

**Universität
Rostock**



Traditio et Innovatio

Laboruntersuchungen zu den Eigenschaften eines neuartigen raketentragenen Detektors zum in-situ Nachweis von Nanopartikeln in der mittleren Atmosphäre

**Bachelor-Arbeit
im Studiengang Physik
angefertigt am Institut für Physik
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Rostock
und am Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn**

von Heiner Asmus, geb. am 29. Juli 1986 in Wismar

**Betreuer und 1. Prüfer : Prof. Dr. M. Rapp, Universität Rostock/IAP Kühlungsborn
2. Prüfer: Dr. B. Strelnikov, IAP Kühlungsborn**

Rostock, den 17. August 2010

Abstract

This work presents a study of the properties of a new design of a rocket borne in situ detector, which can detect charged nanoparticles and also photoionize neutral nanoparticles in the middle atmosphere and is able to detect the corresponding photoelectrons. The measurements of those photoelectrons depend on many influences. The properties of those influences were investigated in this work. It was shown that the signatures are dependent on the measurement of pressure of the atmosphere, work function of the material, photon energy and the shielding grid potentials of the detector. These dependencies have an impact on the level of the maximum photocurrent and the structure of the measurement. Other effects were observed, which could not be totally explained. On the one hand, this was the opposite photocurrent, caused by reflection of photons and the resulting photo effect at the detector electrode. On the other hand, additional signals have been observed which are unexplained by the dependencies as mentioned above. One possible explanation could be the photoionization of NO molecules and the corresponding photoelectrons. These signals need further investigations.

Zusammenfassung

Diese Arbeit präsentiert eine Studie der Eigenschaften eines neuartigen raketentragenen Detektors. Eine seiner Aufgaben ist es, Nanopartikel in der mittleren Atmosphäre zu photoionisieren und die entsprechenden Photoelektronen zu detektieren. Die Messung der Photoelektronen ist von vielerlei Faktoren abhängig. Die Eigenschaften dieser Faktoren wurden in dieser Arbeit untersucht. Dabei konnte gezeigt werden, dass die Signaturen in den Messergebnissen abhängig von dem Druck in der Atmosphäre, den Austrittsarbeiten der Partikel oder Materialien, der Photonenenergien der Lampen und den Gitterpotentialen des Detektors sind. Diese Abhängigkeiten haben einen Einfluss auf die Höhe des maximalen Photostromes und die Struktur des Messverlaufes. Außerdem wurden weitere Effekte beobachtet, die nur zum Teil erklärt werden konnten. Zum einen war dies der durch die Reflektion von Photonen in der Vakuumkammer ausgelöste entgegengesetzte Photostrom, durch Photoeffekt an der Detektorelektrode. Zum anderen wurden, auf Grund der oben genannten Abhängigkeiten, nicht erklärbare zusätzliche Messsignale beobachtet. Ein Erklärungsansatz dieser Messsignale ist die Photoionisation von NO-Molekülen und die korrespondierenden Photoelektronen. Diese Signale bedürfen einer weiteren Untersuchung.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Instrumentenbeschreibung	3
3	Versuchsaufbau	7
4	Messung	11
5	Ergebnisse	17
5.1	Messergebnisse	17
5.1.1	Überprüfung der Elektronik	18
5.1.2	Vergleich der Materialien	19
5.1.3	Vergleich der Lampentypen	22
5.1.4	Einfluss der Gitterspannungen	26
5.2	Zusätzliche Messeinflüsse	29
5.2.1	Reflektion	29
5.2.2	Ionisation von anderen Teilchen, NO und O ₂ (¹ Δ _g) als Signalquelle	29
6	Zusammenfassung und Ausblick	33
6.1	Zusammenfassung	33
6.1.1	Wie ist das Messsignal abhängig von dem Material des zu untersuchenden Ziels (Aerosole/Konus)?	33
6.1.2	Welche Unterschiede im Messergebnis werden durch die Verwendung verschiedener Blitzlampen-Typen erreicht?	34
6.1.3	Wie stellt sich der Einfluss verschiedener Gitterkonfigurationen auf das Messergebnis dar?	34
6.2	Ausblick	35
	Abbildungsverzeichnis	37
	Literaturverzeichnis	39

Kapitel 1

Einleitung

Die Erforschung der Atmosphäre beschränkte sich eine lange Zeit auf die unteren Schichten, in denen u.a. die Wetterphänomene zu beobachten sind. Dabei sind die darüber liegenden Schichten nicht minder interessant. Deshalb werden auch diese Regionen eingehend studiert und untersucht. Eine dieser interessanten Schichten befindet sich zwischen ca. 50 und 120 km und wird MLT (mesosphere and lower thermosphere, Mesosphäre und untere Thermosphäre) genannt. Auf Grund der Höhe herrschen in dieser Region extreme physikalische Bedingungen, wie zum Beispiel sehr niedrigen Druck und seasonal abhängige Temperaturschwankungen [14]. Geprägt ist die MLT durch Einflüsse aus den unteren sowie auch den darüber liegenden Schichten und dem Weltall. Die Einflüsse aus dem Weltall sind u.a. kosmische Strahlung und der Eintrag von meteorischem Staub [9]. Dies hat eine große Bedeutung für die physikalischen und chemischen Prozesse in diesen Höhen. Unter anderem wird angenommen, dass die MSP (meteoric smoke particles), also die Staubteilchen meteorischen Ursprungs, Nukleationskeime für Eiswolken in ca. 80 – 90 km Höhe sind, die sogenannten leuchtenden Nachtwolken oder NLC (Noctilucent Clouds) [4]. Deshalb ist es wichtig diese Region u.a. in-situ, d.h. vor Ort zu untersuchen. Auf Grund der Höhe bieten sich für die in-situ Erforschung der MLT ausschließlich raketentragene Messinstrumente an, die die unterschiedlichsten physikalischen Größen messen können. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein neues Messinstrument untersucht, welches geladene Nanopartikel messen kann. Gleichzeitig ist es in der Lage mit Hilfe einer Xe-Blitzlampe neutrale Nanopartikel und Aerosole, d.h. luftgetragene Teilchen zu photoionisieren und die resultierenden Photoelektronen zu detektieren. Dieses Messinstrument wurde bereits im Rahmen der ECOMA-Kampagnen (ECOMA- existence and charge state of meteor smoke particles in the middle atmosphere) 2006, 2007 und 2008 von der Andøya Rocket Range in Nord-Norwegen gestartet [9]. Die Messung der bereits geladenen Teilchen,

ist bereits untersucht und verstanden worden [10]. Wichtig ist es nun, den Vorgang der Photoionisation von Aerosolen mit Hilfe des Messkopfes und deren Messung, also die Detektion der resultierenden Photoelektronen zu verstehen. Im Rahmen dieser Arbeit sollen anhand eines Laborversuches, die Eigenschaften des Detektors bezüglich der Messung der Photoelektronen abgeleitet werden. Für die Untersuchung der Eigenschaften des Messinstrumentes, müssen verschiedene Einflüsse auf die Messung betrachtet werden. Diese Einflüsse werden durch die Hauptbestandteile des Instrumentes (siehe Kapitel 2) und durch die zu untersuchenden Objekte (Aerosole in der Mesosphäre, im Labor das Zielobjekt) und deren Material bestimmt. Daraus lassen sich Fragestellungen erstellen, die im Rahmen dieser Arbeit beantwortet werden sollen. Diese Fragen lauten:

1. Wie ist das Messsignal abhängig von dem Material des zu untersuchenden Ziels (Aerosole/Zielobjekt)?
2. Welche Unterschiede im Messergebnis werden durch die Verwendung verschiedener Blitzlampen-Typen erreicht?
3. Wie stellt sich der Einfluss verschiedener Gitterkonfigurationen auf das Messergebnis dar?
4. Wie wirkt sich die Druckabhängigkeit aus?

Um diese Fragen zu beantworten, müssen jedoch zunächst noch einige grundlegende Dinge erläutert werden. Dazu wird in Kapitel 2 zunächst der Aufbau des Detektors beschrieben. Kapitel 3 beschäftigt sich dann mit dem Versuchsaufbau im Labor und erörtert die einzelnen an der Messung beteiligten Bestandteile. In Kapitel 4 wird dann geklärt, auf welchen physikalischen Prinzipien die Erzeugung und die Messung der Photoelektronen beruhen. Anschließend werden in Kapitel 5 die Messergebnisse dargestellt und erläutert. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse und ein Ausblick auf mögliche weitere Untersuchungen befindet sich in Kapitel 6.

Kapitel 2

Instrumentenbeschreibung

Der ECOMA-Partikel-Detektor besteht aus einem Faradaycup und einer Xenon-Blitzlampe [14]. Die Blitzlampe wird für die Photoionisation von Aerosolen in der Mesosphäre genutzt. Der Faradaycup besteht aus einer Elektrode zum Messen der Photoelektronen und den bereits geladenen Teilchen (Ionen, freie Elektronen), sowie zwei nacheinander positionierte Gitter (G_1, G_2 und dann die Elektrode), auf die jeweils ein Potential von 0 bis $\pm 15V$ relativ zum Massepotential der Elektronik angelegt werden kann. Die Elektrode ist auf das Massepotential der Elektronik gelegt und besitzt Durchboh-

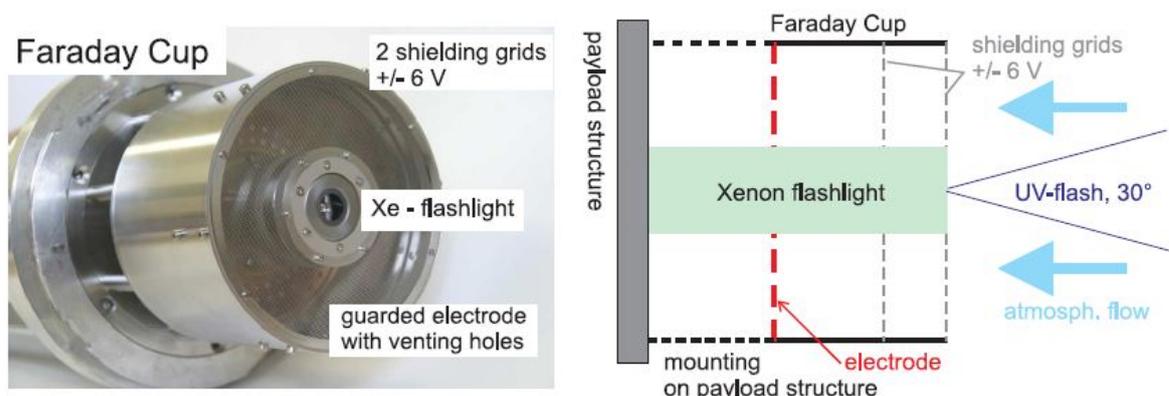


Abbildung 2.1: Foto und schematische Darstellung des Detektors [14]

rungen um die aerodynamischen Eigenschaften während des Raketenfluges zu verbessern [10]. Unterhalb der Elektrode, ist der Messkopf auf Distanzbolzen gelagert, die wiederum mit einem Gitter umspannt sind, um den Faradaycup zu vervollständigen. Der Detektor besitzt zwei Messmodi. Der erste Messmodus umfasst die Detektion von bereits geladenen Partikeln. Dazu muss ihre kinetische Energie größer sein als die Potentialbarriere der Gitter, dann können sie in den Detektor eindringen und an

der Elektrode als Strom gemessen werden. Dies soll jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht betrachtet werden. Der zweite Modus dient dem Nachweis von neutralen Teilchen durch Photoionisation. Dazu werden die resultierenden Photoelektronen als Photoelektronenpulse gemessen. Dieses Messprinzip soll im Rahmen dieser Arbeit untersucht werden. Eine nähere Beschreibung des Prinzip befindet sich in Kapitel 4.

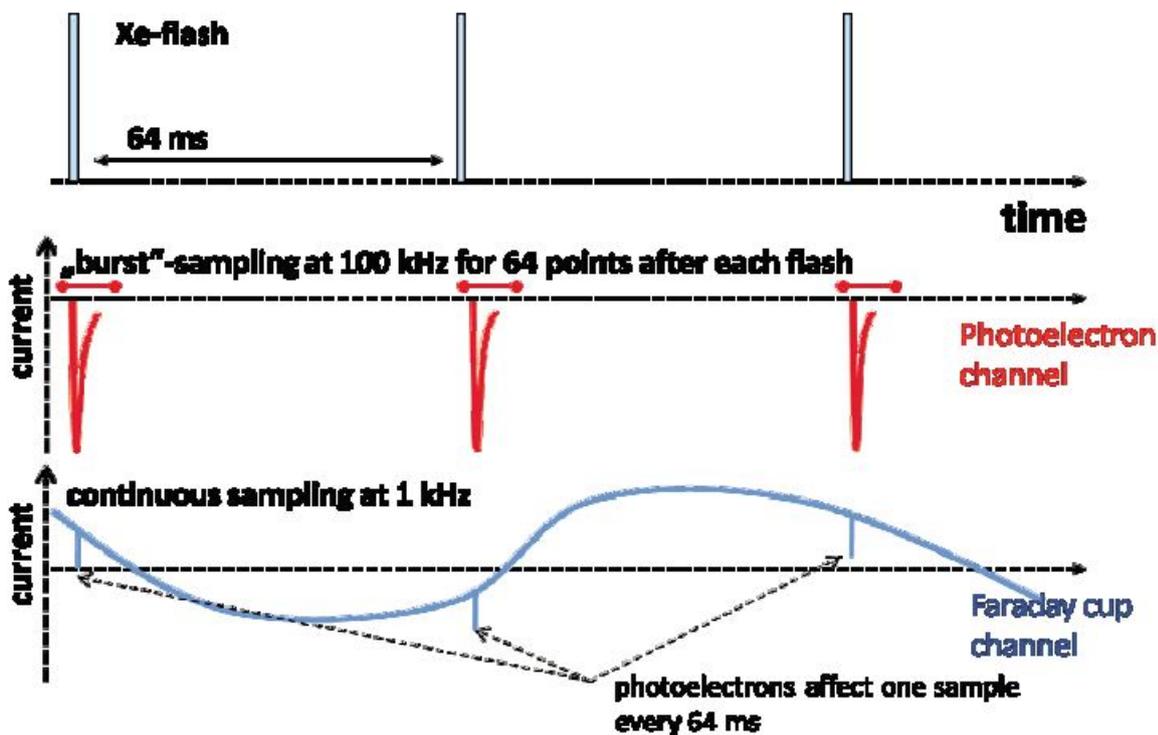


Abbildung 2.2: Messdatenschema des ECOMA-Detektors [9]. Im oberen Teil sind in 64 ms Abständen die Xe-Blitze zu sehen. Daraus resultiert die Photoelektronenpulse im mittleren Diagramm. Der untere Teil der Abbildung zeigt den Strom ausgelöst durch die bereits geladenen Teilchen in der Atmosphäre (Messmodus 1). Die Frequenzen geben an, wie oft Daten oder Messwerte aufgenommen werden.

Abb. 2.2 zeigt im oberen Diagramm die Xe-Blitze in Abständen von 64 ms. Darunter befinden sich die als negativen Strom gemessenen Photoelektronenpulse. Unabhängig von den Xe-Blitzen wird kontinuierlich der Strom gemessen, der durch die bereits geladenen Teilchen in der Atmosphäre, die in den Detektor eindringen können, ausgelöst.

In der Mitte des Faradaycups befindet sich die Xenon-Blitzlampe. Wobei die nächste Generation des ECOMA-Messkopfes hier drei unterschiedliche Blitzlampen besitzt. Die Blitzlampen sind kommerziell erwerbliche Perkin Elmer Xe-Blitzlampen, wobei hier die Modelle FX1162, FX1161 und FX1160 Anwendung finden. Der Unterschied der drei Typen liegt in der spektralen Verteilung der emittierten Photonen. Das Modell

FX1162 hat dabei den größten spektralen Bereich (von ~ 110 nm bis >1100 nm).

Es wird pro Lichtblitz eine Energie von ca. 0,5 J frei. Die Wiederholrate der Blitze für alle drei Lampen liegt bei 20 Hz. Relativ zur Raketengeschwindigkeit (1000 m/s) wird bei 20 Hz Blitzwiederholrate alle 50 m ein Xe-Blitz emittiert. Die Annahme ist, dass über einen Höhenbereich von 50 m die Eigenschaften der Partikel gleich sind. Dadurch kann angenommen werden, dass die Lampen Objekte mit gleichen Eigenschaften bestrahlen. Außerdem kann man dadurch zwischen den drei unterschiedlichen Messsignalen, die man durch die drei unterschiedlichen Lampen erhält, zeitlich differenzieren. Damit ist es möglich, Aussagen über verschiedene Materialien zu machen. In dieser Arbeit wurde jedoch das alte Design gewählt und die Lampen wurden zwischen den Messungen gewechselt. Die Lampen FX1162-60 haben jeweils Filterfenster in der Lampenöffnung, welche verschiedene Teile des UV-Bereichs absorbieren. Dies wird in Abb. 2.3 deutlich, in der gezeigt ist, ab welcher Wellenlänge des Lichtes, die Filterfenster Licht absorbieren. Dabei gibt es verschiedene Filter (Borosilikat, UV und VUV), die jeweils ab einer bestimmten Wellenlänge anfangen das Licht absorbieren. Die Fenstermaterialien, die in Abb. 2.3 und Tab. 2.1 zu sehen bestehen zum Großteil

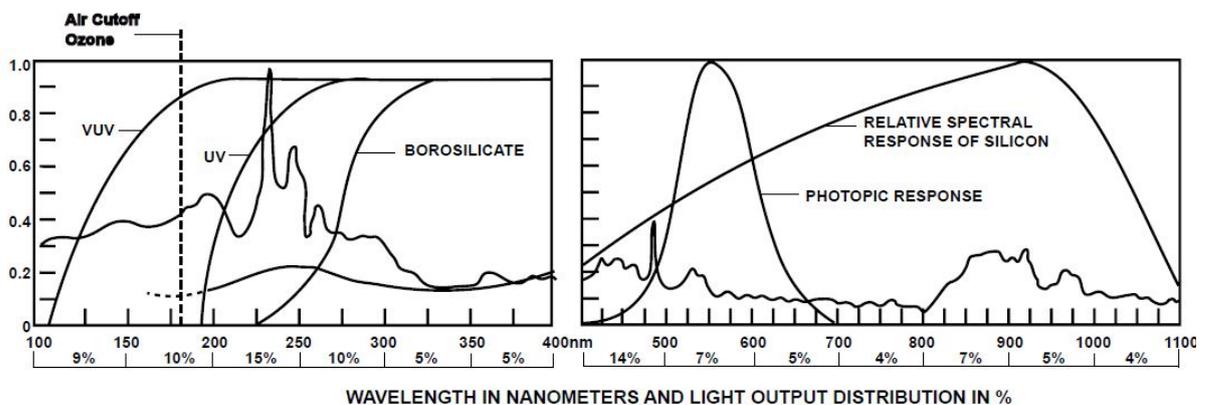


Abbildung 2.3: Hier dargestellt ist die spektrale Transmission der verschiedenen Lampenfenster. Außerdem ist das Spektrum einer Xe-Lampe, der sensitive Bereich des menschlichen Auges und die relative spektrale Transmission von Silizium mit eingezeichnet. Im linken Teil der Abbildung ist der für den Versuch relevante Wellenlängenbereich zu sehen. [11]

aus SiO_2 . Jedoch unterscheiden sie sich im Detail durch Reinheitsgrad und zusätzliche Elemente. Dadurch wird das Transmissionsvermögen von kurzwelligem Licht beeinflusst. Bei dem Borosilikat handelt es sich um das bekannte Jenaer Glas. UV und VUV unterscheiden sich in der Reinheit des Quarzglases. Die Tabelle 2.1 verdeutlicht an-

Typ	spektrale Verteilung (nm) [11]	Fenstermaterial [11]	max. Photonenenergie (eV)
FX 1160	225 – 1100+	Borosilikat	5,5
FX 1161	190 – 1100+	UV	6,5
FX 1162	120 – 1100+	VUV	11,3

Tabelle 2.1: Lampentypen mit Spektralbereich, Fenstermaterial sowie der maximalen Photonenenergie

hand der maximalen Photonenenergie die Unterschiede zwischen den Lampentypen. Damit lassen die verschiedenen Lampen Photonen mit unterschiedlichen Photoionisationsenergien zu. Dadurch kann man verschiedene Materialien photoionisieren. In der Mesosphäre kann dadurch auf die Zusammensetzung der Aerosole geschlossen werden, im Labor können damit die Unterschiede der Austrittsarbeiten der verschiedenen Materialien des Ziels deutlich gemacht werden. Dies wird unter anderem in dieser Labormessung untersucht.

In Abb. 3.1 ist der schematische Versuchsaufbau dargestellt. Der zu untersuchende Messkopf befindet sich in der Vakuumkammer, die auf Drücke bis zu 10^{-9} mbar abgepumpt werden kann. Der Messkopf ist nach außen verbunden mit der ECOMA-Messelektronik. Im Innern der Vakuumkammer in Abb. 3.1 ist der Konus zu sehen. Dieser ist das Ziel der Bestrahlung und ist eine Art Simulation eines Aerosols in der Mesosphäre, also ein künstliches Ziel. Wobei Form und Größe so gewählt wurden, um die Messung im Labor zu vereinfachen und nicht der Größe und der Form der Aerosole gleichen. Die Form des Konus verringert die direkte Reflektion von Photonen in den Detektor. Der Konus besteht aus SiO_2 (Glas). SiO_2 wird als einer der Kandidaten für Staubteilchen und Aerosole in der Mesosphäre angenommen [13], hat jedoch eine sehr hohe Austrittsarbeit von ≈ 10 eV [15]. Zudem sind Metalloxide weitere wahrscheinliche Bestandteile der Aerosole in der Mesosphäre [13]. Diese Oxide haben eine Austrittsarbeit von $\sim 5,5$ eV [5]. Deshalb wurden im Laborexperiment Materialien gewählt, die ähnliche Austrittsarbeiten besitzen. Deshalb wurden Gold ($\sim 5,4$ eV [4]) und Graphit ($\sim 4,81$ eV [7]) benutzt und auf die Oberfläche des Konus aufgetragen. Der Konus wird mittig vor den Messkopf in der Vakuumkammer befestigt, so dass sich seine Spitze möglichst nah und zentriert vor dem Fenster der Xe-Blitzlampe befindet. Der Konus ist auf einer Schiene variabel in seiner Position einstellbar.



Abbildung 3.2: links: Konus mit Graphitbeschichtung, rechts: Konus ohne Beschichtung

Der blaue Verbindungspfad in Abb. 3.1, stellt den Messsignalweg des zu untersuchenden Detektors dar. Die in der ECOMA-Elektronik aufbereiteten Messsignale, werden über das GSE (Ground Support Equipment), das Bodenbetriebsgerät, an den Mess-Rechner geschickt. Dort wird das digitalisierte Messsignal ausgewertet. Der grüne Signalpfad soll das rechnergesteuerte Einstellen des Druckes in der Vakuumkammer und die einstellbare Füllgaszusammensetzung darstellen. Für das Einstellen des Druckes,

steht ein Zuflussregelventil(1) zur Verfügung, welches stufenweise Gas aus der Mischkammer in die Hauptkammer einlassen kann. Damit lässt sich ein stabiler Druck in der Kammer einstellen, bei dem dann gemessen werden kann. Die Zusammensetzung des Gases kann in der Mischkammer beeinflusst werden. Es können über drei verschiedene Zugänge verschiedene Gasarten eingelassen werden können. Die Zugänge werden jeweils durch Massenflussregler(2) reguliert, die den Massenfluss der jeweiligen durchströmenden Gase steuern. Rot kennzeichnet den Druckmesssignalweg. Da der interessante Druckbereich niedrig genug ist, kann eine Druckmessung mit einem Gasreibungsvakuumeter (GRV) erfolgen. Die Gasreibung ist druckabhängig. Im Innern des GRV befindet sich eine durch Magnetfelder in der Schwebelage gehaltene Kugel, die zur Rotation gebracht wird. Restteilchen in der Vakuumkammer können mit der Kugel stoßen und verlangsamen diese durch Reibung. Die Abbremsung ist ein Maß für den Druck in dem Behälter. Verwendet wurde ein GRV vom Typ SRG CE-2 der Firma MKS. Der Messbereich umfasst 10^{-7} bis 1 mbar. Es wird der analoge Messsignalausgang (0 bis 10 V) der Druckmesselektronik genutzt, um dieses über ein Interface zu digitalisieren und rechnergestützt auszuwerten. Bei dem Interface handelt es sich um das NI DAQ von National Instruments welches via USB mit dem Mess-Rechner verbunden ist. Die Signalverarbeitung am Rechner erfolgt dann mit dem Programm Signal Express von National Instruments. Der Druck lässt sich aus der Signalspannung errechnen.

$$p = 1,33322 \cdot 10^{(\frac{7 \cdot U}{10} - 7)} \text{mbar} \quad (3.1)$$

wobei der Faktor 1,33322 für Umrechnung von torr in mbar notwendig ist, U ist die ausgegebene Spannung des GRV, der Faktor $\frac{7}{10}$ sowie das subtrahieren von 7, dient der Skalierung von 10 V auf 7 Dekaden. Die Umrechnung geschah direkt im Programm und die erhaltenen Werte wurden in einem ASCII-file abgespeichert. Die Druckmessung erfolgte über mehrere Sekunden, da zwar ein relativ stabiler Druck eingestellt werden konnte, jedoch trotzdem Schwankungen auftraten. Über die erhaltenen Werte konnte gemittelt werden und mit dem zufälligen Fehler sowie mit dem systematischen Fehler des GVR's konnte der gesamte Fehler der Druckmessung bestimmt werden. Der Photostrom konnte gleichzeitig aufgenommen werden. Hier ergaben sich auch mehrere Messwerte, da über annähernd die gleiche Zeit gemessen wurde. Dadurch konnten auch hier die entsprechenden zufälligen Fehler bestimmt werden.

Kapitel 4

Messung

Im Folgenden soll nun die Grundidee des Experiments und die physikalischen Prozesse erklärt werden. Der Versuchsaufbau wurde in Kapitel 3 erklärt. Es werden nun die Prozesse im Innern der Vakuumkammer betrachtet.

Die von der Xe-Blitzlampe ausgesandten Photonen treffen auf die Oberfläche des Konus. Je nach Energie $h\nu$ der Photonen können diese, Elektronen aus der Konusoberfläche herauslösen. Dies ist abhängig von der Austrittsarbeit W_A des Oberflächenmaterials des Konus' und von der Energie der Photonen. Dieser Effekt wird äußerer *Photoeffekt* genannt. Die Photonen geben dabei ihre gesamte Energie an das Elektron ab, welches dadurch eine kinetische Energie bekommt, die durch die aufzubringende Austrittsarbeit vermindert ist.

$$E_{kin,e^-} = h\nu - W_A \quad (4.1)$$

wobei E_{kin,e^-} die kinetische Energie des Elektrons, h das Plancksche Wirkungsquantum, ν die Frequenz des Photons und W_A die Austrittsarbeit des Materials ist [3].

Die dann freien Elektronen können daraufhin, wenn ihre kinetische Energie größer ist als das abstoßende elektrische Potential ($U > 0$) des Gitters, dieses Potential überwinden. Bei den meisten Messungen wurde G_1 (siehe Abb.4.1) mit einem negativen Potential belegt. Es gilt für das Eindringen in den Faradaycup

$$E_{kin,e^-} > U \cdot e \quad (4.2)$$

hierbei ist E_{kin,e^-} wieder die kinetische Energie des Elektrons, U das elektrische Potential des Gitters und e die Elementarladung eines Elektrons. Diese Elektronen können dann auf die Detektorelektrode treffen und erzeugen dort einen negativen Strom, der

gemessen werden kann. Dieser Strom wird ab nun Photostrom genannt. Für den umgekehrten Fall, wenn $E_{kin,e^-} < U \cdot e$ ist, werden die Elektronen an dem Gitter reflektiert, können nicht in den Faradaycup eindringen und somit nicht zur Messung beitragen.

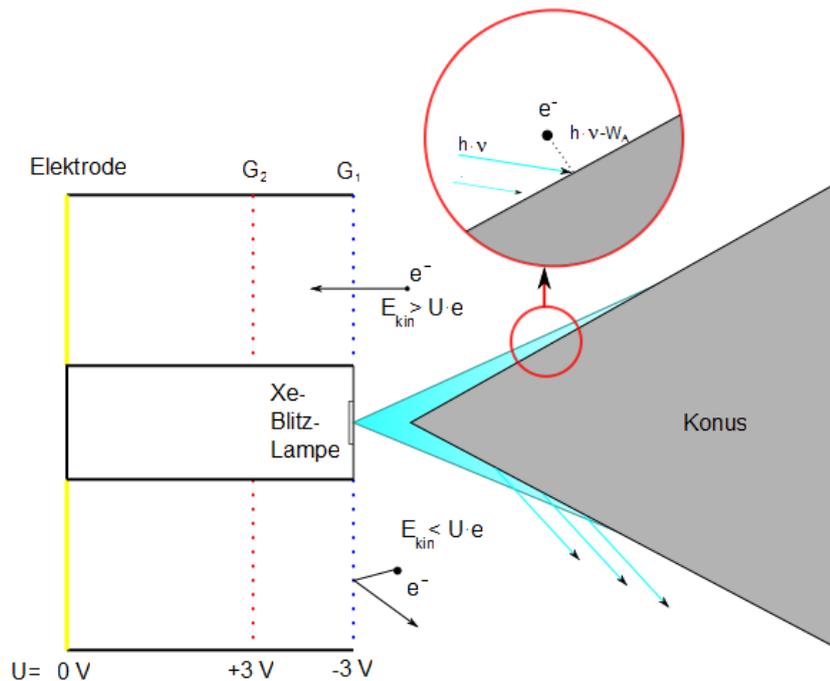


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Funktionsweise des Messkopfes mit dem Konus als Ziel. Erklärungen siehe Text.

Außerdem ist die Reichweite der Elektronen von dem Druck in der Vakuumkammer abhängig, da mit ansteigendem Druck die mittlere freie Weglänge der Elektronen geringer wird [10]. Die mittlere freie Weglänge ist abhängig von der Geschwindigkeit der Elektronen und den Stößen zwischen den Elektronen und den Molekülen des Gases, welche abhängig vom Druck sind. Bei einem Druck von $\sim 10^{-1}$ mbar beträgt die mittlere freie Weglänge für Elektronen ~ 5 cm [10], was der Dimension des Detektors entspricht. Deshalb treffen die Elektronen bei geringerem Druck im Mittel auf keine Moleküle des Füllgases und unterliegen nur der Bedingung 4.2. Der gemessene Photostrom sollte also einem Sättigungswert entgegen streben, da ab einem bestimmten Druck alle Elektronen eine genügend große mittlere freie Weglänge besitzen. Als Ziel der Bestrahlung durch die Xe-Blitzlampe wird ein Konus benutzt, um ungewollte Photostromsignale zu minimieren. Die Geometrie begünstigt die Reflexion der nicht an dem Photoeffekt beteiligten Photonen, weg von dem Detektor. In der Abb. 4.1 soll dieser Vorgang durch die türkisen Pfeile auf der unteren Seite des Konus verdeutlicht werden. Treffen in der Vakuumkammer mehrfach reflektierte Photonen auf die Detek-

torelektrode, so kann es auch hier zu dem oben erklärten Photoeffekt kommen und es wird ein positiver Strom gemessen, da die Elektronen von der Elektrode abgezogen werden. Auch dieser Effekt ist druckabhängig, da bei höheren Drücken und damit höheren Teilchendichten, die hochenergetischen Photonen, die für den Photoeffekt verantwortlich sind, zunehmend mit den Gasteilchen wechselwirken und die reflektierten Photonen nicht mehr in den Detektor gelangen. Diese Wechselwirkung sind sehr unterschiedlich. Hier kommt es zum Beispiel zur Bildung von Ozon [6].



Weitere inelastische Effekte können Raman-Streuung, Photodissoziation und Photoionisation von Molekülen sein. Bei elastischen Stößen von Photonen mit Gasmolekülen kommt es zur Rayleigh-Streuung. Eine Abschätzung des Verhältnisses der Intensitäten $\frac{I}{I_0}$ (I -Intensität nach dem Durchgang durch das Gas, I_0 -Anfangsintensität) durch O_2 lässt sich für ein homogenes Gas aus dem Lambert-Beer'schen Gesetz berechnen [1][12].

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\tau}$$

$$\text{mit } \tau = n \cdot \sigma \cdot l$$

wobei hier n die Teilchendichte, $\sigma(\lambda)$ der Wirkungsquerschnitt, der abhängig von der Wellenlänge des Photons ist und l die Pfadlänge des Photons ist. Eine Berechnung für verschiedene Wirkungsquerschnitte und damit verschiedene Wellenlängenbereiche (siehe dazu Abb. 4.2) befindet sich in Tabelle 4.1.

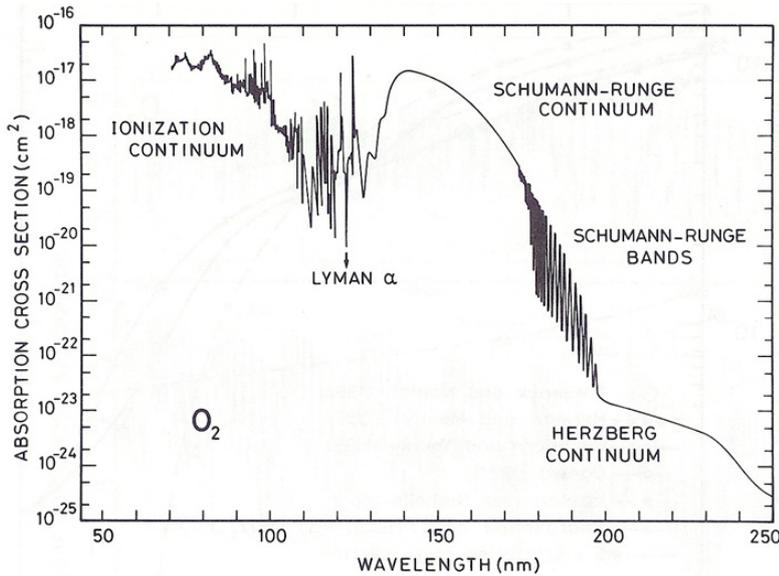


Abbildung 4.2: Spektrale Verteilung des Wirkungsquerschnittes für Absorption von molekularem Sauerstoff [2]

σ in cm^2	$\frac{I}{I_0}$
$1 \cdot 10^{-19}$	0,9514
$1 \cdot 10^{-18}$	0,6077
$1 \cdot 10^{-17}$	0,0068

Tabelle 4.1: Verhältnis $\frac{I}{I_0}$ für verschiedene Wirkungsquerschnitte, d.h. für versch. Wellenlängenbereiche (siehe Abb. 4.2) bei einem Druck von 1 mbar, $l=1$ m und $T=298, 15$ K.

An den Werten aus Tab. 4.1 ist zu erkennen, dass für $\sigma = 1 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ die das Verhältnis I zu I_0 am geringsten wird (I ist nur noch ca. 1 % von I_0). Das heißt also, das O_2 einige Wellenlängenbereiche bereits effektiv absorbiert. Dabei kann z.B. Ozon entstehen (Gl. 4.3 und 4.4). Ozon absorbiert wiederum weitere Wellenlängenbereiche. So dass auch der, durch die Reflektion ausgelöste Strom, an der Elektrode zu hohen Drücken ($p > 1$ mbar) gegen Null gehen muss. Der positive Strom, ausgelöst durch den Photoeffekt an der Elektrode, wird im weiteren Verlauf der Arbeit Elektrodenstrom genannt, um ihn von dem Strom, der durch emittierten Elektronen vom Konus ausgelöst wird (Photostrom), zu unterscheiden. Die Differenz dieser beiden Ströme wird letztendlich gemessen, da sich beide Effekte und damit Ströme an der Elektrode überlagern.

Um auf den Einfluss von verschiedenen Materialien einzugehen (Frage 1), wurden verschiedene Konusoberflächenmaterialien getestet. Diese Materialien waren Gold (Au), Graphit (C) und der unbeschichtete Konus, der aus Glas (SiO_2) besteht. Diese drei Materialien haben verschiedene Austrittsarbeiten, welche in Tabelle 4.2 dargestellt sind. Mit den in Tabelle 2.1 aufgezeigten maximalen Photonenenergien der einzelnen

Xe-Blitzlampen, kann man die maximalen kinetischen Energien der Photoelektronen abschätzen. Für eine maximale Photonenenergie von $h\nu = 11,3 \text{ eV}$ ergibt sich für Gold mit einer Austrittsarbeit von $5,4 \text{ eV}$, eine maximale kinetische Energie der Elektronen

Material	SiO ₂	Au	C
W_A / eV	≈ 10	4,8...5,4	4,81

Tabelle 4.2: Austrittsarbeiten der einzelnen Materialien [15][7][4]

von $E_{kin,e^-} = 5,9 \text{ eV}$. Damit wäre es diesen Elektronen möglich, bei einer Spannung von $U = -3 \text{ V}$ auf Gitter G_1 , dieses zu passieren und in den Detektor eindringen zu können. Bei einer maximalen Photonenenergie von $5,5 \text{ eV}$, ergibt sich die maximale kinetischen Energie $E_{kin,e^-} = 0,1 \text{ eV}$, was bei gleicher Spannung auf G_1 dazu führt, dass das Elektron reflektiert werden würde und somit nicht gemessen werden kann. Diese Effekte sollten sich in den Messungen zeigen, als Abfallen des Photostromes bei der Verwendung einer Lampe mit kleinerer maximaler Photonenenergie (z.B. FX1160) im Gegensatz zu einer Lampe mit größerer (z.B. FX1162). Desweiteren sollten auch die anderen Effekte, wie Reflektionen, in den Kurvenverläufen zu erkennen sein. Etwa als Verminderung des Photostromes oder gar dominierender Elektrodenstrom.

Kapitel 5

Ergebnisse

5.1 Messergebnisse

Die Messungen in der Vakuumkammer wurden unter folgenden Bedingungen durchgeführt:

- Das Gas, mit dem die Vakuumkammer nach dem Abpumpen befüllt wurde, war synthetische Luft. Sie besteht zu 79 % aus N_2 und zu $20,5 \pm 0,5$ % aus O_2 . Außerdem sind noch einige Fremdgase mit sehr geringem Volumenanteil (die Summe des Anteils dieser Fremdgase beträgt $\approx 1,2$ ppm) enthalten.
- Der Druck wurde zwischen ca. $5 \cdot 10^{-6}$ bis 1 mbar variiert, was einer Höhe von ca. 300 bis 80 km in der Erdatmosphäre entspricht.
- Die Temperatur betrug ca. 25 ± 3 °C.

Bei jedem Messpunkt wurde über mehrere Sekunden gemessen. Damit wurden mehrere Werte für den Druck als auch für das Strommaximum erhalten, aus denen sich dann die Fehler abschätzen ließen. In Abschnitt 5.1.1 wird zunächst damit begonnen, die Elektronik auf mögliche Hardwarefehler zu untersuchen und damit Messfehler auszuschließen. Danach wurde in Abschnitt 5.1.2 untersucht, wie sich das Messsignal unterscheidet, je nachdem welches Material als Elektronenquelle benutzt wurde. Es stehen hier drei Materialien zur Verfügung: SiO_2 , Au und C. Im nächsten Abschnitt werden die potentiellen Effekte untersucht, die wir von dem neuen ECOMA-Design mit den drei Lampen erwarten können. Dabei wurden die im Kapitel 3 beschriebenen Lampentypen jedoch einzeln in die vorherige ECOMA-Version eingebaut und vermessen, damit die gleichen geometrischen Bedingungen für die Lampen gelten. Danach,

in Abschnitt 5.1.3, wurde untersucht, welchen Einfluss verschiedene Abschirmgitterpotentiale auf die Messungen haben. Dabei war das äußere Gitter festgelegt auf 0, -3 und -6 V. Als letztes haben wir reinen Stickstoff als Messgas benutzt, um einen Effekt von Ionisation von Gasmolekülen durch die Xe-Blitzlampe und dessen Einfluss auf des Messergebnis zu untersuchen.

5.1.1 Überprüfung der Elektronik

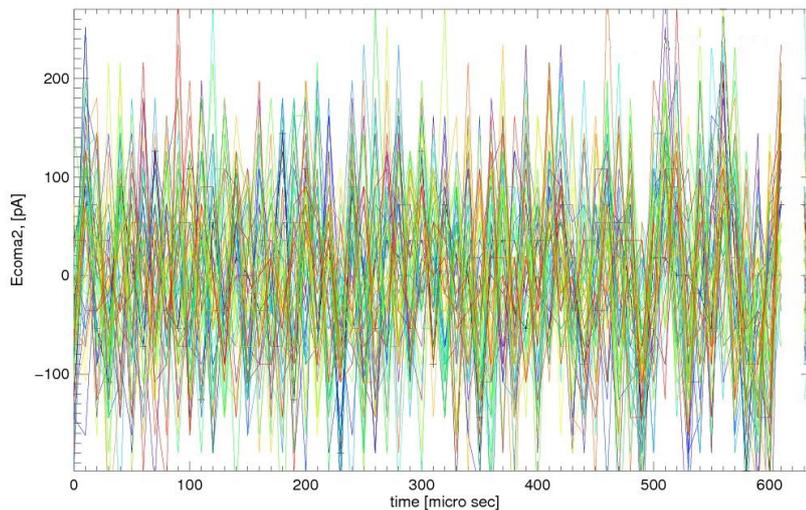


Abbildung 5.1: Zu sehen ist hier die Strommessung bei Atmosphärendruck außerhalb der Vakuumkammer. Die verschiedenen Linien zeigen die einzelnen Stromverläufe über die Zeit. Dabei ist eine Linie der Verlauf zwischen zwei Blitzen. Der Strom wird hier in pA dargestellt!

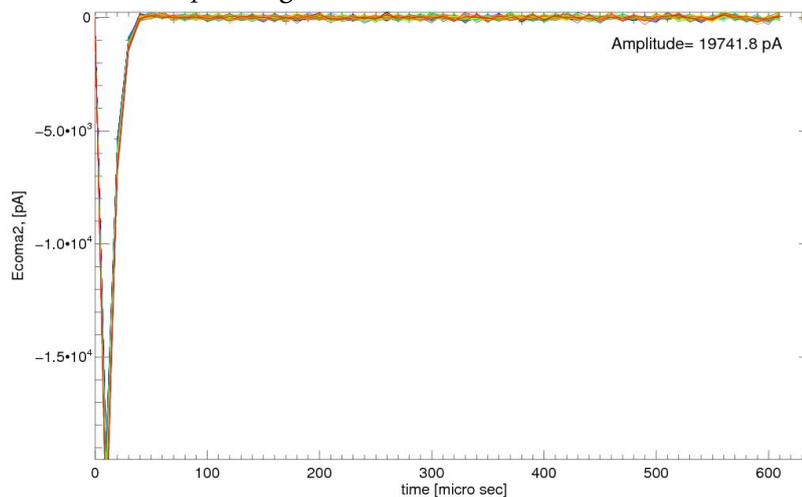


Abbildung 5.2: Diese Abbildung zeigt Messwerte für den Photostrom aus dem Laborexperiment. Die Maxima der Pulse sind alle im nA-Bereich.

Bevor eine Messung in der Vakuumkammer gemacht werden konnte, musste überprüft werden, ob die Elektronik keine falschen Signale ausgibt. Dazu wurde bei normalen Atmosphärendruck außerhalb der Kammer eine Messung unternommen, da es hier zu keinem der im vorigen Kapitel beschriebenen Effekten kommt und somit kein Signal zu messen ist. Diese Messung zeigte, dass die Elektronik funktionierte und allein das durch die elektronische Schaltung bedingte Grundrauschen als minimale Stromfluktuationen um 0 gemessen wurden (siehe Abb. 5.1), die jedoch viel kleiner waren als die späteren Messwerte. Abb. 5.1 zeigt den Messverlauf des Stromes zwischen den Blitzen. Dabei zeigt jede Linie jeweils ein Durchlauf zwischen zwei Blitzen. Die Amplituden sind hier mit ca. 0,2 nA vernachlässigbar klein. Bei dem Vergleich der Abb. 5.1 mit der Abb. 5.2 ist auf den Unterschied in den Größenordnungen zu achten. Diese Messung wurde nach jedem Wechsel der Lampe wiederholt. Erst dann wurde die Elektronik mit dem Messkopf in die Vakuumkammer eingebaut.

5.1.2 Vergleich der Materialien

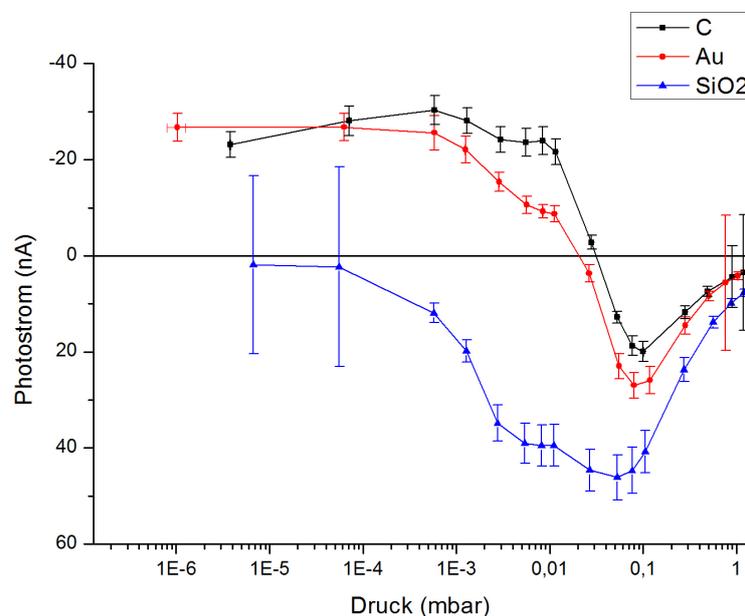


Abbildung 5.3: Aufgetragen ist der Photostrom über dem Druck, Gold (rot), Kohlenstoff (schwarz) und SiO₂ mit FX1162 und gleicher Gitterspannung $\pm 3V$.

In Abb.5.3 sind drei Messdurchläufe zu sehen, Gold (rot), Graphit (schwarz) und SiO₂ (blau). Dabei wurde ein Lampentyp (FX1162) benutzt, da dieser die höchste maximale Photonenenergie zur Verfügung stellt und eine Gittereinstellung ($G_1 = -3 V$ und

$G_2 = +3$ V) benutzt. Aufgetragen wurde der Strom über den Druck. Die Messungen mit Gold und Graphit lieferten ab ca. $2 \cdot 10^{-2}$ mbar steigende negative Ströme (die Ordinate wurde invertiert) bis bei $\sim 10^{-3}$ mbar der Strom stagniert. Auffällig ist, dass die Kurvenverläufe von Gold und Graphit relativ gleich sind. Einziger Unterschied ist die Verschiebung der roten Kurve zu positiven Strömen. Dieses Verhalten lässt sich mit der höheren Austrittsarbeit von Gold erklären. Dadurch werden weniger Photoelektronen detektiert. Die Photoelektronen haben weniger kinetische Energie und damit ist es wahrscheinlicher, dass sie das negativ geladene Gitter G_1 nicht passieren können. Die positiven Überschwinger der Kurven, können durch die Mehrfachreflektion der Photonen innerhalb der Vakuumkammer, wie in Kapitel 4 beschrieben, erklärt werden. Dieser Effekt überwiegt ab ca. $5 \cdot 10^{-2}$ mbar, da die mittlere freie Weglänge der Photoelektronen von dem Konus zu gering ist, um die Detektorelektrode zu erreichen [10]. Letztendlich verliert auch dieser Effekt ab $p \approx 0,1$ mbar an Bedeutung, da die hochenergetischen Photonen mit den zunehmenden Molekülen des Belüftungsgases (synth. Luft [8]) wechselwirken. Der Vergleich mit SiO_2 (blau) zeigt, dass die Austrittsarbeit von ≈ 10 eV zu groß ist, um mit der Xe-Blitzlampe Photoelektronen aus dem Material herauszulösen, die genügend kinetische Energie besitzen, um in den Detektor einzudringen. Mit der maximalen Photonenenergie der Lampe FX1162 (siehe Tabelle 2.1) von 11,3 eV ist eine maximale kinetische Energie der Elektronen von 1,3 eV (siehe dazu Gl. 4) möglich. Vermutlich ist dadurch auch bei der Verwendung von SiO_2 der reflektierte Anteil der Flash-Photonen höher. Dies kann man anhand der sehr hohen positiven Ströme vermuten. Die hohen Fehler der letzten beiden Messwerte im niedrigen Druckbereich, hängen damit zusammen, dass es bei diesen Messungen zu hohen Schwankungen um 0 nA kam. Die Schwankungen traten in negativer sowie in positiver Richtung des Stromes auf. Verschiebt man den Graph von Glas ab $\sim 10^{-1}$ mbar um ca. 20 nA nach oben, fällt die Ähnlichkeit zu den anderen beiden (Gold & Graphit) auf. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass der Messverlauf von Glas um den höheren Reflektionsanteil und dem Unterschied der Austrittsarbeit vermindert ist.

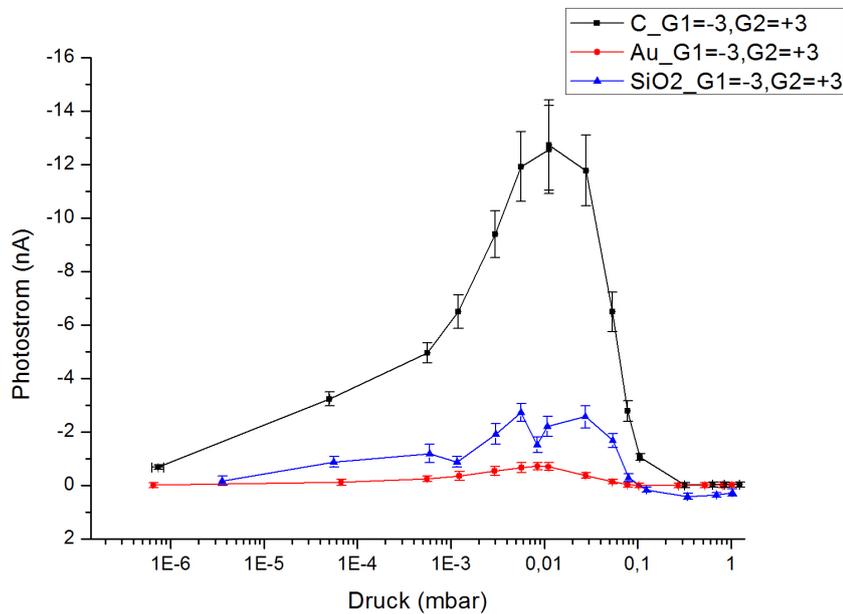


Abbildung 5.4: Aufgetragen ist der Photostrom über dem Druck, Gold (rot), Kohlenstoff (schwarz) und SiO₂ (blau) mit FX1161 und gleicher Gitterspannung von $\pm 3V$.

In Abb. 5.4 wurden Gold (rot), Graphit (schwarz) und SiO₂ wieder mit dem Lampentyp FX1161 betrachtet. Die Gitterspannungen betragen wieder $\pm 3 V$. Gut zu erkennen ist hier der Unterschied zwischen Gold und Graphit. Der Lampentyp FX1161 liefert eine maximale Photonenenergie von $6,5 eV$. Damit ergibt sich für die Graphit-Photoelektronen eine maximale kinetische Energie von $1,69 eV$. Da Bedingung 4.2 nicht erfüllt ist, können die Photoelektronen nicht in den Detektor eindringen und nicht gemessen werden. Was verursacht also das Photostrommaximum von $\sim 13 nA$ bei $10^{-2} mbar$? Dieses Phänomen scheint auch bei Gold und SiO₂ aufzutreten, da auch hier ein Maximum bei $10^{-2} mbar$ auftritt, jedoch mit geringeren Werten als bei C. Ein Erklärungsversuch hierfür befindet sich unter 5.2.2.

Abschnittszusammenfassung

Die Unterschiede in den Austrittsarbeiten wurden als unterschiedlich hohe Ströme gemessen. Daraus geht hervor, dass SiO₂ die geringsten Photoströme zeigt, was an der hohen Austrittsarbeit von SiO₂ liegt. Die Materialien Gold und Graphit lieferten gut messbare Signale. Damit lässt sich sagen, dass auch Aerosole in der Mesosphäre, die aus Materialien mit einer Austrittsarbeit von ca. $5,5 eV$ bestehen, gut gemessen werden können.

5.1.3 Vergleich der Lampentypen

Bevor man verschiedene Lampentypen untereinander vergleicht, muss zunächst geklärt werden, wie unterschiedlich Lampen des gleichen Typs zueinander sind. Hierzu wurden bereits 2009 Labormessungen unter ähnlichen Bedingungen durchgeführt. Die Lampen wurden zwischen verschiedenen Messdurchläufen gedreht, um den Einfluss verschiedener Stellung der Blitzlampe zu untersuchen. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Abb. 5.5 dargestellt.

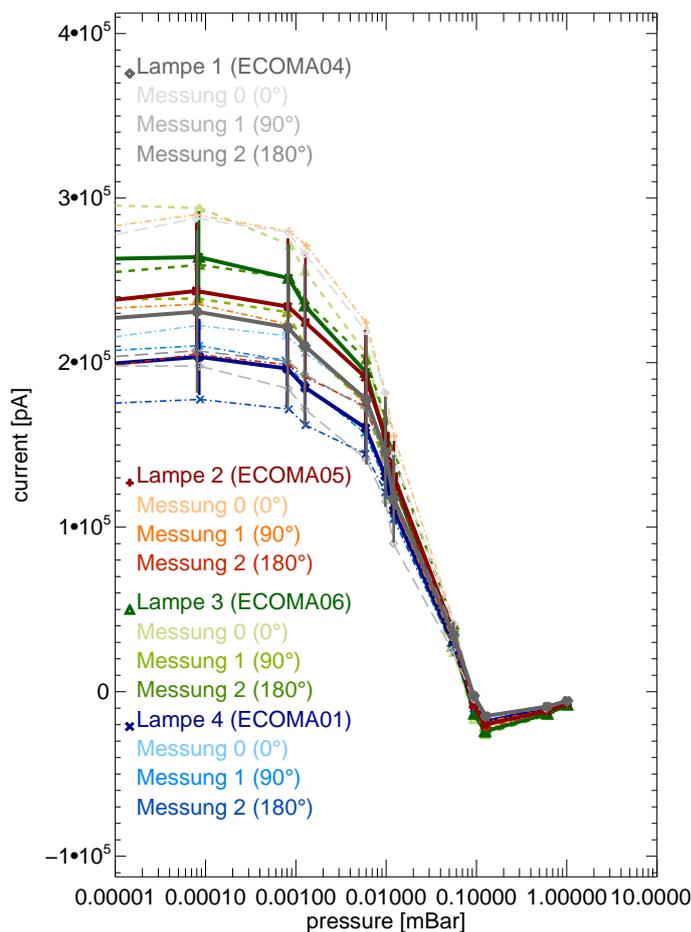


Abbildung 5.5: Ergebnisse der Untersuchung verschiedener Lampen des gleichen Typs. Aufgezeigt sind die verschiedenen Positionen der Lampe in der Vakuumkammer.

Die Untersuchungen zeigten, dass die Unterschiede zwischen den Lampen gleichen Typs gering sind und im Rahmen der Messfehler. Auch die Abweichung durch Veränderung der Orientierung fiel gering aus und war im Bereich der Messfehler. Daraus kann geschlossen werden, dass Lampen gleichen Typs die gleichen Eigenschaften im Versuch haben.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die verschiedenen Lampentypen (FX1160-62) benutzt, um den Einfluss der zur Verfügung stehenden maximalen Photonenenergie zu untersuchen. Dabei wurde die Gittereinstellung gleich gelassen ($G_1 = -3$ V und $G_2 = +3$ V). In Abb. 5.6 sind drei Messdurchläufe für die Lampen FX1160 (blau), FX1161 (rot) und FX1162 (schwarz) dargestellt. Die Lampe FX1162 bringt hier offensichtlich den höchsten Photostrom. Dies liegt sicherlich an der höchsten Photonenenergie. Bei einem Druck von $\sim 10^{-6}$ mbar ergibt sich eine Differenz zu den anderen beiden Lampen (blau und rot) von ~ -27 nA. Ab $\sim 10^{-3}$ mbar fällt der Strom jedoch drastisch von dem Wert von ca. -27 nA ab, bis er bei $\sim 2 \cdot 10^{-1}$ mbar eine Nullstelle hat. Dies ist durch die Reflektion zu erklären, welche dazu führt, dass Elektronen aus der Detektorelektrode heraus gelöst werden. Dieser Effekt ist jedoch nicht von der mittleren freien Weglänge der Elektronen abhängig, sondern verliert erst durch die Wechselwirkung des UV-Lichts mit den Gasmolekülen bei höheren Drücken (gegen 1 mbar) an Bedeutung. Dann fällt der Strom weiter bis auf $\sim +27$ nA bei einem Druck von $\sim 10^{-1}$ mbar.

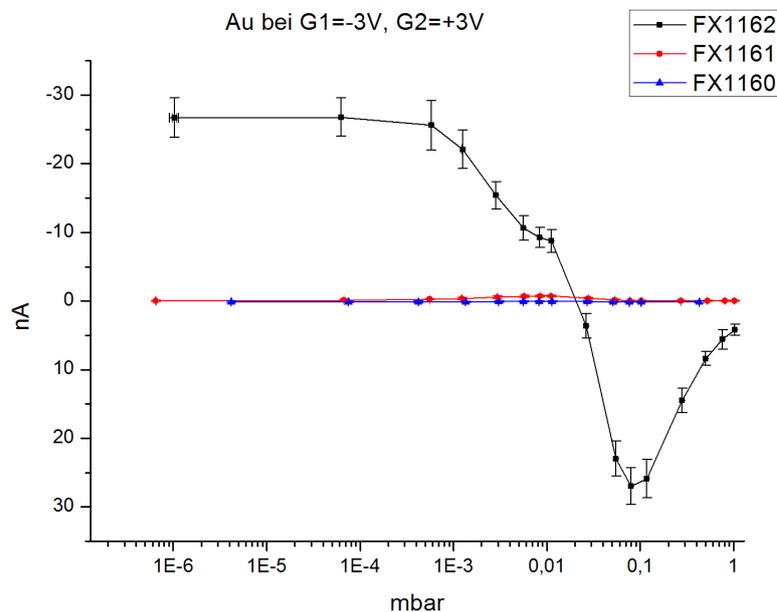


Abbildung 5.6: Aufgetragen ist der Photostrom über dem Druck, mit allen Lampentypen, Gold als Oberflächenmaterial und Gitterpotential ± 3 V.

Zu höheren Drücken strebt der Strom dann wieder gegen Null. Die Messkurve der Lampe FX1160 (blau) verläuft stetig auf der 0 nA Linie. Von $\sim 10^{-3}$ mbar bis $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ mbar, sind bei der Messkurve von FX1161 kleinere Stromwerte von ~ 1 nA zu erkennen. Die

Unterschiede sind also deutlich, vor allem zwischen der 62'er Lampe und den beiden anderen.

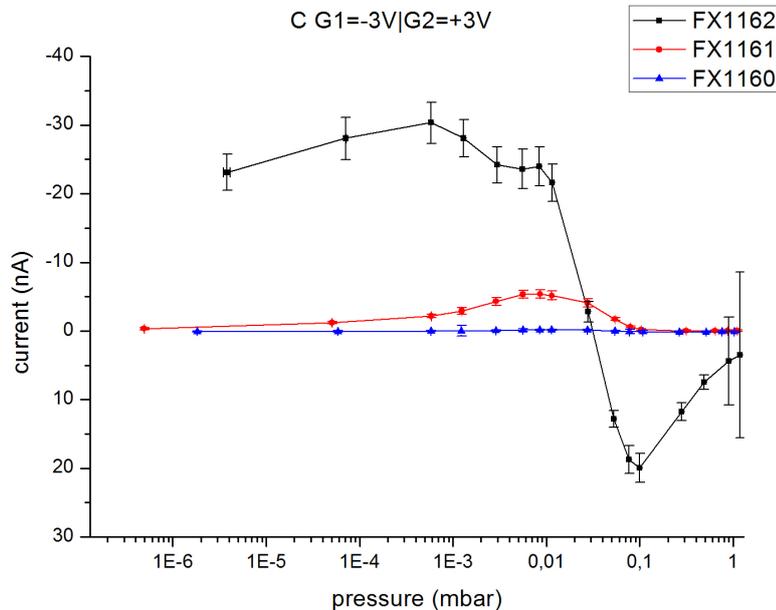


Abbildung 5.7: Aufgetragen ist der Photostrom über dem Druck, mit allen Lampentypen, Graphit als Oberflächenmaterial und Gitterpotential ± 3 V.

Ähnlich wie in Abb. 5.6 verhält es sich auch mit Graphit in Abb. 5.7. Die Lampe FX1160 erzeugt im ganzen betrachteten Druckbereich keinen Photostrom, da ihre maximale Photonenenergie nicht ausreicht um Konusoberfläche oder Detektorelektrode zu photoionisieren. Die Messkurve der 61'er Lampe zeigt hier jedoch einen etwas höheren Photostrom von maximal 4 nA bei einem Druck von ca. 10^{-1} mbar, was damit zu erklären ist, dass Graphit eine geringere Austrittsarbeit besitzt als Gold. Zu niedrigeren Drücken fällt der Strom erst stärker und dann sich 0 nA annähernd, ab. In Richtung von hohen Drücken fällt der Strom schnell ab, so dass er bei $\sim 10^{-1}$ mbar gegen 0 nA strebt, was eigentlich nicht zu erwarten ist, da der Photostrom einem Sättigungswert entgegen streben müsste.

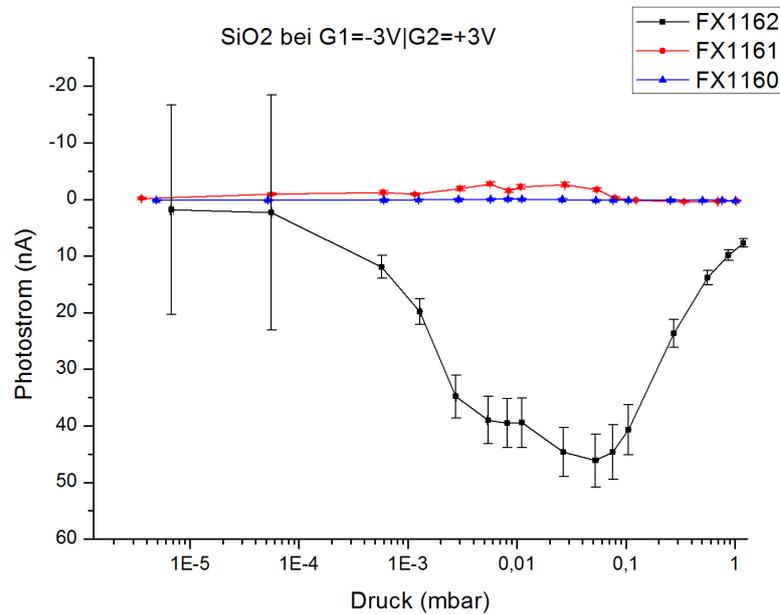


Abbildung 5.8: Aufgetragen ist der Photostrom über dem Druck, mit allen Lampentypen, SiO_2 als Oberflächenmaterial und Gitterpotential ± 3 V.

In Abb. 5.8 wurden die drei Messungen für SiO_2 wiederholt. Auch hier ist zu erkennen, dass der Lampentyp FX1162 offensichtlich die meisten Messsignale hervorbringt. Jedoch ist hier die, in Kapitel 4 beschriebene, Reflektion anscheinend so groß, dass der Strom stets positiv ist. Das heißt, der Elektrodenstrom ist größer als der Photostrom. Die Fehler der schwarzen Kurve bei den Messwerten im unteren Druckbereich sind deshalb so groß, weil es große Schwankungen um 0 nA gab. Die beiden anderen Lampentypen liefern kaum ein Messsignal. Bei der 61'er Lampe tritt im Bereich von 0,1 bis 10^{-4} mbar wieder ein Photostrom auf, jedoch kann hier SiO_2 nicht der Auslöser sein, da die Energie der Photonen zu gering ist. Deshalb wird angenommen, dass es hier zur Ionisation von Gasmolekülen kommt (siehe Abschnitt 5.2.2).

Abschnittszusammenfassung

Die Energieabhängigkeit des Photostromes wird beim Vergleich der Lampentypen deutlich. Die Lampentypen, mit ihren unterschiedlichen Filtern im Strahlengang, stellen unterschiedliche Energien für die Photoionisation der Oberflächenmaterialien des Konus im Laborversuch zur Verfügung. Daraus kann geschlossen werden, dass dies auch für das Äquivalent in der Atmosphäre, also dem Aerosol und dessen Material gilt. Allein der Lampentyp FX1162 ist in der Lage SiO_2 zu photoionisieren und damit ist auch allein dieser Lampentyp in der Lage den Großteil der Aerosole, die aus SiO_2 bestehen zu photoionisieren. Die beiden anderen Lampentypen können hier kein Signal liefern.

Die 61'er Lampe kann zumindest noch die beiden anderen Materialien photoionisieren, dies kann man in Abb. 5.6 und Abb. 5.7 erkennen.

5.1.4 Einfluss der Gitterspannungen

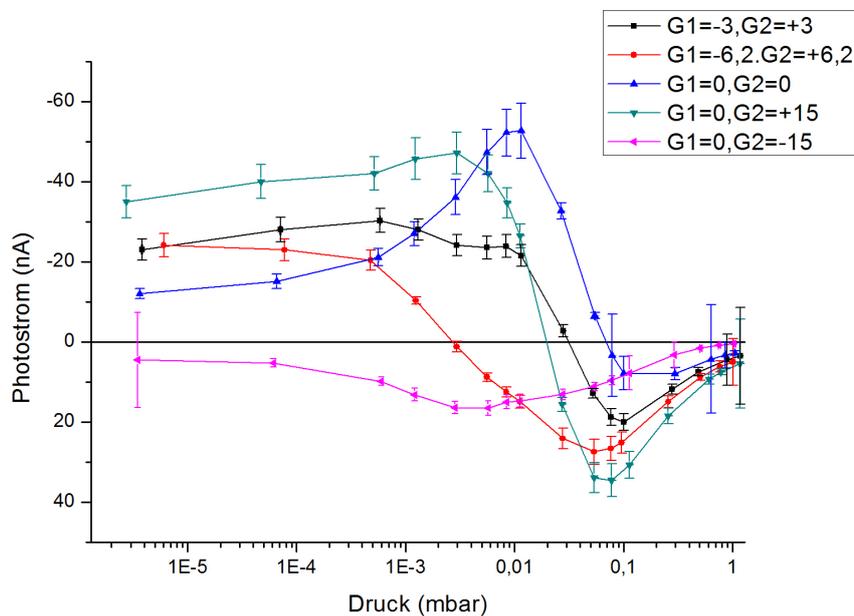


Abbildung 5.9: Messdurchläufe der verschiedenen Gitterspannungen. Wobei hier Graphit als Oberflächenmaterial dargestellt ist. Desweiteren wurde der Lampentyp FX1162 benutzt.

Abb. 5.9 zeigt 5 Messdurchläufe. Als Oberflächenmaterial des Konus wurde Graphit und als Lampentyp das Modell FX1162 benutzt. Es ist zu erkennen, dass für die verschiedenen Gitterpotentiale sehr unterschiedliche Messverläufe zu beobachten sind. Bei dem Messverlauf mit der Einstellung der Potentiale von -3 V auf G_1 und $+3$ V auf G_2 (die schwarze Messkurve in Abb. 5.9) ist wieder ein Ansteigen des Photostromes ab $0,1$ mbar zu niedrigen Drücken zu erkennen, bis zu einem Sättigungswert von ca. -25 nA. Dies entspricht der im Kapitel 4 beschriebenen Erwartung. Wobei hier die gemessenen Elektronen eine kinetische Energie besitzen, die größer ist als 3 eV (siehe dazu wiederum Gl. 4.2). Dass der Strom zunächst positiv ist, ist wieder auf die Reflektion zurückzuführen. Die rote Messkurve in Abb. 5.9 zeigt die aufgenommenen Messdaten bei einer Einstellung der Gitter von $-6,2$ V auf G_1 sowie $+6,2$ V auf G_2 .

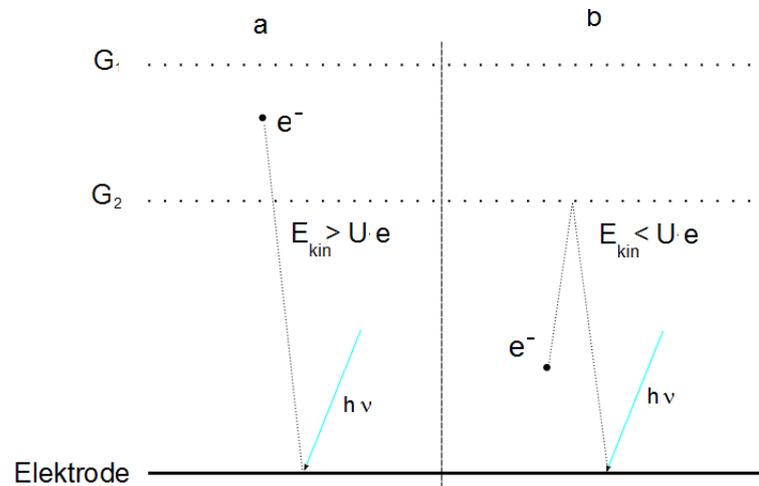


Abbildung 5.10: Hier sind die für den Elektrodenstrom entscheidenden Prozesse zu sehen. Im Fall a (links im Bild) ist das Potential an G_2 kleiner als die kinetische Energie des Elektrons, bei positiver Polarität, beschleunigt es das Elektron zusätzlich. Das Elektron kann entweichen und es wird an der Elektrode ein positiver Strom gemessen. Fall b (rechte Seite im Bild) zeigt den umgekehrten Fall. Das Potential ist größer als E_{kin} des Elektrons. Es wird an G_2 auf die Elektrode zurück reflektiert und es fließt effektiv kein Strom.

Hier ist zu erkennen, dass im Vergleich zu schwarzen Kurve der Anstieg des Photostromes geringer ist und auch die Reflektion, also der Elektrodenstrom, größer ist. Im Sättigungsbereich (siehe hierzu Kapitel 4) stimmen beide Kurven jedoch wieder überein. Die Erwartung wäre diesbezüglich zunächst eine andere, da die Photoelektronen eine größere Potentialbarriere ($-6,2 \text{ V}$) überwinden müssen. Es müssten weniger Elektronen detektiert werden, da nur Elektronen mit $E_{kin} > 6,2 \text{ eV}$ in den Detektor eindringen können (4.2). Der größere Einfluss der Reflektion hingegen, kann durch das, auch an G_2 erhöhte, positive Potential erklärt werden (Fall a in Abb. 5.10). Das erhöhte Potential sorgt dafür, dass durch reflektierte Photonen herausgelöste Elektronen, leichter von der Detektorelektrode abgezogen werden können. Ohne das Anlegen eines Potentials an die Gitter ergab sich die blaue Kurve. Diese Kurve unterscheidet sich von den anderen insofern, als dass sie ein ausgeprägtes Maximum bei ca. 10^{-2} mbar besitzt. Eine Interpretation dieses Effektes wurde in Abschnitt 5.2.2 versucht. Desweiteren ist hier auffällig, dass der Reflektionsanteil sehr gering ist. Dies könnte daran liegen, dass kein beschleunigendes Potential an G_2 anliegt und damit weniger Elektronen von der Elektrode herausgelöst werden. Ganz gegensätzlich wirkt sich dieser Effekt bei der Messung mit $G_2 = +15 \text{ V}$ (grüne Kurve 5.9, Fall a in Abb. 5.10) aus. Hier ist der positive Strom, begründet durch die Reflektion, zunächst sehr hoch, da das hohe Potential die Photoelektronen von der Elektrode weg beschleunigt. Zu niedrigeren Drücken steigt der Photostrom jedoch steil, bis zu einem Maximalwert von ca. -40 nA

wieder an. Dieser Maximalwert liegt über denen von den Messkurven schwarz und rot (± 3 V und $\pm 6,2$ V). Das kann darauf zurück geführt werden, dass mehr Photoelektronen durch das höhere elektrische Potential in Richtung des Detektors abgelenkt werden und somit die Möglichkeit größer wird diese zu messen. Auch hier ist ein konstanter Bereich ab ca. 0,01 bar zu sehen, was daran liegt, dass die mittlere freie Weglänge der Photoelektronen größer wird, als die räumlichen Abstände zwischen Konus und Detektor. Bei der letzten Messkurve (magenta) in Abb. 5.9 wurde das Potential umgepolt, sodass auf G_2 eine elektrische Spannung von -15 V anlagen. Der gemessene Photostrom war ausschließlich positiv, was darauf hinweist, dass keine Elektronen vom Konus in den Detektor eindringen konnten. Im Bereich des Maximums von der blauen Kurve (0 V auf den Gittern) zeigt sich bei der untersten Messkurve (magenta) der gegenteilige Effekt. Der Strom fällt hier noch weiter ab, auf bis zu $+15$ nA. Das bei allen anderen Messungen beobachtete Minimum des Photostromes bei einem Druck von ca. 0,1 bar, bleibt bei dieser Messkurve (-15 V auf G_2 , magenta) aus. Dies hängt damit zusammen, dass die, durch reflektierte Photonen herausgelösten, Elektronen aus der Detektorelektrode direkt wieder zu dieser, durch das hohe negative Potential, zurück reflektiert (Fall b Abb. 5.10) oder erst gar nicht herausgelöst werden.

Abschnittszusammenfassung

Die Einstellung der Gitterspannungen hat einen komplexen Einfluss auf das Messergebnis. Zum einen stellen die geladenen Gitter eine Barriere oder eine Beschleunigung je nach Ladung für geladenen Teilchen da, wobei die Höhe des Potentials die Menge der gemessenen Teilchen erniedrigt (im Fall der Barriere) oder erhöht (im Fall der Beschleunigung). Zum anderen scheinen die Potentiale auch die Anzahl der Photoelektronen zu beeinflussen. Hier gilt das Gleiche. Bei übereinstimmender Polarität wirkt das Potential hemmend, bei gegensätzlicher Polarität wirkt es beschleunigend oder fördernd. Zusätzlich führt das Überlagern von beiden Gitterpotentialen zu einer Mischung der Einflüsse auf die Ladungsträger.

5.2 Zusätzliche Messeinflüsse

5.2.1 Reflektion

Auffällig waren bei fast allen Messungen die positiven Photoströme im Bereich von $5 \cdot 10^{-2}$ mbar bis ca. 1 mbar. Dieses Phänomen trat dann auf, wenn die maximale Photonenenergie ausreichte, um Elektronen aus der mit Gold beschichteten Detektorelektrode ($W_A = 4, 8..5, 4$ eV) herauszulösen. Das lässt darauf schließen, dass Photonen von der Blitzlampe in den Detektor reflektiert wurden. Dabei kann dies an dem Konus, dessen Halterung und auch an der Innenwand der Vakuumkammer geschehen. Da die Reflektion druckunabhängig ist, tritt sie während der ganzen Messphase auf. Der positive Photostrom nimmt jedoch erst ab 1 mbar zu. Dies liegt wiederum daran, dass die Photonen bei hohen Drücken zunehmend mit den Gasmolekülen wechselwirken können. Dies können elastische Stöße (Rayleigh-Streuung) sowie inelastische Stöße (Photoeffekt, Photodissoziation, Comptoneffekt, Raman-Streuung u.a.) mit Gasmolekülen und Teilchen sein. Dabei sind die einzelnen Effekte abhängig von der Energie der Photonen. Zu niedrigen Drücken, muss der durch die reflektierten Photonen ausgelöste, positive Photostrom einen maximalen Wert annehmen oder gegen einen Sättigungswert streben. Der eigentliche Messwert, also der negative Photostrom von dem Konus, muss um diesen maximalen Wert des Elektrodenstromes reduziert sein.

5.2.2 Ionisation von anderen Teilchen, NO und $O_2(^1\Delta_g)$ als Signalquelle

Um Messsignale zu erklären, bei denen es sich nicht um Photoelektronen vom Ziel/Konus handeln kann, werden Stickstoffmonoxid und ein angeregtes Sauerstoffmolekül in Betracht gezogen [10]. Diese können durch Photonen ($\lambda < 110$ nm) ionisiert werden. Stickstoff und Sauerstoff sind die Hauptbestandteile der im Versuch verwendeten trockenen synthetischen Luft. Deshalb können andere Teilchen, wie zum Beispiel Metalle, vernachlässigt werden. N_2 und O_2 haben eine höhere Ionisierungsenergie (~ 34 eV) als die hier zur Verfügung stehende maximale Photonenenergie und werden deshalb nicht in Betracht gezogen.

Als erstes wurde der Einfluss von $O_2(^1\Delta_g)$ untersucht, indem nur mit N_2 belüftet wurde. Sollte $O_2(^1\Delta_g)$ maßgeblich für das Ansteigen des Stromes verantwortlich sein, so müsste sich der Kurvenverlauf drastisch ändern.

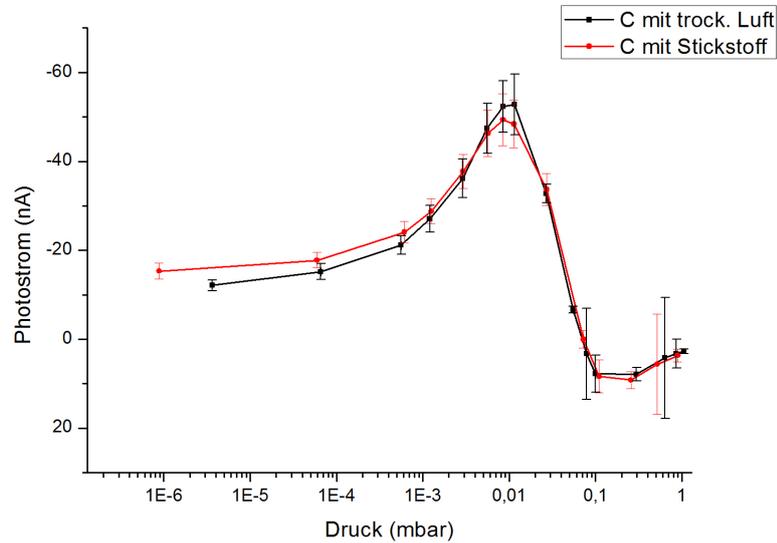


Abbildung 5.11: Messdurchläufe mit Graphit, Stickstoff als Belüftungsgas (schwarz) und trockener Luft (rot) bei 0 V auf beiden Gittern.

Wie in Abb. 5.11 zu sehen, ist dies jedoch nicht der Fall. Die beiden Messdurchläufe bei verschiedenen Belüftungsgasarten, sind nahezu identisch. Das bedeutet, dass $O_2(^1\Delta_g)$ als Signalquelle ausgeschlossen werden kann.

Als nächstes wurde Stickstoffmonoxid untersucht. Hier läuft folgende Reaktion [12] ab



Exemplarisch wird folgende Frage beantwortet: Ist es möglich, dass NO für das Photostrommaximum (roter Balken in Abb. 5.12) bei $p \sim 10^{-2}$ mbar verantwortlich ist?

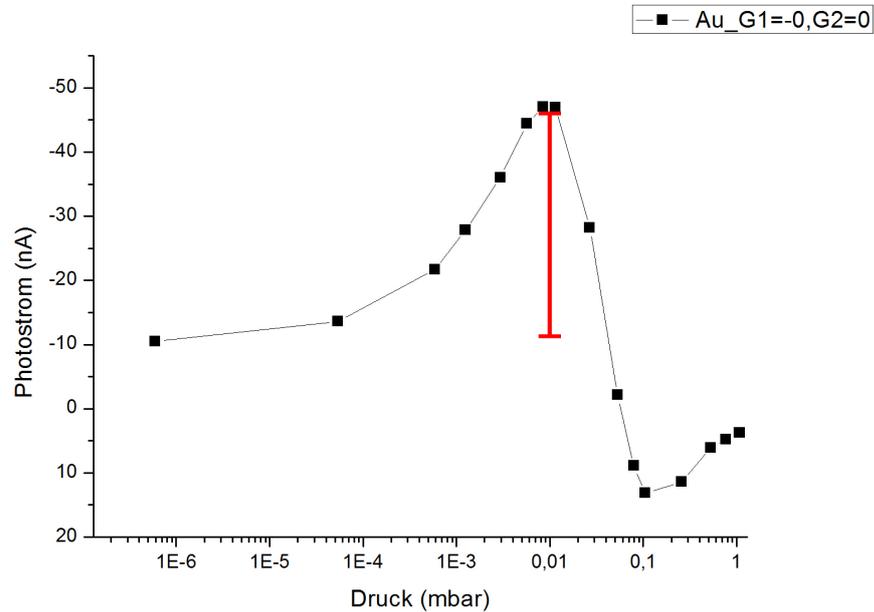


Abbildung 5.12: Gold bei $G_{1/2} = 0$ V. Der rote Balken verdeutlicht die Erhöhung des Photostromes, der erklärt werden muss.

Um die Frage zu beantworten, wird eine Abschätzung der Teilchendichte von NO in trockener Luft benötigt. Dazu wird der NO-Anteil aus einem Datenblatt für synthetische Luft [8] benutzt. Für die Abschätzung wird Luft als ideales Gas betrachtet, es gilt

$$pV = Nk_B T. \quad (5.2)$$

Für Teilchenzahl pro Volumen ergibt sich mit $T=298,15$ K, $p=0,01$ mbar

$$n = \frac{p}{k_B \cdot T} \quad (5.3)$$

$$= 2,4293 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}. \quad (5.4)$$

Für einen NO-Volumenanteil in Luft von 0,1 ppm oder 0,00001 % [8], ergibt sich für die NO-Teilchendichte

$$n_{NO} = 2,4293 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$$

mit der Photostromabschätzung für den Lampentyp FX1162 [10]

$$I_{max} \approx n_{NO} \cdot 9 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \cdot 10^{-9} \text{ A} \quad (5.5)$$

kann der Strom abgeschätzt werden. Es ist hier jedoch zu bemerken, dass diese Abschätzung für den Einsatz des Detektors in der freien Atmosphäre gemacht wurde. Aufgrund der unterschiedlichen geometrischen Gegebenheiten handelt es sich hier eher um eine sehr grobe Näherung, mit der man für den Laborversuch höchstens Größenordnungen abschätzen kann. Mit der Näherung ergibt sich ein Strom von

$$I_{max} = 0,2 \cdot 10^{-9} \text{ A.}$$

Vergleicht man diesen mit der Höhe des roten Balkens in Abb. 5.12, so fällt auf, dass der berechnete Strom für die Photoionisation von NO um zwei Größenordnungen (10^{-2}) zu gering ist, um das Ansteigen des Photostromes zu bewirken. Mit einem Wert von 0,2 nA ist dieser Strom im Bereich des Rauschens der Elektronik. Auch die Photoionisation von NO, als Quelle für das zusätzliche Signal, kann damit ausgeschlossen werden. Für den Druckverlauf bis 10^{-2} mbar ergibt sich die rote Kurve in Abb. 5.13.

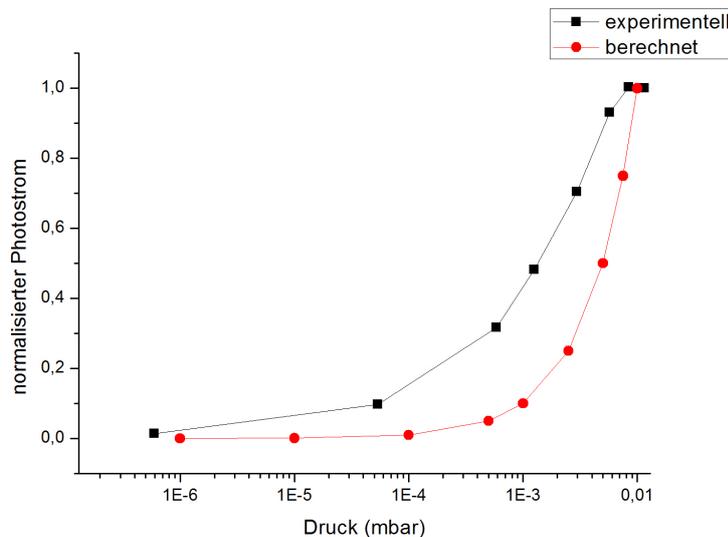


Abbildung 5.13: Vergleich von Experiment (schwarz) und Berechnung (rot).

Dazu wurde für jeden Druckmesspunkt die NO-Teilchendichte berechnet und darüber der Strom abgeschätzt. Um zu zeigen, dass der Verlauf der Kurven aus dem Experiment mit der Berechneten jedoch gut übereinstimmt, wurde der Strom normiert. Hier ist aber noch einmal zu sagen, dass der berechnete Strom viel zu klein ist um die Erhöhung des Photostromes zu bewirken. Da $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ und NO als weitere Signalquelle nicht in Frage kommen, muss es andere Gründe für die Erhöhung des Photostromes in dem oben genannten Bereich geben. Möglich wären unbekannte Gasmoleküle. Dieser Effekt bedarf deshalb einer weiteren genaueren Untersuchung.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde ein neuartiger Partikel-Detektor hinsichtlich seiner Eigenschaften untersucht. Diese Eigenschaften sind durch die physikalischen Effekte bestimmt, die aus seinem Funktionsprinzip folgen. Der ECOMA-Detektor nutzt mit Hilfe einer Xe-Blitzlampe den *Photoeffekt* um Elektronen aus dem Zielmaterial herauszulösen. Diese Elektronen haben eine hohe kinetische Energie (bis zu 6,5 eV) durch die Ionisierung mit hochenergetischen Photonen (5,5 bis 11,3 eV) und können durch die Detektorelektrode als Photostrom gemessen werden. Aufbau und Funktion des Detektors sowie auch das Ziel beeinflussen dabei die Messung. Aus diesem Grund wurden Fragestellungen entworfen, die durch die Analyse der Messergebnisse beantwortet werden konnten und die Eigenschaften des Detektors beschreiben.

6.1.1 Wie ist das Messsignal abhängig von dem Material des zu untersuchenden Ziels (Aerosole/Konus)?

Das Messsignal hängt eindeutig von dem zu untersuchendem Ziel-Material ab. Dabei ist die Austrittsarbeit als Eigenschaft des Materials ein Faktor für die Höhe des Messsignals. Je niedriger die Austrittsarbeit für die Elektronen ist, desto mehr Elektronen können herausgelöst werden und zum Messsignal beitragen. Jedoch korreliert dies stark mit der maximalen Photonenenergie der Xe-Blitzlampe. Diese Korrelation hat Konsequenzen, welche im nächsten Abschnitt erläutert werden.

6.1.2 Welche Unterschiede im Messergebnis werden durch die Verwendung verschiedener Blitzlampen-Typen erreicht?

Die Xe-Blitzlampen sind mit verschiedenen Filtergläsern ausgestattet, woraus die verschiedenen Lampentypen folgen und damit verschieden große maximale Photonenenergien. Der Lampentyp FX1162 mit einer maximalen Photonenenergie von 11,3 eV verursacht die größten Photoströme. Damit ist es möglich, mit dieser Lampe die meisten Aerosole oder Staubteilchen zu photoionisieren. Abhängig von dem Abschirmgitterpotential können Teilchen mit einer Austrittsarbeit von bis zu 11,3 eV photoionisiert werden, darunter sind SiO_2 und Metalloxide mit einer typischen Austrittsarbeiten von 10 eV und 5,5 eV[4]. Auch der Lampentyp FX1161 mit einer maximalen Photonenenergie von 6,5 eV kann noch Metalloxide photoionisieren. Jedoch ist die maximale Photonenenergie zu gering, um Teilchen zu photoionisieren, die aus SiO_2 bestehen oder generell Materialien mit hoher Austrittsarbeit. Dadurch ist es z.B. möglich, bei der kombinierten Anwendungen der Lampen FX1162 und FX1161, das Vorhandensein von Teilchen/Aerosolen zu prüfen, die aus SiO_2 bestehen. Der Lampentyp FX1160 kann Zielmaterialien mit einer Austrittsarbeit von bis zu 5,5 eV photoionisieren, dies wären z.B. die meisten Alkalimetalle. Wieder in Kombination mit den anderen Lampentypen, kann anhand der Unterschiede in den Messsignalen eine Aussage über die Zusammensetzung der photoionisierten Aerosole gemacht werden. Durch die geringere Photonenenergie der beiden Lampentypen FX1161 und FX1160, wurden aber auch die störenden Nebeneffekte geringer. So verloren die Reflektionen in der Vakuumkammer ganz an Bedeutung. Durch die hohe Photonenenergie der Lampe FX1162 nehmen die anderen Messeinflüsse zu. So ist es zum Beispiel möglich NO zu ionisieren und mit den aus der Ionisation gewonnenen freien Elektronen ein zusätzliches Messsignal zu erhalten, jedoch ist dieses zu gering, um erkennbare Signaturen zu zeigen.

6.1.3 Wie stellt sich der Einfluss verschiedener Gitterkonfigurationen auf das Messergebnis dar?

Die Gitterpotentiale haben erheblichen Einfluss auf das Messergebnis. Sie beeinflussen die Anzahl der Elektronen, die in den Detektor eindringen können, aber auch die Auswirkungen der Nebeneffekte. Im unserem Laborversuch ließen sich durch die bekannten und konstanten (bei einem Messdurchlauf) Gittereinstellungen, die kinetischen Energien der Photoelektronen abschätzen und der Einfluss der Potentiale auf

die Messung beobachten. Kein Potential erhöht das Signal, der durch Ionisation von Gasmolekülen, die bereits in dem Detektorvolumen sind, frei gewordenen Elektronen. Diese müssen kein Potential mehr überwinden, um in den Detektor einzudringen. Ihre kinetische Energie ist relativ klein, da die Ionisierungsenergie groß ist. Deshalb wird ihr Signal schneller kleiner beim Erhöhen der Potentiale, als das Signal der, durch die am Ziel (Aerosole/Konus) herausgelösten, Elektronen, deren kinetische Energie bei der Verwendung von Gold und Graphit groß ist. Der durch die Reflektion begründete Elektrodenstrom ist ebenfalls stark abhängig von der angelegten Spannung. Positive Spannungen am hinteren Gitter G_2 erhöht das positive Signal, negative erniedrigen es.

Es konnte in dieser Arbeit gezeigt werden, dass die grundlegende Theorie mit den beobachteten Messergebnissen übereinstimmt. Zum einen, ist das die Abhängigkeit des Photostromes von Austrittsarbeit und Photonenenergie sowie der mittleren freien Weglänge und zum anderen, auch die Abhängigkeit von der Höhe der Gitterpotentiale. Es ist also möglich anhand der verschiedenen einstellbaren Energiebereiche und damit verschiedene Messsignale der Lampentypen, Aussagen über die Zusammensetzung des bestrahlten Ziels zu machen. Dies wiederum ist für die in der Mesosphäre vorkommenden und noch relativ unbekanntes Staubteilchen und Aerosole von großem Interesse.

6.2 Ausblick

Bei der Bearbeitung der Fragen und Auswertung der Messergebnisse sind einige neue Fragen entstanden. Diese Fragen traten im Zusammenhang mit den Nebeneffekten und unerwarteten Messsignalen auf.

Deshalb sollte ergründet werden, wie bei zukünftigen Labormessungen die Rückreflektion des Blitzlichtes auf den Detektor weiter minimiert werden kann. Dazu müsste ein Material gefunden werden, welches die auftretenden Photonen absorbieren kann und gleichzeitig verträglich mit den Vakuumbedingungen ist. Desweiteren sollte, um die mögliche Ionisation von Gasmolekülen zu untersuchen, ein Messdurchlauf ohne Konus mit allen Lampentypen und weiteren verschiedenen Gasarten (z.B. Helium) durchgeführt werden. Da dieser Effekt bisher wenig verstanden wurde und große Auswirkungen auf das Messergebnis hatte, bei fast allen Messungen.

Damit im Zusammenhang steht auch das Abfallen des Photostromes, bei einigen Messungen zu niedrigen Drücken. Es sollten desweiteren weitere Materialien wie zum Beispiel Bariumoxid ($W_A=1$ eV) getestet werden, um ein noch breiteres Spektrum an Austrittsarbeiten zu erhalten. Da Bariumoxid jedoch stark mit Wasser reagiert, sollte man mit BaO angereichertes Glas für den Konus nehmen.

Außerdem könnte man einige Effekte, wie den Einfluss der Gitter auch mit Hilfe einer Simulation (z.B. Ionenoptikrechnung mit Simion) überprüfen.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Foto und schematische Darstellung des Detektors [14]	3
2.2	Messdatenschema des ECOMA-Detektors [9]. Im oberen Teil sind in 64 ms Abständen die Xe-Blitze zu sehen. Daraus resultiert die Photoelektronenpulse im mittleren Diagram. Der untere Teil der Abbildung zeigt den Strom ausgelöst durch die bereits geladenen Teilchen in der Atmosphäre (Messmodus 1). Die Frequenzen geben an, wie oft Daten oder Messwerte aufgenommen werden.	4
2.3	Hier dargestellt ist die spektrale Transmission der verschiedenen Lampenfenster. Außerdem ist das Spektrum einer Xe-Lampe, der sensitive Bereich des menschlichen Auges und die relative spektrale Transmission von Silizium mit eingezeichnet. Im linken Teil der Abbildung ist der für den Versuch relevante Wellenlängenbereich zu sehen. [11]	5
3.1	Dies ist eine schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus. Zu sehen sind die messtechnisch relevanten Bestandteile des Versuchs. Weitere Erklärungen im Text.	7
3.2	links: Konus mit Graphitbeschichtung, rechts: Konus ohne Beschichtung	8
4.1	Schematische Darstellung der Funktionsweise des Messkopfes mit dem Konus als Ziel. Erklärungen siehe Text.	12
4.2	Spektrale Verteilung des Wirkungsquerschnittes für Absorption von molekularem Sauerstoff [2]	14
5.1	Zu sehen ist hier die Strommessung bei Atmosphärendruck außerhalb der Vakuumkammer. Die verschiedenen Linien zeigen die einzelnen Stromverläufe über die Zeit. Dabei ist eine Linie der Verlauf zwischen zwei Blitzen. Der Strom wird hier in pA dargestellt!	18
5.2	Diese Abbildung zeigt Messwerte für den Photostrom aus dem Laborexperiment. Die Maxima der Pulse sind alle im nA-Bereich.	18
5.3	Aufgetragen ist der Photostrom über dem Druck, Gold (rot), Kohlenstoff (schwarz) und SiO ₂ mit FX1162 und gleicher Gitterspannung ±3V. . . .	19

5.4	Aufgetragen ist der Photostrom über dem Druck, Gold (rot), Kohlenstoff (schwarz) und SiO_2 (blau) mit FX1161 und gleicher Gitterspannung von $\pm 3\text{V}$	21
5.5	Ergebnisse der Untersuchung verschiedener Lampen des gleichen Typs. Aufgezeigt sind die verschiedenen Positionen der Lampe in der Vakuumkammer.	22
5.6	Aufgetragen ist der Photostrom über dem Druck, mit allen Lampentypen, Gold als Oberflächenmaterial und Gitterpotential $\pm 3\text{ V}$	23
5.7	Aufgetragen ist der Photostrom über dem Druck, mit allen Lampentypen, Graphit als Oberflächenmaterial und Gitterpotential $\pm 3\text{ V}$	24
5.8	Aufgetragen ist der Photostrom über dem Druck, mit allen Lampentypen, SiO_2 als Oberflächenmaterial und Gitterpotential $\pm 3\text{ V}$	25
5.9	Messdurchläufe der verschiedenen Gitterspannungen. Wobei hier Graphit als Oberflächenmaterial dargestellt ist. Desweiteren wurde der Lampentyp FX1162 benutzt.	26
5.10	Hier sind die für den Elektrodenstrom entscheidenden Prozesse zu sehen. Im Fall a (links im Bild) ist das Potential an G_2 kleiner als die kinetische Energie des Elektrons, bei positiver Polarität, beschleunigt es das Elektron zusätzlich. Das Elektron kann entweichen und es wird an der Elektrode ein positiver Strom gemessen. Fall b (rechte Seite im Bild) zeigt den umgekehrten Fall. Das Potential ist größer als E_{kin} des Elektrons. Es wird an G_2 auf die Elektrode zurück reflektiert und es fließt effektiv kein Strom.	27
5.11	Messdurchläufe mit Graphit, Stickstoff als Belüftungsgas (schwarz) und trockener Luft (rot) bei 0 V auf beiden Gittern.	30
5.12	Gold bei $G_{1/2} = 0\text{ V}$. Der rote Balken verdeutlicht die Erhöhung des Photostromes, der erklärt werden muss.	31
5.13	Vergleich von Experiment (schwarz) und Berechnung (rot).	32

Literaturverzeichnis

- [1] J. Berkowitz. *Photoabsorption, Photoionisation, and Photoelectron Spectroscopy*. Academic Press, San Diego CA, 1979.
- [2] S. Brasseur. *Aeronomy of the Middle Atmosphere*. 1986.
- [3] W. Demtröder. *Experimentalphysik3 Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer Berlin Heidelberg New York, 3 edition, 2005.
- [4] K. A. et al. In-situ measurement of smoke particles in the wintertime polar mesosphere between 80 and 85 km altitude. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 2008.
- [5] W. Harper. *Contact and Frictional Electrification*. Clarendon, Oxford, 1967.
- [6] P. V. H. J. M. Wallace. *Atmospheric Science, An Introductory Survey*. Academic Press, San Diego CA, 1976.
- [7] H. Kuchling. *Taschenbuch der Physik*. Fachbuchverlag Leipzig, 2007.
- [8] A. Liquide. Datenblatt synthetische luft. Datenblatt Synthetische Luft.
- [9] B. S. M. Rapp, I. Strelnikova. Rocket-borne in situ measurements of meteor smoke: Charging properties and implications for seasonal variation. *Journal of geophysical Research*, 2010.
- [10] I. S. M. Rapp. Measurements of meteor smoke particles during the ecoma-2006 campaign: 1. particle detection by active photoionisation. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, page 10, Juni 2008.
- [11] I. PerkinElmer. 1100 series fx-1160 high output, short arc xenon flashlamp with internal reflector, 2001. Datasheet.
- [12] M. Rapp, 2010. Vorlesungsskript Atmosphärenphysik II.
- [13] J. M. P. Russell W. Saunders. A laboratory study of meteor smoke analogues: Composition, optical properties and growth kinetics. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 2006.
- [14] I. Strelnikova. *Mesospheric aerosol particles: Evidence from rocket and radar techniques*. PhD thesis, Universität Rostock, Februar 2009.

- [15] S. Wellert. *Wechselwirkung von Elektronen und Molekülen mit einzelnen SiO₂-Nanopartikeln: Massenanalyse in einer Vierpolfalle* Von. PhD thesis, Technischen Universität Chemnitz, 2002.

Selbstständigkeitserklärung

Ich versichere hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig angefertigt und ohne fremde Hilfe verfasst habe, keine außer den von mir angegebenen Hilfsmitteln und Quellen dazu verwendet habe und die den benutzten Werken inhaltlich und wörtlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Rostock, (17.08.2010)