

# Nachweis des Einflusses von optimierter thermischer Ableitung an Halbleiterphotokathoden

Arbeit zur Erlangung des wissenschaftlichen Grades  
Master of Science in Physik

von

**Valentin Schmitt**

Vorgelegt dem

Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)

der

Johannes Gutenberg-Universität Mainz

am

31. August 2015



JOHANNES GUTENBERG  
UNIVERSITÄT MAINZ



Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Mainz, den 31. August 2015

Valentin Schmitt  
B2  
Institut für Kernphysik  
Johannes Gutenberg-Universität D-55099 Mainz  
Johann-Joachim-Becher-Weg 45  
valschmi@kph.uni-mainz.de

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Motivation der Masterarbeit</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen zu Photokathoden und Negativer Elektronenaffinität</b>	<b>4</b>
2.1	Photoeffekt . . . . .	4
2.2	Bandstruktur . . . . .	5
2.3	Halbleiter . . . . .	6
2.3.1	p-n-Dotierung . . . . .	7
2.4	Negative Elektronen-Affinität . . . . .	8
2.5	Quanteneffizienz . . . . .	10
2.6	Lebensdauer verringernde Effekte . . . . .	10
2.6.1	Thermischer Eintrag durch Photoabsorption . . . . .	14
2.6.2	Bisherige Arbeiten zu thermischen Effekten . . . . .	15
2.7	Raumladungseffekte . . . . .	16
2.8	Wärmeleitung in Festkörpern . . . . .	18
2.9	Thermoelektrizität . . . . .	19
<b>3</b>	<b>Experiment</b>	<b>21</b>
3.1	Aufbau . . . . .	21
3.1.1	HABS-Anlage . . . . .	25
3.1.2	HABS-Prozess . . . . .	26
3.1.3	Anpressdruck . . . . .	28
3.2	Simulationen in CST . . . . .	28
3.2.1	Restgas . . . . .	31
3.3	Lasersteuerung . . . . .	33
<b>4</b>	<b>Messungen</b>	<b>35</b>
4.1	Vorbereitung zur Messung . . . . .	35
4.2	Ergebnis der Messungen . . . . .	38
4.3	Auswertung . . . . .	41

---

<b>5</b>	<b>Fazit</b>	<b>43</b>
<b>6</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>45</b>
<b>7</b>	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>48</b>
<b>8</b>	<b>Anhang</b>	<b>54</b>

# 1 Motivation der Masterarbeit

Das Institut für Kernphysik an der Johannes Gutenberg-Universität Mainz befindet sich in der Planungsphase, einen weiteren Elektronenbeschleuniger mit Namen MESA [7] (Mainz Energy Recovering Superconducting Accelerator) zu bauen, der neben dem Mainzer Microtron (MAMI) betrieben werden wird. Eine Skizze ist in Abbildung 1.1 zu sehen. Er soll in der letzten Ausbaustufe eine Strahlenergie von 155 MeV bei einem Strom von 10 mA erreichen. Solch hohe Strahlströme werden für das MAGIX-Experiment benötigt, mit dem das „Dunkle Photon“ nachgewiesen werden soll. Es handelt sich hierbei um hypothetische Wechselwirkungsteilchen, die mit Dunkler Materie in Verbindung stehen. Sie sind nur indirekt zu beobachten, indem man ihre Zerfallsprodukte nachweist.

Da das Erzeugen der dunklen Photonen sehr selten ist und diese auch nur indirekt nachzuweisen sind, muss man für dieses Experiment eine große Anzahl an Wechselwirkungen beobachten können. Diese Menge wird ermöglicht, indem in die Strahlführung des Beschleunigers ein Gastarget eingebracht wird und an ihm die Elektronen des Strahls streuen. Die Messung wird durch hochpräzise Spektrometer durchgeführt, welche es auch erlauben, die Struktur des Protons genauer zu untersuchen. In konventionellen Beschleunigern würde die Erzeugung solch hoher Strahlströme und Energien große Mengen an Energie verbrauchen, doch durch das Energierückgewinnungssystem ist es möglich, bei einem Drittel der elektrischen Leistung die sechsfache Strahlleistung von MAMI zu realisieren. Nachdem die Elektronen das Experiment durchlaufen haben, werden sie wieder in die Beschleunigerstruktur zurückgeführt, diesmal jedoch mit einem Phasenversatz von  $180^\circ$ , was dazu führt, dass die Elektronen nicht mehr bei einer beschleunigenden Phase ankommen, sondern bei einer bremsenden. In der Folge geben die Elektronen ihre Energie an das elektrische Wechselfeld ab und werden nach dem dritten Durchlauf mit ihrer Injektionsenergie gedumpte. Der Rest der Energie wird an das Feld abgegeben und dafür verwendet, frisch injizierte Elektronen zu beschleunigen. Ein Analogon aus der normalen Erfahrungswelt wäre das Elektroauto welches die Bremskraft in die

Batterie zurückführt und so Energie konserviert[19].

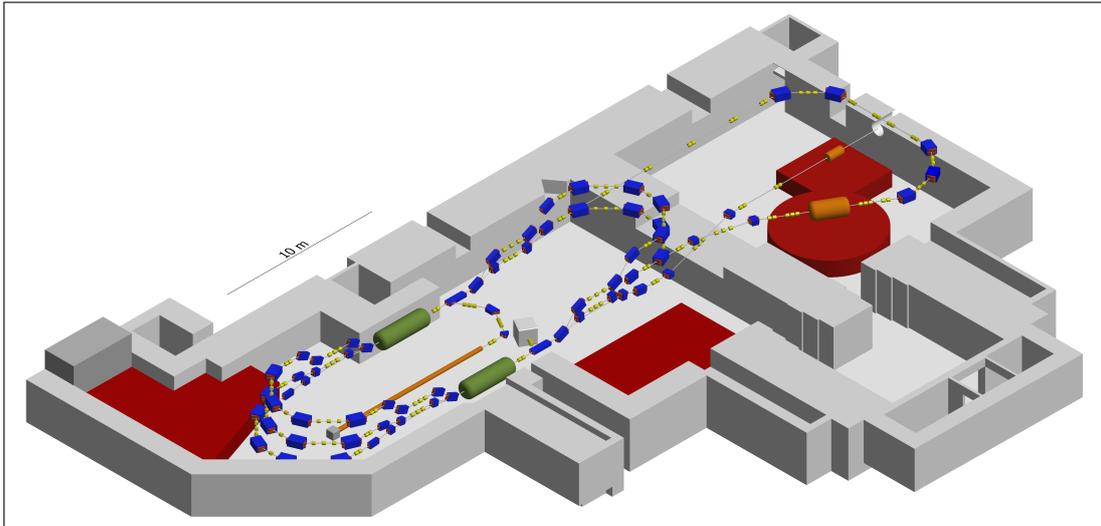


Abbildung 1.1: Planung des MESA-Beschleunigers. In Blau sind die Strahlführungsmagnete, in Gelb die strahloptischen Elemente, in Grün die Beschleunigerstruktur eingezeichnet. Im hinteren Bereich in Orange sind die Experimente MAGIX und P2.

Das zweite Experiment soll mit polarisierten Elektronen, also Elektronen, bei welchen der Spin eine Vorzugsrichtung besitzt, stattfinden. Hier kann der energierückgewinnende Modus nicht verwendet werden und es werden nur Strahlströme von bis zu  $0,15\text{ mA}$  erzeugt. Die Elektronen werden auf ein Wasserstofftarget gelenkt und dort gestreut; durch ein magnetisches Feld werden die Elektronen nach der Streuung impulsabhängig abgelenkt. Sie treffen danach auf hochreinen Quarz und geben beim Durchqueren Cherenkovstrahlung ab, welche durch Photomultiplier detektiert wird. Das dabei gemessene Signal ist auch impulsabhängig, sodass Energie und Flugrichtung bestimmt werden können. Aus den gewonnenen Daten lässt sich der Weinberg-Winkel bestimmen und somit das Standardmodell verifizieren oder Hinweise auf neue Physik finden[18].

Der geplante Strahlstrom von MESA ist 100 Mal höher als die  $100\text{ }\mu\text{A}$  von MAMI[6]. Diese Anforderung macht es nötig, das Augenmerk auf die Photokathoden zu lenken, aus denen dieser Strom extrahiert wird. Für den Betrieb mit polarisierten Elektronen werden Gallium-Arsenid-Kathoden verwendet. Um die nötige Quantenausbeute zu erreichen, wird Cäsium-Oxid auf die Oberfläche aufgedampft,

welches jedoch durch hohe Laserleistung und die damit einhergehenden hohen Temperaturen beschädigt werden kann. Ein sinnvoller Strahlbetrieb mit polarisierten Elektronen an MESA mit Strahlströmen von 0,15 mA ist nur dann möglich, wenn die eingesetzten Photokathoden eine Lebensdauer von einigen Tagen aufweisen. Vorarbeit hierzu lieferten bereits Dr. Eric Riehn und Philipp Herrmann. Dr. Riehn zeigte, dass die Kathodenlebensdauer erhöht werden konnte, indem in die Kathode selbst eine reflektierende Schicht eingebracht wurde und somit nicht die komplette ungenutzte Laserleistung zum Erwärmen der Kathode führte. Herrmann untersuchte, ob eine Kühlung der Kathode im Allgemeinen möglich sei, und erprobte mit Erfolg mehrere Möglichkeiten. Es ist nun also von Interesse, die Lebensdauer der Kathode mit Kühlung zu untersuchen, um festzustellen, ob ein Betrieb mit ihnen möglich sei.

Diese Masterarbeit widmet sich diesem Punkt, indem versucht wird, die vorhandenen GaAs-Kathoden in thermischen Kontakt zu bringen und einen effektiven Wärmetransport zu gewährleisten. Es soll die Vakuumlebensdauer gemessen werden, also die Dauer, in der die Quanteneffizienz der Kathode auf  $\frac{1}{e}$  des Startwertes abgesunken ist. Mittels dieser Daten soll dann gezeigt werden, ob ein sinnvoller Strahlbetrieb möglich ist.

# 2 Grundlagen zu Photokathoden und Negativer Elektronenaffinität

## 2.1 Photoeffekt

Die Photokathoden der Elektronenbeschleuniger beruhen auf dem Prinzip der Photoemission durch den photoelektrischen Effekt. Der Effekt kann in drei unterschiedlichen Ausprägungen beobachtet werden: der innere (Zunahme der elektrischen Leitfähigkeit von Halbleitern), der atomare (Ionisation von Atomen durch Photonen mit ausreichender Wellenlänge) und der äußere photoelektrische Effekt[15]. Dieser letzte Effekt, der erstmals von Einstein richtig gedeutet wurde und für welchen er auch 1921 den Nobelpreis erhielt, besagt, dass die Lichtquanten (Photonen) Elektronen aus Halbleitern und Metallen auslösen können, wenn ihre Energie gleich oder höher der materialabhängigen Austrittsarbeit ist (schematisch in Abbildung 2.1 zu sehen). Die Energie der so erzeugten Elektronen hängt von der Wellenlänge und Frequenz der eingestrahlten Photonen ab.

$$E_{\text{Licht}} = h\nu = h\frac{c}{\lambda} \quad (2.1)$$

Eine Erhöhung der Lichtintensität führt zu einer Erhöhung der Anzahl der erzeugten Elektronen und nicht zu einer höheren Energie. Die kinetische Energie der Elektronen ist somit gegeben als die Differenz zwischen Austrittsarbeit und Photonenenergie:

$$E_{\text{Licht}} - E_{\text{Austritt}} = E_{\text{Kin}} \quad (2.2)$$

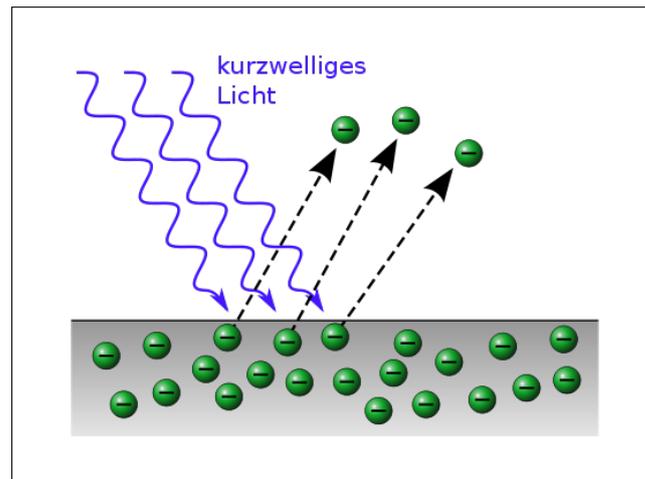


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des photoelektrischen Effekts. Die einfallenden Photonen haben genügend Energie, um Elektronen aus der Oberfläche des Materials zu lösen.

## 2.2 Bandstruktur

Die elektrische Leitfähigkeit von Festkörpern lässt sich mittels des Bändermodells erklären. Es ist eine quantenmechanische Modellvorstellung, die die möglichen Zustände von Elektronen in verschiedene Energiebänder mit unterschiedlicher Besetzung einteilt. Die Besetzung der energetisch höchsten, äußeren Energiebänder (Valenz- und Leitungsband) entscheidet darüber, wie gut ein Festkörper elektrischen Strom leiten kann[15]. Man unterscheidet hier zwischen drei Hauptgruppen: den Leitern, den Halbleitern und den Isolatoren. Bei den Isolatoren und den Halbleitern existiert zwischen diesen Bändern ein Bereich mit verbotenen Zuständen;

dieser wird als Bandlücke bezeichnet. Sie verhindert, dass Zustände im Leitungsband besetzt werden. Die Eigenheiten werden beim Betrachten des Banddiagramms in Abbildung 2.2 klar.

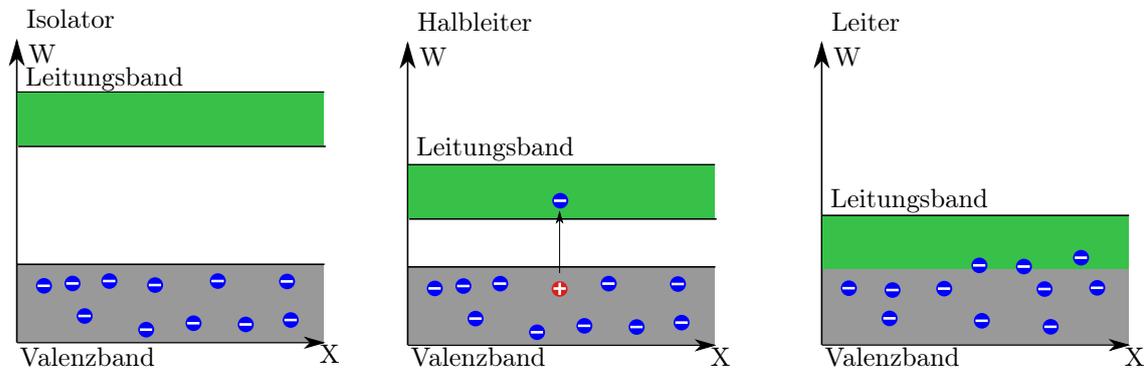


Abbildung 2.2: Das Bild zeigt die Anordnung von Valenzband, Bandlücke und Leitungsband in Isolatoren, Halbleitern und Leitern. Es zeigt, welchen Einfluss die Größe der Bandlücke auf die elektrische Leitfähigkeit hat. Bei dem Isolator ist sie zu groß, als dass Elektronen in das Leitungsband übergehen können. Bei Halbleitern ist sie so gering, dass es möglich ist, dass einzelne Elektronen in das Leitungsband gelangen. Bei Leitern existiert keine Bandlücke, wodurch sie immer in der Lage sind, Strom zu leiten.

Während bei den Isolatoren die Bandlücke größer als 4 eV ist, liegt sie bei den Halbleitern zwischen diesem Wert und 0,1 eV. Es ist bei ihnen also möglich, durch thermische oder optische Anregung Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband anzuheben. Bei Isolatoren ist das nur schwer der Fall, sodass der spezifische Widerstand sehr hoch und die Leitfähigkeit gering bleibt.

## 2.3 Halbleiter

Halbleiter nehmen in der Elektronik eine entscheidende Rolle ein. Um die Eigenschaften von Halbleitern zu beeinflussen, wurde eine Technik entwickelt, damit Fremdatome in die Gitterstruktur eingebracht werden können. Je nachdem, ob die Fremdatome Elektronenüberschuss oder -mangel haben, bezeichnet man dies als p- oder n-Dotierung.

### 2.3.1 p-n-Dotierung

Bei der p-Dotierung werden Atome mit Elektronenmangel in das Wirtsmaterial eingebracht. Diese besitzen meist ein Elektron weniger im Valenzband und tragen somit zur Lochleitung bei. Als Lochleitung bezeichnet man den Vorgang, wenn die Fehlstelle des Fremdatoms mit Elektronen aus dem umliegenden Halbleiter gefüllt wird und somit das Elektronenloch wandert. Die n-Dotierung macht sich das Gegenteil zunutze. Es werden Atome mit Elektronenüberschuss eingebracht; diese Elektronen werden zur Bindung nicht benötigt und können somit leicht aus dem Valenzband in das Leitungsband angehoben werden. Zu sehen sind beide Vorgehensweisen in Abbildung 2.3. Ein Beispiel hierfür wäre, wenn man das vierwertige Silizium mit dem fünfwertigen Phosphor dotiert. Das zusätzliche Elektron kann zum Ladungstransport verwendet werden, während eine ortsfeste positive Ladung zurückbleibt.

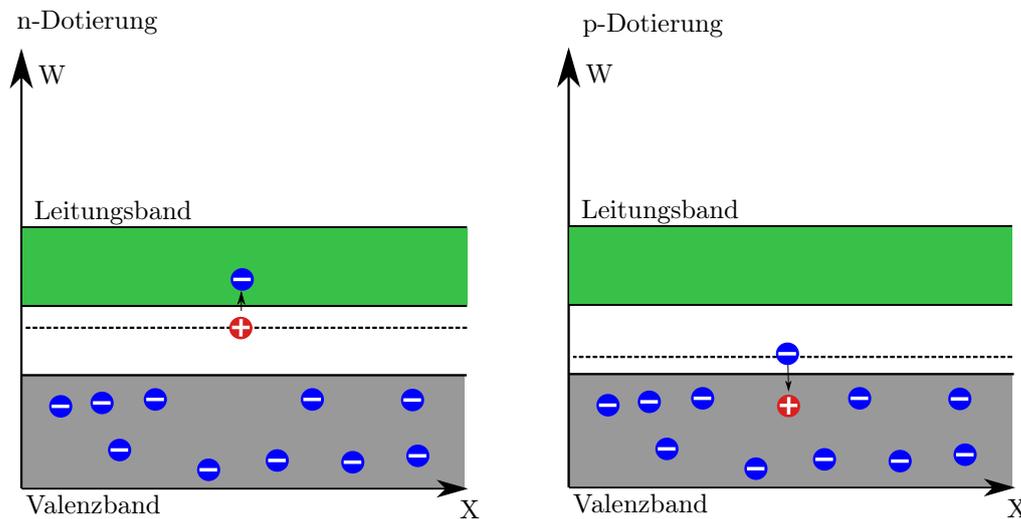


Abbildung 2.3: Links n-Dotierung und rechts p-Dotierung, jeweils mit Elektron-Loch-Paar.

Man kann also durch das Einbringen von Fremdatomen die Eigenschaften von Halbleitern so beeinflussen, dass gewünschte Charakteristiken stärker ausgeprägt werden. Bei Photokathoden wird p-Dotierung verwendet, um die Fermi-Energie an der Valenzbandoberkante zu senken[5] und somit den Austritt von Elektronen in das Vakuum zu erleichtern.

## 2.4 Negative Elektronen-Affinität

Photokathoden haben heute vielseitige Einsatzmöglichkeiten sowohl in Photomultipliern als auch als Elektronenquelle in Beschleunigern. Wichtig ist in allen Fällen eine hohe Quanteneffizienz (QE). Diese kann man bei Halbleitern in verschiedener Weise beeinflussen, indem man die Austrittsarbeit senkt, die nötig ist, damit Elektronen von der Kathode ins Vakuum übergehen. Als Elektronen-Affinität wird die Energiemenge bezeichnet, die zwischen dem Vakuumniveau und der Leitungsbandunterkante liegt. Ist diese positiv, so können Elektronen schwer aus dem Leitungsband ins Vakuum übergehen, Photoemission ist in diesem Zustand nur mit hochenergetischen Photonen möglich. Die Elektronen-Affinität muss ins Negative gesenkt werden, um Photoemission auch mit nieder energetischen Photonen zu ermöglichen.

Als negative Elektronen-Affinität (NEA) wird der Zustand beschrieben, bei dem das Vakuumniveau unter die Leitungsbandunterkante fällt und es den Elektronen möglich ist, durch den Tunneleffekt aus dem Leitungsband ins Vakuum zu gelangen.

Bei den betrachteten unbehandelten GaAs-Kathoden beträgt die Austrittsarbeit  $\Phi = 5,5\text{ eV}$  und die Affinität  $\chi = 4,1\text{ eV}$  [12]. Es ist also nicht möglich, dass Elektronen ohne Weiteres aus dem Leitungsband ins Vakuum übergehen. Durch das p-Dotieren von GaAs werden Oberflächenzustände mit Löchern besetzt. Die zurückbleibenden negativen Ionen führen dazu, dass an der Grenzschicht zum Vakuum die Elektronen-Affinität sinkt. Das alleine reicht jedoch noch nicht, um eine Negativität derselben zu erreichen; hierzu muss ein leicht polarisierbares Material aufgetragen werden, um die Austrittsarbeit weiter zu senken. Hierzu eignet sich Cäsium, dessen Ionisierungsenergie mit  $3,9\text{ eV}$  kleiner ist als die Austrittsarbeit von GaAs. Cäsium kann also Elektronen an den Halbleiter abgeben, wodurch sich an der Oberfläche eine Dipolschicht bildet. Die Entwicklung kann in Abbildung 2.4 beobachtet werden.

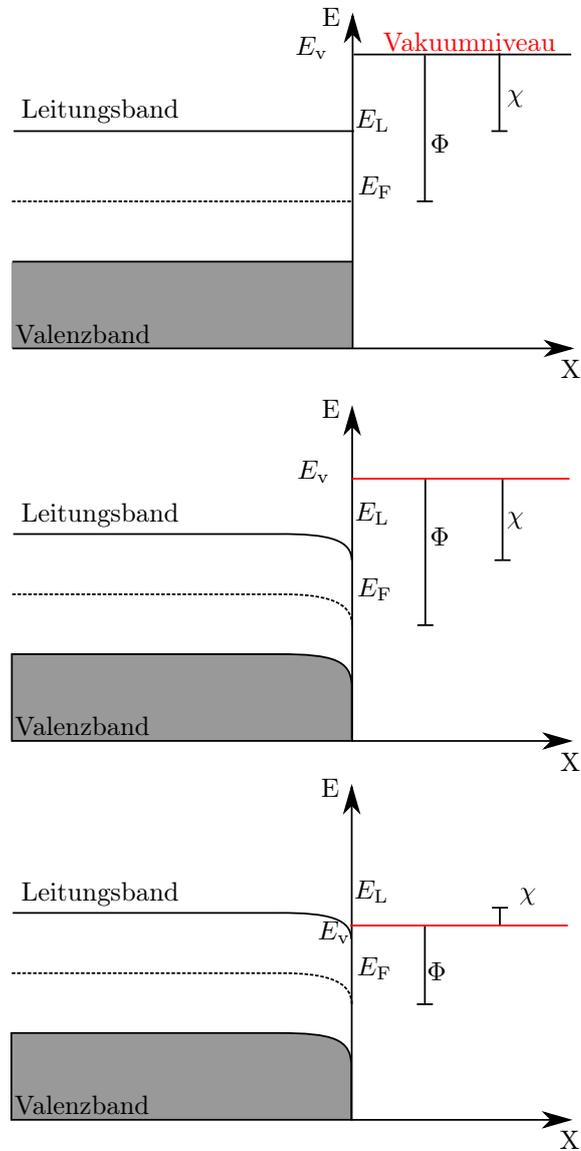


Abbildung 2.4: Oben: Unveränderte Elektronenaffinität und Austrittsarbeit. Mitte: Bandverbiegung bei p-Dotierung durch Oberflächenzustände. Unten: Austrittsarbetsabsenkung durch Cäsium.

## 2.5 Quanteneffizienz

Eine der wichtigsten Kenngrößen einer Photokathode ist die Quanteneffizienz (QE). Sie beschreibt den Zusammenhang der ausgelösten Elektronen pro eingefallenen Photonen und wird in Prozent angegeben:

$$QE(\lambda, I, P) = \frac{I_P}{P_L} \cdot \frac{h \cdot c}{e \cdot \lambda} \quad (2.3)$$

$$= S \left[ \frac{\text{A}}{\text{W}} \right] \cdot \frac{1.24}{\lambda[\mu\text{m}]} \quad (2.4)$$

$I_P$  Photostrom in Ampere

$P_L$  Laserleistung in Watt

$\lambda$  Wellenlänge des Laserlichts

$c$  Lichtgeschwindigkeit  $299\,792\,458 \text{ m s}^{-1}$

$h$  Planck'sches Wirkungsquantum  $4,136\,667 \cdot 10^{-15} \text{ eV s}$

$e$  Elementarladung  $1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$

Wie anhand der Formel ersichtlich ist, steigt die QE bei konstantem  $S$  mit sinkender Wellenlänge der Photonen. Ein möglichst hoher Wert ist hier erstrebenswert, da somit auch niedrigere Laserleistungen eingestellt werden können. Da im späteren Strahlbetrieb polarisierte Elektronen erzeugt werden sollen, werden in diesem Experiment Wellenlängen um 800 nm gewählt.  $S \left[ \frac{\text{A}}{\text{W}} \right]$  ist in diesem Fall eine Kenngröße, welche bei verschiedenen Applikationen mit Photokathoden anwendung findet.

## 2.6 Lebensdauer verringernde Effekte

Da die Cäsiumoxid-Oberfläche der Kathode sehr reaktiv ist, kommt es mit der Zeit zu einem Verlust der QE. Die Abnahme hat einen exponentiellen Verlauf und folgt der Gleichung:

$$QE(t) = QE_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.5)$$

Dies geschieht auch ohne eingeschalteten Laser, was auf die verbleibenden Restgasmoleküle zurückzuführen ist, die die Oberfläche angreifen, siehe Abbildung 2.5. Deswegen muss bei den Experimenten darauf geachtet werden, ein möglichst gutes

Vakuum zu erzeugen, das in der Regel in der Größenordnung von  $10^{-11}$  mbar liegt.

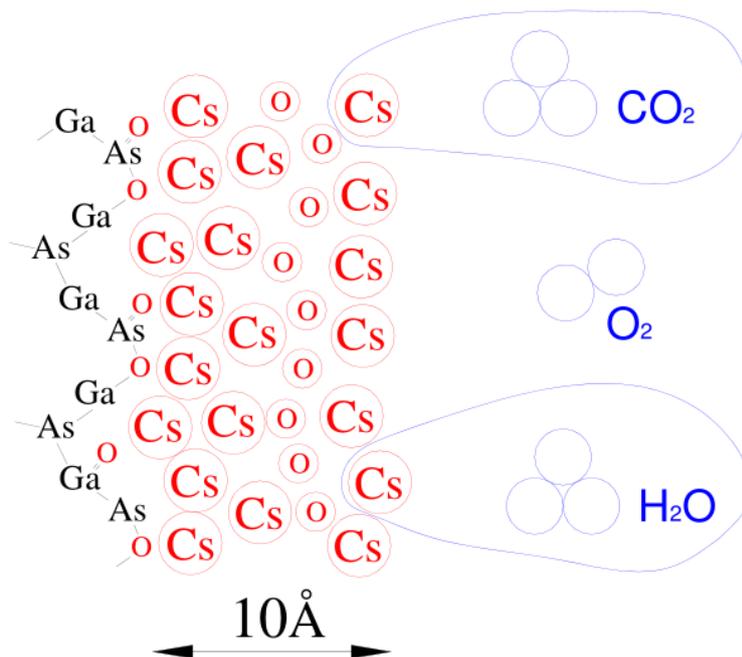


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung einer aktivierten GaAs-Oberfläche [13]. Die verschiedenen Moleküle aus dem Restgas können die Oberfläche zerstören.

Auch der Laser hat durch die Erwärmung, die er verursacht, eine degenerative Auswirkung auf die QE. Die Arbeit [2] von Dr. Eric Riehn hat gezeigt, dass die QE auch durch eine Erhöhung der Laserleistung negativ beeinflusst werden kann (Abbildung 2.6). Durchgeführt wurden die Experimente sowohl mit DBR-(Distributed Bragg Reflector) Kathoden, die einen Teil des ungenutzten Laserlichts reflektieren, als auch mit nonDBR-Kathoden. Die Erwärmung der Kathode kann reduziert werden, indem man die Kathode in thermischen Kontakt mit der Kammer bringt und somit einen Teil der Leistung transferiert. Die Diplomarbeit von Philipp Herrmann hat gezeigt, dass die Temperatur bei einer Laserleistung von 1000 mW um  $82,9^\circ\text{C}$  niedriger ist im Vergleich zu einer nicht kontaktierten Kathode.

Die ausgelösten Elektronen aus der Kathode können außerdem das Restgas ionisieren, was bei eingeschalteter Beschleunigungsspannung zum Ion-Back-Bombardment (IBB) führen kann. Die ionisierten Restgasmoleküle werden entlang der Spannung zurück auf die Oberfläche der Kathode beschleunigt. Dies hat wiederum zur Folge, dass entweder die CsO-Monolage beschädigt wird oder dass die

Moleküle in den Kristall eindringen und Störstellen verursachen; beide Effekte sorgen dafür, dass die QE schneller abnimmt.

Ein weiterer Effekt, welcher auch in dieser Arbeit vorliegt, ist das Ionisieren von adsorbierten Molekülen. Alle Oberflächen innerhalb einer Vakuumkammer sind mit einer Anzahl aus adsorbierten Atomen und Molekülen beschichtet. Die Menge hängt vom Restgas ab und ob die Kammer ausgeheizt worden ist oder nicht. Bei ausgeheizten Kammern, wie die in dieser Arbeit verwendeten, wird versucht, durch eine Erhöhung der Temperatur der Kammer die adsorbierten Atome und Moleküle zu verringern. Durch das Erwärmen der Kammerwände wird den adsorbierten Atomen und Molekülen Energie zugeführt, die sie zum Desorbieren brauchen, um letztendlich abgepumpt zu werden. Es ist jedoch nicht möglich, alle adsorbierten Atome und Moleküle zu lösen, weswegen immer ein Rest verbleibt. Trifft nun ein Elektron aus der Kathode auf die Kammerwand oder auf adsorbierte Teilchen auf der Anode, so werden diese ionisiert und desorbiert und können wieder auf die Oberfläche der Kathode gelangen.

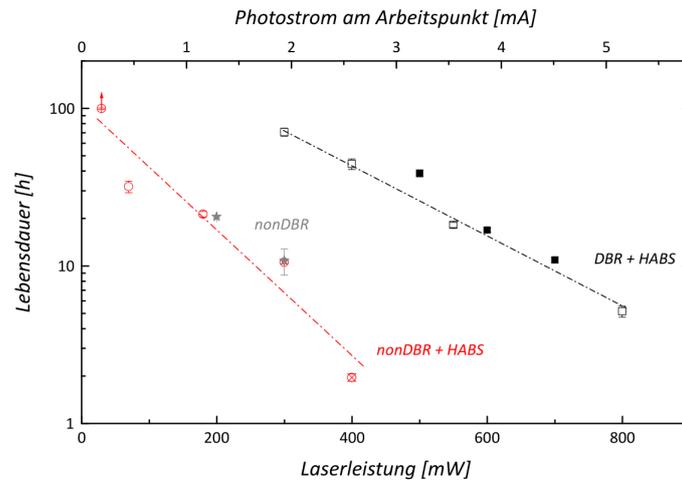


Abbildung 2.6: Lebensdauerentwicklung von DBR- und nonDBR-Kathoden bei unterschiedlichen Laserleistungen [2]. Man kann erkennen, dass die DBR-Kathoden, die nicht die restliche Laserleistung in Wärme umsetzen, deutlich langlebiger sind bei hohem Photostrom.

Während eines Experimentes ist es wünschenswert, eine konstante Streu- oder Reaktionsrate zu erhalten. Es ist also von Nöten, einen konstanten Strahlstrom zu gewährleisten. Da die QE mit der Zeit abnimmt, muss die Laserleistung, wie in Abbildung 2.7 gezeigt, angepasst werden, damit ein konstanter Strahlstrom entsteht.

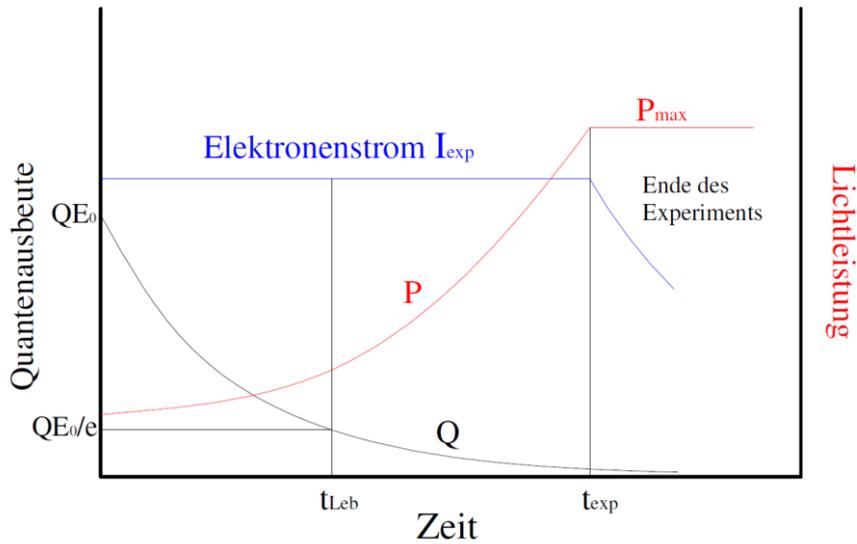


Abbildung 2.7: Verlauf der QE und der Laserleistung, um einen konstanten Strahlstrom zu gewährleisten [13]. Da die QE im Laufe der Zeit abnimmt, muss die Laserleistung in gleichem Maß steigen. Wie in Abbildung 2.6 gezeigt wird, hat dies jedoch auch negative Auswirkungen auf die QE.

### 2.6.1 Thermischer Eintrag durch Photoabsorption

Die Effekte, die zu einer Erwärmung der Photokathode führen, hängen direkt mit den Prozessen zusammen, die zur Emission von Elektronen führen. Damit ein Elektron aus dem Halbleiter ins Vakuum übergehen kann, muss er folgende Relation erfüllen:

$$E_{\text{Ph}} - E_G \geq 0 \quad (2.6)$$

Nimmt das Elektron nun mehr Energie auf, als es für den Austritt aus der Kathode benötigt, kann es diese Energie in Form von Gitterschwingungen an den Halbleiterkristall abgeben, was sich in einer Erhöhung der Temperatur nachweisen lässt.

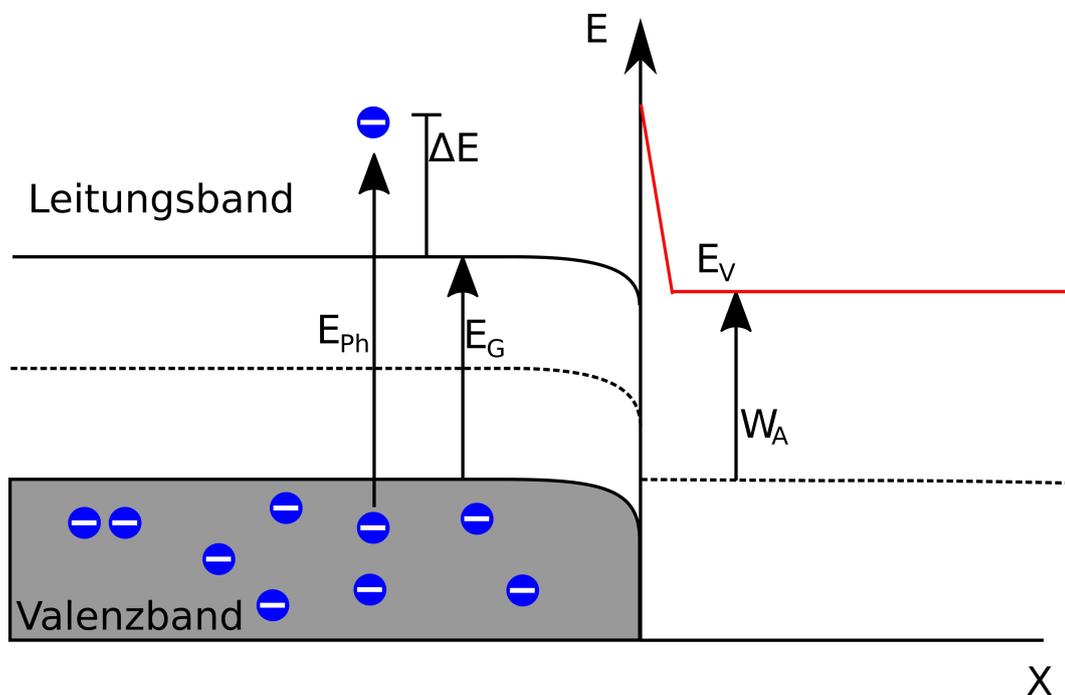


Abbildung 2.8: Wenn ein Elektron mehr Energie aufnimmt, als zum Austritt aus dem Halbleiter nötig, thermalisiert es und gibt die Energie  $\Delta E$  in Form von Phononen an den Kristall ab, wodurch sich dieser erwärmt.

Damit sich die Kathode nicht zu schnell erwärmt, sollte ein Arbeitspunkt gewählt werden, an dem  $\Delta E$  möglichst klein ist. Also  $E_{\text{Ph}} \approx E_G$  entspricht, für GaAs ist das bei einer Wellenlänge von  $\approx 800$  nm. Wenn die Kathode eine QE von 100 %

besäße, so würde es zu keiner weiteren Erwärmung kommen. Da nicht alle angeregten Elektronen aus dem Kristall austreten, sondern nur etwa 10%, geben sie die restliche Energie aus dem angeregten Zustand wieder ab. Dies geschieht entweder über Emission eines Photons oder Anregung von Gitterschwingungen, wobei der zweite Prozess überwiegt[7].

## 2.6.2 Bisherige Arbeiten zu thermischen Effekten

Als Grundlage der hier im weiteren beschriebenen Experimente dienen zwei vorausgegangene Arbeiten von Dr. Riehn [2] und Philipp Herrmann [4].

Dr. Riehn hat in seiner Arbeit „Photokathoden mit internem DBR–Reflektor als Quellen hochintensiver spinpolarisierter Elektronenstrahlen“ unter anderem Heizexperimente mit verschiedenen Kathodentypen gemacht. Es wurde festgestellt, dass ein stabiler Strahlbetrieb mit akzeptabler Lebensdauer nur bis zu einer Temperatur von 50 °C möglich ist. GaAs-Kathoden, die die Erzeugung von hochpolarisierten Elektronenstrahlen zulassen, besitzen ein  $S_{max}[\frac{A}{W}]$  von  $\approx 3 \text{ mA W}^{-1}$  was einer QE von 0,47% bei Photonen mit  $\approx 800 \text{ nm}$  entspricht. Nach dem Ablauf von zwei Lebensdauern beträgt  $S_{max}[\frac{A}{W}]$  nur noch  $\approx 0,3 \text{ mA W}^{-1}$ . Das in der Motivation beschriebene P2 Experiment benötigt einen Strahlstrom von  $\approx 0,15 \text{ mA}$ , was aufgrund von Transmissionsverlusten[5] einem extrahierten Strom von  $\approx 0,2 \text{ mA}$  entspricht. Es ist also eine Laserleistung von  $\approx 667 \text{ W}$  nötig, um den geforderten Strom zu liefern. Wie in Abbildung 2.6 gezeigt, ist die Lebensdauer bei solchen Laserleistungen bei Bulk-GaAs Kathoden zu gering, als dass die sinnvoll eingesetzt werden können.

Um nun trotzdem einen Betrieb zu ermöglichen, untersuchte Herrmann, ob ein thermischer Kontakt die Kathode während des Betriebs ausreichend zu kühlen vermag. Hierfür wurde eine Druckkontaktierung mittels eines Kupferstabes gewählt. Die Kathode wurde im Verlauf der Experimente mit intensivem Laserlicht von bis zu 1,3 W bestrahlt und die Temperatur mittels Wärmebildkamera gemessen.

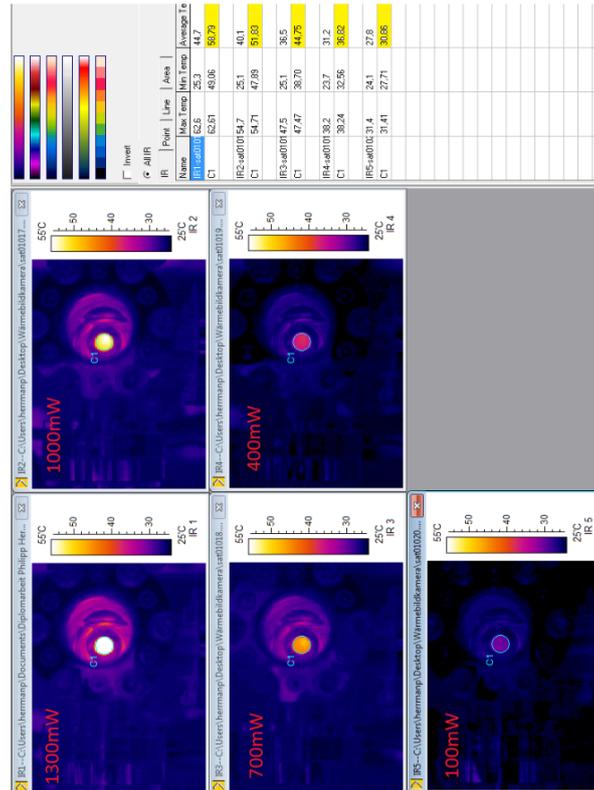


Abbildung 2.9: Messung der Kathodentemperatur mit einer Wärmebildkamera. Die Laserleistung reicht von 0,1 W bis 1,3 W.

In Abbildung 2.9 ist eine dieser Messungen zu sehen. Herrmann stellte fest, dass eine Kathode, während sie mit 1,3 W Laserleistung bestrahlt wird, durch einen angepressten Kupferkontakt auf 34,5 °C gehalten werden kann. Dies liegt nun unter den von Dr. Riehn ermittelten 50 °C. Diese Arbeit setzt nun an die Methode von Herrmann zu weiterzuentwickeln und die Kathode im Hochvakuum zu präparieren, ihr eine NEA-Oberfläche aufzudampfen und zu einer Kammer für die Messung der Lebensdauer zu transferieren. In dieser Kammer soll, ohne das Vakuum zu brechen, der thermische Kontakt hergestellt und seine Auswirkung auf die Lebensdauer der Kathode untersucht werden.

## 2.7 Raumladungseffekte

Beim Extrahieren von Elektronen von der Kathodenoberfläche kann es zu Raumladungseffekten kommen, die die Messungen der QE beeinflussen. Ist die Hochspannung an der Anode nicht hoch genug, werden die Elektronen zu langsam abgeführt

und es kommt zu einem Sättigungseffekt. Ist die Spannung allerdings hoch genug gewählt, so sollte sich durch das Steigern keine Erhöhung der QE feststellen lassen. Dr. Valery Tyukin hat hierzu wie in Abbildung 2.10 in der PCA-Anlage (Hydrogen Atom Beam Source) einige Messungen durchgeführt[4].

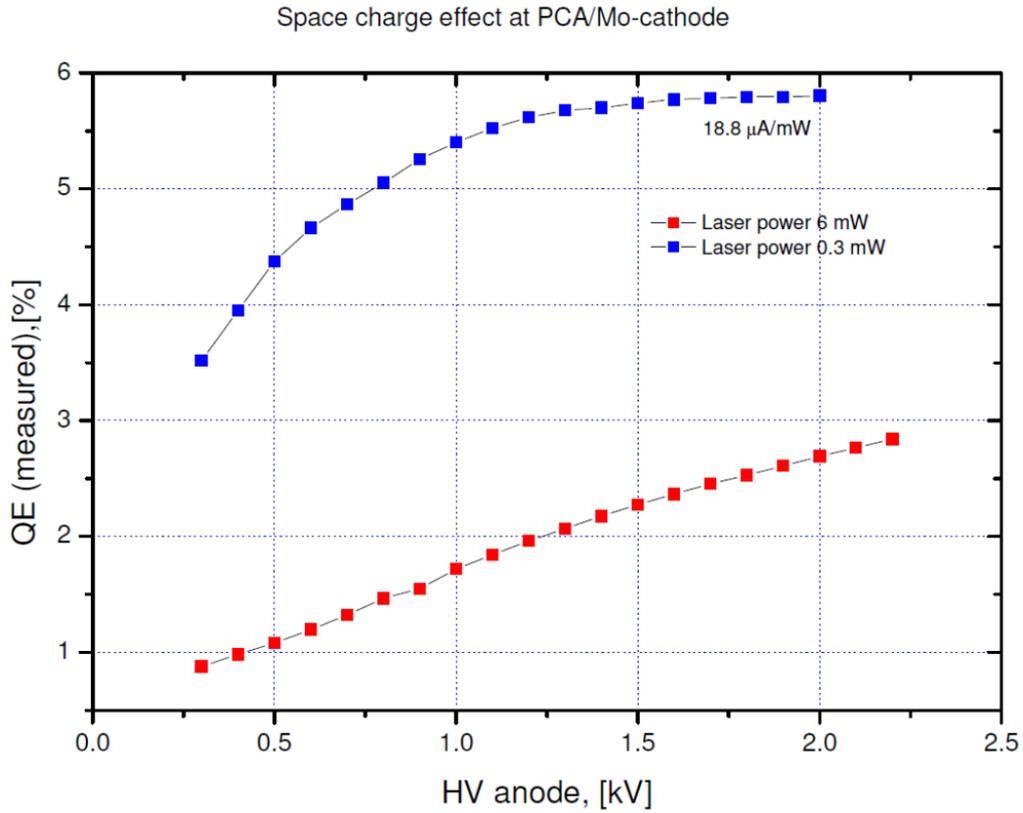


Abbildung 2.10: Messung der QE bei unterschiedlichen Beschleunigungsspannungen und Laserleistungen. [4]

## 2.8 Wärmeleitung in Festkörpern

In Festkörpern wird die Wärme anhand von Gitterschwingungen geleitet. In Metallen tragen die freien Ladungsträger zum Transport der Wärme bei. Wenn ein Leiter nur an einem Ende erwärmt wird, kann der Seebeck-Effekt beobachtet werden [14]. Elektronen aus dem warmen Teil des Metalls haben eine höhere kinetische Energie als jene, die sich im kälteren Teil befinden. Dadurch entstehen Diffusionsströme, in denen die Elektronen aus dem warmen in den kälteren Bereich wandern und umgekehrt. Es gibt einen Zusammenhang zwischen der elektrischen und der thermischen Leitfähigkeit.

$$\frac{\lambda}{\sigma} = a \cdot T \text{ mit } a = \frac{\pi^2 k^2}{3 e^2} \quad (2.7)$$

Dabei ist  $\lambda$  die Wärmeleitfähigkeit und  $\sigma$  die elektrische, die Proportionalitätskonstante  $a$  kann durch die Boltzmann-Konstante und die Elementarladung beschrieben werden [14]. Diese ist jedoch nur zu einem gewissen Grad gegeben, da durch die Erwärmung die elektrische Leitfähigkeit sinkt und somit weniger Ladungsträger zur Verfügung stehen (Wiedemann-Franz'sches Gesetz).

Man betrachtet die Wärmeleitung durch einen Kupferstab:

$$\frac{dQ}{dt} = -\lambda \cdot A \cdot \frac{dT}{dx} \quad (2.8)$$

Dabei ist  $A$  die Querschnittsfläche des Stabes und  $\lambda$  die Wärmeleitfähigkeit des verwendeten Materials. In dem Fall von Kupfer liegt diese bei  $401 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ .

Der stationäre Temperaturverlauf ergibt sich bei konstantem Querschnitt  $A$  und homogenem Material durch die Integration zu:

$$T(x) = -\frac{\dot{Q}}{\lambda \cdot A} x + T_1 \quad (2.9)$$

Hier ist  $T_1$  die Anfangstemperatur an der einen Seite des Stabes. Mit  $T(L) = T_2$  der Temperatur an einem anderen Punkt des Stabes kann man den Wärmefluss durch den Stab berechnen. Es ergibt sich:

$$\dot{Q} = (T_1 - T_2) \frac{\lambda \cdot A}{L} \quad (2.10)$$

## 2.9 Thermoelektrizität

Der bereits erwähnte Seebeck-Effekt erlaubt es, durch die Verwendung unterschiedlicher Materialien, Temperaturfühler zu konstruieren. Dadurch, dass die beiden Materialien unterschiedliche Seebeck-Koeffizienten besitzen, entsteht ein Stromkreis, bei welchem sich die Spannung proportional zur Temperatur verhält. Die Seebeck-Koeffizienten sind temperaturabhängige materialspezifische Größen und haben die Dimension von  $\text{V K}^{-1}$

$$U = \int_{T_1}^{T_2} (S_B(T) - S_A(T)) dT \quad (2.11)$$

Mit konstanten Seebeck-Koeffizienten und kleinen Temperaturdifferenzen kann man schreiben:

$$U = (S_B - S_A)(T_2 - T_1) \quad (2.12)$$

Diese Thermoelemente gibt es kommerziell in unterschiedlichen Ausführungen und Eignungsbereichen, in dieser Arbeit wurden Thermoelemente des Typs K verwendet. Als Material wird Nickel-Chrom/Nickel verwendet und der Einsatzbereich liegt zwischen  $-270\text{ °C}$  und  $1372\text{ °C}$ .

# 3 Experiment

## 3.1 Aufbau

Der Aufbau des Experimentes lässt sich in drei einzelne Kammern aufgliedern. Die erste, die HABS-Kammer, auf die im folgenden noch genauer eingegangen wird, dient zur Reinigung der Kathodenoberfläche mit atomarem Wasserstoff und Präparation der Photokathoden. Aufgrund des Präparationsverfahrens ist die Kammer allerdings zu „schmutzig“, um in ihr die Lebensdauer der Kathoden zu messen. Es wird an die rechte Seite eine Kammer angebaut, in der eine hohe Pumpleistung zur Verfügung steht, damit bis auf die Kathodenerwärmung andere lebensdauerreduzierende Effekte reduziert werden können. In Abbildung 3.1 ist ein schematischer Überblick über die Anlage zu sehen. Zwischen den Kammern ist eine Turbopumpe mit Vollmetallschieberventilen montiert. Diese dient sowohl der Präparation als auch dem späteren Schleusen der Kathode.

Um die Lebensdauer der Kathode messen zu können, muss ein dauerhafter Betrieb der Kathode simuliert werden. Dazu wird ein Laser mit einer Leistung von 1 W und einer Wellenlänge von 808 nm auf die Kathode gerichtet; dies simuliert einen hohen extrahierten Strom. Zum Messen der Quanteneffizienz ist diese Leistung jedoch ungeeignet, da durch das Anschalten der Spannung Ion-Back-Bombardment (IBB) ausgelöst werden kann, welches die Kathode sofort zerstören würde. Desweiteren treten bei solch hohen extrahierten Strömen Raumladungseffekte auf welche die gemessene QE verfälschen können.

Es wird also zwischen der Heizleistung von 1 W und der Messleistung 2 mW alterniert, um die Quanteneffizienz zu messen. Die Kathode ruht dabei in einem Puck, also einer Halterung, die es erlaubt, die Kathode mit Hilfe von Vakuummanipulatoren zu bewegen. Das Prinzip wird in Abbildung 3.2 deutlich.

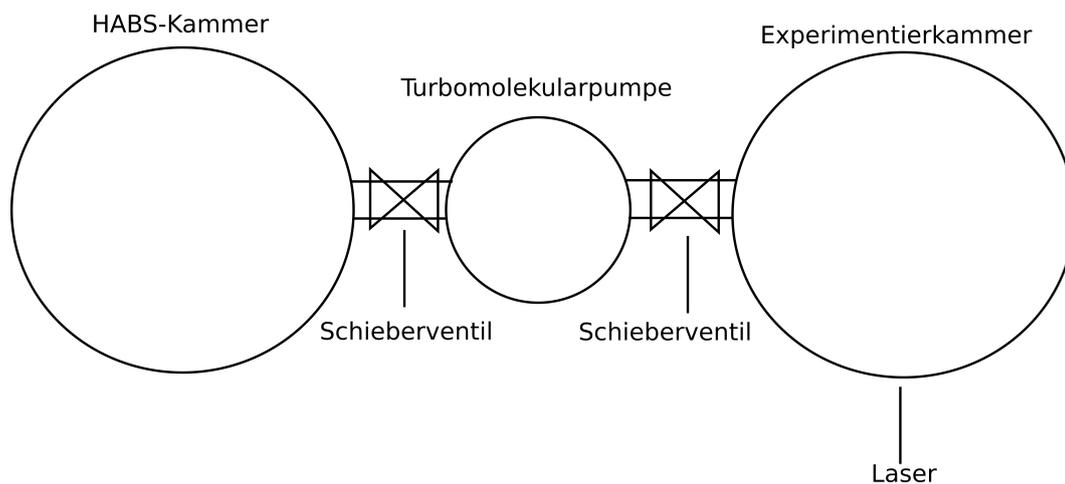


Abbildung 3.1: Übersicht über die einzelnen Komponenten der Experimentierapparatur. Auf der linken Seite ist die HABS-Kammer zu sehen, in der die Kathoden gereinigt und präpariert werden. Auf der rechten Seite ist die Experimentierkammer zu sehen, in der die Lebenszeitmessung stattfindet. Der Laser tritt durch ein Fenster in der Front der Kammer ein. Zwischen den Kammern ist eine Turbomolekularpumpe angebracht, die zum einen für die Präparation der Kathode genutzt werden kann und zum anderen für das Schleusen zwischen den beiden Kammern zur Verfügung steht.

Die Kathode wird in den Puck gelegt und mit Indiumfolie bedeckt. Danach wird ein Kupferzylinder in den Puck geschoben; zwischen ihm und der Puckwand wird ebenfalls Indiumfolie gegeben. Durch das Erhitzen schmilzt das Indium und stellt neben einer dauerhaften Verbindung der Bauteile auch einen thermischen Kontakt her. Der Kupferzylinder dient als Kontaktfläche für einen Kupferstab, der die Wärme ableiten soll. Der Kupferstab ist an der Rückwand der Kammer in einen CF-40-Blindflansch eingelötet und ist somit thermisch mit dem Rest der Kammer verbunden. Ihm gegenüber befindet sich das Fenster, durch das der Laser auf die Kathode gebracht wird. Von dort aus geht ein Edelstahlrohr in die Kammer. In ihm ist die Anode angebracht, mit der die QE gemessen wird. Der Durchmesser am Ende des Rohrs ist um 1 mm größer als der des Puck, sodass er sich dort einpassen kann. Die Anode wurde eigens für diesen Aufbau entworfen, da eine Kupferdrahtschleife, wie sie in der HABS-Anlage eingesetzt wird (siehe Abbildung 3.7), in dem Edelstahlrohr leicht zu einem Kurzschluss führen kann.

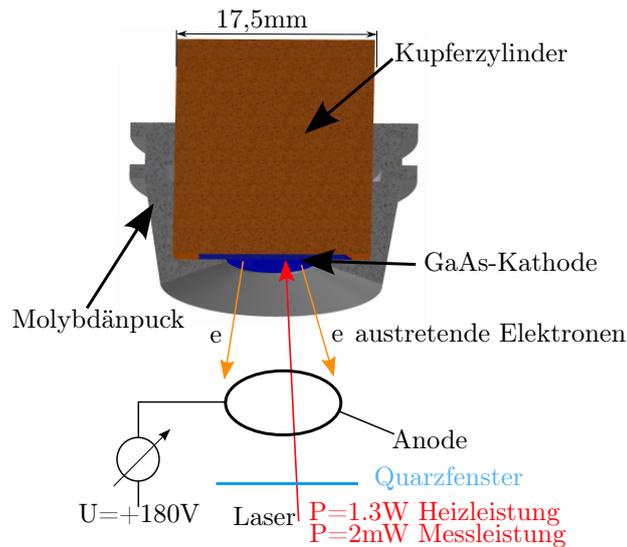


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau für die Bestimmung der Vakuumlebensdauer von Kathoden. Der Kupferzylinder, der in den Puck eingelassen ist, dient dem thermischen Kontakt. Die Anode dient als Elektronenkollektor, über den die QE gemessen werden kann.

Oberhalb des Edelstahlrohrs befindet sich eine Stromdurchführung, durch die zwei Thermoelemente in der Kammer platziert werden können. Dazu befinden sich im Kupferstab 2 mm hinter dem Anfang und 10 cm dahinter Bohrungen, in welche die Thermoelemente angelegt werden können. Durch diese beiden Punkte kann später die abgeführte Leistung bestimmt werden, siehe Gleichung 2.12. Das Ganze findet in einer Vakuumbühnenkammer statt, die sowohl mit einem NEG-Modul (Non-Evaporable Getter) mit einer Pumpleistung  $2000 \text{ L s}^{-1}$ , als auch mit einer Ionengetterpumpe  $75 \text{ L s}^{-1}$  ausgestattet ist. Eine so hohe Pumpleistung ist nötig, um sicherzustellen, dass das Vakuum einen Druck von wenigen  $p \leq 10^{-10} \text{ mbar}$  einhält und die Kathode nicht durch das Restgas beschädigt wird. Da die Kammer an die bestehende HABS-Anlage zur Wasserstoffreinigung der Kathodenoberfläche angeschlossen ist, werden die beiden Kammern durch Ganzmetallschieberventile voneinander getrennt. Zwischen den beiden Ventilen befindet sich eine Turbomolekularpumpe, die durch das Schließen eines der beiden Ventile einer Kammer zugewiesen werden kann, siehe Abbildung 3.4. Die Experimentierkammer ist in einer MayTec-Konstruktion mit Rollen montiert, sodass das Experiment bei Bedarf von der HABS-Kammer gelöst werden kann. Das ermöglicht das Nutzen der HABS-Kammer, ohne dass das Vakuum im Experiment gebrochen werden muss.

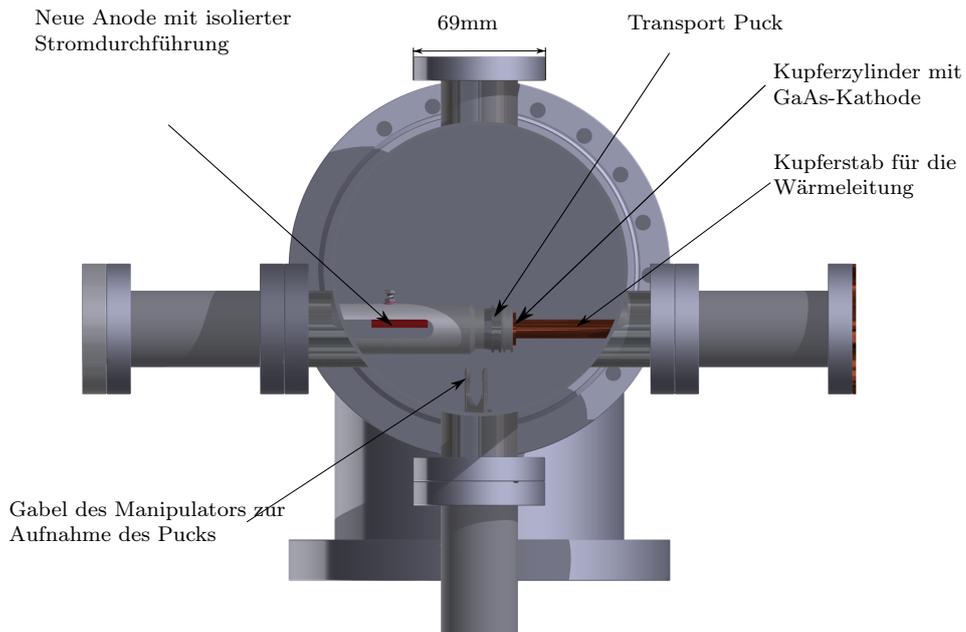


Abbildung 3.3: Das Bild zeigt den Aufbau von oben. Auf der linken Seite ist das Edelstahlrohr mit der Anode sichtbar. In der Mitte befindet sich die Gabel des Manipulators und darüber der Puck mit der Kathode. Von der rechten Seite kommt der Kupferstab.

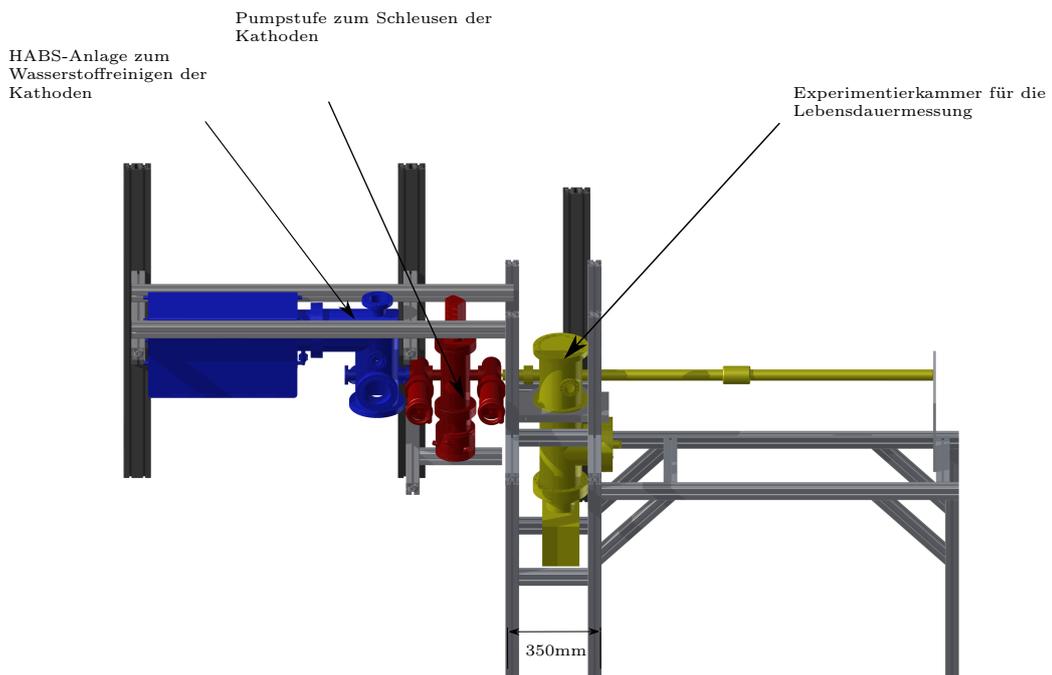


Abbildung 3.4: Auf der linken Seite sieht man die HABS-Anlage. Auf der rechten Seite ist die Experimentierkammer zu sehen. Dazwischen befindet sich die Pumpstufe zum Schleusen von Kathoden.

### 3.1.1 HABS-Anlage

Die bereits erwähnte HABS-Anlage dient zur Reinigung der Oberfläche von GaAs-Kathoden, nachdem diese bereits aktiviert wurden. Die Kathoden verlieren mit jeder sequentiellen Aktivierung an QE, da auf die alte Cs-O Schicht eine neue Lage aufgetragen wird und sich somit keine ideale Oberfläche erreichen lässt. Auch lagern sich aus dem Restgas Atome an der Oberfläche ab, die mit dem GaAs der Kathode reagieren. Damit die Kathode trotzdem wieder eine höhere QE erreicht, werden diese vor jeder Aktivierung bei 550 °C[2] ausgeheizt. Wenn Sauerstoff aus dem Restgas mit dem Arsen der Kathode reagiert, kann es über einen längeren Zeitraum dazu kommen, dass sich Galliumarsenid und Arsen(III)-oxid zu  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  verbinden. Dieser Stoff wird erst bei Temperaturen über 600 °C gelöst. Arsen verdampft schneller als Gallium wodurch bei solchen Reinigungen eine galliumreiche Oberfläche entsteht, die sich negativ auf die Photoproduktion auswirkt. Während die Atome aus dem Restgas reduziert werden können, ist die Oxidation der Kathodenoberfläche nicht zu vermeiden, da bei jeder Aktivierung neuer Sauerstoff in die Kammer eingelassen werden muss. Lässt man nun Wasserstoffradikale während des Ausheizprozesses in die Kammer, so werden die Oxide aufgebrochen und die Oberflächeneigenschaften der Kathode verbessern sich wieder. In den Abbildungen 3.5[2] und 3.6[2] sind die Vorzüge der Wasserstoffreinigung zu sehen.

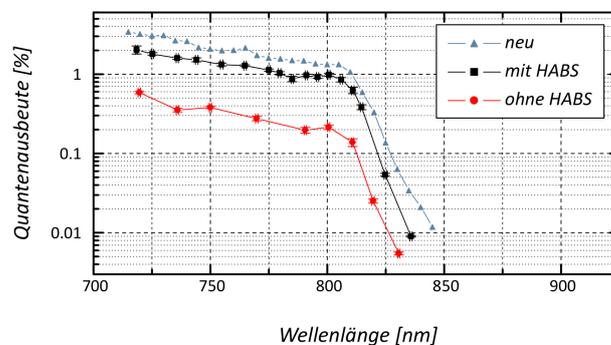


Abbildung 3.5: Spektrale Verteilung Quantenausbeute: In Blau von einer neuen Kathode, in Schwarz von einer wasserstoffgereinigten Kathode und in Rot von einer thermisch gereinigten.

Die Unterschiede sind darauf zurück zu führen, dass durch eine nicht genügende Reinigung der Oberfläche angeregte Elektronen nicht aus dem Kristall austreten können. Es bildet sich eine Spannung, die der Dipolschicht aus Cäsium und Sauerstoff entgegengerichtet ist. Man nennt sie *surface photo voltage* (SPV)[17].

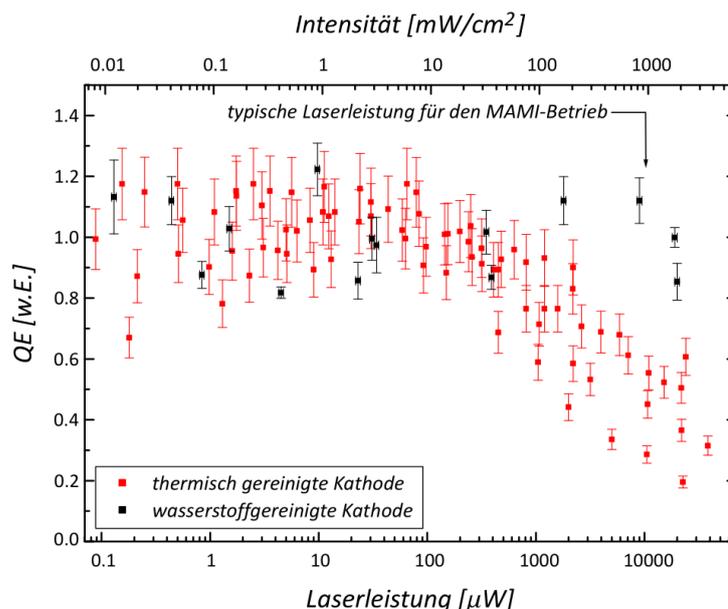


Abbildung 3.6: Laserleistungsabhängige Quantenausbeute: Wird die Kathode nicht wasserstoffgereinigt, so fällt die QE ab einer Laserleistung von  $100 \mu\text{W}$ .

### 3.1.2 HABS-Prozess

Die in dieser Arbeit verwendeten Kathoden wurden alle bevor sie aktiviert wurden in der HABS-Anlage gereinigt. Die Kathode wird eingeschleust und das Kristallrad um  $90^\circ$  gegen den Uhrzeigersinn gedreht, sodass der Puck unter der Glühwendel zum Stehen kommt. Dann wird die Kathode 30 min bei  $550^\circ\text{C}$  ausgeheizt. Nach 15 min wird für 5 min Wasserstoff eingelassen, sodass sich ein Druck von  $2,5 \cdot 10^{-6}$  mbar einstellt. Die letzten 10 min finden wieder ohne Wasserstoff statt. Nachdem die Kathode 45 min abgekühlt hat, kann mit der Oberflächenaktivierung gestartet werden. Dazu wird der Puck wieder an die Einschleuseposition gebracht. An die Anode wird ein Potential von 160 V angelegt und ein Messlaser mit 5 mW und 650 nm eingeschaltet. Der Cäsiumdispenser wird eingeschaltet und die Spannung an der Anode gemessen. Steigt diese an, wartet man auf den Abfall nach dem Maximum. Wenn nur noch 70 % des Maximums übrig sind, wird Sauerstoff zugegeben. Wird zu viel Spannung gemessen, so muss ein Abschwächer in den Laserstrahl, da ansonsten die Raumladung das Signal begrenzt. Über den Innenwiderstand des Messgerätes kann aus der Spannung der Photostrom berechnet werden über  $U = R \cdot I$ . Ist kein Anstieg mehr festzustellen, so werden die Sauerstoff- und Cäsiumzufuhr abgestellt.

Der Puck kann nun wieder aus der Kammer entnommen werden. Zu sehen ist die Anordnung in Abbildung 3.7.

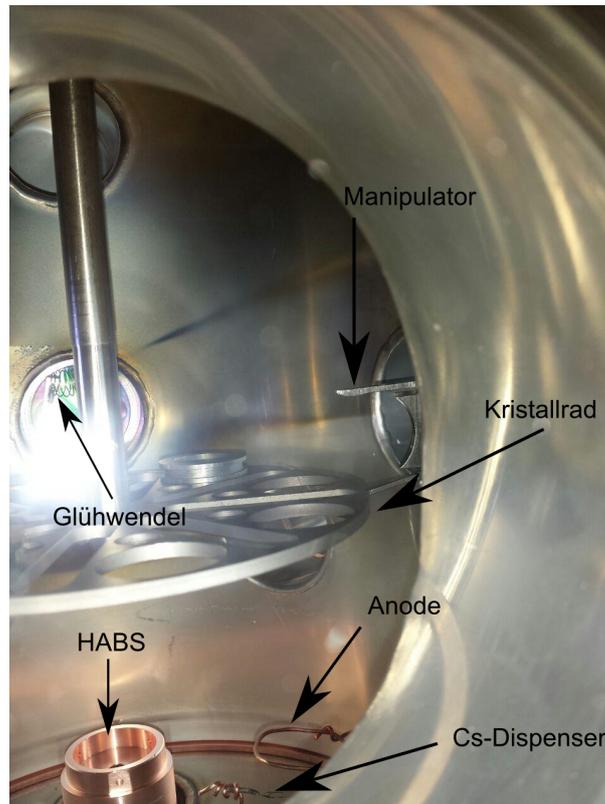


Abbildung 3.7: Im unteren Bildbereich sind die Anode, der Cäsiumdispenser und die Quelle für den atomaren Wasserstoff (HABS) zu sehen. In der Mitte auf der rechten Seite ist der Manipulator zu sehen. Da die Gabel zum Greifen der Pucks nicht weit genug war, musste mit dem Kristallrad die Öffnung erweitert werden.

### 3.1.3 Anpressdruck

Der Anpressdruck, der auf den Puck mit der Kathode wirkt, um den thermischen Kontakt herzustellen, entspricht dem Druck, der auf beiden Seiten von ihm wirkt. Also der Druck des Kupferstabes und der des Edelstahlrohrs, die beide an einem Membranwellbalg montiert sind. Durch das Verstellen der Schrauben an dem Balg kann der Druck angepasst werden, wobei bei einem völligen Lösen der Schrauben der komplette Atmosphärendruck auf der Fläche zum Tragen kommt. Reduziert wird das Ganze noch durch die Federkonstante des Balgs, die sich dem Zusammenziehen unter Druck entgegensetzt.

$$F = 2 \cdot 2\pi r^2 * p \quad (3.1)$$

Hier ist der Radius der halbe Außenrohrdurchmesser des CF-40 20,5 mm und der Druck ist der normale Atmosphärendruck von 1 bar. Somit ergibt sich eine Kraft von 164 N. Wie bereits Experimente am MPI für Kernphysik in Heidelberg[11] zeigten, kann die thermische Leitfähigkeit verbessert werden, wenn der Druck erhöht wird, wobei sich eine Stabilisierung einstellt, wenn der Druck höher als 100 N wird. Dies ist also in diesem Experiment gegeben.

## 3.2 Simulationen in CST

Es soll überprüft werden, ob durch die thermische Kontaktierung der Kathode ein ausreichender Wärmefluss gewährleistet ist. Hierfür wird ein Programm der Firma Computer Simulation Technology verwendet. Es ermöglicht den Wärmefluss durch dreidimensionale Körper zu berechnen und die Ergebnisse grafisch auszugeben.

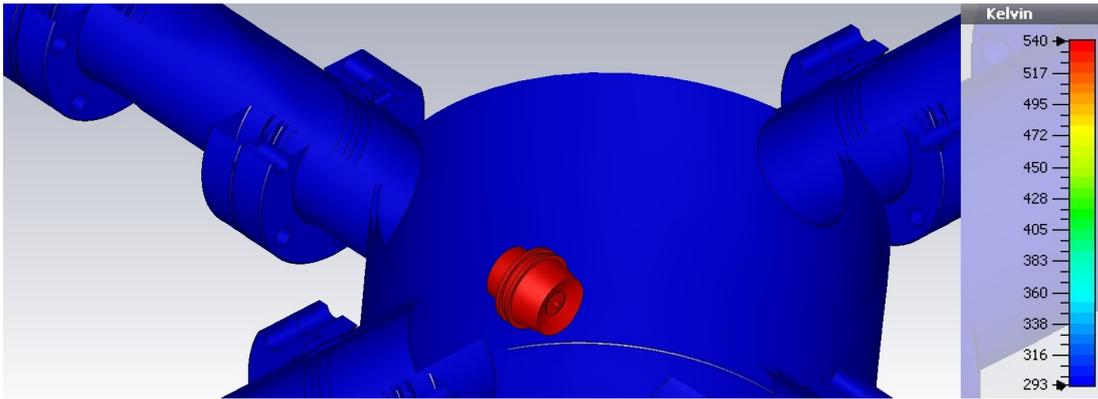


Abbildung 3.8: Simulation der Temperaturentwicklung einer Photokathode, die ohne thermischen Kontakt mit einem 1,5 W-Laser bestrahlt wird. Das Licht trifft von der rechten Seite her auf die Kathode.

Abbildung 3.8 zeigt, dass, wenn kein thermischer Kontakt zur Verfügung steht, sich die Kathode bis zu einer Temperatur von 266 °C erwärmt, während in Abbildung 3.9 ein Kupferstab für den Kontakt sorgt und sich dort die Temperatur von 39,25 °C einstellt. Durch die stark reduzierte Temperatur finden Reaktionen, die die Oberfläche zerstören, nach dem Arrhenius-Gesetz verlangsamt statt.

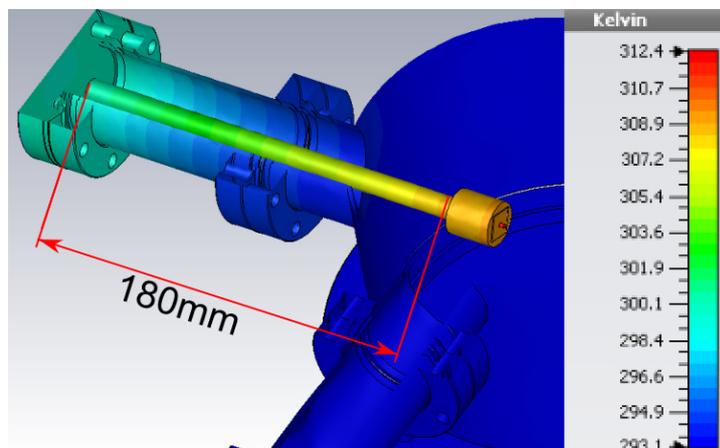


Abbildung 3.9: Simulation der Temperaturentwicklung einer Photokathode, die mit einem 1,5 W-Laser bestrahlt wird und bei der durch einen Kupferstab Wärme abgeführt wird. Der Laser kommt von rechts und trifft auf die GaAs-Kathode, die auf dem Kupferzylinder ruht.

Beim Zusammensetzen der Kammer wurde entdeckt, dass die bisher verwendete Anode sowohl leicht in einen Kurzschluss verrutschen kann, als auch, dass die

Keramikperlen, die zur elektrischen Isolation gegen die Kammerwand verwendet werden, im Elektronenstrahl sitzen und somit die Eigenschaften der Anode negativ beeinflussen, indem sie sich negativ aufladen. Es wurde mittels CST eine neue Anode entworfen, die gegen Verrutschen gesichert ist und einen Kurzschluss so weit wie möglich ausschließt, siehe Abbildung 3.10.

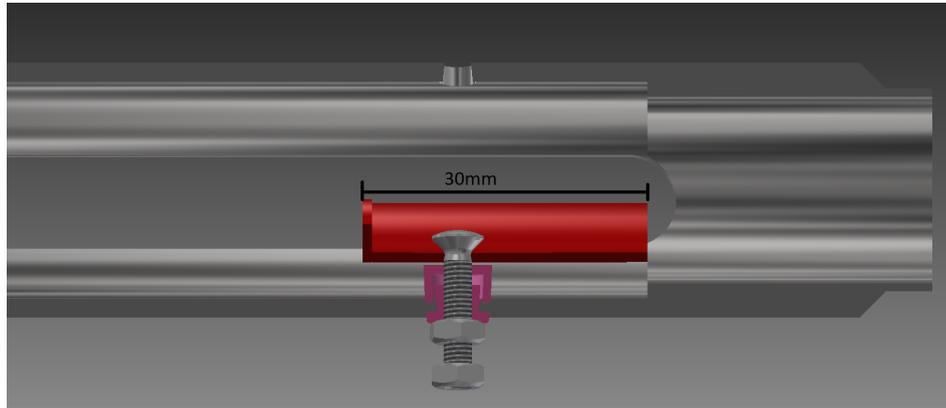


Abbildung 3.10: In Rot zu sehen ist die neue Anode, rechts am Ende des Rohres die Aufnahme für den Puck. In Rosa ist die Keramik eingezeichnet, die die Anode gegen das Rohr isoliert.

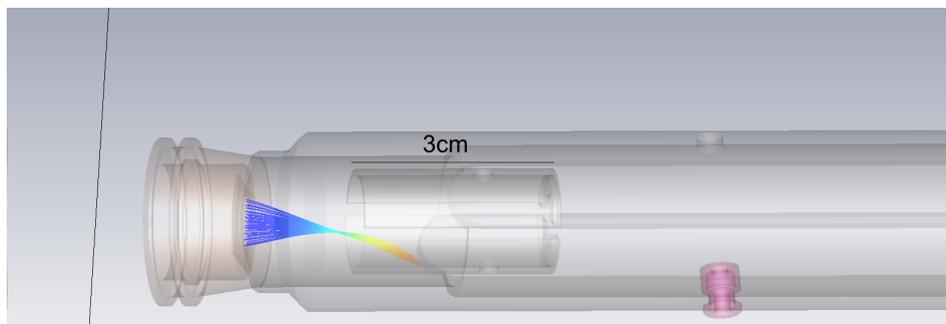


Abbildung 3.11: Neue Anodenkonfiguration mit Flugbahn der Elektronen. Das Laserlicht trifft von rechts auf die Kathode und löst die Elektronen aus, die zur Anode hin beschleunigt werden.

### 3.2.1 Restgas

Um zu überprüfen, wie die Zusammensetzung des Restgases in der Kammer ist, wird ein Restgasanalysator verwendet. Er ist am Deckel der Kammer angebracht und beinhaltet einen Sekundärelektronenvervielfacher, mit dessen Hilfe auch noch kleine Mengen einer Gasart nachgewiesen werden können. Es wurden vor und nach dem Ausheizen der Kammer Restgasspektren aufgenommen, um zu überprüfen, ob eine Verbesserung stattgefunden hat.

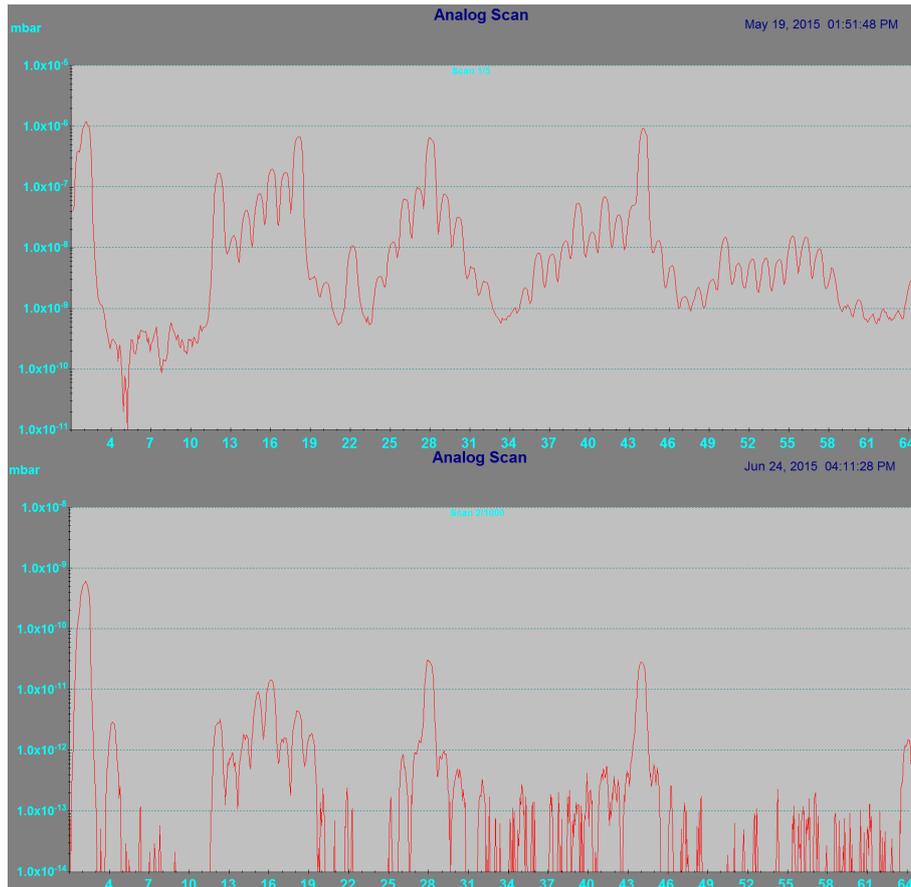


Abbildung 3.12: Das obere Restgasspektrum wurde vor dem Ausheizen erstellt, das untere danach. Die meisten Gase sind unter einen Partialdruck von  $10^{-11}$  mbar gefallen.

Wie in Abbildung 3.12 zu sehen ist, sind die meisten Gase unter einen Partialdruck von  $10^{-11}$  mbar abgefallen. Jedoch existieren noch einige Gase, die für die Oberfläche der Kathode sehr schädlich sein können.  $O_2$  hat noch einen Partialdruck von  $\approx 3 \cdot 10^{-12}$  mbar und auch  $CO_2$  ist noch vorhanden. Die hohen Konzentrationen von diesen Gasen können darauf zurückgeführt werden, dass bei der Aufheizprozedur zu wenige Thermofühler an der Anlage angebracht waren und es zu zwei Lecks kam. Diese führten dazu, dass das NEG-Modul vollief und erneut aktiviert werden musste. Auch können kleine Lecks unterhalb der Nachweisgrenze des Lecktestgeräts nicht ausgeschlossen werden. Wie man sehen kann, sind noch Gase, die die Oberfläche der Kathode beschädigen können, in geringer Konzentration in der Kammer vorhanden. Im weiteren Verlauf wurde das zeitliche Verhalten der Restgase überprüft und der RGA über längere Zeit aufzeichnen gelassen. Abbildung 3.13

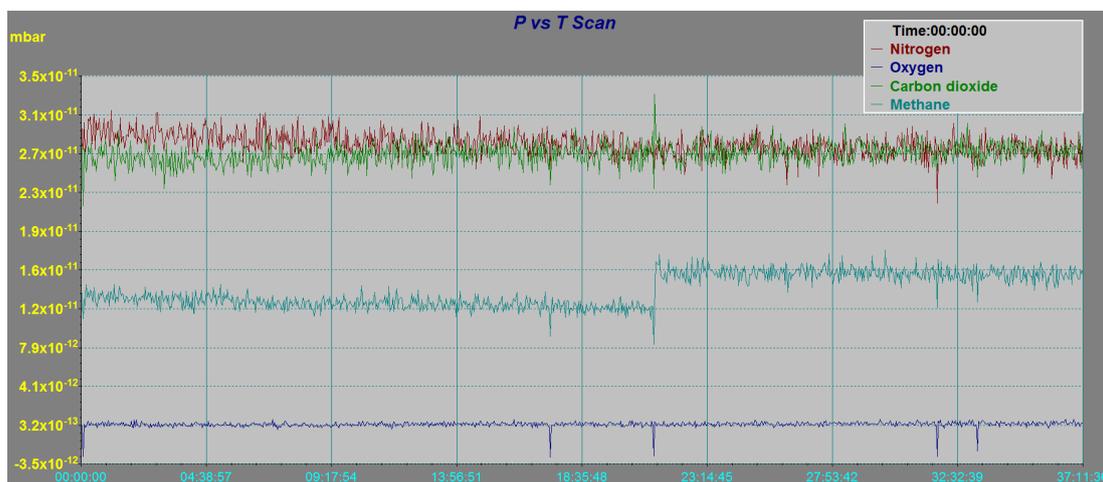


Abbildung 3.13: Die Entwicklung der Partialdrücke ist in einem Zeitraum von  $\approx 37$  h fast konstant. Einzig der Partialdruck von Methan zeigt eine geringe Schwankung im Bereich von  $0,4 \cdot 10^{-11}$  mbar.

Die Abbildung 3.13 zeigt, dass es bei der Zusammensetzung des Restgases nur vernachlässigbar kleine Veränderungen in einem längeren Zeitraum gibt, weswegen sie als konstant angesehen werden kann. Messungen des Restgases sind während des Experimentes nicht möglich, da der eingeschaltete RGA auch ohne aktiven Sekundärelektronenvervielfacher die Messung der QE zu stark beeinflusst.

### 3.3 Lasersteuerung

Um einen Reibungsfreien Messablauf zu gewährleisten, sollte die Steuerung des Lasers, welche durch eine manuelle Box gegeben ist, durch eine von einem Computer ansteuerbaren Mikroprozessor ersetzt werden. Da kein Beschaltungsplan existiert, wurde die im Hause konstruierte Box geöffnet und nachvollzogen. Die Schaltung im Inneren ist so aufgebaut, dass der Wert, der auf der Wahlscheibe auf der Box in Hex-Zahlen eingestellt wird, in Bit-Werte übersetzt und an den Lasertreiber gesendet wird, wenn der „Handshake“ betätigt wird.

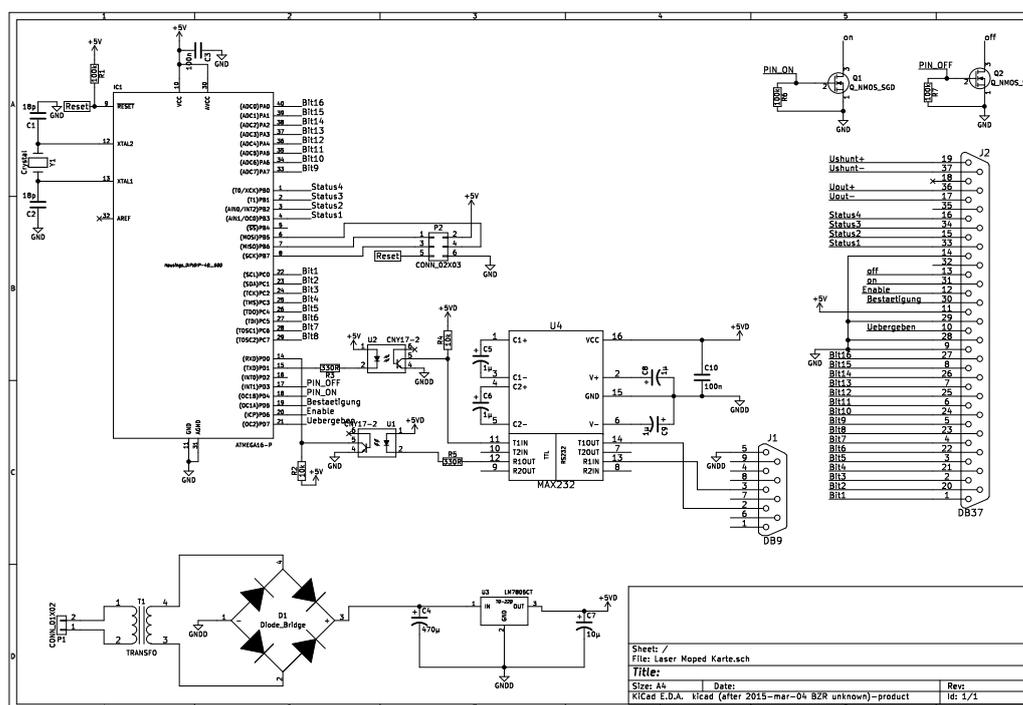


Abbildung 3.14: Die Schaltung mit dem Mikroprozessor nimmt wesentlich weniger Platz in Anspruch als die ursprüngliche Steuerbox. Sie kann über einen DB9-Anschluss von einem Computer aus angesteuert werden.

Die in Abbildung 3.14 gezeigte Schaltung erfüllt die gleichen Aufgaben wie auch die Manuel bedienbare Box, jedoch ist von einem Computer ansteuerbar, wodurch Werte schneller und ohne Umrechnen eingestellt werden können. Damit die Laserleistung genau eingestellt werden kann, wurde eine Laserkalibrierungskurve aufgenommen, wodurch eine genaue Zuordnung von Bitwert zu Laserleistung möglich

ist.

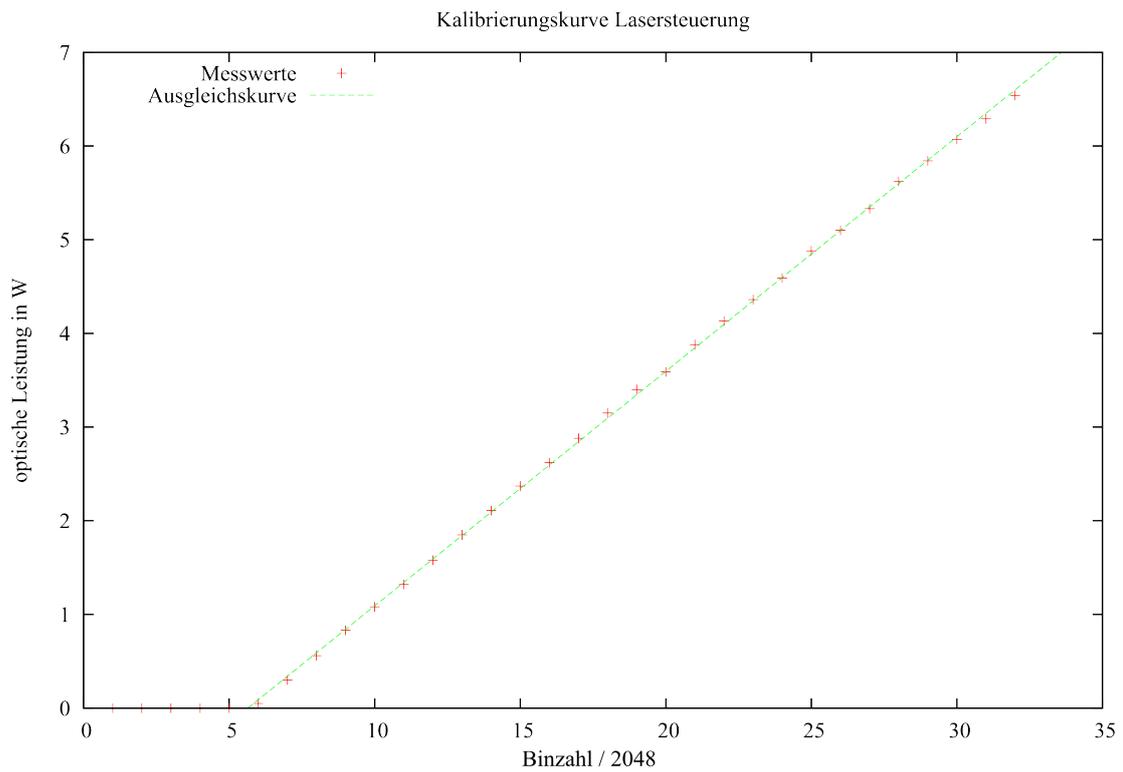


Abbildung 3.15: Mit Hilfe der Kalibrierkurve können den einzelnen Bitwerten Laserleistungen zugeordnet werden, wodurch diese während des Experimentes eingestellt werden können.

# 4 Messungen

## 4.1 Vorbereitung zur Messung

Am Start jeder Messreihe wurde die Kathode mit Wasserstoff gereinigt und danach mit Cäsium und Sauerstoff erneut aktiviert. Der Aktivierungsprozess verlief immer nach dem Schema wie in 3.1.1 beschrieben.

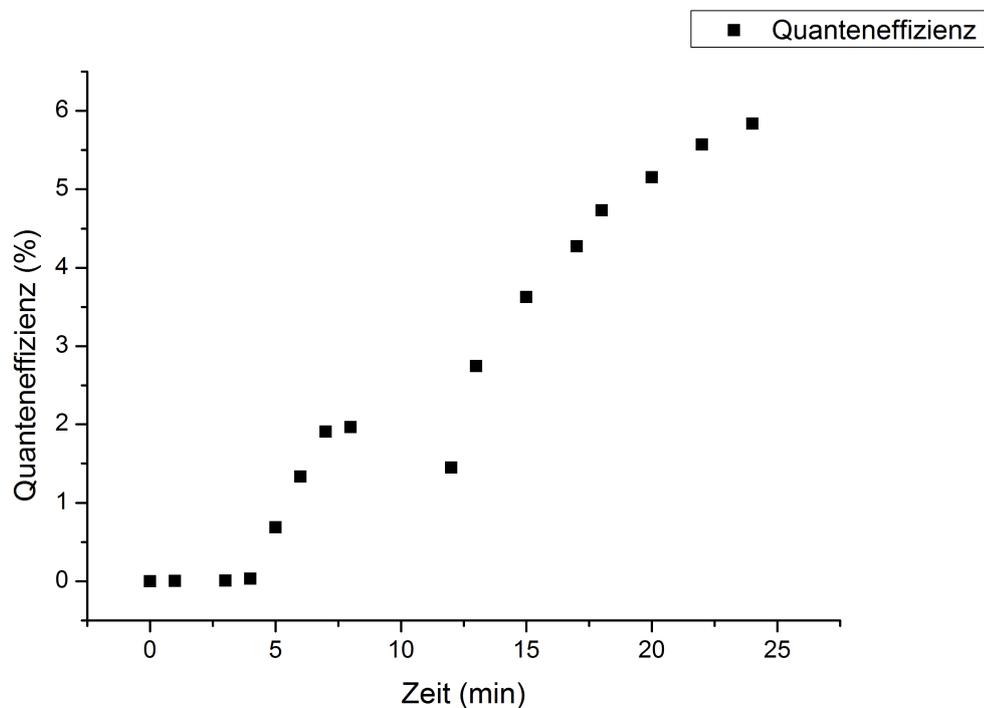


Abbildung 4.1: Exemplarische Messkurve einer Aktivierung in der HABS-Kammer. Zu sehen ist der Anstieg der QE nach dem Einschalten des Cs-Dispensers. Nach der erneuten Abnahme der QE wurde Sauerstoff in die Kammer eingelassen, bis kein weiterer Anstieg mehr feststellbar war. Es konnte hier eine QE von 5,8 % erreicht werden.

Nach der Aktivierung der Kathode werden beide Ventile geöffnet, damit der Manipulator aus der Experimentierkammer den Puck aus dem Kristallrad greifen und transferieren kann. Nach dem Transfer werden die Ventile wieder geschlossen und der Puck zwischen den Kupferstab und das Edelstahlrohr manövriert. Die Schrauben an beiden Wellbälgen werden gelockert, wobei durch ein Fenster auf dem Deckel der Kammer darauf zu achten ist, dass der Kupferstab sich in der Mitte des Pucks befindet, damit ein optimaler thermischer Kontakt hergestellt werden kann. Nachdem die Kathode zwischen dem Stab und dem Edelstahlrohr festgeklemmt ist, wird die Position des Laserspots auf der Kathode überprüft. Hierzu gibt es zwei Ansätze. Der erste ist, den Laserspot auf die richtige Länge zu fokussieren, ihn grob auf die richtige Stelle zu richten, und dann mit den Feineinstellmöglichkeiten den Spot über die Kathode zu bewegen, bis auf dem Digitalvoltmeter (DVM) ein Maximum des Photostroms erreicht wird. Die Laserhalterung ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

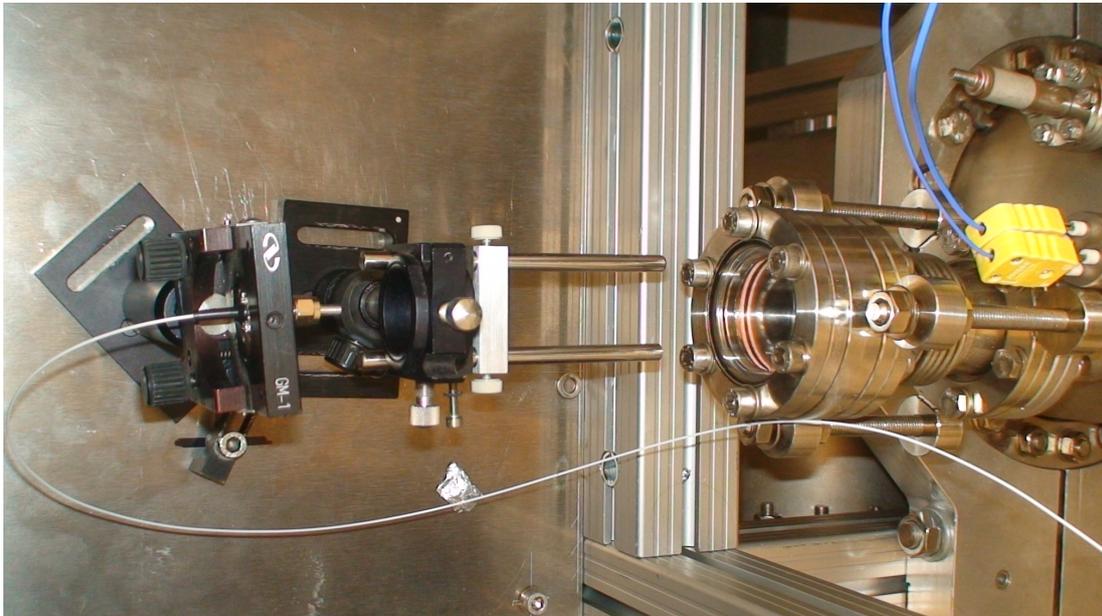


Abbildung 4.2: Zu sehen ist die Laserhalterung, die während der Messungen verwendet worden ist. Die Laserdiode kann auf der Ebene des Fensters bewegt werden. Vor der Diode ist eine Sammellinse, durch die der Fokus eingestellt werden kann.

Die zweite Möglichkeit ist, eine Nachtsichtkamera durch das Fenster auf die Kathode zu richten und somit die Lage des Laserspots zu beobachten. Dies gestaltet sich jedoch als schwierig, da der Winkel, unter dem die Kathode noch zu sehen ist,

fast vollständig durch die Halterung des Lasers verdeckt wird.

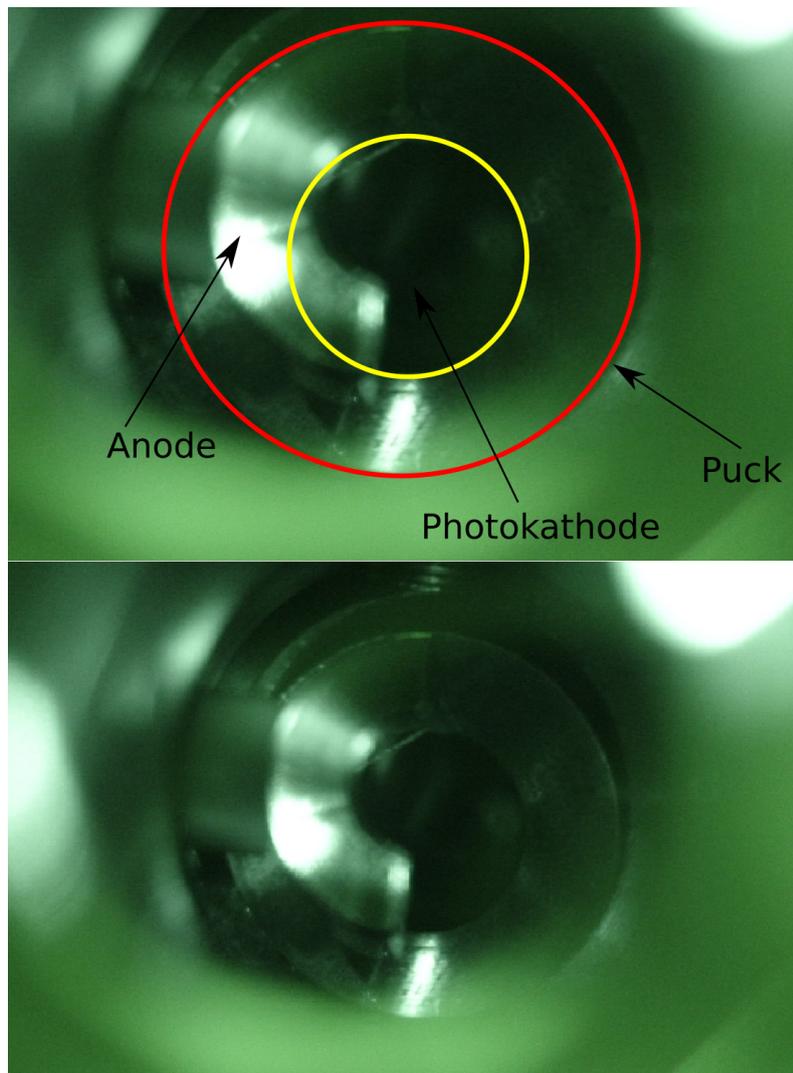


Abbildung 4.3: Aufnahme der Nachtsichtkamera oben mit der Markierung von Puck und Kathode, unten die unveränderte Aufnahme. Der Laserspot befindet sich in diesem Bild auf der unteren Hälfte der Anode, sein Rückreflex oben rechts.

Während der Messung hat sich eine Kombination aus beiden Möglichkeiten als vorteilhaft erwiesen, indem zunächst der Spot optisch auf die Kathode gebracht und danach das Maximum des Photostroms gesucht wurde. Nachdem diese Vorbereitungen abgeschlossen sind, kann mit dem Messen begonnen werden.

## 4.2 Ergebnis der Messungen

Nachdem der Laser korrekt justiert ist, wird das Messgerät für die Datenerfassung von den beiden Thermofühlern gestartet. Es besitzt eine integrierte Log-Funktion, die automatisch alle zwei Sekunden einen Messwert auf bis zu vier Kanälen aufnimmt. Danach wird der erste Wert für die Quanteneffizienz genommen und der Laser auf seine Heizleistung eingestellt. Für die weitere Messwertnahme wird die Laserleistung in regelmäßigen Abständen auf 2 mW gesenkt und an die Anode eine Spannung von 180 V angelegt. Während der ersten Messung, in welcher die Heizleistung auf 500 mW gesetzt wurde, konnte, nachdem sich das thermische Gleichgewicht eingestellt hatte, ein maximaler Temperaturunterschied von  $0,7^{\circ}\text{C}$  festgestellt werden. Zieht man nun noch die Reflektivität des Kristalls  $R=0,25$ [2] und den Transmissionskoeffizienten des Fensters  $T=92\%$ [9] in Betracht, so stehen für die Erwärmung der Kathode nur noch  $\approx 345\text{ mW}$  zur Verfügung. Durch den Temperaturunterschied kann nach Gleichung 2.10 ein Wärmefluss von  $220,43\text{ mW}$  berechnet werden. Es wird also mehr als 60 % der genutzten Laserleistung über den Kupferstab abgeleitet. Die Messungen werden über mehrere Tage fortgesetzt, wobei sich kaum eine Änderung in der QE zeigt, siehe Abbildung 4.6.

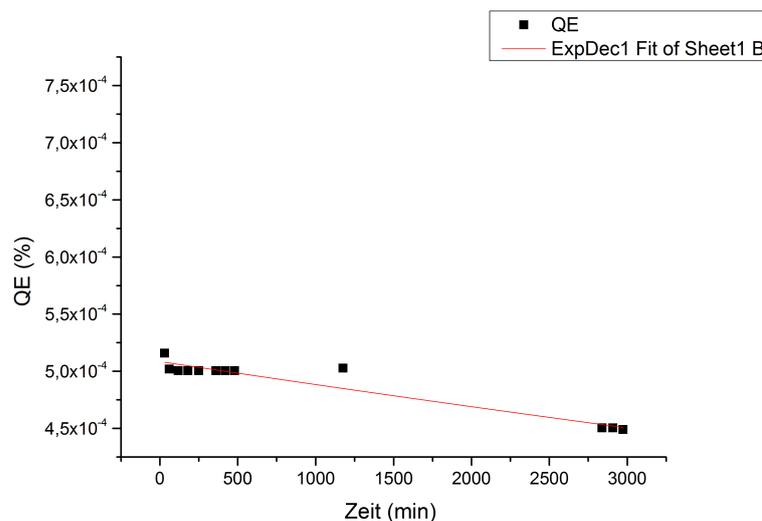


Abbildung 4.4: Der Graph zeigt die Entwicklung der QE bei einer Heizleistung von 500 mW über mehrere Tage hinweg. Die rote Kurve stellt den Fit der QE-Funktion aus Gleichung 2.5 dar. (Fitwerte im Anhang)

Aus den Fitparametern kann man die Zeitkonstante entnehmen, die für diese Messung  $\approx 17$  d beträgt. Da die Kathode bei dieser Messung bereits seit einigen Tagen präpariert in der HABS-Kammer zugebracht hat, wird die Kathode erneut gereinigt und aktiviert und eine zweite Messreihe gestartet. Die Heizleistung des Lasers wird dieses Mal auf 1000 mW erhöht. Wie in Abbildung 4.5 zu sehen, ist der maximale Temperaturunterschied auf  $1,4^\circ\text{C}$  angestiegen. Das entspricht einer abgeleiteten Leistung von  $\approx 440,86$  mW. Wenn man die effektiv zur Erwärmung verfügbar stehende Leistung wie bei der ersten Messung berechnet, sieht man, dass wieder mehr als 60 % davon abgeleitet werden.

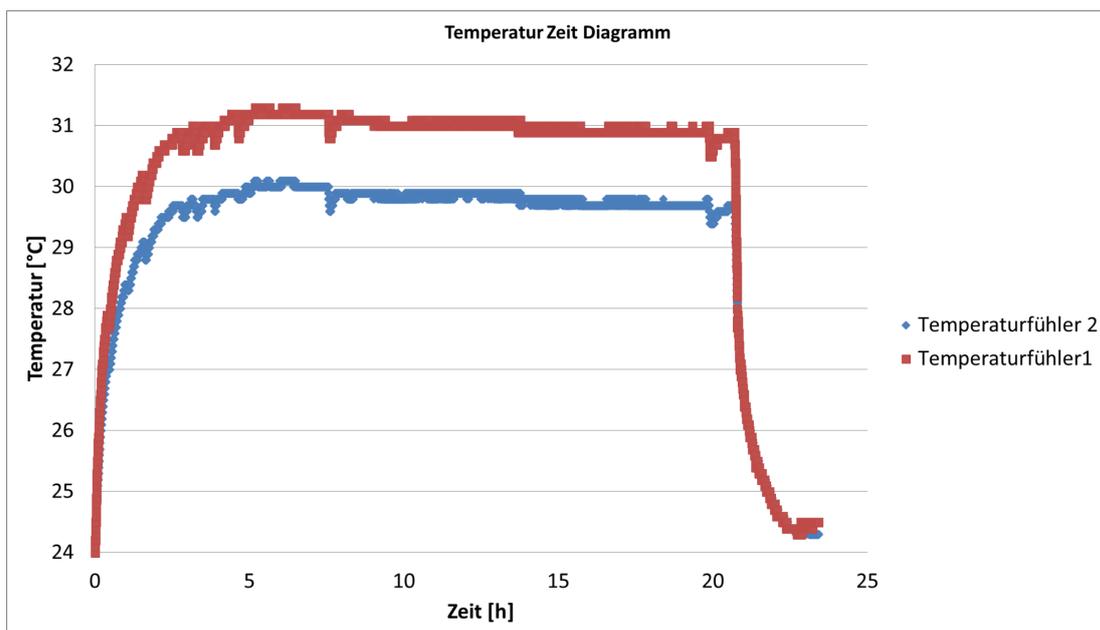


Abbildung 4.5: Der Graph zeigt die Entwicklung der QE bei einer Heizleistung von 500 mW über mehrere Tage hinweg. Die rote Kurve stellt den Fit der QE-Funktion aus Gleichung 2.5 dar (Fitwerte im Anhang).

Da die Kathode direkt nach der Aktivierung transferiert werden konnte, steht nun zu Beginn an höhere QE zur Verfügung, allerdings ist zu beobachten, dass sie auch wesentlich schneller wieder abfällt. Aus den Fitparametern lässt sich eine Zeitkonstante von  $\approx 35$  h ablesen. Im Vergleich zu der ersten Messung wird nun eine Anodenspannung von 200 V gewählt, da vermutet wird, dass man sich im raumladungsbegrenzten Bereich aufhält.

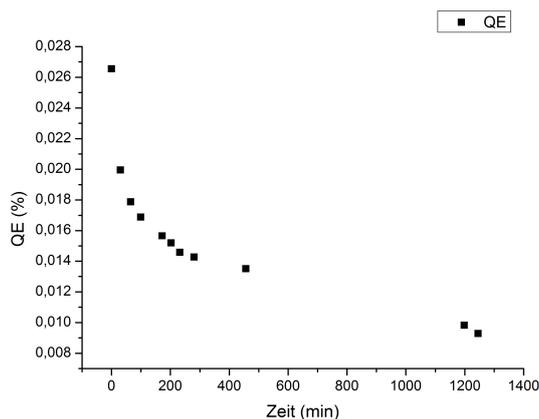


Abbildung 4.6: Der Graph zeigt die Entwicklung der QE bei einer Heizleistung von 1000 mW im Verlauf eines Tages. Ein Fit war nur unter dem Weglassen der ersten Messwerte möglich (Anhang).

Es wird vor und nach der zweiten Messung die Abhängigkeit des gemessenen Photostroms von der Anodenspannung untersucht. In der Abbildung 4.7 kann der Negativeffekt, dass der Photostrom tatsächlich von der Spannung abhängt, gut beobachtet werden. Um die Verlängerung der Lebensdauer zu verifizieren, wurde nach diesen Messungen der Kupferstab von der Kathode entfernt und wieder mit 1000 mW auf die Kathode gestrahlt. Ohne den Kupferstab ist die Messung der Temperatur nicht mehr möglich. In Abbildung 4.8 ist ein kurzzeitiges Ansteigen der QE zu beobachten.

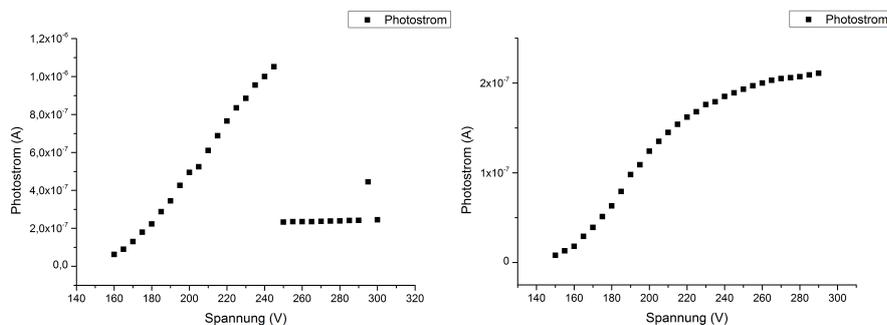


Abbildung 4.7: Auf der linken Seite ist die Messung der Abhängigkeit, des Photostroms von der Anodenspannung, vor und auf der rechten Seite nach der zweiten Lebenszeitmessung zusehen. Auf der linken Seite wurde nach einigen Messwerten ein 2.0Optischer-Dichtefilter(OD) eingebracht welches die Laserleistung um den Faktor 100 Abschwächt.

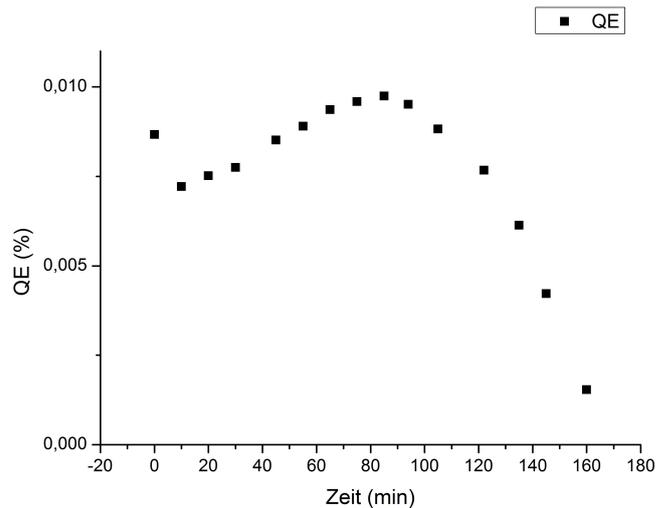


Abbildung 4.8: Bei dem Messen ohne thermische Kontaktierung ist zu beobachten, dass nach einem Anfänglichen steigen der QE ein schnelles abfallen zu beobachten ist.

### 4.3 Auswertung

Aus dem letzten Abschnitt ist zu entnehmen, dass es während der Messkampagnen zu einigen Problemen gekommen ist. Die erste Kathode konnte aufgrund einer verbogenen Manipulatorgabel erst einige Tage nach der Präparation transferiert werden. Nach dem Ausheizen der Kammer wurden Lecks festgestellt, welche das Vakuum in der Kammer nachhaltig ins Negative beeinflusst haben, und während der ersten Lebensdauermessung war der Laser für eine komplette Nacht ausgeschaltet. Das größte Problem jedoch ist, dass die Messungen, die zustande gekommen, in dem Bereich gemacht wurden, der durch Raumladungseffekte begrenzt ist. Durch die zu späte Erkenntnis des Experimentators und den Zeitmangel konnten die Messungen mit reduzierter Laserleistung nicht wiederholt werden. Es ist jedoch aus den genommenen Daten ersichtlich, dass die thermische Kontaktierung der Kathode im Vakuum realisierbar ist, und dass bei optimalen Bedingungen  $\approx 60\%$  der Laserleistung abgeleitet werden können. Das Heizexperiment ohne Kupferstab deutet außerdem darauf hin, dass durch den Kontakt die Lebensdauer der Kathoden verlängert werden kann. Der anfängliche Anstieg der QE kann auf adsorbierte Moleküle hindeuten, die sich durch die Erwärmung der Kathode von der Oberfläche lösen. Da solche Atome und Moleküle die NEA-Beschichtung stören kann, kann ihr

Lösen einen Anstieg der QE zur Folge haben. Da während der ersten Messung nur noch sehr wenig QE vorhanden war, bleibt ihre Aussagekraft zu bezweifeln, jedoch wurde über einen längeren Zeitraum kaum eine Veränderung der QE beobachtet. Selbst wenn wir uns im raumladungsbegrenzten Bereich befinden, deutet dies auf eine hohe Langlebigkeit der Kathode bei 500 mW hin.

## 5 Fazit

In dieser Arbeit sollte gezeigt werden, dass sich die Lebensdauer von Kathoden bei hohen simulierten Strahlleistungen durch thermischen Kontakt steigern lässt. Dazu wurde eine Experimentierkammer entworfen und gebaut, in der es möglich ist, eine GaAs-Kathode thermisch zu kontaktieren und ihre Lebensdauer zu messen. Eine weitere Anforderung war, dass sie an die bereits bestehende HABS-Kammer angeschlossen werden sollte, jedoch so dass auch andere Benutzer jederzeit Zugang zu ihr bekommen könnten.

Die Probleme auf dem Weg diesen Beweis zu erbringen, waren mannigfaltig und zeitintensiv. Nachdem die Experimentierkammer ausgepumpt wurde, musste festgestellt werden, dass einige Komponenten nicht xHV-dicht waren, weswegen ein Redesign der Befestigung für den Kupferstab nötig war. Nach dem Ausheizen mit den neuen Komponenten wurden Lecks entdeckt, die sich auf ungleichmäßige Erwärmung zurückführen lassen. Nachdem diese Problematik behoben war, stellte sich heraus dass die Gabel des Manipulators ein wenig zu eng war, um den Puck richtig zu greifen und letztendlich hat sich auch das Design der Anode als fehlerhaft bewiesen.

Nichts desto trotz konnten Messungen zur Lebensdauer angestellt werden. Es hat sich gezeigt, dass durch einen thermischen Kontakt bis zu  $\approx 60\%$  der genutzten Laserleistung abgeleitet werden kann. Es konnte außerdem gezeigt werden, dass die Lebensdauer einer Kathode mit thermischem Kontakt länger ist, als wenn dieser nicht existiert. Trotz all dieser Dinge lässt sich also durchaus die Aussage treffen, dass die thermische Kontaktierung die Lebensdauer der Kathoden erhöht.

Auch konnten einige Lehrstücke aus den begangenen Fehlern gewonnen werden. So ist es sicherlich sinnvoll, an jede der kritischen Komponenten beim Ausheizen Temperaturfühler anzubringen. Die Funktionstüchtigkeit aller sich im Vakuum befindlichen Geräte ist zu überprüfen.

Zur Verbesserung des Experimentes wäre sinnvoll sicherzustellen, dass keine Raumladungsbegrenzung auftritt. Auch wäre über die Kühlung des Kupferstabes

nachzudenken, so wie es bereits in Heidelberg[11] realisiert worden ist. Eine längere Ausheizperiode und ein genaues Überprüfen der Kammer könnte auch zu einem besseren Vakuum führen. Als Ausblick lässt sich sicher das Potential ausweisen, die diese Technik in der Quelle von MESA hat. Ein thermischer Kontakt in der Quelle könnte so zu einem längeren und stabileren Strahlbetrieb führen und somit auch die Experimente positiv beeinflussen.

## 6 Literaturverzeichnis

## Literaturverzeichnis

- [1] H. Ibach, H. Lüth, “Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen.” Springer-Verlag, (2009).
- [2] E. Riehn, “Photokathoden mit internem DBR-Reflektor als Quellen hochintensiver spinpolarisierter Elektronenstrahlen” Institut für Physik der Johannes-Gutenberg Universität Mainz, (2011).
- [3] E. Riehn, “Anleitung zur Wasserstoffreinigung” Institut für Physik der Johannes-Gutenberg Universität Mainz, (2014).
- [4] P. Herrmann, “Optimierung der Wärmeleitung von Photokathoden für die Hochstrom-Elektronenquelle von MESA” Institut für Physik der Johannes-Gutenberg Universität Mainz, (2014).
- [5] K. Aulenbacher, “Erzeugung intensiver hochpolarisierter Elektronenstrahlen mit hoher Symmetrie unter Helizitätswechsel”, Institut für Physik der Johannes-Gutenberg Universität Mainz, (2007).
- [6] K. Aulenbacher, “Der MESA Beschleuniger: Eine Betriebsbeschreibung”, Institut für Physik der Johannes-Gutenberg Universität Mainz, (2015).
- [7] K. Aulenbacher, “Interne Kommunikation”, Institut für Physik der Johannes-Gutenberg Universität Mainz, (2014/15).
- [8] K. Elamrawi, H. Elsayed-Ali, “Intense Source of Slow Positrons from Pulsed Electron Accelerators”, Department of Electrical and Computer Engineering, Old Dominion University, Norfolk (1998).
- [9] Firma VACOM, “VACOM-Katalog, Kapitel 7 Optik”, VACOM Vakuum Komponenten und Messtechnik GmbH, Jena (2015).
- [10] D. Orlov, U. Weigel, D. Schwalm, A. Terekhov, A. Wolf, “Ultra-cold electron source with a GaAs-photocathode”, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany, Institute of Semiconductor Physics, Novosibirsk, Russia (2004).

- [11] D. Orlov, U. Weigel, D. Schwalm, A. Terekhov, A. Wolf, S. Kosolobov, “Cold intense electron beams from LN<sub>2</sub>-cooled GaAs-photocathodes”, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany, Institute of Semiconductor Physics, Novosibirsk, Russia (2004).
- [12] P. Drescher, “Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus Chalcopyriten und aus III–V–Heterostrukturen”, Institut für Physik der Johannes-Gutenberg Universität Mainz, (1996).
- [13] R. Barday, “Untersuchungen zur Lebensdauer von NEA Photokathoden bei der Extraktion sehr hoher mittlerer Ströme”, Institut für Physik der Johannes-Gutenberg Universität Mainz, (2007).
- [14] W. Demtröder, “Experimentalphysik 1: Mechanik und Wärme”, Springer-Lehrbuch, (2005).
- [15] W. Demtröder, “Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper”, Springer-Lehrbuch, (2005).
- [16] T. Maruyama, D. Luh, A. Brachmann, J. Clendenin, E. Garwin, S. Harvey, R. Kirby, C. Prescott, “Atomic hydrogen cleaning of polarized GaAs photocathodes”, Department of Physics, University of Wisconsin, Madison, Wisconsin, (2003).
- [17] R. Alley, H. Aoyagi, J. Clendenin, J. Frisch, C. Garden, E. Hoyt, R. Kirby, L. Klaisner, A. Kulikov, R. Miller, G. Mulhollan, C. Prescott, P. Sáez, D. Schultz, H. Tang, J. Turner, K. Witta, M. Woods, A. D. Yeremian, and M. Zolotarev, “Stanford linear accelerator polarized electron source.”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 365(1):1–27, (1995).
- [18] S. Aulenbacher “Design and Simulation of the Internal Gas-Target for MAGIX”, Institut für Physik der Johannes-Gutenberg Universität Mainz, (2015).
- [19] S. Aulenbacher “<http://sfb1044.kph.uni-mainz.de/sfb1044/projects/p2.html>”, Institut für Physik der Johannes-Gutenberg Universität Mainz, (2015).

## 7 Abbildungsverzeichnis

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Planung des MESA-Beschleunigers. In Blau sind die Strahlführungsmagnete, in Gelb die strahloptischen Elemente, in Grün die Beschleunigerstruktur eingezeichnet. Im hinteren Bereich in Orange sind die Experimente MAGIX und P2. . . . .	2
2.1	Schematische Darstellung des photoelektrischen Effekts. Die einfallenden Photonen haben genügend Energie, um Elektronen aus der Oberfläche des Materials zu lösen. . . . .	5
2.2	Das Bild zeigt die Anordnung von Valenzband, Bandlücke und Leitungsband in Isolatoren, Halbleitern und Leitern. Es zeigt, welchen Einfluss die Größe der Bandlücke auf die elektrische Leitfähigkeit hat. Bei dem Isolator ist sie zu groß, als dass Elektronen in das Leitungsband übergehen können. Bei Halbleitern ist sie so gering, dass es möglich ist, dass einzelne Elektronen in das Leitungsband gelangen. Bei Leitern existiert keine Bandlücke, wodurch sie immer in der Lage sind, Strom zu leiten. . . . .	6
2.3	Links n-Dotierung und rechts p-Dotierung, jeweils mit Elektron-Loch-Paar. . . . .	7
2.4	Oben: Unveränderte Elektronenaffinität und Austrittsarbeit. Mitte: Bandverbiegung bei p-Dotierung durch Oberflächenzustände. Unten: Austrittsarbetsabsenkung durch Cäsium. . . . .	9
2.5	Schematische Darstellung einer aktivierten GaAs-Oberfläche [13]. Die verschiedenen Moleküle aus dem Restgas können die Oberfläche zerstören. . . . .	11
2.6	Lebensdauerentwicklung von DBR- und nonDBR-Kathoden bei unterschiedlichen Laserleistungen [2]. Man kann erkennen, dass die DBR-Kathoden, die nicht die restliche Laserleistung in Wärme umsetzen, deutlich langlebiger sind bei hohem Photostrom. . . . .	12

2.7	Verlauf der QE und der Laserleistung, um einen konstanten Strahlstrom zu gewährleisten [13]. Da die QE im Laufe der Zeit abnimmt, muss die Laserleistung in gleichem Maß steigen. Wie in Abbildung 2.6 gezeigt wird, hat dies jedoch auch negative Auswirkungen auf die QE. . . . .	13
2.8	Wenn ein Elektron mehr Energie aufnimmt, als zum Austritt aus dem Halbleiter nötig, thermalisiert es und gibt die Energie $\Delta E$ in Form von Phononen an den Kristall ab, wodurch sich dieser erwärmt.	14
2.9	Messung der Kathodentemperatur mit einer Wärmebildkamera. Die Laserleistung reicht von 0,1 W bis 1,3 W. . . . .	16
2.10	Messung der QE bei unterschiedlichen Beschleunigungsspannungen und Laserleistungen. [4] . . . . .	17
3.1	Übersicht über die einzelnen Komponenten der Experimentierapparatur. Auf der linken Seite ist die HABS-Kammer zu sehen, in der die Kathoden gereinigt und präpariert werden. Auf der rechten Seite ist die Experimentierkammer zu sehen, in der die Lebenszeitmessung stattfindet. Der Laser tritt durch ein Fenster in der Front der Kammer ein. Zwischen den Kammern ist eine Turbomolekularpumpe angebracht, die zum einen für die Präparation der Kathode genutzt werden kann und zum anderen für das Schleusen zwischen den beiden Kammern zur Verfügung steht. . . . .	22
3.2	Schematischer Aufbau für die Bestimmung der Vakuumlebensdauer von Kathoden. Der Kupferzylinder, der in den Puck eingelassen ist, dient dem thermischen Kontakt. Die Anode dient als Elektronenkollektor, über den die QE gemessen werden kann. . . . .	23
3.3	Das Bild zeigt den Aufbau von oben. Auf der linken Seite ist das Edelstahlrohr mit der Anode sichtbar. In der Mitte befindet sich die Gabel des Manipulators und darüber der Puck mit der Kathode. Von der rechten Seite kommt der Kupferstab. . . . .	24
3.4	Auf der linken Seite sieht man die HABS-Anlage. Auf der rechten Seite ist die Experimentierkammer zu sehen. Dazwischen befindet sich die Pumpstufe zum Schleusen von Kathoden. . . . .	24
3.5	Spektrale Verteilung Quantenausbeute: In Blau von einer neuen Kathode, in Schwarz von einer wasserstoffgereinigten Kathode und in Rot von einer thermisch gereinigten. . . . .	25

3.6	Laserleistungsabhängige Quantenausbeute: Wird die Kathode nicht wasserstoffgereinigt, so fällt die QE ab einer Laserleistung von 100 $\mu$ W. . . . .	26
3.7	Im unteren Bildbereich sind die Anode, der Cäsiumdispenser und die Quelle für den atomaren Wasserstoff (HABS) zu sehen. In der Mitte auf der rechten Seite ist der Manipulator zu sehen. Da die Gabel zum Greifen der Pucks nicht weit genug war, musste mit dem Kristallrad die Öffnung erweitert werden. . . . .	27
3.8	Simulation der Temperaturentwicklung einer Photokathode, die ohne thermischen Kontakt mit einem 1,5 W-Laser bestrahlt wird. Das Licht trifft von der rechten Seite her auf die Kathode. . . . .	29
3.9	Simulation der Temperaturentwicklung einer Photokathode, die mit einem 1,5 W-Laser bestrahlt wird und bei der durch einen Kupferstab Wärme abgeführt wird. Der Laser kommt von rechts und trifft auf die GaAs-Kathode, die auf dem Kupferzylinder ruht. . . . .	29
3.10	In Rot zu sehen ist die neue Anode, rechts am Ende des Rohres die Aufnahme für den Puck. In Rosa ist die Keramik eingezeichnet, die die Anode gegen das Rohr isoliert. . . . .	30
3.11	Neue Anodenkonfiguration mit Flugbahn der Elektronen. Das Laserlicht trifft von rechts auf die Kathode und löst die Elektronen aus, die zur Anode hin beschleunigt werden. . . . .	30
3.12	Das obere Restgasspektrum wurde vor dem Ausheizen erstellt, das untere danach. Die meisten Gase sind unter einen Partialdruck von $10^{-11}$ mbar gefallen. . . . .	31
3.13	Die Entwicklung der Partialdrücke ist in einem Zeitraum von $\approx 37$ h fast konstant. Einzig der Partialdruck von Methan zeigt eine geringe Schwankung im Bereich von $0,4 \cdot 10^{-11}$ mbar. . . . .	32
3.14	Die Schaltung mit dem Mikroprozessor nimmt wesentlich weniger Platz in Anspruch als die ursprüngliche Steuerbox. Sie kann über einen DB9-Anschluss von einem Computer aus angesteuert werden. . . . .	33
3.15	Mit Hilfe der Kalibrierkurve können den einzelnen Bitwerten Laserleistungen zugeordnet werden, wodurch diese während des Experimentes eingestellt werden können. . . . .	34

4.1	Exemplarische Messkurve einer Aktivierung in der HABS-Kammer. Zu sehen ist der Anstieg der QE nach dem Einschalten des Cs-Dispensers. Nach der erneuten Abnahme der QE wurde Sauerstoff in die Kammer eingelassen, bis kein weiterer Anstieg mehr feststellbar war. Es konnte hier eine QE von 5,8% erreicht werden. . . . .	35
4.2	Zu sehen ist die Laserhalterung, die während der Messungen verwendet worden ist. Die Laserdiode kann auf der Ebene des Fensters bewegt werden. Vor der Diode ist eine Sammellinse, durch die der Fokus eingestellt werden kann. . . . .	36
4.3	Aufnahme der Nachtsichtkamera oben mit der Markierung von Puck und Kathode, unten die unveränderte Aufnahme. Der Laserspot befindet sich in diesem Bild auf der unteren Hälfte der Anode, sein Rückreflex oben rechts. . . . .	37
4.4	Der Graph zeigt die Entwicklung der QE bei einer Heizleistung von 500 mW über mehrere Tage hinweg. Die rote Kurve stellt den Fit der QE-Funktion aus Gleichung 2.5 dar. (Fitwerte im Anhang) . .	38
4.5	Der Graph zeigt die Entwicklung der QE bei einer Heizleistung von 500 mW über mehrere Tage hinweg. Die rote Kurve stellt den Fit der QE-Funktion aus Gleichung 2.5 dar (Fitwerte im Anhang). . .	39
4.6	Der Graph zeigt die Entwicklung der QE bei einer Heizleistung von 1000 mW im Verlauf eines Tages. Ein Fit war nur unter dem Weglassen der ersten Messwerte möglich (Anhang). . . . .	40
4.7	Auf der linken Seite ist die Messung der Abhängigkeit, des Photostroms von der Anodenspannung, vor und auf der rechten Seite nach der zweiten Lebenszeitmessung zusehen. Auf der linken Seite wurde nach einigen Messwerten ein 2.0Optischer-Dichtefilter(OD) eingebracht welches die Laserleistung um den Faktor 100 Abschwächt. .	40
4.8	Bei dem Messen ohne thermische Kontaktierung ist zu beobachten, dass nach einem Anfänglichen steigen der QE ein schnelles abfallen zu beobachten ist. . . . .	41
8.1	Konstruktionszeichnung der neuen Anode. . . . .	54
8.2	Das Feld der Anode innerhalb der Vakuumkammer. . . . .	55
8.3	Erste Messung der QE mit Fitparametern. . . . .	55
8.4	Zweite Messung der QE mit Fitparametern. . . . .	56
8.5	Konstruktionszeichnung des Edelstahlrohrs mit eingebauter Anode.	56

---

8.6 Anschluss der Anode an die Vakuumstromdurchführung. . . . .	57
---	----



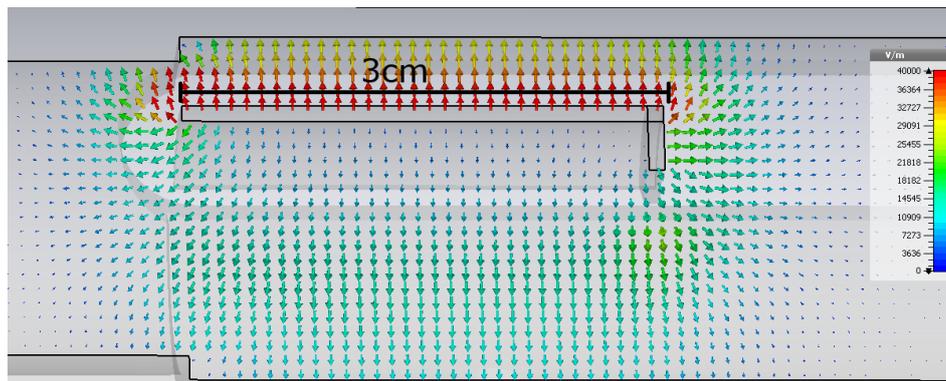


Abbildung 8.2: Das Feld der Anode innerhalb der Vakuummkammer.

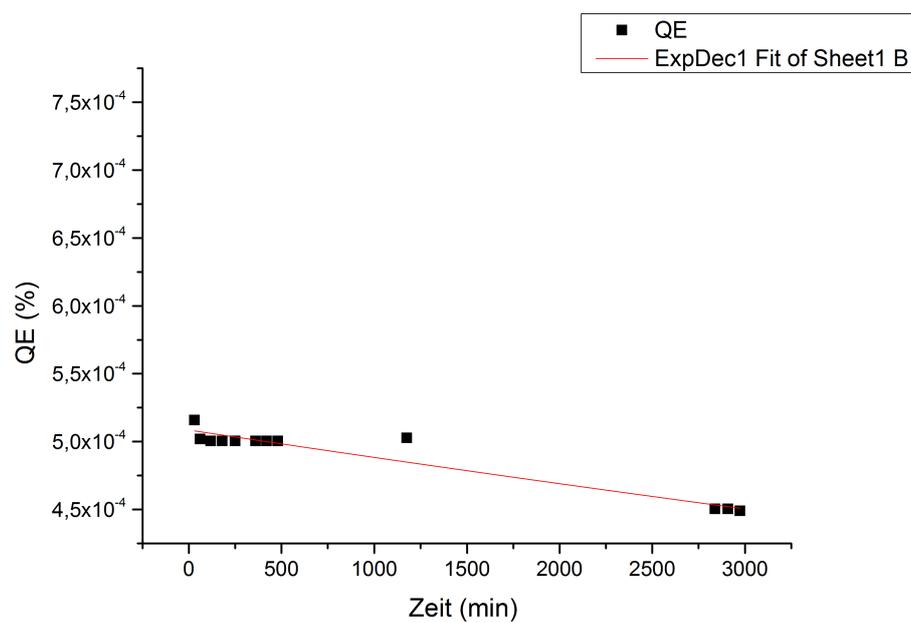


Abbildung 8.3: Erste Messung der QE mit Fitparametern.

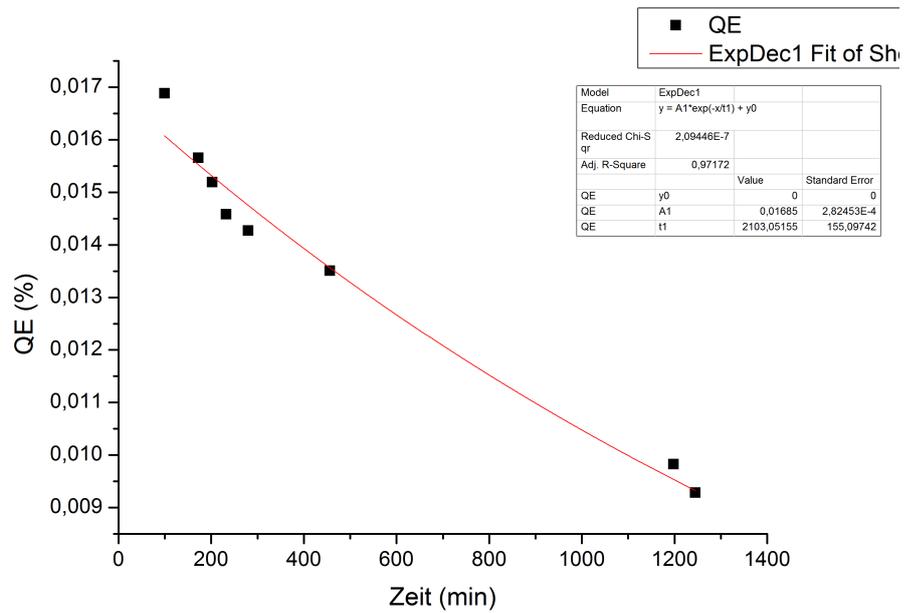


Abbildung 8.4: Zweite Messung der QE mit Fitparametern.

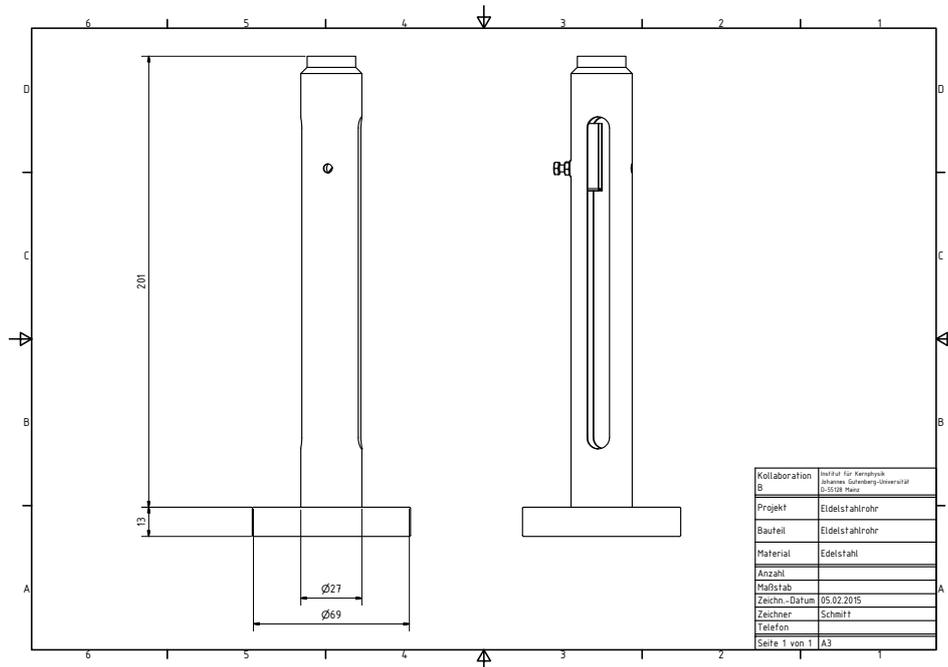


Abbildung 8.5: Konstruktionszeichnung des Edelstahlrohrs mit eingebauter Anode.

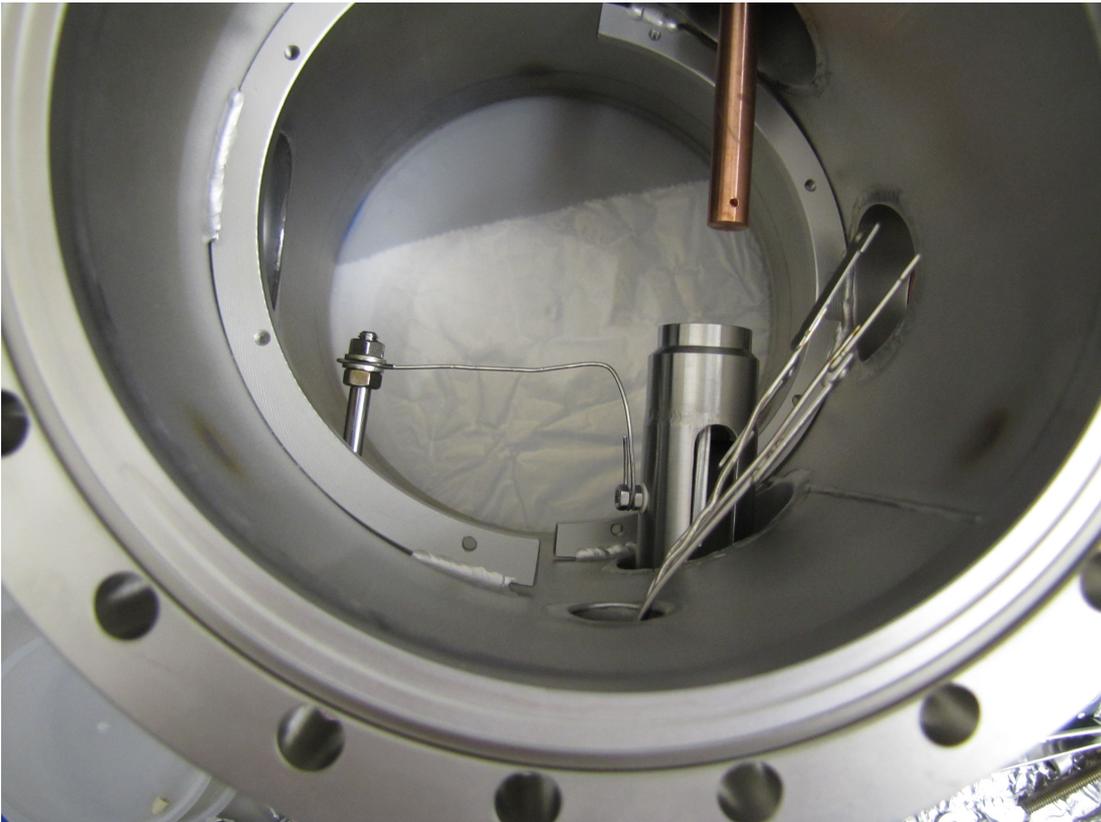


Abbildung 8.6: Anschluss der Anode an die Vakuumstromdurchführung.