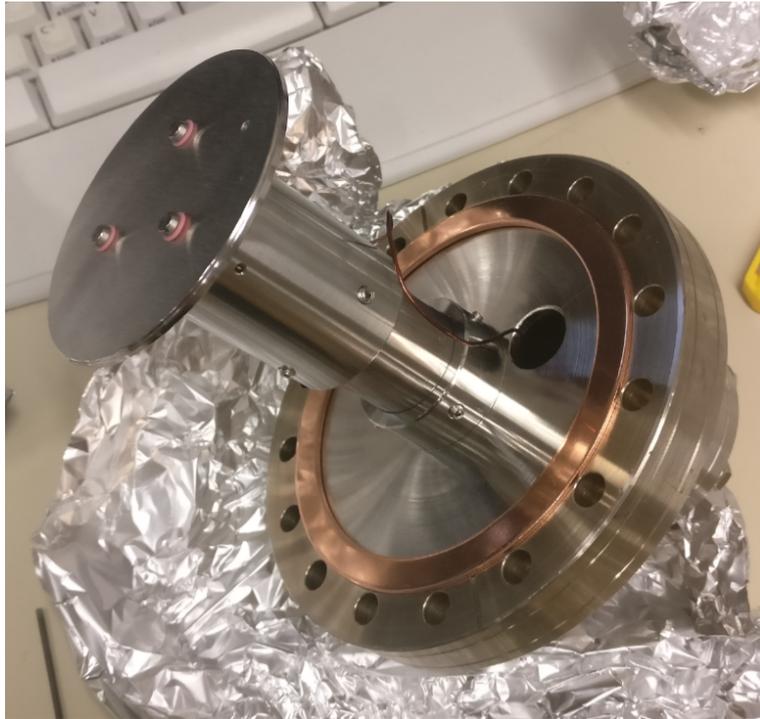


Abbildung 3.8: Foto der Gegenelektrode vor dem Einbau. An der vorderen Platte wird eine Spannung von 210V angelegt.

zwischen Grid und Target genau gleich ist, wie der Abstand zwischen Gegenelektrode und Target. Ganz vorne an der Gegenelektrode wird die Spannung angelegt, deshalb muss die vordere Platte, mit Hilfe von Keramiken isoliert angebracht sein und der Rest liegt, wie die Beamline, auf Erdpotential. Die Spannungsversorgung der Platte wird über den isolierten Draht gewährleistet. Durch Variieren des Winkels zwischen Target und Ionenstrahl wird die Absaugeffizienz der Elektronen verändert. Denn abhängig vom Winkel werden nicht immer alle Elektronen, die durch die Wechselwirkung des Ions mit dem Target emittiert werden, auch am PIPS-Detektor gemessen. Die meisten Messungen wurden deshalb bei 45° gemacht, da bei diesem Winkel alle Elektronen detektiert werden können.

3.4 Target

Für diese Messungen wurden drei verschiedene Targets verwendet. Zwei Targets sind davon Graphenproben. Graphen ist eine zweidimensionale Struktur, die nur aus Kohlenstoffatomen in hexagonaler Anordnung besteht. Die freistehenden Graphenproben benötigen einen entsprechenden Support, dessen Basis ein vergoldetes transmission electron microscopy (TEM) Grid bildet. Darauf liegt ein Quantifoil, welches $1.2\mu\text{m}$ Löcher aufweist und auf dem das Graphen aufgebracht wird. Eine Graphenprobe befindet sich auf einem Quantifoil mit einer 100nm dicken Goldschicht, die andere auf einem Quantifoil ohne Goldschicht. Diese Goldschichten sind wichtig, da nicht alle Ionen auf das Graphen treffen sondern auch den Support darunter. Die Goldschicht sorgt dafür, dass diese Ionen genug abgebremst werden um zu verhindern, dass sie das Target wieder verlassen können und somit ein Signal an der MCP erzeugen. Das dritte Target ist eine Referenzprobe und besteht nur aus dem Support ohne einer Graphenprobe. Die Graphenproben werden im Targethalter (Abbildung 3.9) eingebaut. Es können bis zu 6 verschiedene Targets eingebaut werden. Zwischen den Targets kann einfach hin und her gewechselt werden, indem man den Probenhalter manuell in der Höhe verstellt. Zusätzlich befindet sich unter den Targets noch ein Farraday-Cup, der zum Finden des Ionenstrahls und zum Messen des Ionenstroms, verwendet werden kann.



Abbildung 3.9: Targethalter mit bis zu 6 verschiedenen Targets und einem Farraday-Cup ganz links im Bild.

3.5 Koinzidenzmessungen

Viele Ionen treffen nicht auf das Graphen, sondern auf den Support. Dabei kommt es zur Elektronenemission. Allerdings werden die dazugehörigen Ionen soweit abgebremst, dass sie den Support nicht mehr verlassen können. In diesem Fall werden nur die Elektronen am PIPS-Detektor gemessen aber keine Ionen an der MCP.

Treffen die Ionen allerdings auf das freistehende Graphen, so werden dabei Elektronen emittiert und mittels PIPS-Detektor gemessen. Gleichzeitig wird das Ion, welches mit dem Graphen wechselwirkt, an der MCP detektiert. In diesem Fall wird sowohl ein Elektronensignal, als auch ein Ionensignal gemessen und nur dann wird das gemessene Elektronensignal auch ausgelesen. Dies wird als Koinzidenzmessung bezeichnet. Das Ionensignal ist ein Puls, der immer dann auftritt, wenn ein Ion auf die MCP trifft und wird als Gate-Signal bezeichnet.

Um diese Koinzidenzmessungen zu gewährleisten, muss das Signal der Elektronen verzögert werden. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Zeit, die die schnellen Elektronen benötigen bis sie den PIPS-Detektor erreichen, kürzer ist als die Zeit, die die langsamen Ionen benötigen bis sie die MCP erreichen. Um das Elektronensignal zu verzögern wird ein ORTEC 427A Delay Amplifier verwendet. Diese Verzögerung wird bei allen Messungen an den verwendeten Ladungszustand und an die verwendete Geschwindigkeit der Ionen angepasst.

3.6 Elektronik

In der MCP wird beim Auftreffen eines Ions eine Elektronenkaskade erzeugt. Diese wird verwendet um ein Gate-Signal für die Koinzidenzmessungen für den PIPS-Detektor zu erzeugen. Das Signal wird zuerst in einem ORTEC 142 Vorverstärker verstärkt. Danach wird die Signalform in einem ORTEC 474 Timing Filter Amplifier für Zeitmessungen optimiert. Um aus diesem Signal, welches unterschiedliche Pulshöhen aufweist, ein gutes Zeitsignal zu bekommen wird ein ORTEC 473 A CONSTANT FRACTION DISCRIMINATOR verwendet. Anschließend geht das Gate-Signal noch in einem ORTEC 416 A GATE DELAY GENERATOR. Damit kann man die Gatehöhe und die Gatebreite für das Experiment anpassen. Zusätzlich kann das Signal auch noch verzögert werden. Dieses Signal wird über einen Op-

3 Experimenteller Aufbau

tokoppler in den Eingang eines Multichannel Analyzers, der sich in einem Farraday-Käfig befindet, eingespeist. Dieser wird zum Schutz vor der Hochspannung benötigt. Die ganze Elektronik für den PIPS-Detektor befindet sich im Faraday-Käfig. Der Ladungspuls, welcher durch die Elektronen-Lochpaare im Detektor erzeugt wird, wird mit Hilfe eines ORTEC 142B Vorverstärkers in einen Ladungspuls umgewandelt. Im ORTEC 570 wird das Signal weiter verstärkt, die Pulshöhen gemessen und die Signalform angepasst. Im ORTEC 427A wird das Signal verzögert, um die koinzidenten Messungen zu ermöglichen, da das Signal der Elektronen sonst viel schneller ankommen würde als das Signal der Ionen. Das Gate-Signal der Ionen und das Elektronensignal treten danach gemeinsam in den CAEN N957 Multichannel Analyzer. Durch ein optisches USB Kabel, gelangt das resultierende Signal aus dem Farraday-Käfig hinaus und in einen Computer.

3 Experimenteller Aufbau

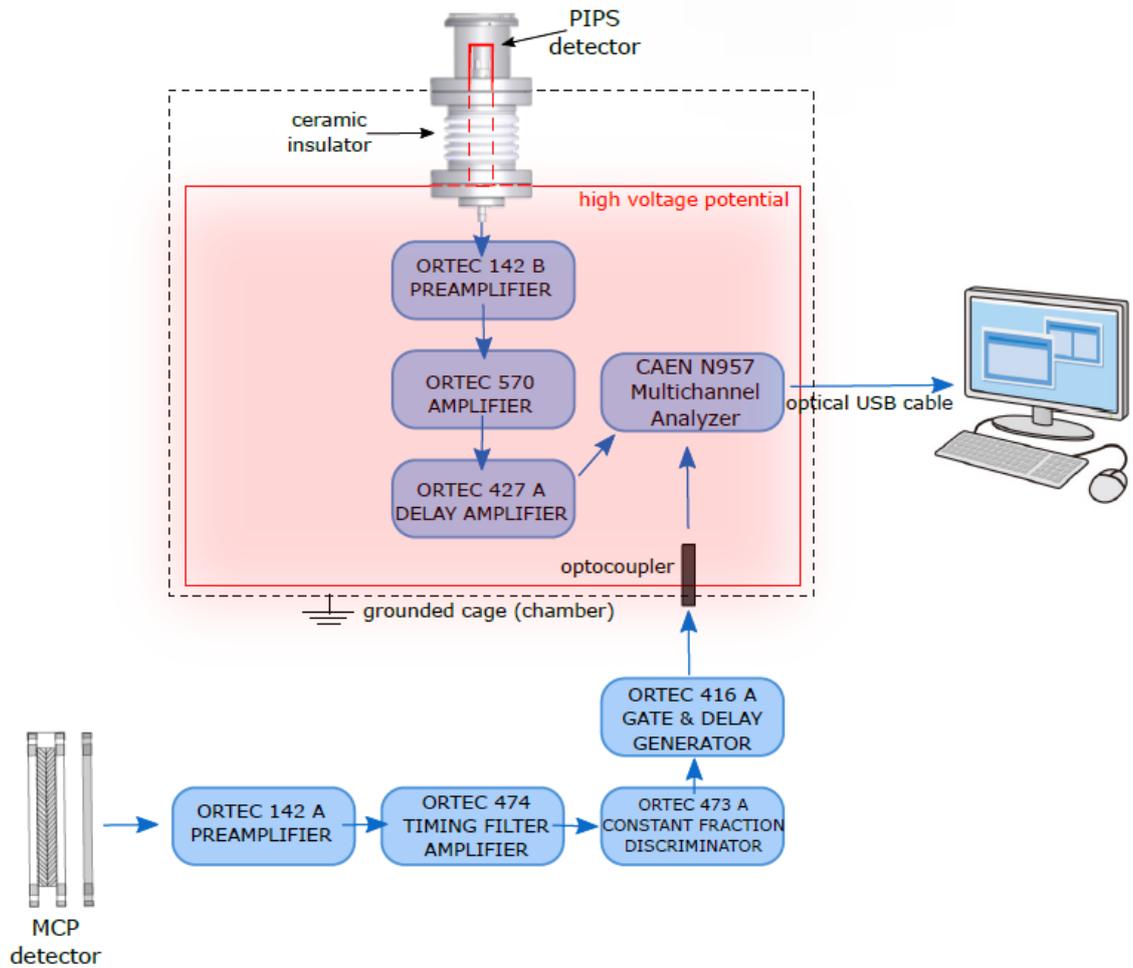


Abbildung 3.10: Das Signal von der MCP wird verstärkt. Das Signal der Elektronen wird verstärkt und verzögert. Durch diese Verzögerung treten beide Signale gleichzeitig in den Multichannel Analyzer und werden ausgewertet [26].

3.7 Auswertung

Ziel dieser Auswertung ist die Bestimmung der durchschnittlichen Anzahl der Elektronen welche pro Ion am PIPS-Detektor detektiert werden.

Zu Beginn wird jedes mal wenn am PIPS-Detektor ein Elektronensignal gemessen wird und gleichzeitig auch ein Ionensignal an der MCP anliegt, der gemessene Wert am PIPS-Detektor ausgelesen und in ein Spektrum eingetragen. Daraus ergeben sich koinzidente Spektren. Diese werden durch ein Python-Programm ausgewertet, welches von Alexander Fuchs-Fuchs in seiner Diplomarbeit und von Lukas Rachbauer in seiner Bachelorarbeit [27] programmiert wurde. In Abbildung 3.11a und 3.11b sieht man zwei verschiedene, gemessene Koinzidenzspektren. Abbildung 3.11a zeigt ein Koinzidenzspektrum mit niedrigem Elektronenyield und Abbildung 3.11b ein Koinzidenzspektrum mit hohem Elektronenyield.

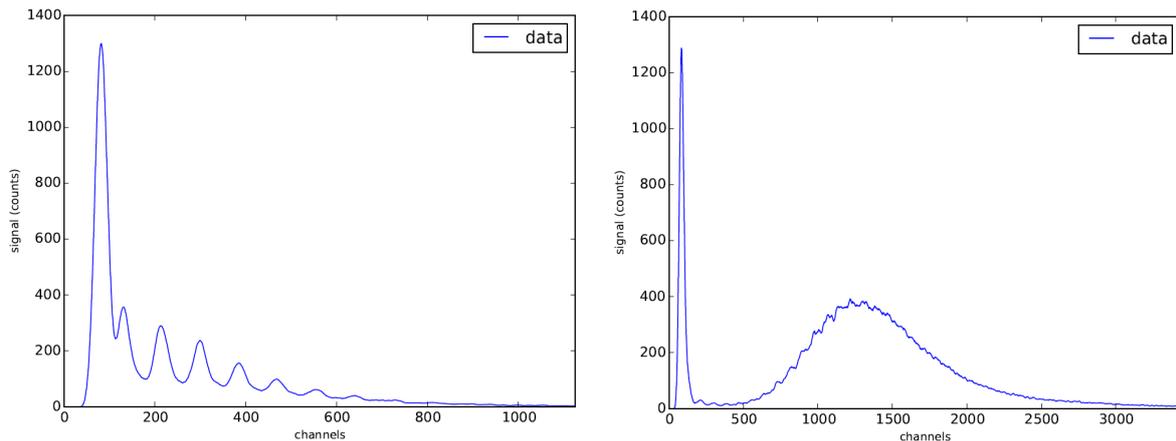
Der erste Peak in den Spektren ist der Rauschpeak des Detektors und wird herausgerechnet. Im Multichannel Analyzer werden die Pulshöhen des Elektronensignals in ein Histogramm mit 8192 Channel geordnet. Diese Channels sind proportional zum Elektronenyield und werden später umgerechnet. Abbildung 3.12a entspricht einer detaillierteren Ansicht von Abbildung 3.11a und in Abbildung 3.12b wurde das Rauschen herausgefiltert. Nach dem Rauschpeak vom Detektor erkennt man weitere Peaks, welche der Anzahl der gemessenen Elektronen entsprechen. Wie in Kapitel 3.3.2 gezeigt, ist die deponierte Energie der Elektronen:

$$E = neU_{HS} \quad (3.2)$$

Dabei ist n die Anzahl der Elektronen die am PIPS-Detektor gemessen werden, e ist die Elementarladung der Elektronen und U_{HS} steht für die angelegte Hochspannung. Die Hochspannung ist bei den Messungen immer konstant. Wenn man bei konstanter Hochspannung die Energiedifferenz zwischen zwei benachbarten Elektronen Peaks berechnet findet man, dass der Abstand zwischen den Peaks stets konstant bleibt. Dadurch ergibt sich der konstante Abstand zwischen den einzelnen Peaks in den Diagrammen.

In Abbildung 3.13 sieht man den Rauschpeak des Detektors genauer. Das Auswertprogramm bestimmt zuerst die Position und die Größe des Detektorrauschpeaks. Dieser wird für

3 Experimenteller Aufbau



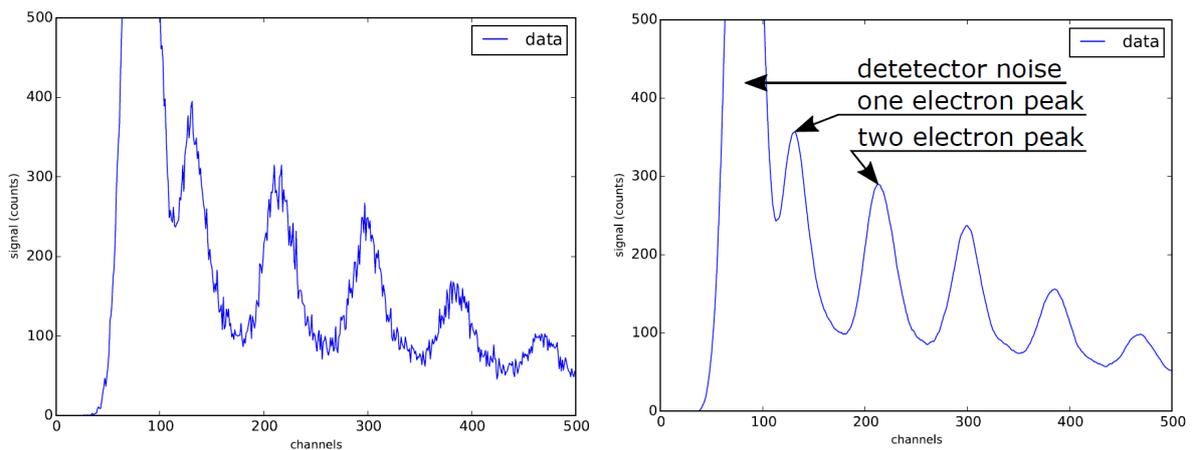
(a) Koinzidenzspektrum von Ar^{2+} Ionen, die mit einer Energie von 12keV auf eine Schicht Graphen treffen. (b) Koinzidenzspektrum von Ar^{9+} Ionen, die mit einer Energie von 54keV auf eine Schicht Graphen treffen.

Abbildung 3.11: Koinzidenzspektren mit niedrigem und hohem Elektronenyield [27].

die weitere Auswertung vom restlichen Spektrum abgezogen. Dies ist wichtig, da der Detektorrauschpeak mit dem Ein-Elektronen Peak überlappt und dadurch der Ein-Elektronen Peak besser sichtbar wird. Danach wird der Abstand zwischen benachbarten Elektronen Peaks berechnet (Abbildung 3.14). Bei jedem gefundenen Elektronen Peak wird eine blaue vertikale Linie eingezeichnet. Daraus wird der konstante Abstand zwischen den Elektronen Peaks berechnet. Mit dessen Hilfe werden die Channels in den Elektronenyield umgerechnet.

Immer wenn eine Messung gestartet wird, muss auch ein Untergrundspektrum aufgenommen werden, da auch wenn der Ionenstrahl nicht auf die Probe trifft, immer noch ein Untergrund gemessen wird. Dieser Untergrund entsteht durch den Ionenstrahl der auch an anderen Stellen, als am Target, auftreffen kann und dadurch Elektronen emittiert werden. Ebenso können durch Feldemission Elektronen zum PIPS-Detektor emittiert werden. Von diesem Untergrundspektrum wird auch zuerst der Detektorrauschpeak herausgerechnet und anschließend von dem Spektrum abgezogen (Abbildung 3.15). In Abbildung 3.16 sieht man das resultierende Spektrum und auch eine passende Fitfunktion dazu. Aus dieser Fitfunktion wird nun noch der Elektronenyield berechnet. Wie die Auswertung und die Berechnung des Yields im Detail funktioniert beschreibt Lukas Rachbauer in seiner Bachelorarbeit [12]. In Abbildung 3.17 sieht man ein ausgewertetes koinzidentes Spektrum von Graphen. Die blaue Kurve entspricht bereits dem korrigierten, gemessenen Spektrum und die rote Kurve zeigt die gefittete Funktion. Der durchschnittliche Elektronenyield γ wird ebenso gleich vom Programm berechnet und dargestellt.

3 Experimenteller Aufbau



(a) Detaillierte Ansicht vom Spektrum in Abbildung 3.11a. (b) Detaillierte Ansicht vom Spektrum in Abbildung 3.11a geglättet.

Abbildung 3.12: Detailliertere Ansichten des Koinzidenzspektrums in Abbildung 3.11a [27].

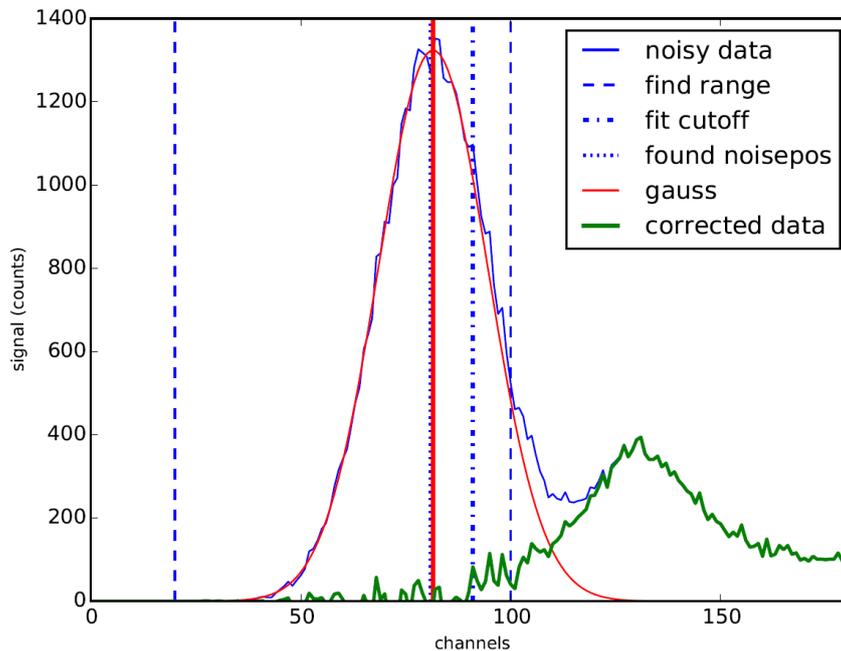


Abbildung 3.13: Herausfiltern des Detektorrauschpeaks in rot aus den gemessenen Daten [27].

3 Experimenteller Aufbau

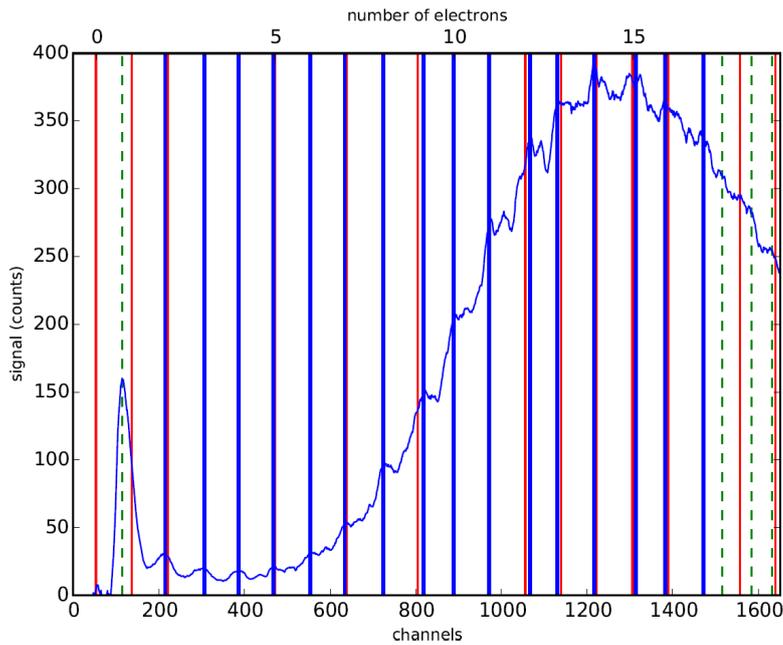


Abbildung 3.14: Bei jedem gefunden Elektronen Peak wird eine blaue vertikale Linie eingezeichnet [27].

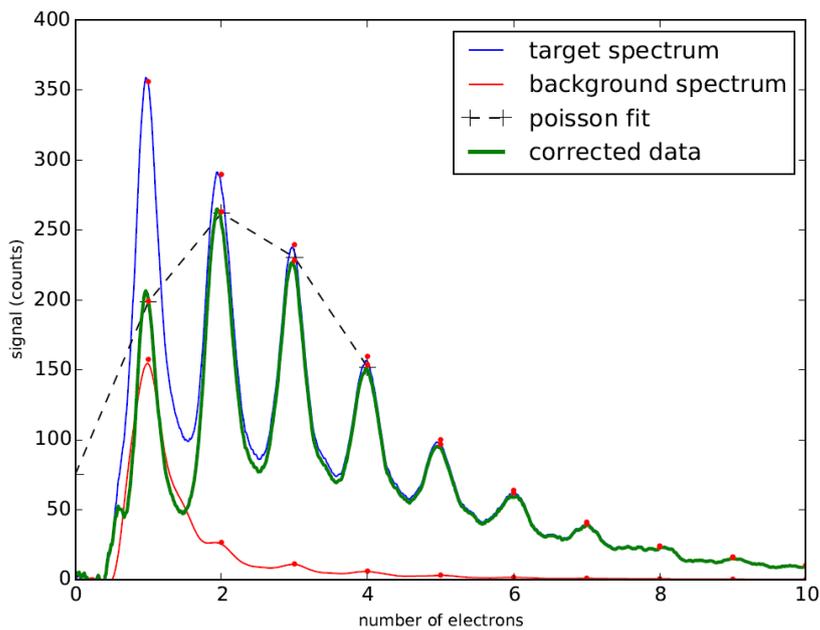


Abbildung 3.15: Die blaue Kurve ist das Spektrum, die rote Kurve das Untergrundspektrum. Das korrigierte Spektrum in grün wird aus der Differenz von Spektrum und Untergrundspektrum berechnet [27].

3 Experimenteller Aufbau

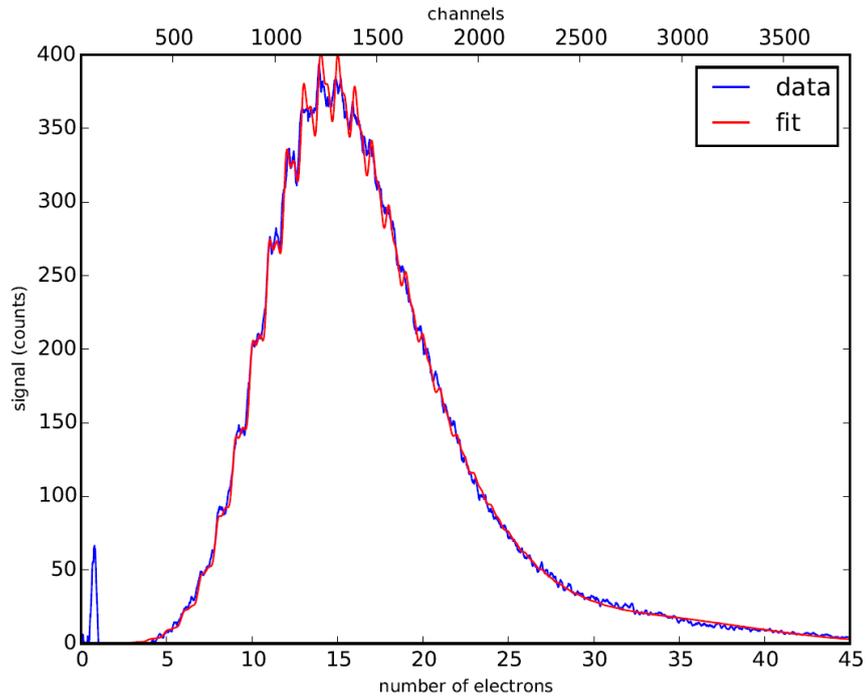


Abbildung 3.16: Gefittetes Spektrum in rot und Rohdaten in blau [27].

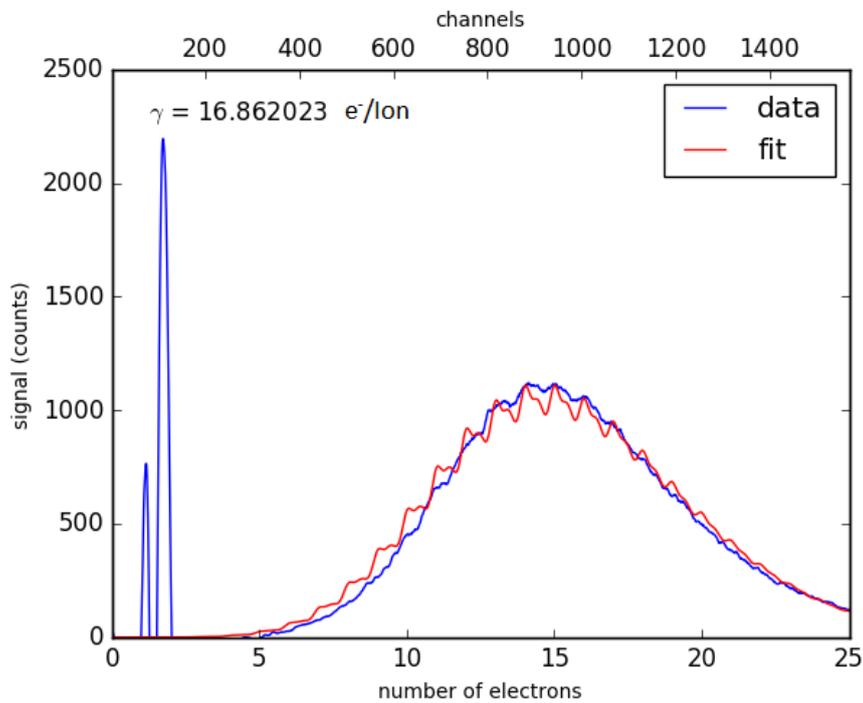


Abbildung 3.17: Ausgewertetes koinzidente Spektrum von Ar^{9+} mit einer Energie von 54keV an Graphen.

4 Ergebnisse

4.1 Yieldsoptimierung durch Variieren der Gegenelektrodenspannung

In diesen Messreihen wird der Elektronenyield berechnet. Dieser entspricht der Anzahl der Elektronen, die den PIPS-Detektor erreichen. Der Elektronenyield wird in Abhängigkeit der Spannung an der Gegenelektrode bestimmt. Dazu wurden Ar^{8+} -Ionen mit einer kinetische Energie von 16keV auf die Graphenprobe, die auf dem mit Gold beschichteten Quantifoil aufgebracht ist, geschossen. Diese Messreihen werden erst bei 45° und danach bei -45° gemessen. Der Aufbau ist in Abbildung 4.1 jeweils für 45° und für -45° skizziert. Für beide Messreihen wurde die Spannung an der Gegenelektrode variiert und zu jeder Spannung der dazugehörige Elektronenyield bestimmt. Bei der ersten Messreihe in Abbildung 4.2 stand die Probe im 45° -Winkel zum Ionenstrahl und bei der zweiten Messreihe in Abbildung 4.3 auf -45° .

Aus diesen Diagrammen sieht man, dass bei 45° die Gegenelektrode keinen Einfluss auf den Elektronenyield hat und bei -45° schon. Hier werden Elektronen die an der Vorderseite des Graphen emittiert werden durch das Graphen durch abgesaugt und detektiert, wodurch der Elektronenyield steigt. Ein weiteres wichtiges Ergebnis ist, dass der Elektronenyield auf der Rückseite der Probe viel kleiner ist als an der Vorderseite. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Ionenstrahl auf der Rückseite der Probe bereits einen Teil seiner Ladung verloren hat und deshalb nur weniger Elektronen emittiert werden können.

4 Ergebnisse

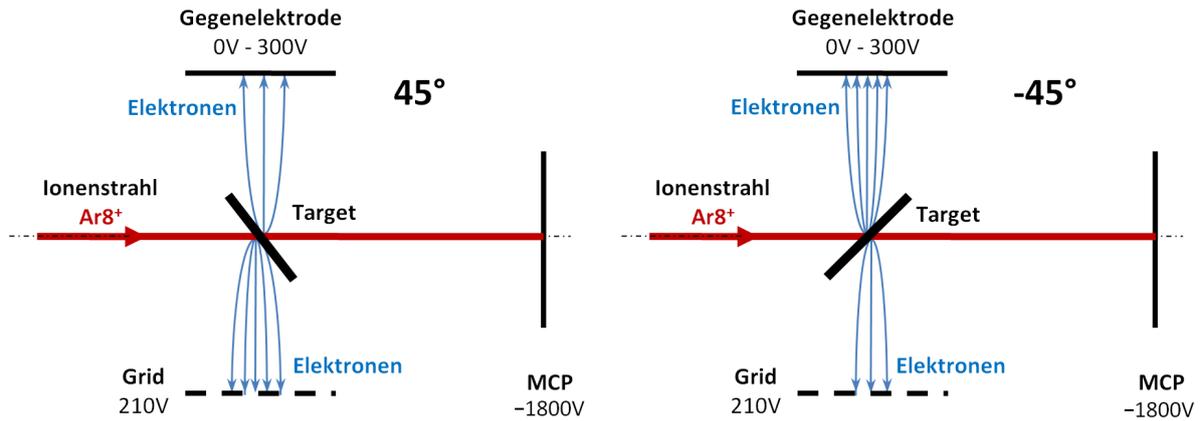


Abbildung 4.1: In dieser Abbildung ist links die Ausrichtung des Targets bei der ersten Messreihe bei 45° dargestellt. Rechts in der Abbildung sieht man die Ausrichtung des Targets bei der zweiten Messreihe bei -45° .

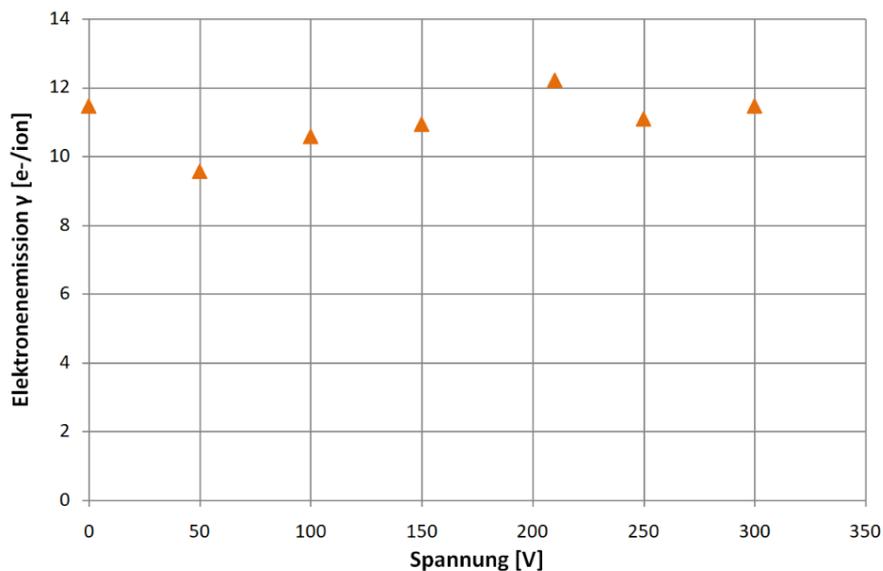


Abbildung 4.2: Gemessene Elektronenemission für Ar^{8+} (16keV) auf Graphen bei einem Ionenauffreffwinkel von 45° auf das Target, für verschiedenen Spannungen an der Gegenelektrode (Gridspannung 210V).

4 Ergebnisse

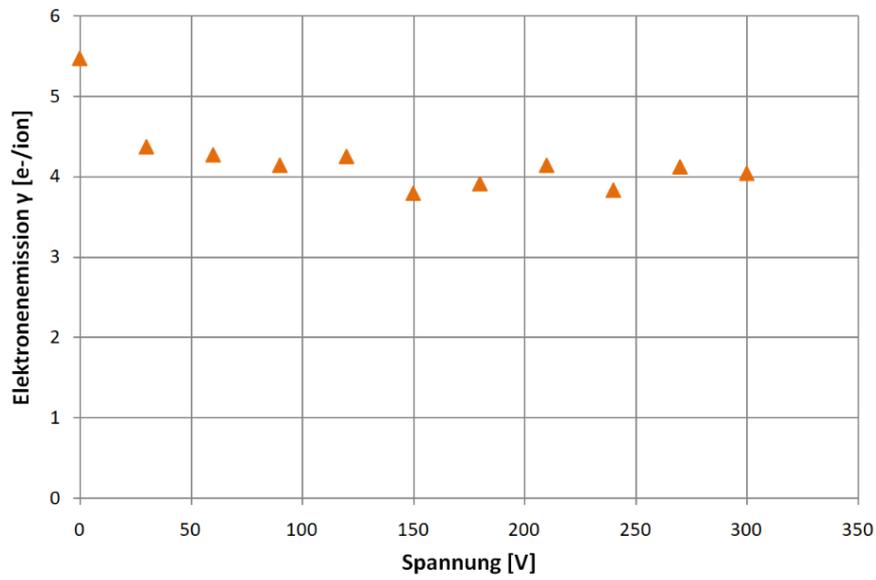


Abbildung 4.3: Gemessene Elektronenemission für Ar^{8+} (16keV) auf Graphen bei einem Ionenauffreffwinkel von -45° auf das Target, für verschiedenen Spannungen an der Gegenelektrode (Gridspannung 210V).

4.2 Winkelabhängige Absaugeffizienz und Korrekturfaktor

Verändert man den Winkel zwischen Probe und Ionenstrahl können nicht mehr alle Elektronen, die an der Vorderseite der Probe emittiert werden, auch zum PIPS-Detektor gelangen. Um den Verlust experimentell zu bestimmen, wurde bei jedem Winkel mit zwei unterschiedlichen Ladungszuständen, Ar^{9+} und Ar^{4+} , der Elektronenyield bestimmt. Der Elektronenyield setzt sich dabei aus einem kinetischen Anteil und einem potentiellen Anteil zusammen.

Der kinetische Emission ist in guter Näherung ladungsunabhängig. Das bedeutet für gleiche Auftreffgeschwindigkeit und gleiche Auftreffwinkel besteht der Differenzyield zwischen Ar^{9+} und Ar^{4+} nur aus potentieller Emission.

Die potentielle Emission ist abhängig von der Normalkomponente der Geschwindigkeit. Diese Normalgeschwindigkeit der Ionen auf die Probe wird bei allen Messungen mit den verschiedenen Ladungen und Winkeln immer konstant gehalten, durch das anpassen der Beschleunigungsspannung der Ionen. Bestimmt man bei jedem Winkel den Differenzyield sollte die potentielle Elektronenemission konstant bleiben. Man sieht jedoch in Abbildung 4.4, dass der Differenzyield bei kleinen Winkeln immer kleiner wird, sowohl bei ein- als auch ausgeschaltener Gegenelektrodenspannung. Das liegt an der Absaugeffizienz von den Elektronen die an der Probe emittiert werden, zur Anzahl der Elektronen die am PIPS-Detektor gemessen werden. Laut der Diplomarbeit von Martin C. Simon [17] welche einen ähnliches Experiment hatten, werden bei einem Winkel von 45° alle Elektronen detektiert. Durch diese Annahme lässt sich aus diesen Werten ein winkelabhängiger Korrekturfaktor berechnet. Dieser ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Man sieht, dass bei großen Winkeln fast alle Elektronen detektiert werden, je kleiner der Winkel wird umso weniger Elektronen werden detektiert. Bei 0° ist der Korrekturfaktor bei eingeschaltener Gegenelektrodenspannung bereits 4,25. Bei abgeschaltener Gegenelektrodenspannung sieht man, dass der Korrekturfaktor bei 0° auf 6,2 ansteigt. Aus diesen Diagramm erkennt man, dass der Winkel einen starken Einfluss auf die Absaugeffizienz hat. Die Elektronenemission wird deshalb wenn möglich immer bei 45° gemessen, wo alle Elektronen detektiert werden und der Korrekturfaktor 1 ist.

4 Ergebnisse

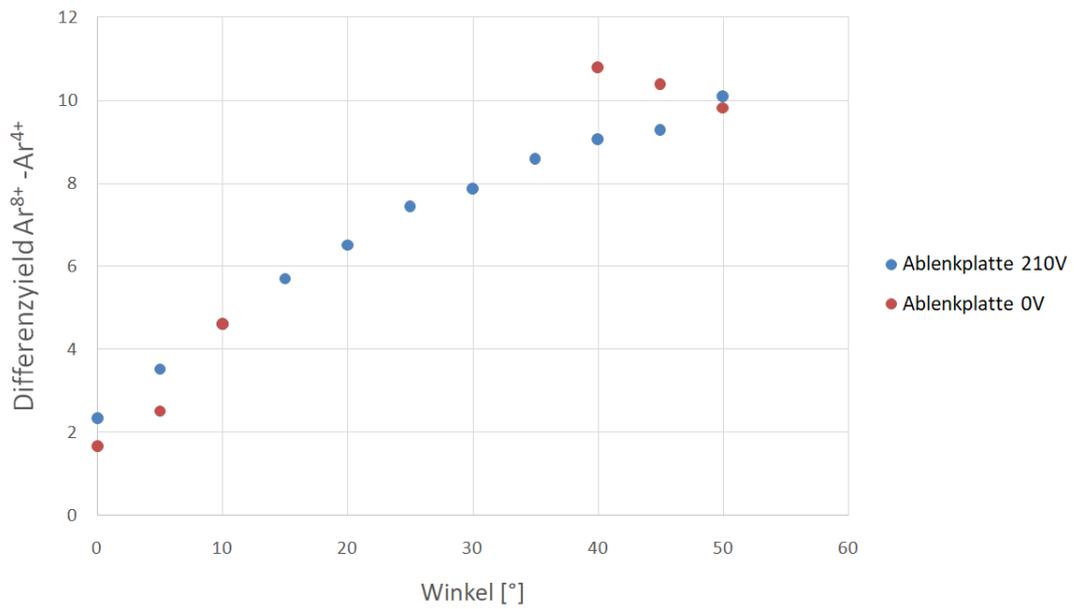


Abbildung 4.4: Differenzyield von Ar^{9+} und Ar^{4+} bei konstanter Normalgeschwindigkeit (211913m/s) von Graphen bei ein- und ausgeschalteter Gegenelektrodenspannung (210V/0V).

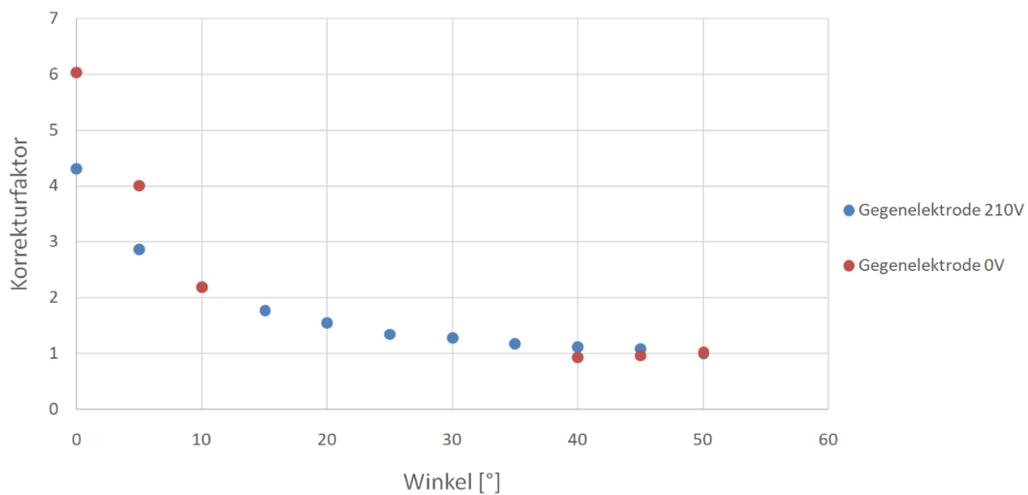


Abbildung 4.5: Korrekturfaktor bei ein- und ausgeschalteter Gegenelektrodenspannung (210V/0V).

4.3 Vergleich der Koinzidenzspektren von zwei Proben

Bei dieser Messung wurden die Koinzidenzspektren von zwei verschiedenen Proben miteinander verglichen. Die erste Probe besteht aus einer einzigen Schicht Graphen, die auf einem vergoldeten Quantifoil aufliegt und dieses befindet sich wiederum auf einem TEM-Grid. Die zweite Probe besteht nur aus dem vergoldetem Quantifoil auf einem TEM-Grid. In Abbildung 4.6 sieht man die koinzident gemessenen Elektronenemissionspektren bei einem Winkel von 45° . Der erste Peak in beiden Spektren ist wieder der Detektorrauschpeak. Die Channels sind proportional zum Elektronenyield, wie schon im Kapitel 3.7 erwähnt. Bei diesen koinzidenten Messungen sieht man, dass bei der ersten Probe ein koinzidentes Spektrum herauskommt, beim anderen allerdings wird kein Spektrum gemessen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass zwar Elektronen vom Quantifoil emittiert werden, allerdings können die dazugehörigen Ionen die Goldschicht nicht mehr verlassen und werden deshalb nicht detektiert. In Abbildung 4.7 sieht man die gemessenen Spektren bei einem Winkel von -45° . Hier sieht man ebenfalls, dass bei dem Quantifoil kein koinzidentes Spektrum gemessen werden konnte. Dies ist ein sehr wichtiges Ergebniss welches zeigt, dass die Koinzidenzmethode wirklich funktioniert. Vergleicht man die oberen beiden Spektren der Graphenprobe miteinander, so erkennt man, dass bei einem Winkel von -45° der Elektronenyield viel kleiner ist, als bei einem Winkel von 45° .

4 Ergebnisse

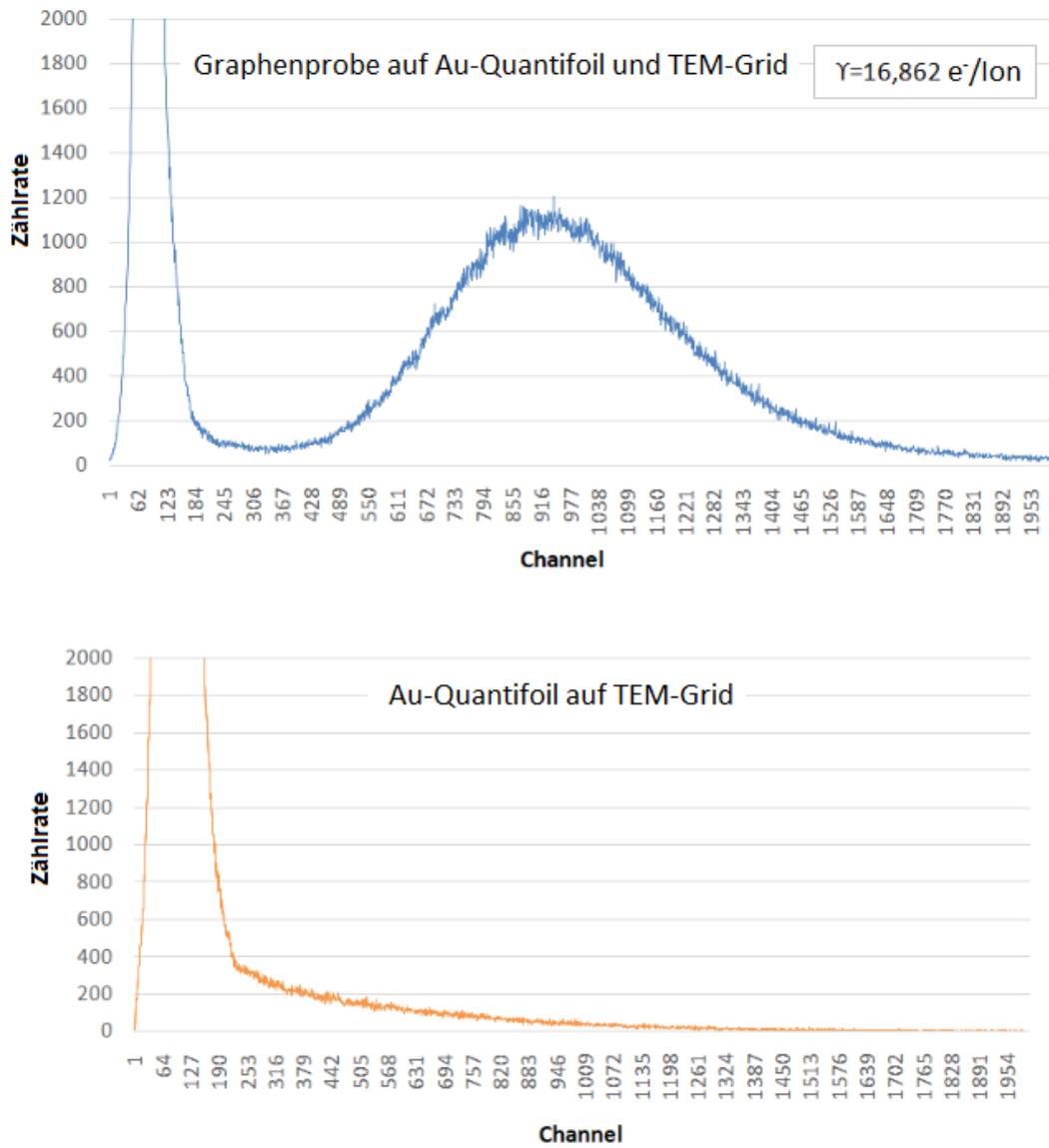


Abbildung 4.6: Vergleich Koinzidenzspektren von Ar^{9+} mit einer Energie von 54keV bei einem Winkel von 45° .

4 Ergebnisse

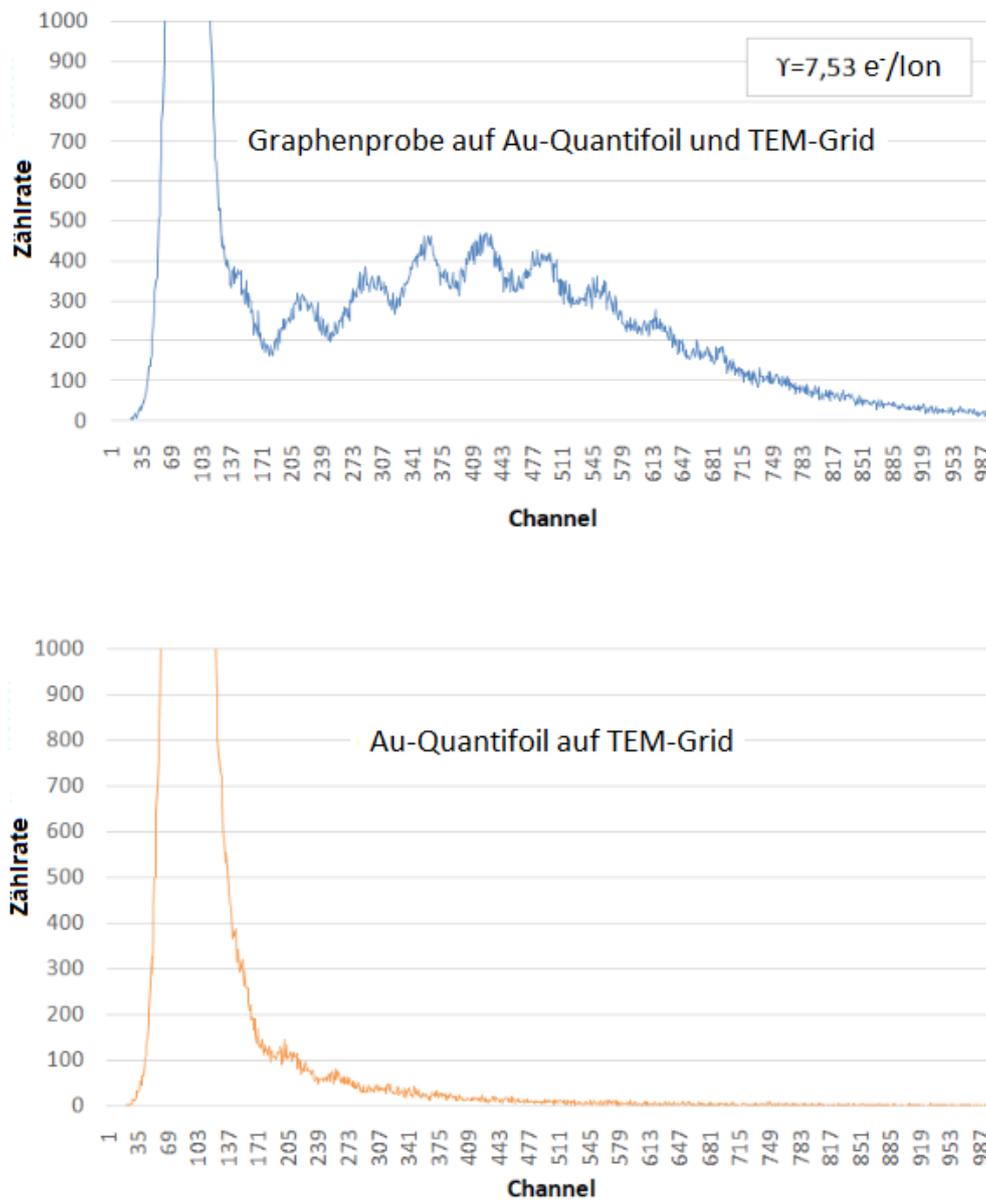


Abbildung 4.7: Vergleich Koinzidenzspektren von Ar^{9+} mit einer Energie von 54keV bei einem Winkel von -45° .

5 Aufbau NIELS

Der Aufbau des Neutral and Ion Energy Loss Spectrometry Experiments (NIELS) besteht aus drei großen Einheiten. Aus der Ionenquelle, in der der Ionenstrahl erzeugt wird, der Targetkammer, in der der Ionenstrahl auf das Target trifft und der Time-of-flight Kammer, in der die Ionen welche durch das Target durchtreffen, analysiert werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Anlage von Grund auf aufgebaut. Wo es möglich war wurden bereits im Labor vorhandene Bauteile verwendet. Beim Zusammenbau dieses Experiments wurde als erstes die Ionenquelle eingebaut (Bild 5.1). Im Anschluss wurde die Targetkammer angebaut (Bild 5.2). Die letzte Kammer, die eingebaut wurde, war die Time-of-Flight-Kammer (Bild 5.3). Beim Einbauen der Kammern war zu beachten, dass der Ionenstrahl die Kammern gerade durchläuft. Deshalb ist es wichtig, dass die Kammern genau aufeinander ausgerichtet werden. Dies wird über die Füße des Gestells erreicht, die in der Höhe verstellbar sind und durch verschiedene Schrauben entlang der Kammern. Zum Verbessern der Ausrichtung der Kammern zueinander, wurde ein Laser verwendet, der genau auf Ionenstrahlhöhe eine horizontale Linie auf den Kammern erzeugt.

5 Aufbau NIELS



Abbildung 5.1: Als erstes wurde beim NIELS Experiment die Ionenquelle Dreebit EBIS-A eingebaut.



Abbildung 5.2: Anbau der Targetkammer an die Ionenquelle.



Abbildung 5.3: Einbau der Time-of-Flight Kammer an die Targetkammer.

5.1 Vakuum

Um zu verhindern, dass die erzeugten Ionen mit den Restgasteilchen im Vakuum stoßen, muss in den Kammern ein sehr gutes Vakuum $<10^{-8}$ mbar vorhanden sein. Um diesen Druck zu erreichen, sind an der Targetkammer und der Time-of-Flight-Kammer eigene Drehschieberpumpen angebracht, welche einen Vordruck von ca 10^{-3} mbar erreichen. Wird dieser Druck unterschritten, wird zusätzlich zur Drehschieberpumpe eine Turbopumpe dazugeschaltet, welche den Druck auf unter 10^{-8} mbar senkt. Bei der Ionenquelle wird das Vorvakuum nicht über eine Drehschieberpumpe, sondern über eine zweite Turbopumpe erzeugt. Alle Kammern besitzen zwei Druckmesszellen, eine für die höheren Drücke der Vorvakuum pumpen und eine für die niedrigen Drücke der Turbopumpen. Beim Belüften der Kammern, wird immer zuerst mit Stickstoff geflutet, um danach ein schnelleres Erreichen des Enddruckes gewährleisten zu können. Zwischen der Ionenquelle und der Targetkammer befindet sich ein Shutter, der manuell die Kammern voneinander abtrennen kann. Targetkammer und Time-of-Flight-Kammer sind durch einen pneumatischen Shutter voneinander abgeschottet. Durch das Schließen der Shutter ist es möglich die Kammern unabhängig voneinander zu belüften. Außen an der Targetkammer befindet sich noch eine weitere Kammer. Durch diese ist es möglich, die Targets im Targethalter zu wechseln ohne, dass die Targetkammer belüftet werden muss. Diese Kammer kann ebenfalls über einen pneumatischen Shutter von der Targetkammer abgetrennt werden und hat auch eine eigene Turbopumpe.

5.2 Ionenquelle

Die Dreiebit EBIS-A (Electron Beam Ion Source) erzeugt hochgeladenen Ionen (z.B. Xe^{1+} bis Xe^{46+}) mit einer kinetischen Energie von $10\text{eV}\cdot q$ bis $12\text{keV}\cdot q$, wobei q der Ladungszustand der Ionen ist. Mit dieser Quelle kann sowohl ein gepulster Ionenstrahl, als auch ein kontinuierlicher Ionenstrahl erzeugt werden. In diesem Experiment wird die Quelle vorerst im kontinuierlichen Betrieb betrieben. Zum Erzeugen des Ionenstrahls wird eine Kathode verwendet, welche einen hohen Elektronenstrom liefert. Dieser wird mit Hilfe eines Magnetfelds komprimiert, um eine hohe Elektronenstromdichte zu erreichen. Diese Elektronen ionisieren über Elektronenstoßionisation die Gasteilchen, welche über eine Gasflasche in die Kammer geleitet werden. Die Elektronen sind über verschiedene Potentiale in einer Falle eingesperret.

Sobald die Ionen eine gewisse kinetischen Energie überschreiten, können sie die Falle überwinden und treten aus der Quelle aus. Genauere Informationen zur Ionenquelle sind in der Diplomarbeit von David MELINC [25] beschrieben.

5.3 Ionenstrahlformierung

Der Ionenstrahl, der aus der Quelle austritt, besteht aus einer Verteilung an Ladungszuständen. Um aus diesem Ionenstrahl einen gewünschten Ladungszustand herauszufiltern, wird ein Wienfilter verwendet. Nach dem Wienfilter kann der Ionenstrahl mit Hilfe einer Bremslinse abgebremst werden, wodurch die kinetische Energie der Ionen reduziert wird. Dies wird durch Anlegen eines Potentials zwischen der Quelle und der Targetkammer erreicht. Am Ende der Bremslinse befinden sich Ablenkplattenpaare, mit deren Hilfe der Ionenstrahl ausgerichtet wird. Im Anschluss trifft der Ionenstrahl durch den Chopper. Dieser erzeugt aus dem kontinuierlichen Strahl aus der Ionenquelle, einen gepulsten Strahl, der für die Time-of-Flight-Messungen als Start Signal benötigt wird. Nach dem Chopper trifft der Ionenstrahl durch einen horizontalen und einen vertikalen Schlitz, wodurch der Durchmesser des Ionenstrahls reduziert wird. Der horizontale Schlitz ist in Abbildung 5.4 abgebildet. Bei beiden Schlitzzen kann zwischen zwei verschiedenen Schlitzbreiten (1mm und 0.5mm) ausgewählt werden. Schließlich trifft der Ionenstrahl auf das Target.



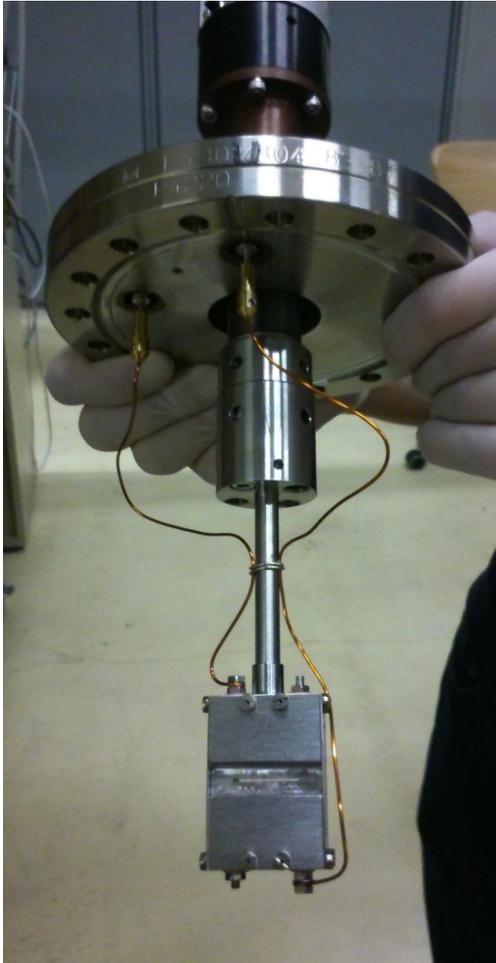
Abbildung 5.4: Beim horizontalen Schlitz kann zwischen zwei verschiedenen Schlitzbreiten ausgewählt werden.

5.4 Targetkammer

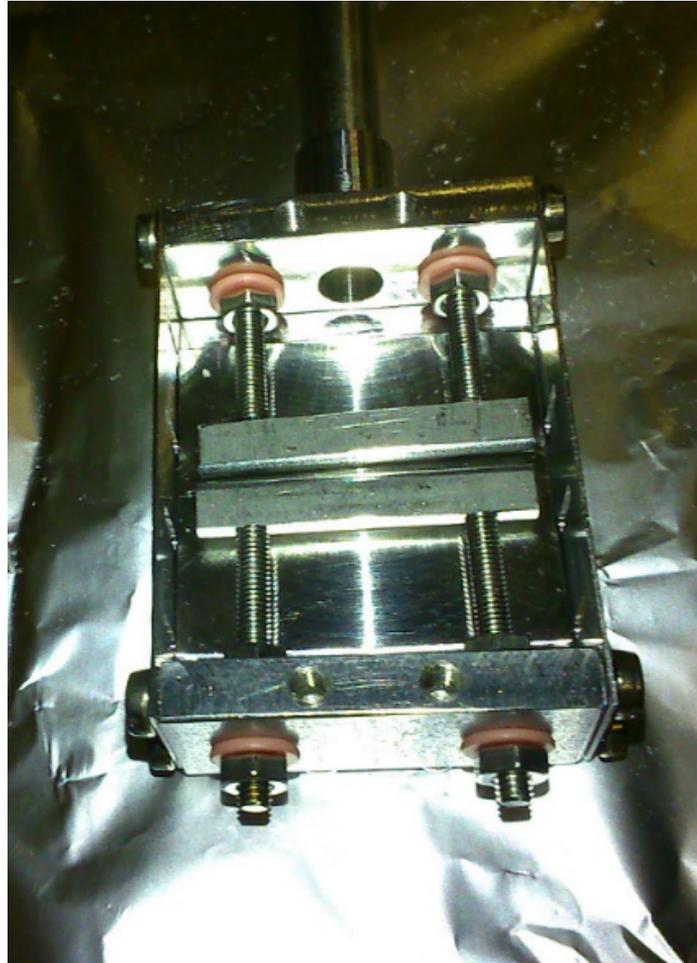
Ganz vorne in der Targetkammer befindet sich eine Blende. Diese kann manuell in den Ionenstrahl gefahren werden. Auf Grund der Messung des Stromes an der Blende lässt sich herausfinden, ob der Ionenstrahl in die Targetkammer trifft. Im Anschluss befindet sich ein Chopper (Abbildung 5.5), welcher ebenfalls manuell in der Höhe verstellt werden kann. Bei Bedarf kann dieser auch ganz aus dem Strahl hinaus gefahren werden. Der Chopper erzeugt aus einem kontinuierlichen Strahl, einen gepulsten Strahl für die Time-of-Flight-Messungen, indem der Ionenstrahl immer wieder durch ein elektrisches Feld soweit abgelenkt wird, dass die Ionen nicht mehr durch den Schlitz nach dem Chopper treten können. Des Weiteren wird der Chopper verwendet, um ein Start-Signal für die Time-of-Flight-Messungen zu erzeugen.

Hinter dem Chopper befinden sich ein horizontaler (Abbildung 5.4) und ein vertikaler Schlitz, die manuell verfahren werden können. Nach den Schlitzen treffen die Ionen auf den Targethalter (Abbildung 5.6), in dem bis zu drei verschiedene Proben befestigt werden. Zusätzlich besitzt der Targethalter einen Farraday-Cup, um den Strom am Targethalter messen zu können. Mit Hilfe einer Lineardurchführung ist es möglich, den Targethalter abzuziehen und in die Targetwechselkammer zurückziehen. Sobald der Targethalter zurückgezogen wurde, kann der pneumatische Shutter zwischen Targetwechselkammer und Targetkammer geschlossen werden. Als nächstes wird die Targetwechselkammer belüftet und der abnehmbare Flansch oben auf der Kammer kann abgenommen werden. Nun können die Targets gewechselt werden, ohne die Targetkammer selbst belüften zu müssen.

Beim Durchgang der Ionen durch das Target stabilisieren die hochgeladenen Ionen Elektronen, wodurch der Ladungszustand der Ionen reduziert wird. Gleichzeitig werden beim Durchgang der Ionen durch das Target, Elektronen emittiert. Diese werden durch eine Gridspannung abgesaugt und mit Hilfe einer Hochspannung, zu einem PIPS-Detektor beschleunigt und detektiert. Die Ionen, welche bereits einen Teil Ihrer Ladung verloren haben, treten danach in die Time-of-Flight-Kammer. Um den Targethalter für die Messungen richtig zu positionieren, kann der Targethalter über vier Schrittmotoren in alle Richtungen verfahren werden und auch der Winkel zwischen Target und Ionenstrahl beliebig eingestellt werden. An der Kammer befindet sich ein Fenster, durch das man den Targethalter sieht. Dies ist beim Targetwechseln sehr hilfreich. Da sich dieses Fenster auf der anderen Seite der Kammer von der Targetwechselkammer befindet, ist dort eine Kamera angebracht worden um das Wechseln der Proben



(a) Befestigung des Choppers am Manipulator mit fertiger Verkabelung vor dem Einbau.



(b) Chopper mit abgeschraubter Abdeckung.

Abbildung 5.5: Fotos vom Chopper vor dem Einbau.

zu erleichtern.

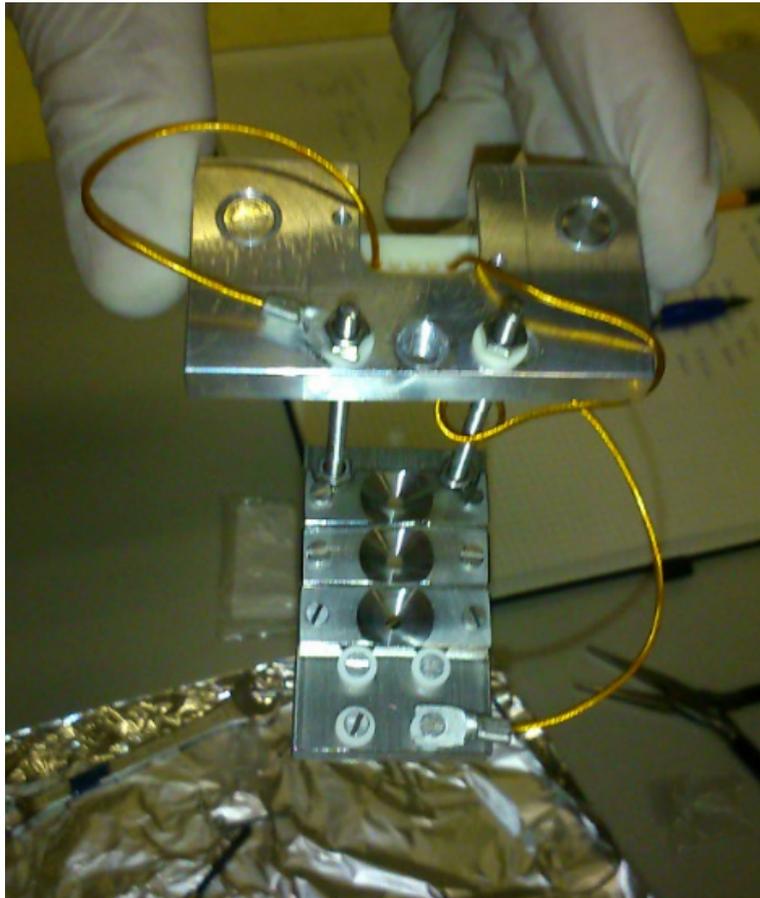


Abbildung 5.6: Targethalter mit Verkabelung um Strom am Farraday-Cup messen zu können.

5.5 Time-of-Flight-Kammer

Trifft der Ionenstrahl in die Time-of-Flight-Kammer, so trifft er zuerst auf einen horizontalen Schlitz. Dieser sorgt dafür, dass der Streuwinkel der Ionen in einer Ebene begrenzt wird und so später im Q-Blanker eine in einer Ebene winkelaufgelöste Ladungszustandsverteilung gemessen werden kann. Der Q-Blanker spaltet den Ionenstrahl, mit Hilfe von zwei parallelen Platten, in die einzelnen Ladungszustände auf. Durch Anlegen einer Spannungsdifferenz an diesen Platten, werden die Ionen je nach Ladungszustand unterschiedlich weit abgelenkt und werden somit an einer anderen Position auf der ortsauflösenden MCP detektiert.

Mit Hilfe der Time-of-Flight-Kammer kann die Zeit gemessen werden, die die Ionen benötigen um die MCP zu erreichen. Aus dieser Zeit kann die Geschwindigkeit oder auch die kinetische Energie der Ionen bestimmt werden, da die Masse der Ionen und der zurückgelegte Weg bekannt sind. Daraus kann auf den Energieverlust der Ionen beim Durchgang durch das Target rückgeschlossen werden. Der Chopper gibt dabei das Startsignal für die Time-of-Flight-Messung und die MCP gibt das dazugehörige Stoppsignal. Die MCP kann aus dem Ionenstrahl herausgefahren und eine zweite MCP, die sich weiter hinten in der Kammer befindet, verwendet werden. Dadurch kann man bei den Messungen, falls erforderlich eine bessere Energieauflösung erreichen. David MELINC beschreibt die Time-of-Flight-Kammer sehr genau in seiner Diplomarbeit [25]. Im Gegensatz zu bisherigen Experimenten ist die Time-of-Flight-Kammer um $\pm 8^\circ$ verdrehbar. Dies ermöglicht in Zukunft erstmals winkelaufgelöste Messungen durchführen zu können.

6 NIELS Rechner LabView Programm

Ziel dieses Programmes ist es zu berechnen, wie weit die Ionen durch die angelegte Spannungsdifferenz am Q-Blanker, bis sie die MCP erreichen, abgelenkt werden. In Abbildung 6.1 sieht man eine schematische Darstellung des Q-Blankers und der MCP. Die Ionen kommen von der linken Seite. Im Q-Blanker werden sie durch ein elektrisches Feld E , welches aufgrund der Spannungsdifferenz an den parallelen Platten des Q-Blankers entsteht, abgelenkt. Dadurch bekommen die Ionen eine vertikale Geschwindigkeit v_v , wodurch die vertikale Ablenkung r der Ionen immer größer wird, bis sie schließlich die MCP erreichen. Zur Berechnung der Ablenkung r , benötigt man als erstes die Geschwindigkeit v_h der Ionen bevor sie den Q-Blanker erreichen. Dabei werden Ionen mit Ladung q und Masse m verwendet. Die kinetische Energie der Ionen wird aus einer Beschleunigungsspannung U_B berechnet. Allerdings weisen die Ionen, beim Durchgang durch das Target, einen Energieverlust η auf.

$$qU_B(1 - \eta) = \frac{mv_h^2}{2} \quad (6.1)$$

$$v_h = \sqrt{\frac{2qU_B(1 - \eta)}{m}} \quad (6.2)$$

Nun wird die Zeit t_1 berechnet, die die Ionen für den Durchgang durch den Q-Blanker benötigen. Diese wird aus der horizontalen Geschwindigkeit v_h und der Länge des Q-Blankers l_1 berechnet.

$$t_1 = \frac{l_1}{v_h} \quad (6.3)$$

Im Anschluss wird die vertikale Geschwindigkeit v_v nach dem Q-Blanker berechnet. Dies wird durch das Kräftegleichgewicht am Ion berechnet und anschließend umformen für v_v .

$$qE = q \frac{U_q}{d} = ma_1 \quad (6.4)$$

$$v_v = a_1 t_1 \quad (6.5)$$

$$v_v = \frac{qU_q l_1}{m d v_h} \quad (6.6)$$

Nun kann die Zeit t_2 berechnet werden, die die Ionen vom Q-Blanker bis zur MCP benötigen.

$$t_2 = \frac{l_2}{v_h} \quad (6.7)$$

Daraus lässt sich die vertikale Ablenkung s der Ionen direkt nach dem Q-Blanker berechnen.

$$s = \frac{a_1}{2} t_1^2 \quad (6.8)$$

Die gesamte Ablenkung r setzt sich nun aus der Ablenkung s und aus der zusätzlichen Ablenkung, aufgrund der vertikalen Geschwindigkeitskomponente v_v zusammen.

$$r = s + v_v t_2 = \frac{v_v l_1}{2 v_h} + \frac{v_v l_2}{v_h} = \frac{v_v}{v_h} \left(l_2 + \frac{l_1}{2} \right) \quad (6.9)$$

Setzt man nun für v_v und v_h ein so kommt man auf:

$$r = \frac{U_q l_1 (\frac{l_1}{2} + l_2)}{2dU_B(1 - \eta)} \quad (6.10)$$

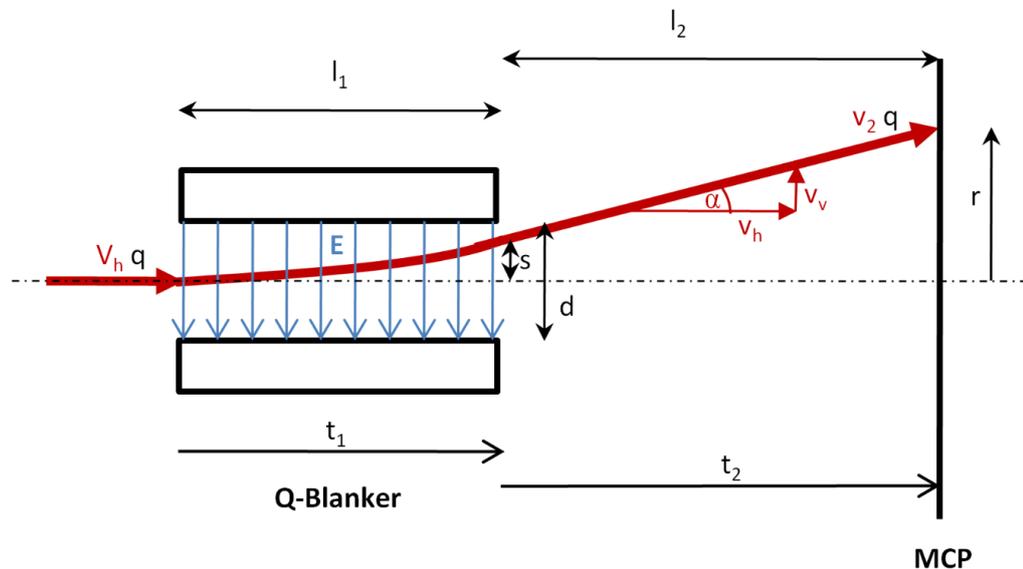


Abbildung 6.1: Skizze zur Berechnung der Ablenkung des Ionenstrahls vom Q-Blanker bis zur MCP.

Dieses Lab-View Programm in Abbildung 6.2 und 6.3 berechnet nun aus all diesen Werten die Ablenkung an der MCP. Dieses Programm ermöglicht es, nun Ladungszustandsspektren an der MCP zu messen. Zusätzlich wird die Zeit berechnet, die die Ionen vom Chopper zum Target und vom Target zur MCP benötigen.

6 NIELS Rechner LabView Programm

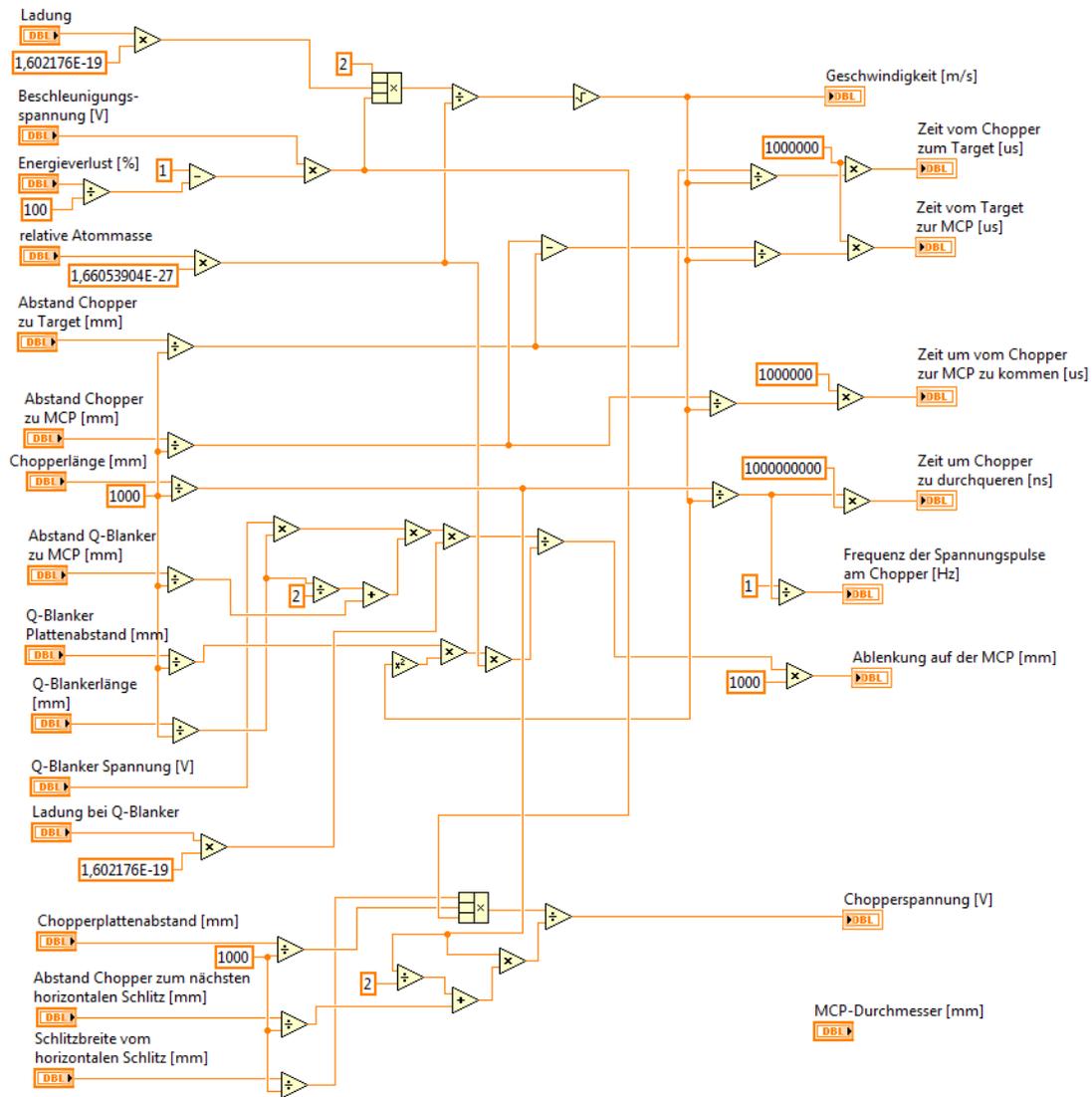


Abbildung 6.2: Code des LabView Programms.

6 NIELS Rechner LabView Programm

Ladung	Chopperlänge [mm]	Chopperplattenabstand [mm]	Geschwindigkeit [m/s]		
30	6	2	508949		
relative Atommasse	Abstand Chopper zu MCP [mm]	Abstand Chopper zu Target [mm]	Zeit um Chopper zu durchqueren [ns]	Zeit vom Chopper zum Target [us]	Zeit vom Target zur MCP [us]
129	1547	365	11,789	0,717	2,322
Beschleunigungsspannung [V]	Chopperspannung [V]	Zeit um vom Chopper zur MCP zu kommen [us]	Frequenz der Spannungspulse zum Chopper [Hz]		
5772	18,7	3,04	84,825E+6		
Energieverlust [%]	Q-Blanker Spannung [V]	MCP-Durchmesser [mm]	Q-Blankerlänge [mm]	Ablenkung auf der MCP [mm]	
0	750	45	39,6	0,960175	
Q-Blanker Ladung bei Q-Blanker	Q-Blanker Plattenabstand [mm]	Abstand Q-Blanker zu MCP [mm]			
1	21,15	217			
	Abstand Chopper zum nächsten horizontalen Schlitz [mm]				
	100				
	Schlitzbreite vom horizontalen Schlitz [mm]				
	1				

Abbildung 6.3: Benutzeroberfläche des LabView Programms.

7 Zusammenfassung

Durch die Bestimmung der Elektronenemission in Kapitel 4.1, beim Variieren der Gegenelektrodenspannung, stellt man fest, dass bei der Messung bei 45° kein großer Unterschied zwischen der Elektronenemission bei 210V und bei 0V besteht. Das ist deshalb von Bedeutung, da beim NIELS-Experiment keine Gegenelektrode vorhanden ist.

Aus der Bestimmung des Korrekturfaktors in Kapitel 4.2 weiß man nun, dass bei Messungen des Elektronenields die Probe immer im 45° Winkel zum Ionenstrahl stehen sollte, da nur dann alle am Target emittierten Elektronen auch am PIPS-Detektor detektiert werden. Dies ist allerdings beim NIELS-Experiment nicht möglich, da bei diesem Experiment auch die Geschwindigkeit der Ionen nach der Transmission gemessen wird. Würde man die Graphenprobe um 45° verdrehen, dann würde die Wechselwirkungszeit der Ionen mit der Probe erhöht werden und somit die Geschwindigkeit der Ionen reduziert. Der bestimmte Korrekturfaktor ist abhängig von der Geometrie des gesamten Experiments und kann deshalb nicht als Korrekturfaktor für die Elektronenield Messungen am NIELS herangezogen werden. Allerdings kann man den gemessenen Korrekturfaktor als Vergleichsmessung heranziehen.

Ebenso ist nun der große Einfluss des Winkels auf den Elektronenield bekannt. Vergleicht man den Korrekturfaktor in Abbildung 4.5 bei einer Gegenelektrodenspannung von 0V und 210V so findet man, dass der Korrekturfaktor bei kleinen Winkeln bei einer Gegenelektrodenspannung von 0V am größten ist. Für das NIELS-Experiment ist deshalb zum Vergleich dieser größere Korrekturfaktor heranzuziehen.

Das Experiment NIELS wurde gemeinsam mit Dr. Richard WILHELM, Dipl. Ing. Janine SCHWESTKA und David MELINC wie beschrieben von Grund auf aufgebaut und getestet. Die Ionenquelle und die Time-of-Flight-Kammer wurden bereits in Betrieb genommen und getestet. Diese Messergebnisse befinden sich bereits in der Diplomarbeit von David ME-

7 Zusammenfassung

LINC. Die Elektronenemission konnte im Rahmen dieser Diplomarbeit noch nicht in Betrieb genommen werden. Janine SCHWESTKA arbeitet im Rahmen Ihrer Doktorarbeit an der Inbetriebnahme der Elektronenemission und des ganzen Experiments weiter.

8 Referenzen

- [1] F. Aumayr, S. Facsko, A. S. El-Said, C. Trautmann and M. Schleberger, *Journal of Physics Condensed Matter* 23 (2011) 393001
- [2] A. S. El-Said, R. A. Wilhelm, R. Heller, M. Sorokin, S. Facsko, and F. Aumayr, *Physical Review Letters* 117 (2016) 126101
- [3] A.S. El-Said, R.A. Wilhelm, R. Heller, S. Facsko, C. Lemell, G. Wachter, J. Burgdörfer, R. Ritter, and F. Aumayr, *Physical Review Letters* 109 (2012) 117602
- [4] A.S. El-Said, R. Heller, W. Meissl, R. Ritter, S. Facsko, C. Lemell, B. Solleder, I. Gebeshuber, G. Betz, M. Toulemonde, W. Möller, J. Burgdörfer, and F. Aumayr, *Physical Review Letters* 100 (2008) 237601
- [5] F. Aumayr and HP. Winter, *Philosophical Transactions of the Royal Society London A* 362 (2004) 77 -102
- [6] G. Hayderer, S. Cernusca, M. Schmid, P. Varga, HP. Winter and F. Aumayr, D. Niemann, V. Hoffmann, N. Stolterfoht, C. Lemell, L. Wirtz, and J. Burgdörfer, *Physical Review Letters* 86 (2001) 3530
- [7] G. Hayderer, M. Schmid, P. Varga, HP. Winter, F. Aumayr, L. Wirtz, C. Lemell, J. Burgdörfer, L. Hägg and C.O. Reinhold, *Physical Review Letters* 83 (1999) 3948
- [8] M. Sporn, G. Libiseller, T. Neidhart, M. Schmid, F. Aumayr, HP. Winter, P. Varga, M. Grether, D. Niemann and N. Stolterfoht, *Physical Review Letters* 79 (1997) 945

8 Referenzen

- [9] T. Neidhart, F. Pichler, F. Aumayr, HP. Winter, M. Schmid and P. Varga, Physical Review Letters 74 (1995) 5280
- [10] H.Eder, M.Vana, F.Aumayr and H..Winter, Review of Scientific Instruments 68 (1997) 165
- [11] H. Eder, F. Aumayr und H.P. Winter, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 154 (1999) 185
- [12] R.A. Wilhelm, E. Gruber, J. Schwestka, R. Kozubek, T.I. Madeira, J.P. Marques, J. Kobus, A.V. Krasheninnikov, M. Schleberger, and F. Aumayr, Physical Review Letters 119 (2017) 103401
- [13] E. Gruber, R.A. Wilhelm, R. Pétuya, V. Smejkal, R. Kozubek, A. Hierzenberger, B.C. Bayer, I. Aldazabal, A.K. Kazansky, F. Libisch, A.V. Krasheninnikov, M. Schleberger, S. Facsko, A.G. Borissov, A. Arnau, and F. Aumayr, Nature Communications 7 (2016) 13948
- [14] R. A. Wilhelm, E. Gruber, R. Ritter, R. Heller, A. Beyer, A. Turchanin, N. Klingner, R. Hübner, M. Stöger-Pollach, H. Vieker, G. Hlawacek, A. Götzhäuser, S. Facsko, and F. Aumayr, 2D Materials 2 (2015) 035009
- [15] R.A. Wilhelm, E. Gruber, R. Ritter, R. Heller, S. Facsko, and F. Aumayr, Physical Review Letters 112 (2014) 153201
- [16] R. Ritter, R. A. Wilhelm, M. Stöger-Pollach, R. Heller, A. Mücklich, U. Werner, H. Vieker, A. Beyer, S. Facsko, A. Götzhäuser, and F. Aumayr, Applied Physics Letters 102 (2013) 063112
- [17] M.C. Simon, Elektronen-Emission bei Beschuss von Isolator- und Metall-Oberflächen mit hochgeladenen Ionen, Diplomarbeit, Technische Universität Wien (2006)
- [18] J. P. Briand, L. de Billy, P. Charles, S. Essabaa, P. Briand, R. Geller, J. P. Desclaux, S. Bliman, and C. Ristori, Physical Review Letters 65 (1990) 159
- [19] H. D. Hagstrum, Physical Review Letters 96 (1954) 325

8 Referenzen

- [20] H. D. Hagstrum, *Physical Review Letters* 96 (1954) 336
- [21] E. Galutschek, Development of a 14.5 GHz All-Permanent Magnet Multicharged ECR Source for Remote Operation, Doktorarbeit, Technische Universität Wien (2005)
- [22] D. Schrempf, Development of an ultra-compact setup for measuring ion- induced electron emission statistics, Diplomarbeit, Technische Universität Wien (2013)
- [23] J.Ladislas Wiza, *Nuclear Instruments and Methods*, 162 (1979) 587
- [24] D.Winklehner, Electron Emission from Insulators upon Impact of Slow Highly Charged Ions, Diplomarbeit, Technische Universität Wien (2008)
- [25] D. Melinc, Experimental Setup NIELS for Energy Loss Measurement of Slow Highly Charged Ions based on Time-of-Flight, Diplomarbeit, Technische Universität Wien (2017)
- [26] J. Schwestka, Coincidence Measurements of Ion-Induced Electron Emission from Graphene, Diplomarbeit, Technische Universität Wien (2016)
- [27] L. Rachbauer, On the automated evaluation of coincident electron emission statistics induced by ion impact on graphene, Bachelorarbeit, Technische Universität Wien (2016)

Danksagung

Herzlichen Dank an alle die mich beim Schreiben meiner Diplomarbeit unterstützt haben. Der größte Dank geht an Dipl.Ing. Janine Schwestka und Prof. Dr. Friedrich Aumayr, die meine Diplomarbeit begutachtet haben. Besonderen Dank auch an Richard Wilhelm der mir bei meiner Diplomarbeit immer mit Rat und Tat zur Seite stand. Ein besonderer Dank geht an Dipl.Ing. David Melinc der mir beim Lösen unzähliger Probleme immer zur Seite stand.

Mein größter Dank geht an Janine die mir schon während meiner Diplomarbeit und besonders beim Korrigieren meiner Diplomarbeit mit sehr viel Geduld hilfreichen Tipps immer unterstützt hat.

Ein weiterer Dank geht an meine Familie die mir mein Studium erst ermöglicht haben und immer für mich da waren.