

Bachelorarbeit
Time of flight messung
Time of flight measurements
Lorenz Saalmann
Wintersemester 2024

BACHELORARBEIT

Titel der Bachelorarbeit

Time of flight Messung

Time of flight measurements

vorgelegt von

Lorenz Saalmann

zur Erlangung des akademischen Grades

Bachelor of Science (B. Sc.)

Datum: 28. November 2024

Studiengang: PTRA - Physik und Technologie für Raumfahrtanwendungen

Matrikelnummer: 8104072

Erstgutachter: Dr. Kristof Holste

Zweitgutachter: Prof. ...

Zusammenfassung

Abstract

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung	11
1.1 Zielsetzung	13
1.2 Methodik	13
2 Grundlagen der Elektronenstoßionisation	17
2.1 Ionisationsprozesse	17
2.1.1 Mehrstufige Ionisationsprozesse	18
2.1.2 Resonante Prozesse	20
2.2 Ionisierungsquerschnitt	20
2.3 Ansätze theoretischer Beschreibungen	21
2.3.1 Störungstheorie	21
2.4 Einzelstoßbedingung	23
3 Experimenteller Aufbau	25
3.1 Vakuumkammer und Druckmessung	25
3.2 Elektronenstrahl und Ablenkplatte	26
3.3 Detektorsystem	29
3.4 Konditionierung des Detektors	30
3.5 Signalverarbeitung	31
3.5.1 Flugzeitmessung	32
3.5.2 Positionssensitive Auflösung	34
4 Auswertung	37
Literaturverzeichnis	38

Abbildungsverzeichnis

1.1	Flugzeitspektrum der Restgase	15
1.2	Masse-zu-Ladungsspektrum der Restgase	15
2.1	Schematische Darstellung der Anregungs-Autoionisation für ein Atom.	19
3.1	Querschnitt der Elektronenkanone	26
3.2	Schematischer Aufbau der Zero-B Vakuumkammer	28
3.3	Schnitt und Funktionsprinzip einer MCP	30
3.4	Funktionsprinzip der Laufzeitmessung des Detektors	31
3.5	Schematisch dargestellter Signalfluß der ToF-Messung	32
3.6	Prinzip des Constant Fraction Discriminators	33
3.7	Aufgenommenener Verlauf der relevanten Signale der ToF-Messung	34

Tabellenverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis

JLU	Justus-Liebig-Universität Gießen
LEO	Low Earth Orbit
RIT	Radiofrequenzionentriebwerk
HET	Hall-Effekt-Thruster
DI	Direct Ionisation
EA	Excitation Ionisation
MCP	Micro Channel Plate
TPHC	Time-to-Pulse-Height-Converter
TOF	Time-of-Flight
DG	Delay Generator

1. Einführung

In unserer vernetzten Welt haben erdnahe Satelliten eine immer größere Bedeutung in der globalen Infrastruktur. Sie finden vor allem Anwendung in der Kommunikation und Erdbeobachtung. Satelliten im nahen Erdorbit (*low earth orbit*, LEO) haben den Vorteil, dass sie deutlich geringere Signallaufzeiten gegenüber geostationären Satelliten aufweisen. Das ermöglicht schnellere Kommunikation. Auch die Aufnahme hochauflösender Messungen der Erdoberfläche wird durch die Flughöhe begünstigt und ist in einer höheren Wiederholrate aufgrund der kürzeren Umlaufdauer möglich. Für den Einsatz im LEO werden immer mehr kleine, kostengünstige Satelliten produziert. Vor allem durch die Kommerzialisierung der Raumfahrtbranche, die im letzten Jahrzehnt durch Unternehmen wie SpaceX und Blue Origin vorangetrieben wurde, sind die Kosten für den Start von Satelliten gesunken und die Zahl der Starts enorm gestiegen. Jeder dieser Satelliten benötigt eine Lageregelung und damit ein Antriebssystem, welches kostengünstig im LEO über lange Zeiten dem atmosphärischen Widerstand entgegenwirken kann.

Damit sind elektrische Antriebssysteme in den Vordergrund gerückt, da sie eine einzigartige und momentan einzige realisierbare Lösung für die lange Betriebsdauer kleiner Satelliten im LEO darstellen. Das liegt an ihrem hohen spezifischem Impuls, der nicht durch die Verwendung chemischer Antriebe erreicht werden kann. Der spezifische Impuls beschreibt wie viel Impulsänderung pro ausgestoßene Masse erreicht werden kann und ist damit von der Austrittsgeschwindigkeit des Treibstoffes bestimmt. Der hohe spezifische Impuls elektrischer Triebwerke ist im Wesentlichen darauf zurückzuführen, dass die für die Beschleunigung eingesetzte Energie nicht aus dem Treibstoff selbst kommt, wie es bei chemischen Triebwerken der Fall ist, sondern über ein elektrisches Feld von außen eingespeist wird. Damit sind elektrische Antriebe effizienter und können mit weniger Treibstoff mehr Impulsänderung erreichen, indem sie elektrische Energie aus, zum Beispiel, Solarzellen verwenden. Ein Blick auf die von William Moore und Konstantin Ziolkowski formulierte Raktengleichung

$$\Delta v = v_e \cdot \ln \left(\frac{m_0}{m_f} \right), \quad (1.1)$$

welche die gesamte erreichbare Änderung der Geschwindigkeit Δv beschreibt, veranschaulicht die Abhängigkeit von der Austrittsgeschwindigkeit v_e , während das Masseverhältnis $\frac{m_0}{m_f}$ nur logarithmisch eingeht.

Eines dieser elektrischen Antriebssysteme ist das Radiofrequenzionentriebwerk (RIT). Es wurde von Prof. Löb an der Justus Liebig Universität (JLU) Gießen in den 60er Jahren entwickelt und steht auch heute noch im Fokus der Forschung an der JLU, weshalb es in dieser Arbeit besonders von Relevanz ist. Das RIT ist neben dem Hall-Effekt-Thruster (HET) eines der effizientesten elektrischen Triebwerke und wurde bereits auf mehreren erfolgreichen Missionen eingesetzt [1, S. 6]. Die BepiColombo-Mission 2018 ist ein bekanntes Beispiel.

Das RIT ist ein sogenanntes Gitterionentriebwerk, welches auf der Ionisierung von Gasen basiert, welche dann elektrostatisch auf sehr hohe Austrittsgeschwindigkeiten beschleunigt werden. Dafür wird im Triebwerk ein Plasma geziündet, in dem über magnetische Wechselfelder Energie auf freie Elektronen übertragen wird, die dann, Stoßionisationen durchführen können. Der historisch am häufigsten verwendete Treibstoff für das RIT ist Xenon. Xenon hat eine hohe Masse und ist ein reaktions-träges Edelgas. Es hat sich bereits bei einer Vielzahl von Missionen bewährt. Nachteilhaft ist allerdings, dass die Gewinnung von Xenon äußert aufwendig ist. Sie basiert ausschließlich auf der Lufttrennung und anschließenden Extraktion aus flüssigem Sauerstoff. Das macht Xenon zu einem sehr teuren Treibstoff, dessen Produktion nicht dem steigenden Bedarf nachkommen kann. Auch zu beachten, ist sein enormer Energiebedarf und damit verbundener hoher CO₂-Faktor von etwa 500 [7]. Deswegen hat in den letzten Jahren die Forschung an alternativen Treibstoffen für elektrische Antriebe stark an Relevanz gewonnen. Alternative Treibstoffe sind vor allem für den Einsatz auf kleinen, kommerziellen Satelliten interessant.

Herauszufinden, ob ein Treibstoff geeignet ist, ist allerdings nicht trivial. Es müssen viele Faktoren berücksichtigt werden, die sowohl mit den Eigenschaften des Treibstoffs selbst, mit den Prozessen bei der Ionisation als auch der Interaktion des Treibstoffs und Triebwerks zusammenhängen. Bevor extensive Tests mit dem Triebwerk direkt durchgeführt werden, kann die Untersuchung der Ionisationseigenschaften und Querschnitte bereits viele wichtige Informationen gewinnen und so Kandidaten früh ausschließen und Vorhersagen über die Effizienz treffen. Sehr wichtige Größen sind dabei die Ionisationsenergie, der Ionisationswirkungsquerschnitt, die Ionisationsrate und die Häufigkeitsverteilung der verschiedenen Ionen, die bei der Ionisation entstehen [1]. Diese Größen sind besonders für die Beschreibung des Plasmas und somit auch für die Optimierung des Antriebs entscheidend.

1.1 Zielsetzung

In dieser Arbeit soll es darum gehen, die Elektronenstoßionisation und die daraus entstehenden Produkte verschiedener Gase experimentell zu charakterisieren und somit ihre Nutzbarkeit als Treibstoff für ein RIT zu bewerten. Dafür sollen in Kapitel 2 die physikalischen Grundlagen der Elektronenstoßionisation und die Ansätze für theoretische Beschreibungen der verschiedenen Ionisationsprozesse diskutiert werden.

Die Ionisation des Treibstoffs und dessen Beschleunigung können in der Regel als voneinander getrennte Prozesse betrachtet werden [1]. Um das Verhalten eines Gases, und somit auch seine Effizienz als Treibgas, in einem RIT zu bewerten, ist es wichtig das im Entladungsgefäß gezündete Plasma möglichst gut zu verstehen. Die oben genannten, für die Effizienz des Antriebs relevanten Größen, sollen in dieser Arbeit experimentell bestimmt werden. GASE aufzählen

1.2 Methodik

Die Ionisation wird dabei nicht in einem RIT durchgeführt, sondern in einer Elektronenstoßionisationsanlage. Da primär die Massenspektren und Wirkungsquerschnitte von Relevanz sind, kann die Testanlage so deutlich simpler gestaltet werden und es wird kein Radiofrequenzgenerator benötigt. Basierend auf früheren Arbeiten der Arbeitsgruppe für Ionentriebwerke an der JLU, wird in dieser Arbeit eine bestehende Anlage zur Elektronenstoßionisation ausgebaut. Für das Messen der relevanten Größen müssen die Ionen nachgewiesen und identifiziert werden können. Dafür soll zunächst ein neuer Detektor installiert werden, der eine höhere Auflösung und einen größeren Durchmesser aufweist. Mithilfe des Detektors kann der Zeitpunkt des Auftreffens und der Ort einzelner Ionen bestimmt. Damit die Ionen konsistent auf den Detektor treffen, werden sie mit einem elektrischen Feld beschleunigt und ihre Flugzeit gemessen. Der Aufbau der Anlage ähnelt dem von Straub et al. aus [6], der bereits in den 90er-Jahren viele Flugzeitspektren und Wirkungsquerschnitte mittels Elektronenstoßionisationen aufgenommen hat. Seine Messungen werden auch als Referenz für die ersten Aufnahmen mit Argon in dieser Arbeit dienen, um die Funktionsfähigkeit der Anlage zu überprüfen.

Eine Flugzeitmessung ist eine der zentralen Methoden in der Massenspektroskopie. Sie basiert darauf die Flugzeit einzelner Teilchen für eine bestimmte Strecke im Vakuum zu

messen. In dieser Arbeit wird über eine Flugzeitmessung das Masse zu Ladungsverhältnis einzelner Ionen bestimmt. Im Folgenden wird gezeigt, wie die Geschwindigkeit und Flugzeit von Ionen einen Rückschluss auf ihre Masse und Ladung geben.

Durch Anlegen eines elektrischen Feldes, können elektrisch geladene Teilchen über die Coulombkraft beschleunigt werden. Die Beschleunigung a welche Ionen mit der Ladung q_i und Masse m_i erfahren, wenn sie sich in einem elektrischen Feld mit der Feldstärke E befinden wird in Formel 1.2 beschrieben.

$$a = \frac{q_i}{m_i} \cdot E \quad (1.2)$$

Die Flugzeit t_f der Ionen über einer festen Strecke d im Feld kann dann wie folgt beschrieben werden.

$$t_f = \sqrt{\frac{m_i}{q_i}} \cdot \sqrt{\frac{2d}{E}} = \sqrt{\frac{m_i}{q_i}} \cdot \sqrt{\frac{2}{U}} \cdot d \quad (1.3)$$

Hieraus ist offensichtlich, dass eine Variation der Flugzeit allein von dem Masse-zu-Ladungsverhältnis abhängt, wenn das Feld und der Abstand konstant bleiben. Treten die Ionen aus dem Feld aus fliegen sie weiter mit konstanter Geschwindigkeit unabhängig ihrer Eigenschaften. Ein Flugzeitspektrum zeigt dann höher geladene Ionen desselben Elements mit einer geringeren Flugzeit. In der Theorie ist dieses Spektrum diskret für verschiedene Masse zu Ladungsverhältnisse, im Labor sind die Peaks jedoch etwas ausgedehnt, wie in Abbildung 1.2 zu sehen. Das liegt daran, dass die Flugzeit und der Ort der Entstehung der Teilchen nicht genau gemessen werden können. In Abbildung 1.2 sieht man das Masse-zu-Ladungsspektrum der Restgase in der Vakuumkammer.

Um die Flugzeit experimentell zu bestimmen, wird ein Start- und Stoppsignal benötigt. Der Startzeitpunkt muss den Eintritt in das elektrische Feld markieren und der Stopzeitpunkt das Auftreffen auf einen Detektor. Kritisch ist dabei, die Flugzeit mit hinreichender Genauigkeit unabhängig vom Ion zu bestimmen. Typische Flugzeiten sind in der Größenordnung von Mikrosekunden. Wie auch in der Arbeit von Straub et al. wird ein Pulsgenerator verwendet, der einen Hochspannungspuls auf der Ablenkplatte, und damit das elektrische Feld zur Beschleunigung der Ionen erzeugt. Der TTL-Puls, der diesen Puls triggert wird auch als Startsignal verwendet. Wie in Kapitel 3 genauer beschrieben, wurde in dieser Arbeit ein analoger Time-to-Pulse-Height-Converter (TPHC) verwendet, welcher aus der Zeitdifferenz der zwei Signale einen Puls mit proportionaler Amplitude generiert, um die Information in ein elektrisches Signal umzusetzen.

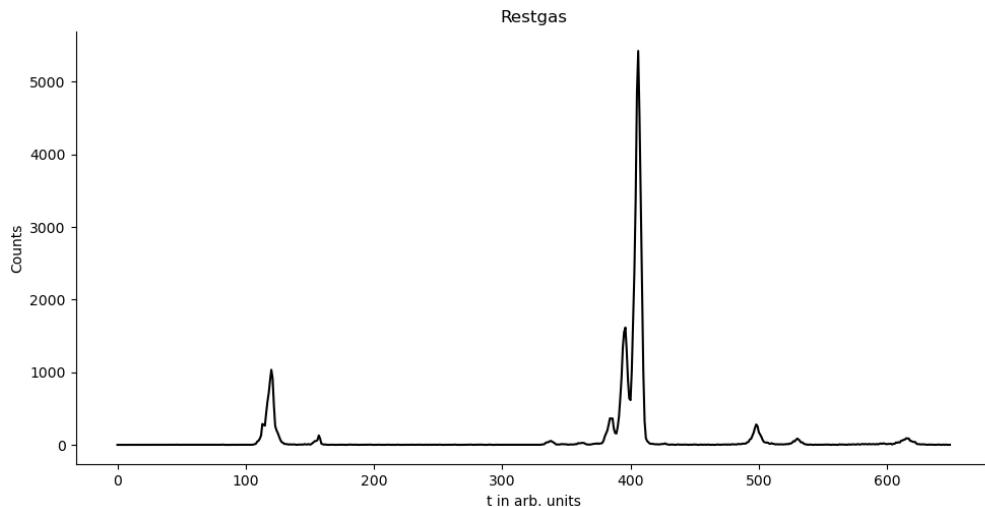


Abbildung 1.1: Unskaliertes Flugzeitspektrum der Restgase in der Vakuumkammer. Die Zeitachse ist in willkürlichen Einheiten angegeben. Zur Bestimmung der Masse-zu-Ladungsverhältnisse muss das Spektrum anhand einiger Annahmen skaliert werden.

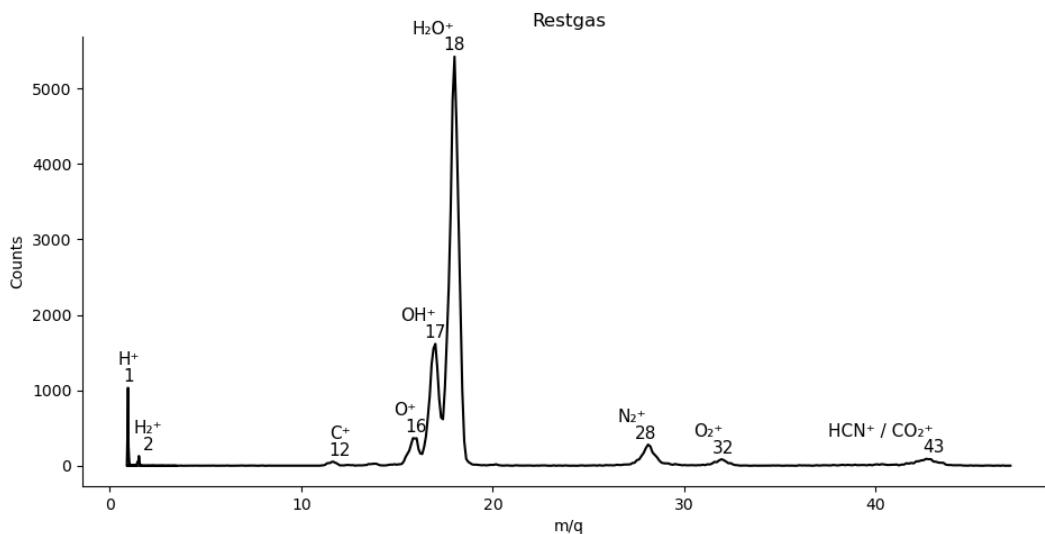


Abbildung 1.2: Masse-zu-Ladungsspektrum der Restgase erzeugt aus dem Flugzeitspektrum in Abb. 1.1. Die Peaks entsprechen den verschiedenen Ionen, die durch die Elektronenstoßionisation entstanden sind. Für die Identifikation der Ionen wurde angenommen, dass der größte Peak ionisierten Wassermolekülen entspricht und der erste Peak ionisiertem Wasserstoff. Dadurch konnte das Spektrum skaliert werden und die Masse zu Ladungsverhältnisse der anderen Ionen bestimmt werden.

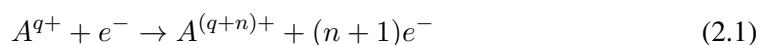
2. Grundlagen der Elektronenstoßionisation

Das grundlegende Prinzip auf dem die Ionisation in einem RIT und die massenspektrometrische Messung dieser Arbeit basieren ist die Elektronenstoßionisation von Atomen, Molekülen und Ionen. Elektronenstoßionisation war bereits in den 1920er Jahren eine der ersten Methoden zur gezielten Ionisation von Teilchen für Massenspektrometrie und ist ein allgemein sehr relevanter Prozess, der Teil vieler Phänomene und Messmethoden in der Plasmaphysik ist. Beschrieben wird die Kollision eines extern beschleunigten Elektrons mit einem Atom, Molekül oder Ion in fester oder gasförmiger Phase. Im Folgenden werden die physikalischen Grundlagen dieses Prozesses erläutert.

Bei der Kollision eines Elektrons mit einem Atom, Molekül oder Ion können im Wesentlichen die folgende Mechanismen ausgelöst werden: elastische Streuung, Anregung und Ionisation. Bei Ionen ist es außerdem möglich, dass diese mit dem Elektron rekombinieren. Welche dieser Mechanismen stattfinden hängt stark von der Energie des Elektrons ab und sie unterscheiden sich darin, wie viel Energie das Elektron an das Target überträgt. Der für diese Arbeit relevante Mechanismus ist die Ionisation.

2.1 Ionisationsprozesse

Kommt es zur Ionisation können bei der Kollision n gebundene Elektronen aus dem Target A herausgelöst werden. A trägt die Ladung q (0 für neutrale Atome oder Moleküle) und es entsteht ein $(q + n)$ -fach geladenes Ion. Folgende Reaktionsgleichung beschreibt die Stoßionisation eines Atoms im Allgemeinen.



Von der Energie des stoßenden Elektrons hängt dabei ab, welche Prozesse auftreten können und wie viele Elektronen herausgelöst werden, dabei muss die Gleichung teilweise um Zwischenschritte erweitert werden. Das Elektron wird inelastisch im Coulombpotential des Atoms gestreut und gibt dabei Energie an ein im Atom gebundenes Elektron abgeben. Zum Herauslösen des gebundenen Elektrons muss die Energie des stoßenden Elektrons ausreichend groß sein und es ergibt sich eine charakteristische Ionisationsschwelle des Targets, bei der Ionisation überhaupt erst stattfinden kann. Die Ionisationsenergie E_i ist dabei die Differenz aus den kinetischen Energien der freien Elektronen vor und nach dem Stoß:

$$E_i = E_{1,Kin,vor} - (E_{1,Kin,nach} + E_{2,Kin,nach}). \quad (2.2)$$

Wird ein gebundenes Elektron durch den Energieübertrag direkt herausgelöst wird der Prozess als direkte Ionisation (engl. *direct ionisation*, DI) bezeichnet. Direkte Ionisation ist fast immer der dominierende Vorgang bei Stoßionisation. Bei höheren Energien können allerdings auch indirekte, mehrstufige Prozesse auftreten, die auch zur Ionisation des Targets führen. Die erzeugten Ionen können allerdings im Nachhinein nicht unterschieden werden und tragen aber trotzdem einen Anteil am gesamten Ionisationsquerschnitt.

2.1.1 Mehrstufige Ionisationsprozesse

Der dominanteste mehrstufige Prozess ist die Anregungs-Autoionisation (engl. *excitation ionisation*, EA). Dabei wird ein auf einer niedrigen Schale gebundenes Elektron zunächst durch den Energieübertrag in einen höheren energetischen Zustand angeregt. Der daraus resultierende Zustand des Targets ist instabil und das Elektron fällt nach kurzer Zeit in den Grundzustand zurück. Dabei kann die Energie auch, anstelle einer Photon-Emission, an ein weiteres gebundenes Elektron in einer äußeren Schale weitergegeben werden, was für dessen Ausstoß aus dem Atom sorgt. Dieser Mechanismus ist als Auger-Prozess bekannt und stößt Elektronen nur mit einer für die Bindungszustände des Atoms charakteristischen Energie aus. Er ist in Abb. 2.1 veranschaulicht. Weil bei der Anregungs-Autoionisation sowohl das Coulomb-Potential des Targets als auch die nötige Energie für die Anregung eines Elektrons überwunden werden müssen, tritt dieser Prozess erst bei höheren Energien auf. Bei Atomen mit gefüllten Schalen und wenigen Valenzelektronen (z.B. Alkaliatomen) können indirekte Prozesse eine große Rolle spielen, die auch der DI deutlich überlegen sein können [4]. Bei Argon ist der Anteil der EA allerdings gegenüber der DI fast vernachlässigbar klein.

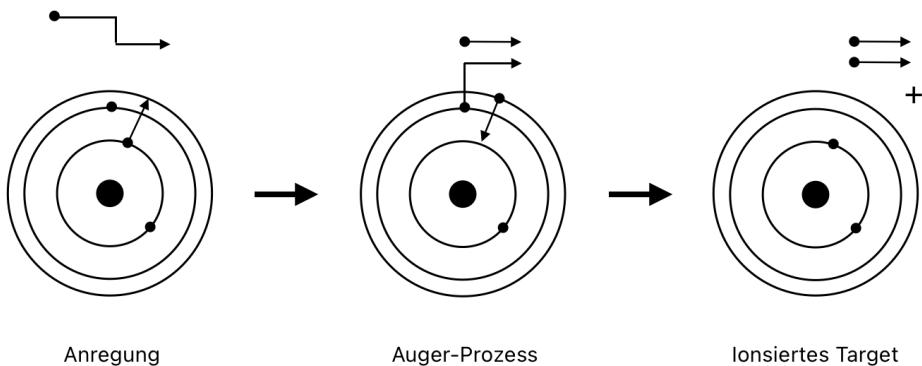
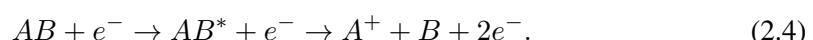


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Anregungs-Autoionisation für ein Atom.

Es ist auch möglich eine Kombination aus DI und EA zu beobachten, bei der durch den Energieübertrag direkt ein Elektron aus einer inneren Schale herausgelöst wird und so das Target eine instabile Elektronenkonfiguration bekommt. Bei der folgenden Abregung kann es dann auch zum Auger-Prozess kommen. Mit steigender Energie des stoßenden Elektrons steigt die Wahrscheinlichkeit für mehrstufige Prozesse und es sind noch höhere Anregungen, die zu Mehrfachionisationen über Auger-Kaskaden führen, möglich.

Bei Molekülen kann es dazu kommen, dass das aus der Wechselwirkung resultierende ionisierte Molekül nicht stabil ist und es zur Dissoziation kommt oder das Molekül vom Stoß eines Elektrons mit hoher Energie direkt dissoziiert wird. Dabei werden häufig Ionen oder Radikale gebildet, es können aber auch neutrale Fragmente entstehen. Dieser Vorgang wird als Dissoziationsionisation (engl. *dissociative ionisation*, auch DI aber im Folgenden als DIS) bezeichnet, wenn der Zerfall aufgrund von Ionisation stattfindet. Ein solcher Prozess kann durch eine der folgende Reaktionsgleichungen beschrieben werden:



Hierbei ist AB das Molekül und AB^* das angeregte Molekül.

Über eine Reihe von Stoßionisationen können komplexe Moleküle so in viele verschiedene, kleinere Fragmente zerfallen. Aufgrund dieser hohen Fragmentierung wird die Elektronenstoßionisation als eine *harte* Ionisationsmethode bezeichnet.

2.1.2 Resonante Prozesse

Bei der Ionisation von Atomen und Molekülen kann auch ein resonanter Prozess einen Zwischenschritt darstellen. Dabei wird das Elektron vom Target *eingefangen* und verbleibt nicht im Kontinuum (freien Zustand). Man spricht von Resonanz, da die Energie des Elektrons genau einem quantisierten Energieniveau im Atom entsprechen muss, um temporär gebunden zu werden. Mit derselben Argumentation könnten auch die EA-Prozesse als resonant bezeichnet werden, da sie den gleichen diskreten Energieniveaus unterliegen. Als resonante Prozesse werden dennoch üblicherweise nur die bezeichnet, die mit dem einfal-lenden Elektron verbunden sind.

Der bei einem solchen resonanten Prozess entstehende Energiezustand kann allerdings nicht wirklich als Energieniveau bezeichnet werden, da er über der Ionisationsenergie liegt [4]. Der Zustand ist instabil und endet häufig in Autoionisation. Da Moleküle aufgrund ihrer zusätzlichen Freiheitsgrade (Rotation, Schwingung) und überlappenden Orbitalen mehr diskrete Energieniveaus haben, sind resonante Prozesse beim Stoß von Elektronen mit Molekülen häufiger. Das sorgt auch für zusätzliche Dissoziation und wird als dissioziative Elektronenanlagerung (engl. *Dissociative Electron Attachment*, DEA) bezeichnet, wenn dieses beim Einfang des Elektrons zerfällt. Resonante Ionisationsprozesse treten zudem be-sonders beim Stoß von Elektronen und Ionen auf, weil das positive Potential anziehend auf das Elektron wirkt und haben somit weniger Relevanz bei der Ionisation von Atomen.

2.2 Ionisierungsquerschnitt

Der Ionisierungsquerschnitt beschreibt, wie effektiv das Analytgas ionisiert werden kann. Der Querschnitt setzt sich dabei aus den einzelnen Querschnitten der verschiedenen, be-schriebenen Ionisationsprozesse zusammen, kann aber in dem in dieser Arbeit beschrie-benen Experiment nur integral aufgenommen werden. Man kann ihn allerdings für jede der verschiedenen Ionenarten aufnehmen und die Anteile ermitteln. Aus der Summe aller ionischen Produkte ergibt sich ein Gesamtionisierungsquerschnitt. Unter der Bedingung, dass nur sehr wenige der Elektronen eine Kollision mit einem Targetatom haben, kann der Stoßionisierungsquerschnitt wie folgt beschrieben werden:

$$\sigma_i(A^{q+}) = \frac{N_i(A^{q+})}{N_e \cdot nl}. \quad (2.5)$$

$N_i(A^{q+})$ ist dabei die Anzahl der erzeugten Ionen A^{q+} und N_e die Anzahl der Elektronen. n ist die Teilchendichte des Gases und l die Länge der Strecke, die die Elektronen im Gas zurücklegen. Einfach hergeleitet werden kann diese Formel über die Wahrscheinlichkeit $P(A^{q+})$, die ein Elektron besitzt die gesuchte Ionisation durchzuführen. Diese ist gleich dem Verhältnis der Anzahl der Stoßionisationen die zum gesuchten Ion führen zur Anzahl der Elektronen, wie auch dem Produkt aus der Teilchendichte, der zurückgelegten Strecke und dem Stoßionisierungsquerschnitt:

$$P(A^{q+}) = \frac{N_i(A^{q+})}{N_e} = n \cdot l \cdot \sigma_i(A^{q+}). \quad (2.6)$$

Da später nur ein Teil der erzeugten Ionen von einem Detektor nachgewiesen werden kann, wird für l nur der Durchmesser der aktiven Fläche des Detektors berücksichtigt.

Wie man leicht erkennt, ist die genaue Messung der Elektronen- und Ionenzahlen für eine akkurate Aufnahme der Ionisierungsquerschnitte zentral. Um eine absolute Aussage treffen zu können, muss auch die Teilchendichte des Gases absolut gemessen werden.

2.3 Ansätze theoretischer Beschreibungen

Die theoretische Beschreibung von Elektronenstoßionisation ist ein hochkomplexes Problem. Selbst bei der einfachen DI hat man es im finalen Zustand mit drei freien Teilchen zutun, die über die Coulombkraft miteinander wechselwirken. Dabei handelt es sich um das famose Drei-Körper-Problem, für das es keine analytische Lösung gibt. Für die Wechselwirkung mit den gebundenen Zuständen im Atom wird eine quantenmechanische Beschreibung vom Atom gefordert. Während mit der Schrödinger-Gleichung und numerischen Methoden inzwischen Atome mit vielen gebundenen Zuständen gut approximiert werden können, wird die Beschreibung des Problems mit gebundenen und mehreren freien Elektronen sehr schnell sehr komplex. Trotzdem sind einige Ansätze entwickelt worden, die die Stoßionisierungsquerschnitte für Atome gut nähern können.

2.3.1 Störungstheorie

Die Idee der Störungstheorie ist es, ein komplexes quantenmechanisches Problem, das analytisch nicht lösbar ist, aber einem lösbareren Problem ähnelt, als das lösbare Problem

plus eine Störung zu betrachten. Hierbei wird der Hamiltonoperator $\hat{\mathcal{H}}$ in einen Teil für das ungestörte Atom und einen Störterm $\hat{\mathcal{V}}$ aufgeteilt:

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}_{Atom} + \hat{\mathcal{V}}. \quad (2.7)$$

Dieser wird dann zur Lösung der Schrödinger-Gleichung verwendet, wobei Ψ die Wellenfunktion des Systems ist:

$$\hat{\mathcal{H}}\Psi = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi. \quad (2.8)$$

Wie der Störterm gewählt wird, hängt vom gewählten Ansatz ab und ist entscheidend für die Komplexität und Genauigkeit der Rechnung. Um die Stoßionisation zu beschreiben, muss der Störterm so gewählt werden, dass er die Wechselwirkung zwischen dem einfallenden Elektron und dem Atom beschreibt. Dafür werden verschiedene vereinfachte Modelle verwendet, die je nur unter bestimmten Bedingungen gute Näherungen der Ionisationsquerschnitte liefern. Eine unnachgiebige Lösung wurde noch nicht gefunden, besonders wenn man versucht die Ionisation von Molekülen oder indirekte Prozesse zu beschreiben. Die meisten Ansätze haben gemeinsam, dass $\hat{\mathcal{V}} = \hat{\mathcal{V}}_{e^-} + \hat{\mathcal{V}}_{WW}$ wählen, wobei $\hat{\mathcal{V}}_{e^-}$ das Elektron und $\hat{\mathcal{V}}_{WW}$ die Wechselwirkung beschreibt.

Die folgende Beschreibung orientiert sich an der von Younger [4]. Einige Methoden basieren auf der Partialwellen-Approximation (engl. *Partial Wave Approximation*, PWA), bei der die Wellenfunktion Ψ jedes Elektrons als eine Kugelwelle beschrieben wird. Die Gesamtwellenfunktion ist dann die Summe der einzelnen Kugelwellen:

$$\Psi(\vec{K}, \vec{r}) = \sum_{lm} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi) F_l(K, r). \quad (2.9)$$

Dabei sind $Y_{lm}(\theta, \phi)$ die winkelabhängigen Kugelflächenfunktionen und $F_l(K, r)$ die Radialfunktionen, die vom Abstand r abhängt und bei der K den Impuls des Elektrons beschreibt. a_{lm} ist die Amplitude der Kugelwelle. $F_l(K, r)$ muss die radiale Schrödinger-Gleichung erfüllen. Bei einem kugelsymmetrischen Potential ist die radiale Schrödinger-Gleichung

$$Eu = \underbrace{\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2u}{dr^2}}_{E_{Kin}\text{-Term}} + \left[\underbrace{\frac{\hbar^2}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2}}_{\text{Zentrifugalterm}} + \underbrace{V(r)}_{\text{Potential}} \right] u. \quad (2.10)$$

Dabei wird $u(K, r) = rF_l(K, r)$ verwendet, um die Rechnung zu vereinfachen. Wenn man die Interaktion in der Nähe des Atomkerns beschreiben will ($Kr \ll 1$), kann keiner der

Terme vernachlässigt werden. Verschiedene Ansätze unterscheiden sich in der Wahl des Potentials $V(r)$.

Bei der Plane-Wave Born Approximation wird das Potential als $V(r) = 0$ angenommen, was nur für sehr hohe Elektronenenergien gute Näherungen liefert und der Beschreibung reiner Elektronenstreuung ähnelt.

Eine andere Wahl ist $V(r) = -\frac{Z}{r}$, was dem Coulombpotential des Atomkerns entspricht. Dieser Ansatz wird als Coulomb-Approximation bezeichnet und eignet sich zur Beschreibung der Ionisation von Ionen.

Die Distorted-Wave Born Approximation fügt dem Potential noch einen Störterm hinzu, der die gebundenen Elektronen beschreiben soll. Dieser Ansatz ist für die Beschreibung der Ionisation von Atomen besser geeignet, da er die Wechselwirkung zwischen dem einfallenden Elektron und den gebundenen Elektronen besser beschreibt. Der Rechenaufwand ist allerdings schnell sehr hoch.

Neben störungstheoretischen Ansätzen gibt es auch andere Methoden, die mit größerem Aufwand bessere Näherungen liefern. Dazu gehören rein numerische Methoden und hybride Ansätze, die störungstheoretische und numerische Methoden kombinieren. Da in dieser Arbeit keine theoretische Beschreibung der Ionisation durchgeführt wird, wird hier nicht weiter auf die Methoden eingegangen.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die theoretische Beschreibung der Elektronenstionisation noch teil aktueller Forschung ist und man in der Realität auf empirische Daten zurückgreifen muss, um seine Ergebnisse zu vergleichen. Im Rahmen dieser Arbeit wird Straubs Arbeit [6] mehrfach als Referenz verwendet.

2.4 Einzelstoßbedingung

3. Experimenteller Aufbau

Im Folgenden wird der Aufbau des Experiments und das Zusammenwirken der verschiedenen Komponenten erläutert. Die meisten Elemente wurden nicht im Rahmen dieser Arbeit verbaut, sondern sind bereits von vorherigen Arbeiten der Arbeitsgruppe vorhanden. Diese sind in [2] beschrieben. Abbildung 3.2 zeigt den schematischen Aufbau der Vakuumkammer und der für das Experiment relevanten Komponenten.

3.1 Vakuumkammer und Druckmessung

Die Experimente finden in einer Vakuumanlage mit einer kubischen Hauptkammer statt, von der alle anderen Komponenten abzweigen. Die Kammer hat eine Seitenlänge von 30 cm. Sie besteht auch μ -Metall, damit das Magnetfeld im Inneren der Kammer minimal ist. Das ist wichtig, damit die Elektronen nicht von äußeren Magnetfeldern abgelenkt werden. Die Abschirmung reduziert das Magnetfeld auf unter 15 mG [2]. Die Kammer ist mit einer Turbomolekularpumpe und einer Vorpumpe ausgestattet. Diese können ein Vakuum in der Größenordnung von 10^{-8} mBar nach Ausheizen der Kammer erreichen.

Am überliegenden Flange ist ein kapazitiver Drucksensor angebracht, der *MKS Baratron 690A.1TRB*. Dieser misst den Druck bis zu $3 \cdot 10^{-6}$ mbar mit einer Genauigkeit von 0,08 %. Dafür wird das Restgas auf 45°C aufgeheizt. Die Temperaturdifferenz zum restlichen Aufbau muss später berücksichtigt werden. Ein zweiter Druckmesser ist ein Bayard-Alpert-Glühkathoden-Ionisationsvakuummeter, welches Drücke bis unter 10^{-8} mbar messen kann. Dieses dient als Referenz, damit das genauere kapazitive Messsystem genutzt werden kann und erweist sich als ausgesprochen praktisch bei der Arbeit mit dem Hochvakuum.

Zum Einlassen der zu untersuchenden Gase ist ein temperaturgesteuertes Regelventil verbaut. Dieses kann sehr empfindlich eingestellt werden, sodass der Gasdruck im Betrieb genau bestimmt werden kann. An das Ventil ist dann eine Gasflasche über einen Druck-

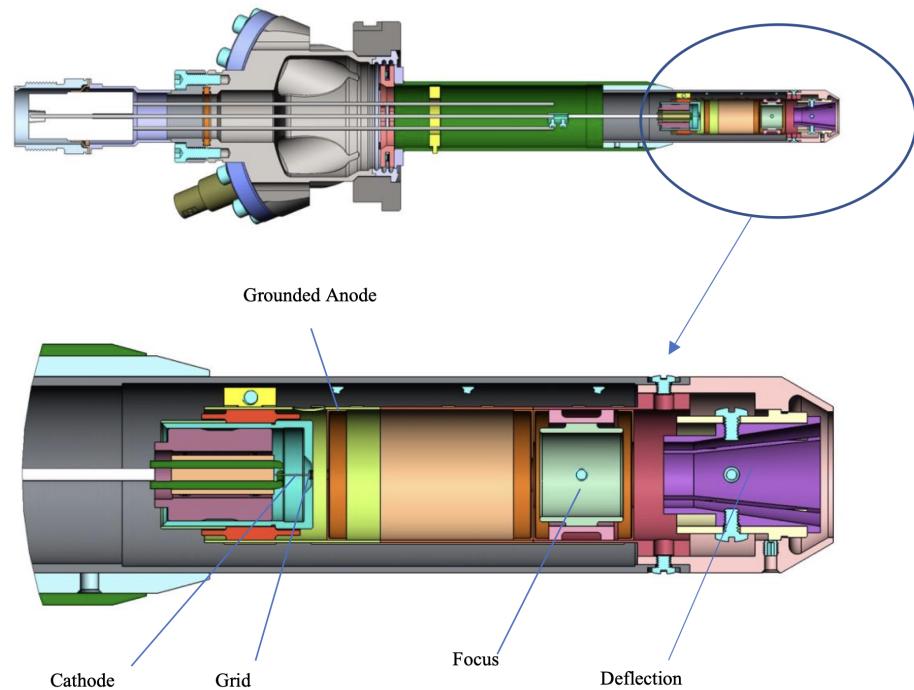


Abbildung 3.1: Querschnitt der Elektronenkanone von Kimball Physics. Die Elektronen werden durch eine Heizkathode (Cathode) erzeugt und durch eine Gitterspannung (Grid) beschleunigt. Sie können fokussiert und abgelenkt werden.

minderer angeschlossen. Das Gas kann so direkt in die Hauptkammer eingelassen werden, wo dann die Ionisation stattfindet.

3.2 Elektronenstrahl und Ablenkplatte

Für die Elektronenstoßionisation ist eine Heizkathoden-Elektronenkanone an einer der seitlichen Flange verbaut. Dabei handelt es sich um ein energieverstellbares Gerät von Kimball Physics, die *ELG-2/EGPS-1022*. Es kann einen Energiebereich zwischen 1 eV bis 2 keV abdecken. Der Strahl ist in der Ebene ablenkbar und kann variabel fokussiert werden. Die thermische Energieschärfe der verschossenen Elektronen beträgt 0,5 eV bei der Verwendung der Tantal-Heizkathode. Außerdem ist es möglich die Kanone in einem gepulsten Betrieb zu benutzen, was für dieses Experiment benötigt wird. Dabei werden die Elektronen von einer Gitterspannung abgebremst und nur über Spannungspulse für kurze Strahldauern durchgelassen. Einen Querschnitt der Elektronenkanone zeigt Abbildung 3.1.

Der Kanone gegenüber ist ein Faraday-Cup angebracht. Mit diesem kann die tatsächliche, momentane Elektronenstromstärke gemessen werden. Eine genaue Messung des Elektronenstroms ist für eine Messung des Wirkungsquerschnittes essenziell. Der Faraday-Cup ist ein Metallzylinder, der von einem Isolator umgeben ist und dient als Ladungsgefäß. Er ist mit einem Elektrometer, dem *DDPCA-300* von FEMTO, verbunden, welches den Strom und die Ladung auf dem Cup im Femto-Ampere und Pico-Coulomb Bereich messen kann. Für diese Messung wurde ein besonders großer Faraday-Cup mit einem Durchmesser von 30 mm und einer Tiefe von 70 mm verwendet. Das hat zwei Gründe: Zum einen ist die Fläche des Cups groß genug, um den gesamten Elektronenstrom aufzufangen - auch wenn er leicht vom magnetischen Restfeld abgelenkt wurde. Zum anderen ist die Tiefe des Cups möglichst groß gewählt, damit es unwahrscheinlicher ist, dass aus dem Cup durch Stoßionisation entstandene Ionen in die Kammer gelangen. Von der Verwendung eines Repeller-Rings wurde, wie auch in [2] beschrieben, abgesehen, da das elektrische Feld Einfluss auf die Messung nehmen könnte.

Parallel zum Elektronenstrahl ist eine Ablenkplatte angebracht, auf welcher eine Spannung das elektrische Feld zur Beschleunigung der Ionisationsprodukte auf die Detektorplatten erzeugt. Die Ablenkplatte ist mit einem Hochspannungspulsgenerator von AVTECH verbunden, dem AVR-E2. Dieser kann hochfrequente Pulse von bis zu 6 kV mit einer Flankenanstiegszeit von wenigen Nanosekunden erzeugen.

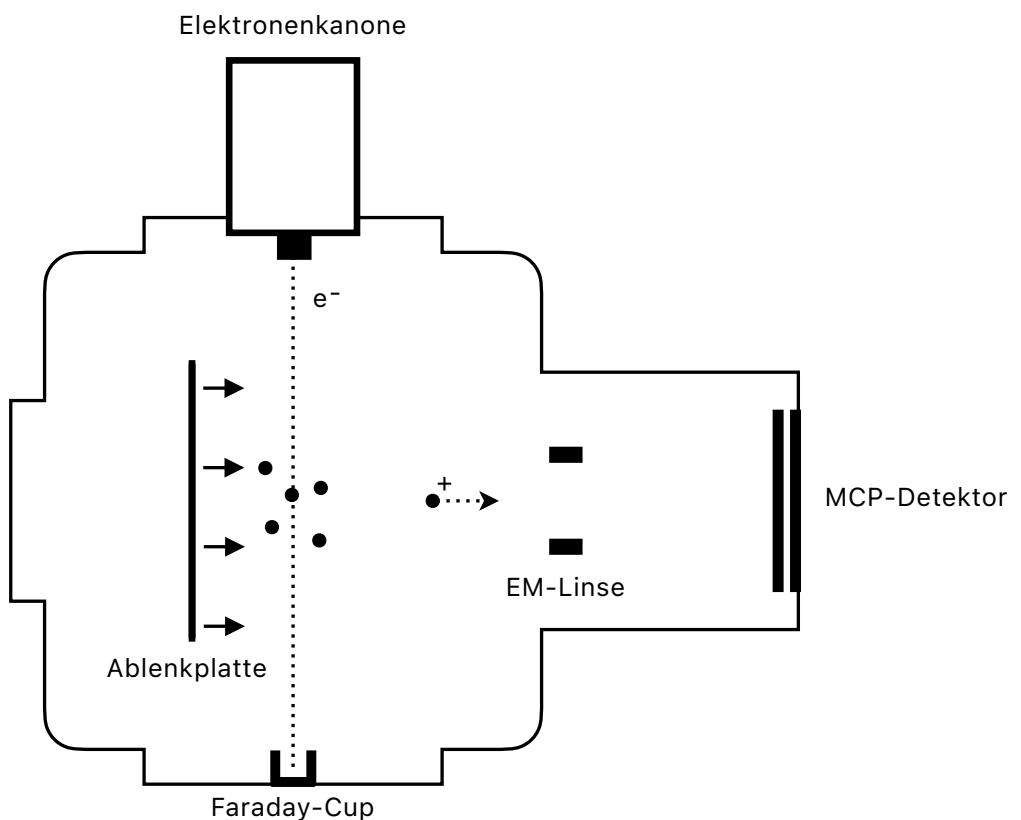


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau der Zero-B Vakuumkammer und der Elektronenstoßionisation. Die Elektronen werden von der Elektronenkanone erzeugt. Sie stoßen mit den Neutralgasteilchen und ionisieren diese durch Stoßionisation. Die entstehenden Ionen werden durch ein elektrisches Feld auf die Detektorplatten beschleunigt und erzeugen dort ein Signal. Sie können mit einer elektromagnetischen Linse fokussiert werden.

3.3 Detektorsystem

Bei dem in dieser Arbeit verwendeten Detektor handelt es sich um einen positionssensitiven Mikrokanalplattendetektor (engl. *micro channel plate detector*, MCP-Detektor) der Firma Roentdek. MCP-Detektoren sind eine verbreitete Detektortechnologie, die es ermöglicht den Auftreffzeitpunkt von einzelnen Ionen, Elektronen oder Photonen zu bestimmen. Mit einer Widerstandsanode kann die Position der durch die Platten verstärkten Signale anschließend bestimmt werden. So kann ein *Bild* der detektierten Teilchen erzeugt werden. Im Versuchsaufbau schirmt ein Goldnetz mit hoher Transparenz (88 %) den Detektor von elektromagnetischen Störungen und Restfeldern ab. Der Detektor hat eine aktive Fläche von 80 mm Durchmesser und eine Auflösung von $10 \mu\text{m}$. Die Detektionseffizienz liegt bei in etwa 50 % und wird von der Transparenz der Detektorplatten bestimmt.

Die Mikrokanalplatten des Detektors dienen der Verstärkung von eintreffenden Signalen über die Erzeugung von Sekundärelektronen. Sie bestehen aus Glas, welches mit einer sehr hohen Dichte von kleinen, geraden Kanälen durchzogen ist, welche die gegenüberliegenden Seiten verbinden. Bei der Herstellung wird das Glas dafür, ähnlich wie bei der Herstellung von Glasfasern, gezogen und in bis zu 1 mm Dicke Scheiben geschnitten. Der Durchmesser der Kanäle liegt bei einigen Mikrometern. Die Innenwände der Kanäle bestehen aus einem halbleitendem Material, an welches eine Spannung entlang der Kanäle angelegt wird. Diese beschleunigt die Elektronen entlang des Kanals. Trifft ein Teilchen auf die Wand eines Kanals der Detektorplatten, löst es Sekundärelektronen durch Stoßionisation aus. Diese stoßen entlang des Kanals wiederum mit der Wand und es entsteht eine Elektronenlawine. Diesen verstärkenden Effekt macht man sich zunutze, um aus einzelnen Teilchen eine messbare Ladungswolke zu erzeugen. Um die Wahrscheinlichkeit einer Kollision einfallender Teilchen mit den Kanalwänden zu steigern, sind die Kanäle um etwa 10° gegenüber der Flächennormalen geneigt.

Typischerweise werden zwei MCPs hintereinander verwendet, wobei sie um 180° zueinander gedreht sind. Sie befinden sich in einer sogenannten *Chevron*-Konfiguration. Die zweite Platte wird verwendet, um die Verstärkung weiter zu erhöhen und Ionen-Feedback zu minimieren. Ionen-Feedback beschreibt das Zurückfließen von Ionen in die Kammer. Die hohe Anzahl an Elektronen in den Kanälen der MCPs können Restgas ionisieren, welches dann aufgrund der Beschleunigungsspannung rückwärts durch die Kanäle in die Kammer gelangen könnte.

Wie in [3] dargestellt, gibt es unterschiedliche Ansätze die zweidimensionale Positions-

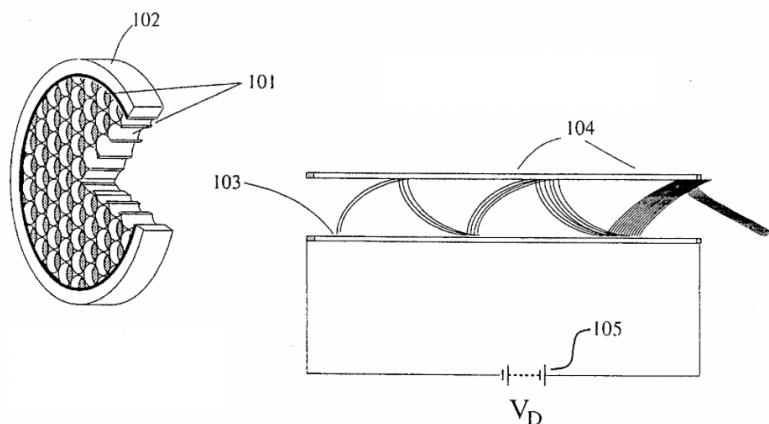


Abbildung 3.3: Schnitt und Funktionsprinzip einer MCP aus [5], hier dargestellt mit einem eintretenden Elektron. (102) Haltungsflange, (101) Mikrokanäle aus Glas, (103) Elektron, welches in den Kanal eintritt, (104) erzeugte Sekundärelektronen, (105) Spannungsversorgung der Platten

information der durch die Platten erzeugten Ladungswolke zu ermitteln. Der für das Experiment verwendete Detektor ist ein *delay-line* Detektor, genauer der *DLD80* von Röntdek. Das Konzept macht sich zu Nutzen, dass eine auf ein Drahtgitter treffende Ladungswolke ein elektrisches Signal in den Leitern erzeugen. Dieses hat eine Laufzeit in der Größenordnung einer Nanosekunde bis es an den Enden des Leiters ankommt. Anhand dieser Laufzeitdifferenz kann die Position auf dem Detektor in einer Dimension bestimmt werden. Mithilfe eines zweiten, um 90° gedrehten, Leiters, kann die Position zweidimensional dargestellt werden. Der Detektor hat eine aktive Fläche mit einem Durchmesser von 80 mm.

3.4 Konditionierung des Detektors

Nachdem der Detektor eingebaut ist, muss er einer Konditionierung unterzogen werden, damit er ohne Risiko beschädigt zu werden verwendet werden kann. Zur Konditionierung soll die Spannung zwischen den MCPs in 100 V Schritten erhöht werden und je für einige Minuten konstant gelassen werden. Das hat den Hintergrund, dass Partikel, wie zum Beispiel Staubteilchen, sich von den MCPs oder Teilen des Detektors lösen können und bei schnellem Ansteigen der Spannung Schaden an den Platten hinterlassen können. Beim Konditionieren können diese Partikel sich nach und nach lösen und bekommen nur mini-

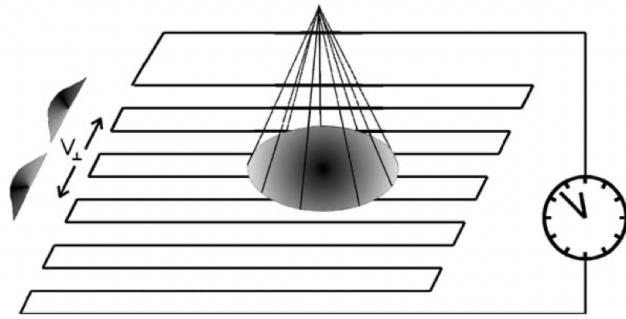


Abbildung 3.4: Funktionsprinzip der Laufzeitmessung in einer Dimension aus [3]. Der Leiter ist mäanderförmig aufgebaut, um die Laufzeit zu verlängern und die Positionsgenauigkeit zu erhöhen. Das Signal propagierte in beide Richtungen mit der effektiven Geschwindigkeit v_{\perp} .

male kinetische Energie zugeführt. Außerdem können Überschläge bei möglichst geringer Potenzialdifferenz festgestellt werden, welche ebenfalls von Partikeln begünstigt werden können. Für die Spannungsversorgung der Detektorplatten wird eine Hochspannungsquelle verwendet, die mit einem Überstromschutz bei sprunghaft ansteigendem Strom abschaltet. Bei einem Vakuum mit einem Druck kleiner als 10^{-6} mBar kann die Konditionierung begonnen werden und wird über mehrere Stunden durchgeführt bis zu einer Potenzialdifferenz von 2,7 kV. Nach jedem Erhöhen der Spannung wird der sich eingestellte Strom notiert. Mit Strom und Spannung kann über das Ohm'sche Gesetz der Widerstand berechnet werden, welcher in etwa konstant bleiben oder sich mit steigender Spannung etwas verkleinern sollte. Tabelle ?? im Anhang zeigt die notierten Werte für die Konditionierung ab 880 V, welche ohne Probleme durchgeführt werden konnte. Nach einmaliger Konditionierung kann der Detektor mit einer Geschwindigkeit von etwa 40 V/s ohne weiteres hochgefahren werden.

3.5 Signalverarbeitung

Die auf der Anode des Detektors entstehenden Signale müssen weiterverarbeitet werden, um sie für die Auswertung zu nutzen. Ein Großteil der Signalverarbeitung wird in dieser Arbeit analog umgesetzt. Viele der verwendeten Geräte sind ältere, aber verlässliche Nuclear Instrumentation Module (NIM). Diese können sehr modular in einem Rack verbaut und über BNC-Kabel verbunden werden. Im Folgenden wird die Signalverarbeitung zur Flugzeitmessung und die zur positionssensitiven Auflösung der Ionen unterschieden.

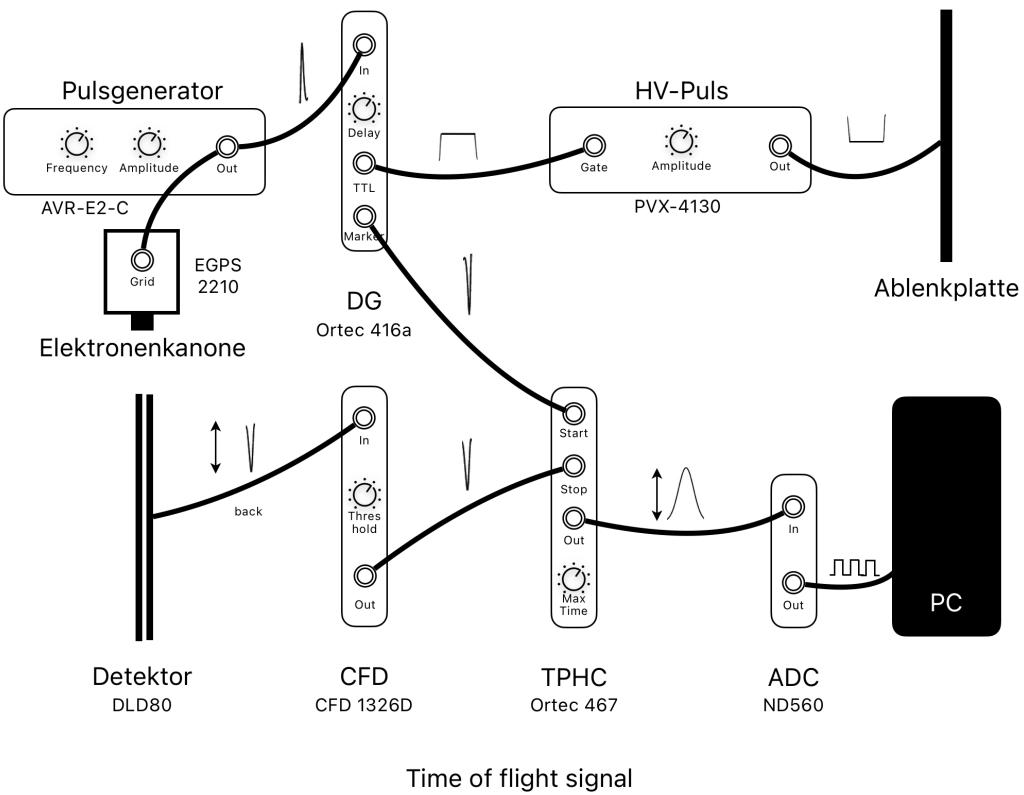


Abbildung 3.5: Schematisch dargestellter Signalfluß der ToF-Messung. Der Signalfluß erfolgt, mit Ausnahme der Elektronenkanone, von links nach rechts. Die verwendeten Geräte sind stark vereinfacht abgebildet, wobei die wichtigsten Einstellungen inkludiert wurden. Die jeweilige Form der Signale ist über den Verbindungen gezeigt und ist rein qualitativ. Power Supplies sowie Anzeigegeräte sind nicht abgebildet.

3.5.1 Flugzeitmessung

Eine schematische Übersicht der Verarbeitung ist in Abbildung 3.5 zu finden. Der Signalfluß, angefangen mit dem Startsignal wird nun beschrieben.

Um das Startsignal zu erzeugen und die Flugzeitmessung überhaupt in Gang zu setzen, wird ein Pulsgenerator verwendet. Dabei handelt es sich um den AVR-E2-C von AVTECH. Die erzeugten Pulse werden direkt zum triggern der Elektronenkanone verwendet und über einen Delay-Generator (DG) verzögert. Der DG kann sehr genau auf eine Verzögerung einiger Nanosekunden eingestellt werden. Damit ein DG Verzögerungen realisieren kann, wird eine stabile Frequenz benötigt. Diese wird meist durch einen Quarzoszillator erzeugt,

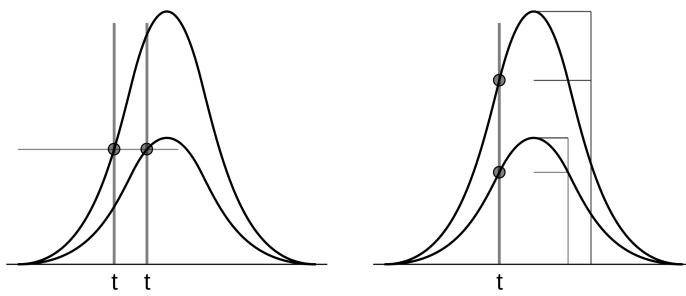


Abbildung 3.6: Prinzip des Constant Fraction Discriminators. Links: Zeitpunkte beim Überschreiten eines Schwellwertes sind unterschiedlich, rechts: der Zeitpunkt beim Überschreiten eines Bruchteils des Signals ist unabhängig vom Pegel.

Quelle: <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=534201>

ein Kristall über den AC-Pulse angelegt werden. Dieser vibriert mit seiner Resonanzfrequenz aufgrund des Piezo-Effekts und ermöglicht eine genaue Messung der Zeit. Der TTL-Output des DG wird dann verwendet, um die Ablenkspannung für die Ionen zu erzeugen. Gleichzeitig wird ein Marker (scharfer Puls) ausgegeben, der als Startsignal für die Flugzeitmessung verwendet wird.

Für die Bestimmung des Auftreffzeitpunktes wird vom Detektor ein Spannungssignal ausgegeben, das von einem Ion beim Auftreffen auf die Anode erzeugt wird. Der Pegel hängt von der kinetischen Energie des Ions ab und hat eine gewisse Varianz. Der Zeitpunkt soll möglichst unabhängig vom Pegel bestimmt werden können. Legt man also lediglich einen Schwellwert (engl. *Threshold*) fest, variiert der Zeitpunkt mit der Steilheit der Flanke. Um den Zeitpunkt unabhängig vom Pegel zu bestimmen, wird ein Constant Fraction Discriminator (CFD) verwendet. Dieser erzeugt ein Ausgangssignal, sobald ein bestimmter Bruchteil des Signals erreicht wird. Abbildung 3.6 zeigt das Prinzip des CFD. Dafür wird im CFD das einlaufende Signal verzögert und mit dem Originalsignal über einen Differenzverstärker verrechnet. So ergibt sich ein Nulldurchlauf der Spannung, der von der Verzögerung abhängt, nicht aber von der Amplitude.

Der über den CFD ermittelte Auftreffzeitpunkt kann dann als Stoppsignal für die Flugzeitmessung dienen. Um die Information über die Zeitdifferenz zwischen dem Start- und Stoppsignal zu erhalten, wird ein Time-to-Pulse-Height-Converter (TPHC) Modul verwendet. Dieses erzeugt ein Signal, dessen Höhe proportional zur zeitlichen Differenz eines Start- und Stopplulses ist. Um diese Funktionalität umzusetzen wird im TPHC ein Kon-

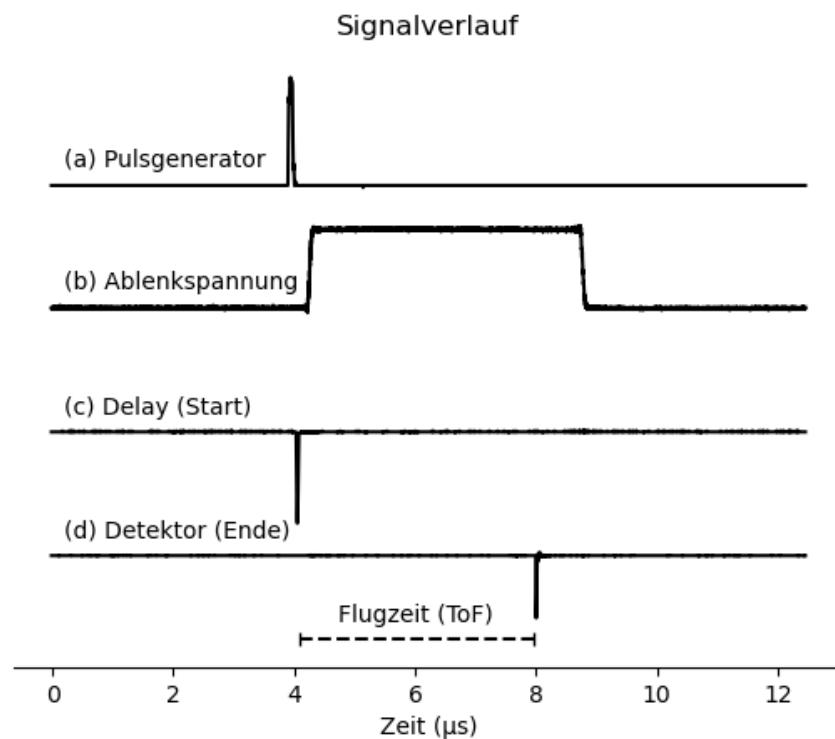


Abbildung 3.7: Aufgenommener Verlauf der relevanten Signale. (a) zeigt den initialen Spannungspuls aus dem Pulsgenerator, mit dem auch die Elektronenkanone getriggert wird. Über einen Delay-Generator wird das verspätete Signal (c) erzeugt, um die Ablenkspannung (b) anzusteuern. (d) zeigt das Signal, welches auf der Anode des Detektors entsteht, nachdem es durch den CFD gelaufen ist. Die zeitliche Differenz aus (c) und (d) entspricht der Flugzeit

densator aufgeladen, wobei die Spannung über den Kondensator proportional zur Ladezeit steigt. Kommt kein Stoppsignal, wird der Kondensator nach einer eingestellten maximal Dauer über einen Widerstand wieder entladen. Schließlich kann der Spannungspuls über einen Analog-Digital-Converter (ADC) digitalisiert und am Computer ausgelesen werden.

3.5.2 Positionssensitive Auflösung

Sie werden bereits in der Elektronik des Detektors verstärkt, wobei darauf geachtet werden muss, dass die Pulse nicht den Verstärker sättigen. Ihre Höhe hängt von der Spannung auf der Front-Platte des Detektors ab und RoentDek empfieilt die Differenz nicht höher als 2600

V zu wählen.

4. Auswertung

Literaturverzeichnis

- [1] K. Holste ; P. Dietz; S. Scharmann; K. Keil; T. Henning ; D. Zschätsch; M. Reitemeyer; B. Nauschütt; F. Kiefer; F. Kunze; J. Zorn; C. Heiliger; N. Joshi; U. Probst; R. Thüringer; C. Volkmar ; D. Packan; S. Peterschmitt; K. -T. Brinkmann; H.-G. Zaunick; M. H. Thoma; M. Kretschmer ORCID logo ; H. J. Leiter; S. Schippers ORCID logo ; K. Hannemann; P. J. Klar. “Ion thrusters for electric propulsion: Scientific issues developing a niche technology into a game changer”. In: *Review of Scientific Instruments* (2020).
- [2] Holzte K. In: (2024).
- [3] V. Mergel O. Jagutzki. “A broad-application microchannel-plate detector system for advanced particle or photon detection tasks: large area imaging, precise multi-hit timing information and high detection rate”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 477.244–249 (2002).
- [4] P. J. O. Teubner S. M. Younger. *Electron Impact Ionisation*. Hrsg. von G. H. Dunn T. D. Märk. Springer-Verlag Wien, 1985.
- [5] Kanti Jain Sadeg M. Faris. “Microchannel plate technology”. US5565729A. 15. Okt. 1996.
- [6] et al. Straub H. C. “Absolute partial and total cross sections for electron-impact ionization of argon from threshold to 1000 eV”. In: *Physical Review A* 52.2 (1995).
- [7] Bundesamt für Wirtschaft und Ausfuhrkontrolle. “Informationsblatt CO2-Faktoren”. In: (2024).