

S. König, U. Fantz

Untersuchungen der Eigenschaften cäsierter Oberflächen in Wasserstoffplasmen

Analyses of the properties of caesiated surfaces in hydrogen plasmas

IPP 4/288
April, 2008

Untersuchungen der Eigenschaften cäsierter Oberflächen in Wasserstoffplasmen

Analyses of the properties of caesiated surfaces in
hydrogen plasmas

S. König, U. Fantz

Dieser Report basiert auf einer Diplomarbeit von
Simon König
Universität Augsburg
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik
März 2008

This report is based on a diploma thesis of
Simon König
Universität Augsburg
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik
März 2008

Zusammenfassung

Am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik werden im Bereich Technologie leistungsstarke HF-betriebene Niederdruck-Ionenquellen zur Erzeugung negativer Wasserstoff-/Deuteriumionen für die Neutralteilchenheizung an ITER entwickelt. Zur Optimierung der Erzeugung negativer Ionen durch den Oberflächenprozess wird Cäsium in die Quellen eingebracht, so dass sich die Austrittsarbeit der Oberflächen erniedrigt.

Da über das Verhalten von Cäsium unter den Bedingungen in Quellen für negative Ionen sehr wenig bekannt ist, werden die für solche Quellen relevanten Einflüsse von Plasmen, Wartezeiten ohne Plasma, einer heißen Oberfläche und Verunreinigungen auf diesen Oberflächen genauer in Niederdruckplasmen im Labor untersucht. Dafür werden Alkali-Metall-Dispenser zum Aufdampfen von Cäsiumschichten im Nanometerbereich und eine Quarzmikrowaage zur Messung der resultierenden Schichtdicken verwendet. Die Austrittsarbeit von verschiedenen Materialien wird über den photoelektrischen Effekt bestimmt und die Cäsiumschichten werden mit mehreren abbildenden Methoden nach der Entnahme aus dem Plasmagefäß analysiert. Dabei wird zwischen Cäsium in Gasphase und Cäsium in Plasmen unterschieden.

Die Ergebnisse unterscheiden sich auffallend von den bisherigen Beobachtungen in der Literatur, die auf Messungen im Ultrahochvakuum beruhen. Statt einem homogenen Schichtwachstum des Cäsiums wird sowohl in Gasphase als auch unter Plasmabedingungen ein Inselwachstum beobachtet. Dieses Inselwachstum ist umso ausgeprägter, je mehr Verunreinigungen vor dem Aufbringen des Cäsiums auf der Oberfläche vorliegen. Ein Einfluss der Temperatur auf die entstehenden Strukturen kann nicht beobachtet werden, es ist lediglich ein schnelleres Wachstum des Cäsiums feststellbar. Die gemessenen Austrittsarbeiten für aufgewachsene Cäsiumschichten weichen ebenfalls deutlich von den bisherigen Ergebnissen in der Literatur ab. Statt einem schnell auftretenden Minimum der Austrittsarbeit bei wachsender Schichtdicke und einem anschließenden Sättigungswert von 2 eV wird ein langsamer Abfall der Austrittsarbeit ohne Minimum und mit einem Sättigungswert erreicht, der etwa ein Elektronenvolt höher liegt als erwartet. Der Grund dafür kann in dem beobachteten Inselwachstum des Cäsiums liegen, welches zu einer nur teilweisen Bedeckung der Oberfläche führt. Dies kann auch erklären, dass die verschiedenen Oberflächenbehandlungen und längere Plasmazeiten keinen wesentlichen Einfluss auf die Austrittsarbeit haben. Es ist allerdings auch möglich, dass die beobachtete Inselbildung (ex-situ) durch den Luftkontakt herbeigeführt worden ist.

Summary

High power, RF-driven low-pressure ion sources are being developed in the Technology division of the Max-Planck-Institut für Plasmaphysik for production of negative hydrogen/deuterium ions for the neutral beam injection system of ITER. The production of negative ions is based on the surface process which means caesium is evaporated in the hydrogen plasma to produce a surface with a low work function.

Because of the lack of knowledge of caesium under the conditions in these type of ion sources basic investigations have been carried out to study the influence of plasmas on caesiated surfaces, the plasma on/plasma off cycle time, the surface temperature and surface or gas impurities. For this purpose a low pressure laboratory plasma is used, in which the caesium is evaporated using alkali-metal-dispensers. Caesium layers of few nanometres on Cu, Mo, W, or stainless steel are produced. The thickness of the caesium layer is measured with a quartz micro balance. The resulting work function is determined using the photoelectric effect. The caesium layers are analysed ex-situ with several imaging methods. It has been distinguished between caesium in vapour phase and caesium in plasmas.

The results differ significantly from observations reported in literature, which are mostly based on measurements in ultra high vacuum conditions. Instead of a homogeneous layer growth of the caesium, in vapour phase as well as under plasma conditions an island formation has been observed. The more impurities are on the surface before adding caesium to the discharge the more pronounced is its island growth. An influence of the surface temperature (up to 500 K) on the developing structures was not detected only a faster growth of the caesium was indicated by the measurements. The measured work functions differ also from previous findings. Instead of a pronounced minimum of the work function with increasing layer thickness and a saturation value of 2 eV, a weak decrease of the work function without a minimum is obtained with a subsequent saturation value about one eV higher than expected. The reason for this observation might be explained by the island growth of the caesium that leads to a partial coverage of the surface. This would explain also that almost no changes are observed by using different surface treatments or longer plasma treatment. However, the influence of the exposure of the probes to air, which was necessary to obtain the images, might also change the layer.



Lehrstuhl für experimentelle Plasmaphysik
Universität Augsburg

Untersuchungen der Eigenschaften cäsierter Oberflächen in Wasserstoffplasmen

Diplomarbeit
von
Simon König

Februar 2008

Lehrstuhl für experimentelle Plasmaphysik
Universität Augsburg

Untersuchungen der Eigenschaften cäsierter Oberflächen in Wasserstoffplasmen

Diplomarbeit
von
Simon König

Februar 2008

Erstprüferin: Priv.-Doz. Dr.-Ing. Ursel Fantz
Zweitprüfer: Prof. Dr. Wolfgang Brütting

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	1
1 Einleitung	3
2 Cäsium in Quellen für negative Ionen	5
2.1 Negative Wasserstoffionen und Kernfusion.....	5
2.2 Herstellung negativer Ionen	8
2.3 Eigenschaften von Cäsiumschichten	10
3 Methoden und Experimenteller Aufbau	14
3.1 Plasmareaktor und Plasmaerzeugung	14
3.2 Messung der Austrittsarbeit.....	15
3.2.1 Aufbau	17
3.2.2 Bestimmung der Austrittsarbeit mit der „Retarding Potential“-Methode	19
3.2.3 Berechnung der Austrittsarbeit nach Fowler	21
3.3 Beobachtung der veränderlichen Austrittsarbeit mittels Laser	25
3.4 Bestimmung der Cäsium-Schichtdicke mit Hilfe einer Quarzmikrowaage	27
3.5 Cäsium-Dispenser.....	30
3.6 Aufbau für Messungen mit Cäsium.....	33
4 Verifizierung der Messmethoden.....	34
4.1 Austrittsarbeit verschiedener Materialien.....	34
4.2 Dunkelstrom und Fehler	37
4.3 Druckabhängigkeit der Austrittsarbetsmessung.....	38
4.4 Cäsium-Verdampfung	40
5 Ergebnisse	50
5.1 Bestimmung der Schichtdicke	50
5.1.1 Ergebnisse der Quarzmikrowaage.....	50
5.1.2 RBS-Messungen	51
5.1.3 EDX-Messungen	52
5.2 Struktur cäsierter Oberflächen und Schichtwachstum	53
5.2.1 Schichten ohne Plasmabehandlung	53
5.2.2 Schichten mit Plasmabehandlung.....	59
5.3 Austrittsarbeit von cäsierterem Molybdän bei sich ändernder Cäsiumbedeckung.....	63

5.4	Änderung der Austrittsarbeit bei verschiedenen Oberflächenbehandlungen.....	66
5.4.1	Austrittsarbeit nach längerer Wartezeit	66
5.4.2	Behandlung mit Helium- und Argonplasmen	69
5.4.3	Behandlung mit Wasserstoffplasmen	71
5.5	Einfluss der Temperatur des Probenhalters	72
5.6	Monitoring der Austrittsarbeit durch Laser	75
6	Zusammenfassung.....	78
	Anhang A: Schaltskizzen Quarzmikrowaage	84
	Anhang B: Cäsium-D-Linien.....	86
	Literaturverzeichnis.....	87

1 Einleitung

Für zukünftige Fusionskraftwerke ist die Entwicklung verschiedener Technologien nötig, darunter auch leistungsstarke Plasmaquellen für negative Wasserstoff- und Deuteriumionen. Diese sind ein wichtiger Bestandteil von Neutralteilcheninjektoren, durch die ein Fusionsplasma geheizt werden kann.

In solchen Quellen ist die Grundlage für die Erzeugung der negativen Ionen ein Oberflächenprozess, bei dem ein neutrales Wasserstoffatom ein Elektron von einer Oberfläche der Quelle bekommt und dadurch negativ geladen wird. Da dieser Oberflächenprozess stark von der Austrittsarbeit der Oberfläche abhängt, werden in der laufenden Forschung Cäsiumschichten mit Dicken im Nanometerbereich zur Verringerung der Austrittsarbeit der verwendeten metallischen Oberflächen eingesetzt. Zu dieser Thematik liegen zahlreiche Analysen von dünnen Cäsiumschichten unter verschiedenen Bedingungen vor, die jedoch nicht auf Cäsium in einer Ionenquelle anwendbar sind. In einer solchen Quelle herrscht in der Gasphase ein Druck von bis zu 10^{-6} mbar und es werden Wasserstoffplasmen bei einem Druck von ungefähr 0,3 Pa gebrannt. Über das Verhalten von Cäsium unter solchen Bedingungen ist kaum etwas bekannt. Außerdem ist Cäsium sehr reaktiv beim Kontakt mit Wasser oder Sauerstoff und seine Eigenschaften ändern sich sehr stark im Temperaturbereich von 20 bis 50°C, da sein Schmelzpunkt bei 28,45°C liegt.

Deshalb sollen in dieser Arbeit die Untersuchungen der Eigenschaften von Cäsiumschichten in der Literatur mit Untersuchungen unter quellenrelevanten Bedingungen verglichen werden. In Zusammenarbeit mit dem Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching (IPP) wird versucht, die Beobachtungen, die an Testständen für Quellen für negative Ionen bisher gemacht wurden, besser zu verstehen. Zu diesen Beobachtung gehört unter anderem die Abhängigkeit der Ausbeute an negativen Ionen von der Temperatur des Plasmagitters und die Abnahme dieser Ausbeute bei einer längeren Pause, nach der es bis zu 100 Plasmaentladungen dauert, die vorherige Ausbeute wieder zu erreichen. Durch entsprechende Untersuchungen sollen deshalb Informationen zur Optimierung der Ausbeute an negativen Ionen gewonnen werden.

An den Testständen des IPP ist es schwierig, im laufenden Betrieb Grundlagenuntersuchungen der aufgetragenen Cäsiumschichten unter definierten Bedingungen durchzuführen. Deshalb sollen an einem separaten Laborexperiment unter definierten Bedingungen systematische Untersuchungen von Cäsium in der Gasphase und in quellenrelevanten Plasmen durchgeführt werden. Gegenstand dieser Untersuchungen sind unter

anderem die für Quellen für negative Ionen typischen Einflüsse von Plasmen, Heizen des Probenhalters, Wartezeiten ohne Plasma und Verunreinigungen auf den untersuchten Oberflächen.

Hierzu wird ein Reaktor verwendet, in dem die Plasmen wie am IPP induktiv geheizt werden. Es werden Plasmen mit verschiedenen Gasen erzeugt, wobei die Oberflächentemperatur und die Cäsiumionisation wichtig sind.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, verschiedene Methoden zur Analyse von Cäsiumschichten aufzubauen und auf Zuverlässigkeit zu prüfen: Zum Betrachten des Cäsiumwachstums und zur Messung der Schichtdicke wird eine Quarzmikrowaage geprüft und verwendet, für das Aufbringen des Cäsiums werden Alkali-Metall-Dispenser getestet und eingesetzt. Im Gegensatz dazu wird an den Testständen des IPP Cäsium aus Ampullen über einen beheizten Ofen eingebracht. Die Austrittsarbeit der Proben wird über den äußeren photoelektrischen Effekt bestimmt und die Oberflächen und die Zusammensetzung der Cäsiumschichten werden mit verschiedenen abbildenden Methoden untersucht. Dabei wird auf die Unterschiede zwischen Cäsium in Gasphase und Cäsium in Plasmen geachtet. Außerdem soll geprüft werden, ob ein Aufbau zum einfachen Monitoring der Austrittsarbeit mit Lasern möglich ist.

Die gewonnenen Informationen sollen dann soweit wie möglich mit Erfahrungen beim Einsatz von Cäsium an Testständen des IPP verglichen werden.

2 Cäsium in Quellen für negative Ionen

2.1 Negative Wasserstoffionen und Kernfusion

Für Ende 2016 ist die Inbetriebnahme des Fusionsexperiments ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) im französischen Caderache geplant. Dort soll als großer Schritt auf dem Weg zu einem Fusionskraftwerk die Machbarkeit der Energieerzeugung durch Kernfusion demonstriert werden [1].

Bei der Kernfusion werden Wasserstoffisotope zu Helium verschmolzen. Dabei wird Energie frei, mit der wie in einem konventionellen Kraftwerk Strom erzeugt werden kann. In der Sonne werden bei der sogenannten Protonenkette und dem Bethe-Weizsäcker Zyklus jeweils vier Protonen in mehreren Schritten in einen Heliumkern, zwei Positronen und zwei Neutrinos umgewandelt. Da manche dieser Prozesse auf Grund ihres geringen Wirkungsquerschnittes nur sehr langsam ablaufen, sind für eine effektive Energiegewinnung neben Temperaturen von etwa 10 Millionen Grad Celsius auch Dichten von 10^{30} Teilchen/m³ nötig.

Für die Fusion auf der Erde wird daher ein anderer Prozess verwendet. Hierbei wandeln sich Deuterium und Tritium in einen Heliumkern (α -Teilchen) und ein Neutron um. Bei jedem dieser Prozess werden jeweils 17 MeV an Energie frei und sie laufen wegen ihres größeren Wirkungsquerschnittes wesentlich schneller ab als die Prozesse in der Sonne.

Es gibt zurzeit zwei Konzepte für die Fusion auf der Erde, Fusion durch Trägheitseinschluss und Fusion durch magnetischen Einschluss. Dabei liegen die beteiligten Elemente als Plasma vor. Beim magnetischen Einschluss wird das Plasma durch Magnetfelder eingeschlossen, wofür es wiederum zwei verschiedene Konzepte gibt. Im Stellarator werden die zum Einschluss benötigten Magnetfelder allein durch äußere Spulen erzeugt. Im Tokamak wird neben dem durch äußere Spulen erzeugten toroidalen Magnetfeld nach dem Transformatorprinzip ein Strom durch das Plasma getrieben, der ein poloidales Magnetfeld erzeugt. Das Fusionsexperiment ITER wird ein Tokamak-Experiment sein. Die Vorteile eines Tokamaks gegenüber dem Stellarator sind, dass das Magnetfeld des Tokamaks wesentlich einfacher und die Entwicklung und der Bau der Spulen daher leichter zu bewerkstelligen ist. Deshalb besitzt die Entwicklung von Experimenten des Tokamak-Prinzips etwa 20 Jahre Vorsprung vor Stellarator-Experimenten. Der Vorteil eines Stellarators ist dagegen der Betrieb im Dauerstrich, was auch für den Tokamak erreicht werden soll.

Das Ziel eines Fusionskraftwerkes ist es, mehr Energie zu produzieren als es verbraucht. Die bei den Fusionsprozessen freiwerdende Energie wird den Reaktionspro-

dukten als kinetische Energie mitgegeben. Die Produkte erwärmen die Wände des Experiments und aus dieser Wärme kann Strom erzeugt werden.

Damit ein Plasma von selbst brennt, muss durch die Fusion mehr Energie an das Plasma abgegeben werden, als durch Verlustprozesse verloren geht. Da die Neutronen kaum mit anderen Teilchen wechselwirken, trägt nur die Energie der α -Teilchen zum Erhalt des Plasmas bei. Im Falle des magnetischen Einschlusses muss für ein selbstständig brennendes Plasma deshalb die Heizleistung der α -Teilchen größer sein als die abgestrahlte Leistung und die Verlustleistung durch Konvektion und Wärmeleitung des Plasmas. Diese Bedingung kann umgeschrieben werden, indem die verschiedenen Terme in den Plasmametern Elektronendichte n_e und Elektronentemperatur T_e sowie der Energieeinschlusszeit τ_E des Experimentes ausgedrückt werden. Damit ergibt sich das Zündkriterium für ein Plasma:

$$n_e \tau_E > f(T_e) \tag{2.1}$$

Der Erfolg eines Fusionsexperiments wird auch häufig durch das Tripel- oder Fusionsprodukt $n_e \cdot T_e \cdot \tau_E$ angegeben. In ein Diagramm des Fusionsproduktes gegen die Temperatur kann die Funktion $f(T_e)$ eingetragen werden. Diese Funktion ist die Zündkurve oberhalb welcher das Plasma theoretisch von selbst brennt. Ein solches Diagramm mit den Ergebnissen bisheriger Fusionsexperimente ist in Abbildung 2.1 zu sehen.

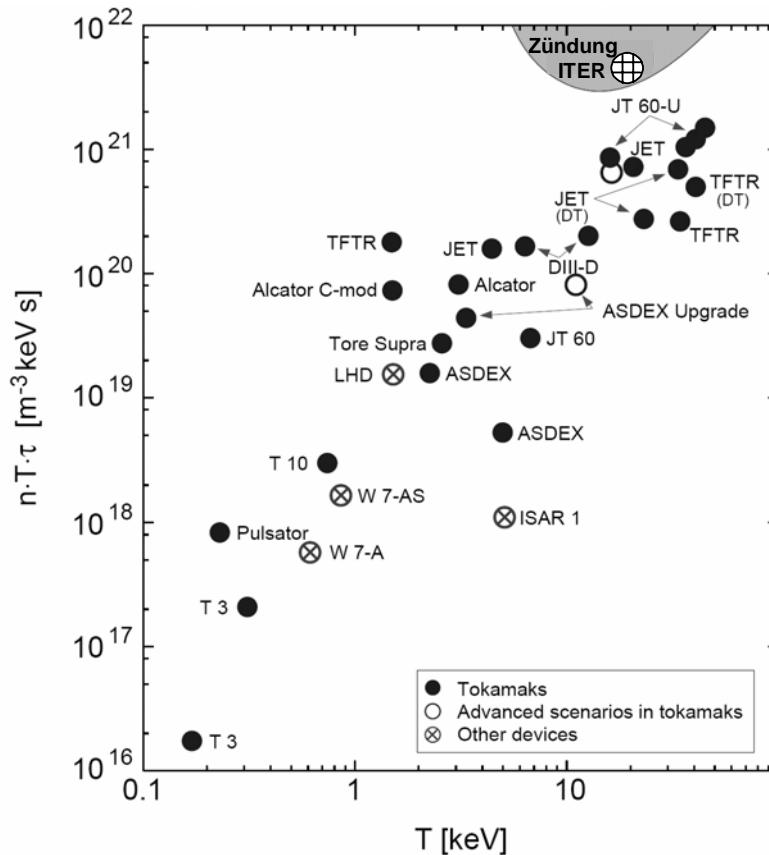


Abbildung 2.1: Zündkurve der Fusion mit magnetischem Einschluss mit experimentell erreichten Werten verschiedener Fusionsexperimente. [2]

Für die Erhitzung von Fusionsplasmen auf die nötigen Temperaturen von 10 keV, was etwa 100 Millionen Grad Celsius entspricht, werden drei wesentliche Heizmethoden verwendet: induktive Heizung durch Treiben eines Stroms im Plasma, Elektronen- und Ionen-Zyklotron-Resonanz-Heizung (ECRH/ICRH) durch resonante Anregung einer Teilchenart und die Heizung durch Neutralteilcheninjektion (NBI: Neutral Beam Injection).

Der Aufbau der Neutralteilcheninjektion ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Bei der NBI werden in einer Ionenquelle Wasserstoff- oder Deuteriumionen erzeugt und anschließend im Vakuum beschleunigt. Danach werden die Ionen neutralisiert, um ins Plasma eindringen zu können, und die verbliebenen Ionen werden durch Magnete in einen Ionensumpf gelenkt. Anschließend werden die neutralen Teilchen ins Plasma geschickt, welches sie durch ihre kinetische Energie heizen. Statt ihren Weg ins Plasma fortzusetzen können die Teilchen auch auf ein Kalorimeter gelenkt werden. Dies dient Testzwecken der Neutralteilcheninjektion sowie zur Messung des Neutralteilchenstrahls über die Erwärmung des Kalorimeters.

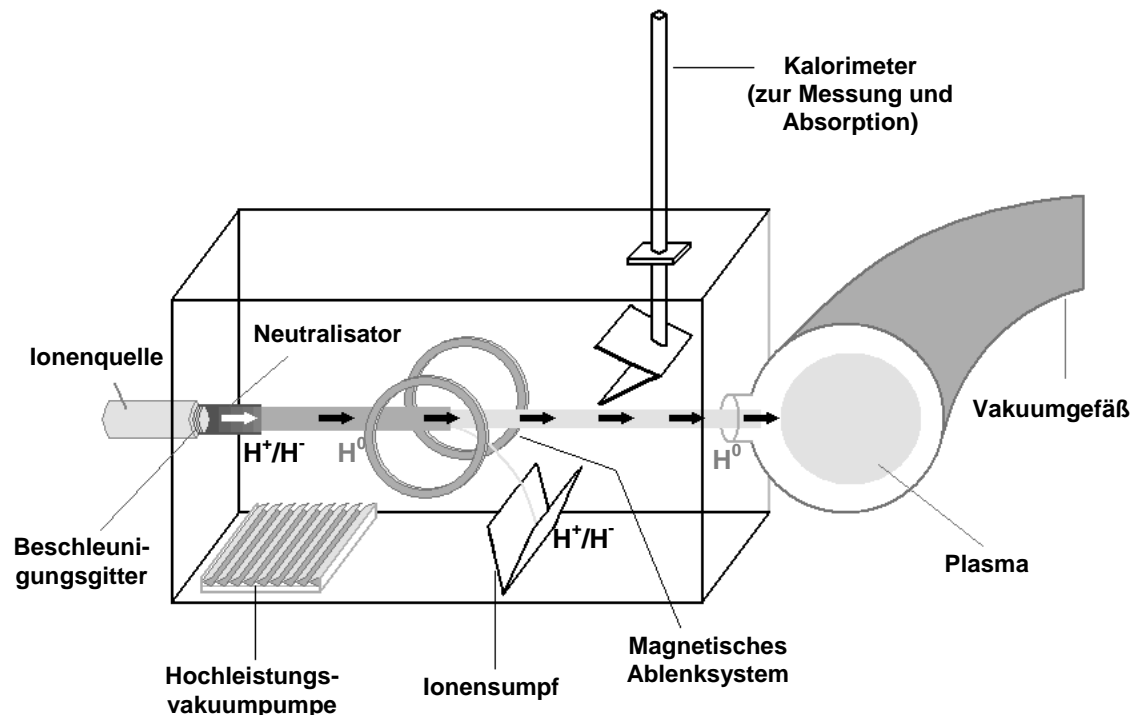


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau der Neutralteilcheninjektion für Fusionsexperimente. [3]

Bei den laufenden Fusionsexperimenten wie dem weltweit größten Tokamak-Experiment JET in England und ASDEX Upgrade, dem größten Tokamak-Experiment in Deutschland, werden für die NBI positiv geladene Wasserstoff- oder Deuteriumionen verwendet. Bei ITER wird dies allerdings nicht mehr möglich sein, da die Energie der beschleunigten Teilchen bei 1 MeV liegen soll, statt wie vorher bei etwa 50-100 keV. Dadurch würde der Neutralisationsgrad auf Null sinken (Abbildung 2.3: Neutralisationsgrad aufgetragen gegen Teilchenenergie). Dagegen bleibt der Wirkungsgrad der

Neutralisation von negativen Wasserstoff- oder Deuteriumionen (H^- bzw. D^-) auch bei hohen Energien bei über 60%. Deshalb wird zurzeit an der Entwicklung einer Quelle für negative Ionen für ITER gearbeitet, unter anderem auch an den Testständen BATMAN (Bavarian Test Machine for Negative Ions), MANITU (Multi Ampere Negative Ion Test Unit) und RADi (RADial Injector) am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching (IPP) (siehe auch [4]).

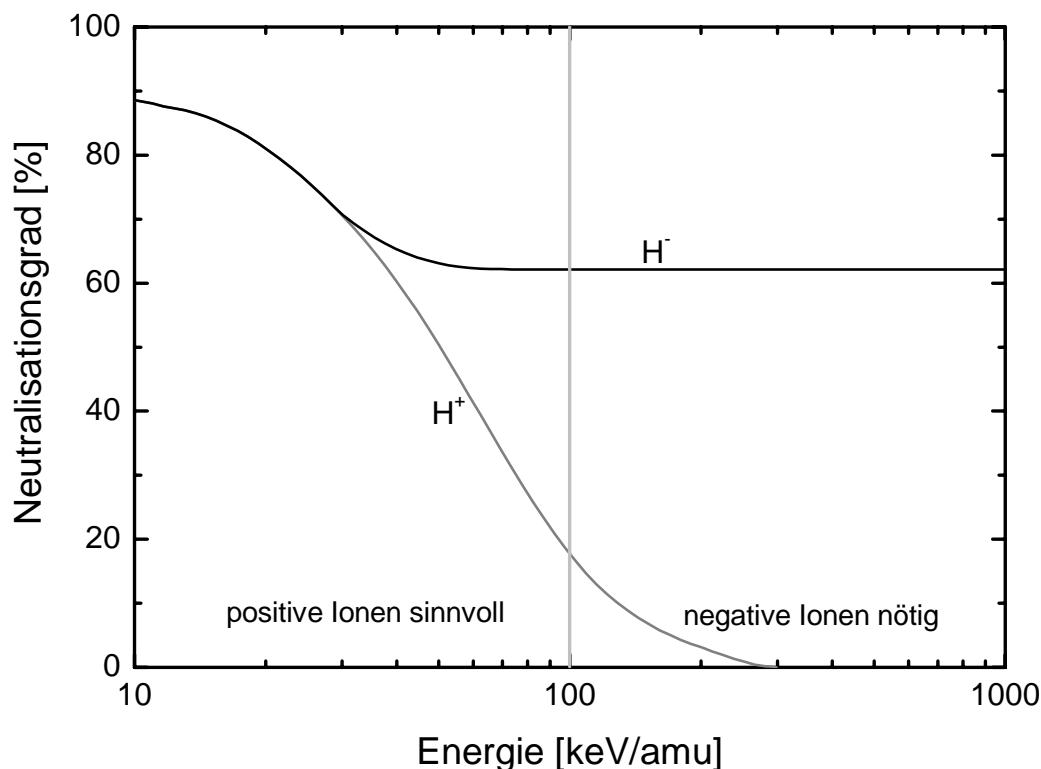


Abbildung 2.3: Neutralisationswirkungsgrad aufgetragen gegen die Teilchenenergie für positive und negative Wasserstoffionen. Der Energiebereich, in dem positive Ionen sinnvoll eingesetzt werden können, ist eingezeichnet. [3]

2.2 Herstellung negativer Ionen

Negative Wasserstoffionen haben im Vergleich zu positiven Wasserstoffionen eine geringere Bindungsenergie und sind schwieriger zu generieren. Um negative Wasserstoffionen zu produzieren muss einem Wasserstoffatom ein weiteres Elektron hinzugefügt werden. Es gibt zwei Prozesse, die in einer Quelle für negative Ionen dafür eingesetzt werden können.

Die erste Möglichkeit bietet die dissoziative Anlagerung eines Elektrons an ein angeregtes Wasserstoffmolekül. Bei diesem Volumenprozess wird zuerst ein Wasserstoffmolekül durch ein schnelles Elektron (e^-_f) angeregt (Reaktionsgleichung (2.2)). Danach trennt sich das angeregte Wasserstoffmolekül beim Stoß mit einem Elektron in ein Wasserstoffatom und ein negatives Wasserstoffion (Reaktionsgleichung (2.3)).



Bei diesem Prozess ist für eine große Ausbeute an negativen Wasserstoffionen eine hohe Dichte und dafür ein großer Druck nötig. Dadurch steigt aber neben der Menge an negativen Wasserstoffionen auch die Menge der coextrahierten Elektronen, was für die Neutralteilcheninjektion nicht akzeptabel ist.

Als zweite Möglichkeit kommt ein Oberflächenprozess in Frage, bei dem positive Wasserstoffionen oder neutrale Wasserstoffatome beim Stoß mit einer Oberfläche entweder zwei Elektronen bzw. ein Elektron aufsammeln oder dort angelagerte negative Wasserstoffionen losschlagen. Hierbei kann man die Ausbeute der Ionen gegenüber dem Volumenprozess um einen Faktor von 10 steigern und die Unterdrückung der coextrahierten Elektronen um einen Faktor 100 senken.

Ein Beispiel für eine solche Quelle für negative Ionen ist in Abbildung 2.4 dargestellt.

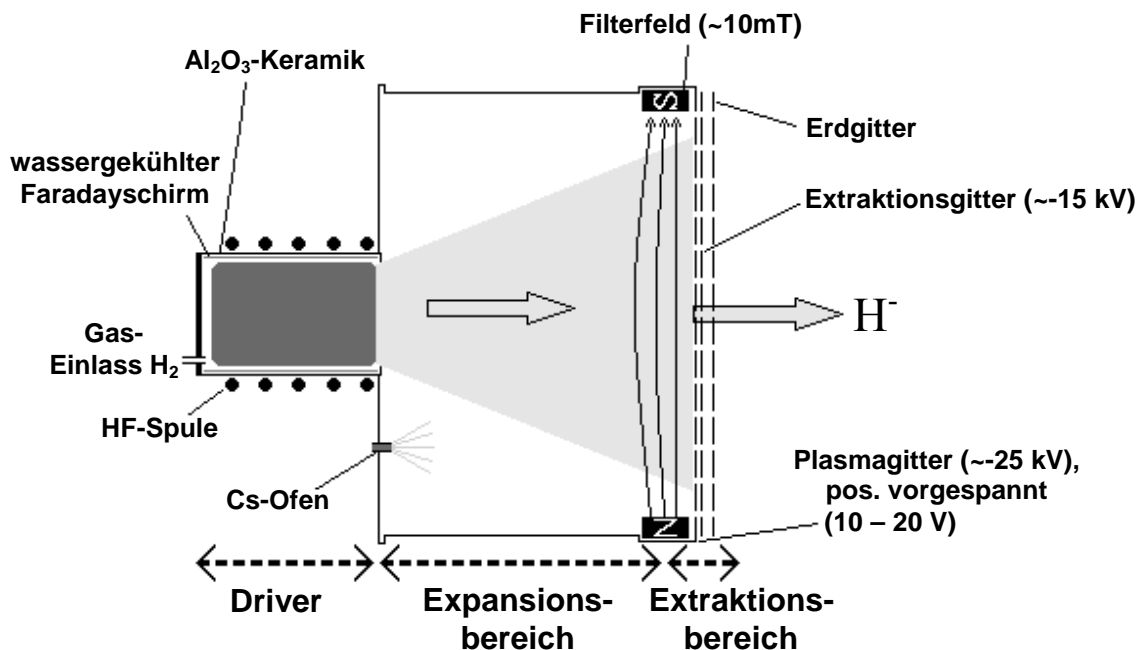


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung einer Quelle für negative Ionen. [4]

Aus dem „Treiber“ (Driver) strömen neutraler Wasserstoff und positive Wasserstoffionen auf die Oberflächen im Expansionsbereich, vor allem auf das Plasmagitter. Dort werden die negativen Wasserstoffionen erzeugt und müssen, da sie ihre Ladung unter diesen Bedingungen schnell wieder verlieren würden, sofort durch eine Spannung aus dem Plasma extrahiert werden. Durch ein Quermagnetfeld (Filterfeld) entsteht außerdem eine Elektronenbarriere zwischen Plasma und Plasmagitter. Dabei werden die Elektronen durch Gyrationbewegungen um die Magnetfeldlinien am Transport in Rich-

tung Extraktionsbereich gehindert und langsame Elektronen können sich schneller in diese Richtung bewegen als schnelle Elektronen.

Für eine möglichst effektive Neutralteilcheninjektion muss die Ausbeute an negativen Wasserstoffionen optimiert werden. Der Einsatz eines Materials mit niedriger Austrittsarbeit begünstigt den verwendeten Oberflächenprozess, da Elektronen leichter aus der Oberfläche herausgelöst werden können. In Quellen für negative Ionen wird deshalb Cäsium eingesetzt, da elementares Cäsium eine Austrittsarbeit von etwa 2 eV besitzt. Das Cäsium kann die Oberflächen in der Quelle benetzen und so deren Austrittsarbeit herabsetzen. Untersuchungen des Zusammenhangs zwischen der Austrittsarbeit der Oberfläche des Plasmagitters und der Ausbeute an negativen Wasserstoffionen ergaben, dass sich die Ausbeute an H^- um einen Faktor sechs steigern lässt für jedes Elektronenvolt, um das die Austrittsarbeit verringert wird ([5]). Außerdem lässt sich die Ausbeute weiter steigern, wenn nach dem Erreichen eines Minimums der Austrittsarbeit weiter Cäsium in die Quelle eingebracht wird. Dies führt Wada auf einen zusätzlichen Prozess zurück, die Produktion von negativen Wasserstoffionen durch Teilchenrückstreuung an Alkali-Metallen. Bei diesem Prozess wird ein Maximum der H^- -Ausbeute beobachtet, das bei Dicken oberhalb des Minimums der Austrittsarbeit liegt.

2.3 Eigenschaften von Cäsiumschichten

Für den Betrieb von Photokathoden ist eine geringe Austrittsarbeit zum Erhalten eines großen Elektronenstroms ebenfalls von Bedeutung. Deshalb liegen hierfür schon viele Untersuchungen von Cäsium unter diesen Bedingungen vor (z.B. [6]). Es wurde gezeigt, dass die Austrittsarbeit von Cäsium auf einer Metalloberfläche vom bedeckten Material und der Schichtdicke abhängt. So besitzt eine Cäsiumschicht typischerweise ein Minimum der Austrittsarbeit von unter 2 eV bei einer Schichtdicke von etwa 0,65 Atomlagen ([7]). Für größere Schichtdicken stellt sich ein Sättigungswert von knapp über 2 eV ein. Für Cäsium auf einer Molybdänoberfläche ist diese Abhängigkeit in Abbildung 2.5 zu sehen. Ähnliche Potentialkurven werden auch für cäsiierte Silizium- und Germaniumproben gemessen ([8]).

Wenn Cäsium verdampft und auf Oberflächen aufgebracht wird, ist die sich bildende Schicht von den Eigenschaften des Cäsiums und der zu bedeckenden Oberfläche abhängig. In der Literatur finden sich zahlreiche Untersuchungen zum Wachstum von dünnen Metallschichten (z.B. [9][10][11]) sowie zu den Eigenschaften von Metallen in Abhängigkeit von der Cäsiumbedeckung (z.B. [12]) unter verschiedenen Bedingungen durchgeführt.

Auf eine Metalloberfläche einfallendes Cäsium bildet auf dem Metall eine Dipolschicht ([9], [13]). Durch diese chemische Bindung wird das Cäsium stark an die Oberfläche gebunden. Dadurch wächst eine Cäsiumschicht auf der Oberfläche auf, sofern keine

Einflüsse existieren, die zu einer Abtragung des Cäsiums führen. Die Schichtdicken werden bei derartigen Untersuchungen in Cäsium-Atomlagen angegeben, wobei eine Cäsium-Atomlage in etwa eine Dicke von $5,2 \text{ \AA}$ hat und $4,7 \cdot 10^{14}$ Atomen pro Quadrat-zentimeter entspricht.

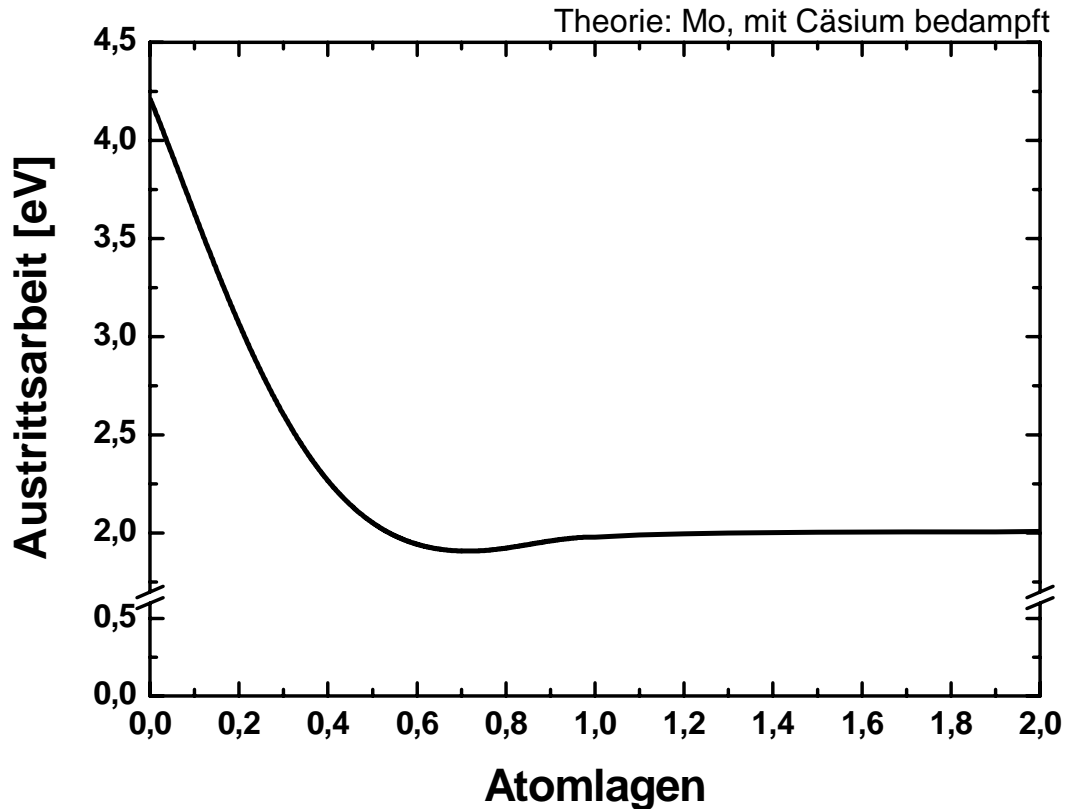


Abbildung 2.5: Änderung der Austrittsarbeit von Molybdän mit wachsender Cäsiumbedeckung nach Yamaoka [7].

Für eine geringe Bedeckung der Oberfläche ist die chemische Bindung des Cäsiums sehr stark. Mit steigender Bedeckung wird diese Bindung allerdings geschwächt, da die Dipole der einzelnen Cäsiumatome sich gegenseitig stören. Es entsteht ein Depolarisationsfeld. Ab einer vollständigen Bedeckung, d.h. einer Schichtdicke von einer Atomlage Cäsium, wächst das Cäsium auf einer Cäsiumschicht auf, wodurch keine Dipolbindung mehr ausgebildet wird, sondern die Atome nur noch durch eine schwache Van-der-Waals-Bindung gebunden sind. Die bei Cäsium beobachtete Abhängigkeit der Austrittsarbeit von der Schichtdicke, welche ein Maximum bei etwa 0,65 Atomlagen Cäsium besitzt, ist auch vom Oberflächenmaterial und damit von eventuellen Verunreinigungen abhängig.

Der Einfluss von Wasserstoff- und Sauerstoffzufuhr während der Cäsiumbedampfung auf diese Abhängigkeit wurde in [14] (Wasserstoff), [15] (Wasserstoff und Sauerstoff), [16] und [17] (jeweils Sauerstoff) untersucht. Das Ergebnis ist eine Erniedrigung der Austrittsarbeit um bis zu 0,3 eV im Bereich des Minimums sowie eine Verschiebung des Minimums zu Bedeckungen, die bis zu 30% geringer sind. Außerdem steigt die

Austrittsarbeit im Sättigungsbereich für mehrere Atomlagen Cäsium. Als Beispiel dafür ist in Abbildung 2.6 dieser beschriebene Einfluss von Wasserstoff auf die Austrittsarbeit einer Cäsiumschicht zu sehen (1 Langmuir entspricht einer „Dosis“ eines Gases von 1,333 mbar für 1 μ s). In [15] ist jedoch nur die Zeit der Cäsiumbedampfung angegeben, so dass kein direkter Zusammenhang zur Schichtdicke hergestellt werden kann. Erklärt werden kann dieses Ergebnis damit, dass sich mit Wasserstoff ein Multi-Spezies-System bildet, wodurch das Depolarisationsfeld verändert wird. Die Einzelheiten der theoretischen Betrachtungsweise von Cäsiumschichten und deren Wachstum sind sehr kompliziert und werden in [18] genauer beschrieben.

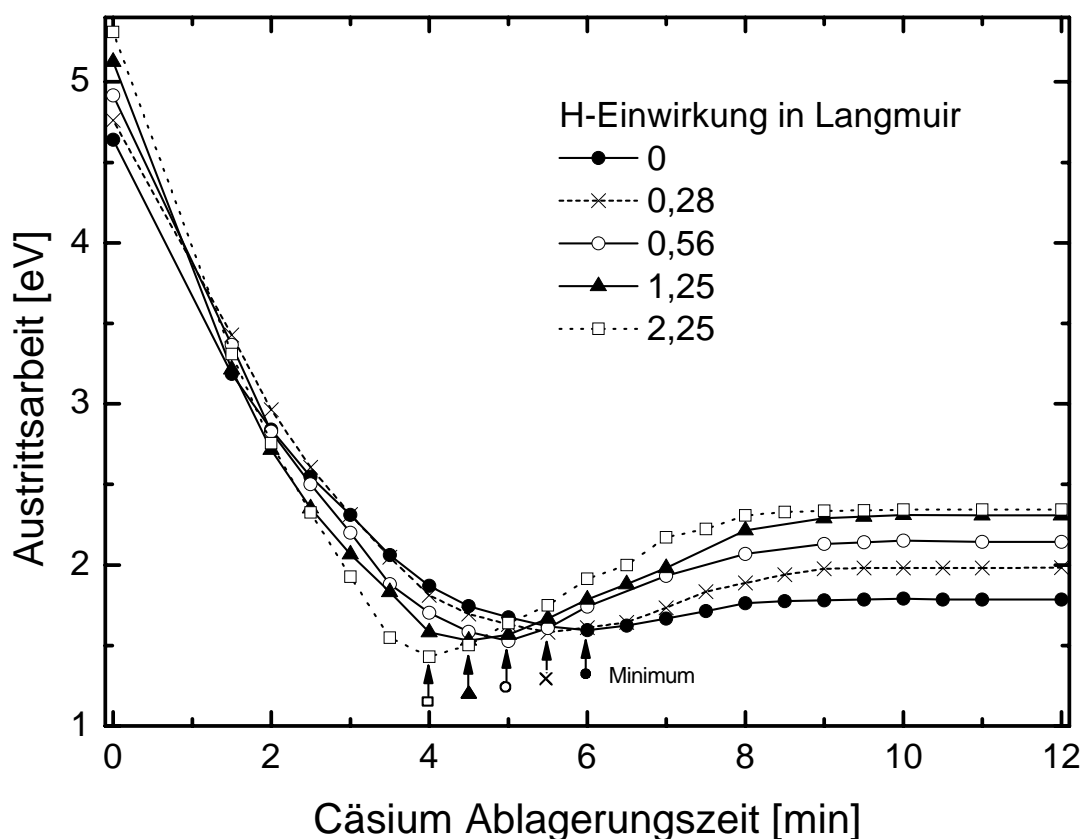


Abbildung 2.6: Einfluss von Wasserstoffzufuhr auf die Austrittsarbeit einer Cäsiumschicht auf einer Wolfram(100)-Oberfläche. [15]

Leider sind fast alle Untersuchungen von Cäsiumschichten in der Literatur nicht ohne weiteres auf die Betrachtung von Quellen für negative Ionen anwendbar. Die meisten dieser Untersuchungen wurden für einen anderen Anwendungsbereich durchgeführt und fanden deshalb unter anderen Bedingungen statt. In Quellen für negative Ionen werden die Cäsiumschichten durch Plasmen beeinflusst und es herrscht ein Vakuum im Bereich von 10^{-6} mbar. Deshalb sind Untersuchungen der Eigenschaften von dünnen Cäsiumschichten unter den eben beschriebenen Bedingungen notwendig.

Solche systematischen Untersuchungen der Eigenschaften dünner Cäsiumschichten unter definierten Bedingungen können nicht im laufenden Betrieb in den Quellen für nega-

tive Ionen durchgeführt werden. Deshalb sollen solche Untersuchungen an einem separaten Laborexperiment vorgenommen werden, welches ähnliche Bedingungen bietet wie eine Quelle für negative Ionen. Dafür wird ein Plasmareaktor an der Universität Augsburg verwendet, in welchen, wie bei den Testständen am IPP, die Leistung induktiv eingekoppelt wird und der Plasmen mit ähnlichen Plasmaparametern erzeugt.

3 Methoden und Experimenteller Aufbau

Der Messaufbau des Experiments besteht aus einem Plasmareaktor, einem Spektrometer SPEX 1000M mit CCD-Detektor inklusive des optischen Aufbaus zur Messung des Plasmalichts und damit der Plasmaparameter. Dazu kommen die Geräte zur Messung der Austrittsarbeit, was die Beleuchtungsoptik, ein (Pico-)Amperemeter und die Messsoftware umfasst. Der Aufbau der einzelnen Komponenten und ihre Funktionen werden in den folgenden Abschnitten genauer beschrieben.

3.1 Plasmareaktor und Plasmaerzeugung

Den zentralen Teil des Experiments bildet ein zylindrischer Plasmareaktor (Durchmesser: 15 cm, Höhe: 10 cm). Er wird durch eine Vorpumpe und eine Turbomolekularpumpe evakuiert, wobei ein Druck bis zu 10^{-6} mbar erreicht werden kann. Durch drei kalibrierte Massendurchflussregler kann Gas in den Plasmareaktor eingelassen werden. Über ein Eckventil kann der Druck im Reaktor variiert werden. Der Reaktor besitzt 3 Diagnostikflansche zum Anbringen einer Quarzmikrowaage (siehe Kapitel 3.4) oder Cäsiumdispenser (siehe Kapitel 3.5) oder für den Einbau von Quarzfenstern zur Durchführung von Sichtstrahlen für optische Messungen oder für die Verwendung als Sichtfenster. Der Aufbau ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt.

Zur Erzeugung von Plasmen in der Kammer wird das Prinzip eines planar induktiv gekoppelten Hochfrequenzplasmas (ICP) verwendet. Dabei erzeugt eine an eine planare Spule angelegte Hochfrequenz von 27,12 MHz ein Magnetfeld, welches in der Plasmakammer ein ringförmiges elektrisches Feld induziert und die Elektronen beschleunigt. Die Ausgangsimpedanz des Generators wird über ein Anpassungsnetzwerk (Matchbox) mit drei Vakuumkondensatoren an die Impedanz des Plasmas angepasst. Die planare Spule besteht aus drei konzentrischen Windungen und befindet sich über einem Faraday-Polarisator, um das elektrische Feld der Hochfrequenz zu unterdrücken, und einer Borosilikatscheibe als Dielektrikum (Dicke 10mm). Der Hochfrequenzgenerator ist für eine Leistung von bis zu 600 W ausgelegt, der Druck kann durch ein Eckventil im Bereich zwischen 1 und 100 Pa variiert werden. Eine genauere Beschreibung des Aufbaus und der Funktion dieses ICPs kann [19] entnommen werden.

Der Boden des Plasmareaktors ist austauschbar, so dass verschiedene Böden für verschiedene Messvoraussetzungen in den Reaktor eingesetzt werden können. Um z.B. die Austrittsarbeit einer Probe mit dem Photoeffekt (Kapitel 3.2.3) bestimmen zu können, wie in Abbildung 3.1 dargestellt, wird ein Boden mit einem Probenhalter und elektri-

schen Durchführungen zum Anschließen eines Picoamperemeters verwendet, die Probe wird durch einen der Diagnostikflansche bestrahlt.

Ein weiterer Boden enthält außerdem einen Probenhalter sowie Durchführungen für die elektrischen Anschlüsse des Picoamperemeters und Flansche für die Quarzmikrowaage und die Cäsiumdispenser.

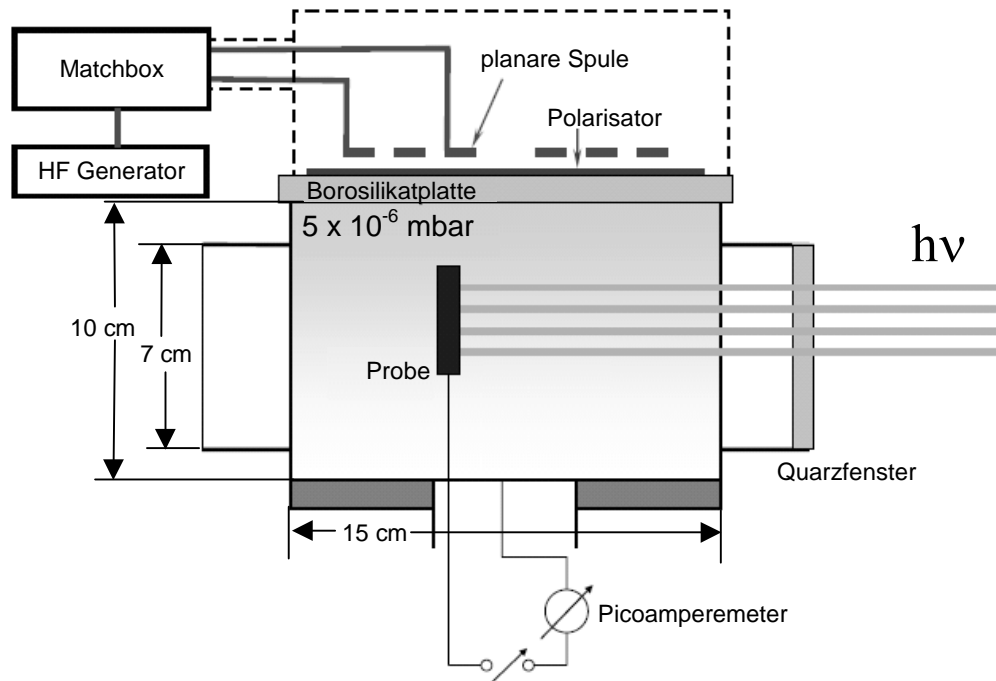


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Plasmareaktors mit Probenhalter und angeschlossenem Picoamperemeter für die Messung der Austrittsarbeit.

3.2 Messung der Austrittsarbeit

Als Austrittsarbeit χ wird die Energie bezeichnet, die mindestens nötig ist, um an der Oberfläche des Materials ein Elektron freizusetzen. Die Austrittsarbeit ist temperaturabhängig ([20]), diese Abhängigkeit ist jedoch so gering, dass sie für Temperaturen T unterhalb der Schmelzpunkte fast aller Materialien nur theoretische Bedeutung besitzt:

$$\chi = \chi_0 + \alpha T \quad (3.1)$$

Dabei ist χ_0 der temperaturunabhängige Literaturwert der Austrittsarbeit in eV und αT der Korrekturfaktor für die Temperatur, wobei α der Wärmeausdehnungskoeffizient und von der Größenordnung 10^{-5} K^{-1} ist. Als Ergebnis erhält man einen Wert ohne Einheit, welcher der Austrittsarbeit in eV entspricht.

Diese Energie kann dem Material entweder durch Teilchenstöße, äußere Felder oder durch Photonen zugeführt werden. Verschiedene Methoden zur Bestimmung der Austrittsarbeit verwenden unterschiedliche Arten der Energiezuführung.

Einen Überblick über die wesentlichen Methoden zur Messung der Austrittsarbeit ist in [21] gegeben. Darunter sind Methoden, welche die Elektronenemission oder des Bremspotentials bei sich ändernden Parametern zur Bestimmung der Austrittsarbeit nutzen. Außerdem gibt es noch kapazitive Methoden, welche den Unterschied der Austrittsarbeit der zu messenden Oberfläche zu einer bekannten Referenzprobe messen.

Bei der Wahl der Messmethode kommt es stark auf den Aufbau und die Bedingungen für die weiteren Experimente an. In dieser Arbeit sollen die Oberflächen unter Bedingungen untersucht werden, die denen in Quellen für negative Ionen ähnlich sind. Deshalb war eine Methode für die Messung der Austrittsarbeit zu wählen, welche in den Aufbau eines Plasmareaktors integriert werden kann, um vergleichbare Werte zu erhalten.

Kapazitive Methoden wie eine Kelvin-Sonde scheidet aus, da hierfür eine stör anfällige Mechanik in direkter Nähe der zu untersuchenden Probe nötig ist, welche nicht unter Plasmabedingungen funktioniert. Da Cäsium an Luft sofort reagiert und seine niedrige Austrittsarbeit verliert, können die Proben auch nicht aus dem Plasmareaktor, in dem sie hergestellt werden, herausgenommen werden. Eine Kelvinsonde wird jedoch zur Verifizierung der erhaltenen Ergebnisse verwendet, indem die Austrittsarbeit für eine Referenzprobe verglichen wird. Bei dieser Messung wird die Probe mit einer bekannten Probe wie ein Kondensator angeordnet. Wird eine Probe nun in Schwingungen versetzt, so ändert sich die Kapazität C des Kondensators und es fließt ein Verschiebungsstrom $I(t)$:

$$I(t) = \frac{dC}{dt} V \quad (3.2)$$

Dabei ist V das Kontaktpotential der beiden Proben. Dieses kann durch eine extern angelegte Gegenspannung zu Null kompensiert werden, womit der Kondensator feldfrei ist und kein Strom mehr induziert wird. Diese Gegenspannung entspricht der Austrittsarbeitendifferenz zwischen Probe und Referenz. Weitere Informationen über den Aufbau und die Funktionsweise einer Kelvinsonde sind z.B. [22] zu entnehmen.

Ebenso kommen Thermoemission von Elektronen und Elektronenemission durch äußere Felder nicht für die Messung der Austrittsarbeit in Frage. Zum einen muss die Temperatur der Probe für die Vergleichbarkeit der Cäsiumschicht mit Anwendungen in Quellen für negative Ionen konstant bleiben, zum anderen sind starke äußere Felder nicht allzu leicht zu realisieren. Beide Voraussetzungen sind auch mit den Plasmen im Reaktor nicht kompatibel.

Deshalb wird ein Aufbau verwendet, der den äußeren photoelektrischen Effekt (kurz Photoeffekt) nutzt. Bei diesem Effekt, welcher zuerst 1905 von Albert Einstein beschrieben wurde und für dessen Beschreibung er 16 Jahre später den Nobelpreis erhielt, wird die Energie $h\nu$ eines Photons verwendet, um ein Elektron aus einer Oberfläche zu lösen. Dies geht natürlich nur, wenn die Energie des Photons größer ist als die Austrittsarbeit. Die überschüssige Energie erhält das Elektron als kinetische Energie.

Der Photoeffekt kann zum Beispiel beobachtet werden, wenn das zu untersuchende Material im Vakuum als Photokathode verwendet wird und einer Anode gegenübersteht. Wird die Probe mit Licht bestrahlt, dessen Photonen eine Energie größer als die Austrittsarbeit besitzen, so fließt zwischen Kathode und Anode ein Photostrom. Ist die Energie kleiner als die Austrittsarbeit, fließt kein, bzw. nur ein sehr geringer Photostrom. Dieser geringe Photostrom kommt durch die Verschmierung der Fermikante zustande, wodurch es in einem Material Elektronen mit mehr Energie gibt, als es der Temperatur der Probe entsprechen würde.

Mit diesem Aufbau lassen sich zwei Methoden für die Bestimmung von Austrittsarbeiten verwenden, die „Retarding Potential“-Methode und die Fowler-Methode.

In Verbindung mit einer Quarzmikrowaage (siehe Abschnitt 3.4) kann der Photostrom mit der Schichtdicke des aufgedampften Materials in Verbindung gebracht werden. Dadurch sind Rückschlüsse auf die Form der Potentialkurve und die Größenordnung der Austrittsarbeit möglich.

3.2.1 Aufbau

Als Weißlichtquelle wird eine Quecksilberdampf-Kurzbogenlampe HBO 100W/2 von Osram verwendet. Diese Lampe erzeugt eine sehr intensive Strahlung im sichtbaren Bereich. Die Intensität nimmt in Richtung des ultravioletten Bereichs zwar deutlich ab, ist jedoch bis 220 nm für die Messungen der Austrittsarbeit ausreichend. Für die Messungen wird mit Hilfe von Interferenzfiltern jeweils ein Wellenlängenbereich herausgegriffen. Ein Spektrum der Lampenstrahlung sowie die Intensitäten einiger Filter in willkürlichen Einheiten (w. E.) sind in Abbildung 3.2 zu sehen.

Es ist deutlich die Intensität des Lichts für die jeweiligen der Filter zu erkennen, die sich aus dem Produkt der Filtertransmission und des Lampenspektrums zusammensetzt. Die Transmissionsprofile der Filter erstrecken sich dabei über 10 bis 30 nm. Die effektiven Intensitäten der Lampe und der Filter wurden mit einem Spektrometer ermittelt.

Mit einem Filterrad, das bis zu sechs Filter umfassen kann, lässt sich aus der gesamten Strahlung ein sehr schmaler Wellenlängenbereich auswählen (~10-30nm). Es stehen Filter mit einer mittleren Wellenlänge von 239 bis 405 nm zur Verfügung. Das entspricht Photonenenergien zwischen 5,19 und 3,06 eV. Je niedriger die Austrittsarbeit der zu messenden Probe ist, desto größer können die verwendeten Wellenlängen sein.

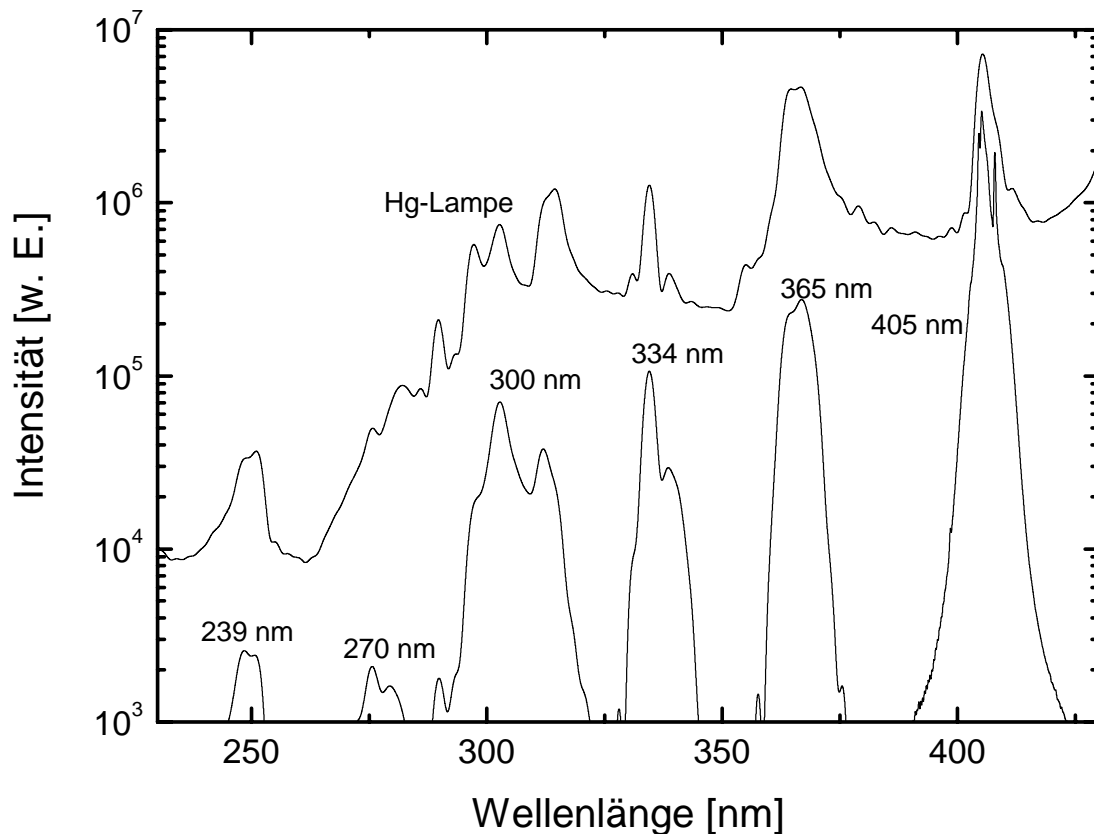


Abbildung 3.2: Effektive Intensitäten der Hg-Lampe und einiger verwendeter Interferenzfilter.

Ein Überblick über die zur Verfügung stehenden Filter und die dazugehörigen Energien der Photonen ist in Tabelle 3.1 gegeben.

Tabelle 3.1: Mittlere Wellenlängen und die dazugehörigen Photonenenergien der verwendeten Interferenzfilter

Wellenlänge [nm]	Photonenenergie [eV]
239	5.19
254	4.88
270	4.6
280	4.43
289	4.29
300	4.14
313	3.96
334	3.71
365	3.4
405	3.06

Anschließend wird der Lichtstrahl durch eine Blende und zwei Linsen auf die zu messende Probe fokussiert. Der Lichtstrahl kommt durch ein Quarzfenster in den Plasma-Reaktor und fällt auf die Probe.

Die durch das einfallende Licht aus der Probe gelösten Photoelektronen werden durch eine angelegte Spannung von 5 V auf die Reaktorwand gezogen und liefern einen Strom

im Pico- bis Nanoamperebereich. Diese Ströme werden durch ein Keithley 6487 Picoamperemeter gemessen. Das Picoamperemeter kann zudem auch die nötigen Spannungen zwischen Probe und Plasmareaktor anlegen.

Um eine Messung in möglichst kurzer Zeit zu erreichen wird ein Computerprogramm verwendet, welches automatisch die Messung durchführt, auswertet und sowohl das Filtrerrad zur Wahl der Wellenlänge als auch das Picoamperemeter über einen RS232-Anschluss steuert. Eine schematische Darstellung des Messaufbaus ist in Abbildung 3.3 zu sehen.

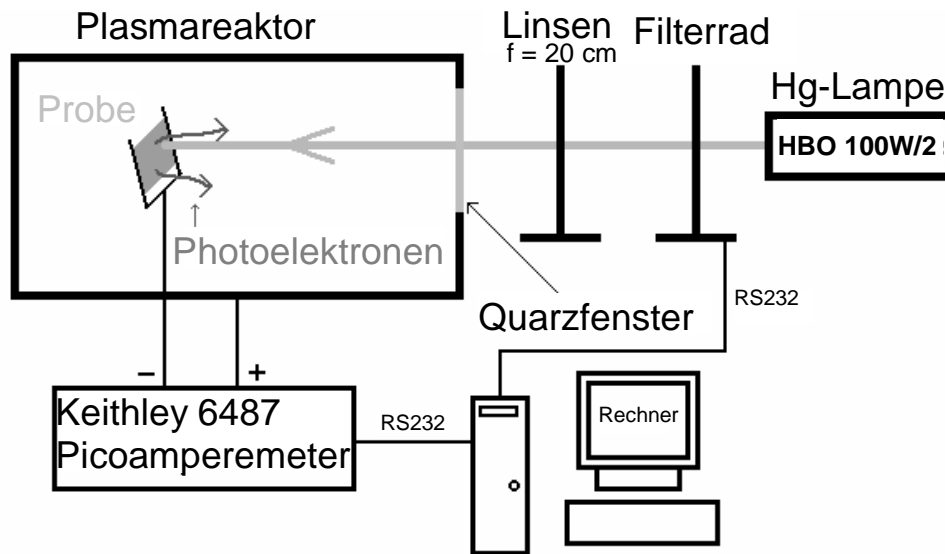


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Messung der Austrittsarbeit.

3.2.2 Bestimmung der Austrittsarbeit mit der „Retarding Potential“-Methode

Bei der „Retarding Potential“- oder Bremspotential-Methode wird die Probe mit Licht einer bekannten Wellenlänge bestrahlt. Tritt ein Photostrom auf, so wird zwischen Photokathode und –anode ein Gegenfeld angelegt und die Spannung so variiert, dass der Photostrom gerade Null ist.

Damit entspricht die dann angelegte Spannung U_0 der kinetischen Energie der Elektronen in Elektronenvolt. Die Austrittsarbeit ergibt sich damit als die Differenz der Energie der Photonen und der Spannung U_0 :

$$\chi = h\nu - eU_0 \quad (3.3)$$

Dabei ist $h\nu$ die Energie eines Photons und e die Elementarladung. Bei dem hier verwendeten Versuchsaufbau (siehe Kap. 4) wird ein sehr empfindliches Picoamperemeter zur Messung des Photostroms verwendet. Das Bremspotential kann am besten aus einer Strom-Spannungs-Kennlinie (I-U-Kennlinie) des Materials bestimmt werden (Bsp.:

Abbildung 3.4, I-U-Kennlinie einer LaB₆-Probe, die durch ein Plasma gereinigt wurde). Dafür werden zwischen der Probe, bzw. dem Probenhalter und der Reaktorwand Spannungen angelegt. Im Bereich großer negativer Spannungen (negativ geladene Reaktorwand) sollte der Strom Null sein, es treten jedoch bei angelegten Spannungen sehr kleine Ströme auf, da freie Elektronen auf die Anode beschleunigt werden. Große positive Spannungen (positiv geladene Reaktorwand) liefern dagegen den Elektronensättigungsstrom, da alle freien und aus der Probe herausgelösten Elektronen auf die Wand beschleunigt werden. In diesen Bereichen ist die Kennlinie linear, im Übergang folgt sie zwei verschiedenen exponentiellen Verhalten.

Das Picoamperemeter misst auch ohne Photoeffekt einen Strom, da bei einer angelegten Spannung die durch thermische Emission freigesetzten Elektronen im Experiment zu einem geringen aber messbaren Strom beitragen. Dieser Strom hängt schwach linear von der angelegten Spannung ab, da die Spannung die Erzeugung freier Elektronen an Oberflächen unterstützt. Darum muss zur Bestimmung des Bremspotentials die Spannung gefunden werden, bei welcher der gemessene Strom vom linearen Verhalten abweicht.

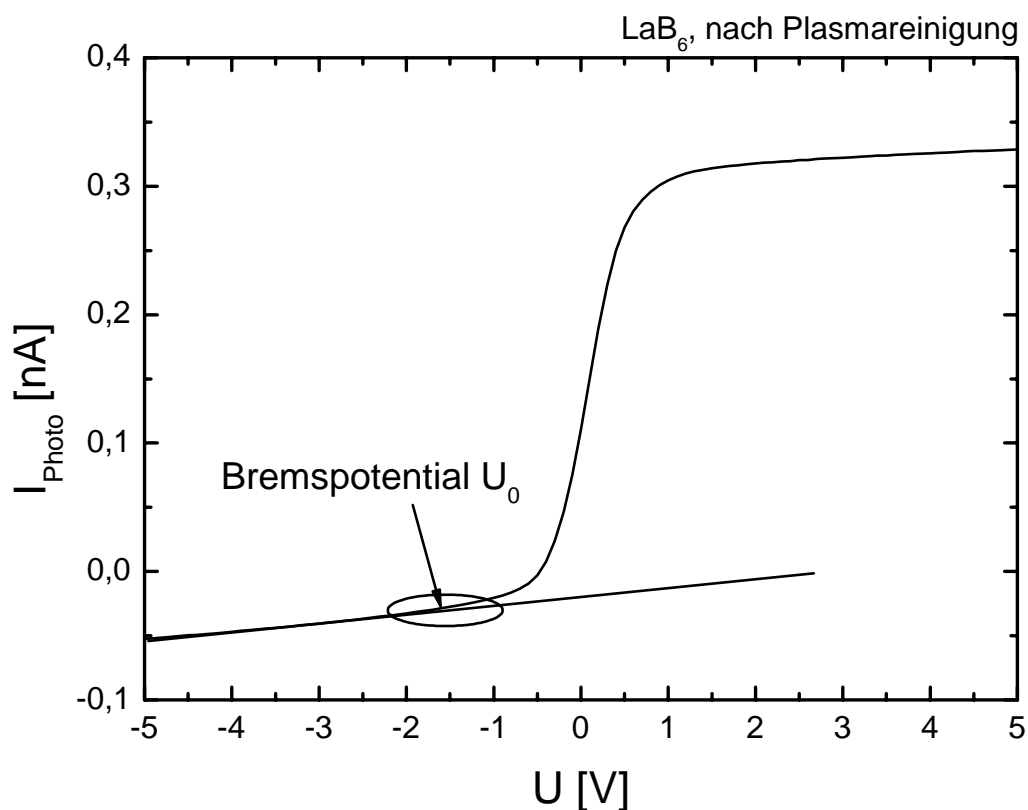


Abbildung 3.4: I-U-Kennlinie von LaB₆, das mit Licht der zentralen Wellenlänge $239 \text{ nm} \pm 10 \text{ nm}$ bestrahlt wird.

Zur Erhöhung der Genauigkeit dieser Methode werden die Bremspotentiale für verschiedene Wellenlängen gegen die jeweilige Photonenenergie aufgetragen. Die Gerade durch die Messpunkte schneidet die Energieachse beim Wert der Austrittsarbeit (Bsp.:

Abbildung 3.5, Messungen einer abgeschliffenen und gereinigten Kupferprobe, die minimale und die maximale Fitgerade sind eingezeichnet).

Der Fit, der eine Austrittsarbeit von 3,93 eV liefert, liegt dabei nicht allzu gut auf den jeweiligen Messpunkten. Zudem sind die Fehler der einzelnen Messpunkte auf Grund der schwierigen Bestimmung des Bremspotentials, bei der sehr kleine Ströme gemessen werden müssen, ebenfalls groß. Diese Effekte führen zu Fehlern, die im Bereich von $\pm 0,5$ eV sind und die Messungen nicht vertrauenswürdig machen, wie in Kapitel 4.1 noch genauer dargelegt wird. Deshalb wird die Austrittsarbeit für diese Arbeit anders bestimmt, mit Hilfe der sogenannten „Fowler-Methode“.

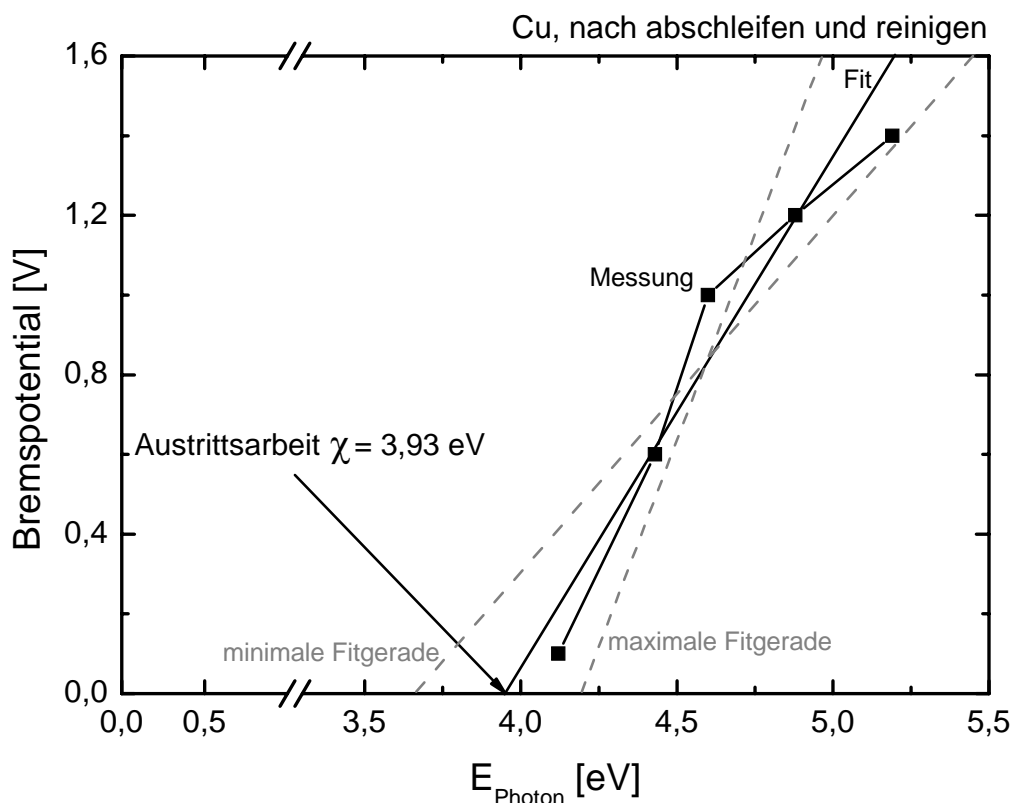


Abbildung 3.5: Bestimmung der Austrittsarbeit mit der Bremspotential-Methode für Kupfer, die minimale und die maximale Fitgerade sind eingezeichnet

3.2.3 Berechnung der Austrittsarbeit nach Fowler

Die „Fowler-Methode“ ist eine graphische Methode zur Bestimmung der Austrittsarbeit eines Metalls. Die theoretische Betrachtung dieser Methode wurde von Fowler ([23]) vorgenommen und das Ergebnis bereits von Akbi und Lefort ([24]) erfolgreich angewendet.

Die Idee dieser Methode ist es, die relative Anzahl der aus dem Metall herausgelösten Elektronen pro absorbiertem Lichtquant in Abhängigkeit von der Frequenz des Lichts und der Temperatur zu berechnen. Aus der Form eines Graphen, in dem eine Funktion des Photostroms über einer Funktion der Photonenenergie aufgetragen wird, lässt sich dann auf die Austrittsarbeit schließen. Um alle freiwerdenden Elektronen zu messen wird der Photostrom bei Spannungen im Bereich der Elektronensättigung gemessen.

Damit wird eine erhebliche Verbesserung der Genauigkeit bei der Bestimmung der Austrittsarbeit im Vergleich zur Bremspotential-Methode erreicht, da die Photoströme in diesem Bereich sehr stabil sind. Um alle aus dem Material herausgelösten Elektronen zu detektieren, müssen Spannungen im Elektronensättigungsbereich zwischen der Reaktorwand und dem Probenhalter angelegt werden.

Fowler geht dabei von der Annahme aus, dass der Photostrom und damit die Anzahl der Elektronen, die pro absorbiertem Lichtquant emittiert werden, in erster Näherung proportional ist zur Anzahl der verfügbaren Elektronen N_B . Als Anzahl der verfügbaren Elektronen werden die Elektronen pro Einheitsvolumen des Metalls bezeichnet, die eine Komponente der kinetischen Energie senkrecht zur Probenoberfläche besitzen, die größer ist als die Differenz der Austrittsarbeit und der Energie des einfallenden Lichts.

Da Elektronen der Fermi-Dirac-Statistik unterliegen ist die Anzahl der Elektronen mit der Masse m pro Volumeneinheit $\tilde{n}(u)du$ mit einer Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Oberfläche im Bereich zwischen u und $u+du$ bei der Temperatur T gegeben durch:

$$\begin{aligned}\tilde{n}(u)du &= 2\left(\frac{m}{h}\right)^3 du \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{\rho d\rho d\theta}{e^{\{1/2m(u^2+\rho^2)-\varepsilon\}/kT} + 1} \\ &= \frac{4\pi}{m} kT \left(\frac{m}{h}\right)^3 \log\{1 + e^{(\varepsilon-1/2mu^2)/kT}\}\end{aligned}\quad (3.4)$$

Dabei ist ε die Energie des energetisch höchstgelegenen, besetzten Elektronenzustandes bei $T = 0K$. h ist die Planckkonstante und k die Boltzmannkonstante. Die absolute Höhe der Potentialstufe am Rand der Probe wird χ_0 genannt, womit die Austrittsarbeit der Elektronen sich als $\chi = \chi_0 - \varepsilon$ ergibt.

Hieraus erhält wird die Anzahl der verfügbaren Elektronen N_B durch Lösen des Integrals (3.5) erhalten.

$$\begin{aligned}N_B &= \int_{1/2mu^2=\chi_0-h\nu}^\infty \tilde{n}(u)du \\ &= \frac{2\sqrt{2}\pi}{h^3} m^{3/2} \frac{k^2 T^2}{(\chi_0 - h\nu)^{1/2}} \int_0^\infty \log[1 + e^{-y+(h\nu-\chi)/kT}] dy\end{aligned}\quad (3.5)$$

Da das Integral über den Logarithmus nicht exakt gelöst werden kann, außer für $h\nu = \chi$, wird es für $\mu \leq 0$ und $\mu \geq 0$ jeweils entwickelt, wobei $\mu = (h\nu - \chi) / kT$. Schließlich ergibt sich für:

(i) $\mu \leq 0$:

$$N_B = \frac{2\sqrt{2}\pi m^{3/2}}{h^3} \frac{k^2 T^2}{(\chi_0 - h\nu)^{1/2}} \left[e^\mu - \frac{e^{2\mu}}{2^2} + \frac{e^{3\mu}}{3^2} - \dots \right] \quad (3.6)$$

(ii) $\mu \geq 0$:

$$N_B = \frac{2\sqrt{2}\pi m^{3/2}}{h^3} \frac{k^2 T^2}{(\chi_0 - h\nu)^{1/2}} \left[\frac{\pi^2}{6} + \frac{1}{2} \mu^2 - \left\{ e^{-\mu} - \frac{e^{-2\mu}}{2^2} + \frac{e^{-3\mu}}{3^2} - \dots \right\} \right] \quad (3.7)$$

Zur Analyse gemessener Daten mittels dieser Theorie wird davon ausgegangen, dass der Photostrom I proportional zu N_B ist. So ergibt sich aus (3.6) und (3.7) der Zusammenhang:

$$\frac{I(\chi_0 - h\nu)^{1/2}}{T^2} = Af(\mu) = Af\left(\frac{h\nu - \chi}{kT}\right) \quad (3.8)$$

wobei A eine Konstante ist und

$$\begin{aligned} f(\mu) &= e^\mu - \frac{e^{2\mu}}{2^2} + \frac{e^{3\mu}}{3^2} - \dots & (\mu \leq 0) \\ &= \frac{\pi^2}{6} + \frac{1}{2} \mu^2 - \left[e^{-\mu} - \frac{e^{-2\mu}}{2^2} + \frac{e^{-3\mu}}{3^2} - \dots \right] & (\mu \geq 0) \end{aligned} \quad (3.9)$$

Für die Bestimmung der Austrittsarbeit wird die Form des theoretischen Graphen mit gemessenen Graphen verglichen. Da $(\chi_0 - h\nu)^{1/2}$ in erster Näherung für sich ändernde μ konstant ist und nur die absolute Lage des Graphen verändert, nicht aber dessen Form, kann es vernachlässigt und in Gleichung (3.9) auf beiden Seiten der Logarithmus genommen werden. Daraus resultiert der Zusammenhang:

$$\log \frac{I}{T^2} = B + \Phi\left(\frac{h\nu - \chi}{kT}\right) \quad (3.10)$$

B ist eine temperatur- und frequenzunabhängige Konstante und der theoretische Graph von $\Phi(\mu)$ kann als Funktion von μ aufgetragen werden.

Nun kann für gemessene Photoströme der Logarithmus von (I/T^2) gegen $h\nu/kT$ angetragen werden. Dabei wird die Strahlungsleistung der Lampe bei den jeweiligen Filtern berücksichtigt, die mit einem Spektrometer gemessen wurde (Beispiel: Kapitel 3.2.1). Für die Bestimmung der Austrittsarbeit wird die Form der Kurven mit der Form theoretischer Graphen nach Gleichung (3.10) verglichen. Die absolute Lage des Graphen, welche durch die Konstanten A und B sowie den Term $(\chi_0 - h\nu)^{1/2}$ beeinflusst wird, ist von der Austrittsarbeit unabhängig. Für einen solchen Vergleich wird die gemessene Kurve auf einen Punkt normiert und die Simulation eines theoretischen Ergebnisses an diese Kurve angepasst, wodurch sich die Austrittsarbeit bestimmen lässt. Dieses Verfahren wird im Folgenden als „Fowler-Methode“ bezeichnet. Ein Beispiel für einen solchen Plot mit der dazugehörigen Messung ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Die verwendete Kupferprobe wurde vor der Messung abgeschliffen und gereinigt, die zu jedem Messpunkt gehörende Wellenlänge ist angegeben. Es ergibt sich eine Austrittsarbeit von 4,31

eV wobei ersichtlich ist, dass die theoretische Simulation nach der Fowler-Methode sehr nahe an den vier gemessenen Punkten liegt. Um die Genauigkeit der Methode darzustellen ist als Vergleich auch die Simulation einer um 0,05 eV größeren Austrittsarbeit abgebildet.

Für die experimentelle Messung der Austrittsarbeit wird ein LabVIEW-Programm verwendet, welches selbständig I-U-Kennlinien oder Messpunkte zur Berechnung der Austrittsarbeit aufnehmen und einen Graph nach der Fowler-Methode fitten kann. In diesem Programm wird auch der zuerst vernachlässigte Faktor $(\chi_0 - h\nu)^{1/2}$ berücksichtigt.

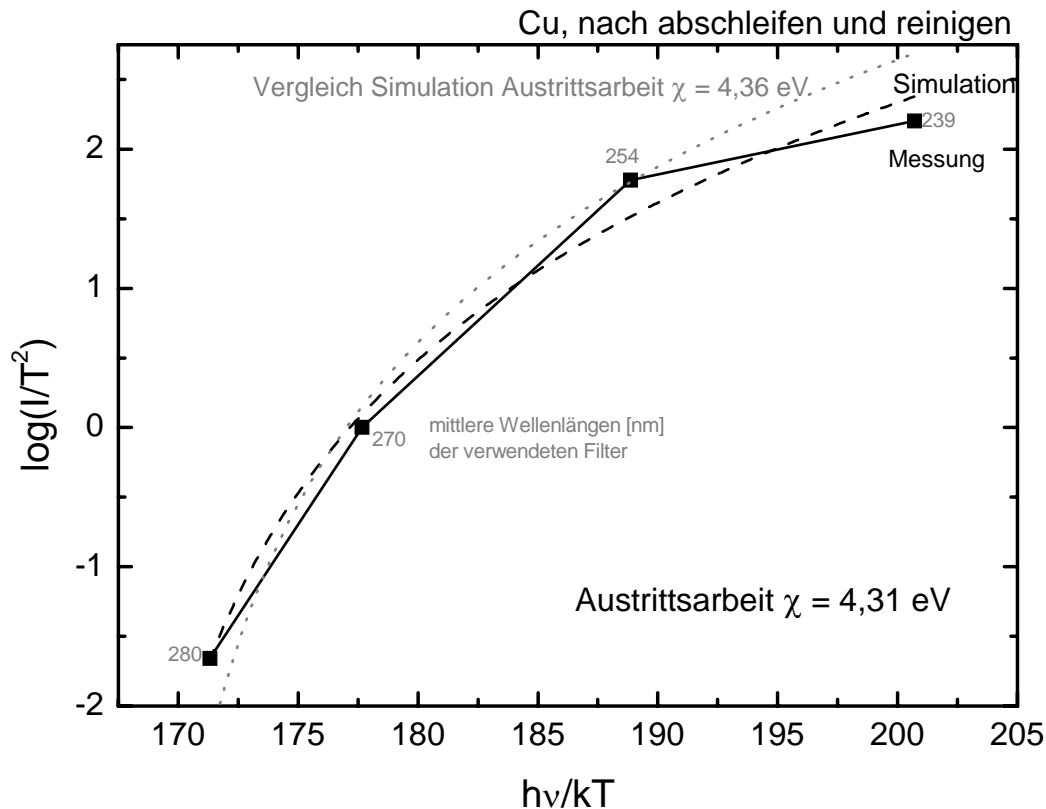


Abbildung 3.6: Fowler-Plot einer Kupferprobe. Die Messung ist auf den zweitkleinsten Wert normiert. Die gemessene Austrittsarbeit beträgt 4,31 eV, zum Vergleich ist auch die Kurve für 4,36 eV abgebildet.

Für Materialien mit einer relativ großen Austrittsarbeit von über 4 eV, dies betrifft bei den durchgeführten Messungen alle Proben die nicht mit Cäsium bedampft werden, werden nur Filter mit kleiner Wellenlänge, d.h. mit relativ großer Energie der durchgelassenen Photonen, eingesetzt (siehe Abbildung 3.6). Bei geringeren Austrittsarbeiten werden, um ein besseres Ergebnis mit größerer Genauigkeit zu erhalten, Filter mit größerer Wellenlänge verwendet.

Das beste Resultat kann erzielt werden, wenn Filter aus einem möglichst großen Wellenlängenbereich betrachtet werden. Eine Messung, bei der alle zur Verfügung stehenden Filter verwendet wurden, ist in Abbildung 3.7 zu sehen. Dabei wurde eine Molybdänprobe gemessen, die vorher mit Cäsium bedampft wurde. Es ist leicht zu erkennen, dass Theorie und Messung gut zusammenpassen. Des Weiteren ist der gemessene Wert

der Austrittsarbeit nicht von der Wahl der Filter abhängig. Da das verwendete Filterrads nur Platz für sechs Filter bietet und das Messprogramm für fünf Filter entworfen wurde, werden für die Messungen von großen Austrittsarbeiten die Filter mit den kleinsten Wellenlängen verwendet, für die Messung von kleinen Austrittsarbeiten (3 eV oder kleiner) wird eine Auswahl aus dem ganzen Bereich genommen. Die Auswahl ist in Abbildung 3.7 eingekreist.

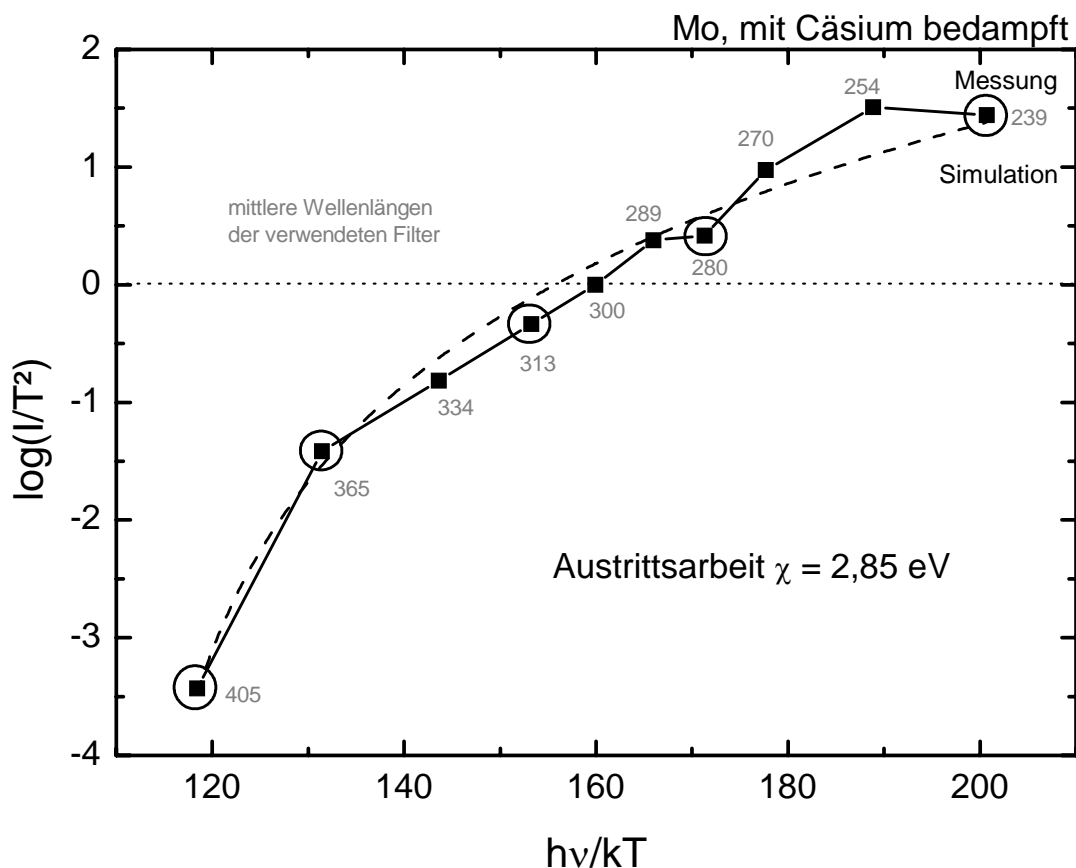


Abbildung 3.7: Messung des Photostroms und Fowler-Plot von cäsiiertem Molybdän. Die Messung ist auf den fünftkleinsten Wert normiert. Die gemessene Austrittsarbeit beträgt 2,85 eV. Die zu den eingekreisten Werten gehörenden Filter werden für die Messung niedriger Austrittsarbeiten verwendet.

3.3 Beobachtung der veränderlichen Austrittsarbeit mittels Laser

Die Methode von Fowler eignet sich gut zur Bestimmung der Austrittsarbeit bei Proben, deren Austrittsarbeit sich nicht schnell ändert. Allerdings benötigt jede einzelne Messung Zeit, so dass kurzfristige Veränderungen nicht beobachtet werden können. Soll also die Veränderung der Austrittsarbeit bei einer Probe bestimmt werden, wie in diesem Fall beim Aufdampfen eines anderen Materials, so wird eine Methode benötigt, die Änderungen der Austrittsarbeit möglichst instantan registriert.

Die Messzeit bei der Methode von Fowler hängt von der Anzahl der Wellenlängen ab, bei denen die Photoströme gemessen werden. Um eine kontinuierliche Messung zu er-

halten, dürfte demnach lediglich eine Wellenlänge gemessen werden. Dies ließe zwar keinen Rückschluss mehr auf die absolute Austrittsarbeit zu, würde aber Veränderungen im Photostrom und damit in der Austrittsarbeit sofort registrieren.

Um Licht bei genau einer Wellenlänge zu erhalten werden für diese Messungen Laser als Lichtquellen verwendet. Durch die Änderung des gemessenen Photostroms kann ist erkennbar, ob die Austrittsarbeit unterhalb der Photonenenergie des jeweiligen Lasers liegt. Ein zunehmender Strom ist gleichbedeutend mit einer abnehmenden Austrittsarbeit, nimmt der Photostrom ab, so bedeutet das, dass die Austrittsarbeit zunimmt, solange die Temperatur der beobachteten Probe dabei konstant bleibt. Dabei soll durch die intensive Strahlung des Lasers ein starkes und zuverlässiges Signal erhalten werden.

Diese Methode wurde bereits im Vakuum von Moody et al. [6] und in Wasserstoff- und Heliumplasma von Yamaoka et al. [7] verwendet. Bei beiden wurde, wie in der vorliegenden Arbeit, Cäsium auf Proben aufgedampft, bei Moody wurden Laser mit einer Wellenlänge von 230 – 405 nm, einer Leistung von 5 mW und als Proben Wolfram und Silber verwendet, Yamaoka verwendete Laser mit einer Wellenlänge von 488 und 650 nm, 20 – 100 mW Leistung und eine Molybdänoberfläche. In beiden Fällen kann aus dem Verlauf des Stroms auf den Verlauf der Austrittsarbeit geschlossen werden. Dabei werden gute Übereinstimmungen mit den Ergebnissen anderer Methoden festgestellt. Alle Daten deuten auf ein Minimum bei einer Austrittsarbeit unter 2 eV und einen sich danach einstellenden Sättigungswert hin.

Auf Grund der Dickenabhängigkeit der Austrittsarbeit einer Cäsiumschicht auf Molybdän (Abbildung 3.8) bieten sich zwei Laser an, bei 532 nm (entspricht 2,29 eV) und bei 650 nm (entspricht 1,96 eV). Mit dem Laser mit 532 nm Wellenlänge soll die Veränderung der Austrittsarbeit über einen möglichst großen Bereich beobachten werden, der Laser mit 650 nm Wellenlänge soll zeigen, wann die Austrittsarbeit sich ihrem Minimum annähert. Ab einer Bedeckung von etwa 0,4 Atomlagen sollte durch den 532nm-Laser ein deutlicher Photostrom zu messen sein, mit dem 650nm-Laser sind etwa zwischen 0,55 und 1 Atomlage deutliche Photoströme zu erwarten. Beim Aufwachsen von Cäsium wird deshalb recht früh ein Signal bei Bestrahlung durch den 532nm-Laser erwartet, das bei 0,65 Atomlagen Bedeckung ein Maximum hat und auch für größere Schichtdicken nicht verschwindet. Für den 650nm-Laser wird nur ein Signal für Bedeckungen in der Nähe des Minimums der Abhängigkeit erwartet, das an der gleichen Stelle ein Maximum aufweist wie das Signal des anderen Lasers.

Die 532nm-Laserdiode hat eine Ausgangsleistung von 100 mW und die 650 nm-Laserdiode besitzt eine Ausgangsleistung von 150 mW. Beide Laser sind Dauerstrichlaser, arbeiten im transversalen Grundmode (TEM_{00}), haben einen Strahldurchmesser von 1,5 mm und eine Strahldivergenz kleiner als 1,5 mrad.

Die Laser ersetzen im Messaufbau die UV-Lampe und die dazugehörige Optik, der übrige Versuchsaufbau bleibt unverändert.

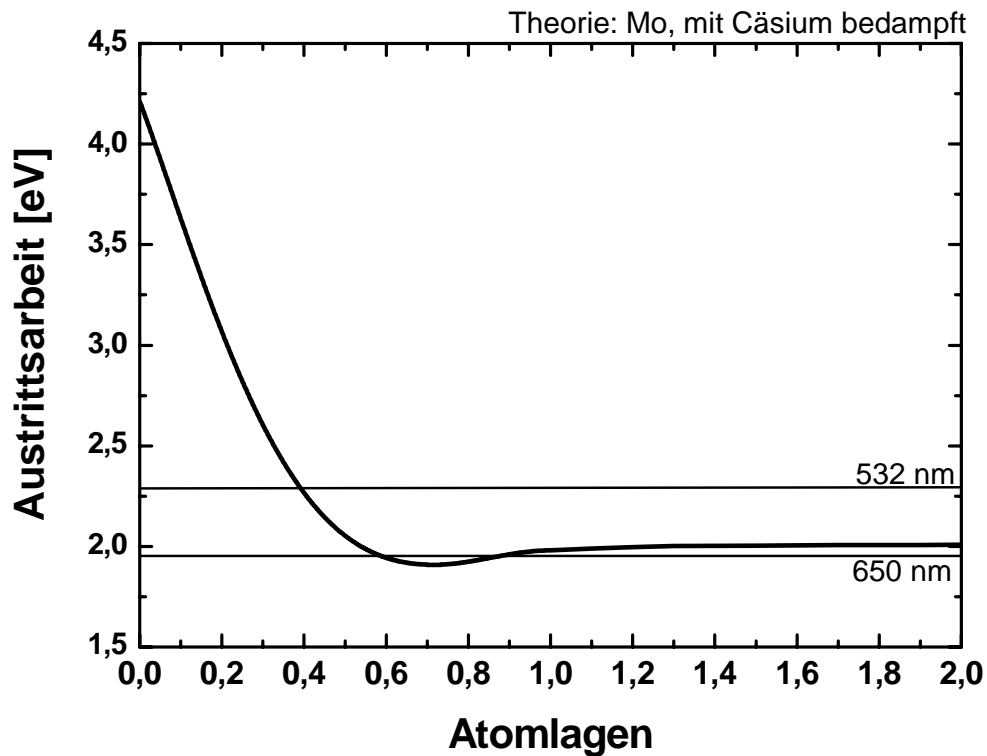


Abbildung 3.8: Änderung der Austrittsarbeit von mit Cäsium bedecktem Molybdän nach Yamaoka [7] und Energien der verwendbaren Laser.

3.4 Bestimmung der Cäsium-Schichtdicke mit Hilfe einer Quarzmikrowaage

Da in dieser Arbeit unter anderem die Austrittsarbeit in Abhängigkeit der Schichtdicke von Cäsium auf einer Probenoberfläche gemessen werden soll, ist eine Methode zur Bestimmung der Schichtdicke nötig. Dafür kann eine Quarzmikrowaage verwendet werden.

Die hier verwendete Quarzmikrowaage enthält zwei Schwingquarze. Da der Test einer Quarzmikrowaage mit einem Schwingquarz gezeigt hat, dass die Frequenz nicht stabil genug für so kleine Änderungen ist, wie sie hier gemessen werden, wird hier ein Messaufbau mit zwei fast identischen Schwingquarzen verwendet, deren Differenzfrequenz gemessen wird. Der Vorteil besteht darin, dass äußere Einflüsse, die nicht durch das Cäsium hervorgerufen werden, auf beide Schwingquarze wirken, was die einzelnen Frequenzen, meist aber nicht deren Differenz ändert. Nur für schnelle Änderungen der Temperatur bleibt die Quarzmikrowaage anfällig, da sich die Frequenz der einzelnen Schwingquarze dann nicht gleichmäßig ändert. Der Messquarz ist dabei dem Cäsium, das sich auf ihm ablagert, ausgesetzt, während der Referenzquarz vor dem Cäsium geschützt ist und sich seine Frequenz deshalb nicht ändert. Dieses Konzept wurde von Peter Turba am IPP Garching entwickelt und realisiert.

Jeder dieser Quarze kann durch eine angelegte Wechselspannung in eine resonante Schwingung versetzt werden. Diese Schwingung ist ohne äußere Einflüsse sehr fre-

quenzstabil und hängt neben fest vorgegebenen Werten wie der Resonanzfrequenz f_0 und der Quarzfläche A nur von der Masse des Schwingquarzes ab. Deshalb können mit ihm sehr genau sehr kleine Massenänderungen Δm bestimmt werden, aus denen wiederum die Schichtdicke des dazugehörigen Elementes berechnet werden kann. Für die Frequenzabhängigkeit des Schwingquarzes gilt nach Sauerbrey [25]:

$$\Delta f = -S_f \frac{\Delta m}{A} \quad (3.11)$$

Dabei ist S_f die Sauerbreykonstante

$$S_f = \frac{2f_0^2}{\sqrt{\rho_q \mu_q}} \quad (3.12)$$

mit der Dichte ρ_q und dem Schermodul μ_q des Quarzes.

Die Sauerbreykonstante ist also sowohl materialspezifisch als auch abhängig von der Resonanzfrequenz des Schwingquarzes. Bei der hier verwendeten Quarzmikrowaage beträgt die Resonanzfrequenz $f_0 = 5,8$ MHz und die Sauerbreykonstante $S_f = 0,04844$ Hz·cm²/ng.

Um mit einer solchen Quarzmikrowaage die Schichtdicke aus der Frequenzänderung zu bestimmen, wird die Fläche A_q ($= 0,95$ cm²) des Quarzes benötigt, auf der sich die Schicht bildet, sowie eine Beziehung zwischen Massenänderung und Schichtdicke. Mit den atomaren Daten von Cäsium für den Van-der-Waals-Radius $r_{vdW} = 2,62$ Å und die relative Atommasse $m_{Cs} = 132,9$ g/mol ergibt sich eine Massenänderung von

$$\Delta m = \frac{A_q}{A_{Cs}} \frac{m_{Cs}}{N_A} = 4,439 \cdot 10^{14} \cdot 2,207 \cdot 10^{-22} \text{ g} = 97,96 \text{ ng} \quad (3.13)$$

für jede Atomlage Cäsium. Dabei ist $A_{Cs} = \pi r_{vdW}^2 = 2,14 \cdot 10^{-19}$ m² die Querschnittsfläche eines Cäsiumatoms und $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ mol⁻¹ die Avogadro-Konstante.

Damit beträgt die Frequenzänderung pro Cäsium-Atomlage:

$$\Delta f = -S_f \frac{\Delta m}{A} = -0,04844 \frac{\text{Hzcm}^2}{\text{ng}} \cdot \frac{97,96 \text{ ng}}{0,95 \text{ cm}^2} = -4,995 \text{ Hz} \quad (3.14)$$

Der Messquarz ist etwas schwerer als der Referenzquarz, wobei die Fertigungstoleranz für die Schwingquarze für den Massenunterschied ausgenutzt wird. Darum besitzt er eine etwas größere Resonanzfrequenz (Frequenzunterschied ~ 1 -8 kHz). Nun werden diese beiden Schwingquarze so geschaltet, dass statt ihren Resonanzfrequenzen deren Differenz gemessen wird (Schaltskizzen P. Turba: siehe Anhang A). Aus der Änderung dieser Frequenzdifferenz lässt sich nun direkt die Schichtdicke von Cäsium auf dem Messquarz bestimmen.

Zur Bestimmung der Schichtdicke wird die Quarzmikrowaage durch einen seitlichen Flansch oder einen Flansch im Boden des Experimentes in die Plasmakammer einge-

bracht und so ausgerichtet, dass die Oberfläche des Messquarzes ebenso wie die Probenoberfläche in Richtung der Verdampfungsquelle zeigt und beide etwa gleich weit davon entfernt sind. Die Frequenzdifferenz wird mit einem Tektronix TDS 2002B Oszilloskop gemessen. Zuerst wurde die Frequenzdifferenz an einem „BlackStar Meteor100 Frequency Counter“ ausgegeben. Dieser ist jedoch nicht so genau wie das Oszilloskop und benötigt 10 Sekunden für eine Messung, was sich für schnell ändernde Bedeckungen als ungenügend erwiesen hat.

Während den ersten Messungen wurde die Quarzmikrowaage durch einen seitlichen Flansch in den Reaktor eingebracht. Der Flansch mit der daran angebauten Quarzmikrowaage ist in Abbildung 3.9 zu sehen.

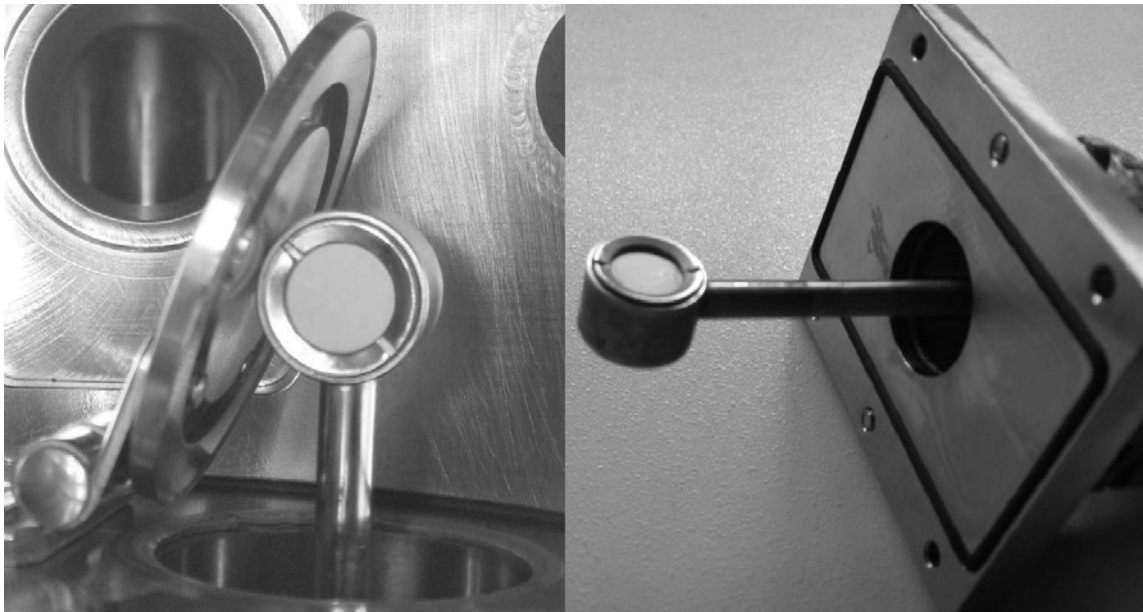


Abbildung 3.9: Quarzmikrowaage, links mit Klappe durch Flansch im Boden, rechts mit Seitenflansch.

Dadurch gab es jedoch keine Möglichkeit, die empfindliche Mechanik der Schwingquarze vor der Hitze des Plasmas zu schützen, und wäre sie jedes Mal ausgebaut worden, wäre Luft in den Reaktor gekommen und das Cäsium hätte mit dem Sauerstoff der Luft reagiert. Deshalb wird die Quarzmikrowaage für alle weiteren Messungen durch einen Flansch im Boden in den Reaktor geführt. Um die Quarzmikrowaage vor dem Plasma zu schützen, kann sie im Vakuum aus dem Reaktor heraus in ihren Anschlussflansch gefahren werden. Der Zugang zum Reaktor wird dann durch eine Klappe verschlossen. Die Klappe liegt auf der Quarzmikrowaage auf, so dass sie durch die Schwerkraft geschlossen und durch die Quarzmikrowaage selbst geöffnet wird. Ein Bild der Klappe ist ebenfalls in Abbildung 3.9 gezeigt.

Der Einsatz der Quarzmikrowaage zur Schichtdickenmessung war mit verschiedenen Problemen verbunden. Die Quarzmikrowaage wurde bereits im IPP am Teststand BATMAN eingesetzt, in welchem auch Cäsium zur Erniedrigung der Austrittsarbeit eingesetzt wird. Jedoch sind die dabei erhaltenen Ergebnisse widersprüchlich und nicht

zu gebrauchen, da sie ein Sinken der Frequenzdifferenz mit der Zeit zeigen, was einer Massenabnahme entspricht. Außerdem war die Quarzmikrowaage eine gesamte Messkampagne von drei Monaten im Experiment, weshalb sie über längere Zeit großen Belastungen ausgesetzt war. Außerdem reagierte das Cäsium mit der Goldbeschichtung des Messquarzes und bildete die halbleitende Verbindung CsAu (siehe [26]).

Auch bei den ersten Messungen für die Austrittsarbeit im Plasmareaktor gab es Schwierigkeiten mit der Zuverlässigkeit der Quarzmikrowaage. Sie fiel mehrmals aus, einmal nach Überhitzung durch Kontakt mit dem Plasma, ein weiteres Mal beim Bedampfen mit Cäsium, wobei der genaue Grund nicht geklärt werden konnte. Des Weiteren reagierte das Cäsium mit der Goldbeschichtung, wodurch diese abgelöst und der Schwingquarz fast transparent wurde. Neben Reparaturen der überhitzten Komponenten und Ersetzen der Schwingquarze wurden andere Federn eingebaut, worauf die Quarzmikrowaage jetzt problemlos läuft. Zwar reagiert das Cäsium immer noch mit der Goldbeschichtung, jedoch bleibt die entstehende Verbindung auf dem Schwingquarz zurück, wodurch die Messung der Massenänderung nicht beeinflusst wird.

Bei Versuchen zur Stabilität wurde festgestellt, dass die zur Verdampfung verwendeten Cäsiumdispenser einen Einfluss auf die gemessene Frequenzdifferenz haben. So zeigt der Verlauf der Frequenzdifferenz zwischen Mess- und Referenzquarz direkt nach dem Einschalten der Dispenser eine Senke, bevor die Differenz, wie erwartet, zu steigen beginnt. Parallel dazu fällt die Frequenz für einige Minuten, nachdem die Dispenser bereits ausgeschaltet sind, bevor sie sich stabilisiert. Dies erklärt sich dadurch, dass sich der Messquarz durch die Wärmestrahlung der Dispenser, die einige hundert Grad heiß werden und bei größeren Strömen zu glühen beginnen, erwärmt und ausdehnt, was eine Änderung seiner Eigenfrequenz mit sich bringt.

Dieser Einfluss auf die Messung kann jedoch umgangen werden, indem nach dem Ausschalten der Cäsiumdispenser etwa zwei Minuten gewartet wird, bis sich die Frequenzdifferenz der Quarzmikrowaage stabilisiert hat. Die dann erhaltenen Werte für die Änderung der Frequenzdifferenz eignen sich sehr gut für die Bestimmung der Schichtdicke.

Bei den in Kapitel 5.3 beschriebenen Messungen wird die Schichtdicke immer auf diese Art bestimmt.

3.5 Cäsium-Dispenser

Da Cäsium ein sehr reaktives Material ist, leichtentzündlich, ätzend und mit einem Schmelzpunkt von 28,45 °C, kann Cäsium in elementarer Form an Luft nicht gehandhabt werden. Deshalb wird hier Cäsium mit Hilfe von sogenannten Alkalimetall-Dispensern in die Plasmakammer eingebracht (Abbildung 3.10).

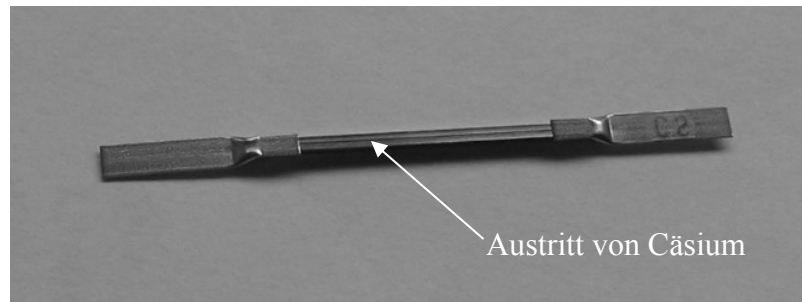


Abbildung 3.10: Cäsium-Dispenser der Firma SAES Getters (Bezeichnung: Cs/NF/8/25/FT 10+10). Ein Dispenser der Maße 1,35 x 1 x 25 mm enthält 10,8 mg Cäsium.

In diesen sind jeweils 10,8 Milligramm Cäsium in einem Chromat eingebunden (Cs_2CrO_4), so dass es in Normalbedingungen stabil ist. Außerdem ist ein Gettermaterial mit der Bezeichnung St 101, bestehend aus 84% Zirkonium und 16% Aluminium, beigefügt. Werden die Dispenser erhitzt, indem Strom im Bereich von 5-8 Ampere hindurchgeschickt wird, entsteht elementares Cäsium und tritt als Dampf durch einen Schlitz im Dispensermantel aus. Die anderen aus dem Cäsiumsalz entstehenden Gase werden durch das Gettermaterial absorbiert.

Die Menge an freigesetztem Cäsium kann für zwei Betriebsströme (6,5 A und 7,5 A) aus Abbildung 3.11 entnommen werden. Diese entstammt den Produktinformationen des Herstellers [27]. Es ist ein Abfall der Cäsiumverdampfung mit der Zeit zu erkennen, da die Kurve der Ausbeute eine deutliche Krümmung zeigt.

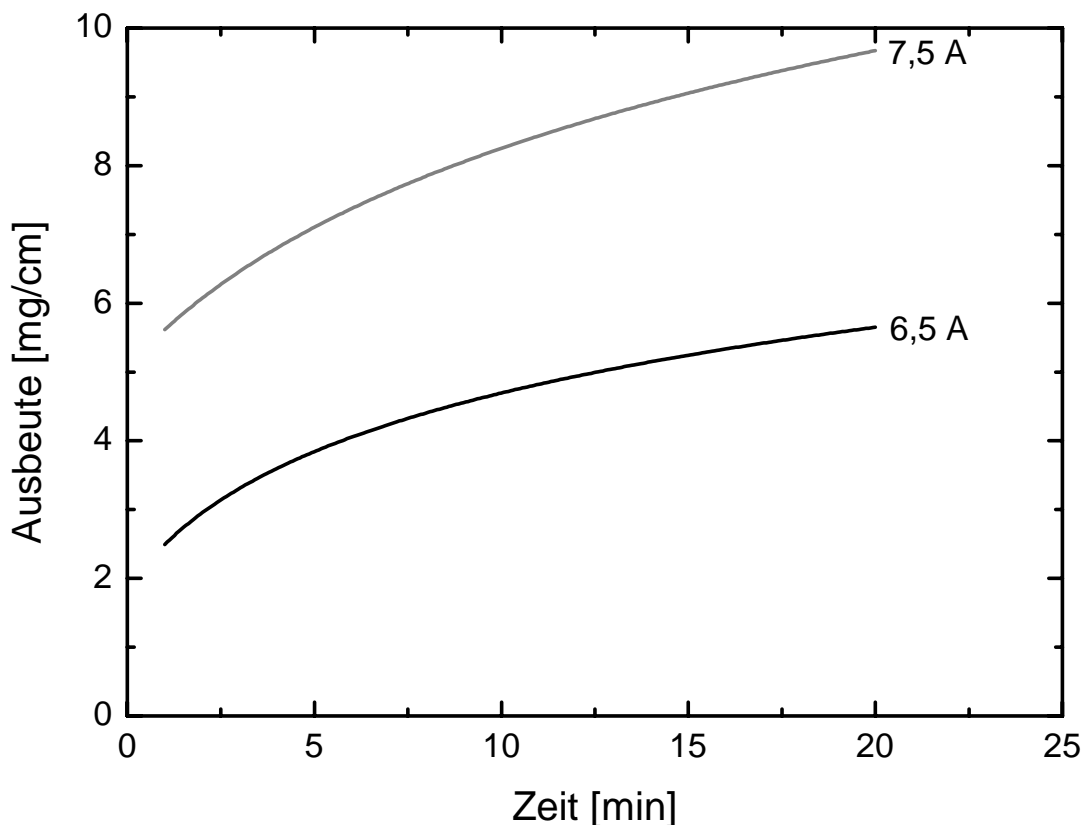


Abbildung 3.11: Cäsium-Ausbeute von Dispensern bei zwei verschiedenen Strömen, 7,5 A (grau) und 6,5 A (schwarz). [27]

Dabei ist zu beachten, dass für diese Messungen der Stromfluss durch die Dispenser von 0 A um 0,1 A/min erhöht wurde, bis der angegebene Betriebsstrom erreicht wurde. Dieser Zeitpunkt ist der Nullpunkt der Messung für die Zeitachse, für die Ausbeute wird aber die gesamte Menge an verdampftem Cäsium angegeben.

Bei einem Betriebsstrom von 7,5 A ist demnach nach 75 Minuten langsamen Erhöhen des Stromes und nach 20 Minuten Verdampfens fast der gesamte Inhalt eines Dispensers abgegeben. Bei 6,5 A ist nach 65 Minuten Erhöhen des Stromes und 20 Minuten Verdampfens erst knapp über die Hälfte des Cäsiums verbraucht.

Da in der Plasmakammer nach dem ersten Einsatz der Dispenser elementares Cäsium an allen Oberflächen haftet ist ein Umbau oder Austausch einzelner Komponenten erst nach einer Reinigung der Kammer oder unter großer Vorsicht möglich. Um unnötigen Aufwand zu vermeiden wird deshalb eine Vorrichtung zum Einbau und Betrieb von acht Dispensern verwendet. Diese besitzt eine Vakuumdurchführung und Stromanschlüsse für die eingebauten Dispenser, so dass diese einzeln betrieben werden können (Abbildung 3.12).

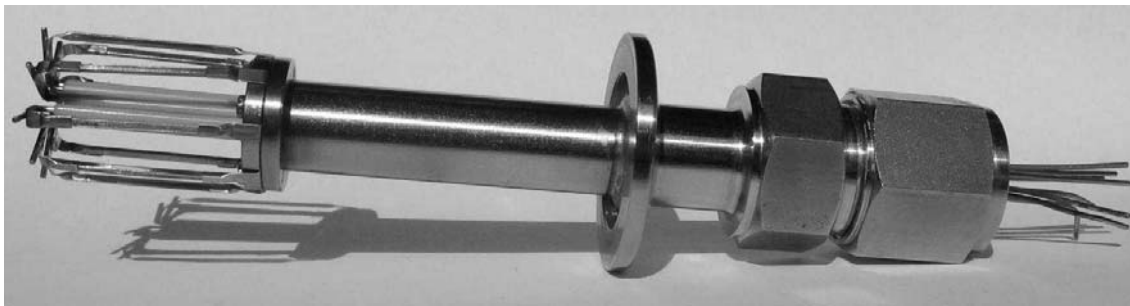


Abbildung 3.12: Vorrichtung zum Betrieb von acht Dispensern (mit eingebauten Dispensern).

Es stand außerdem ein 1g Dispenser zur Verfügung, der aber wegen seiner Größe (100x24x6 mm) und dem zum Verdampfen des Cäsiums nötigen Strom (mehr als 60 A) nicht eingesetzt wurde. Für Dispenser dieser Größenordnung ist der Einsatz in entsprechend größeren Experimenten sinnvoll.

Brennt während des Einsatzes der Dispenser ein Plasma, so werden Emissionslinien des Cäsium beobachtet, um festzustellen, ob die Dispenser noch ausreichend Cäsium abgeben. Außerdem wird vor der manuellen Reinigung der Kammer immer für längere Zeit ein Argon-Wasserstoff-Plasma (Ar-H₂-Plasma) gebrannt, um den Großteil des Cäsiums schon vorher von den Wänden zu lösen und die Reinigung zu erleichtern. Dieses Plasma ist für die Reinigung gut geeignet, da die schweren Argonionen durch physikalische Zerstäubung Rückstände von den Wänden lösen können, während Wasserstoff durch seine chemische Reaktivität Verbindungen aufbrechen kann. Durch Beobachtung der Cäsium-Linien lässt sich feststellen, wie sich die Menge an Cäsium in der Kammer verringert. Sinkt die Intensität nicht mehr wesentlich, muss das übrige Cäsium durch manuelle Reinigung entfernt werden.

Die Beobachtung der Emissionslinien erfolgt durch das SPEX 1000M Spektrometer. Dieses Spektrometer mit Czerny-Turner-Aufbau hat eine Brennweite von 1m und ein Gitter mit 1800 Strichen/mm. Die Plasmastrahlung wird über einen Lichtleiter mit 400 μm Durchmesser eingekoppelt und von einer CCD-Kamera (back illuminated) mit 2000 x 800 Pixeln detektiert.

Am intensivsten sind die Cäsium-D-Linien bei 852,1 nm (D1) und bei 894,3 nm (D2). Dabei handelt es sich um den Übergang vom 6p- zum 6s-Orbital (Details siehe Anhang B). Da Argon ebenfalls bei 852,1 nm eine starke Emissionslinie besitzt wird zum Beobachten des Cäsiums in Argon-Plasmen die Linie bei 894,3 nm verwendet, in anderen Plasmen jeweils die Linien bei 852,1 nm.

3.6 Aufbau für Messungen mit Cäsium

Cäsium wird mit Hilfe der oben genannten Dispenser erst nach Einbringen der Probe ins Vakuum aufgebracht, weil es sonst schon vorher reagieren würde. Deshalb ist ein Aufbau für die Messung der Austrittsarbeit nötig, der Anschlussmöglichkeiten für die Cäsiumdispenser sowie alle nötigen Diagnostikmethoden bietet. Für diese Messungen wird ein Boden mit Durchführungen für die Strommessung, die Cäsium-Dispenser und die Quarzmikrowaage verwendet (Abbildung 3.13).

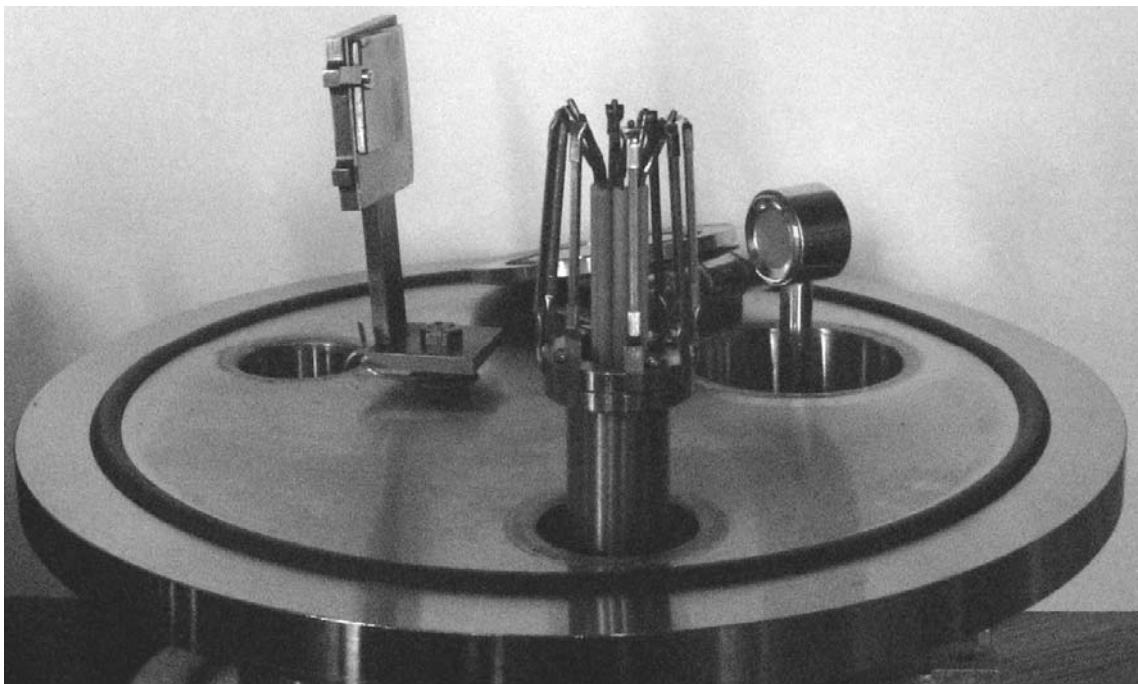


Abbildung 3.13: Reaktorboden mit eingebauten Dispensern, Quarzmikrowaage und Probenhalter.

4 Verifizierung der Messmethoden

4.1 Austrittsarbeit verschiedener Materialien

Um mit den Methoden vertraut zu werden, sie über größere Bereiche zu testen und einige Vergleichswerte für betrachtete Materialien zu bekommen werden sowohl mit der Fowler-Methode als auch mit der Bremspotential-Methode verschiedene Proben gemessen. Die Austrittsarbeit der verschiedenen Proben liegt laut Literaturangaben zwischen 0,99 und 5,66 eV, mit Bariumoxidpaste am unteren und Platin am oberen Ende des Bereichs.

Als Proben werden Kupfer, mit Lanthan dotiertes Molybdän (MoLa), Lanthanheptaborid (LaB_6), Bariumoxid (BaO) und ein Platingitter verwendet (siehe Abbildung 4.1).

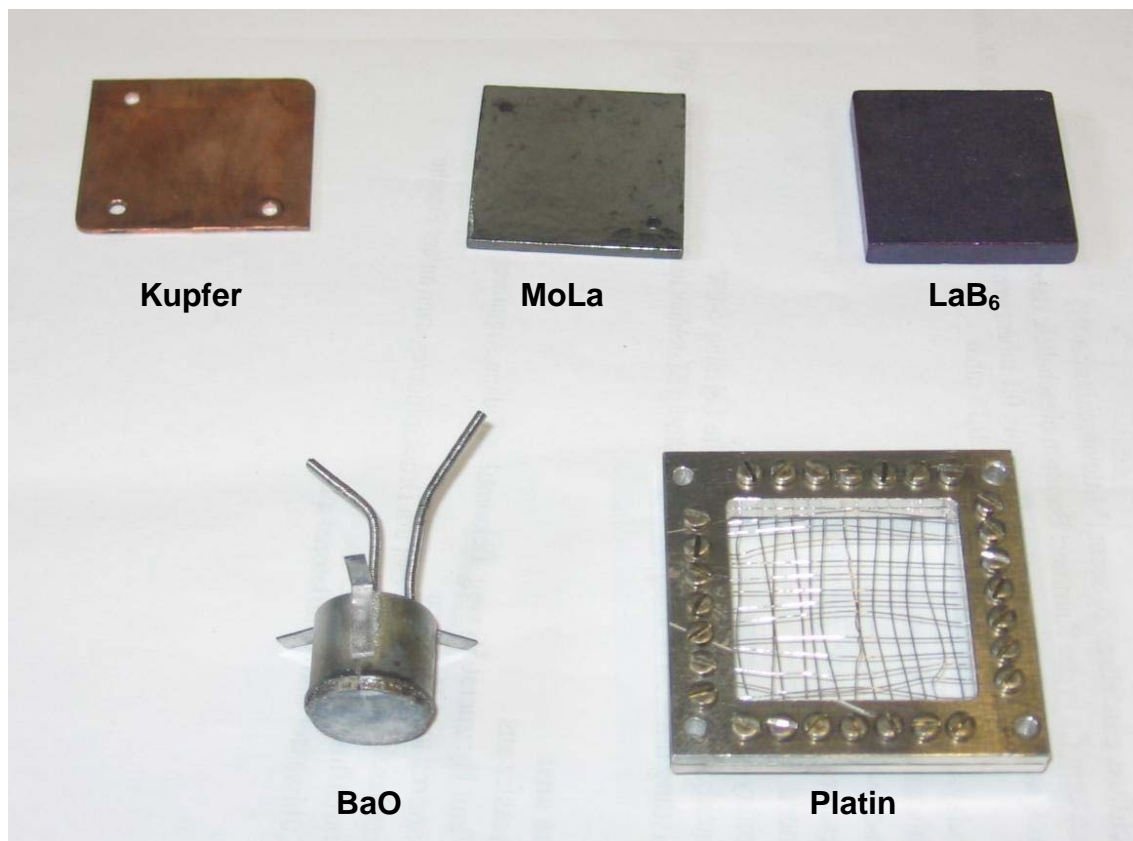


Abbildung 4.1: Proben für Messungen der Austrittsarbeit, von links oben: Kupfer, MoLa, LaB₆, BaO, Platin.

Für die Kupferprobe ist eine Austrittsarbeit um 4,5 eV zu erwarten, da die Literaturangaben zwischen 4,84 eV ([28]) und 4,39 eV ([29]) liegen. Vor den Messungen wird die

Kupferprobe abgeschliffen, um eine eventuell vorhandene Kupferoxidschicht an der Oberfläche abzutragen, da diese sonst die Größe der Austrittsarbeit bestimmen würde. Die gemessenen Austrittsarbeiten nach der Fowler-Methode sind alle im Bereich zwischen 4,33 und 4,41 eV und damit im unteren Bereich der Literaturangaben. Eine Abbildung eines dazugehörigen Fowler-Plots ist in Kapitel 3.2.3 zu finden (Abbildung 3.6).

Aus der Bremspotential-Methode werden dagegen Werte zwischen 2,8 und 3,8 eV für die Austrittsarbeit (vgl. Abbildung 3.5) erhalten. Die großen Abweichungen sowie der deutliche Unterschied zwischen den gemessenen Werten und den Literaturangaben lassen vermuten, dass diese Methode sehr ungenau ist. Darauf wird in Kapitel 4.2 genauer eingegangen.

Während die Austrittsarbeit von Molybdän bei 4,26 eV liegt ([29]), wird die Austrittsarbeit von Lanthan in [30] als 3,5 eV angegeben. Durch eine Dotierung von Molybdän mit Lanthan (MoLa) soll die Austrittsarbeit auf Werte deutlich unter 3 eV sinken ([31]).

Die Oberfläche der MoLa-Probe wird vor den Messungen abgeschliffen, mit Hilfe eines Argon-Wasserstoff(Ar-H₂)-Plasmas behandelt oder die Probe wurde unter Stickstoffatmosphäre ausgeheizt. Ar-H₂-Plasmen werden gewählt, weil sie besonders effektiv bei der Reinigung von Oberflächen sind. Sofern keine abweichenden Angaben dazu gemacht werden bestehen die verwendeten Ar-H₂-Plasmen aus 90% Argon und 10% Wasserstoff. Der Druck beträgt 14 Pa und es wird eine Leistung von 200 W am Generator eingestellt. Dennoch sind die gemessenen Austrittsarbeiten nach allen Oberflächenbehandlungen bei fast genau 4,4 eV (Fowler-Methode) bzw. zwischen 3,3 und 3,7 eV (Bremspotential-Methode). Damit entsprechen die Ergebnisse ebenso wie die dazugehörigen Graphen in etwa denen von Kupfer.

Der Unterschied zwischen den beiden Methoden legt die Durchführung einer weiteren Referenzmessung nahe. Deshalb wurde die Austrittsarbeit der MoLa-Probe auch Ex-situ mit einer Kelvin-Sonde an einem anderen Experiment gemessen. Der erhaltene Wert beträgt $4,45 \text{ eV} \pm 0,10 \text{ eV}$, was mit dem Resultat der Fowler-Methode gut übereinstimmt. Ein kurzer Überblick über die Funktionsweise einer Kelvin-Sonde ist in Kapitel 3.2 gegeben.

Es wird ebenfalls die Austrittsarbeit einer Lanthanhexaborid(LaB₆)-Probe gemessen, da LaB₆ eine Austrittsarbeit um 2,5 eV aufweist, wie schon in verschiedenen Experimenten aus der Literatur gezeigt wurde ([32], [33]). Mit dem vorhandenen Aufbau wurde bereits eine LaB₆-Probe gemessen und Werte von unter 3 eV für die Austrittsarbeit erreicht. Da diese Probe für spätere Messungen nicht mehr verfügbar ist wird eine neue Probe verwendet. Bei dieser Probe kann keine geringere Austrittsarbeit als bei den anderen Materialien festgestellt werden. Es werden mehrere Messungen durchgeführt, die Probe wird abgeschliffen oder mit Plasma behandelt. Die Ergebnisse liegen für die Fowler-Methode zwischen 4,35 und 4,43 eV, für die Bremspotential-Methode zwischen 3,8 und 4,1 eV. Bei einer Rutherford-Backscattering-Analyse der Probe stellt sich heraus, dass diese zu viel Bor enthält, so dass es sich nicht wie bestellt um LaB₆, sondern

um LaB_7 handelt. Deshalb wurden nicht die erwarteten niedrigen Austrittsarbeiten gefunden.

Die Verwendung von Barium zur Messung einer niedrigen Austrittsarbeit liegt nahe, da Barium eine Austrittsarbeit von 2,52 eV ([34]) besitzt. Die Angaben in der Literatur zur Austrittsarbeit von Bariumoxid weichen recht stark voneinander ab, sie reichen von 0,99 eV für BaO-Paste ([29]) bis zu etwa 2,4 eV für eine BaO-Schicht auf Wolfram ([35]).

Für die BaO-Probe wird BaO-Paste auf ein Substrat aufgetragen, was in diesem Fall von Dr. Elisabeth Wolfrum am IPP Garching durchgeführt wurde. Die BaO-Probe wird vor den Messungen kurz mit einem Ar- H_2 -Plasma behandelt oder abgeschliffen, um die Oberfläche zu reinigen. Nachdem dadurch keine niedrigeren Austrittsarbeiten gemessen werden können (Messwerte um 4,4 eV), wird die Probe erst gründlich abgeschliffen und danach längere Zeit mit Ar- H_2 -Plasma behandelt. Dadurch sinkt die gemessene Austrittsarbeit auf 3,9 bis 4 eV und steigt nach kurzer Zeit wieder auf über 4,3 eV. Aus der Bremspotential-Methode ergeben sich Werte zwischen 3,13 und 3,65 eV. Damit liegen die Resultate der Fowler-Methode etwas unter den Ergebnissen der anderen Materialien, sind aber noch weit von dem Bereich entfernt, der spätestens mit Cäsium erreicht werden soll.

Die Austrittsarbeiten, die bisher im Rahmen dieser Arbeit gemessen werden konnten, waren nicht so gering wie erwartet, sie lagen für die Fowler-Methode zwischen 3,9 und 4,4 eV und für die Bremspotential-Methode zwischen 2,8 und 4,1 eV. Statt einer kleineren soll nun eine größere Austrittsarbeit gemessen werden. Dafür wird ein Platin-Gitter verwendet, da Platin laut Literaturangaben eine Austrittsarbeit zwischen 5,3 ([29]) und 5,66 eV ([28], [34]) besitzt. Das Platin-Gitter war ursprünglich statt der Reaktorwand als Gegenelektrode für die Photostrommessung verwendet worden, hatte sich aber nicht als nötig erwiesen, da die Ergebnisse mit der Reaktorwand als Gegenelektrode identisch waren.

Das Platin-Gitter wird vor den Messungen mit Ar- H_2 -Plasma behandelt. Eine manuelle Reinigung wird nicht vorgenommen, um die relativ dünnen Drähte nicht zu zerstören. Die nominelle Auswertung der erhaltenen Daten liefert eine Austrittsarbeit für Platin von 4,4 (Fowler), bzw. 3,8 eV (Bremspotential). Jedoch sind diese Werte mit Vorsicht zu genießen, da die Wellenlängen, mit denen die Probe zur Bestimmung der Austrittsarbeit bestrahlt wurde, zwischen 4,14 und 5,19 eV liegen. Damit ist es nicht möglich, Austrittsarbeiten über 5 eV vernünftig zu bestimmen, da die verwendeten Filter nur Photonen mit zu geringer Energie durchlassen. Für energiereichere Photonen wäre neben anderen Filtern allerdings auch eine Lichtquelle mit stärkerem ultraviolettem Licht nötig.

Ein Vergleich der Sättigungsströme mit den Sättigungsströmen von Kupfermessungen lässt darauf schließen, dass der tatsächliche Wert der Austrittsarbeit etwa bei 4,88 eV liegt. Diese Betrachtung ist jedoch nur eine vage Abschätzung, da der absolute Sättigungsstrom sehr von der Oberflächenbeschaffenheit abhängt und für sich genommen

keine Aussage über die Austrittsarbeit geben kann. Es soll nur erwähnt werden, dass die erhaltenen Messwerte einer Austrittsarbeit von Platin im Bereich von fast 5 eV nicht widersprechen und dass für eine Messung von Austrittsarbeiten, die größer sind als 4,6 eV, die hier verwendete Lampe und die Filter nicht geeignet sind.

In Tabelle 4.1 sind die Ergebnisse dieser Messungen zusammengefasst.

Tabelle 4.1: Ergebnisse der Austrittsarbeytmessungen zum Vergleich der Methoden.

Material	Austrittsarbeit (eV)			Behandlung
	Soll(Literatur)	Fowler	Retarding	
Kupfer	4,39 - 4,84	4,33 - 4,41	2,8 - 3,8	schleifen&reinigen
MoLa	2,6 - 2,9	4,36 - 4,42	3,3 - 3,7	schleifen&reinigen/ausheizen/Ar-H ₂ -Plasma
LaB ₆	2,5	4,35 - 4,43	3,8 - 4,1	schleifen&reinigen/Ar-H ₂ -Plasma
BaO-Paste	0,99	3,9 - 4,4	3,13 - 3,65	schleifen&reinigen/Ar-H ₂ -Plasma
Platingitter	5,3 - 5,66	4,4	3,8	Ar-H ₂ -Plasma

4.2 Dunkelstrom und Fehler

Bei den Messungen fällt auf, dass kleine Ströme von den erwarteten Werten relativ stark abweichen. Der Grund dafür ist die in diesem Bereich starke Empfindlichkeit des Picoamperemeters gegenüber äußeren Störungen. Das ist vor allem dann der Fall, wenn sich die Photonenenergien im Bereich der Austrittsarbeit bewegen oder kleiner sind. Die Fowlersche Theorie gilt zwar auch für diesen Fall, nur wird der tatsächliche Photostrom dann von Kriechströmen überlagert. Außerdem führt auch die Tatsache, dass die tatsächliche Transmission der verwendeten Filter nicht nur auf eine Wellenlänge beschränkt ist, sondern mehrere Nanometer umfasst, zu größeren Strömen als erwartet. Um ein gutes Ergebnis zu erhalten sollten deshalb nur Messpunkte in die Auswertung einbezogen werden, deren zugehörige Energie mindestens 0,1 eV über der Austrittsarbeit liegt.

Um die Genauigkeit der erhaltenen Ergebnisse zu bestimmen und den Unterschied zwischen der Bremspotential- und der Fowler-Methode zu untersuchen wurden direkt hintereinander mehrere I-U-Kennlinien des Dunkelstroms unter sonst gleichen Bedingungen aufgenommen (siehe Abbildung 4.2). Es ist deutlich zu erkennen, dass der Dunkelstrom (aufgetragen in Picoampere) im Bereich der negativen Spannung sehr stark variiert. Da die Bremspotential-Methode im Bereich dieser Schwankungen misst wird eine exakte Bestimmung des Bremspotentials verhindert und die Bestimmung der Austrittsarbeit aus dem Bremspotentials wird sehr ungenau (Fehler > 0,5 eV). Außerdem zeigt der Vergleich mit den Messungen der Kelvin-Sonde (Fehler < 0,1 eV), dass die Werte der Austrittsarbeit für die Bremspotential-Methode deutlich verfälscht sind.

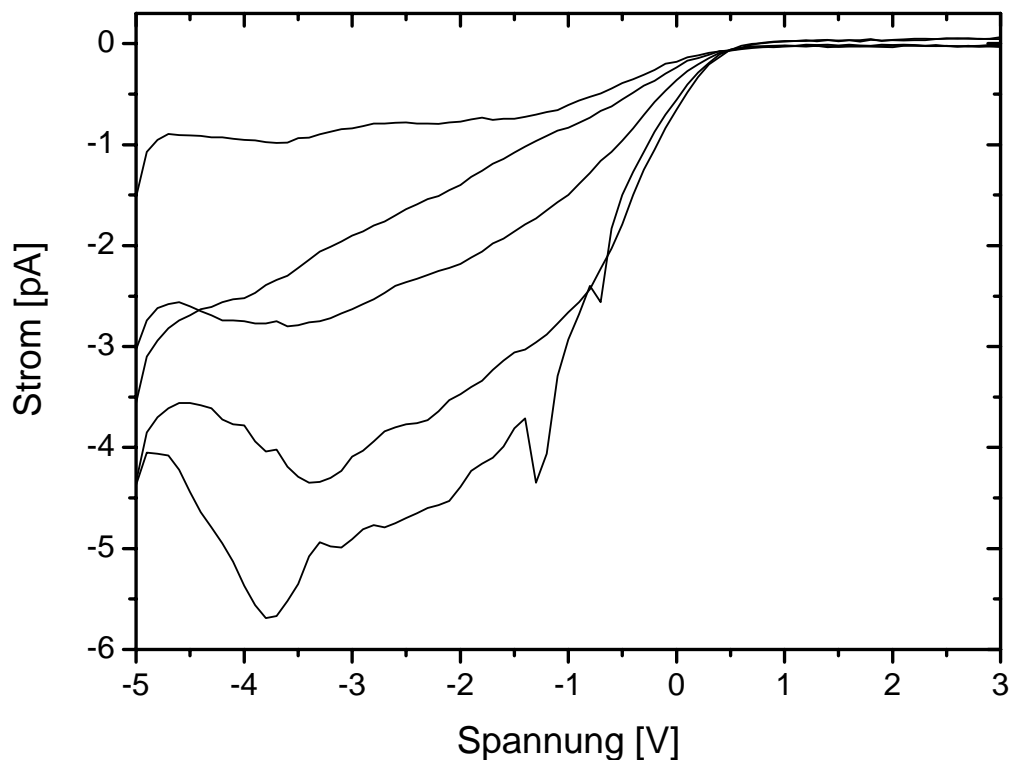


Abbildung 4.2: I-U-Kennlinien des Dunkelstroms bei jeweils gleichen Bedingungen.

Die Schwankungen der Sättigungsströme für positive Spannungen sind deutlich geringer und die Größe der Ströme ist, verglichen mit den gemessenen Strömen bei Lichteinfall, verschwindend gering. Dadurch wird die Fowler-Methode, die im Bereich der Elektronensättigung misst, durch den Dunkelstrom nicht beeinträchtigt. Messungen mit der Kelvin-Sonde bestätigen die Ergebnisse der Fowler-Methode. Als Fehler der Fowler-Methode bleiben das Transmissionsprofil der Filter und die Simulation. Der Fehler durch die Simulation liegt im Bereich von $0,1 \text{ eV}$ und damit deutlich unter dem Fehler der Bremspotential-Methode. Die Ungenauigkeiten durch das endliche Transmissionsprofil wurden in die Betrachtungen einbezogen indem aus dem Spektrum der Intensität jedes Filters die Energie der einfallenden Strahlung berechnet wurde. Diese Energie wird in den Vergleich mit den theoretischen Werten einbezogen. Der Gesamtfehler der Fowler-Methode liegt deshalb unter $0,2 \text{ eV}$.

4.3 Druckabhängigkeit der Austrittsarbemessung

Für eine genaue Messung des Photostroms ist ein relativ gutes Vakuum nötig, da größere Mengen Gas zwischen der Probe und der Reaktorwand die emittierten Elektronen streuen würde. Damit möglichst alle Photoelektronen die Reaktorwand erreichen sind freie Weglängen λ_{mi} der Elektronen nötig, die mindestens im Bereich von 10 cm liegen. Im verwendeten Versuch war ein Druck von bis zu $2 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$ möglich. Die durchgeführten Plasmabehandlungen finden aber bei einem Druck von 14 Pa statt und der Reak-

tor muss danach erst wieder ganz evakuiert werden. Da dies mindestens 15 Minuten dauert, manche Messungen aber möglichst schnell nach Plasmabehandlungen durchgeführt werden sollen, herrscht nicht bei allen Messungen der gleiche Druck. Deshalb erstreckt sich der Druckbereich, in dem die Messungen durchgeführt werden, von etwa $3 \cdot 10^{-5}$ mbar bis $2 \cdot 10^{-6}$ mbar, was nach der Formel

$$\lambda_{mi} = \frac{1}{4\pi} \frac{kT}{r_B^2 p} \quad (4.1)$$

freien Weglängen von 4-70 m entspricht. Dabei ist p der Druck und r_B der Radius der Gasatome (hier Wasserstoff), für T wird Raumtemperatur angenommen.

Um zu prüfen, ob unterschiedliche Drücke in diesem Bereich einen Einfluss auf die Ergebnisse der Messungen haben, wurde deshalb die Austrittsarbeit einer abgeschliffenen und gereinigten Molybdänprobe in Abhängigkeit vom Druck gemessen (Abbildung 4.3). Dafür wurde nach jeder Messung der Druck durch Schließen des Eckventils erhöht und die Austrittsarbeit denn erneut gemessen.

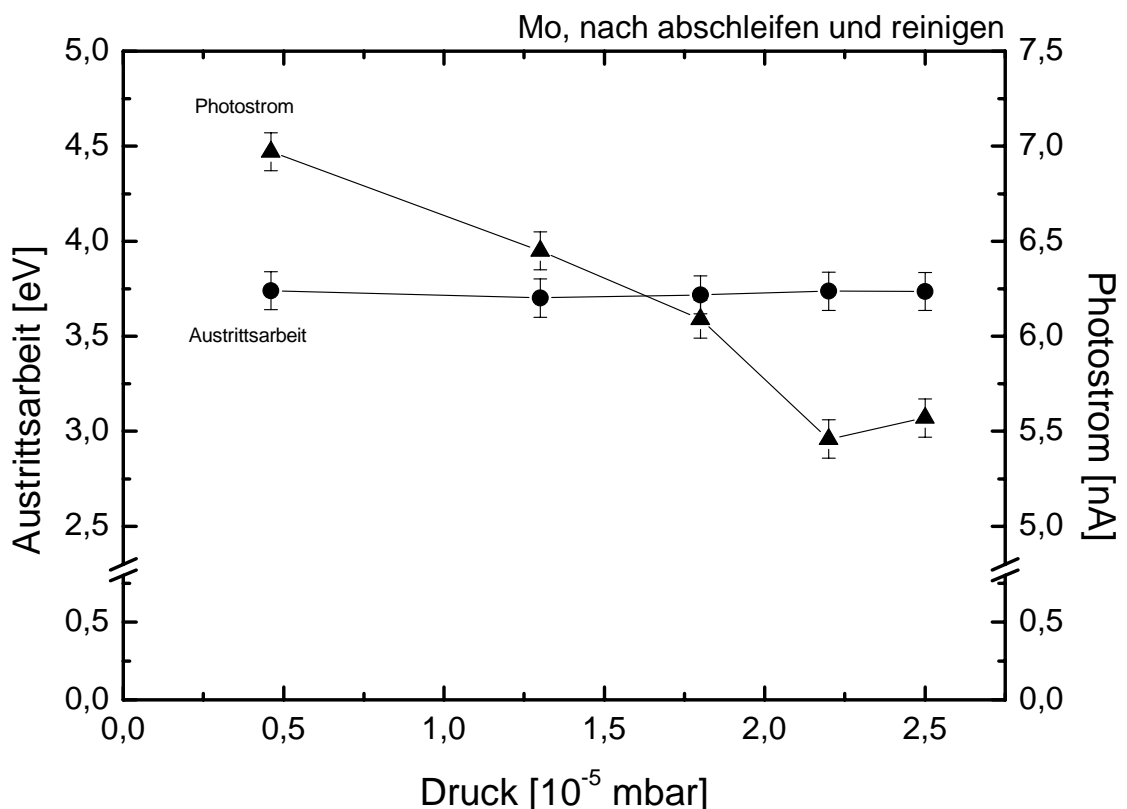


Abbildung 4.3: Photostrom und Austrittsarbeit in Abhängigkeit vom Druck mit zugehörigen Fehlerbalken.

Wie zu erwarten sinkt der Photostrom mit steigendem Druck, abgesehen vom letzten Messpunkt, der innerhalb des Fehlers liegt. Dies stimmt damit überein, dass mehr Gas im Plasmareaktor die emittierten Elektronen besser absorbieren kann. Dagegen

schwankt die gemessene Austrittsarbeit in diesem Bereich kaum. Die Unterschiede der gemessenen Werte liegen bei unter 0,05 eV und tragen damit kaum zum Fehler bei, der durch andere Effekte wesentlich stärker beeinflusst wird. Damit kann davon ausgegangen werden, dass der exakte Druck während der Messung der Austrittsarbeit nicht relevant ist, sofern er im Bereich von einigen 10^{-5} mbar liegt.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass durch ein besseres Vakuum keine genaueren Werte für die Austrittsarbeit zu erwarten sind. Zudem ist auch kein geringerer Druck erwünscht, da Messungen für Bedingungen wie in einer Quelle für negative Ionen durchgeführt werden sollen.

4.4 Cäsium-Verdampfung

Die Erfahrung beim Einsatz der Dispenser am Teststand BATMAN des IPP Garching war, dass durch das aufgedampfte Cäsium keine Erhöhung der Ausbeute an negativen Wasserstoffionen bei der Extraktion gemessen werden konnte. Es ist nun zu prüfen, ob die Menge an aufgebrachtem Cäsium zu klein war, um einen messbaren Effekt zu erzielen oder ob unter den dort herrschenden Bedingungen (in der Quelle brannte während der Verdampfung ein Wasserstoffplasma) kein Cäsium austrat. Auch eine Passivierung der Dispenser durch das Wasserstoffplasma wurde in Betracht gezogen.

Um den Einfluss des Wasserstoffs auszuschließen wurden im Laborexperiment die Cäsiumdispenser zuerst in Argon- und Helium-Plasmen eingesetzt. Durch die Beobachtung der Emissionslinien von Cäsium ist zu erkennen, ob aus den Dispensern Cäsium im Plasma austritt. Für Helium wird die stärkste Emissionslinie von Cäsium bei 852 nm betrachtet. Argon besitzt bei 852 nm selbst eine Emissionslinie, deshalb wird in Argonplasmen die Cäsiumlinie bei 894 nm verwendet. Die Intensitäten der Linien werden mit dem Spektrometer SPEX 1000M aufgenommen.

Ab einem Strom durch die Dispenser von etwa 5A wächst die Cäsiumlinie stark an, es kommt Cäsium ins Plasma. Bei langem Verdampfen und Strömen um 8A ist die Cäsiumzufuhr sogar so groß, dass sich die Farbe des Argonplasmas vom charakteristischen lila in weiß ändert, was dadurch hervorgerufen wird, dass Übergänge des Cäsiums im Plasma dominieren. Während Argon mehrere intensive Linien oberhalb von 696 nm besitzt, was sich in der für Argonplasmen charakteristischen lila Färbung äußert, besitzt Cäsium mehrere gleich intensive Übergänge zwischen 387 und 800 nm, was das menschliche Auge als weiß empfindet. Die wesentlich stärkeren Linien des Cäsiums bei 852 und 894 nm sind für das menschliche Auge nicht mehr zu sehen. Der Einfluss des Cäsiums kann noch verstärkt werden, indem zwischen dem Probenhalter und der Reaktorwand eine Spannung von 10–20 V angelegt wird, wobei die Spannung am Probenhalter positiv gegenüber der Wand ist. Dadurch werden die Argonionen auf die Reaktor-

wand beschleunigt, an der sich bereits Cäsium abgesetzt hat und lösen dieses durch physikalische Zerstäubung von der Wand. Das Cäsium wird im Plasma angeregt und verstärkt durch Selbstzerstäubung diesen Effekt noch. Es kommt zu einem Lawineneffekt.

Bei einer Wiederholung des Experiments mit einem Wasserstoffplasma wird ebenfalls eine starke Zunahme der Cäsiumlinie beobachtet, weshalb es offensichtlich zu keiner Passivierung kommt. Jedoch ist hier auch bei Spannungen bis zu 30 V keine Weißfärbung des Plasmas zu erkennen. Der Grund dafür liegt in der, verglichen mit Argon, relativ geringen Masse des Wasserstoffs, so dass keine Zerstäubung auftritt und kein zusätzliches Cäsium ins Plasma gelangt. Die Farbe des Plasmas bleibt bei der für Wasserstoff typischen Rosafärbung, hervorgerufen durch den Übergang der H_{α} -Linie bei 656 nm und die Molekülbanden der Wasserstoffmoleküle.

Eine essentielle Frage bei der Bedampfung von Proben mit Cäsium ist die Menge an Cäsium, die aus den verwendeten Dispensern pro Zeiteinheit austritt. Dafür können nicht ausschließlich die Angaben des Herstellers verwendet werden. Da die Verdampfungsgeschwindigkeit zum einen von der Temperatur abhängt spielt auch der Umgebungsdruck eine Rolle, da sich die Dispenser bei geringerem Druck schneller und stärker erwärmen, weil die Wärme schlechter abgegeben werden kann. Zum anderen wurden für die Kurve der Ausbeute des Herstellers (Abbildung 3.11) die Dispenser langsam erwärmt, während bei den Messungen für diese Arbeit die Dispenser schnell auf den jeweiligen Betriebsstrom eingestellt wurden.

Deshalb wird versucht, ein Maß für die Verdampfung des Cäsiums zu finden. Es kann leicht beobachtet werden, dass bei einer Messung des Photostroms mit dem hierfür verwendeten Aufbau deutlich größere Ströme gemessen werden, wenn dabei Cäsium verdampft wird. Diese Ströme lassen sich durch eine Verbindung von zwei Effekten erklären:

Der erste Effekt ist das Auftreten der Thermoemission von Elektronen. Durch die Heizung der Dispenser auf 600–900 °C beginnen diese zu glühen und geben neben Cäsium auch Elektronen ab, wobei die Größe I dieses „Thermostroms“ durch die Richardson-Gleichung beschrieben wird:

$$I = AFT^2 e^{-\Phi/kT} \quad (4.2)$$

Dabei ist F die Fläche der glühenden Probe und A die Richardson-Konstante, welche bei Metallen etwa $120 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ beträgt. Durch die Temperaturabhängigkeit der Austrittsarbeit (siehe Kapitel 3.2 und [20]) kommt zur Richardson-Konstante ein materialabhängiger, aber temperaturunabhängiger Korrekturfaktor hinzu. Dieser beträgt beispielsweise für Molybdän 0,715 und für Wolfram 0,671 (Details siehe [20]). Ansonsten ist die Austrittsarbeit als konstant anzunehmen. Entscheidend für die auftretenden Strö-

me ist die Temperatur der Dispenser. So ergibt sich z.B. für eine Austrittsarbeit von 4 eV und eine Temperatur von 600°C ein Strom von etwa 0,2 Femtoampere, für 900°C ein Strom von etwa 3 nA. Mit steigender Temperatur steigt der gemessene Strom proportional zu $T^2 e^{-1/T}$ an.

Der zweite Effekt besteht darin, dass bei einer Temperatur von mehreren hundert Grad Celsius nicht nur Cäsiumatome, sondern auch Cäsiumionen emittiert werden können. Diese Ionen werden auf den Probenhalter beschleunigt und tragen so ebenfalls zum gemessenen Strom bei. Dieser zweite Effekt steht in direktem Zusammenhang mit der Verdampfung des Cäsiums, die bestimmt werden soll.

Um einzuschätzen, wie stark der Einsatz der Dispenser die Messung des Photostroms beeinflusst, sind in Abbildung 4.4 die I-U-Kennlinien einer Siliziumprobe mit und ohne laufenden Dispenser zu sehen. Dabei entspricht die Kennlinie ohne Dispenser exakt dem zu erwartenden Verlauf, während beim Einsatz des Dispensers wesentlich größere Ströme auftreten und bei negativen Spannungen auch negative Ströme zu messen sind. Durch den Photoeffekt können diese negativen Ströme nicht erklärt werden, es handelt sich um Thermostrome der Dispenser.

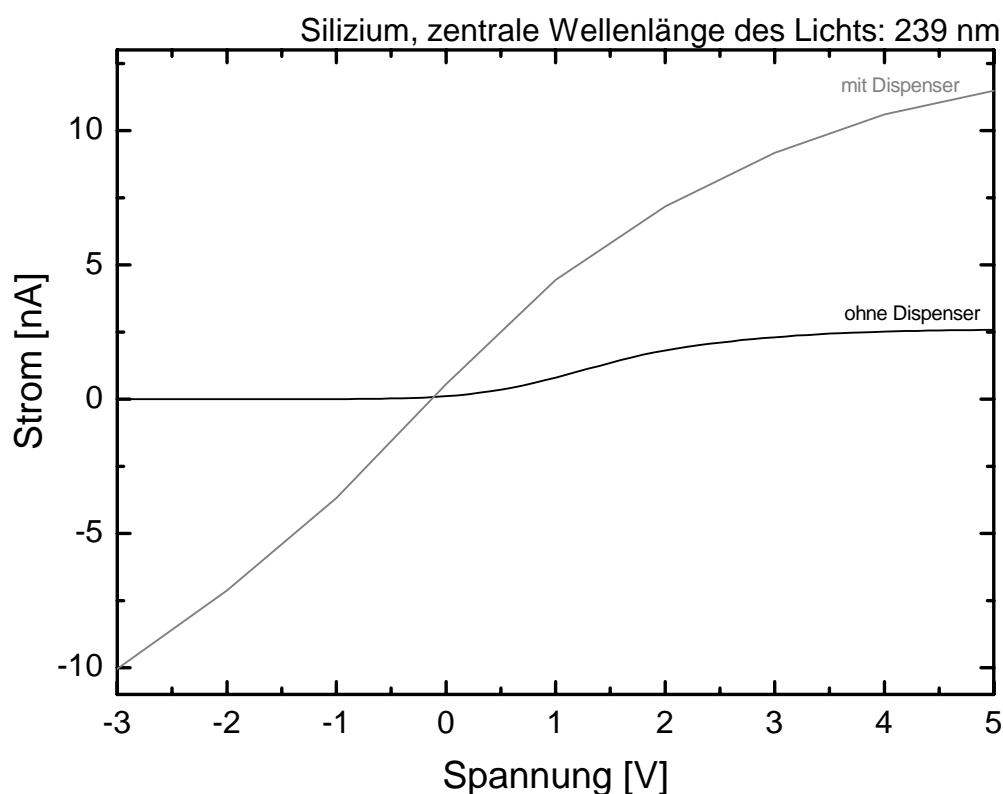


Abbildung 4.4: I-U-Kennlinien einer Siliziumprobe, die mit Licht der zentralen Wellenlänge 239nm bestrahlt wird. Der graue Graph gehört zu einer Messung mit laufendem Dispenser, der schwarze Graph zu einer Messung ohne Dispenser.

Der in den Experimenten gemessene Strom wird durch verschiedene Effekte hervorgerufen. Der Einfachheit halber wird für die weiteren Betrachtungen der gemessene Strom

als Thermostrom bezeichnet, auch wenn die Cäsiumverdampfung ebenfalls dazu beiträgt.

Für die Bestimmung des Zusammenhangs zwischen dem verdampften Cäsium und dem angelegten Strom und der Zeit wird ein Dispenser mit 7,5 A so lange betrieben, bis das gesamte Cäsium verdampft ist, was etwa drei Stunden dauert. Dabei wird der Thermostrom bei einer angelegten Spannung im Elektronensättigungsbereich (5 V) gemessen, wobei der Probenhalter gegenüber der Wand negativ geladen ist.

In Abbildung 4.5 ist der Verlauf des Thermostroms für diese Messung zu sehen, der auch dem typischen Verlauf für einen eingeschalteten Dispenser entspricht. Vor dem Einschalten des Dispensers ist der Thermostrom vernachlässigbar gering. Etwa 15 Sekunden nach dem Einschalten des Dispensers steigt er rapide an, erreicht ein Maximum nach etwa 30 Sekunden und fällt schnell wieder ab. Nach 1,5 Minuten sind kleinere Schwankungen des Thermostroms messbar, nach 10 Minuten hat er sich auf ein gleichmäßig leicht sinkendes Verhalten eingestellt.

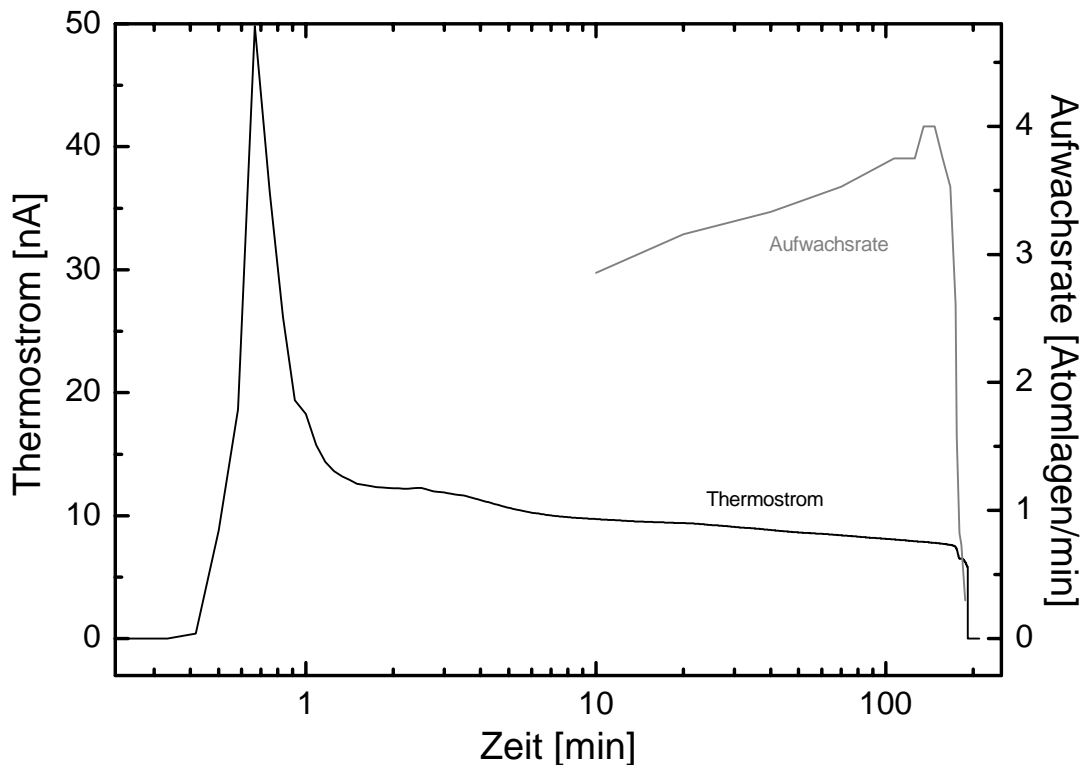


Abbildung 4.5: Verlauf des Thermostroms eines mit 7,5 A betriebenen Dispensers gegen die Zeit (schwarz) und das dazugehörige Schichtwachstum (grau).

Für die nächsten drei Stunden fällt der Thermostrom konstant, aber nur geringfügig ab. Nach zehn Minuten wurde zusätzlich mit der Quarzmikrowaage kontrolliert, dass tatsächlich Cäsium verdampft wird. Die daraus bestimmte Aufwachrate des Cäsiums schwankt in diesem Bereich um weniger als einen Faktor 1,4. In einer Minute wachsen zwischen 3 und 4 Atomlagen auf der Quarzmikrowaage auf.

Nach 175 Minuten beginnt der Thermostrom plötzlich zu fallen und die Aufwachsrate des Cäsiums sinkt auf unter 0,3 Atomlagen pro Minute. Damit ist deutlich, dass der größte Teil des im Dispenser vorhandenen Cäsiums verdampft ist. Der Thermostrom fällt aber nicht auf Null, da die Dispenser immer noch beheizt werden. Der sich einstellende Strom von etwa 6 nA entspricht dem Teil des Thermostroms, der tatsächlich durch thermische Emission verursacht worden ist. Der übrige Anteil ist dem emittierten Cäsium zuzuordnen.

Wird dieser Reststrom mit dem erwarteten Wert nach der Richardson-Gleichung für 850°C (Temperatur gemäß [27]) verglichen, so entspricht der Strom von 6 nA etwa einer Austrittsarbeit um 3,8 eV. Liegt die tatsächliche Temperatur um etwa 50°C darüber, so passt schon eine Austrittsarbeit von 4 eV zum gemessenen Strom. Dieser Wert liegt im zu erwartenden Bereich für die Austrittsarbeit des Mantelmaterials der Dispenser.

Dementsprechend kann nun ein Zusammenhang zwischen der Cäsiumverdampfung bei 7,5 A und der Zeit hergestellt werden. Dafür wird davon ausgegangen, dass der Dispenser nach 3 Stunden fast sein gesamtes Cäsium abgegeben hat und der Thermostrom, welcher sich während der Heizung des leeren Dispensers einstellt, wird von der Messung subtrahiert. Über den Graph des verbleibenden Stroms wird integriert. Als Ergebnis wird eine gute Abhängigkeit der Cäsiumausbeute über den Zeitverlauf erhalten (Abbildung 4.6). Der Anfangspeak, der in Abbildung 4.5 zu sehen ist, bewirkt eine etwas stärkere Steigung der Kurve in den ersten Minuten der Messung.

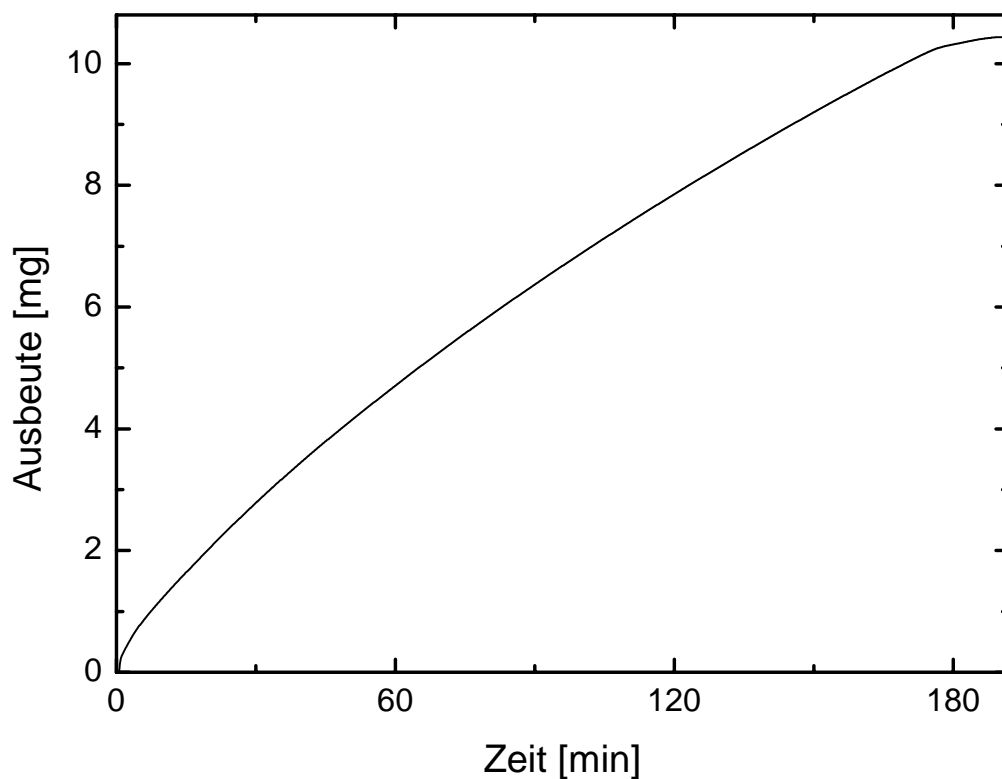


Abbildung 4.6: Cäsiumausbeute eines mit 7,5 A betriebenen Dispensers gegen die Zeit.

Eine leichte Abhängigkeit der Cäsiumverdampfung von der Betriebsdauer ist zu erkennen, was aus der Krümmung der Kurve ersichtlich ist. Diese Abhängigkeit ist jedoch deutlich geringer als die aus den Herstellerangaben zu entnehmende Abhängigkeit (Abbildung 3.11). Dies kann unter anderem an den verschiedenen Betriebsarten liegen (beim Hersteller langsames Aufheizen der Dispenser, hier abruptes Aufheizen). Zudem dauert es, verglichen mit den Herstellerangaben, wesentlich länger, bis das gesamte Cäsium verdampft wurde, da laut Hersteller nach spätestens 100 Minuten ein Dispenser leer sein müsste, bei dieser Messung dauert es fast doppelt so lange.

Eine andere Methode zur Bestimmung der Menge verdampften Cäsiums ist der Einsatz eines Oberflächenionisations-Detektors, wie er z.B. in [36] beschrieben ist. Dabei werden durch einen geheizten Draht die ankommenden Cäsiumatome ionisiert und durch eine angelegte Spannung auf eine Elektrode beschleunigt. Der gemessene Strom ist proportional zum Cäsiumdruck. Dies wurde ebenfalls versucht, allerdings mit einem stark vereinfachten Aufbau. Dafür wurde der Heizdraht spiralförmig um die Gegenelektrode in einem Abstand von etwa 5 mm gewickelt. Gegenelektrode und Heizdraht standen von unten etwa 3 cm in den Plasmareaktor, dazwischen wurde eine Spannung von 50 V angelegt und der Heizdraht wurde einmal mit 7 A und einmal mit 9 A beheizt. Durch diese Anordnung wurden Ströme im Bereich um 50 nA ohne laufende Dispenser und um 200 nA mit laufenden Dispensern gemessen, wobei die genauen Werte von der Menge des eingebrachten Cäsiums abhängig waren. Die Ströme im Bereich von 50 nA ohne Cäsium sind der Thermoemission des Heizdrahtes zuzuschreiben, die bereits zu Beginn dieses Kapitels diskutiert wurde. Die Ströme um 200 nA kommen durch eine Kombination aus der Thermoemission der Dispenser und dem verdampften Cäsium zustande. Zur Messung der Cäsiumverdampfung mit dem Oberflächenionisations-Detektor muss der Einfluss der Thermoemission bekannt sein und für die Auswertung subtrahiert werden. Prinzipiell jedoch bietet diese Methode eine weitere Möglichkeit zur Messung des Cäsiums in der Kammer. Weitere Versuche, dieses Prinzip einzusetzen, sind in Arbeit und werden in [13] genauer ausgeführt.

Die beiden bisherigen Methoden können zur Beobachtung des Cäsiums im Vakuum herangezogen werden. Für den Einsatz der Dispenser im Plasma sind sie jedoch nicht geeignet, da die dabei auftretenden Ströme durch die Elektronen und Ionen im Plasma alle Ströme durch das Cäsium überlagern würden.

Deshalb wurde zur Betrachtung des Cäsiums im Plasma die Intensität der Cäsium-D-Linien bei 852,1 nm (D2) und bei 894,3 nm (D1) verwendet. Durch Betrachtung der Linie bei 852,1 nm gegen die Zeit während Einsatz eines Dispensers (Abbildung 4.7: Dispenser in Wasserstoffplasma) kann ein ähnliches Verhalten beobachtet werden wie vorher beim Thermostrom ohne Plasma. Jedoch fallen hier die Effekte durch Thermoemission nicht ins Gewicht, da keine Elektronen sondern Photonen betrachtet werden.

Es ist der gleiche Verlauf wie bei der Aufnahme des Thermostroms ohne Plasma zu erkennen, wobei die Abnahme mit der Zeit stärker ist, da keine störenden Effekte durch die Thermoemission den Verlauf beeinflussen. Eine Erhöhung des Stroms zur Heizung der Dispenser führt erwartungsgemäß zu einer Verstärkung der Cäsium-Linie. Während der Aufnahme der Messpunkte, die dem deutlichen Verlauf nicht entsprechen (durch Kreise markiert), hatte sich die Impedanz des Plasmas geändert, wodurch die Leistung nicht mehr optimal eingekoppelt wurde und das Plasma stark an Intensität verlor. Deshalb liegen diese Messpunkte deutlich unter den erwarteten Werten. Durch Änderung der Impedanz an der Matchbox konnte die Anpassung wieder verbessert werden.

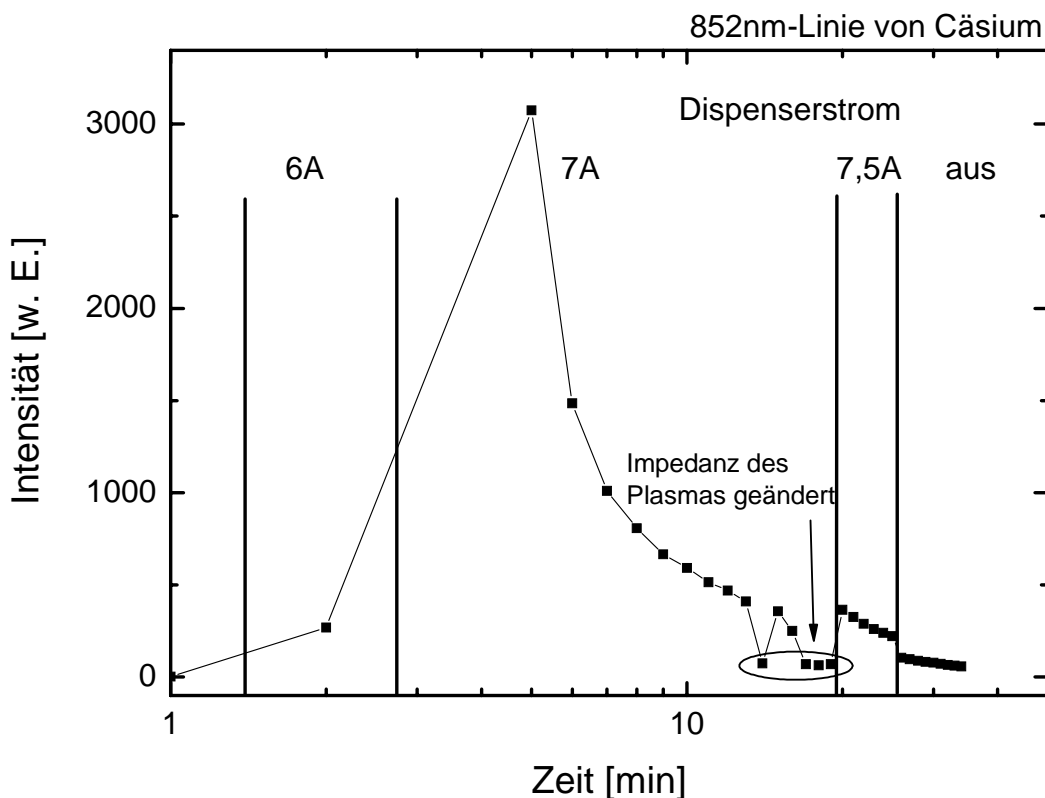


Abbildung 4.7: Verlauf der Intensität der Cäsium-Linie bei 852,1 nm. Wechselnde Dispenser-Ströme sind im Graph eingezeichnet und Änderungen der Impedanz des Plasmas sind eingekreist.

Die Intensität der Cäsiumlinien nach Ausschalten der Dispenser fällt nicht sofort auf Null, sondern nimmt mit der Zeit langsam ab. Dies kann sowohl für hohe als auch für niedrige Cäsiumkonzentrationen beobachtet werden. In Abbildung 4.7 ist dies am rechten Rand des Graphen zu erkennen, über einen längeren Zeitraum ist die Abnahme der Linie bei 852,1 nm in einem Wasserstoffplasma (14 Pa Druck und 300 W eingestellte Leistung) ohne laufende Cäsiumdispenser in Abbildung 4.8 zu sehen. Wie zuvor ist auch hier ein Abfall der Menge an Cäsium im Plasma zu beobachten, wobei selbst nach einigen Stunden noch Cäsium im Plasma zu finden ist. Der Grund für das verbleibende Cäsium sind physikalische und thermische Zerstäubungsprozesse, Desorption und die Heizung der Dispenser durch das Plasma.

Die Dispenser sollen in Quellen für negative Ionen eingesetzt werden, um bei Bedarf schnell Cäsium auf das Plasmagitter bringen zu können. Deshalb wurde die Geschwindigkeit untersucht, mit der die Dispenser auf den angelegten Strom reagieren. Als Maß dafür wurde der gemessene Thermostrom genommen. Der Strom für die Dispenser wurde dabei auf verschiedene Werte eingestellt und es wurde beobachtet, ab wann der gemessene Thermostrom ansteigt. Ab einem Schwellenwert für die Temperatur kommt es wegen der Temperaturabhängigkeit der Richardson-Gleichung (4.2) zu einem exponentiellen Anstieg des Thermostroms. Die Zeit von Einstellen des Stroms bis zu diesem Anstieg des Thermostroms wird als Reaktionszeit der Dispenser betrachtet. Zugleich wurde das Cäsiumwachstum durch die Quarzmikrowaage beobachtet (Kapitel 5.1.1).

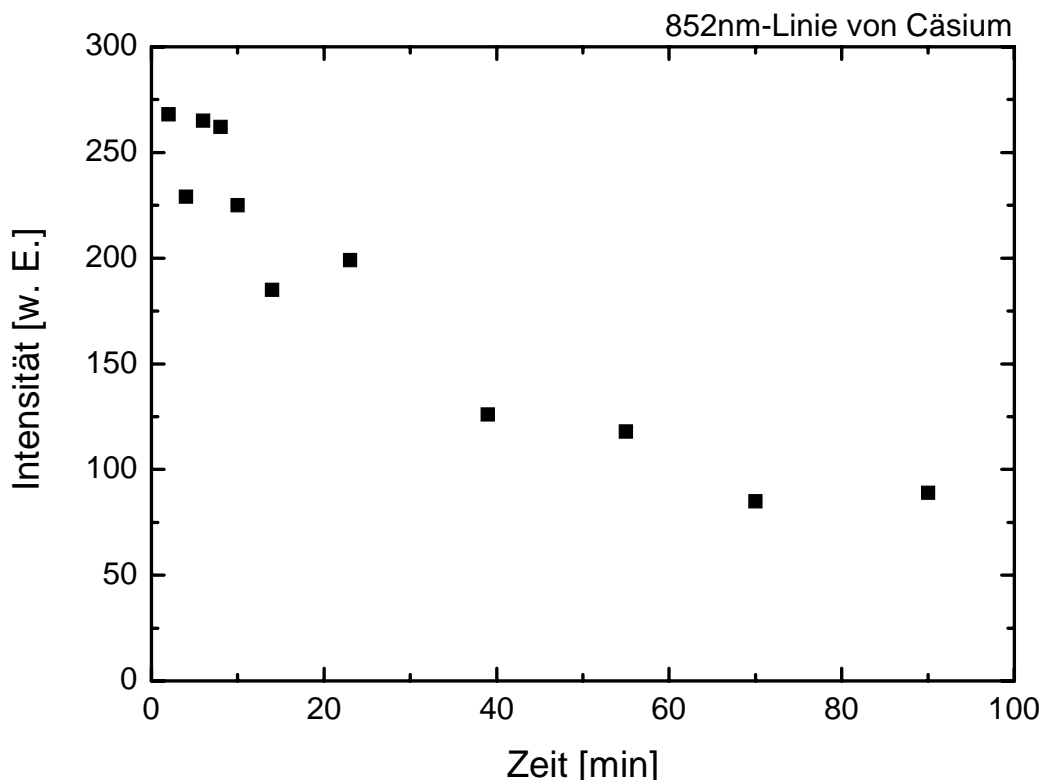


Abbildung 4.8: Abnahme der Intensität der Cäsium-Linie bei 852,1 nm bei langem Brennen eines Wasserstoffplasmas (14 Pa, 300 W) ohne Dispenser.

Dabei zeigte sich, dass die Dispenser einige Sekunden benötigen, um die für die Verdampfung nötige Temperatur zu erreichen (Abbildung 4.9). Bei einem Betriebsstrom von 6 A beträgt die Zeitspanne, bis die Dispenser reagieren, etwa 20-30 Sekunden, wie in Abbildung 4.9 zu sehen ist, mit steigendem Dispenser-Strom sinkt sie auf 17 Sekunden für 7 A und etwa 5 Sekunden für 9 A (siehe Tabelle 4.2). Nach einer kurzen Anlaufzeit stellt sich der schon beobachtete nahezu konstante Thermostrom ein.

Tabelle 4.2: Zusammenfassung der Reaktionszeiten der Dispenser bei verschiedenen Strömen.

$I_{\text{Dispenser}} [\text{A}]$	$t_{\text{Reaktion}} [\text{s}]$
6	20 - 30
6,5	17 - 22
7	15 - 18
8	7 - 10
8,5	6 - 9
9	4 - 6

Dieser Effekt beeinflusst auch die Menge an verdampftem Cäsium bei Messungen, in denen die Dispenser nur jeweils kurz an- und wieder ausgeschaltet wird. Da die Dispenser einige Zeit zum Reagieren benötigen ist die Menge an verdampftem Cäsium bei Messungen mit Dauer von wenigen Minuten nicht proportional zur Dispenserlaufzeit. Dies wird vor allem bei Dispenserlaufzeiten von 30 Sekunden im Vergleich zu 60 Sekunden deutlich (vergleiche Kapitel 5.1.1). Angesichts der Reaktionszeiten der Dispenser sind bei 6 A nur Betriebszeiten von mindestens einer Minute sinnvoll.

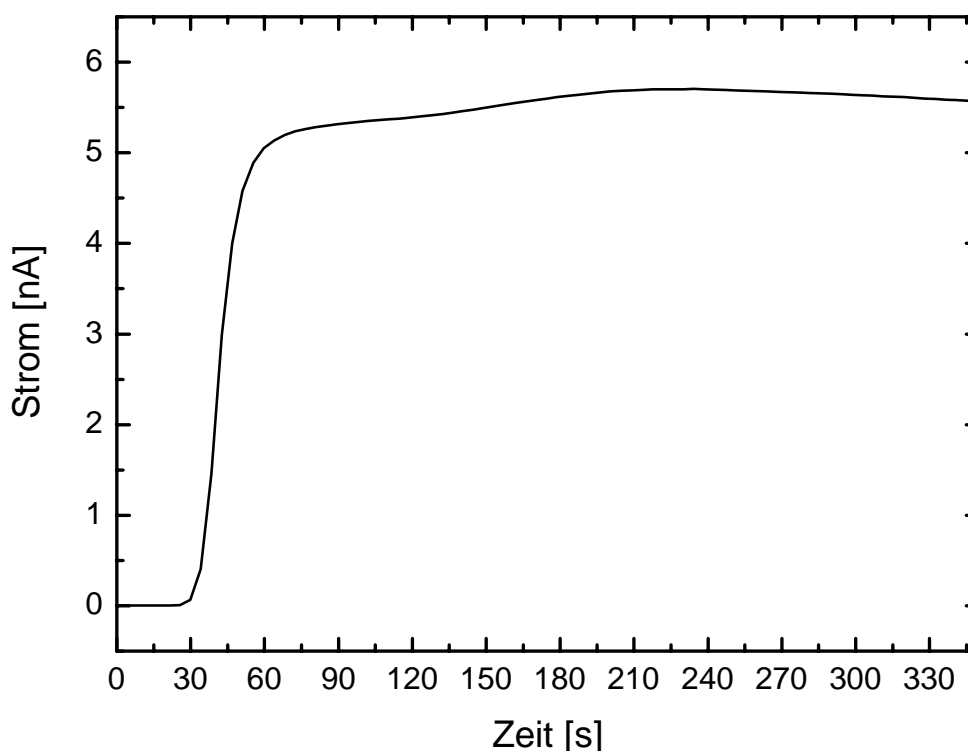


Abbildung 4.9: Thermostrom eines Dispensers aufgetragen gegen die Zeit. Der Betriebsstrom beträgt 6 A.

Da somit die Funktionstüchtigkeit der Dispenser in vergleichbaren Plasmen wie am IPP nachgewiesen wurde kann der erfolglose Einsatz am Teststand BATMAN nur auf andere Ursachen zurückgeführt werden. Dabei ist unklar, ob eine zu geringe Menge an Cäsi-

um verdampft wurde, die Dispenser an einer falschen Position angebracht waren oder ob sie auf Grund eines Kurzschlusses im Dispenserhalter gar nicht an waren. Der Einsatz im Teststand sollte deshalb genauer wiederholt werden, eventuell auch mit einem größeren Dispenser mit 1g Cäsium. Für die ständige Cäsiumzufuhr an den Testständen in Garching sind aber andere Methoden zum Einbringen von wesentlich mehr Cäsium nötig, wie die im normalen Betrieb verwendeten Cäsiumöfen.

5 Ergebnisse

5.1 Bestimmung der Schichtdicke

Ein wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit ist die Bestimmung der Menge des aufgebrachtten Cäsiums und damit der Schichtdicke. Dies wird In-situ mit der bereits beschriebenen Quarzmikrowaage durchgeführt. Zur Verifizierung der Ergebnisse werden weitere Methoden angewandt.

Außerdem eignet sich die Quarzmikrowaage nur für Messungen ohne Plasma, weshalb für Plasmabehandlungen oder Aufdampfen während eines Plasmas andere Methoden zur Bestimmung der Schichtdicke unabkömmlich sind.

5.1.1 Ergebnisse der Quarzmikrowaage

Mit der Quarzmikrowaage kann die Cäsium-Schichtdicke auf dem Messquarz sehr gut bestimmt werden. Dabei ergibt sich, wie schon bei der gemessenen Cäsiumverdampfung, eine deutliche Abhängigkeit vom Dispenserstrom sowie von der Laufzeit der Dispenser, wie in Abbildung 5.1 zu sehen ist. Während dieser Messung wird der Dispenser zwischen den einzelnen Aufdampfphasen ausgeschaltet und aus der Frequenzänderung der Quarzmikrowaage die Schichtdicke bestimmt. Neben dem offensichtlichen Wachstum der Schichtdicke ist die Zunahme der Steigung bei wachsendem Dispenserstrom zu beobachten, ebenso wie eine Zunahme bei längeren Dispenserlaufzeiten (nach 350 und 650 Sekunden). Stellvertretend für alle Messpunkte ist für einen Messpunkt der Fehlerbalken eingezeichnet.

Beim Betrachten der Schichtdicken wird deutlich, dass schnell sehr viel Cäsium auf die Oberflächen gebracht werden kann. Entsprechend änderte sich die Frequenzdifferenz der beiden Schwingquarze bei einer Messung, bei der ein gesamter Dispenser geleert wurde, um über 3000 Hertz, was einer Schichtdicke von etwa 300 nm entspricht. Umgerechnet auf die Masse von Cäsium bedeutet dies, dass von den verdampften 10 mg Cäsium etwa 0,06 mg auf den Dispenser gelangt ist. Da der Messquarz der Quarzmikrowaage eine Fläche von 0,95 cm² hat und das Cäsium in einem Winkel von bis zu 45° aus dem Dispenser austritt wird wegen des Abstandes der Quarzmikrowaage vom Dispenser von 6 cm etwa 0,08 mg Cäsium auf dem Messquarz erwartet. Damit stimmen Experiment und Abschätzung gut überein.

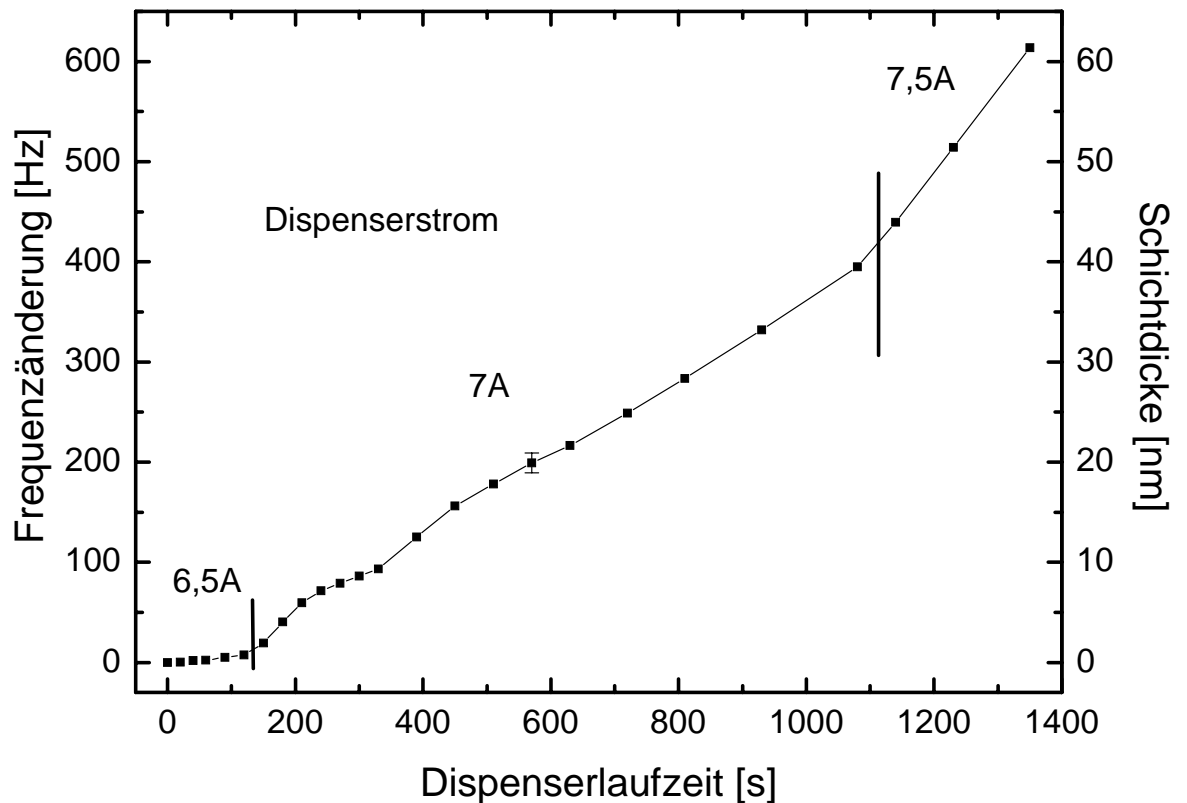


Abbildung 5.1: Änderung der Schichtdicke mit zunehmender Dispenserlaufzeit. Der jeweilige Betriebsstrom für die Dispenser ist angegeben. Stellvertretend für alle Messpunkte ist für einen Punkt der Fehlerbalken angegeben.

5.1.2 RBS-Messungen

Bei der sogenannten Rutherford Backscattering Spectroscopy (RBS) werden hochenergetische Ionen niedriger Masse, in diesem Fall Heliumionen, auf die zu untersuchende Probe geschossen. Ein Detektor misst die Energie der zurückgestreuten Ionen. Deren Energie hängt vom ursprünglichen Energiebetrag und von der Masse der getroffenen Probenatome ab. Die Wahrscheinlichkeit für eine Rückstreuung ist durch den Streuquerschnitt bekannt, sodass sich daraus die Konzentration verschiedener Elemente in der Probe ermitteln lässt.

Da die Ionen außerdem auf ihrem Weg durch die Probe kontinuierlich Energie verlieren ist RBS tiefenselektiv. Daraus wird also eine Zusammensetzung der Probe in Abhängigkeit von der Tiefe gewonnen und es können auf diese Weise auch Schichtdicken bestimmt werden. Allerdings ist das Ergebnis erst ab einer Dicke von einigen Nanometern aussagekräftig, weshalb die Methode nicht zur Untersuchung von einzelnen Atomlagen geeignet ist, sondern für dickere Schichten. Außerdem wird bei jeder Messung ein Bereich von etwa einem Quadratmillimeter untersucht. Die einzelnen Messungen entsprechen also einer Mittelung über diesen Bereich.

Die Energie der Heliumionen beträgt bei diesen Messungen 4 MeV.

Analysen verschiedener Kupferproben zeigen Schichten von einigen zehn Nanometern Dicke, welche zu etwa 20% aus Cäsium und zu 80% aus Kupfer bestehen. Dieses Ergebnis lässt mehrere Interpretationen zu. Entweder entstehen Schichten, die aus einer Mischung aus Kupfer und Cäsium bestehen, was angesichts der Auftragung des Cäsiums nicht erklärbar wäre, oder es findet eine lokale Ansammlung des Cäsiums statt. In diesem Fall wären die Resultate der Analysen Ergebnisse der Mittelung über einen Quadratmillimeter.

Zur Beantwortung dieser Frage werden die Abbildungsmethoden der Rasterelektronen- und Rasterkraftmikroskopie verwendet. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden in Kapitel 5.2 diskutiert.

Es bleibt festzuhalten, dass die Größenordnung der Schichtdicke mit den Ergebnissen der Quarzmikrowaage übereinstimmt.

5.1.3 EDX-Messungen

EDX ist die Abkürzung für Energie-dispersive Röntgenspektroskopie (engl. Energy Dispersive X-ray spectroscopy). Diese Methode verwendet die Anregung der Atome einer Probe mit einem Elektronenstrahl, um aus der entstehenden Röntgenstrahlung auf ihre Zusammensetzung zu schließen.

Durch den Beschuss mit Elektronen einer Energie von 10 – 30 keV werden aus den Atomen der untersuchten Probe Elektronen herausgeschlagen. Durch das Abbremsen der Elektronen entsteht ein kontinuierliches Spektrum von Röntgenstrahlung. Die nachrückenden Elektronen aus höheren Schalen geben ebenfalls Röntgenstrahlung ab, wenn sie den freien Platz des herausgelösten Elektrons füllen. Diese Strahlung ist charakteristisch für jedes Element, weshalb aus dem gemessenen Röntgenspektrum auf die Zusammensetzung einer Probe geschlossen werden kann.

Im Gegensatz zur RBS ist EDX nicht tiefenselektiv. Deshalb liefert eine EDX-Messung kein Tiefenprofil, sondern eine Zusammensetzung der obersten 1 – 3 μm der Probe, je nach der Stärke der verwendeten Beschleunigungsspannung.

Die in diesem Fall verwendete Beschleunigungsspannung von 20 keV lässt auf eine Tiefe der Messung von etwa 2 μm schließen. Der Vorteil von EDX ist jedoch, dass die Möglichkeit besteht, sehr kleine Bereiche und damit auch sehr kleine Strukturen zu untersuchen.

Wird die Menge an Cäsium verglichen, die im Vergleich zur Menge des Untergrundmaterials auf verschiedenen Proben gefunden wird, so ergeben sich Werte im Bereich von 10-100 nm für die Schichtdicke von Cäsium. Dabei wird angenommen, dass die Menge an Cäsium in Prozent einem entsprechenden Anteil der Schichtdicke von der Messtiefe

2 μm zuzuordnen ist. Diese Resultate sind weniger genau als die RBS-Messungen, da diese Methode für den Nachweis geringer Konzentrationen eines Elements konzipiert wurde, nicht für eine gute Tiefenauflösung.

Die Verwendung des EDX-Verfahrens wird im nächsten Kapitel zum Nachweis von Cäsium in den einzelnen Teilen der gefundenen Strukturen auf den Proben verwendet.

5.2 Struktur cäsierter Oberflächen und Schichtwachstum

Für die Eigenschaften einer cäsiierten Oberfläche und auch für deren Austrittsarbeit ist die Struktur des aufgewachsenen Cäsiums von großer Bedeutung. Theoretische Betrachtungen können aber keine konkreten Voraussagen darüber unter den Bedingungen einer Quelle für negative Ionen liefern, da der Einfluss des Plasmabetriebs und ein gewisser Grad an Verunreinigungen nicht verhindert werden können.

Auf den untersuchten Oberflächen sowie im Plasmareaktor bleiben immer Überreste der Luft (O_2 , H_2O) und organische Verunreinigungen (C_xH_x) zurück, die bei EDX-Messungen auf der Probe nachgewiesen werden können. Diese Verbindungen werden beim Aufdampfen von Cäsium in die entstehende Schicht eingebaut. Dabei können verschiedene Moleküle gebildet werden, zum Beispiel Cäsiumhydrid (CsH) oder die reaktive Base Cäsiumhydroxid (CsOH), die auch mit Kupfer reagieren kann. Die Eigenschaften der entstehenden Multispezies-Systeme sind nicht bekannt, so dass genaue qualitative oder quantitative Aussagen nicht möglich sind.

Die besten Aufnahmen wurden mit einem Rasterelektronenmikroskop im SE(Sekundärelektronen)-Mode gemacht. Dabei erzeugen die Primärelektronen des einfallenden Elektronenstrahls in den obersten Nanometern der Probe Sekundärelektronen, die detektiert werden und so die Topographie der Oberfläche abbilden.

5.2.1 Schichten ohne Plasmabehandlung

Zur systematischen Untersuchung der Struktur werden verschiedene Proben in das Experiment eingebracht. Es wird jeweils ein Teil der Probe abgedeckt und der Rest mit Cäsium bedampft.

Verschiedene Proben aus Stahl, Molybdän, Kupfer und Glas werden mit Cäsium unterschiedlich lange bedampft und danach untersucht. Auf den drei Metallen ist nach der Behandlung eine deutliche Schicht zu erkennen, da die Proben nicht mehr so sehr glänzen wie zuvor. In Abbildung 5.2 ist deutlich die bedampfte rechte Seite der Proben zu erkennen, während die linke unbehandelte Seite wie vor der Behandlung glänzt. Auch auf dem Glas ist eine Schicht zu erkennen, allerdings sehr viel schwächer ausgeprägt und nur beim Betrachten gegen Licht unter flachen Winkeln zu erkennen. Beim Unter-

suchen der Glasprobe mit einem Lichtmikroskop zeigen sich sehr kleine, tröpfchenförmige Strukturen, welche nur auf dem bedampften Bereich zu erkennen sind. Jedoch ist die Vergrößerung zu schwach für genauere Aussagen.

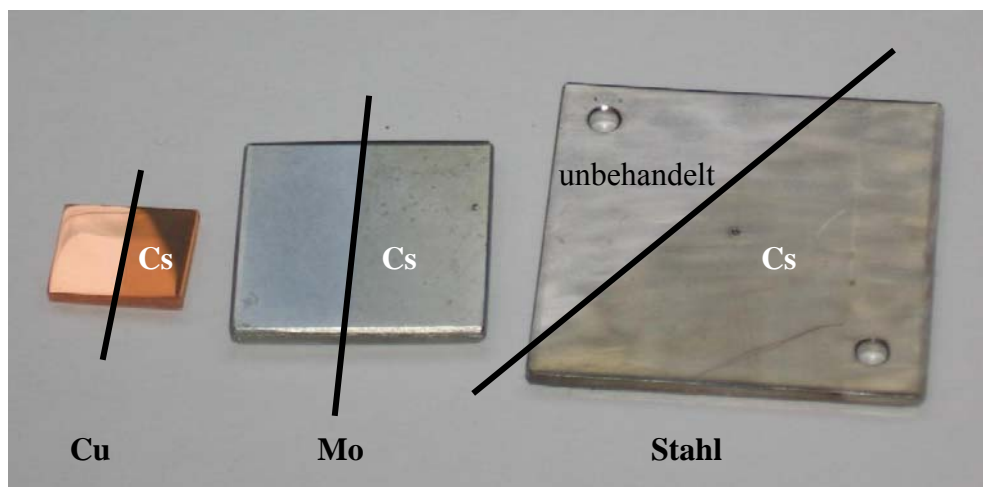


Abbildung 5.2: Auf der rechten Seite mit Cäsium bedampfte Proben, links unbehandelt. Von links: Kupfer, Molybdän, Stahl.

Die Kupferprobe wird unter einem Rasterkraftmikroskop untersucht, wobei wie auf dem Glas tröpfchenförmige Gebilde zu erkennen sind. Die Breite dieser Gebilde beträgt zwischen 50 nm und 1 μm , die Höhe bewegt sich im Bereich zwischen 20 und 100 nm. Danach werden die Proben mit einem Rasterelektronenmikroskop abgebildet, wobei diese Strukturen sehr gut zu sehen sind (Abbildung 5.3).

Zum Vergleich ist auf der linken Seite der Abbildung eine unbehandelte Probe zu sehen, auf der gut die Rillen durch das Polieren erkennbar sind. Die tröpfchenförmigen Strukturen sind sehr gleichmäßig über die Oberfläche der Probe verteilt. Es ist auch zu erkennen, dass nur ein kleiner Teil der Fläche mit Cäsium bedeckt ist. Der übrige Teil sieht fast unberührt aus, da noch die Rillen durch das Polieren erkennbar sind. Allerdings sehen diese nicht so scharf und tief aus wie auf der unbehandelten Seite der Probe. Der Grund könnte eine dünne Cäsiumschicht sein, dies ist jedoch mit den Messungen der Austrittsarbeit zu prüfen (siehe folgende Kapitel).

Eine Untersuchung mit RBS-Spektroskopie zeigt jedoch keine Schicht aus reinem Cäsium, sondern nur eine Schicht aus 20% Cäsium und 80% Kupfer. Allerdings wäre es auf diese Weise auch nicht möglich gewesen, eine Schicht von wenigen Atomlagen zu erkennen, da die Messmethode dafür nicht empfindlich genug ist. Das Resultat einer Schicht aus 20% Cäsium und 80% Kupfer kann angesichts dieser Bilder nur durch eine Anhäufung des Cäsiums erklärt werden. Das Bild erweckt den Eindruck, dass sich weiteres Cäsium dort ansammelt, wo sich bereits Cäsium auf der Oberfläche befindet. Möglicherweise dienen Kondensationskeime auf der Oberfläche als Unterstützung für

den Prozess des Schichtwachstums. Zur Überprüfung dieser Annahmen werden EDX-Messungen der Tröpfchen sowie des Gebiets daneben durchgeführt.

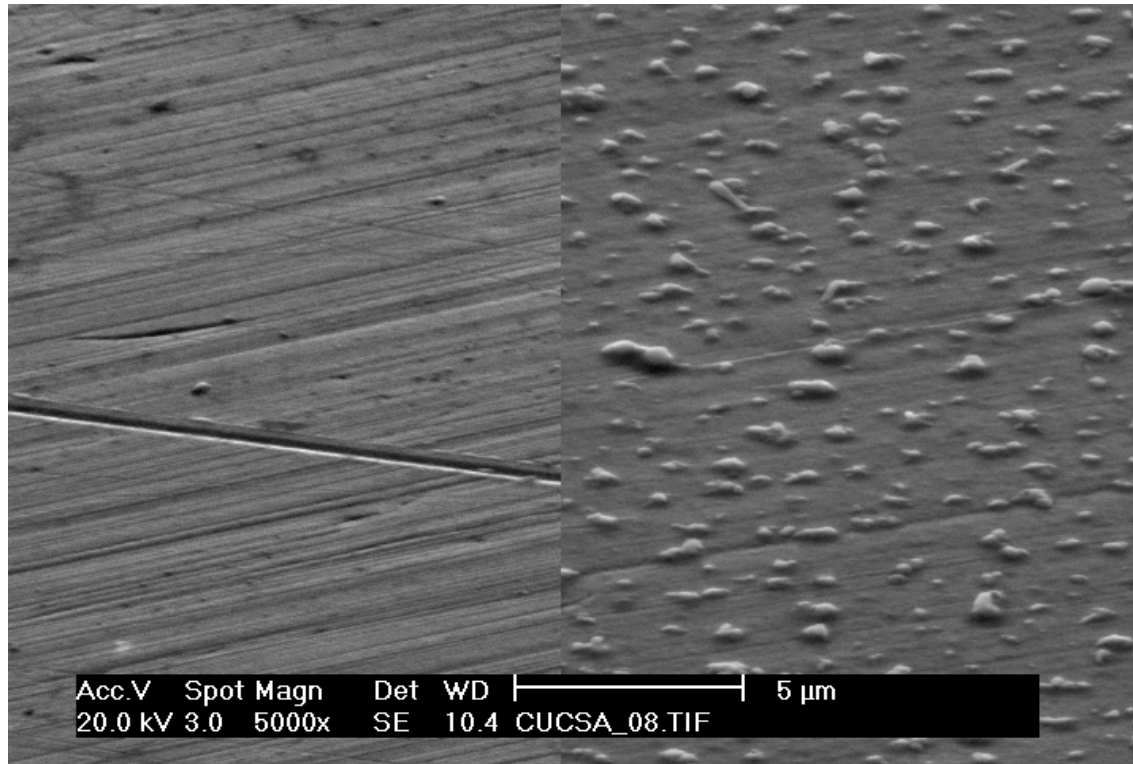


Abbildung 5.3: Aufnahmen einer polierten Kupferprobe mit einem Rasterelektronenmikroskop in 5000-facher Vergrößerung, links unbehandelt, recht mit Cäsium bedampft.

Ein sehr aussagekräftiges Resultat liefert die Untersuchung einer Probe, auf der viel Cäsium erwartet wurde, jedoch kaum Cäsium auf der Oberfläche zu sehen ist (Abbildung 5.4). Dabei handelt es sich um eine polierte Kupferprobe, die sich während den Leeren eines kompletten Dispensers im Plasmareaktor befunden hat.

Die schwarzen Verunreinigungen auf der Probe sind auf beiden Seiten zu sehen, der bedampften und der unbehandelten Seite. Es handelt sich also um Verunreinigungen, die sich schon vor dem Bedampfen mit Cäsium auf der Probe befanden. Auf der übrigen Oberfläche ist nichts zu sehen, was auf etwas anderes als elementares Kupfer hindeutet.

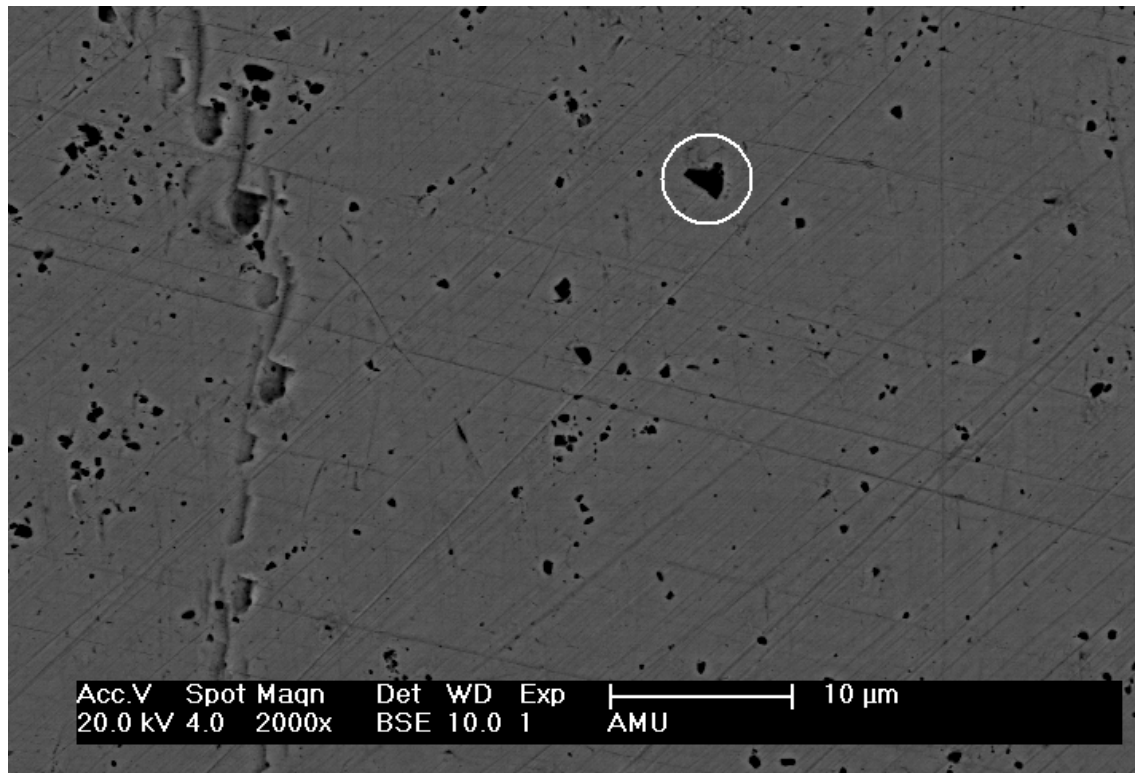


Abbildung 5.4: Aufnahme einer polierten Kupferprobe mit einem Rasterelektronenmikroskop in 2000-facher Vergrößerung. Die Probe ist mit Cäsium bedampft, es ist jedoch keines zu sehen. Der danach mit EDX untersuchte Partikel ist eingekreist.

Die EDX-Messungen dieser Probe (Abbildung 5.5) zeigen kein Cäsium auf der Fläche neben den Verunreinigungen, dafür aber deutlich Cäsium auf einem Partikel (L_{α} -Linie bei 4,28 keV). Der Peak der K_{α} -Linie von Silizium, der nur bei der Aufnahme des Partikels zu sehen ist, sowie der deutlich erhöhte Peak der K_{α} -Linie von Kohlenstoff lassen darauf schließen, dass sich an diesem Punkt eine Verunreinigung befand, die als Kondensationskeim für das Cäsium diente. Dagegen ist auf vergleichbaren Partikeln auf der nicht mit Cäsium bedampften Seite der Probe kein Cäsium zu sehen. Auf Grund des Hauptbestandteils Silizium sowie der Herstellung der Proben handelt es sich dabei höchstwahrscheinlich um Reste des Schleifpapiers, mit denen die Proben abgeschliffen wurden und das als Körnung Siliziumcarbid enthält. Diese Reste dienen für das aufwachsende Cäsium als Kondensationskeim und verhindern, dass sich das Cäsium an anderen Stellen ablagert. Das gesamte Cäsium, das auf die Probe aufgebracht wurde, scheint sich also auf den Verunreinigungen angesammelt zu haben.

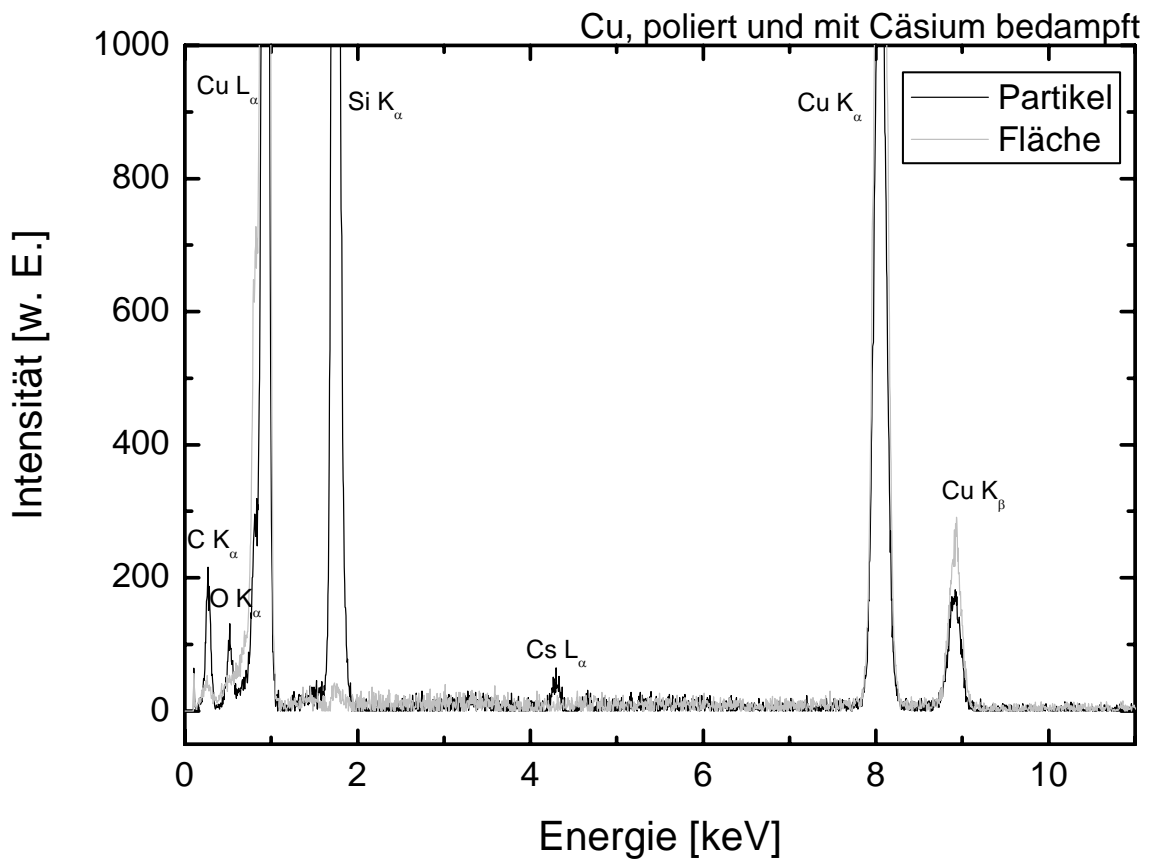


Abbildung 5.5: EDX-Aufnahmen der Kupferprobe aus Abbildung 5.4. Die Aufnahme des eingekreisten Partikels ist schwarz die Aufnahme der ebenen Fläche daneben grau.

In Bogenquellen zur Erzeugung negativer Wasserstoffionen wird eine Erhöhung der Ionenausbeute gemessen, wenn das Plasmagitter, auf welchem sich das Cäsium befindet und die H⁻-Ionen gebildet werden, auf über 200°C erwärmt wird. In den Testständen am IPP konnte ein solcher Zusammenhang nicht festgestellt werden. Zur Kontrolle der Temperatur des Plasmagitters sowohl während des Plasmabetriebs als auch dazwischen wird das Plasmagitter auf 150°C geheizt, für die Wände wird eine Temperatur von 50°C gewählt.

Um einen Einfluss der Temperatur auf die Struktur festzustellen wird eine Probe während des Bedampfens auf über 150°C erwärmt.

Die Struktur auf dieser Probe ist wie bei der ungeheizten Probe sehr regelmäßig, variiert aber auf verschiedenen Bereichen der Probe (Abbildung 5.6). Das Aussehen der Ablagerungen ähnelt dem Wachstum von Kristallen.

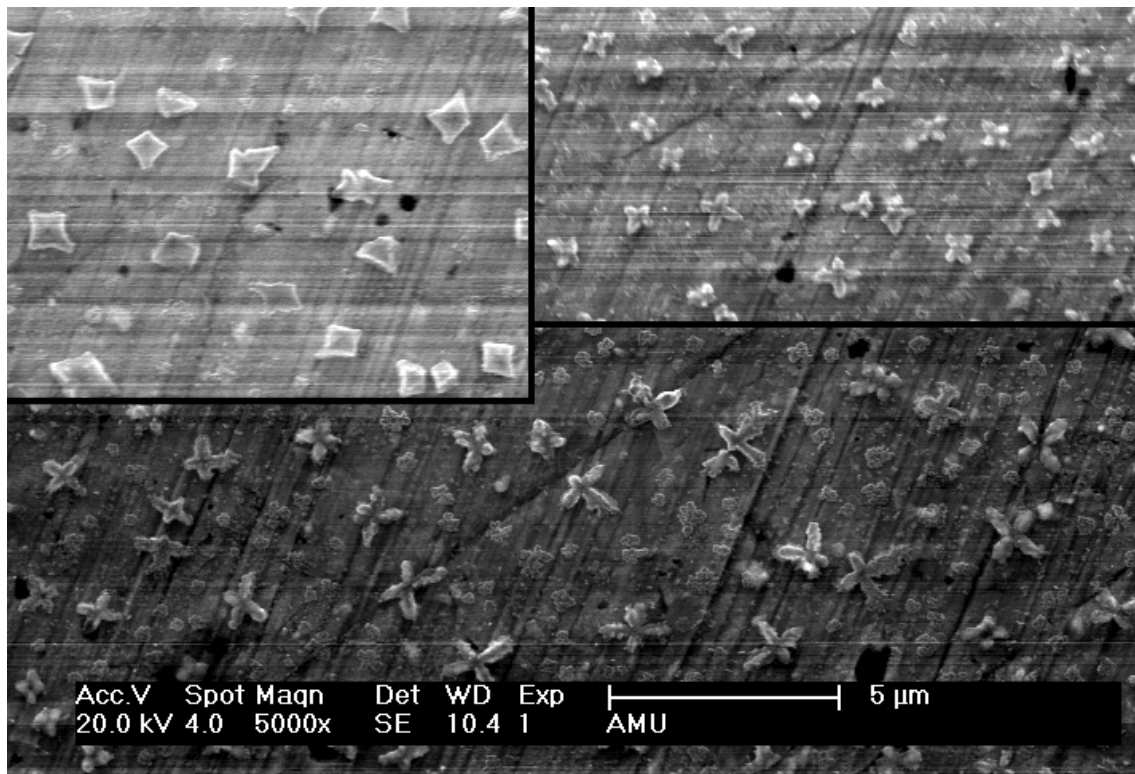


Abbildung 5.6: Aufnahmen mit einem Rasterelektronenmikroskop in 5000-facher Vergrößerung einer polierten Kupferprobe, die während der Bedampfung mit Cäsium beheizt war. Die drei verschiedenen Strukturen sind auf unterschiedlichen Bereichen der gleichen Fläche zu sehen.

Die Gebilde unterscheiden sich in Form (kreuzförmig bis rechteckig) und Größe (0,5-1 μm), haben aber alle eine ähnliche Symmetrie, da sie bei einer Drehung um 90° wieder gleich aussehen. Eine mögliche Erklärung ist die Abhängigkeit der Struktur von der Form und Größe der Kondensationskeime. Dafür sprechen auch in diesem Fall die EDX-Messungen, die bei der Messung der Kristalle neben Cäsium auch wesentlich mehr Silizium und Kohlenstoff anzeigen als bei der Messung des Untergrundes. Wenn die Keime dem Schleifpapier entstammen wäre das ein Grund für eine ähnliche Symmetrie.

Um zu prüfen, ob allein durch Kondensationskeime das lokale Cäsiumwachstum erklärt werden kann, werden Proben von Siliziumwafern mit Cäsium bedampft und danach mit einem Rasterelektronenmikroskop untersucht. Dabei wird eine Probe auf über 150°C geheizt, die andere bleibt ungeheizt. Als Vergleich bleibt eine dritte Probe unbehandelt. Da die Siliziumwafer einkristalline Oberflächen besitzen, sollten keine Oberflächenebenenheiten und fast keine Kondensationskeime auf den Proben vorhanden sein. Die Aufnahmen des Rasterelektronenmikroskops sind in Abbildung 5.7 zu sehen. Dabei ist die linke Probe unbehandelt, das mittlere Bild zeigt eine ungeheizte, mit Cäsium bedampfte Probe und die rechte Probe war beim Bedampfen von Cäsium beheizt.

Es ist klar ersichtlich, dass auf beiden behandelten Proben Cäsium aufgewachsen ist, wobei auf der beheizten Probe sehr viel mehr Cäsium vorhanden ist. Dabei wächst das Cäsium auch auf den Siliziumoberflächen in lokalen Strukturen auf und nicht homogen, wie bisher angenommen wurde. Vor der Bedampfung vorliegende Kondensationskeime, seien es nun Reste des Schleifpapiers oder andere Verunreinigungen, sind also nicht allein für die ungleichmäßige Bedeckung der Oberfläche verantwortlich. Auch aufgebracht Cäsium scheint für die weitere Bedampfung als Kondensationskeim zu dienen. Damit wächst Cäsium dort am schnellsten, wo sich bereits Cäsium befindet. Im Umkreis um die Verunreinigungen wächst zudem gar kein Cäsium auf, was den Effekt noch verstärkt. Die Tatsache, dass auf der beheizten Probe mehr Silizium aufwächst als auf der unbeheizten, deutet an, dass das Wachstum von Cäsium durch eine höhere Temperatur begünstigt wird. Allerdings wird in diesem Fall auch eine höhere Desorption erwartet.

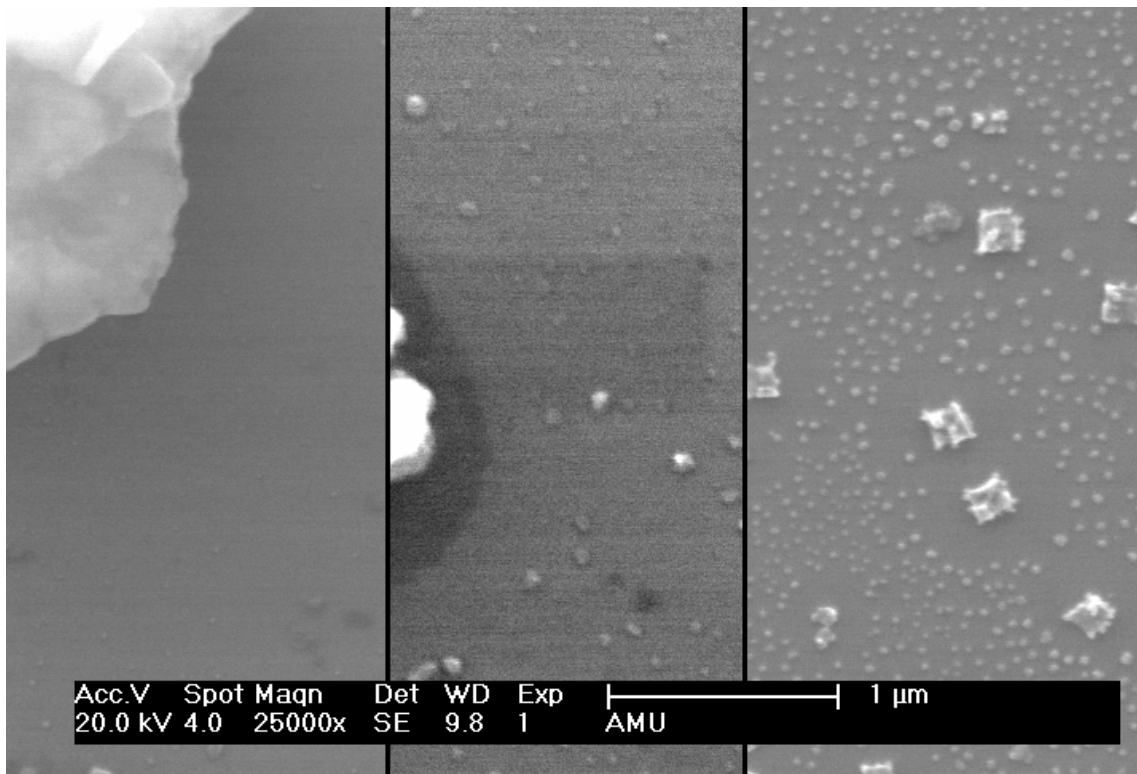


Abbildung 5.7: Aufnahmen mit einem Rasterelektronenmikroskop in 25000-facher Vergrößerung von drei Siliziumproben. Die linke Probe ist unbehandelt, die mittlere ist mit Cäsium bedampft und die rechte Probe war beim Bedampfen mit Cäsium beheizt.

5.2.2 Schichten mit Plasmabehandlung

Um den Einfluss eines Wasserstoffplasmas während des Aufdampfens auf die Struktur des Cäsiums zu analysieren werden Kupfer-, Molybdän-, Wolfram-, und Glasproben

wieder zur Hälfte abgedeckt und dann mit Cäsium bedampft, während ein Plasma mit 100% Wasserstoff brennt. Die am Frequenzgenerator eingestellte Leistung beträgt 320 W, im Reaktor herrscht ein Druck von 14 Pa.

Wie schon bei den Proben ohne Plasmabehandlung bilden sich auch hier deutlich sichtbare Schichten heraus. Diese sind zwar nicht so ausgeprägt wie bei den Proben ohne Plasma, sehen diesen ohne Vergrößerung aber zum Verwechseln ähnlich. Die Glasprobe wird wieder mit einem Lichtmikroskop untersucht, unterscheidet sich aber auch bei 40-facher Vergrößerung nicht von der vorherigen Glasprobe.

Die Unterschiede werden erst bei Aufnahmen von Kupfer mit dem Rasterelektronenmikroskops sichtbar (Abbildung 5.8).

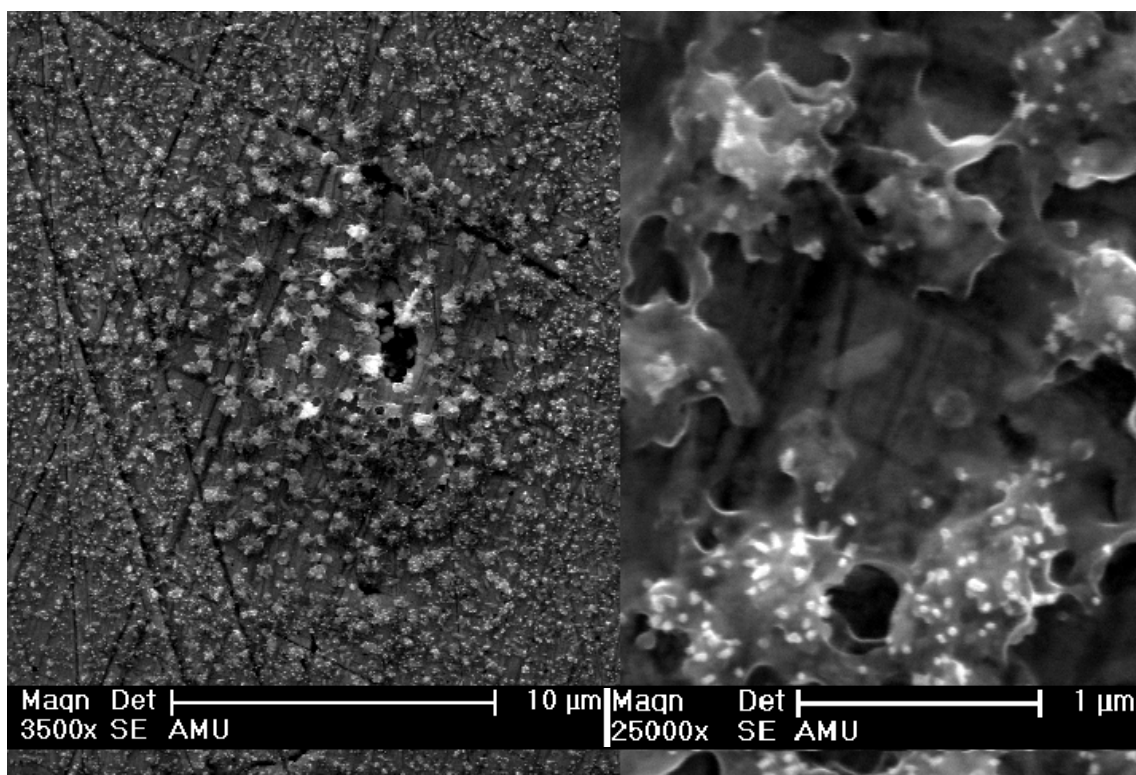


Abbildung 5.8: Aufnahmen einer polierten Kupferprobe mit einem Rasterelektronenmikroskop in 3500- und 25000-facher Vergrößerung. Die Probe wurde während eines Wasserstoffplasmas mit Cäsium bedampft.

Die gebildeten Strukturen sind wesentlich ungeordneter und ungleichmäßiger aufgewachsen und scheinen keine regelmäßige Struktur zu besitzen. Außerdem gibt es auf der Oberfläche Bereiche mit gröberer und Bereiche mit feinerer Struktur. Auch bei diesen Proben gibt es zwischen dem aufgewachsenen Cäsium wieder Stellen, an denen kein Cäsium auf der Oberfläche zu erkennen ist. Eine EDX-Messung bestätigt dies. Dabei kann keine Intensität der L_{α} -Linie von Cäsium zwischen den Strukturen festgestellt werden, auf den Strukturen selbst ist dieser Peak gut sichtbar (Abbildung 5.9). Bei einem Mittel über ein größeres Gebiet wird ein Wert zwischen den beiden Messungen

erhalten, weshalb eine solche Verteilung auf der ganzen Probe angenommen werden kann.

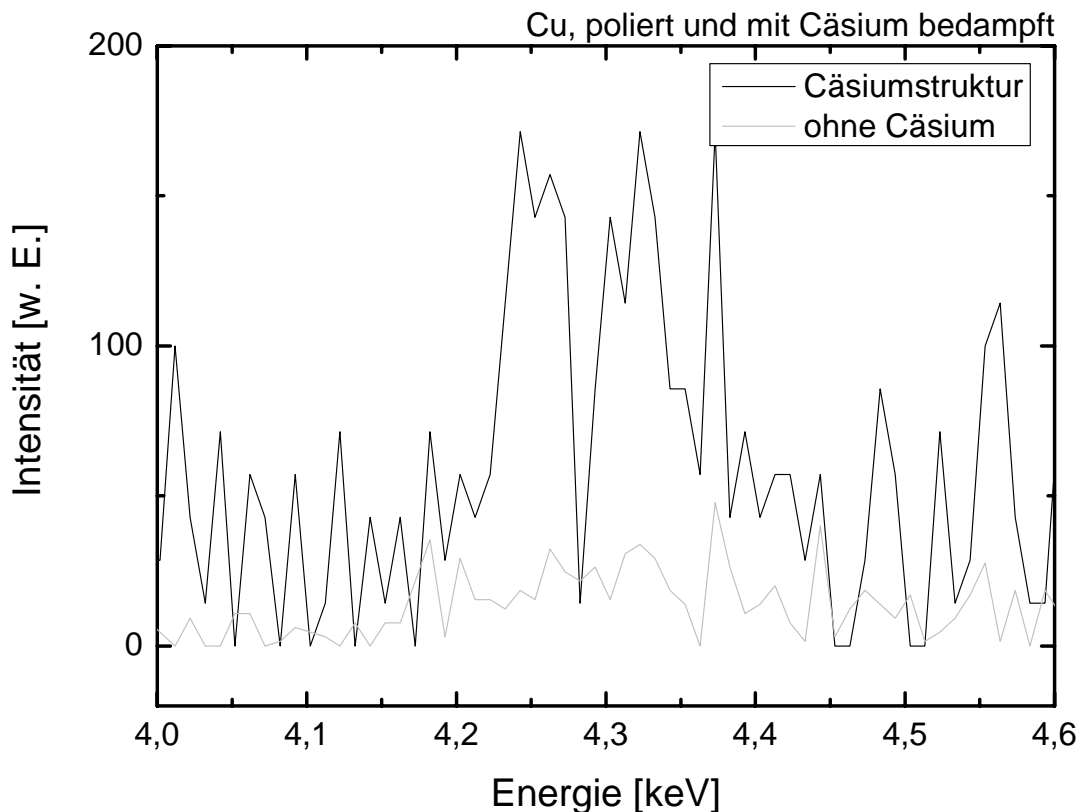


Abbildung 5.9: EDX-Aufnahmen der Kupferprobe aus Abbildung 5.8. Die Aufnahme einer Cäsiumstruktur ist schwarz, die Aufnahme des Zwischenraums ohne Cäsium grau.

Die Ergebnisse der Wolfram- und Molybdänproben sind mit den Ergebnissen von Kupfer vergleichbar. Auch hier sind deutliche Strukturen zu erkennen, von einer durchgehenden Bedeckung kann in keinem Fall gesprochen werden. Die Bilder und EDX-Messungen sind nicht so gleichmäßig wie die der Kupferprobe, da nur die Kupferprobe sehr gründlich mit Polierpaste poliert wurde. Die anderen Proben wurden lediglich möglichst gut abgeschliffen und gereinigt.

Aufnahmen einer Molybdänprobe sind in Abbildung 5.10 zu sehen. Die Strukturen sind wesentlich kleiner als die auf Kupfer aufgewachsenen Gebilde und regelmäßiger angeordnet, lassen aber ebenfalls keine klare Symmetrie erkennen. Durch die Temperatur des Plasmas scheint das gleichmäßige Wachstum, welches bei bedampften Proben ohne Plasmabehandlung zu sehen ist, gestört zu werden. Das resultierende Wachstum ist wesentlich ungleichmäßiger.

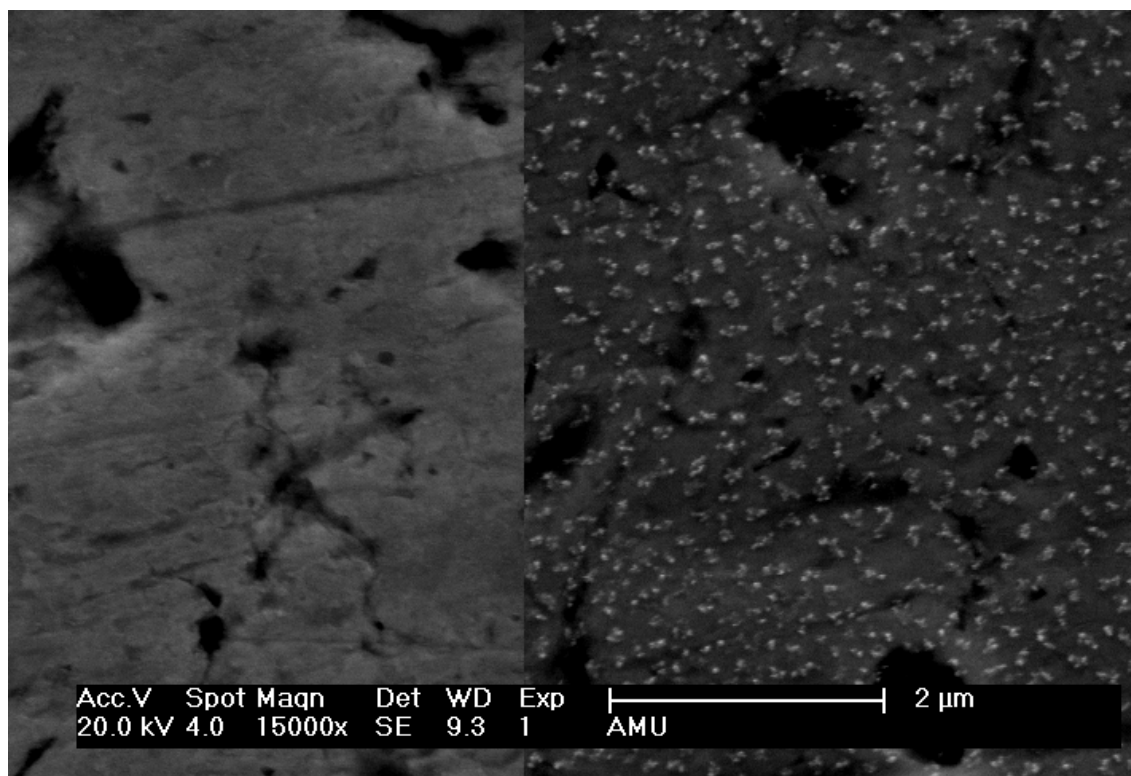


Abbildung 5.10: Aufnahmen einer Molybdänprobe mit einem Rasterelektronenmikroskop in 15000-facher Vergrößerung. Die Probe wurde während eines Wasserstoffplasmas mit Cäsium bedampft. Rechts befindet sich Cäsium auf der Probe, die probe links ist unbehandelt.

Auch für die Bedampfung während eines Plasmas werden Proben zusätzlich geheizt. Die entstehenden Strukturen haben von der Verteilung der Gebilde eine leichte Ähnlichkeit mit den unbeheizten Proben. Eine geordnete Struktur, wie sie bei diesen Proben zu finden ist, ist hier nicht zu sehen.

Insgesamt sind die Strukturen ohne Plasmabehandlung sehr gleichmäßig aufgewachsen. Bei den Proben, bei denen das Cäsium während eines brennenden Plasmas aufgebracht wird, sind die Strukturen häufig sehr ungleichmäßig und ohne erkennbare Symmetrie gewachsen. Die Temperatur des Probenhalters beeinflusst nicht die Gleichmäßigkeit des Wachstums, es ist aber ein Einfluss auf nur die Symmetrie und die Geschwindigkeit zu beobachten. Eine Gemeinsamkeit der Proben ist zudem, dass bei allen Arten der Bedampfung jeweils unbedeckte Flächen zwischen den aufgewachsenen Strukturen zu sehen sind.

5.3 Austrittsarbeit von cäsiiertem Molybdän bei sich ändernder Cäsiumbedeckung

Da die untersuchten Strukturen kein gleichmäßiges Aufwachsen des Cäsiums zeigen, wie zu erwarten gewesen wäre, muss untersucht werden, welche Konsequenzen das für die Eigenschaften des Cäsiums hat, insbesondere für dessen Austrittsarbeit. Dafür wird die Austrittsarbeit von cäsiierten Molybdänproben gemessen. Bei Bedampfung mit Cäsium wäre auf Grund verschiedener Ergebnisse aus der Literatur ([5], [6], [7]) die bekannte Abhängigkeit der Austrittsarbeit von der Schichtdicke zu erwarten (Abbildung 2.5).

Die ersten Messungen bestätigen diese Erwartungen, da sehr schnell Austrittsarbeiten unter 2 eV zu messen sind. Der Vergleich der Messungen mit der Simulation ergibt sogar Austrittsarbeiten von bis zu 1,65 eV (Abbildung 5.11). Leider war keine Bestimmung der dazugehörigen Schichtdicke möglich, da die Quarzmikrowaage zur dieser Zeit nicht in Betrieb war.

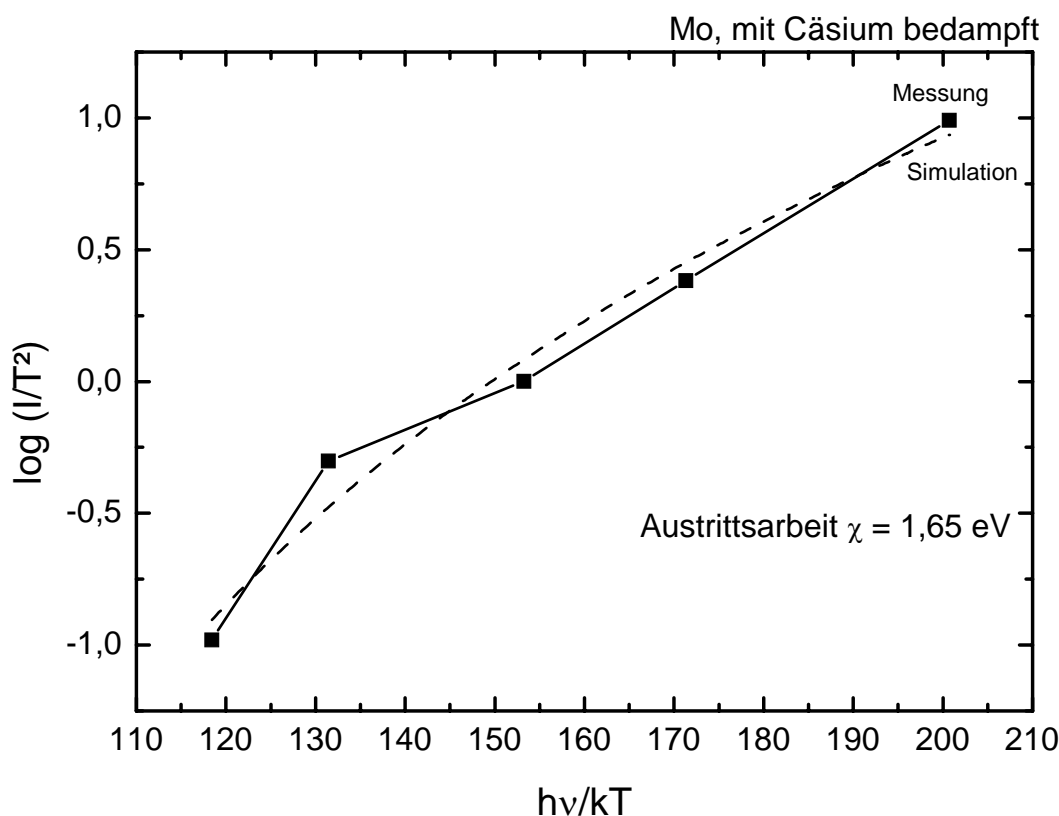


Abbildung 5.11: Fowler-Plot des Photostroms von cäsiiertem Molybdän und Simulation einer Austrittsarbeit von 1,65 eV. Die Messung ist auf den mittleren Wert normiert.

Jedoch wurde schnell deutlich, dass diese Ergebnisse ein Einzelfall sind, da die Resultate nicht reproduziert werden können. Die in weiteren Messungen erhaltenen Austrittsarbeiten erreichen keine Werte unter 2,5 eV mehr, sondern bleiben knapp unter 3 eV. Um mögliche Störquellen wie Cäsiumrückstände an den Wänden, auf der Probe oder ähnli-

che Gründe auszuschließen wird der Reaktor vollständig gereinigt, die Probe ausgetauscht, auf verschiedene Weise poliert, gesäubert oder durch das Brennen eines Plasmas gereinigt. Die guten Ergebnisse zu Beginn der Experimente können jedoch nicht wiederholt werden. Stattdessen kann beobachtet werden, dass die Austrittsarbeit vom ursprünglichen Wert bei etwa 4,4 eV gleichmäßig auf einen Wert knapp unter 3 eV sinkt und dort stabilisiert. Durch weitere intensive Cäsiumzufuhr kann die Austrittsarbeit noch in geringem Maße gesenkt werden, bleibt jedoch über 2,8 eV. Im Gegensatz zu den ersten Messungen sind diese Messungen reproduzierbar.

Der typische Verlauf einer solchen Messreihe ist in Abbildung 5.12 gezeigt. Dabei wird die gemessene Austrittsarbeit gegen die Schichtdicke, welche aus den Angaben der Quarzmikrowaage berechnet wird, aufgetragen. Diese Abhängigkeit besitzt weder das erwartete charakteristische Minimum der Austrittsarbeit, noch die Sättigung bei knapp über 2 eV. Außerdem sind die dazugehörigen Schichtdicken weit über einer Atomlage, bei der bereits das Minimum überschritten sein sollte.

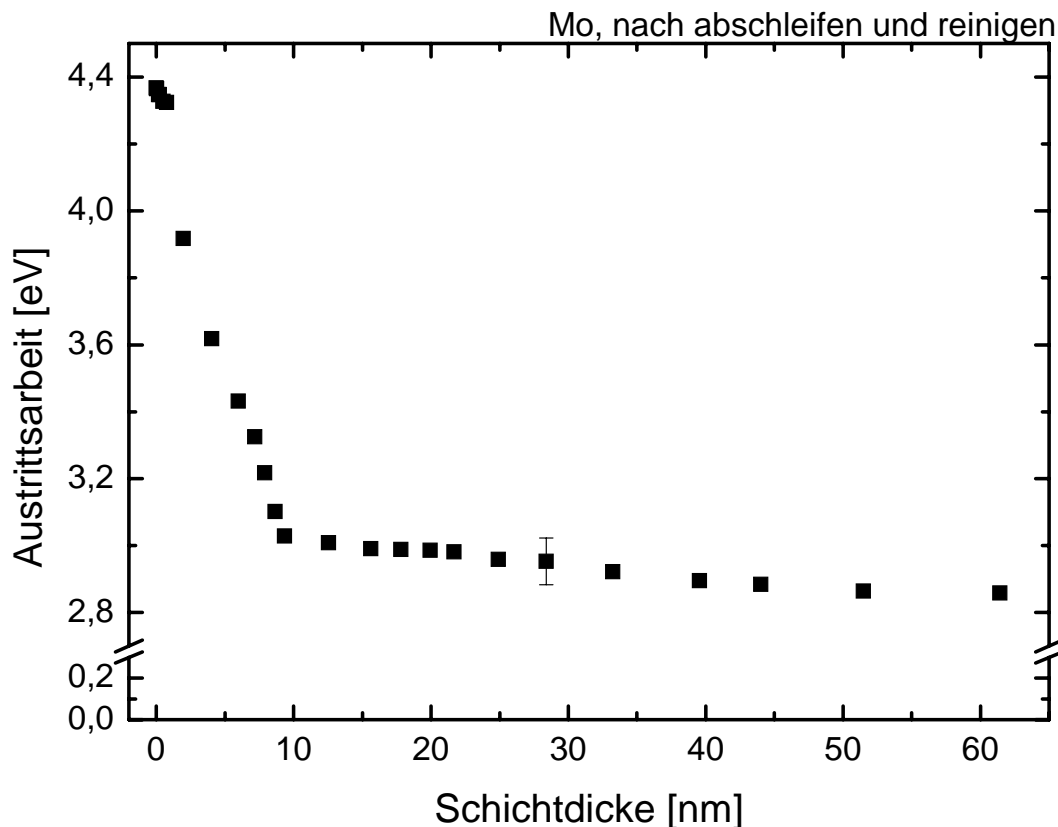


Abbildung 5.12: Auftragung der gemessenen Austrittsarbeit gegen die Schichtdicke. Stellvertretend für alle Messpunkte ist für einen Messpunkt der Fehlerbalken eingezeichnet.

Dieses Ergebnis ist also nicht in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von sauberen Oberflächen unter Ultrahochvakuumbedingungen aus der Literatur. Austrittsarbeiten um 2,5 eV wurden aber bereits von W. G. Graham gemessen und in [37] erklärt. Es wurde beobachtet, dass nach dem Aufbringen von Cäsium auf Oberflächen, auf denen

Verunreinigungen vorhanden sind, die Austrittsarbeit bei wachsender Schichtdicke kein Minimum durchläuft und einen Sättigungswert von etwa 2,5 eV erreicht.

Werden die Bilder und Ergebnisse aus Kapitel 5.2 unter Berücksichtigungen der Resultate von Graham erneut betrachtet, so passen diese Aufnahmen und die damit verbundenen Überlegungen mit den Beobachtungen von Graham zusammen. In beiden Fällen kann die hohe Austrittsarbeit von über 2,5 eV durch Verunreinigungen erklärt werden. Außerdem kann die Art, auf welche die Verunreinigungen die Austrittsarbeit erhöhen, durch das lokale Cäsiumwachstum erklärt werden. Der einzige Effekt, der nicht dadurch erklärt werden kann und im Widerspruch zu Untersuchungen in der Literatur steht, ist das beobachtete lokale Cäsiumwachstum auf den Siliziumproben.

Beim Vergleich der Werte für die gemessenen Austrittsarbeiten mit den theoretisch dazu passenden Bedeckungen (Abbildung 5.13) ergibt sich ein Bereich zwischen 0,2 Atomlagen (3,07 eV) und 0,3 Atomlagen (2,6 eV) für die durchgeführten Messungen.

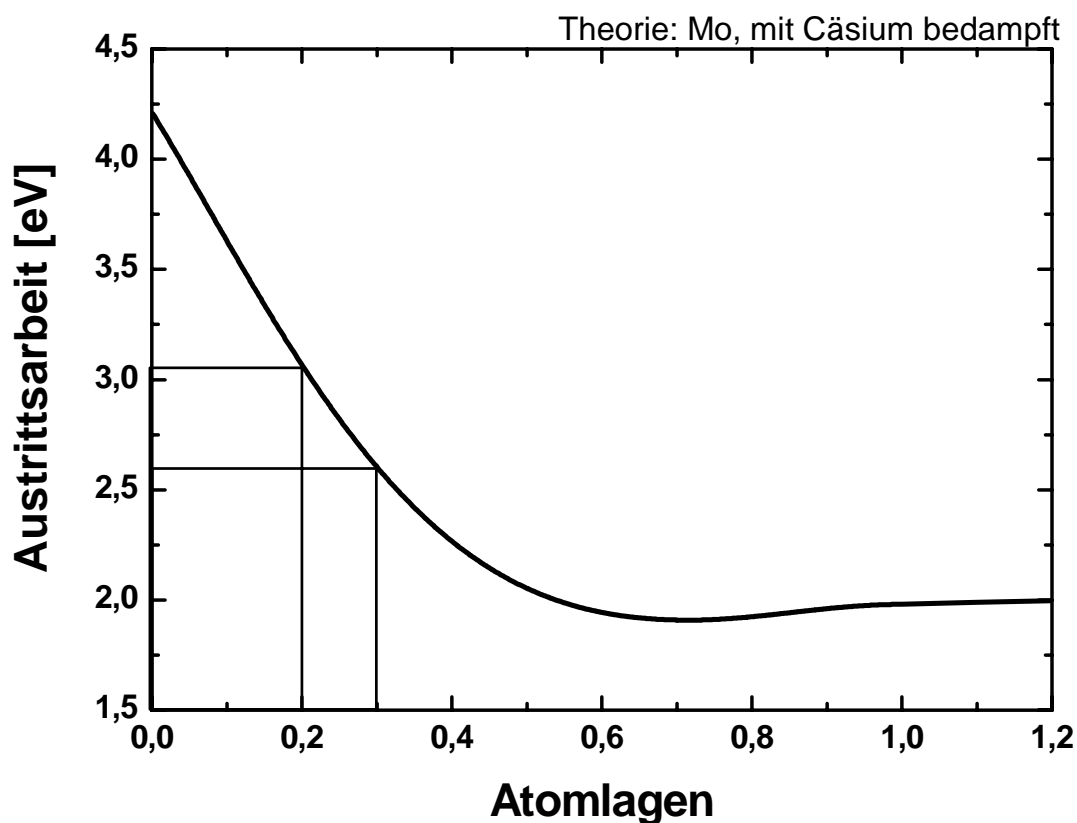


Abbildung 5.13: Änderung der Austrittsarbeit von mit Cäsium bedecktem Molybdän nach Yamaoka [7]. Die zu 0,2 und 0,3 Atomlagen gehörenden Punkte sind gekennzeichnet.

Diese Werte stimmen sehr gut mit den Ergebnissen der RBS-Messungen überein (Kapitel 5.1.2), die eine Cäsiumbedeckung von 20% auf der Oberfläche ergeben. Damit sprechen alle bisherigen Ergebnisse für Verunreinigungen und das damit zusammenhängende lokale Cäsiumwachstum als Ursache der zu hohen Austrittsarbeiten. Das schließt allerdings die Möglichkeit einer dünnen Schicht aus Cäsium auf der Probe aus, wie bei

der Beschreibung von Abbildung 5.3 diskutiert wurde. Wenn sich eine dünne Schicht auf der Oberfläche bildet, besitzt sie eine Austrittsarbeit von über 4 eV.

Damit bleibt aber weiter unklar, wie sich die Austrittsarbeiten in Quellen für negative Ionen verhalten. Die dort eingesetzten Oberflächen des Plasmagitters sind galvanisch aufgewachsen und damit deutlich reiner und glatter als die in dieser Arbeit untersuchten Materialien. Zwar sind die Molybdänproben aus einem alten Plasmagitter hergestellt worden, waren jedoch vor den Messungen längere Zeit Luft und Staub ausgesetzt, so dass sie nicht mehr so sauber waren, wie die Oberflächen eines neuen Plasmagitters. Dem sollte durch die verwendeten Plasmabehandlungen entgegengewirkt werden, es kann aber nicht mit Sicherheit vorhergesagt werden, wie sich Cäsium auf den Plasmagittern verhält. Erwartet wird aber ein ähnliches Verhalten, wie es auch in dieser Arbeit beobachtet wurde, da das Experiment und die verwendeten Proben so gewählt wurden, dass die Bedingungen und Oberflächen im Experiment und in Quellen für negative Ionen sehr ähnlich sind.

5.4 Änderung der Austrittsarbeit bei verschiedenen Oberflächenbehandlungen

Da durch das Aufdampfen von Cäsium nicht die gewünschten und erwarteten niedrigen Austrittsarbeiten erreicht wurden, die in der Literatur zu finden sind, wird anschließend untersucht, ob die Austrittsarbeit durch weitere Behandlungen der Oberfläche gesenkt werden kann.

5.4.1 Austrittsarbeit nach längerer Wartezeit

Die einfachste Beobachtung ist die Änderung der Austrittsarbeit mit der Zeit. Durch längere Wartezeiten nach dem Aufbringen des Cäsiums wird beobachtet, dass die Austrittsarbeit wieder zunimmt und nach etwa einem Tag einen Wert knapp über 3 eV erreicht. Dabei finden die größten Änderungen zu Beginn statt, insbesondere in den ersten zwei Stunden. Danach sind die Änderungen der Austrittsarbeit wesentlich geringer (Abbildung 5.14). Die Änderungen sind insgesamt jedoch sehr gering, besonders wenn die dazugehörigen Fehler berücksichtigt werden.

Ein ähnliches Verhalten wird an Testständen des IPP Garching beobachtet. Die dort betriebenen Quellen für negative Ionen erreichen einen gleichmäßigen Strom an negativen Wasserstoffionen im durchgehenden Betrieb. Jedoch genügt eine Pause von einer Stunde, um die Ausbeute an H^- deutlich zu verringern. Dieser Effekt ist bei einer Pause über Nacht oder über mehrere Tage noch deutlicher sichtbar ([4]). Nach jeder Pause ist längeres Konditionieren (alle drei Minuten ein Plasmapuls von sechs Sekunden Länge)

nötig, um die Quelle wieder auf die vorherige Leistung zu bringen. Zum Teil werden dafür um die hundert Entladungen benötigt.

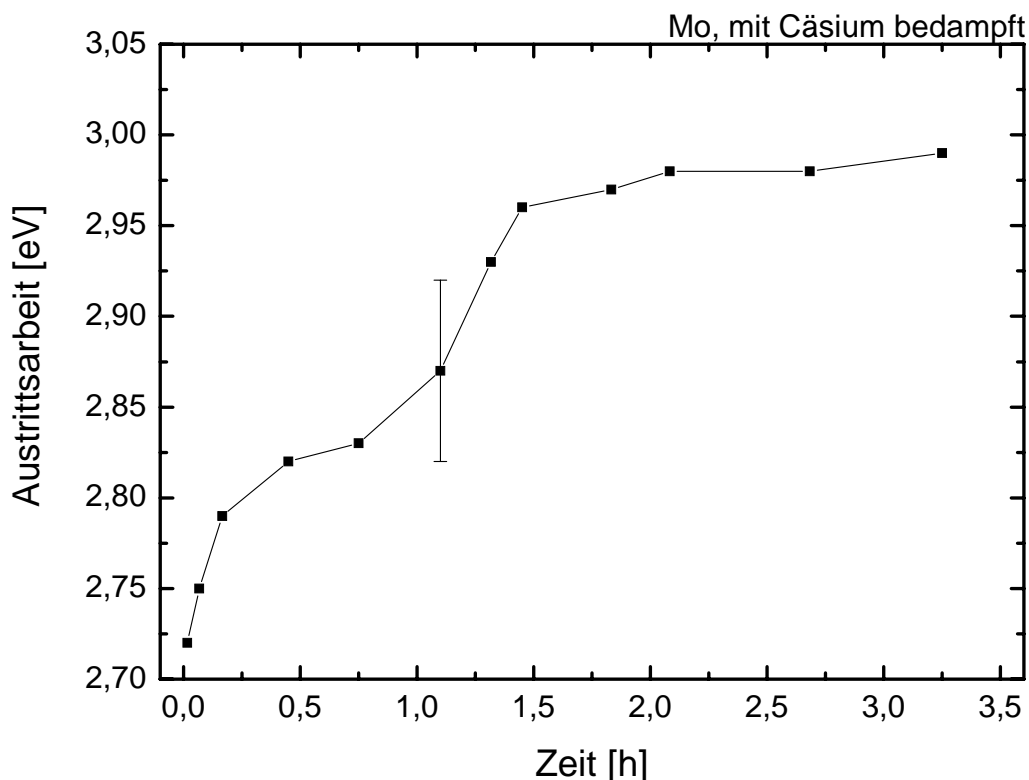


Abbildung 5.14: Änderung der Austrittsarbeit von zum Zeitpunkt Null mit Cäsium bedampften Molybdän. Stellvertretend für alle Messpunkte sind für einen Messpunkt Fehlerbalken eingezeichnet.

Diese Änderung mit der Zeit kann durch zwei Effekte erklärt werden. Zum einen kann es durch Reste der Luft im Reaktor (es herrscht „nur“ ein Vakuum von bis zu 10^{-6} mbar) zu Reaktionen des Cäsiums kommen, vor allem mit Sauerstoff und Wasser. Dadurch erhöht sich die Austrittsarbeit an manchen Stellen der Oberfläche und die Oberfläche mit niedriger Austrittsarbeit wird kleiner. Zum anderen findet eine Desorption des Cäsiums statt. Da Cäsium bereits bei $28,45^{\circ}\text{C}$ schmilzt, besitzt eine Cäsiumoberfläche bei Raumtemperatur bereits einen Dampfdruck von $1,4 \cdot 10^{-4}$ Pa. Deshalb kann beim ständigen Abpumpen des Reaktors die oberste Cäsiumschicht verdampfen.

Es wird ein lineares Desorptionsverhalten des Cäsiums für größere Schichtdicken erwartet, da die Desorption bei sonst gleichen Bedingungen von der Oberfläche des Cäsiums abhängt. Bei Schichtdicken knapp über einer Atomlage sollte die Desorption sich wie ein exponentieller Zerfall verhalten, da dann auch die Oberfläche des Cäsiums abnimmt ([13]). Um einen Eindruck der Größenordnung der Desorption zu erhalten wird die Schichtdicke des Cäsiums mit der Quarzmikrowaage über sieben Tage gemessen, nachdem zu Beginn der Messung Cäsium aufgedampft wurde (Abbildung 5.15).

Die Anzeige der Quarzmikrowaage sinkt dabei nicht kontinuierlich, sondern es werden stärkere Schwankungen beobachtet (siehe Abbildung 5.15). Da diese Fluktuationen nicht durch das Verhalten des Cäsiums erklärt werden können handelt es sich vermutlich um Schwankungen der Quarzmikrowaage auf Grund von Temperaturänderungen oder anderen Einflüssen. Dies kann jedoch nicht erklärt und mit Sicherheit bestimmt werden.

Für größere Schichtdicken wird das erwartete lineare Verhalten gefunden. In diesem Bereich beträgt die Desorption $0,63 \pm 0,02$ Atomlagen pro Tag, was einer Desorptionsrate von $3,8 \cdot 10^9$ Atomen/cm²/s entspricht. Ab einer Dicke von etwa 0,8 Atomlagen zeigt sich dann eine Desorption gemäß einem exponentiellen Zerfall. Dabei beträgt die Halbwertszeit fast genau 35 Stunden. Der exponentielle Zerfall setzt zwar etwas später ein als erwartet, was sich aber auch durch die Struktur des Cäsiums auf der Oberfläche erklären lässt (Kapitel 5.2). Insgesamt passt der gesamte Verlauf der Desorption sehr gut zu den entsprechenden Überlegungen.

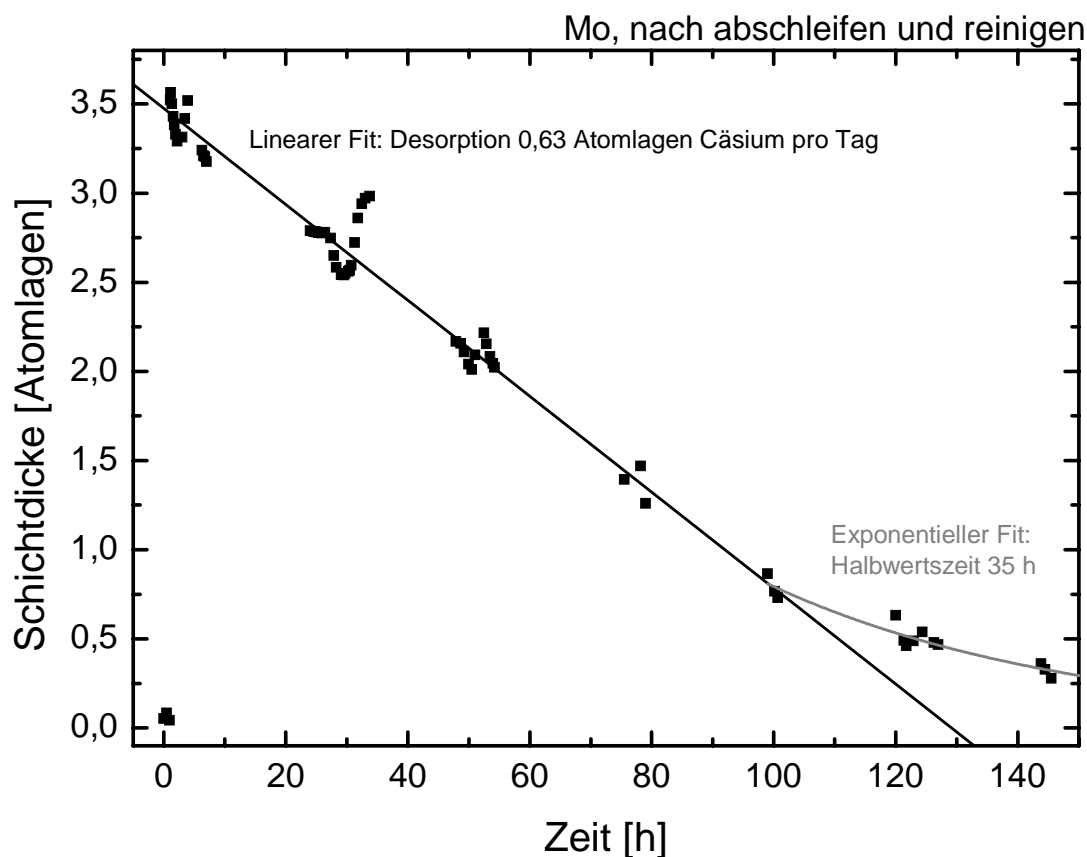


Abbildung 5.15: Messung der Schichtdicke von Cäsium über die Zeit (Messpunkte). Im Bereich großer Schichtdicken ist das Verhalten der Desorption linear (linker Bereich, lineare Fitfunktion, schwarz), im Bereich kleiner Schichtdicken entspricht sie einem exponentiellen Zerfall (rechter Bereich, exponentielle Fitfunktion, grau).

Die gemessene Desorptionsrate ist sehr gering, verglichen mit den Geschwindigkeiten der Cäsiumbedampfung, weshalb die Desorption für die Messungen der Austrittsarbeit

gegen die Schichtdicke weitestgehend vernachlässigt werden kann. Jedoch ist die gemessene Desorption nicht die Desorption von elementarem Cäsium, sondern die von CsAu. Um die Desorption von elementarem Cäsium zu messen benötigt man einen Schwingquarz, der eine Beschichtung besitzt, welche nicht mit Cäsium reagiert.

5.4.2 Behandlung mit Helium- und Argonplasmen

Um das Verhalten der cäsiierten Oberflächen bei verschiedenen Behandlungen zu untersuchen, besonders im Falle ähnlicher Behandlungen wie dem Konditionieren von Quellen für negative Ionen, werden verschiedene Plasmen auf frisch cäsiierten Oberflächen gebrannt sowie auf Oberflächen, deren Cäsium mit Luft in Kontakt gekommen ist und die deshalb eine Austrittsarbeit haben, die größer als 4 eV ist.

Es werden Plasmen der Edelgase Helium und Argon verwendet, um eine chemische Reaktion mit Cäsium auszuschließen, wobei eine Leistung von 200 W am Generator eingestellt und ein Gasdruck von 14 Pa gewählt wird. Bei der Verwendung von beiden Plasmen auf Oberflächen, deren Cäsium Kontakt mit Luft hatte, kann eine deutliche Erniedrigung der Austrittsarbeit festgestellt werden, wobei die Argonplasmen die Austrittsarbeit schneller beeinflussen. Die Austrittsarbeit sinkt für beide Gase innerhalb von 10-15 Minuten erneut unter 3 eV. Jedoch kann auf diese Weise die Austrittsarbeit nicht weiter gesenkt werden, als es schon vorher, ohne Plasmabehandlung, möglich war und beim Brennen von Plasmen über eine längere Zeit beginnt die Austrittsarbeit wieder zu steigen.

Ähnlich verhält es sich auch mit frisch cäsiierten Proben. Hier gibt es zwar keinen so deutlichen Abfall, da die Proben bereits eine Austrittsarbeit etwa 3 eV haben, doch auch hier kann die Austrittsarbeit durch eine Plasmabehandlung von 10-20 Minuten um etwa 0,2 eV verringert werden. Längere Behandlungen bringen, wie bei den Proben an Luft, eine Erhöhung der Austrittsarbeit mit sich.

Die Erniedrigung der Austrittsarbeit wird vermutlich durch eine Reinigung der Oberfläche bewirkt. Bei den cäsiierten Oberflächen, die in Kontakt mit Luft gekommen waren, wird durch eine Plasmabehandlung der Oberfläche die oberste, mittlerweile oxidierte Cäsiumschicht abgetragen. Dadurch wird das darunterliegende elementare Cäsium auf den Strukturen frei, wodurch die gesamte Oberfläche wie zuvor eine Austrittsarbeit von etwa 3 eV hat. Bei den frisch cäsiierten Oberflächen ist die Erniedrigung der Austrittsarbeit folglich kleiner und einer besseren Verteilung des Cäsiums und der Entfernung von Verunreinigungen zuzuschreiben. Das erklärt auch, warum der Effekt nur für kurze Plasmazeiten auftritt und die Austrittsarbeit bei längeren Plasmen wieder ansteigt. Die positiven Auswirkungen der Plasmen sind bis dahin so weit wie möglich ausgenutzt und durch weitere Plasmabehandlungen wird nur Cäsium abgetragen, was durch die Erhöhung der Oberflächentemperatur durch die Plasmen zusätzlich begünstigt wird.

Wie bereits in Kapitel 4.4 erwähnt ändert sich die Farbe von Argonplasmen, wenn zwischen dem Probenhalter und der Reaktorwand eine Spannung von 10-20 V angelegt wird, da durch die beschleunigten Argonionen Cäsium durch Zerstäubung von der Wand gelöst und ins Plasma gebracht wird. Um zu untersuchen, ob durch eine solche Spannung auch die Austrittsarbeit von Oberflächen beeinflusst werden kann, werden verschiedene Spannungen zwischen Probenhalter und Reaktorwand angelegt, während Argonplasmen brennen (Abbildung 5.16). Für die Messungen wird das Plasma ausgeschaltet, um die Austrittsarbeit messen zu können. Es werden wieder 200 W Leistung und 14 Pa Druck eingestellt. Positive Spannungen in Abbildung 5.16 bedeuten, dass die Reaktorwand gegenüber dem Probenhalter positiv geladen ist, negative Spannungen bedeuten eine dem entgegengesetzte Spannung. Dadurch werden die Ionen für positive Spannungen auf den Probenhalter beschleunigt, für negative Spannungen auf die Reaktorwand. Damit ist die Fläche, auf welche die Ionen auftreffen und von der sie Cäsium lösen können, für negative Spannungen wesentlich größer.

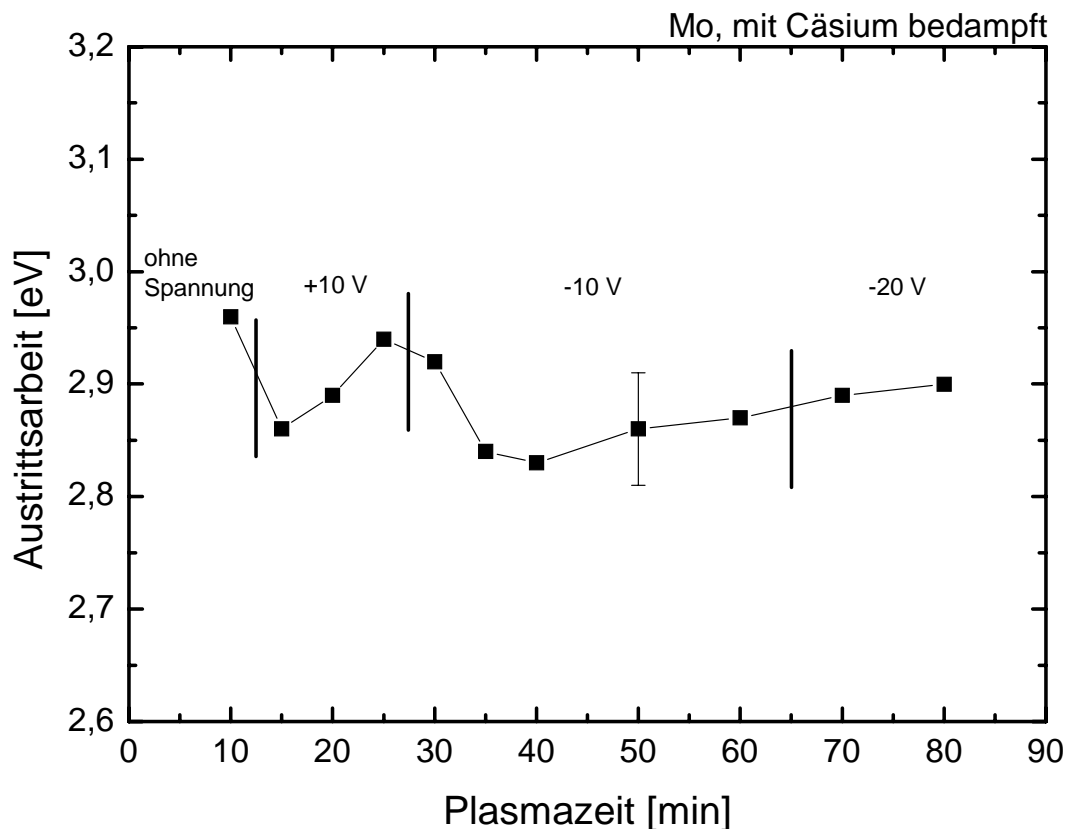


Abbildung 5.16: Austrittsarbeit von cäsierterem Molybdän gegen die Plasmazeit von Argonplasmen, teilweise mit Spannung zwischen dem Probenhalter und der Reaktorwand. Das Vorzeichen der Spannung bezieht sich auf die Ladung der Reaktorwand. Stellvertretend für alle Messpunkte sind für einen Messpunkt Fehlerbalken eingezeichnet.

Es fällt auf, dass die Austrittsarbeit bei Anlegen einer positiven Spannung sinkt, verglichen mit dem Wert der Austrittsarbeit nach einem Argonplasma ohne Spannung. Doch schon bei weiteren Plasmabehandlungen steigt die Austrittsarbeit wieder. Negative

Spannungen können die Austrittsarbeit sogar in stärkerem Maße drücken, aber auch hier ist der Effekt nur vorübergehend und kann auch durch größere Spannungen nicht verstärkt werden. In keinem Fall wird eine größere Änderung der Austrittsarbeit als 0,2 eV beobachtet.

Die Verstärkung des Effekts von Argonplasmen durch eine Spannung zwischen Probenhalter und Reaktorwand ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass durch die Spannung Cäsium von Oberflächen durch physikalische Zerstäubung gelöst und ins Plasma gebracht wird. Dadurch kann die Probe besser gereinigt werden und es wird zusätzlich das Cäsium besser auf den Oberflächen im Reaktor verteilt. Der stärkere Effekt bei negativ geladener Reaktorwand ist durch die deutlich größere Oberfläche im Vergleich zum Probenhalter zu erklären, da damit deutlich mehr Cäsium von den Wänden gelöst und auf den Probenhalter gebracht werden kann. Dies trägt zur auftretenden Cäsiumdynamik im Plasma bei.

5.4.3 Behandlung mit Wasserstoffplasmen

Die gleichen Experimente wie mit Argon- und Heliumplasmen werden auch mit Wasserstoffplasmen durchgeführt, da für Quellen für negative Ionen Wasserstoffplasmen relevant sind. Der Verlauf der Ergebnisse ähnelt dabei sehr den Ergebnissen von Argon.

Wasserstoffplasmen sind sowohl auf frisch cäsiierten Oberflächen als auch auf Oberflächen, deren Cäsium Luftkontakt hatte, effektiver beim Erniedrigen der Austrittsarbeit. Der Wert der Austrittsarbeit sinkt mit Wasserstoff schneller und tiefer als mit Argon (auf etwa 2,75 eV), kommt jedoch in keinen deutlich besseren Bereich. Grund für die effektivere Erniedrigung ist vermutlich die chemische Reaktivität, welche den physikalischen Reinigungseffekt auf der Oberfläche unterstützt.

Bei Wasserstoff wird allerdings kein Effekt bei einer angelegten Spannung beobachtet. Vermutlich ist der Grund dafür die deutlich kleinere Masse von Wasserstoff verglichen mit Argon, wodurch es zu keinem wesentlichen Zerstäubungseffekt kommt.

Da in den Quellen für negative Ionen deutlich mehr Cäsium eingesetzt wird ist es somit nicht verwunderlich, dass nach einer längeren Pause sehr viele Plasmaentladungen nötig sind, bis durch Umverteilung und Reinigung die Leistung der Quelle wieder auf ihrem vorherigen Stand ist. Wenn die typische Plasmabrenndauer von etwa zehn Minuten für eine optimale Austrittsarbeit mit der typischen Pulsdauer von sechs Sekunden in einer Quelle für negative Ionen verglichen wird, entsprechen zehn Minuten genau 100 Plasmaentladungen, womit die Plasmabrenndauer in beiden Fällen gleich ist. Allerdings ist die zur Konditionierung nötige Plasmabrenndauer am Teststand MANITU des IPP, an dem Langzeitpulse von mehreren Minuten Länge durchgeführt werden, wesentlich län-

ger als 10 Minuten. Grund dafür ist die Cäsiumdynamik in den Experimenten, wodurch verschiedene Effekte zur Cäsiumverteilung beitragen und einen Vergleich erschweren.

5.5 Einfluss der Temperatur des Probenhalters

Bereits in Kapitel 3.2 wurde diskutiert, dass die Austrittsarbeit eine kleine Temperaturabhängigkeit besitzt. Diese ist allerdings weder im Bereich der Messgenauigkeit des Aufbaus dieser Arbeit noch für die Ergebnisse relevant. Jedoch wird, wie schon in Kapitel 5.2 erwähnt, in Bogenquellen bei einer Erhöhung der Temperatur des Plasmagitters eine Steigerung der Ausbeute an negativen Wasserstoffionen festgestellt. Deshalb soll der Einfluss eines beheizten Probenhalters auf die Austrittsarbeit explizit untersucht werden.

Es wird die gleiche Messung einer abgeschliffenen und gereinigten Molybdänprobe wie in Kapitel 5.3 durchgeführt, nur diesmal mit beheiztem Probenhalter. Dabei wird der Probenhalter mit einem Heizdraht, der elektrisch vom Probenhalter und der Probe isoliert ist, auf 150-200°C erwärmt. Der Heizstrom der Dispenser wird im Verlauf der Messung schrittweise erhöht. Das Ergebnis (Abbildung 5.17) ähnelt sehr dem Resultat von Kapitel 5.3, ist jedoch etwas zu kleineren Dispenserlaufzeiten verschoben.

Die Verschiebung ist allerdings nicht durch die Temperatur allein zu erklären, da durch so geringe Temperaturänderungen nur ein nicht messbarer Unterschied der Austrittsarbeit zu erwarten wäre. Auch erreichen beide Proben den gleichen Sättigungswert von knapp unter 3 eV, was auf unterschiedliche Startvoraussetzungen hindeutet. Es könnte zum Beispiel eine der beiden Proben mehr oxidiert gewesen sein und deshalb zu Beginn eine größere Austrittsarbeit als die andere Probe gehabt haben. Abgesehen von dieser Verschiebung zeigen beide Kurven den gleichen Verlauf.

Ein weiterer auftretender Effekt bei Heizung des Probenhalters sind Photoströme von mehreren Mikroampere bei längeren Dispenserlaufzeiten. Dies macht die Messung der Austrittsarbeit in einem weiten Bereich des Experiments unmöglich (ab 350 Sekunden). Diese Ströme treten auf, sobald die Heizung des Probenhalters ausgeschaltet ist und mit einer angelegten Spannung von 5 V der Photostrom gemessen wird. Das Abschalten ist nötig, da die Heizung des Probenhalters die Messung der Austrittsarbeit verhindert. Der Grund dafür ist, dass die kleinen Photoströme durch Einflüsse der Heizung gestört werden und das Picoamperemeter keine Werte liefert. Für den letzten Messwert wurde nach dem Ausschalten der Heizung etwa 20 Minuten gewartet, bis eine Messung der Austrittsarbeit wieder möglich war.

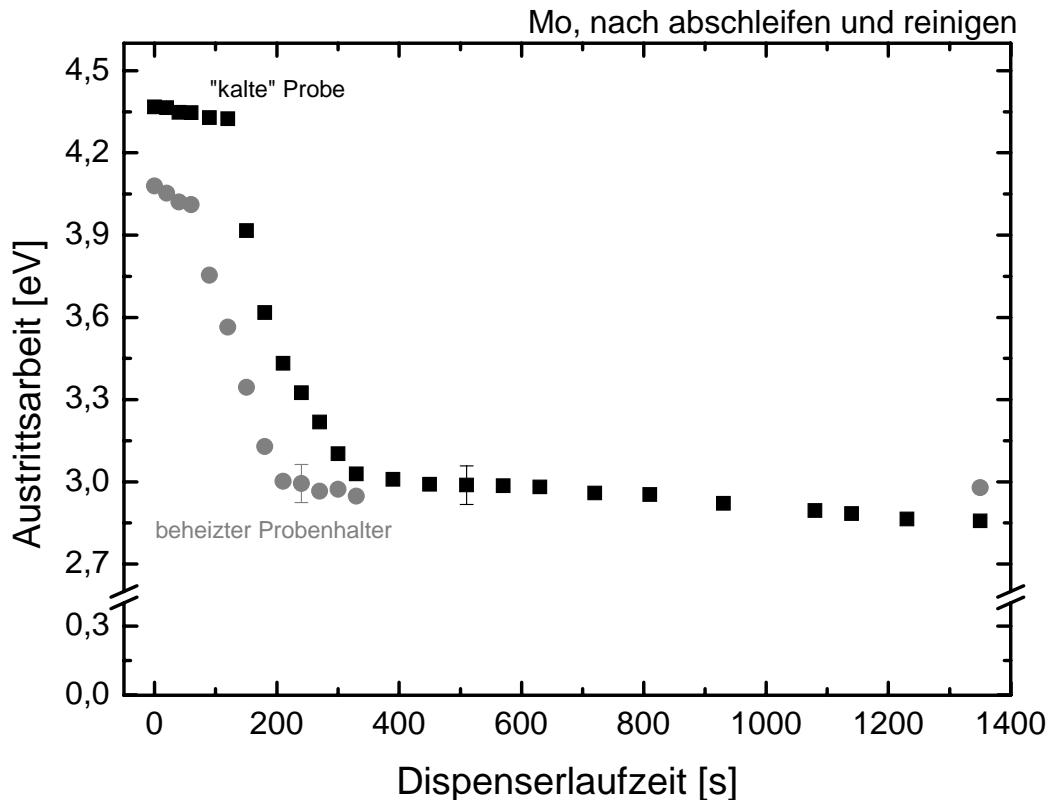


Abbildung 5.17: Verlauf der Austrittsarbeit von Molybdänproben gegen die Dispenserlaufzeit. Die Probe ist einmal beheizt (grau), einmal nicht (schwarz). Stellvertretend für alle Messpunkte sind für je einen Messpunkt Fehlerbalken eingezeichnet.

Der zeitliche Verlauf der Ströme nach dem Trennen der Heizung ist in Abbildung 5.18 zu sehen. Es ist zu erkennen, dass der gemessene Strom erst ein paar Sekunden nach dem Trennen der Heizung auf etwa $4 \mu\text{A}$ steigt und danach wieder exponentiell abfällt. Der exponentielle Abfall ist über eine Stunde zu beobachten.

Das Verhalten des Stroms lässt auf einen Temperatureffekt schließen, da dieses Verhalten dem erwarteten Abkühlen einer heißen Probe entspricht. Der Photoeffekt kann als Erklärung ausgeschlossen werden, weil der Strom nicht abhängig vom einfallenden Licht ist. Damit liegt die Thermoemission von Elektronen als Ursache nahe, welche schon in Kapitel 4.4 diskutiert wurde. Die Thermoemission folgt der Richardson-Gleichung (4.2).

Die Temperatur der Molybdänprobe ist zu gering, um so große Ströme erklären zu können. Außerdem gibt es bei der Probe keinen Grund für einen Anstieg nach Abschalten der Heizung. Dagegen ist der Heizdraht, der die Probe erwärmt, sehr viel heißer und glüht. Damit beträgt seine Temperatur einige hundert Grad Celsius, vermutlich etwa 800°C oder etwas mehr. Für Thermoemission des Heizdrahts im Mikroamperebereich bei einer Austrittsarbeit von 4 eV wäre jedoch eine Temperatur von fast 1200°C nötig, was mit Sicherheit nicht erreicht wird.

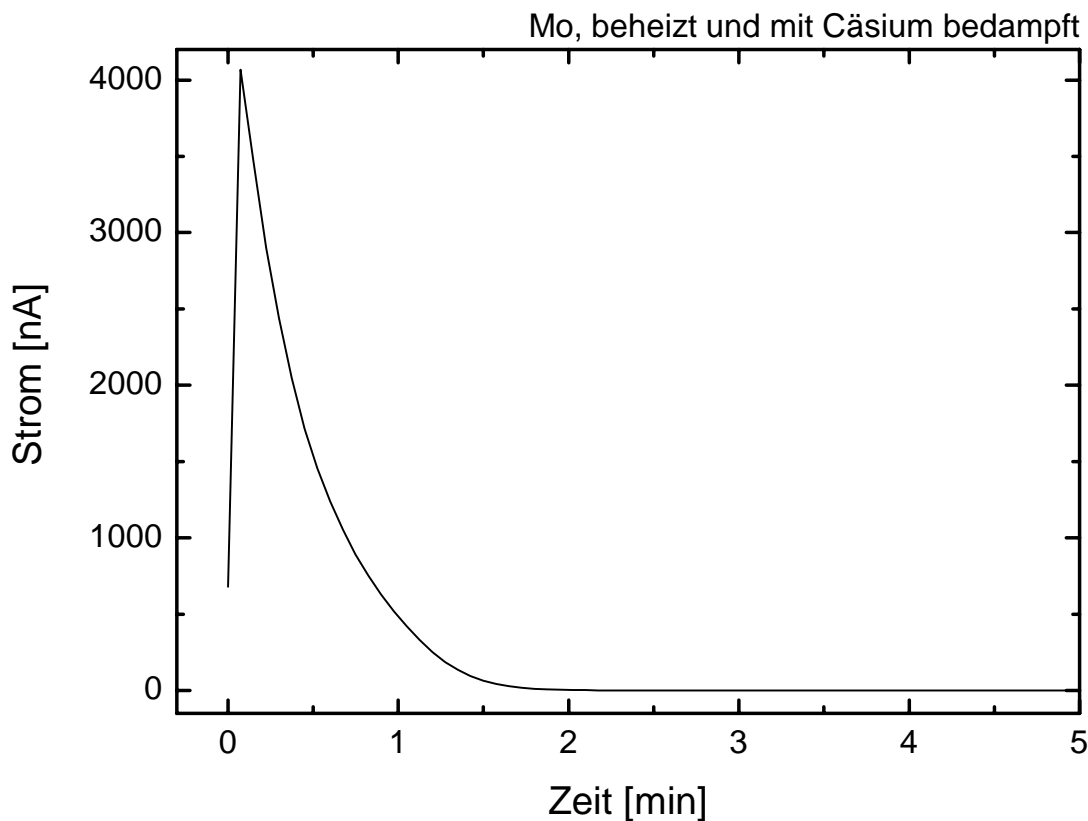


Abbildung 5.18: Strom bei einer Spannung von 5 V zwischen beheiztem Probenhalter mit cäsierter Molybdänprobe und Reaktorwand nach Abschaltung der Heizung.

Jedoch sind die Ströme durch eine niedrigere Austrittsarbeit zu erklären. Da Cäsium eine Siedetemperatur von 671°C besitzt, kann es an Oberflächen kondensieren, deren Temperatur unterhalb dieser Grenze liegt. Die Berechnung der Thermoemission einer Oberfläche bei 671°C mit einer Austrittsarbeit von 2,7 eV ergibt Ströme im Mikroamperebereich.

Damit können die gemessenen Ströme, und vor allem der Anstieg nach Abschalten der Heizung, dadurch erklärt werden, dass beim Abkühlen des Heizdrahtes ab einer Temperatur von 671°C Cäsium am Heizdraht kondensiert und dessen Austrittsarbeit deutlich herabsetzt. Bei weiter fallender Temperatur sinkt die Thermoemission gemäß Gleichung (4.2) weiter exponentiell, was gut zum beobachteten Verhalten in Abbildung 5.18 passt.

Dies alles liefert keine Erklärung für die gemessene Steigerung der Ausbeute an negativen Wasserstoffionen durch Heizung des Plasmagitters. Es bleiben weitere Erklärungsmöglichkeiten für diesen Effekt: zum einen wurde auf den untersuchten Siliziumproben ein schnelleres Cäsiumwachstum auf der beheizten Probe gemessen. Das spricht für eine Unterstützung des Cäsiumwachstums durch eine höhere Temperatur. Zum anderen können weitere Einflüsse auftreten, wie etwa eine Begünstigung des Oberflächenprozesses zur Bildung von negativen Wasserstoffionen durch eine Erhöhung der Temperatur. Außerdem spielt die Dynamik des Cäsiums in der Quelle eine wichtige Rolle. So

kann zum Beispiel durch die Wahl des Plasmagitters als heißeste Stelle die Bedeckung des Cäsiums im Bereich weniger Atomlagen am besten stabilisiert werden. Jedoch kann für diese Diskussion im Rahmen dieser Arbeit keine abschließende Aussage gemacht werden.

5.6 Monitoring der Austrittsarbeit durch Laser

Durch die Messung des Photostroms mit Lasern soll eine Möglichkeit zum Monitoring der Änderung der Austrittsarbeit getestet und entwickelt werden, um später in Quellen für negative Ionen eingesetzt zu werden.

Dafür wird für die beiden Laser (532 nm und 650 nm) bei den durchgeführten Messungen regelmäßig der Photostrom gemessen. Jedoch sind die Photoströme auf Grund der relativ großen Austrittsarbeit recht klein. Beim 650 nm-Laser sind die resultierenden Photoströme kleiner als 10 Picoampere und damit für eine sinnvolle Auswertung nicht zu gebrauchen. Die Ströme des grünen Lasers bewegen sich dagegen im Nanoamperebereich, was Rückschlüsse auf die bestrahlte Oberfläche möglich machen sollte.

Ein Einsatz dieses Monitoring ist vor allem für laufende Dispenser sinnvoll, da so die Austrittsarbeit am besten optimiert werden könnte. Jedoch treten bei laufenden Dispensern Ströme auf (siehe Kapitel 4.4), die deutlich größer sind als die Photoströme des grünen Lasers. Daher wird bei einer Messung, bei der ein Dispenser drei Stunden lang läuft (Abbildung 4.5), abwechselnd der Strom mit und ohne Lasereinstrahlung gemessen. Die Differenz der beiden Kurven sollte dem Photostrom des grünen Lasers entsprechen (Abbildung 5.19).

Dieses Resultat zu deuten ist jedoch äußerst schwierig. Mit den Experimenten von Moody [6] und Yamaoka [7] kann das Ergebnis nicht direkt verglichen werden, da in beiden Fällen sehr reine Oberflächen verwendet wurden und die beobachteten Austrittsarbeiten deshalb deutlich geringer waren. Entsprechend musste bei diesen Messungen deutlich weniger Cäsium aufgedampft werden und es konnte ein Minimum der Austrittsarbeit beobachtet werden.

Der Graph in Abbildung 5.19 zeigt ebenfalls das Verhalten eines Minimas der Austrittsarbeit, jedoch tritt dieses zweimal auf, nach etwa 15 Minuten und nach etwa 70 Minuten. Eine mögliche Erklärung dafür wäre, dass zu Beginn der Messung Cäsium aufgedampft wurde und die Austrittsarbeit gemäß der Theorie (Kapitel 2.3) ein Minimum durchläuft. Mit zunehmender Dispenserlaufzeit stellt sich ein Gleichgewicht zwischen absorbiertem und desorbiertem Cäsium ein. Im weiteren Verlauf lässt die Verdampfung der Dispenser nach, es wird mehr Cäsium desorbiert als absorbiert wird und die Austrittsarbeit durchläuft ein zweites Minimum.

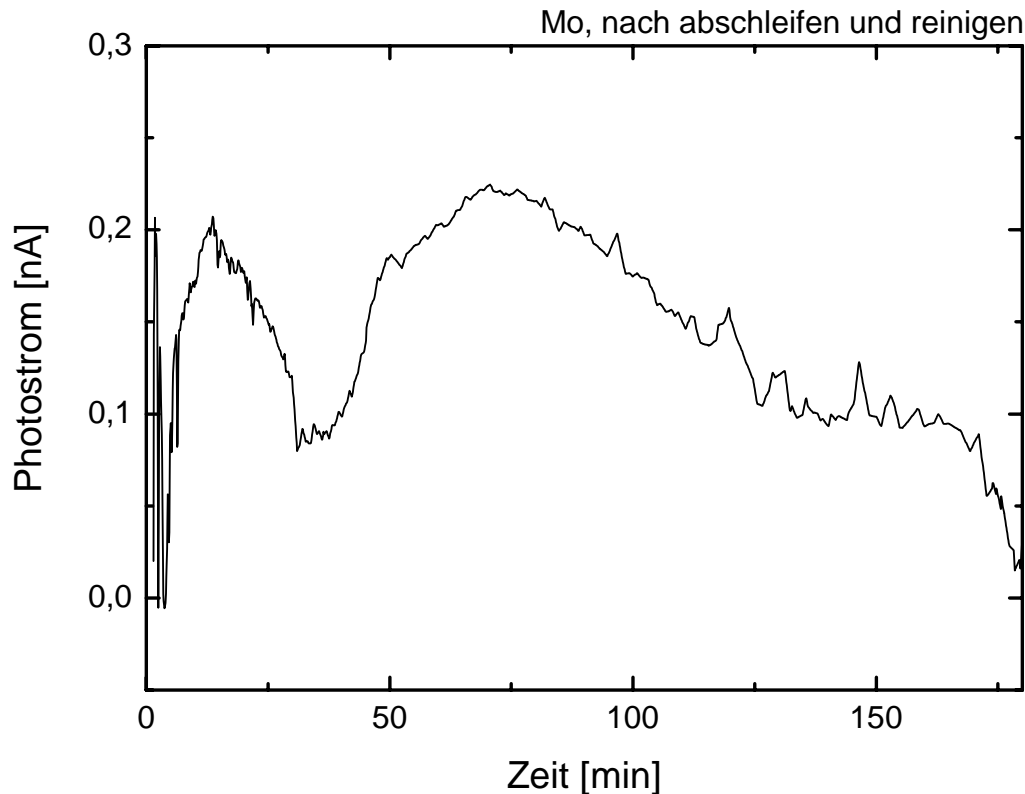


Abbildung 5.19: Differenz zwischen dem gemessenen Strom zwischen Probenhalter und Reaktorwand mit und ohne 532 nm-Laser während des Einsatzes eines Dispensers.

Diese Interpretation steht jedoch im Widerspruch zu allen bisherigen Beobachtungen dieser Arbeit. So wird bei den beobachteten Proben weder ein Minimum der Austrittsarbeit festgestellt, noch lässt die Verdampfung der Dispenser mit der Zeit so wesentlich nach, dass ein solcher Effekt erklärbar wäre. Außerdem spricht die Messung der Schichtdicke mit der Quarzmikrowaage gegen eine bei dieser Messung beobachtbare Desorption, da die Quarzmikrowaage bei dieser Messung eine stetig wachsende Cäsiumbedeckung anzeigt.

Allerdings sind die Veränderungen im Vergleich mit dem subtrahierten Hintergrund (5-8 nA) recht klein. Angesichts des Fehlens anderer Hinweise sind die beobachteten Formen wohl durch andere Effekte verursacht worden.

Für einen entsprechenden Aufbau kann versucht werden, Laser mit anderen Wellenlängen einzusetzen. Laser mit Wellenlängen von 400 und 440 nm sollten den Anforderungen für ein Monitoring im Bereich der kleinsten Austrittsarbeit genügen. Die hier verwendete Lichtleistung war in jedem Fall ausreichend.

Ein Monitoring ist in der geplanten Art für die hier betrachteten Oberflächen aber nicht sinnvoll, da kein Minimum der Austrittsarbeit bei wachsender Schichtdicke gemessen werden kann. Da auch keine wesentlichen Änderungen der Austrittsarbeit für Schichten über 10 nm erwartet werden fällt auch der ursprüngliche Zweck des Monitoring weg.

Jedoch ist nicht gesichert, ob das auch für Quellen für negative Ionen gilt. Die dort herrschenden Bedingungen könnten sich für die Austrittsarbeit als besser erweisen, außerdem können weitere Effekte der Temperatur nicht ausgeschlossen werden. Weitere Versuche, ein Monitoring der Austrittsarbeit aufzubauen, sind deshalb im Hinblick auf die Optimierung von Quellen für negative Wasserstoffionen wünschenswert, um genaue Untersuchungen der relevanten Oberflächen durchführen zu können.

6 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden in einem Laborexperiment Untersuchungen zu den Eigenschaften von Cäsiumschichten unter verschiedenen äußeren Einflüssen betrachtet. Dafür wurden Methoden zur Analyse von Cäsiumschichten aufgebaut und auf Zuverlässigkeit geprüft. Anschließend wurden Schichten mit Dicken im Nanometerbereich auf verschiedene Oberflächen aufgebracht und ihre Struktur und Austrittsarbeit untersucht.

Zum Aufbringen von Cäsium wurden Dispenser der Firma SEAS Getters verwendet, die bereits am IPP Garching an Testständen für die Entwicklung von Quellen für negative Ionen eingesetzt wurden. An den Testständen des IPP, an denen sonst Cäsium in wesentlich größeren Mengen mit Cäsiumöfen aufgebracht wird, führte der Einsatz der Dispenser zu keiner Erhöhung der Ausbeute an negativen Wasserstoffionen, verglichen mit Experimenten ohne Cäsium. Im hier verwendeten Versuchsaufbau konnte deren Funktionstüchtigkeit jedoch sowohl im Vakuum, als auch in verschiedenen Plasmen nachgewiesen werden. Mit den Dispensern kann innerhalb von 30 Sekunden Cäsium aufgedampft werden und ihre Verdampfungsrate ist über fast drei Stunden konstant, sodass sich die Dispenser gut für die Untersuchungen der Eigenschaften von Cäsium bei sich ändernder Schichtdicke eignen.

Zur exakten Bestimmung der Dicke des aufgedampften Cäsiums wurde eine Quarzmikrowaage verwendet, mit der über die Frequenzänderung eines Schwingquarzes auf die Massenänderung durch das aufgebrachte Cäsium geschlossen werden kann. Diese Quarzmikrowaage wurde ebenfalls bereits an einem Teststand des IPP eingesetzt und zeigte Probleme. Diese Probleme wurden auch im Rahmen dieser Arbeit beobachtet, konnten aber behoben werden. Die Quarzmikrowaage bleibt jedoch sehr empfindlich, vor allem bei Temperaturänderungen, weshalb der Einsatz im Plasma nicht möglich ist. Außerdem wurde das Funktionsprinzip eines Oberflächenionisations-Detektors getestet und kann prinzipiell zur Messung der Cäsiumverdampfung verwendet werden, vorher sind jedoch noch die Einflüsse durch andere Effekte zu untersuchen und zu quantifizieren.

Mit Hilfe der Cäsiumdispenser und der Quarzmikrowaage konnten systematische Messungen der Austrittsarbeit und des Wachstums von Cäsiumschichten durchgeführt werden. **In der Gasphase** wurde für das Wachstum von Cäsium auf glatten Oberflächen entsprechend den Ergebnissen in der Literatur unter anderen Bedingungen ein gleichmäßiges Schichtwachstum erwartet. Es wurde jedoch durch Aufnahmen mit einem Ras-

terelektronenmikroskops ein Inselwachstum beobachtet: Das Cäsium wächst nicht gleichmäßig, sondern in lokalen Strukturen, wobei zwischen diesen Strukturen die ursprüngliche Oberfläche weiterhin zu sehen ist. Diese Ergebnisse wurden durch Untersuchungen mit einem Rasterkraftmikroskop bestätigt. Dabei reichen die Formen von Tröpfchen über Quadrate bis hin zu Sternen.

Beheizte Proben zeigen kaum anderes Verhalten als unbeheizte Proben. Lediglich ein etwas schnelleres Wachstum des Cäsiums kann beobachtet werden. Die am IPP Garching gemessene gesteigerte Ausbeute an negativen Wasserstoffionen bei Heizung des Plasmagitters kann nicht durch die Struktur des aufgewachsenen Cäsiums, sondern nur durch das schnellere Wachstum erklärt werden. Bei allen Proben bleibt zwischen den aufgewachsenen Strukturen der Großteil der betrachteten Oberflächen ohne Cäsiumbedeckung. Dies ist der wohl deutlichste Unterschied des Cäsiumwachstums im Vergleich zu Literatur und theoretischen Überlegungen, bei denen von einem homogenen Wachstum der Cäsiumschichten ausgegangen wird. Bei den untersuchten Oberflächen war bisher nur eine Ex-situ-Messung möglich, weshalb alle Proben vor der Untersuchung in Kontakt mit Luft kamen. Der Aufbau einer In-situ-Messung wäre daher für weitere Messkampagnen wünschenswert.

Durch genaue Untersuchungen mit Hilfe von EDX-Spektroskopie kann in vielen der beobachteten Strukturen ein hoher Siliziumanteil festgestellt werden. Da die glatten Oberflächen durch Politur hergestellt wurden kann davon ausgegangen werden, dass es sich dabei um Reste der Körnung des dafür verwendeten Schleifpapiers handelt. Die Tatsache, dass nur in den aufgewachsenen Strukturen Silizium gefunden wird, auf den freien Flächen zwischen den Strukturen dagegen kaum etwas, zeigt, dass sich das Cäsium vorzugsweise an bereits vorhandenen Kondensationskeimen absetzt und nicht an den sonst vorliegenden glatten Flächen, was mit Beobachtungen in der Literatur übereinstimmt. Dies ist jedoch nicht der einzige Grund für das Wachstum in lokalen Strukturen, da auch auf einkristallinen Siliziumoberflächen ein lokales Wachstum beobachtet wurde. Da auf diesen Oberflächen weder ausreichend Kondensationskeime noch Unebenheiten vorliegen, um dieses Wachstum zu erklären, lagert sich Cäsium offensichtlich vorzugsweise dort an, wo sich bereits Cäsium auf der Oberfläche abgesetzt hat.

Um ein gleichmäßigeres Schichtwachstum zu erreichen könnten die Proben nach dem Polieren gründlicher gereinigt werden, der Erfolg einer solchen Behandlung ist angesichts der Siliziumproben allerdings fraglich. Damit würden die untersuchten Oberflächen den Proben in vielen Experimenten aus der Literatur ähneln, die unter anderen Bedingungen stattfanden. Ob dies sinnvoll ist, hängt von den Oberflächen ab, die in Quellen für negative Ionen verwendet werden. Da diese aus Kupfer und Molybdän bestehen ist jedoch kein anderes Verhalten als das in dieser Arbeit beschriebene zu erwarten.

Sowohl die Resultate der Untersuchungen durch Rasterelektronen- und Rasterkraftmikroskopie als auch weitere Analysen der Oberflächen mit EDX- und RBS-Spektroskopie stimmen mit der gemessenen Schichtdicke der Quarzmikrowaage überein. In allen Fällen liegt die Dicke der Strukturen auf der Oberfläche nach einigen Minuten intensiver Cäsiumbedampfung bei 20 bis 100 nm. Dabei ist zu beachten, dass bei der Quarzmikrowaage und bei RBS-Spektroskopie nur mittlere Schichtdicken angegeben werden können, da diese Methoden über einen makroskopischen Bereich mitteln. Die anderen Methoden können die Höhe der Strukturen und damit die tatsächliche Schichtdicke an einzelnen Punkten bestimmen, die Ergebnisse stimmen aber sehr gut überein.

Des Weiteren kann als Gegenstück zum Aufdampfen die Desorption von Cäsium mit der Quarzmikrowaage beobachtet werden. Für Bedeckungen von vielen Atomlagen verläuft die gemessene Desorption linear und beträgt 0,63 Atomlagen pro Tag. Bei dünnen Cäsiumschichten von etwa einer Atomlage Dicke stellt sich ein Verhalten wie bei einem exponentiellen Zerfall ein. Dieses zeigt eine Halbwertszeit für die Cäsiumdesorption von 35 Stunden. Damit ist die Abnahme auf den verwendeten Proben zwar deutlich zu messen, jedoch für die Untersuchungen der Austrittsarbeit und die Korrelation mit der Schichtdicke unerheblich, da sie sich in einer anderen Zeitskala abspielt als die deutlich schnellere Absorption. Allerdings handelt es sich bei dem gemessenen Wert um die Desorption der halbleitenden Verbindung CsAu, nicht der Desorption von elementarem Cäsium. Zudem fand die Messung bei Raumtemperatur statt und nicht, wie am Plasma-gitter in Quellen für negative Ionen, bei 150°C, weshalb diese Abhängigkeit weiterer Analysen bedarf.

Die Messungen der Austrittsarbeit wurden mit Hilfe des äußeren photoelektrischen Effekts durchgeführt, nach der Theorie von Fowler ausgewertet und aus den Ergebnissen eine Korrelation mit der Schichtdicke gewonnen. Es wurde ein Zusammenhang wie in der Literatur erwartet, wonach die Austrittsarbeit mit steigender Schichtdicke sinkt, ein Minimum von unter 2 eV bei einer Bedeckung von etwa 0,65 Atomlagen Cäsium erreicht und für dickere Schichten einem Sättigungswert von knapp über 2 eV entgegengläuft. Bei einigen Messungen wurden bereits nach sehr geringer Cäsiumzufuhr Werte unter 2 eV erreicht, jedoch waren diese Resultate später nicht mehr reproduzierbar. Stattdessen ist bei der Bedampfung mit Cäsium ein vergleichsweise langsamer, fast linearer Abfall der Austrittsarbeit bis zu einer mittleren Schichtdicke von etwa 10 nm zu beobachten, was 20 Atomlagen entspricht. Von dem bis dahin erreichten Wert der Austrittsarbeit von etwa 3 eV weichen die gemessenen Austrittsarbeiten für dickere Schichten kaum ab. Die Werte sinken zwar noch etwas, jedoch kann keine wesentliche Verbesserung erzielt werden. Alle dabei gemessenen Austrittsarbeiten bleiben über 2,5 eV. Ein Minimum, wie es unter in der Literatur für dünne Cäsiumschichten beschrieben wird, kann nicht beobachtet werden.

Dieser Verlauf der Austrittsarbeit beruht auf der Bildung lokaler Cäsiumstrukturen und der daraus resultierenden unvollständigen Bedeckung der Oberfläche. Eine Bedeckung der Oberfläche mit Cäsium von 20-30 %, wie sie durch RBS- und Rasterelektronenmikroskopie gemessen wurden, entspricht einer Austrittsarbeit von 2,6-3,1 eV. Die Verunreinigungen auf der Probenoberfläche, die zur Bildung dieser Strukturen führen, werden bereits in der Literatur als Grund für ähnliche Beobachtungen gegeben. Auch bei diesen Beobachtungen blieb die Austrittsarbeit über 2,5 eV und es wurde kein Minimum festgestellt. Warum die Austrittsarbeit in weiteren Messungen trotz sehr langem Aufdampfen von Cäsium und einer damit verbundenen mittleren Schichtdicke von bis zu 300nm nicht deutlich tiefer sinkt kann nicht erklärt werden. Es wäre zu erwarten, dass sich bei fortschreitender Bedampfung letztlich eine geschlossene Cäsiumschicht ausbildet. Dies kann aber nicht beobachtet werden.

Bei einer längeren Zeit ohne Cäsiumbedampfung steigt die gemessene Austrittsarbeit wieder. Als Gründe dafür sind die Desorption von Cäsium sowie eine Reaktion der Oberfläche mit Spuren von Sauerstoff und Wasser anzunehmen. Da der Druck im Reaktor nicht kleiner als 10^{-6} mbar ist können immer geringe Mengen an Gas aus der umgebenden Atmosphäre in den Reaktor eindringen.

Die Resultate der Untersuchungen von Cäsiumschichten, die **während eines Wasserstoffplasmas** hergestellt wurden, stimmen in vielen Bereichen mit den Ergebnissen aus der Gasphase überein. In beiden Fällen sinkt die Austrittsarbeit nicht unter 2,5 eV und zeigt kein Minimum, durch Heizen des Probenhalters werden ebenfalls keine anderen Ergebnisse erzielt. Es bilden sich wie in der Gasphase Strukturen aus, bei denen über die Hälfte der Oberfläche ohne Cäsiumbedeckung bleibt. Diese Strukturen sind aber sehr viel unregelmäßiger als in der Gasphase und zeigen keine Symmetrie, was auf die Temperatur und das dadurch gestörte gleichmäßige Wachstum zurückzuführen ist. Außerdem kommt im Plasma zur Desorption noch die Abtragung von Cäsium durch physikalische Zerstäubungsprozesse hinzu.

Eine deutliche Abnahme der Austrittsarbeit wird beobachtet, wenn auf den cäsiierten Oberflächen verschiedene Plasmen gebrannt werden. Dieser Effekt ist umso deutlicher, je größer die Austrittsarbeit ist, bevor das Plasma gebrannt wird. Auch senkt ein Wasserstoffplasma, wie es in Quellen für negative Ionen eingesetzt wird, die Austrittsarbeit schneller als vergleichbare Argon- oder Heliumplasmen, welche als Vergleich gewählt wurden, da sie als Edelgase keine chemische Reaktion mit dem Cäsium eingehen. Durch den Massenunterschied zwischen Argon und Helium kann ein Einfluss der Masse von Teilchen im Plasma auf die Änderung der Austrittsarbeit untersucht werden. Dabei zeigt sich, dass die schwereren Argonatome die Austrittsarbeit im Vergleich zu Helium auf Grund der auftretenden Zerstäubungsprozesse schneller senken. Ist mehr Cäsium im Plasma, so tritt zusätzlich noch Selbstzerstäubung durch das Cäsium auf. Die Plasmen

bewirken eine bessere Verteilung des Cäsiums sowie eine Reinigung der Oberflächen, da entstandene Cäsiumverbindungen wieder aufgebrochen werden. Der stärkere Einfluss des Wasserstoffs auf die Austrittsarbeit gegenüber den Edelgasplasmen liegt in der zusätzlichen chemischen Reaktivität des Wasserstoffs. Bei einem Wasserstoffplasma wird die niedrigste Austrittsarbeit nach etwa zehn Minuten Behandlung erreicht, bei Argon- und Heliumplasmen dauert dies etwa fünf bis zehn Minuten länger.

Vergleichbare Auswirkungen werden auch an Testständen des IPP beobachtet. Dort dauert es nach längeren Pausen zum Teil um die 100 Plasmaentladungen, um die gleiche Ausbeute an negativen Wasserstoffionen zu erreichen wie vor der Unterbrechung. Wird die Länge einer solchen typischen Plasmaentladung von sechs Sekunden berücksichtigt, so entspricht die Plasmabrenndauer, um die Quelle wieder in den optimalen Arbeitszustand zu bringen, den im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Ergebnissen.

Die Ergebnisse der Austrittsarbetsmessung liefern keine weitere Erklärung für die in Bogenquellen gemessene Erhöhung der Ausbeute an negativen Wasserstoffionen bei einer Erhöhung der Temperatur des Plasmagitters. Weder in Gasphase noch im Plasma kann durch die Heizung der Proben eine Erniedrigung der Austrittsarbeit festgestellt werden, gemäß der theoretischen Temperaturabhängigkeit der Austrittsarbeit ist ein solcher Effekt auch nicht zu erwarten. Ebenso sind die bei diesen Temperaturen auftretenden thermisch emittierten Elektronen nicht zahlreich genug, um die beobachteten Effekte zu erklären. Als Erklärung der gesteigerten Ionenausbeute bleiben damit das schnellere Wachstum des Cäsiums auf beheizten Oberflächen, die Wahl des Plasmagitters als heißeste Stelle für eine kontrollierte Cäsiumbedeckung und die Einflüsse der komplizierten Cäsiumdynamik in den Experimenten.

Zur Optimierung der Cäsiumverdampfung in Quellen für negative Ionen sollte geprüft werden, ob ein Aufbau zum einfachen Monitoring der Austrittsarbeit mit Lasern möglich ist. Dabei sollte durch zwei Laser die Veränderung der Austrittsarbeit des Cäsiums in der Nähe des Minimums betrachtet werden, um die Cäsiumbedeckung im optimalen Bereich zu halten. Die gemessenen Austrittsarbeiten bleiben jedoch deutlich über den erwarteten Werten und es zeigt sich kein Minimum der Austrittsarbeit. Der bestmögliche Bereich ist demnach eine möglichst große Cäsiumbedeckung, was natürlich wesentlich einfacher zu realisieren ist als eine Bedeckung einer Oberfläche mit möglichst genau 0,65 Atomlagen Cäsium. Bei den hier betrachteten Oberflächen genügt es also, die Cäsiumbedeckung über einigen Atomlagen Cäsium zu halten. Um dies zu erreichen ist eine regelmäßige Zufuhr an Cäsium sinnvoll, wie es an den Testständen des IPP praktiziert wird. Jedoch sind ähnliche Untersuchungen an den Quellen für negative Ionen sinnvoll, um die Oberflächen und vor allem das Verhalten von Cäsium auf diesen mit den Experimenten aus dieser Arbeit und der Literatur vergleichen zu können. Deshalb

ist der Aufbau einer Austrittsarbeitsmessung nach dem hier angewandten Prinzip an den Testständen des IPP wünschenswert.

Es bleibt zu klären, ob sich die Oberflächen in Quellen für negative Ionen mehr wie die in dieser Arbeit betrachteten Oberflächen verhalten oder ob die sich bildenden Schichten den Betrachtungen in der Literatur ähneln. Die verwendeten Molybdänproben entsprechen zwar der Oberflächenbeschaffenheit eines Plasmagitters der Ionenquellen am IPP, jedoch waren sie längere Zeit Luft und Staub ausgesetzt und damit nicht mehr in der ursprünglich sauberen Verfassung eines neuen Plasmagitters. Eine Antwort auf diese Frage kann nur eine Untersuchung der Oberfläche eines neuen oder zumindest eines vor kurzem ausgebauten Plasmagitters geben, insbesondere eine Untersuchung des Aufwuchsverhaltens von Cäsium und der sich einstellenden Austrittsarbeit.

Sollten diese Resultate ähnlich ausfallen wie die Ergebnisse dieser Arbeit, so würde dies das Einstellen des optimalen Arbeitspunktes für Quellen für negative Ionen deutlich vereinfachen. Zwar wäre die Austrittsarbeit nicht so niedrig wie erwartet und wie es möglich wäre, allerdings ist dies für die Produktion von ausreichend negativen Wasserstoffionen auch nicht nötig. Dennoch sind noch weitere und spezifischere Arbeiten nötig, um das Verhalten von Cäsium und Cäsiumschichten unter verschiedenen Bedingungen sowie den deutlichen Einfluss der Temperatur besser zu verstehen und Quellen für negative Ionen weiter verbessern zu können.

Insgesamt wurden viele wertvolle Informationen über das Verhalten von dünnen Cäsiumschichten unter Bedingungen gesammelt, die denen in Quellen für negative Wasserstoffionen ähneln. Obwohl einige Punkte offen bleiben, die weiterer Untersuchung bedürfen, konnte durch diese Arbeit ein großer Schritt zum Verständnis von Cäsium unter Plasmabedingungen und auf verunreinigten Oberflächen gemacht werden.

Anhang A: Schaltskizzen Quarzmikrowaage

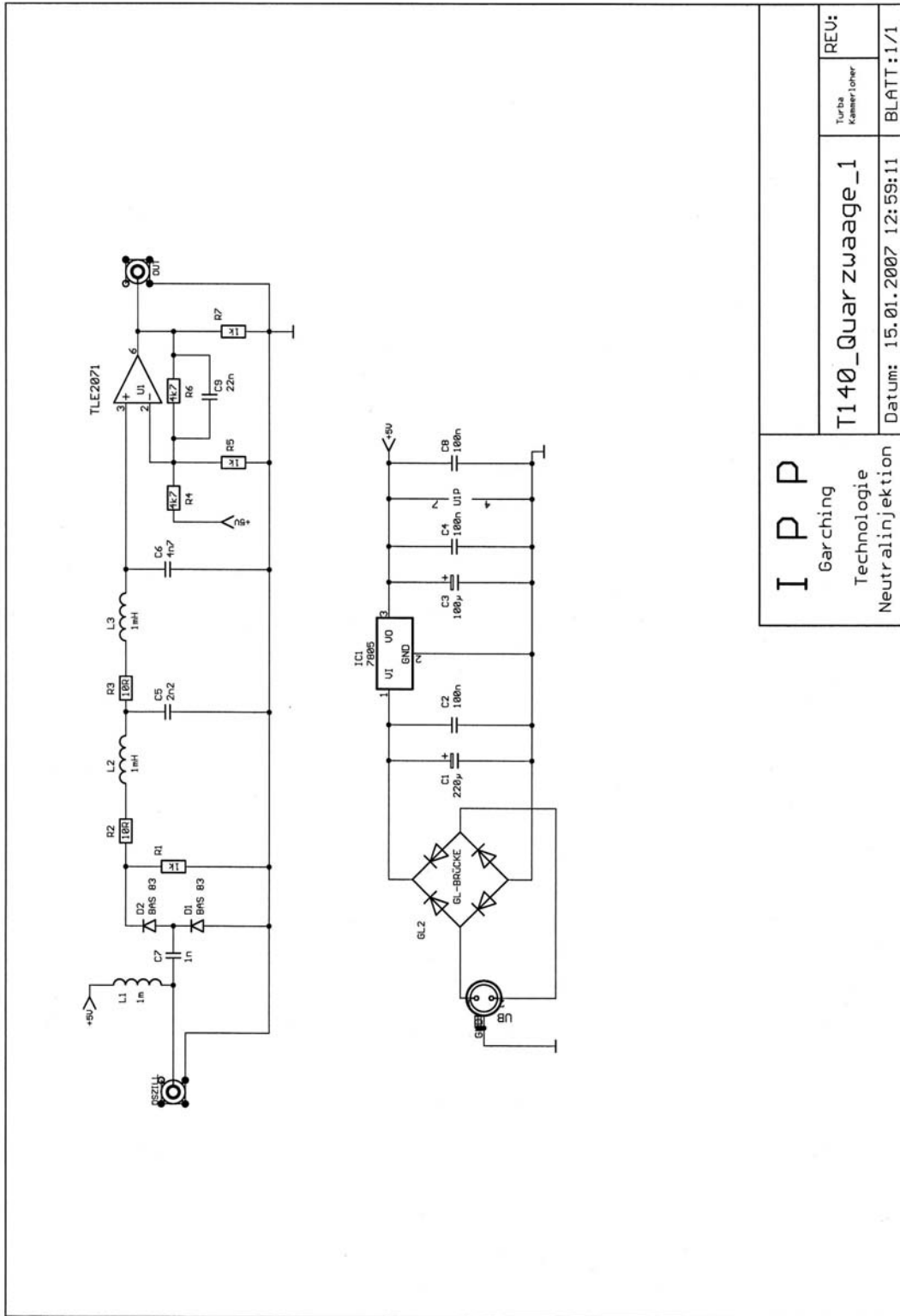
Die Schaltung der Quarzmikrowaage für eine Messung der Frequenzänderung zweier Schwingquarze wurde von Peter Turba (IPP) entworfen, gebaut und gewartet. Nachfolgend sind die dazugehörigen Schaltskizzen abgebildet.

Quarzplättchen

IPP
Garching
Technologie
Neutralinjektion

T140_Quarzaaage_2	REU: Mitterbecher Turba	BLATT: 1/1
Datum: 13.04.2007 14:53:09		

Die Messschaltung besteht aus 2 gleichen Oszillatoren.
 Der Referenzquarz ist abgedeckt, der Messquarz ist offen.
 Der Messquarz wird durch Cx etwas langsamer gemacht, dadurch wird die Mischfrequenz schneller je mehr der Messquarz bedeckt wird.
 Die beiden Oszillatorausgänge werden direkt zusammen geschaltet und zum Mischer bzw zur Stromversorgung über ein Coax-Kabel geführt.
 $Sf = 0.049 \text{ cm}^3 / \text{ng} = \text{SauerbreiKonstante für } 5.8 \text{ MHz AT-Schnitt Quarz}$
 $\Delta f = \frac{Sf \cdot \Delta m}{A}$
 Für Cäsium ein Monolayer (159ng auf 1.54 cm²) ist $\Delta f = 5 \text{ Hz}$.



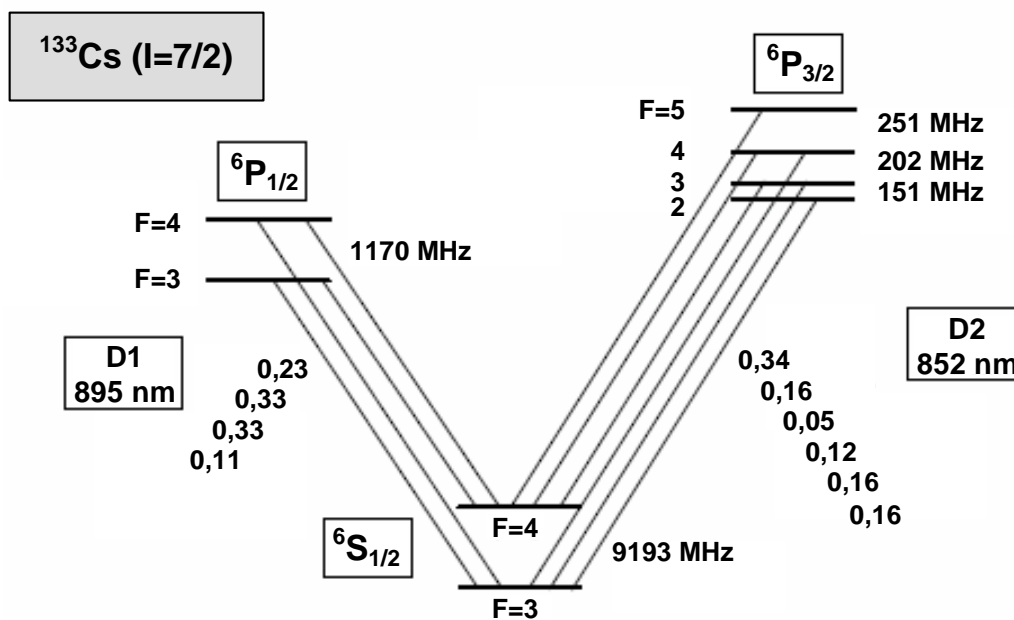
I P P
 Garching
 Technologie
 Neutralinjektion

Turba Kamerioner	REV:
T140_Quarzwaage_1	
Datum: 15.01.2007 12:59:11	BLATT: 1/1

Anhang B: Cäsium-D-Linien

Schema der Hyperfeinstruktur des $6p \rightarrow 6s$ Übergangs der Cäsium-D-Linien.

Das verwendete Spektrometer SPEX 1000M kann sowohl bei den D1- als auch bei den D2-Linien jeweils zwei Peaks auflösen. Der Peak mit der kleineren Wellenlänge gehört jeweils zum $F=3$ -Niveau, der Peak mit der größeren Wellenlänge zum $F=4$ -Niveau des $6s$ -Orbitals.



Literaturverzeichnis

- [1] www.iter.org; Stand: 25.02.08
- [2] http://www.efda.org/multimedia/slide_show.php?pic_no=35&tit_no=35&fol=sliideshow; Stand: 25.02.2008.
- [3] **E. Speth** (2005): *Entwicklung einer Hochfrequenz-Ionenquelle für ITER*; Tätigkeitsbericht 2005; Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching; <http://www.mpg.de/bilderBerichteDokumente/dokumentation/jahrbuch/2005/plasmaphysik/forschungsSchwerpunkt1/index.html>, Stand 20.02.2008.
- [4] **E. Speth et al.** (2005): *Overview of the RF source development programme at IPP Garching*; Nucl. Fusion **46**, 220–238.
- [5] **M. Wada, R. V. Pyle, J. W. Stearns** (1990): *Dependence of H Production upon the Work Function of a Mo Surface in a Cesium Hydrogen Discharge*; J. Appl. Phys. **67** 10, 6334-6339.
- [6] **N. A. Moody, D. W. Feldman, P. G. O'Shea, K. L. Jensen, A. Balter** (2005): *Measurement of low Workfunction Cesium Metals for Use in Dispenser Photocathodes*; Bericht der 27. Internationalen Freie-Elektronen-Laser Konferenz, 21.-26. August, Stanford, Kalifornien, USA.
- [7] **H. Yamaoka, M. Sasao, M. Wada, H. J. Ramos** (1989): *A Real-Time Method for Monitoring the Work Function of a Surface Conversion Negative Ion Source*; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B **36** 2, 227-231.
- [8] **F. G. Allen, G. W. Gobeli** (1966): *Energy Structure in Photoelectric Emission from Cs-Covered Silicon and Germanium*; Phys. Rev. **144** 2, 558-575.
- [9] **J. D. Levine, E. P. Gyftopoulos** (1964): *Adsorption Physics of Metallic Surfaces Partially Covered by Metallic Particles. Part I: Atom and Ion Desorption Energies*; Surface Science **1** 3, 171-193.
- [10] **J. D. Levine, E. P. Gyftopoulos** (1964): *Adsorption Physics of Metallic Surfaces Partially Covered by Metallic Particles. Part II: Desorption Rates of Atoms and Ions*; Surface Science **1** 3, 225-241.
- [11] **J. D. Levine, E. P. Gyftopoulos** (1964): *Adsorption Physics of Metallic Surfaces Partially Covered by Metallic Particles. Part III: Equations of State and Electron Emission S-curves*; Surface Science **1** 3, 349-360.

- [12] **E. P. Gyftopoulos, J. D. Levine** (1962): *Work Function Variation of Metals Coated by Metallic Films*; J. Appl. Phys. **33** 1, 67-73.
- [13] **R. Gutser** (wird eingereicht): *Simulations for the Generation and Extraction of Negative Hydrogen Ions in IPP RF Sources*; Dissertation, Universität Augsburg.
- [14] **M. Wada, K. H. Berkner, R. V. Pyle, J. W. Stearns** (1983): *Photoelectric Work Function Measurement of a Cesium Metal Surface and its Correlation with the Surface-produced H ion flux*; J. Vac. Sci. Technol. A **1** 2, 981-984.
- [15] **C. A. Papageorgopoulos, J. M. Chen** (1973): *Coadsorption of Electropositive and Electronegative Elements*; Surface Science **39** 2, 283-332.
- [16] **J.-L. Desplat, C.A. Papageorgopoulos** (1980): *Interaction of Cesium and Oxygen on W(110)*; Surface Science **92** 1, 97-118.
- [17] **Z. Ji-Kang, G. N. Okeke, C. H. B. MEE** (1986): *Work Function Measurements on a Silver-Oxygen-Cesium Photocathode Prepared on an Ag(111) Single Crystal*; phys. stat. sol. (a) **96** 2, 691-696.
- [18] **P. W. van Amersfoort, Y. C. Tong, E. H. A. Granneman** (1985): *A model for the stationary cesium coverage on a converter surface in a cesium seeded hydrogen discharge*; J. Appl. Phys. **58** 6, 2317-2325.
- [19] **P. Starke** (2005): *Chemische Erosion verschiedener Kohlenstoff-Materialien durch Wasserstoff-Isotope in Niederdruckplasmen*; Dissertation, Universität Augsburg.
- [20] **S. Seely** (1941): *Work Function and Temperature*; Phys. Rev. **59** 1, 75 – 78.
- [21] **R. L. Park, M. G. Lagally** (1985): *Methods of Experimental Physics, Vol. 22: Solid State Physics: Surfaces*; Academic Press, Inc.
- [22] **T. Neubrand** (2006): *Untersuchungen zum Einfluss der Austrittsarbeit bei der elektrochemischen Promotion katalytischer Reaktionen*; Dissertation, Universität Hannover.
- [23] **R. H. Fowler** (1931): *The Analysis of Photoelectric Sensitivity Curves for Clean Metals at Various Temperatures*; Phys. Rev. Letters **38** 1, 45-56.
- [24] **M. Akbi, A. Lefort** (1998): *Work Function Measurements of Contact Materials for Industrial Use*; J. Phys. D: Appl. Phys. **31** 11, 1301-1308.
- [25] **G. Sauerbrey** (1959): *Verwendung von Schwingquarzen zur Wägung dünner Schichten und zur Mikrowägung*; Z. Phys. A **155** 2, 206-222.
- [26] **M. Skottke-Klein et al.** (1991): *Preparation and characterization of thin CsAu films*; Thin Solid Films **203**, 131-145.

- [27] **SAES Getters** (2007): *Alkali Metal Dispensers Brochure*; kann auf <http://www.saesgetters.com/default.aspx?idPage=470> heruntergeladen werden, Stand: 25.02.2008.
- [28] **H. Hammer, K. Hammer** (1999): *Physikalische Formeln und Tabellen*; 6. Auflage, J. Lindauer Verlag, München.
- [29] **D. Sautter, H. Weinerth** (1990): *Lexikon Elektronik und Mikroelektronik*; 2. Auflage, VDI-Verlag, Düsseldorf.
- [30] <http://www.goodfellow.com/csp/active/static/G/Lanthan.HTML>, Stand: 25.02.2008.
- [31] **J. Yang, Z. Nie, X. Xi, Y. Wang** (2004): *Emission ability of La–Sc–Mo cathode*; Appl. Surf. Sci. 229, 51–55.
- [32] **H. Adachi, Y. Shibuya, T. Hariu, Y. Shibata** (1977): *Spread of Total Energy Distribution of Thermal Field-Emitted Electrons from LaB₆*; J. Phys. D: Appl. Phys. **10** 8, L113-L115.
- [33] **M. A. Uijtewaal, G. A. de Wijs, R. A. de Groot** (2006): *Ab Initio and Work Function and Surface Energy Anisotropy of LaB₆*; J. Phys. Chem. B **110** 37, 18459–18465.
- [34] **H. Kuchling** (1988): *Taschenbuch der Physik*; 11. Auflage, Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt am Main.
- [35] **A. Lamouri, I. L. Krainsky, W. Müller** (1993): *Electronic Structure and Work Function Study of a Model Dispenser Cathode Surface*; Surface and Interface Analysis **21** 2, 150-154.
- [36] **A. G. Urena, L. Bañares, E. Verdasco** (1992): *Simple Surface Ionization Detector for Total Reactive Scattering Measurements*; Meas. Sci. Technol. **3**, 1109-1111.
- [37] **W. G. Graham** (1980): *Properties of Alkali Metals Adsorbed onto Metal Surfaces*; Proc. 2nd Int. Symp on “Production and Neutralisation of Negative Hydrogen Ions and Beams”, Brookhaven National Laboratory, New York.

Danksagung

Zuletzt möchte ich mich noch bei allen bedanken, die zur Entstehung dieser Arbeit beigetragen haben. Besonders danken möchte ich:

· Frau **Priv.-Doz. Dr.-Ing. Ursel Fantz** für die Aufnahme am Lehrstuhl für Experimentelle Plasmaphysik der Universität Augsburg. Ihre kompetente wissenschaftliche Unterstützung und ihre hilfreichen Anregungen trugen zum Gelingen dieser Arbeit bei.

· Herrn **Prof. Dr. Wolfgang Brütting** für die Übernahme der Zweitkorrektur.

· Herrn **Dr. Patrick Starke** für die gute Zusammenarbeit und die Unterstützung bei der Durchführung der Messungen sowie beim Erstellen dieser Arbeit.

· Allen weiteren Mitgliedern des Lehrstuhls für Experimentelle Plasmaphysik für ihre Unterstützung, anregende Diskussionen und das gute Arbeitsklima: **Jihaan Ebad-Allah, Dipl.-Phys. Stephan Dietrich, Stefan Briefi, David Filimonov, Armin Manhard und Philipp Schmidt**.

· Herrn **Dr. Martin Balden** vom Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching und Herrn **Robert Merkle** vom Anwenderzentrum Material- und Umweltforschung der Universität Augsburg für die gute Zusammenarbeit und die Untersuchungen von Proben mittels REM, EDX und RBS.

· Herrn **Peter Turba** vom Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching für die Bereitstellung und die mehrfachen Reparaturen der Quarzmikrowaage.

· Herrn **Jürgen Steinberger** vom Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching für die Bereitstellung und Erneuerung der Halterung für die Cäsiumdispenser.

· Herrn **Dipl.-Phys. Florian Schwarz** vom Lehrstuhl für Experimentalphysik IV für die Unterstützung beim Polieren der Proben.

· Dem **Max-Planck-Institut für Plasmaphysik** in Garching für die gute Zusammenarbeit und die Bereitstellung von Geräten.

· Den **Werkstätten** der Universität Augsburg und des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik für die gute und zuverlässige Arbeit.

· Meiner Familie für die Unterstützung und den großen Rückhalt während dieser Arbeit.

Ganz besonders möchte ich mich bei meiner Freundin **Sabrina Rückert** für ihre Unterstützung und ihr Verständnis während dieser Arbeit und meiner gesamten Studienzeit bedanken.