



Johannes Gutenberg Universität Mainz
Helmholtz-Institut Mainz

Restgasanalyse für den Elektronenkühlerteststand am Helmholtz-Institut Mainz

Abschlussarbeit
im Rahmen des Studiengangs Physik
zur Erlangung des Grades
Bachelor of Science

von

Timo Stengler

geboren am 10.05.1987

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung und Motivation	1
2	Experimentelle und theoretische Grundlagen	3
2.1	Der Elektronenkühler des HESR	3
2.1.1	Funktionsweise der Elektronenkühlung	4
2.2	Grundlagen der Vakuumerzeugung	7
2.2.1	Sorption und Desorption	8
2.2.2	Wälzkolben-Vorpumpe	8
2.2.3	Turbomolekularpumpe	9
2.2.4	Ionengerätterpumpe	9
2.2.5	Ausheizen als Mittel der Druckverbesserung	11
2.2.6	Druckmessung im Vakuum	13
2.2.7	Massenseparation mittels eines Quadrupol-Massenfilters	13
3	Aufbau der Vakuumkammer und der 3kV-Elektronenquelle	15
3.1	Aufbau des Pumpstands mit Massenseparator	15
3.2	Aufbau der Vakuumkammer	15
3.2.1	Targets und Targethalterung	16
3.3	Aufbau der Elektronenquelle	18
3.3.1	Die Glühkathode	18
3.3.2	Schottky-Langmuir'sches Gesetz	20
3.3.3	Der Wehneltzylinder als Steuerelement	21
4	Ergebnisse des Versuchsaufbaus und Restgasanalyse	23
4.1	Pumpstand mit Massenseparator	23
4.1.1	Ergebnis der Restgasanalyse	24
4.1.2	Kalibration des Massenseparators	26
4.2	Analyse der Vakuumkammer mit Elektronenquelle	26
4.2.1	Arbeitssicherheit	26
4.2.2	Der Elektronenstrahl	26
4.2.3	Kammerdruck	27
4.2.4	Restgasspektrum der Testkammer	29
5	Fazit und Ausblick	31
	Anhänge	35
	Eidesstattliche Erklärung	39

1 Einführung und Motivation

In den letzten einhundert Jahren ist der Mensch dem Geheimnis der grundlegenden Kräfte des Universums immer näher gekommen. Es wurden viele Rätsel um die Bausteine der Materie gelöst, dabei haben sich jedoch viele neue Rätsel aufgetan. Ein wichtiges Werkzeug zur Untersuchung dieser Bausteine, ihrer Entstehung und ihrer Wechselwirkungen untereinander bieten hierbei die Teilchenbeschleuniger.

Um weitere Grundlagenforschung im Bereich atomarer und subatomarer Teilchen zu betreiben, wird die internationale Beschleunigeranlage FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) in Darmstadt errichtet. An dieser Beschleunigeranlage sollen die aktuellen Fragen um den Aufbau der Materie geklärt werden. Das Experiment PANDA¹ widmet sich hierbei der Erforschung der starken Wechselwirkung durch Antiprotonenannihilation. Die Reaktionen im Experiment verschlechtern jedoch die Strahleigenschaften des verwendeten Antiprotonenstrahls. Für exakte Messungen ist es notwendig die Emittanz der Antiprotonen pro Umlauf durch den Speicherring konstant zu halten. Die Aufweitung des Strahls muss bei jeder Rezirkulation im Mittel kompensiert werden. Hierzu werden die Antiprotonen mit einem Elektronenstrahl entlang einer gewissen Strecke überlagert. Dieser Vorgang wird Elektronenkühlung genannt.

Der Prototyp dieser Elektronenkühlung am HESR² steht derzeit am Institut für Kernphysik der Universität Mainz. Der Elektronenkühler benötigt einen Arbeitsdruck von $p_{\text{Soll}} \propto 10^{-9}$ mbar [4]. Um diesen Arbeitsdruck zu gewährleisten, müssen Desorptionsvorgänge untersucht werden. Um die Desorption von den Kammerwänden zu reduzieren, wird die Technik des Ausheizens angewandt. Die Elektronen, die am Ende der Kühlphase auf den Kollektor treffen, könnten dabei Teilchen aus dem Kollektormaterial herausschlagen. Ob solche Vorgänge stattfinden, lässt sich mittels einer Restgasanalyse klären. Mit einer Restgasanalyse lassen sich ebenso Lecks und Verunreinigungen entdecken und können somit gegebenenfalls beseitigt werden.

Zielsetzung der vorliegenden Arbeit ist es, die verschiedenen vakuumtechnischen Fragestellungen zu untersuchen, die mit dem Betrieb des Elektronenkühlerteststandes verbunden sind. Da der Teststand für den Elektronenkühler zu Beginn dieser Arbeit noch nicht betriebsbereit war, mussten die Techniken an einer Vakuumkammer getestet werden. Diese Vakuumkammer musste dieselben Bedingungen wie der Elektronenkühler erfüllen. Hierfür wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Elektronenquelle konzipiert, die Elektronen mit einer Energie

¹PANDA steht für „Antiproton Annihilation at Darmstadt“

²HESR ist die Abkürzung für „Hochenergie-Speicherring“

1 Einführung und Motivation

von $E = 3 \text{ keV}$ erzeugt. Angestrebt war hierbei, dass die Elektronen in einem Strom von $I = 1 \text{ mA}$ auf ein Target aus Kupfer treffen, um so strahlinduzierte Desorptionseffekte des Kollektors zu erkennen.

Diese Arbeit widmet sich zunächst den Grundlagen der Elektronenkühlung und der verwendeten Techniken, um im zweiten Teil den Aufbau der Vakuumkammer und der Elektronenquelle zu beschreiben. Der dritte Teil beschreibt schlussendlich die Ergebnisse der Messungen der verschiedenen Techniken. Zum Abschluss dieser Arbeit wird im Fazit ein Résumé über die Ergebnisse der Arbeit gezogen.

2 Experimentelle und theoretische Grundlagen

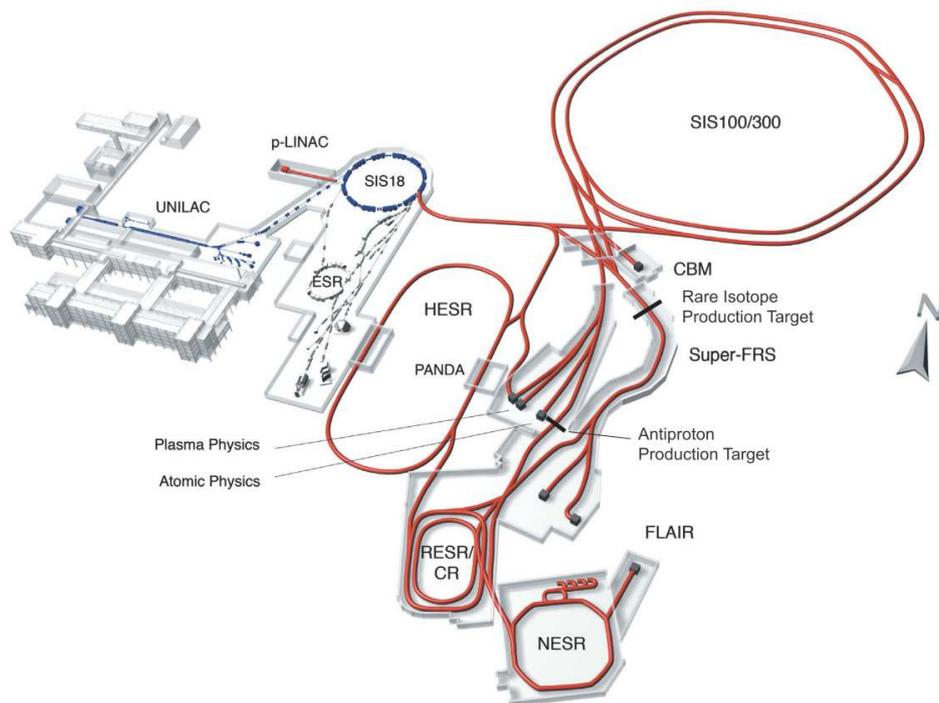


Abbildung 2.1: Geplanter Aufbau des FAIR in Darmstadt. Der in Abschnitt 2.1.1 beschriebene Elektronenkühler soll in den Hochenergie-Speicherring eingebaut werden. Die blau markierten Anlagenteile bestehen schon, während die rot markierten Bereiche sich noch im Bau befinden [1].

2.1 Der Elektronenkühler des HESR

In diesem Abschnitt sollen der Aufbau und die Funktion des Elektronenkühlers des HESR beschrieben werden. Der HESR ist ein Teil des FAIR im GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt.

2 Experimentelle und theoretische Grundlagen

Die Beschleunigeranlage FAIR besteht neben Vorbeschleunigern und dem Hauptbeschleunigerring SIS100 (Schwerionen-Synchrotron) aus mehreren anschließenden Speicherringen und Experimenten. Der Aufbau des FAIR lässt sich der Abbildung 2.1 entnehmen.

Im HESR werden Antiprotonen und Protonen bei hohen Energien zur Kollision gebracht. Das in diesem Speicherring lokalisierte Experiment PANDA dient der Erforschung der Quark-Gluonen-Wechselwirkung und der gebundenen Zustände hadronischer Materie mittels Antiprotonen. Die Energie der Antiprotonen im Speicherring soll zwischen 1,5 und 15 GeV variieren. Hierfür werden bei einer festen Einschussenergie von $E_{\bar{p}} = 3,8$ GeV die Zielenergien durch Be- oder Entschleunigung mit dem HESR erreicht [5]. Das Experiment PANDA lässt nur eine geringe Impulsabweichung der ankommenden Antiprotonen von $\frac{\Delta p}{p} = 10^{-5}$ zu, sodass die Emittanz des Strahls verkleinert werden muss [4].

2.1.1 Funktionsweise der Elektronenkühlung

Die Elektronenkühlung besteht aus einem parallel zu den Antiprotonen laufenden Elektronenstrahl. Beide Strahlen nehmen ein Volumen im Phasenraum ein, die Strahlemittanz. Diese ist im Fall des Elektronenkühlstrahls jedoch kleiner als im Fall der Antiprotonen, da der Kühlstrahl in diesem Aufbau kühler produziert wird.

Die Antiprotonen werden durch den Beschuss von Protonen auf ein Target indirekt erzeugt, während die Elektronen mittels Glühemission direkt aus ihrer Quelle emittiert werden. Durch den Targetbeschuss nehmen die Antiprotonen ein großes Phasenraumvolumen ein. Um die Emittanz der Antiprotonen zu verkleinern, muss es zu einem Impulsübertrag zwischen Elektronen und Antiprotonen kommen. Hierfür werden Kühl- und Antiprotonenstrahl auf eine gemeinsame Bahn gelenkt, wo es zu Coulombstößen zwischen Antiprotonen- und Elektronenstrahl kommt. Durch diese Stöße werden transversale Impulskomponenten von Antiprotonen auf die Elektronen übertragen.

Dadurch verringert sich der Transversalimpuls der Antiprotonen, sodass sie ein kleineres Phasenvolumen einnehmen. Da man die Impulse verringert und somit, entsprechend der kinetischen Gastheorie, auch die Strahltemperatur, spricht man in diesem Zusammenhang von Kühlung.

Im Anschluss an den Kühlvorgang wird der nun erwärmte Elektronenstrahl aus dem gekühlten Antiprotonenstrahl ausgekoppelt. Dies geschieht mittels eines Magneten, wie man in Abbildung 2.2 erkennen kann. Der gekühlte Antiprotonenstrahl zirkuliert weiter im Speicherring [4], während die erwärmten Elektronen auf den Kollektor treffen.

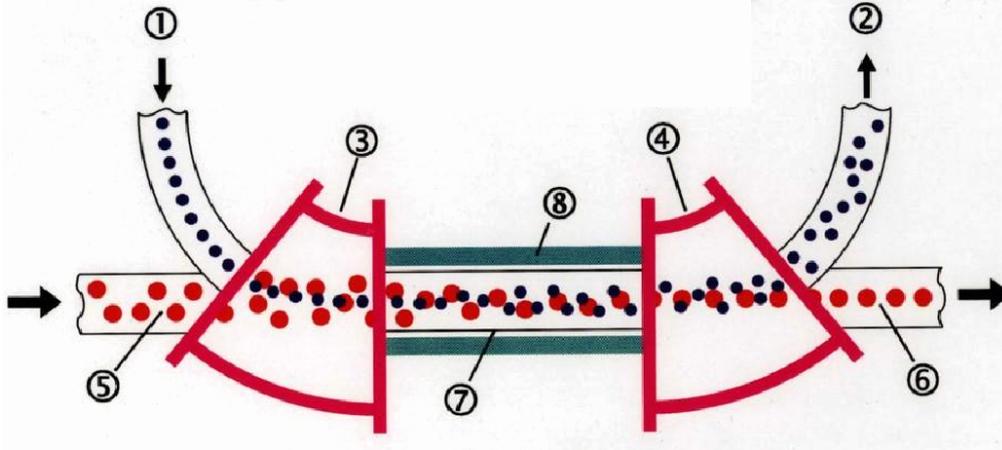


Abbildung 2.2: Prinzip der Kopplung des Elektronenstrahls mit dem zu kühlenden Antiprotonenstrahl. Der aus der Elektronenquelle stammende Elektronenstrahl (1) wird durch einen Magneten (3) auf die Bahn der Antiprotonen (5) gelenkt. Nach der Kühlstrecke (7), auf der Coulombstöße zwischen Elektronen und Antiprotonen stattfinden, werden die nun erwärmten Elektronen mit einem weiteren Magneten (4) aus der Bahn der nun gekühlten Antiprotonen (6) ausgekoppelt. Der Solenoid (8) um die Kühlstrecke dient hierbei der Fokussierung der Strahlen [2].

Da der Elektronenstrahl im Schwerpunktsystem der Antiprotonen ruhen muss, müssen die Geschwindigkeiten des Kühlstrahls und des Antiprotonenstrahls gleich sein. Daraus lässt sich die Gesamtenergie des Kühlstrahls über die relativistische Energie berechnen, da der Lorentzfaktor $\gamma = \sqrt{\frac{1}{1-(\frac{v}{c})^2}}$ für beide Strahlen gleich ist:

$$E_{\text{Ges}} = \gamma m_0 c^2 \quad (2.1)$$

$$\Leftrightarrow \gamma = \frac{E_{\text{Ges}}(e^-)}{m_0(e^-)c^2} = \frac{E_{\text{Ges}}(\bar{p})}{m_0(\bar{p})c^2} \quad (2.2)$$

$$\Leftrightarrow E_{\text{Ges}}(e^-) = \frac{m_0(e^-)}{m_0(\bar{p})} E_{\text{Ges}}(\bar{p}) = 5,45 \cdot 10^{-4} E_{\text{Ges}}(\bar{p}) \quad (2.3)$$

Somit ist die benötigte kinetische Energie des Elektronenstrahls

$$E_{e^-,kin} = \begin{cases} 0,817 \text{ MeV} & \text{für } E_{\bar{p}} = 1,5 \text{ GeV} \\ \dots & \\ 8,17 \text{ MeV} & \text{für } E_{\bar{p}} = 15 \text{ GeV} \end{cases} \quad (2.4)$$

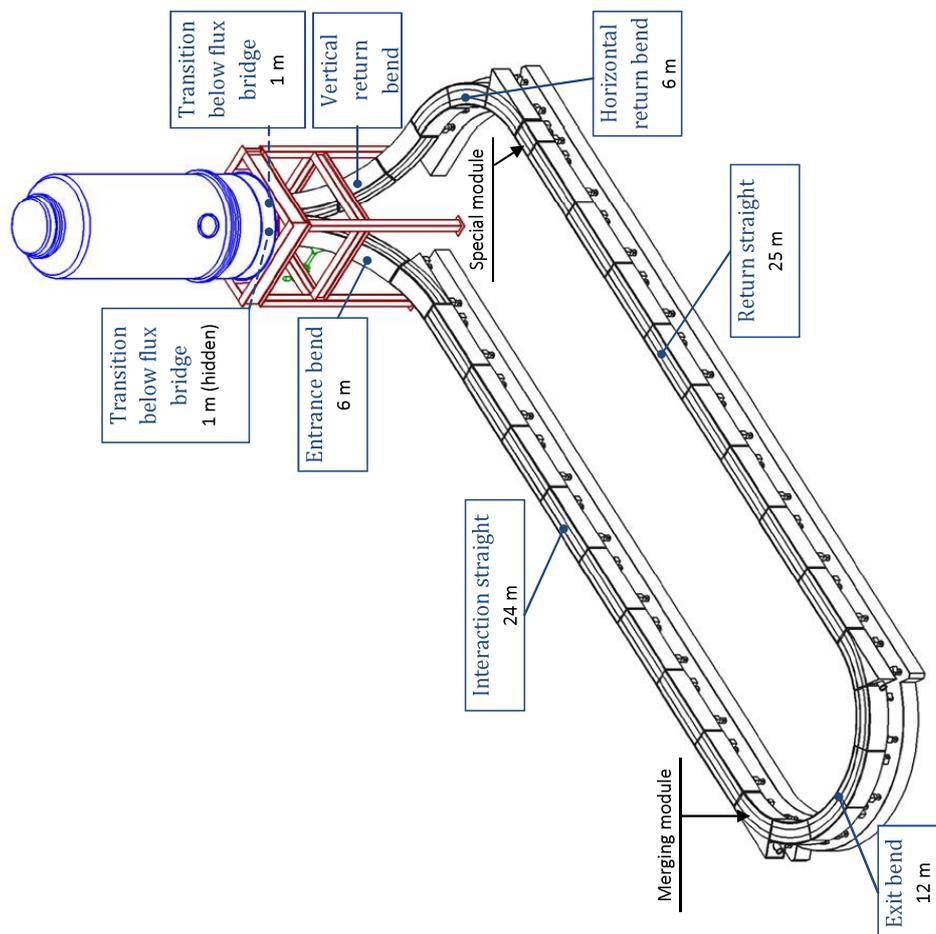


Abbildung 2.3: Geplanter Aufbau des Elektronenküher-Systems des HESR nach [4]

2.2 Grundlagen der Vakuumherzeugung

Dabei ist der Elektronenkühler nach [4] auf $0,45 - 4,5$ MeV und einen Strahlstrom von $I = 1$ A ausgelegt. Dies entspricht nach der oben aufgezeigten Berechnung einem Antiprotonenstrahl mit der Energie von $0,83 - 8,3$ GeV. Die benötigte Energie von 8 MeV für die Kühlung eines 15 GeV Antiprotonenstrahls soll in späteren Ausbaustufen erreicht werden.

Die Elektronenquelle des Teststands entspricht einem Triodenaufbau und besteht aus einer Kathode, einer Steuerelektrode und einer Anode. Zwischen der Anode und der Kathode liegt eine Beschleunigungsspannung von 26 kV an.

Der Kollektor besteht aus Kupfer und ist dafür ausgelegt einen Strahlstrom von $I = 1$ A aufzunehmen. Um die im Kollektor deponierte Energie zu minimieren, wird der Elektronenstrahl auf 3 keV abgebremst.

2.2 Grundlagen der Vakuumherzeugung

Der Begriff Vakuum bezeichnet keinen klar abgegrenzten Druckbereich. Prinzipiell werden Drücke unterhalb des atmosphärischen Drucks als Vakuum bezeichnet. Da jedoch für das Arbeiten mit Vakuum genauere Abgrenzungen von Druckbereichen benötigt werden, werden die verschiedenen Druckbereiche nach DIN 28400 eingeteilt [3, S.6]. In Tabelle 2.1 sind die Bezeichnungen der Druckbereiche aufgelistet:

Bezeichnung	Druckbereich [mbar]
Großvakuum	1000 - 1
Feinvakuum	1 - 10^{-3}
Hochvakuum	10^{-3} - 10^{-7}
Ultrahochvakuum (UHV)	10^{-7} - 10^{-12}

Tabelle 2.1: Einteilung der Druckbereiche und Bezeichnungen nach DIN 28400

Der für diese Arbeit relevante Bereich ist der Ultrahochvakuumbereich (UHV). Im UHV-Bereich beträgt die Teilchendichte $n = 2,5 \cdot 10^9 \frac{1}{\text{cm}^3}$ bis $2,5 \cdot 10^4 \frac{1}{\text{cm}^3}$. Somit steigt die mittlere freie Weglänge von $\lambda_{\text{Atmosphäre}} = 68$ nm auf $\lambda_{\text{UHV}} \leq 1$ km. Da die Vakuumkammer eine sehr viel geringere Ausdehnung als die mittlere freie Weglänge hat, treten Stöße mit anderen Teilchen in weitaus geringerem Maße auf als Stöße mit den Kammerwänden. Da die Teilchen nicht untereinander stoßen, lässt sich ihre Dynamik mit dem idealen Gasgesetz beschreiben:

$$pV = Nk_B T \quad (2.5)$$

$$p = nk_B T \quad \text{mit} \quad n = \frac{N}{V} \quad (2.6)$$

Hierbei entspricht p dem Druck, V dem Volumen, n der Teilchendichte, N der Teilchenanzahl und $k_B = 1,380662 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$ der Boltzmannkonstanten.

2 Experimentelle und theoretische Grundlagen

Ist nun das Volumen bekannt und konstant, so wird der Druck nur von der Temperatur und der Anzahl der Teilchen des Gases bestimmt. Da es sich aber bei dem Restgas im Vakuum um ein Gasgemisch handelt, wird der Gesamtdruck durch die Summe der Partialdrücke aller Gasanteile beschrieben:

$$p_{tot} = \sum_i p_i = \frac{\sum_i N_i}{V} k_B T \quad (2.7)$$

2.2.1 Sorption und Desorption

Atome oder Moleküle aus einem Gas werden auf Oberflächen mit einer Wahrscheinlichkeit H festgehalten und mit einer Wahrscheinlichkeit $1 - H$ reflektiert. Bei Teilchen, die auf der Oberfläche festgehalten werden, spricht man von Adteilchen, bei der Bindung an die Oberfläche spricht man von Adsorption. Haftende Teilchen werden durch Physisorption oder Chemisorption an die Oberfläche gebunden. Unter Oberflächenhaftung durch Physisorption versteht man vor allem Dipol- und Van der Waals-Bindungen. Bei Oberflächenhaftung durch Chemisorption treten vor allen Dingen kovalente Bindungen auf. Die hierfür aufgewandte Bindungsenergie wird als Adsorptionsenergie E_{Ad} bezeichnet. Bei der Adsorption können molekulare Adteilchen aufgespalten werden ($O_2 \xrightarrow{\text{Adsorption}} 2O$). Um Adteilchen wieder von der Oberfläche zu lösen, muss dieselbe Energie (Desorptionsenergie $E_{Des} \equiv E_{Ad}$) wieder aufgewandt werden. Diesen Vorgang nennt man Desorption. Die Größenordnungen der Desorptionsenergien sind bei Physisorption bei $E_{Des} = 30 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}} \approx 0,3 \text{ eV}$. Bei Chemisorption ist diese Energie um eine Größenordnung größer: $E_{Des} = 500 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}} \approx 5 \text{ eV}$. Bei höheren Energien können die Adteilchen in das Gitter des Festkörpers diffundieren. Dieser Vorgang wird dann Absorption genannt.

Die Desorptionsrate von einer Teilchenart ist abhängig von der Desorptionsenergie E_{Des} , der Anzahl der Teilchen auf der Oberfläche n und der Temperatur T :

$$j_{Des} \propto n \cdot e^{-\frac{E_{Des}}{k_B T}} \quad (2.8)$$

Dadurch lassen sich die Desorptionsraten erhöhen, indem die Temperatur erhöht wird. Möchte man nun Adteilchen von den Wänden entfernen, so lässt sich dies durch das Ausheizen bewirken. Dies ist in Abschnitt 2.2.5 näher beschrieben.

2.2.2 Wälzkolben-Vorpumpe

Für das Erreichen des UHV-Bereichs müssen die Gasteilchen aus der Anlage gepumpt werden. Hierfür wird ein zweistufiges Pumpensystem¹, bestehend aus

¹Im Rahmen der Bachelorarbeit wurde der Pumpstand HiCube 300Pro von Pfeiffer Vakuum verwendet

einer Turbomolekularpumpe mit einer Wälzkolbenpumpe² als Vorpumpe, verwendet.

Die Wälzkolbenpumpe ist eine Drehkolbenpumpe mit zwei symmetrischen Drehkolben mit gegensinniger Drehbewegung. Diese sind so gelagert, dass sie sich ohne gegenseitige Berührung aneinander vorbei bewegen. Dabei werden die Spalte zwischen Wand und den Kolben so klein wie möglich gehalten und liegen in der Größenordnung von 0,1 mm [3]. Als Vorpumpe dient sie zum Abpumpen der Turbopumpe und erreicht einen Druck von $p_{ACP} = 3 \cdot 10^{-2}$ mbar [9].

2.2.3 Turbomolekularpumpe

Die Turbomolekularpumpe funktioniert nach dem Prinzip einer Molekularvakuumpumpe, wie sie 1913 von Gaede vorgestellt wurde [3]. Basis dieses Pumpentyps ist die Überlegung, dass Gasteilchen, die auf eine Wand treffen, nicht sofort reflektiert, sondern für eine kurze Zeitspanne Δt adsorbiert werden. Nach dieser kurzen Verweildauer desorbieren sie wieder mit einer, der Wandtemperatur entsprechenden, isotropen Geschwindigkeitsverteilung mit mittlerer Geschwindigkeit \bar{c} . Bewegt sich nun die Wand, so erfahren die desorbierenden Teilchen eine Driftgeschwindigkeit, die zum Pumpen benutzt werden kann. Dazu wird die Wand als Rotor konzipiert, dessen Rotorscheiben zwischen Statorscheiben rotieren. Ein möglicher Aufbau einer zweiflutigen Turbomolekularpumpe ist in Abbildung 2.4 gezeigt. Um einen möglichst großen Impulsübertrag in die Pumpenrichtung zu erreichen, muss der Abstand zwischen Statorwand und Rotor klein im Gegensatz zur mittleren freien Weglänge der Teilchen sein, sodass die Teilchen nicht untereinander stoßen, sondern nur mit den Wänden. Dadurch erhalten die Teilchen einen Impuls in Vorzugsrichtung statistisch häufiger als einen Impuls gegen die Vorzugsrichtung. So tritt eine Pumpwirkung ein. Mit der Turbopumpe mit Wälzpumpe lassen sich unter idealen Bedingungen Drücke von $p = 5 \cdot 10^{-10}$ mbar erreichen [10].

2.2.4 Ionengetterpumpe

Um in bessere Vakuumbereiche zu kommen oder um unter realen Bedingungen einen Druck im Bereich von $p \leq 1 \cdot 10^{-9}$ mbar zu erhalten, benötigt man zusätzlich eine Ionengetterpumpe. Der Rückstrom durch die Turbopumpe stellt in diesen Druckbereichen eine nicht zu vernachlässigende Größe dar. Um die Druckbereiche zu erreichen, wird die Turbopumpe von der Kammer mittels eines Ventils getrennt, sodass in der Messkammer nur noch über die Ionengetterpumpe gepumpt wird. Die in dieser Arbeit verwendete Ionengetterpumpe stammt aus dem Teststand und ist eine StarCell-Ionengetterpumpe von Varian. Um die Pumpe betreiben zu können, muss bereits ein Vakuum in der Kammer herrschen. Daher wird zunächst mit der Turbopumpe gepumpt.

²ACP 28

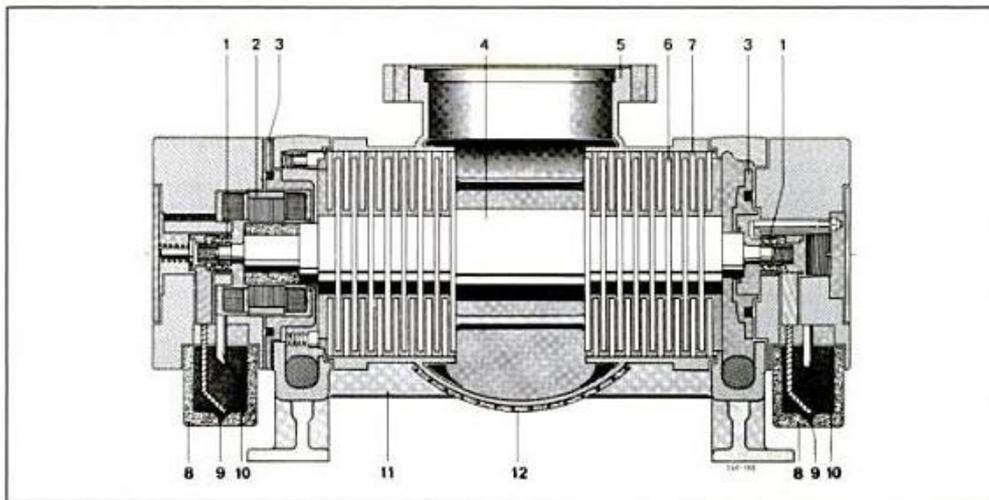


Abbildung 2.4: Querschnitt einer zweiflutigen Turbomolekularpumpe [3, Seite 248]. Zu sehen ist der Hochvakuumanschluss (5) mit dem anschließenden Rotor (4). Die Rotorscheiben (6) befinden sich zwischen Statorscheiben (7). Gasteilchen werden mittels Impulsübertrag der Rotorblätter aus der Vakuumkammer gepumpt. Der Rotor ist an einem Lager (1) fixiert und wird mittels des Motors (2) angetrieben. Die Labyrinthkammer (3) dient der Gasdichtung, die Ölbehälter (8), die Ölzufuhr zum Lager (9) und der Ölrücklauf (10) sorgen für eine reibungsarme Drehung des Rotors. Nummer 11 bezeichnet den Vorvakuumkanal, und Nummer 12 die Heizung.

Die Ionengetterpumpe nutzt die Sorptionseigenschaften der Festkörper aus. Hierfür wird ein sorptionsfähiges Material genutzt. Sobald ein Gasteilchen in die Nähe des Materials kommt, wird es mit einer möglichst großen Haftwahrscheinlichkeit H festgehalten. Um diesen Effekt zu vergrößern, nutzt man chemisch aktives Titan. Die Oberfläche des Titans muss möglichst groß gegenüber dem Vakuumvolumen sein. Da die Größe der Oberfläche und die Wahl des Materials alleine nicht ausreichen, um chemisch inaktive Gase wie Methan oder Edelgase zu binden, wird eine Ionisationsquelle (z.B. eine Glühkathode) verwendet, die die inaktiven Teilchen ionisiert. Durch ein starkes negatives Feld ($U = 4\text{ kV}$) werden sie Richtung Getteroberfläche beschleunigt und schlagen ionisiert mit hoher Energie auf die Oberfläche, sodass sie haften bleiben. Jedoch hat nur reines Titan diese haftende Wirkung. Um reines Titan zu erhalten, werden durch das negative Feld und die Magnete Ionen in das Material beschleunigt, sodass Titanatome aus dem Festkörper gelöst werden. Die in das Material geschossenen Ionen reagieren dort und verbleiben in der Oberfläche, während durch die Desorption von Titanatomen kontinuierlich eine neue Oberfläche erzeugt wird.

Dieser Vorgang wird Sputtern genannt.

Bei einer idealen Anordnung sind diese Pumpen ausreichend, um einen niedrigen Druck zu erreichen. Die ideale Anordnung bedeutet jedoch, dass die Vakuumkammer vollständig frei von adsorbierten Teilchen ist. Da durch Sorption die Wände stark mit Wasser aus der Luft belastet sind, das sich erst nach und nach löst, wird der Sorptionsdruck mit dem Pumpdruck ein Gleichgewicht erreichen. Dadurch wird der Enddruck der Kammer höher liegen als bei einer adteilchenfreien Kammer. Um dies zu verhindern, sind die Wände der Kammer von adsorbierten Teilchen zu befreien. Dies geschieht mittels Erhitzen bei gleichzeitigem Pumpen. Dieser Vorgang nennt sich Ausheizen.

Durch das Pumpen lässt sich die Kammer jedoch nie vollkommen von Teilchen befreien, da alle Kammermaterialien zu einem gewissen Teil durchlässig für Teilchen sind. Diese Durchlässigkeit wird durch die Leckrate beschrieben. Die Leckrate ist das Produkt aus Druck und Volumen des einströmenden Gases pro Zeit. So besitzen die in dieser Arbeit verwendeten CF-Flanschverbindungen eine Leckrate von $L < 1 \cdot 10^{-11} \frac{\text{mbar}\cdot\text{l}}{\text{s}}$.

2.2.5 Ausheizen als Mittel der Druckverbesserung

Nach längerem Pumpen zeigt es sich, dass der Druck sich nicht mehr signifikant verbessert. Dies bedeutet, dass die Abpumprate und die Desorptionsrate der Teilchen in den Kammerwänden in ein Gleichgewicht gekommen sind. Die Desorption verhindert somit die Verbesserung des Drucks während der kompletten Experimentierzeit, wobei hierbei Adteilchen mit mittlerer Desorptionsenergie den Druck verschlechtern. Adteilchen mit geringer Desorptionsenergie haben sehr hohe Desorptionsraten, wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben wurde, und verschwinden somit bald aus der Kammer. Die Teilchen mit einer sehr hohen Desorptionsenergie lösen sich kaum von den Wänden, sodass sie den Druck nicht beeinflussen. Um die Teilchen mit mittlerer Desorptionsenergie (beispielsweise Wasser) aus der Kammer zu entfernen, führt man den Adteilchen Energie in Form von Wärme zu. Dadurch sind sie in der Lage die Bindungsenergie leichter zu überbrücken, sodass der Druck der Kammer stark ansteigt.

Diese freigewordenen Teilchen lassen sich mit den Pumpen aus dem Volumen entfernen. Da dieser Prozess immer noch statistisch verteilt ist, muss die Kammer hinreichend lange erhitzt bleiben. Das Heizen der Kammer muss langsam geschehen, um Materialverformungen und starke Temperaturgradienten zu verhindern. Diese könnten empfindliche Bauteile wie Fenster, Isolatoren und Stromdurchführungen zerstören. Es wurde eine Heizrate von $\Delta T = \frac{10}{30} \frac{\text{°C}}{\text{min}}$ gewählt. Aus dem selben Grund sollte die Kammer auch gleichmäßig und langsam abgekühlt werden. Dies geschieht mit einer Abkühlrate von maximal $\Delta T = \frac{30}{30} \frac{\text{°C}}{\text{min}}$.

Die Höchsttemperatur hängt stark von den verwendeten Bauteilen ab und von der Art der Teilchen, die an den Kammerwänden festsitzen. Waren die Bauteile vor der Verwendung unter normalen atmosphärischen Bedingungen gelagert, so sind die meisten adsorbierten Teilchen an den Wänden Wassermoleküle. Es

2 Experimentelle und theoretische Grundlagen

gilt zu beachten, dass die Wände der Kammer nicht instantan die Temperatur annehmen und nicht nur reines Wasser die Wände bedeckt. Längerkettige Moleküle lassen sich nur durch höhere Temperaturen aufbrechen. Daher sollten höhere Temperaturen gewählt werden. Die von Herstellern empfohlene Ausheiztemperatur beträgt $T = 200^\circ\text{C}$ [11, Seite 8 - 3]. Es werden jedoch nicht nur Adteilchen von den Wänden entfernt. Auch der in den Wänden gelöste Wasserstoff kann durch die Zufuhr von Energie durch Erwärmen aus der Wand in die Kammer gelangen, sodass die Diffusion von Wasserstoff nach dem Ausheizen geringer ist.

Das Ausheizen geschieht mit Heizbändern, die möglichst gleichmäßig um die Vakuumkammer gewickelt werden. Die gewünschte Temperatur wird auf einem Temperaturregler eingestellt. Durch einen Sensor wird die Temperatur rückgelesen, sodass der Temperaturregler seine Heizleistung der Isttemperatur anpasst.

Um eine möglichst homogene Temperaturverteilung zu gewährleisten und um den Energieverlust durch ungewollte Abstrahlung so gering wie möglich zu halten, wird die gesamte Apparatur in eine dämmende Schicht aus Aluminiumfolie gewickelt. Hierbei wird darauf geachtet, dass zwischen dem Aluminium und der Kammer möglichst wenige Kontaktstellen entstehen, um Wärmebrücken zu verhindern. Durch das verringerte Volumen zwischen Aluminiumfolie und der Vakuumkammer geht weniger Heizleistung durch die Heizung der umliegenden Luft verloren. Die Heizleistung wird direkt auf die Kammer übertragen. Man wählt als Thermoisolator Aluminiumfolie, da Aluminium eine größere spezifische Wärmekapazität als der Edelstahl hat, aus dem die Kammer besteht [8]. Die spezifische Wärmekapazität von Aluminium ist mit $c_{Al} = 897 \frac{\text{J}}{\text{kgK}}$, die Wärmeleitfähigkeit mit $\kappa = 235 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$ gegeben. Edelstahl hat eine spezifische Wärmekapazität von $c_{VA} = 500 \frac{\text{J}}{\text{kgK}}$ und eine Wärmeleitfähigkeit von $\kappa = 15 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$ [8]. Die hohe Wärmeleitfähigkeit lässt sich ausnutzen, um eine inhomogene Erwärmung von Bauteilen zu verhindern, indem die Folie zwischen Heizband und zu heizendes Objekt gebracht wird. Hiermit können auch größere Keramikbauteile homogen erhitzt werden, ohne dass es größere Temperaturschwankungen an den Edelstahl-Keramik-Übergängen gibt.

Die verlustfreie Heizleistung lässt sich über folgende Formel ermitteln [11, Seite 8 - 4]:

$$P_{\text{Heiz}} = \frac{mc\Delta T}{\Delta t} \quad (2.9)$$

Hierbei bezeichnet m die Masse des auszuheizenden Gegenstands, ΔT die Temperaturdifferenz zwischen Anfangs- und Endtemperatur, c die spezifische Wärmekapazität und Δt den Zeitraum des Heizens.

2.2.6 Druckmessung im Vakuum

Der für die Messungen verwendete Druckmesskopf ist eine Kaltkathoden-Messröhre (Modell Pfeiffer Vakuum PKR261). Zwischen zwei Elektroden wird eine Gasentladung gezündet, deren Strom abhängig von der Teilchenzahl ist. Allerdings bricht die Gasentladung schon bei Drücken von $p = 10^{-2}$ mbar ab, da die Elektronen auf ihrem Weg von der Kathode zu der Anode nur wenige Teilchen ionisieren können. Um den Laufweg und somit den messbaren Druckbereich zu verbessern, wird ein Magnetfeld angelegt, das die Elektronen auf eine Zyklotronbahn lenkt. Dadurch vergrößert sich die Bahn der Elektronen derart, dass die Messröhre bis zu einem Druckbereich von $p = 5 \cdot 10^{-11}$ mbar messen kann.

2.2.7 Massenseparation mittels eines Quadrupol-Massenfilters

Um die Restgaszusammensetzung der Vakuumkammer zu ermitteln, wird ein Quadrupol-Massenfilter³ verwendet. Das Prinzip des Quadrupol-Massenfilters wurde von Wolfgang Paul 1953 beschrieben [7].

Der Filter des Massenseparators wird durch in einem Quadrat angeordnete Stäbe gebildet. Jeweils ein Stabpaar (bestehend aus zwei gegenüberliegenden Stäben) liegt auf derselben Spannung, die jedoch zwischen den beiden Stabpaaren mit der Frequenz ω moduliert wird:

$$U = U_1 + U_2 \cdot \cos \omega t \quad (2.10)$$

Zwischen den Stäben bildet sich ein Quadrupolfeld aus. Trifft nun ein Teilchen der Masse m mit der Ladung ne in das Quadrupolfeld, so beschreibt es eine spiralförmige Bahn entlang der Stabrichtung. Dabei muss man zwei Fälle unterscheiden: Im ersten Fall bleibt der maximale Radius der parallel zu den Stäben liegenden Achse r_{\max} kleiner als der Abstand der Stäbe zueinander ($r_{\max} < r$). Diese Teilchen passieren den Filter und erreichen den Detektor. Im zweiten Fall wird der maximale Radius im Laufe der Bewegung größer als der Abstand der Stäbe zueinander ($r_{\max} > r$). Diese Teilchen kollidieren mit den Stäben und erreichen somit nicht den Filter. Dieser Effekt ist von der Masse der Teilchen abhängig.

Um die Stabilität der Bahnen zu beschreiben, verwendet man die Stabilitätsparameter a und q :

$$a = \frac{8ne}{\omega^2 r^2} \frac{U_1}{m} \quad (2.11)$$

$$q = \frac{4ne}{\omega^2 r^2} \frac{U_2}{m} \quad (2.12)$$

³PrismaPlus-Compact Mass Spectrometer System - QMG220 von Pfeiffer Vakuum

2 Experimentelle und theoretische Grundlagen

Mit diesen Stabilitätsparametern lassen sich die Mathieschen Differentialgleichungen lösen:

$$\frac{d^2 u}{d\xi^2} + (a_u - 2q_u \cdot \cos 2\xi)u = 0 \quad (2.13)$$

$$u \in x, y, \quad \xi = \omega t \quad (2.14)$$

Die Stabilität der Lösungen der Differentialgleichungen ist von den oben eingeführten Parametern a und q abhängig. Trägt man die beiden Parameter gegeneinander auf, erhält man eine Grafik, die alle stabilen Lösungen zeigt (Abb. 2.5).

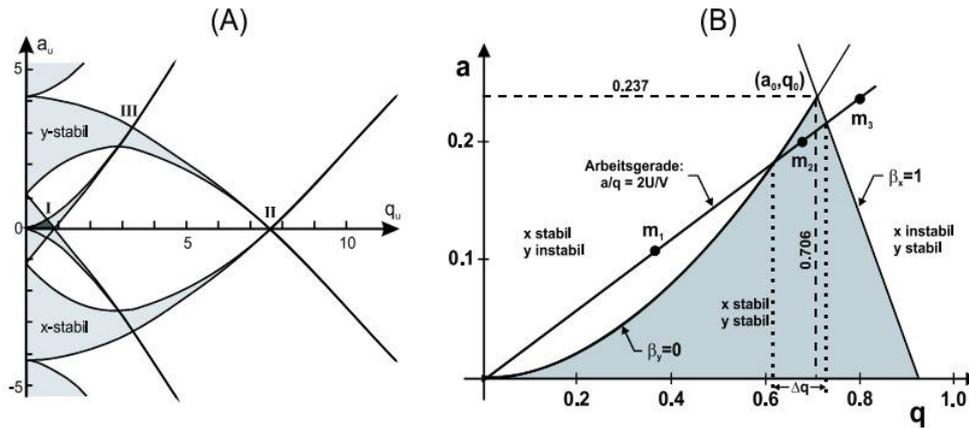


Abbildung 2.5: Lösung der Mathieschen Differentialgleichungen. In Grafik (A) sind die Stabilitätsbereiche des Quadrupol-Massenfilters schattiert dargestellt. Die Grafik (B) zeigt den Ausschnitt des ersten Bereichs gleichzeitiger Stabilität in x- und y-Richtung. Es ist die Arbeitsgerade des Massenseparators ist eingezeichnet [6, Seite 68]. Liegt ein Punkt auf der Arbeitsgeraden und innerhalb des schattierten Bereichs, so besitzt das Teilchen eine stabile Bahn und erreicht den Detektor.

Der Maximalwert des Stabilitätsbereichs ist mit $a = 0,237$ und $q = 0,706$ gegeben. Für feste Variable U_1 , U_2 , r und ω liegen alle Massen auf einer Arbeitsgeraden:

$$\frac{a}{q} = \frac{2U_1}{U_2} \quad (2.15)$$

Es zeigt sich, dass der Massenseparator wie ein Hochpassfilter betrieben werden kann. Steigt die Hochfrequenzamplitude U_2 , so werden die Bahnen leichter Elemente instabil. Dieser Effekt lässt sich ausnutzen, um durch Variation der Hochfrequenzamplitude einzelne Massen zu separieren und zu detektieren.

3 Aufbau der Vakuumkammer und der 3kV-Elektronenquelle

Da der Teststand des Elektronenkühlers nicht einsatzbereit war, wurde eine alternative Lösung benötigt. Es sollte das Verhalten des Kollektors unter Elektronenstrahlbeschuss simuliert werden, wobei von besonderem Interesse war, in welchem Maße das Ausheizen den Druck des Teststands verbessert. Um den auf den Kollektor treffenden Elektronenstrahl des Elektronenkühlerteststands nachzubilden, wurden eine Vakuumkammer und eine Elektronenquelle konstruiert. Diese entsprechen den Spezifikationen des Teststands und dienen dazu, die strahlinduzierte Desorption im Teststand nachzubilden. Die Elektronenquelle sollte mit einer Energie von $E = 3\text{keV}$ auf eine kupferne Oberfläche schießen. Des Weiteren wurden ein Druckmesskopf sowie ein Massenseparator benötigt, um sowohl den Gesamtdruck der Kammer zu messen als auch das Restgas zu analysieren. In diesem Kapitel werden der Aufbau der Vakuumkammer und die Konstruktion der Elektronenquelle beschrieben.

3.1 Aufbau des Pumpstands mit Massenseparator

Zunächst wurde eine kleine Kammer aufgebaut, die dem Zweck dient, die richtige Handhabung mit den Messgeräten zu erproben. Hierfür wurde der Pumpstand mittels eines Wellschlauchs mit einem linearen CF40-Flansch-System verbunden.

Diese Kammer diente der Erprobung der Methoden der Vakuumtechnik und zur Erzeugung eines Restgasspektrums, das in Abbildung 4.1 dargestellt ist. Die Effektivität des Ausheizens wurde an dieser Kammer getestet, um den Effekt bei der Vakuumkammer mit Elektronenstrahl besser einschätzen zu können.

3.2 Aufbau der Vakuumkammer

Die Abbildung 3.2 zeigt sowohl den schematischen Aufbau der Vakuumkammer, als auch eine Fotografie des entgültigen Aufbaus. Kernbestandteil ist eine Kammer aus einem etwa 80 mm durchmessenden Rohr aus Edelstahl. Am Rohr sind in zwei Ebenen CF40¹-Flansche angebracht. In der ersten Ebene bilden

¹CF40 - Conflat Flansche mit Außendurchmesser 40 mm. In der Arbeit wurde nur mit CF Flanschen gearbeitet, da diese hinreichend UHV-dicht sind [11].

3 Aufbau der Vakuumkammer und der 3kV-Elektronenquelle

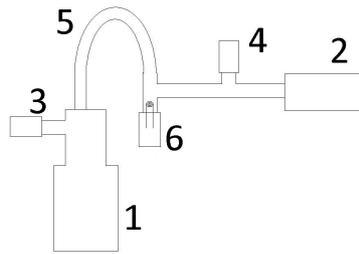


Abbildung 3.1: Diese Kammer besteht aus einem Pumpstand mit Turbopumpe und Vorpumpe (1) der mittels eines Wellenschlauchs (5) ein Massenseparator (2) befestigt ist. Die Kammer wurde Druckmessköpfen an der Pumpe (3) und an der Kammer (4) ausgestattet, sodass ein entstehendes Druckgefälle gemessen werden kann. Die Glühkathode (6) dient zum unterstützen des Ausheizens der Kammer.

vier Flansche ein Kreuz, in der zweiten Ebene befinden sich weitere zwei Flansche im 90°-Winkel zueinander. Auf dem oberen CF63-Flansch ist ein Fenster angebracht, durch das ein Leuchtschirm in Ebene 1 sichtbar ist. Am unteren CF63-Flansch ist eine Star-Cell-Ionengetterpumpe angebracht. In der zweiten Ebene befindet sich der Massenseparator und ein Eckventil bildet die Verbindung zum Pumpstand. In der ersten Ebene befinden sich ein Druckmesskopf, die Targets und die Elektronenquelle. Die technischen Zeichnungen der Targets, der Targethalterung und der Elemente für die Elektronenquelle befinden sich im Anhang.

3.2.1 Targets und Targethalterung

Der Kollektor des Elektronenkühlers wurde durch zwei baugleiche 2 mm dicke Kupferplatten simuliert. Diese werden in den Elektronenstrahl gebracht. Die Kupferplättchen haben eine Kantenlänge von 14 mm und sind mit Löchern für M2-Schrauben ausgestattet, um sie an die Targethalterung zu schrauben. Die Targets sind in Abbildung 3.3 zu sehen.

Um die Targets in den Elektronenstrahl einbringen zu können, ist eine Halterung nötig, die von außerhalb der Vakuumkammer verschoben werden kann. Hierfür wurde eine Schiebedurchführung benutzt, an die die Targethalterung geschraubt wird. Die Halterung bietet Platz für bis zu drei Targetplatten und einen Leuchtschirm. Dieser Leuchtschirm ist mit Zinksulfid beschichtet und wird in einem 45°-Winkel angebracht. Dies lässt sich in der Abbildung 3.3 erkennen. Die Möglichkeit der drei Targetplatten lässt einen Freiraum für weitere Experimente.

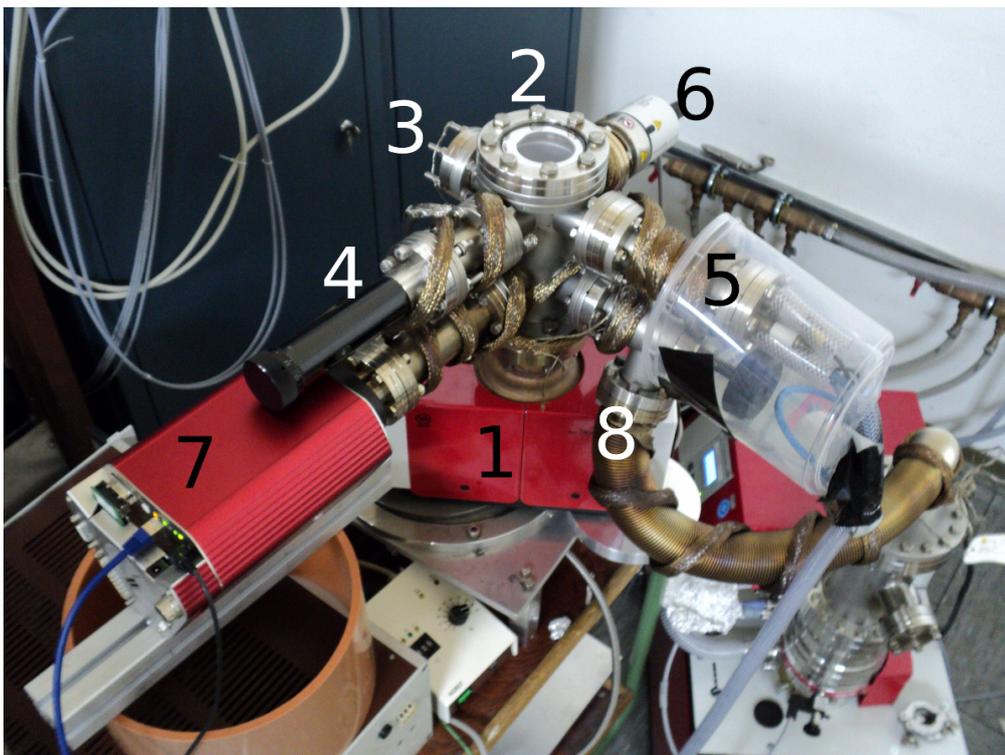
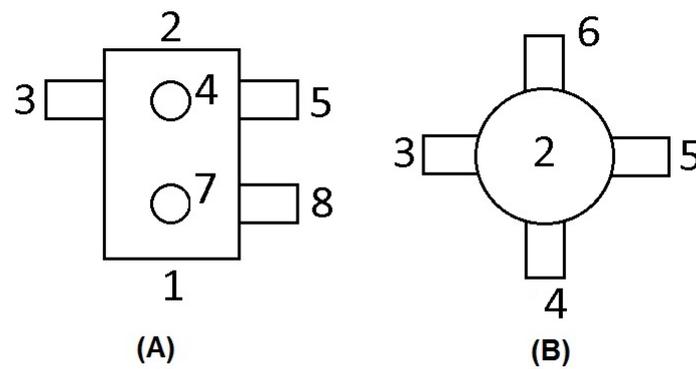


Abbildung 3.2: Oben: Schematische Darstellung der Vakuumkammer (A: Seitenansicht, B: Ansicht von oben).

Unten: Fotografie der Kammer.

1: Getterpumpe, 2: Sichtfenster, 3: Blindflansch als Beamdump, 4: Schiebedurchführung, 5: Elektronenquelle, 6: Druckmesskopf, 7: Massenseparator, 8: Übergang zum Pumpstand

Auf der Fotografie lassen sich neben den oben genannten Bauteilen noch die Heizbänder erkennen. Die Kunststoffkonstruktion um die Elektronenquelle (5) verhindert ein unachtsames Berühren hochspannungsführender Teile.

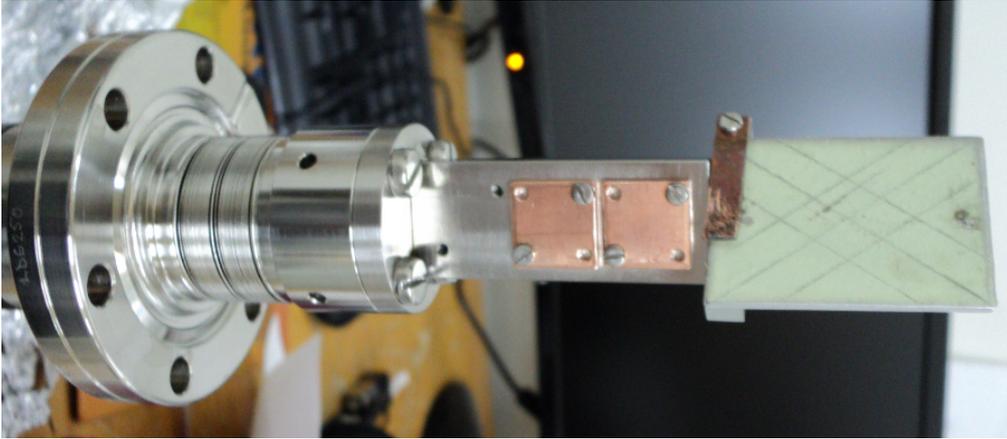


Abbildung 3.3: Halterung der Targets und des Leuchtschirms auf einer Schiebendurchführung. Die Targets bestehen aus Kupferblech, der Leuchtschirm aus Zinksulfid.

3.3 Aufbau der Elektronenquelle

Die Elektronenquelle besteht aus einer Glühkathode, einem Wehneltzylinder und einer Lochanode. Dies ist sowohl als Schema als auch als Fotografie in Abbildung 3.4 gezeigt. Wird die Kathode erhitzt, so lösen sich Elektronen aus der Kathode und werden durch die anliegende Spannung zur Anode beschleunigt. Die Anode besitzt eine Apertur von 3 mm, sodass der Elektronenstrahl durch die Anode in den feldfreien Raum gelangen kann. Die Spannung zwischen Anode und Kathode beträgt $U_{\text{Kathode}} = 3 \text{ keV}$. Dabei liegt die Anode auf Erdpotential und die Kathode auf negativer Hochspannung. Der Wehneltzylinder um die Kathode dient der Steuerung der Intensität des Elektronenstrahls.

Es soll ein Strom von mindestens $I_{\text{Soll}} = 1 \text{ mA}$ erreicht werden, um Aussagen über den Einfluss des Strahls auf das Vakuum treffen zu können. Um den Abstand zwischen Anode und Kathode zu berechnen, wird die Perveanz der Elektronenquelle bestimmt.

3.3.1 Die Glühkathode

Um einen konstanten Elektronenstrahl zu erzeugen, benötigt man eine Elektronenquelle. In dieser Arbeit wurde eine direkt beheizte Glühkathode gewählt. Die gewählte Bauart wird als Haarnadelkathode bezeichnet, da ihre Form einer Haarnadel ähnelt. Hierbei wird ein Wolframdraht der Stärke $d = 0,385 \text{ mm}$ so gebogen, dass er an einem Punkt eine starke Krümmung besitzt. Durch die starke Krümmung entsteht eine anisotrope Temperaturverteilung, sodass durch den glühelektrischen Effekt ein punktueller Elektronenstrahl entsteht.

3.3 Aufbau der Elektronenquelle

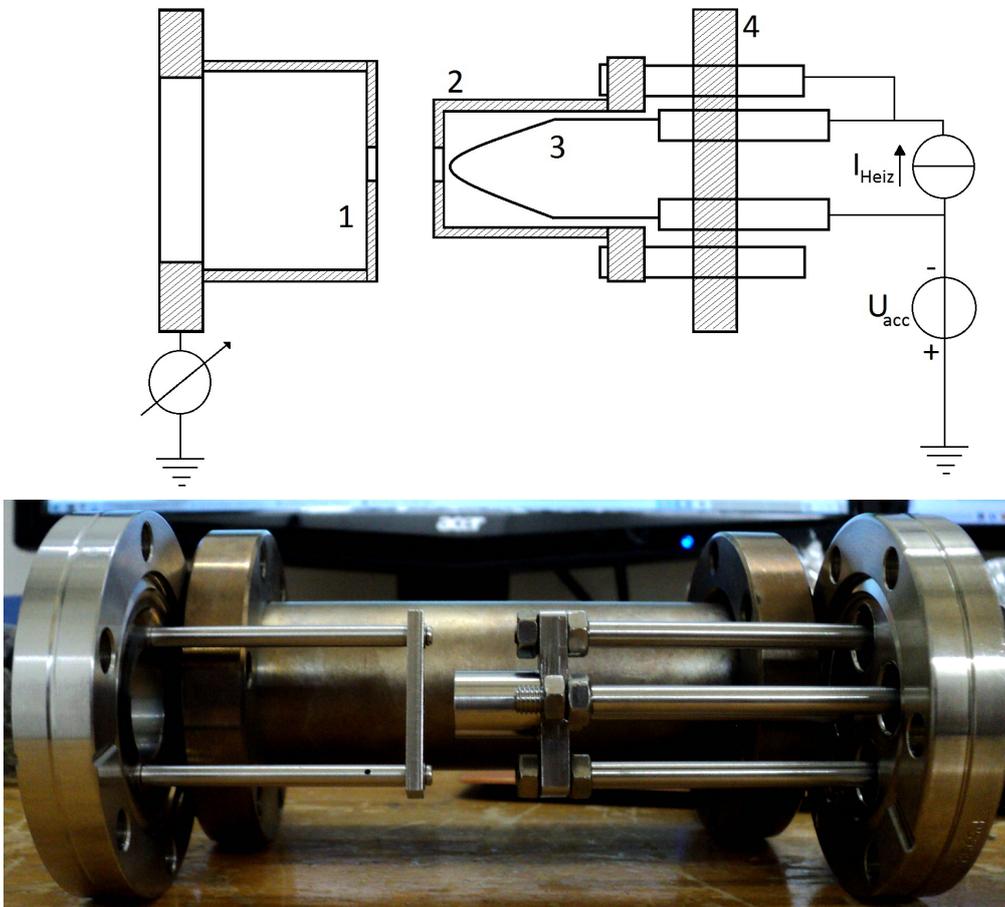


Abbildung 3.4: Aufbau der Elektronenquelle als Skizze und Fotografie. Die Lochanode und ihre Halterung (2) befinden sich links im Bild. Sie sind auf einen Durchgangsflansch montiert, durch den die Elektronen in die Kammer gelangen. Der Wehneltzylinder (2) umschließt die Haarnadelkathode (3). Diese besteht aus einem feinen Wolframdraht und ist so gebogen, dass sie die Elektronen vornehmlich an der Spitze emittiert. Der Heizstrom I_{Heiz} und die Beschleunigungsspannung U_{acc} werden über die Stromdurchführung (4) in die Vakuumkammer gebracht. Auf der Fotografie ist die Haarnadelkathode nicht zu erkennen, da sie sich innerhalb des Wehneltzylinders befindet.

3 Aufbau der Vakuumkammer und der 3kV-Elektronenquelle

Der Austritt der Elektronen aus einem erhitzten Draht geschieht nach dem glühelektrischen Effekt. Durch die erhöhte Temperatur können die Elektronen die Austrittsarbeit leisten und treten aus dem Draht aus. Dies geschieht nach der Richardson-Gleichung [12, Seite 449f].

$$J = A_R T^2 e^{-\frac{W_A}{k_B T}} \quad (3.1)$$

Die Stromdichte J berechnet sich somit über eine Konstante A_R , die Austrittsarbeit W_A , die Boltzmannkonstante k_B und die Temperatur T . Die Austrittsarbeit von Wolfram beträgt $W_A = 4,54 \text{ eV}$ [8, Seite 20]. Die Richardson-Gleichung ist für Wolfram in Abbildung 3.5 grafisch dargestellt. Die Stromdichte ist somit von der Temperatur abhängig. Für eine gewählte Temperatur stellt sich somit ein Sättigungsstrom I_S ein, der durch die Richardson-Gleichung bestimmt wird.

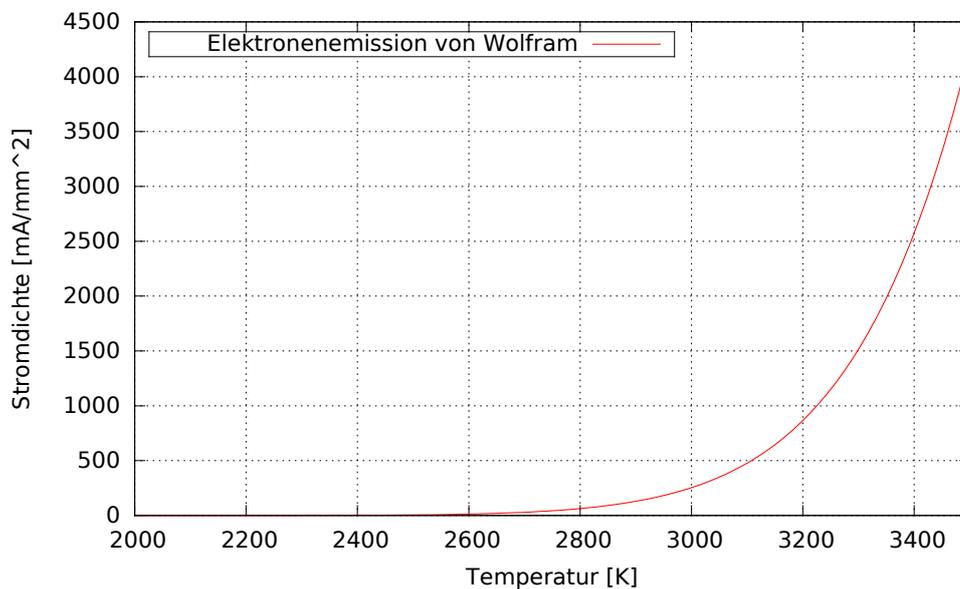


Abbildung 3.5: Glühemissionsstrom des Wolframdrahtes pro Fläche

Da die Schmelztemperatur von Wolfram bei $T_{\text{Schmelz}} = 3655 \text{ K}$ [8, Seite 18] liegt, muss darauf geachtet werden, dass der Heizstrom in kleinen Intervallen erhöht wird.

3.3.2 Schottky-Langmuir'sches Gesetz

Das Schottky-Langmuir'sche Gesetz beschreibt den Abschirmeffekt von Raumladungen. Die aus der Glühkathode austretenden Elektronen erzeugen ein elektrisches Feld, das dem Anodenfeld entgegen wirkt. Dadurch entsteht eine Abhängigkeit des Stroms von der angelegten Beschleunigungsspannung. Das Schottky-Langmuir'sche Gesetz beschreibt nun den Zusammenhang des zwischen Katho-

de und Anode fließenden Stroms und der anliegenden Spannung [14, Seite 111]. Wenn Kathode und Anode planparallel zueinander stehen, dann lässt sich das Gesetz wie folgt formulieren:

$$I = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{A}{d^2} U^{\frac{3}{2}} = P U^{\frac{3}{2}} \quad (3.2)$$

Die Perveanz P beschreibt hierbei die Feldeffekte der Elektronen, wobei ϵ_0 die elektrische Feldkonstante des Vakuums, e die Ladung der Elektronen, m_e die Masse der Elektronen, d der Abstand zwischen Kathode und Anode und A die Austrittsfläche der Elektronen ist.

Für die gewünschten Spannungen und Ströme von $U = 3 \text{ kV}$ und $I = 1 \text{ mA}$ erhält man einen Wert für das Verhältnis von Austrittsfläche A und Abstandsquadrat d^2 :

$$\frac{A}{d^2} = 0,0045 \quad (3.3)$$

Für eine Austrittsfläche von $A = 1 \text{ mm}^2$ ergibt dies einen Abstand von $d = 14,8 \text{ mm}$. Da die Bauform der Haarnadelkathode gewählt wurde, muss von einer kleineren Austrittsfläche ausgegangen werden. Da diese jedoch unbekannt bleibt, wählt man den Abstand d kleiner. Daher wurde bei diesem Aufbau der Abstand auf $d = 5 \text{ mm}$ festgesetzt. Durch die Perveanz lässt sich eine Mindestaustrittsfläche von $A_{\min} = 0,11 \text{ mm}^2$ berechnen. Wird die Fläche größer, so erhält man einen größeren Strom, der durch den Wehneltzylinder zu regulieren ist. Bei kleinerer Fläche kann der gewünschte Strahlstrom nicht erreicht werden.

Durch den Schottky-Effekt und den glühelektrischen Effekt wird der Strom durch die anliegende Spannung und die Heiztemperatur limitiert.

3.3.3 Der Wehneltzylinder als Steuerelement

Um die Elektronen nach ihrem Austritt aus der Kathode zu fokussieren, ist ein Zylinder um die Kathode angebracht. Durch eine Apertur fliegen die Elektronen aus der Kathode zur planparallelen Lochanode. Liegt der Zylinder nun auf demselben Potential wie die Kathode, so schirmt er diese von den gegenüberliegenden Kammerwänden ab, sodass der Elektronenstrahl in Richtung Anode gelenkt wird. Die Anbringung eines Wehneltzylinders hat den weiteren Vorteil, dass der Strahlstrom reguliert werden kann. Um einen geringeren Strahlstrom zu erhalten, kann das Potential gegenüber der Kathode negativer gewählt werden. Dadurch steigt die lokale Feldstärke so, dass der Elektronenstrahl stärker gebündelt und vom Anodenpotential stärker abgeschirmt wird. Somit wird der Strom zwischen Kathode und Anode verringert.

4 Ergebnisse des Versuchsaufbaus und Restgasanalyse

4.1 Pumpstand mit Massenseparator

Nach dem Zusammenbau des Pumpstands mit Massenseparator wurde ein Druckgefälle zwischen den Druckmessungen an der Pumpe und in der Kammer festgestellt. An der Pumpe wurde ein Druck von $p_{\text{Pumpe}} = 5,3 \cdot 10^{-8}$ mbar gemessen, während in der Kammer nur ein Druck von $p_{\text{Kammer}} = 1,0 \cdot 10^{-6}$ mbar zu messen war. Dieses Druckgefälle von fast zwei Größenordnungen lässt sich durch den schlechten Leitwert des Welschlauchs erklären. Die freien Gasteilchen in der Kammer erreichen nur schwer die Öffnung der Turbopumpe.

Zur Beschreibung dieses Effekts lässt sich ein Strömungswiderstand und sein Kehrwert, der Leitwert, definieren. Aufgrund der Form des Welschlauchs erreichen durch Stöße mit der Wand weniger Teilchen die Pumpe als bei einem geraden Rohr desselben Durchmessers.

Um ein Restgasspektrum aufzunehmen, wird der Massenseparator angeschlossen und so konfiguriert, dass der Strom der ersten fünfzig atomaren Massen gemessen wird. Im Anschluss wird die Kammer auf eine Temperatur von $T = 200^\circ \text{C}$ gebracht und zunächst für achtzehn Stunden auf der Temperatur belassen. Die Maximaltemperatur entspricht hierbei der maximalen Ausheiztemperatur der Messapparaturen. Die temperaturempfindliche Elektronik der Messgeräte wurde vorher entfernt, um sie nicht zu beschädigen. Dies bedeutet, dass während des Ausheizens keine Messungen des Drucks oder der Restgaszusammensetzung stattfinden können. Die Kammer wird mit der im Abschnitt 2.2.5 beschriebenen Spezifikation ausgeheizt.

Nach dem Ausheizen zeigte sich eine Druckverbesserung von $p_{\text{Pumpe}} < 5,0 \cdot 10^{-9}$ mbar¹ und $p_{\text{Kammer}} = 1,3 \cdot 10^{-7}$ mbar. Wieder zeigt sich der Druckunterschied zwischen den Messungen in der Kammer und an der Pumpe. Dies zeigt, dass es sich nicht um einen temporären Effekt handelt, der durch das Entfernen von Teilchen in der Kammer beseitigt werden kann. Diese Druckverbesserung ist weitaus geringer als erwartet, da der Welschlauch nicht komplett ausgeheizt wurde. Dadurch setzen sich Gasteilchen auf der Oberfläche des Welschlauchs ab und werden nicht von der Turbopumpe abgepumpt. Nach dem Abkühlen der Kammer verbreiten sich die auf dem Welschlauch abgesetzten Adteilchen wieder in der Kammer. Nach nochmaligem Ausheizen der kompletten Kammer

¹Der Druckmesskopf an der Pumpe misst nur bis $p_{\text{Pumpe}} = 5,0 \cdot 10^{-9}$ mbar. Wird dieser Druck unterschritten, kann er nicht mehr angezeigt werden.

erreichte die Kammer einen Druck von $p_{\text{Kammer}} = 2,5 \cdot 10^{-9}$ mbar. Dieser Druck befindet sich im UHV-Bereich und ist somit als Arbeitsdruck möglich.

4.1.1 Ergebnis der Restgasanalyse

Es wurde jeweils für die unausgeheizte Kammer, die teilweise ausgeheizte Kammer und die vollständig ausgeheizte Kammer ein Restgasspektrum aufgenommen.

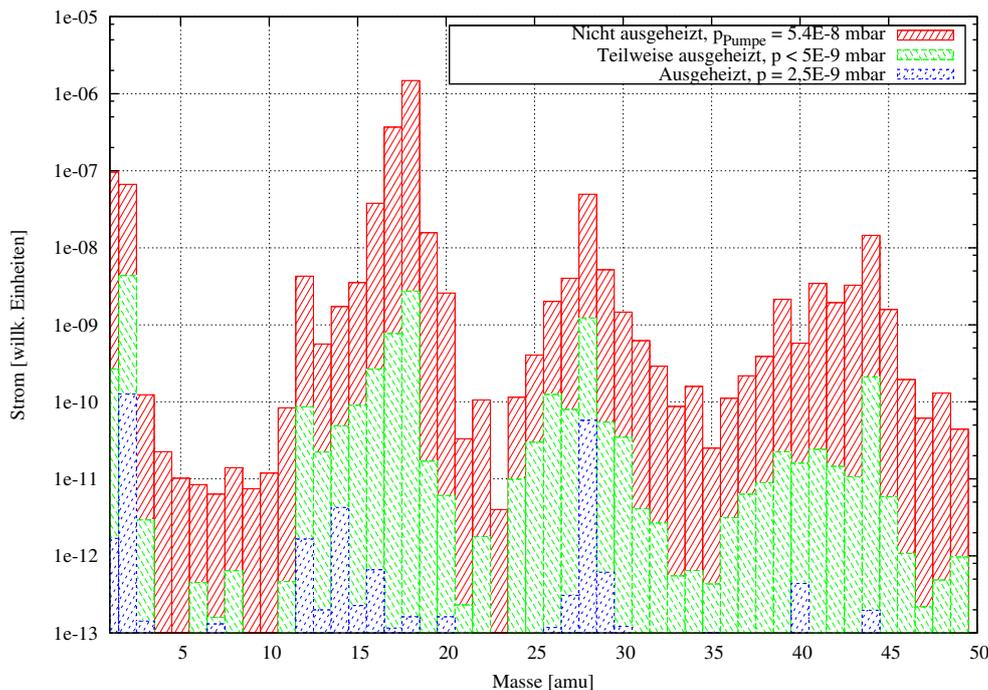


Abbildung 4.1: Restgasanalyse des Pumpstands mit Massenseparator. Es sind die Restgasspektren der unausgeheizten, der teilweise ausgeheizten und der vollständig ausgeheizten Kammer logarithmisch gegeneinander aufgetragen.

Vergleicht man nun diese Spektren, wie in der Abbildung 4.1 dargestellt ist, erkennt man, dass das charakteristische Gasspektrum der unausgeheizten Kammer nach dem Ausheizen fast vollständig verschwunden ist. Auffällig ist jedoch, dass die Massen (sortiert nach der Höhe der Spitzen im ausgeheizten Spektrum) 2, 28, 14, 12, 16, 40 und 44 nicht vernachlässigbare Spitzen erzeugt haben. Gerade die hohen Massen 40 und 44 sollten gut gepumpt werden. Die Massen lassen sich nicht alle eindeutig einem Stoff zuordnen, da verschiedene chemische Verbindungen die gleiche atomare Masse besitzen können.

Die Masse 2 allerdings lässt sich als Wasserstoff identifizieren. Dieser diffundiert aus den Kammerwänden und gelangt somit trotz der Pumpen im-

mer wieder in die Kammer. Dies erzeugt eine Spitze. Die Reduktion um 3 Größenordnungen durch das Ausheizen entstand durch das Entfernen der adsorbierten Wasserstoffmoleküle, daher entspricht der zurückbleibende Strom der Masse 2 den diffundierenden Wasserstoffatomen.

Die Spitze der Masse 28 ist von der Massenzahl her ungenau. Die atomare Masse 28 besitzen sowohl Kohlenmonoxid als auch Stickstoff oder Silizium. Silizium lässt sich jedoch ausschließen, da in der Kammer keine Quelle für Silizium vorliegt. Dass es sich um Stickstoff handelt, ist ebenso unwahrscheinlich, da Stickstoff sehr leicht zu pumpen ist. Daher wird es sich bei der Spitze um Kohlenmonoxid handeln. Dieses könnte durch die Erhitzung einer kohlenstoffhaltigen Substanz entstanden sein, oder aber es handelte sich um Kohlendioxid, wobei die beim Eintreten in den Massenseparator zugeführte Energie eine Reaktion hervorgerufen hat, die Kohlendioxid in Kohlenmonoxid spaltet.

Die Masse 12 entspricht Kohlenstoff, der ebenso im Massenseparator aus Kohlenmonoxid, Kohlendioxid oder Methan entstanden ist. Analog hierzu lässt sich die Masse 16 als einfacher Sauerstoff oder Methan identifizieren, das aus dem Kohlendioxid und dem Wasserstoff in der Kammer während des Ausheizvorgangs entstanden ist. Die Massen 15,14,13 entsprechen dem ionisierten Methan, das je eine, zwei oder drei Wasserstoffatome verloren hat. Kohlendioxid wird die Spitze der Masse 44 dominieren, da die Alternative Siliziumoxid ebenso wie das Silizium ausgeschlossen werden kann. Ein Hinweis auf ein Leck in der Kammer gibt die Präsenz von Argon mit Masse 40, da Argon das prozentual am häufigsten vorkommende Edelgas in der Luft ist.

Aufgrund des starken Verschmutzungsgrads der Kammer, der bei dem Abbau der Kammer entdeckt wurde, lassen sich Kohlenstoffverbindungen vermuten. Die Fotografien befinden sich im Anhang. Die Verschmutzung könnte durch den Glühdraht oder den Wellschlauch in die Kammer eingebracht worden sein. Die anderen Bauteile wurden gereinigt und es konnte bei ihnen keine Verschmutzung festgestellt werden. Der Wellschlauch ließ sich aufgrund seines Aufbaus nicht manuell reinigen, wobei der Glühdraht aufgrund seiner Filigranität und seiner Neuheit nur grob gereinigt wurde. Da der Wellschlauch wie auch der Druckmesskopf an der Kammer fabrikneu waren, könnte es sich ebenso um eine herstellungsbedingte Verschmutzung handeln. Dies ist jedoch unwahrscheinlich, da die Instrumente vom Hersteller gereinigt geliefert werden sollten. Verschmutzungen, die sich auf der Oberfläche der Bauteile befanden, als die Kammer evakuiert und ausgeheizt wurde, wurden in der Kammer verteilt. Als die Temperatur wieder abgesenkt wurde, setzten sich diese Partikel auf den Kammerwänden nieder und wurden erst beim Zerlegen der Kammer entdeckt.

Die so gewonnenen Kenntnisse werden im nächsten Abschnitt eingesetzt, um die Vakuumkammer mit Elektronenquelle korrekt auszuheizen.

4.1.2 Kalibration des Massenseparators

Um eine präzise Aussage über die Restgaszusammensetzung und die Relevanz der einzelnen Gaskomponenten zu treffen, ist es erwünscht die Partialdrücke der Massen zu kennen. Hierfür muss der Massenseparator kalibriert werden, was jedoch nur eingeschränkt möglich war. Um eine Kalibrierung der Massen durchzuführen, muss die Kammer mit einem geeigneten Kalibrierigas befüllt werden, dessen Gaszusammensetzung bekannt ist. Wird nun das Restgasspektrum bei gegebenen Gesamtdruck gemessen, so kann jede Messung eindeutig einer Gasart zugeordnet werden. Durch die bekannten Verhältnisse der Gasanteile im Testgas rechnet der Massenseparator die gemessenen Ströme in Partialdrücke um. Für die Kalibration wurde Luft verwendet, da Luft eine charakteristische Gaszusammensetzung der Gase Stickstoff, Sauerstoff, Argon und Kohlenstoffdioxid besitzt. Der so berechnete Kalibrationsfaktor S liegt für die kalibrierten Elemente bei $S = 3,0 \cdot 10^{-2} \frac{\text{A}}{\text{mbar}}$. Da sich zum Zeitpunkt der Messung nicht nur die kalibrierten Gase in der Kammer befanden, ist dieser Wert jedoch nicht auf unsere Messungen anwendbar. Daher lassen sich nicht die Partialdrücke in den Grafiken angeben, aber der Kalibrierungsfaktor kann als Richtwert dienen, um die Größenordnung der Partialdrücke grob abzuschätzen.

4.2 Analyse der Vakuumkammer mit Elektronenquelle

4.2.1 Arbeitssicherheit

Der Versuch mit der Vakuumkammer mit Elektronenquelle beinhaltet hochspannungsführende Komponenten. Daher muss besonders auf die Arbeitssicherheit geachtet werden. Sobald Hochspannung eingesetzt wird, müssen sich mindestens zwei eingewiesene Experimentatoren im Labor befinden. Es muss auf ausreichende Berührungssicherheit der hochspannungsführenden Teile geachtet werden. Sollte ein Umbau nötig sein, muss darauf geachtet werden, dass die Bauteile keine Hochspannung mehr führen und geerdet wurden.

4.2.2 Der Elektronenstrahl

Der Elektronenstrahl lässt sich bei einem Heizstrom $I > 8,5 \text{ A}$ auf dem Leuchtschirm detektieren. Hierfür wurde der Wehneltzylinder auf das Kathodenpotential gelegt, um den Strahlstrom zu maximieren. Die Abbildung 4.2 zeigt den auf dem Leuchtschirm detektierten Elektronenstrahl. Es zeigt sich, dass der Strahl weder fokussiert noch im Zentrum des Leuchtschirms ist.

Der Elektronenstrom wird bestimmt, indem der Strom zwischen Kathode und Erdpotential gemessen wird. Es zeigt sich, dass der gewünschte Strom von $I = 1 \text{ mA}$ bei einer Beschleunigungsspannung von $U = 3 \text{ keV}$ erreicht werden kann.

Nach dieser Messung würde ein Strahlstrom von $I = 1,4 \text{ mA}$ bei einer Beschleunigungsspannung von $U = 3 \text{ keV}$ und einem Heizstrom von $I_{\text{Heiz}} = 10 \text{ A}$

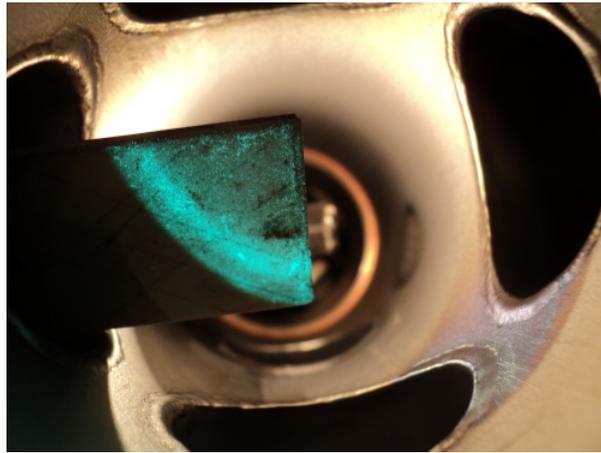


Abbildung 4.2: Fotografie des Leuchtschirms von oben durch das Fenster. Auf dem Zinksulfid-Leuchtschirm erzeugt der Elektronenstrahl ein türkis-blaues Leuchten. Der Elektronenstrahl trifft aus der Richtung der Elektronenquelle, d.h. im Foto von der unteren Kante, auf den Leuchtschirm. Am oberen Bildrand ist die Öffnung zum Strahlfang zu erkennen. Der Leuchtschirm und die Targets werden von Links in den Strahl geschoben, wobei sich auf der rechten Bildseite der Druckmesskopf befindet. Unterhalb des Leuchtschirms befindet sich der Kopf des Massenseparators und darunter die Öffnung der Getterpumpe.

erreicht. Die zu erkennende Sättigungserscheinung entsteht durch die Strombegrenzung des verwendeten Hochspannungsnetzgeräts. Um den Strahlstrom auf $I = 1,0 \text{ mA}$ zu senken, muss der Wehneltzylinder den Strom regeln. Eine CST-Simulation [13] zeigt, dass das Strahlprofil nicht kreisförmig ist, sondern eine Ellipse bildet (vgl. Anhang), was an der nicht radialsymmetrischen Anode liegt. Dadurch breitet das E-Feld der Kathode und des Wehneltzylinders sich über die Anode hinweg hinaus und deformiert den Strahl.

4.2.3 Kammerdruck

Die Kammer erreichte einen Druck von $5,0 \cdot 10^{-8} \text{ mbar}$. Nach dem Ausheizen auf $T = 150^\circ\text{C}$ erreichte die Kammer einen Druck von $p = 6,4 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$. Hierbei wurde allerdings die Getterpumpe nur oberflächlich ausgeheizt. Die Temperatur von $T = 150^\circ\text{C}$ wurde gewählt, um die Ionengetterpumpe nicht zu beschädigen. Diese könnte jedoch noch stärker ausgeheizt werden. Schaltet man nun den Heizstrom der Kathode ein, so beginnt der Druck der Kammer kontinuierlich zu sinken. Dies liegt an der Erwärmung der Kammerwände durch die Kathode. Es wurde der Kammerdruck in Abhängigkeit des Heizstroms gemessen. Die Messwerte sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

4 Ergebnisse des Versuchsaufbaus und Restgasanalyse

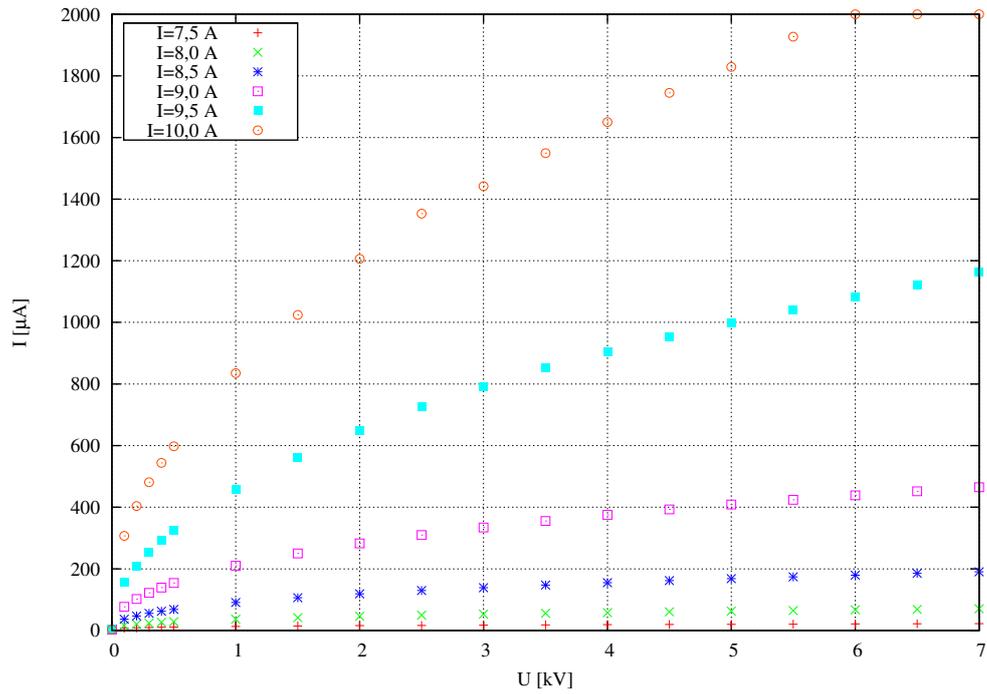


Abbildung 4.3: Elektronenstrahlstrom in Abhängigkeit vom Heizstrom und der Beschleunigungsspannung. Es zeigt sich das bei einem Heizstrom von 10 Ampere der geforderte Strahlstrom von $I = 1 \text{ mA}$ erreicht wird. Bei Beschleunigungsspannungen von über 6 kV gerät man in den Bereich der Strombegrenzung des Netzgerätes.

Heizstrom [A]	Kammerdruck [mbar]
0	$6,4 \cdot 10^{-9}$
2	$8,9 \cdot 10^{-9}$
4	$9,4 \cdot 10^{-9}$
6	$1,3 \cdot 10^{-8}$
6,5	$5,6 \cdot 10^{-8}$
7	$1,3 \cdot 10^{-8}$
7,5	$1,3 \cdot 10^{-8}$
8	$6,6 \cdot 10^{-7}$
8,5	$7,0 \cdot 10^{-7}$
9	$7,7 \cdot 10^{-7}$

Tabelle 4.1: Kammerdruck in Abhängigkeit vom Heizstrom

Es zeigt sich, dass die Wärme der Kathode ausreicht, um Desorption in der Kammer anzuregen, ohne dass eine Beschleunigungsspannung angelegt ist. Um diesen Effekt zu beseitigen und einen besseren Druck zu erreichen, sollte die Kammer noch einmal länger und heißer ausgeheizt werden.

4.2.4 Restgasspektrum der Testkammer

Betrachtet man das Restgas der Kammer in Abbildung 4.4 unter verschiedenen Strömen, so sieht man, dass der Heizstrom das Spektrum kontinuierlich verschlechtert. Dies geschieht durch das indirekte Aufheizen der Kammerwände. Durch ein komplettes Ausheizen der Kammer sollte dieser Effekt vermindert werden.

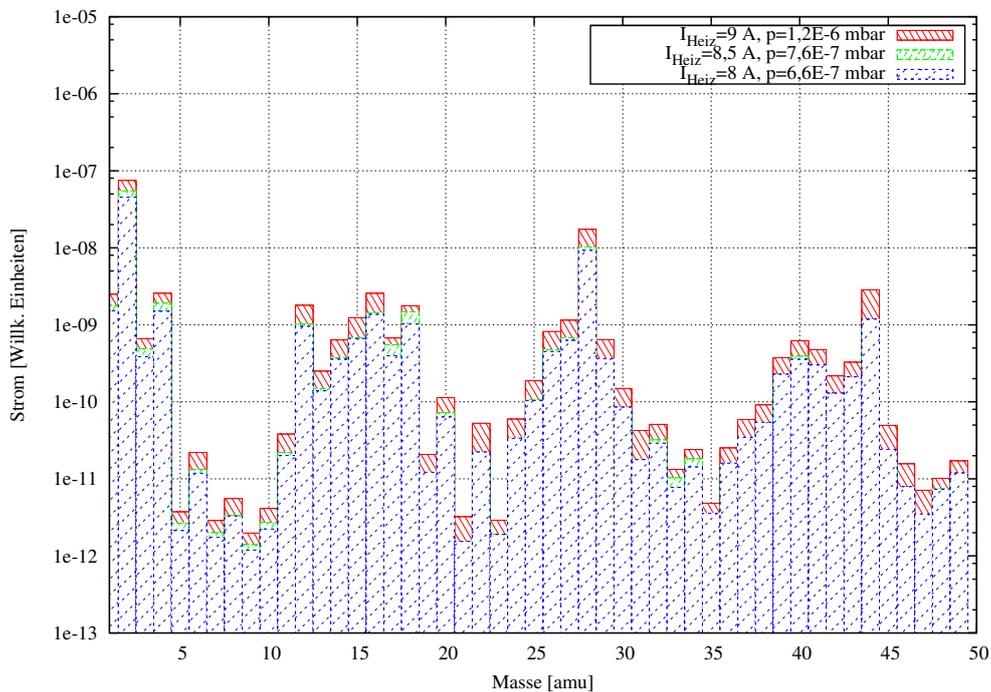


Abbildung 4.4: Restgasspektrum der Vakuumkammer in Abhängigkeit der Heizströme

Betrachtet man nun das Spektrum der Kammer sowohl mit als auch ohne Elektronenstrahl (Abb. 4.5), erkennt man, dass sich durch den Elektronenstrahl das Spektrum nicht signifikant verschlechtert. Die Differenzen der beiden Spektren lassen sich dadurch erklären, dass der Strahl die Kammerwände erhitzt. Dies wird besonders dann deutlich, wenn das in Abb. 4.4 dargestellte Spektrum als Vergleich herangezogen wird. Da in dieser Abbildung keine Beschleunigungsspannung anliegt, kann nur ein thermischer Effekt zugrunde liegen, was sich durch eine längere Ausheizphase mit höherer Temperatur beseitigen ließe. Um

4 Ergebnisse des Versuchsaufbaus und Restgasanalyse

genauere Aussagen über strahlinduzierte Desorption zu treffen, muss der Strahl auf die Targets fokussiert werden. Dies war im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht mehr möglich.

Bildet man nun die Verhältnisse zwischen den Spektren mit und ohne Beschleunigungsspannung, so erkennt man, dass dieses Verhältnis nahezu konstant bleibt. Daher kann ein strahlinduzierter Desorptionseffekt ausgeschlossen werden.

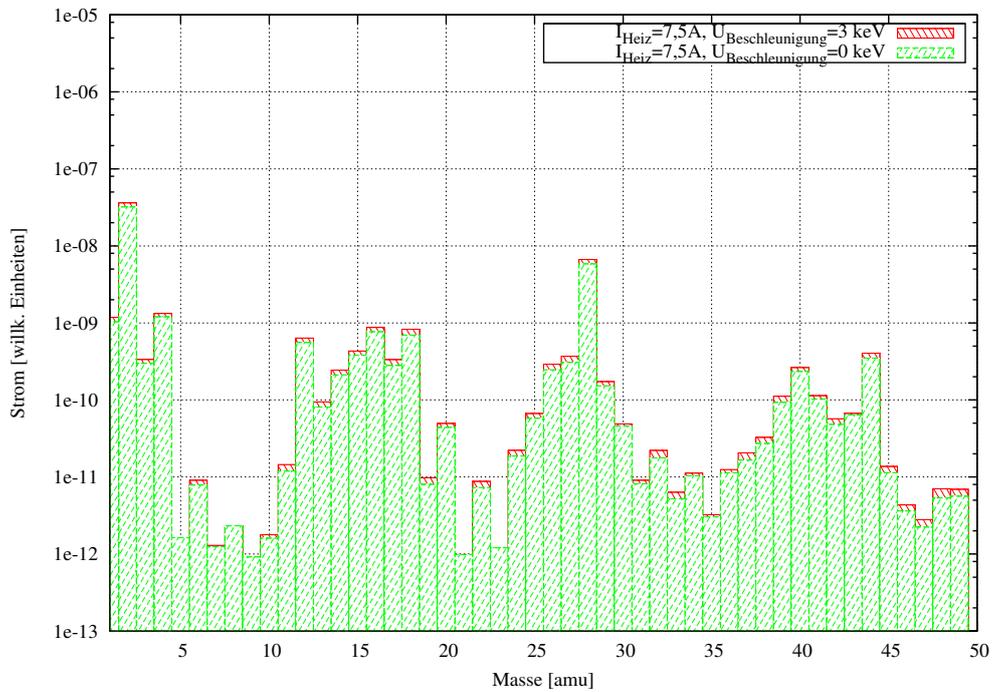


Abbildung 4.5: Restgasspektrum der Vakuumkammer unter Einfluss des Elektronenstrahls

5 Fazit und Ausblick

Die Messung des Restgasspektrums des Pumpstands mit Massenseparator hat sehr gut funktioniert und tieferes Verständnis für das Ausheizen weiterer Kammeren gebracht. So könnten nun durch eine Restgasmessung im Elektronenkühlerteststand Lecks oder Verunreinigungen festgestellt werden.

Die Kalibration des Massenseparators war nur ein Teilerfolg, da diese nur eine grobe Abschätzung der Partialdrücke erlaubt.

Die Konstruktion der Elektronenquelle kann als gelungen bezeichnet werden. Der Elektronenstrahl lässt sich unter den geforderten Bedingungen von $I = 1 \text{ mA}$ und $U_{\text{Heiz}} = 3 \text{ kV}$ betreiben und detektieren. Es ist gelungen, mittels der Elektronenquelle zu zeigen, dass es eine thermisch bedingte Desorption in der Kammer gibt, sobald die Kathode aufgeheizt wird. So verschlechterte sich der Druck in der Kammer durch das Aufheizen der Kathode um zwei Größenordnungen. Dieser Effekt lässt sich durch Materialien mit geringerer Austrittsenergie und durch einen dünneren Draht beseitigen. Ebenso sollte eine ausreichend intensive Ausheizphase diesen Effekt minimieren.

Es konnte im Rahmen dieser Arbeit keine strahlinduzierte Desorption festgestellt werden. Um weiterführende Aussagen über strahlinduzierte Desorption durch das Kollektormaterial zu treffen, ließe sich auf dieser Arbeit aufbauen. Hierfür könnte zum Beispiel ein Magnet konzipiert werden, der einerseits externe Magnetfelder kompensiert als auch andererseits den Strahl bündelt. Durch das gewissenhafte Ausheizen der Kammer lässt sich der Arbeitsdruckbereich von $p_{\text{soll}} \propto 10^{-9} \text{ mbar}$ erreichen.

Abschließend lässt sich sagen, dass der Elektronenkühlerteststand nach dem Kenntnisstand dieser Arbeit ohne strahlinduzierte Desorptionseffekte zu betreiben ist und sich durch Ausheizen in den Arbeitsdruckbereich bringen lässt.

Literaturverzeichnis

- [1] Gutbrod et. al. *FAIR - Baseline Technical Report, Executive Summary; Band 1*, **September 2006**
- [2] J. Dietrich *The new 2 MeV Electron Cooler for COSY/HESR*, **2011**
- [3] Wutz *Handbuch Vakuumtechnik : Theorie und Praxis ; 10., überarb. und erw. Aufl.*, **2010**
- [4] Svedberg Laboratory, Uppsala University, *HESR Electron Cooler Design study* , **2009**
- [5] R. Toelle, K. Bongardt et al., *HESR AT FAIR: STATUS OF TECHNICAL PLANNING, Proceedings of DIPAC07* **2007**
- [6] K. Blaum, Univeristät Mainz, *Skript: Massenspektrometrie und Teilchenfallen* , **Wintersemester 2007/08**
- [7] W. Paul und H. Steinwedel *Zeitschrift für Naturforschung, Band 8A, S. 448f*, **1953**
- [8] Espe, *Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik, Band 1*, **2008**
- [9] Pfeiffer Vakuum *Datenblatt: Mehrstufen Wälzkolbenpumpen ACP 15/28/40*
- [10] Pfeiffer Vakuum *Betriebsanleitung Turbopumpstand HiCube Pro*
- [11] VACOM Vakuum Komponenten & Messtechnik GmbH *Produktkatalog 2012*
- [12] Demtröder, *Experimentalphysik 3*, **2008**
- [13] B.Sc. Simon Friederich, *CST-Simulation der Elektronenquelle, nicht veröffentlicht*, **November 2012**
- [14] Hinterberger, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*, **2008**

Anhang

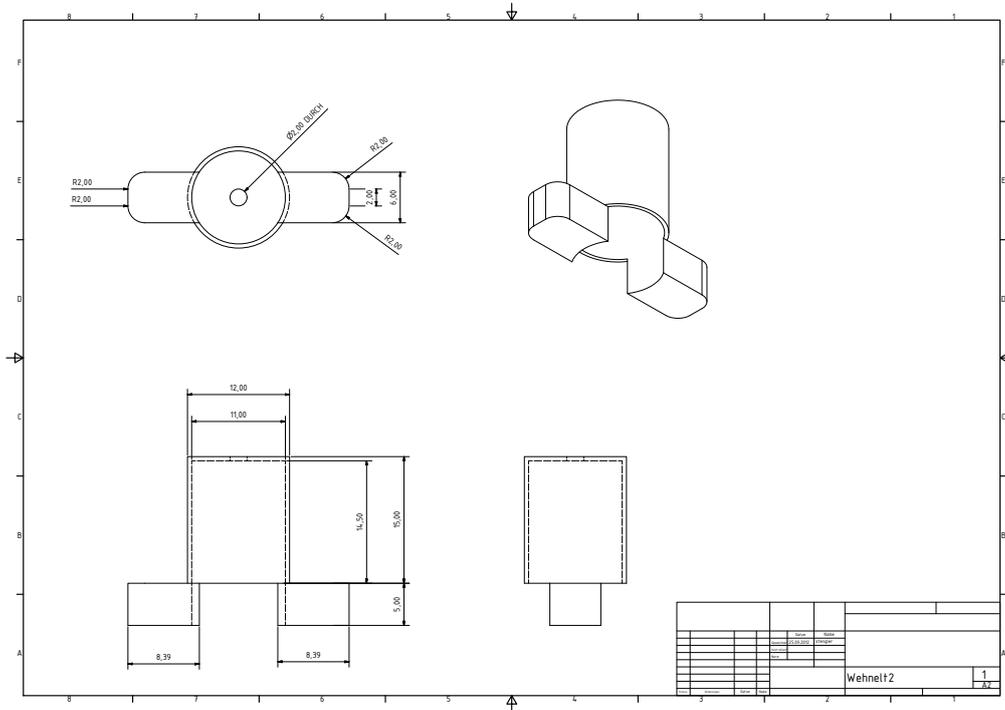


Abbildung 5.1: Technische Zeichnung des Wehneltzylinders

5 Anhang

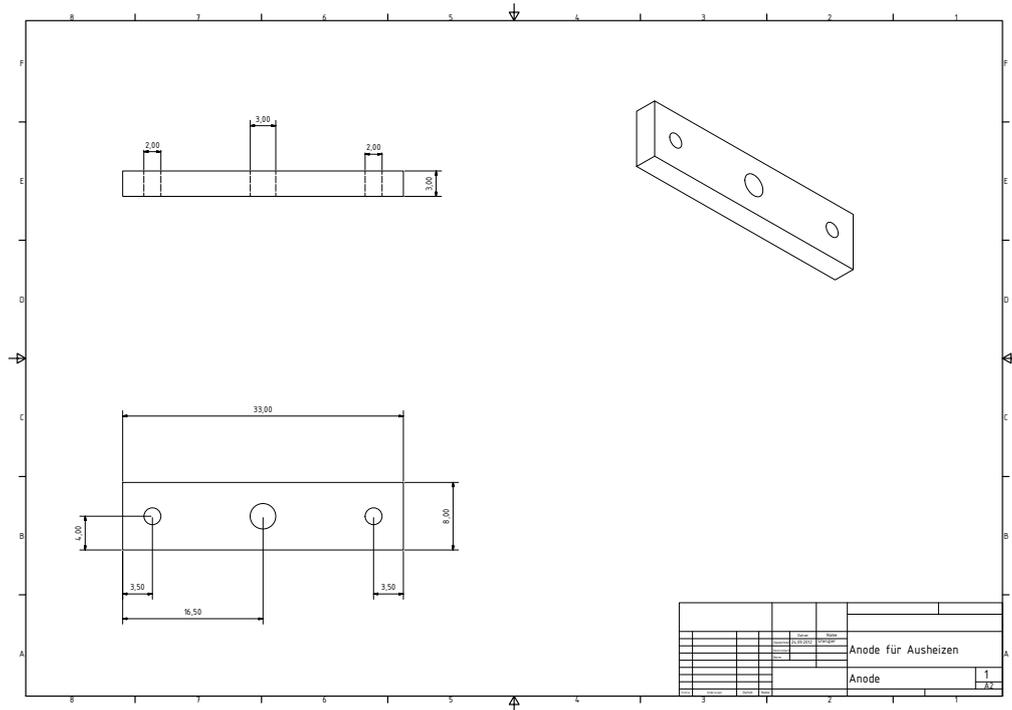


Abbildung 5.2: Technische Zeichnung der Anode

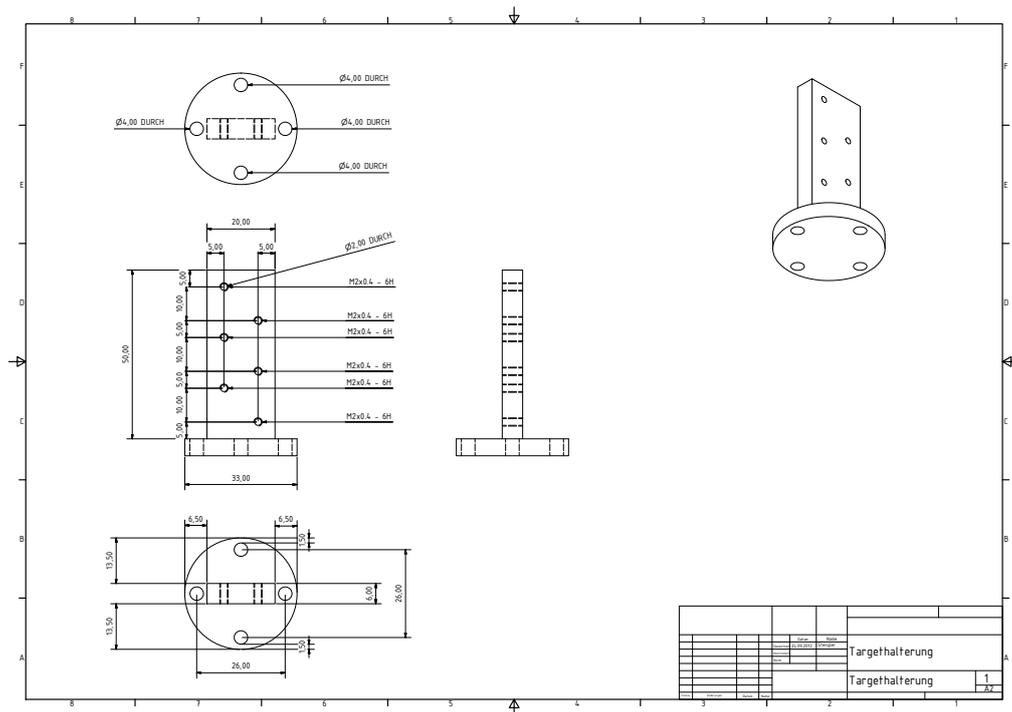


Abbildung 5.3: Technische Zeichnung der Targethalterung

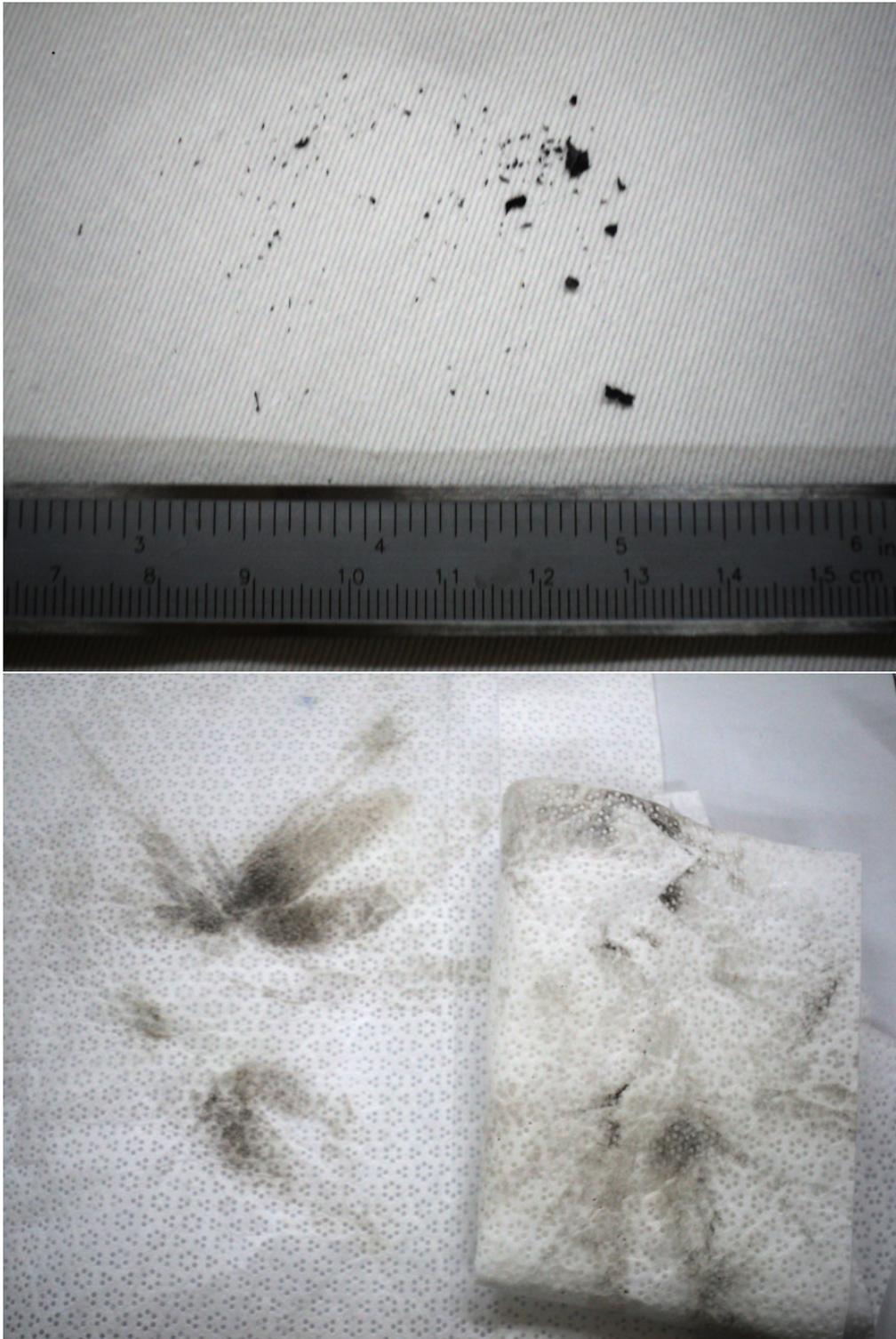


Abbildung 5.4: Verunreinigungspartikel, die aus dem Pumpstand mit Massenseparator geholt wurden

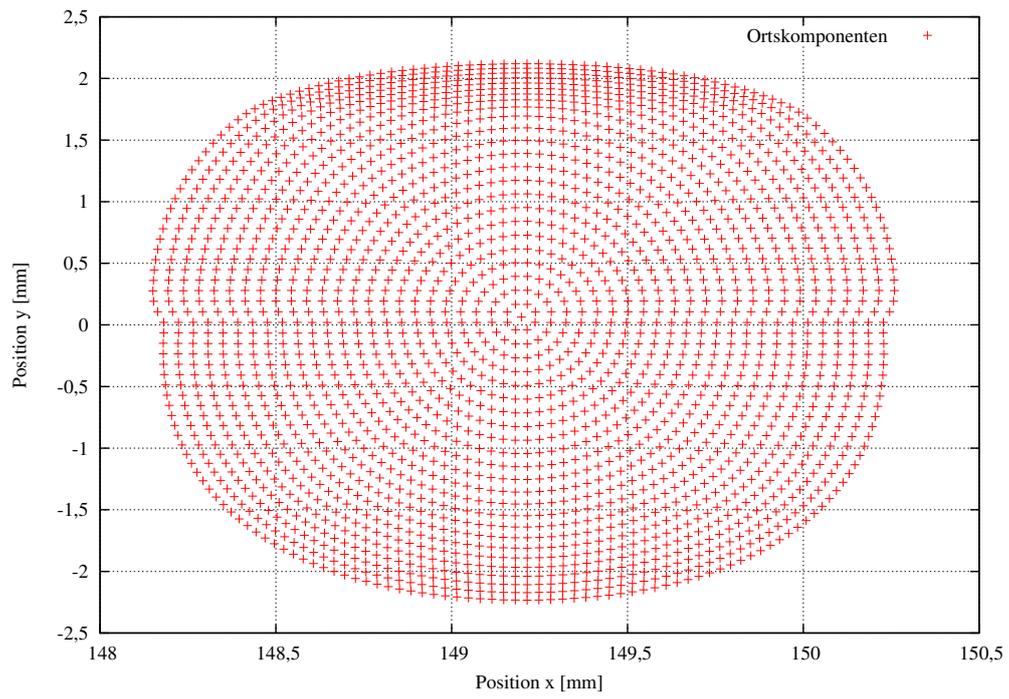


Abbildung 5.5: CST-Simulation des Leuchtschirmbilds

Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungskommission vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Ort, Datum

Timo U. Stengler