

# **Untersuchung von Multi-Alkali-Verbindungen im Hinblick auf ihre Eignung zur Erzeugung hochbrillanter Elektronenpulse**

**Dissertation  
zur Erlangung des Grades  
„Doktor der Naturwissenschaften“  
am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik  
der Johannes Gutenberg-Universität  
in Mainz**

Dipl.-Phys. Victor Bechthold  
geb. am 16. Oktober 1983 in Burnoje

Mainz, den 28.11.2018



JOHANNES GUTENBERG  
UNIVERSITÄT MAINZ



# Zusammenfassung

Photokathoden spielen in gegenwärtigen und zukünftigen Elektronenbeschleunigern aufgrund ihrer Fähigkeit, einen hochbrillanten Elektronenstrahl zu erzeugen, eine immer wichtigere Rolle. Hierzu müssen geeignete Materialien eine hohe Quanteneffizienz (QE) und eine kleine intrinsische Emittanz aufweisen. Zudem muss die Austrittsarbeit einen angemessenen Wert besitzen, um eine effektive Photoemission mit sichtbarem Laserlicht sowie eine hohe Toleranz gegenüber möglichen Feldemissionseffekten zu gewährleisten. Darüber hinaus setzt eine lange Strahlzeit eine hohe Robustheit der Photokathode sowohl gegenüber Restgasen in der Quellenkammer als auch gesteigerten Laserleistungen voraus. Von besonderem Interesse ist für Hochstrombeschleuniger, dass die emittierten Elektronen der longitudinalen Beschleuniger-Akzeptanz genügen. Ansonsten besteht hierbei die Gefahr von Strahlverlusten, welche bspw. zu Quencheffekten an den supraleitenden Beschleunigungsstrukturen führen. Die verwendete Kathode muss sich dafür durch eine schnelle Zeitantwort im Sub-Pikosekundenbereich mit einem möglichst geringen longitudinalen Halo auszeichnen. Die beschriebenen Rahmenbedingungen können beim heutigen Stand der Technik nur von halbleitenden Photokathoden mit positiver Elektronenaffinität (PEA) erzielt werden. Für ERLs wie MESA oder bERLinPro wird die Bi-Alkali-Antimonid-Verbindung  $K_2CsSb$  zur Erzeugung eines mittleren Stromes von 10 mA bzw. 100 mA favorisiert. Obwohl sie bereits seit vielen Jahren bspw. in der Photomultiplier-Industrie zum Einsatz kommt, konnten bisweilen noch nicht alle für die Beschleunigerphysik maßgebenden Kenngrößen erforscht werden.

Die vorliegende Arbeit leistet hierzu einen Beitrag, indem unter anderem Messungen zur Bestimmung der Lebensdauer bei Lasererwärmung, der Austrittsarbeit sowie der Impulsantwort dieser Kathode durchgeführt wurden. Dafür konnte eine Präparationskammer in Betrieb genommen werden, die es ermöglicht,  $K_2CsSb$ -Photokathoden mit QE-Werten von bis zu  $QE_{404\text{ nm}} = 20\%$  herzustellen. In einer gesonderten Analysekammer wurde einerseits das Verhalten der  $1/e$ -Lebensdauer gegen die Erwärmung mit einem Laser quantifiziert sowie andererseits die Austrittsarbeit mithilfe einer UHV-Kelvin-Sonde bestimmt. Weiterhin konnte durch die Lasererwärmung eine Änderung der Austrittsarbeit festgestellt sowie die Korrelation zur dabei abfallenden QE erwiesen werden. Erstmals wurde im Rahmen dieser Arbeit zudem die FWHM-Peakbreite der Impulsantwort zu  $< 2\text{ ps}$  sowie der longitudinale Halo auf einem Niveau von  $< 10^{-4}$  im Vergleich zum Intensitätsmaximum vermessen. Die erzielten Resultate für  $K_2CsSb$  zeigen insbesondere im Vergleich zu  $CsO:GaAs$  eine höhere Robustheit sowie schnellere Zeitantwort mit einem um mindestens eine Größenordnung geringeren longitudinalen Halo und belegen somit die Vorteile der untersuchten Photokathode für die Anwendung im Hochstrombetrieb.



# Abstract

Photocathodes play an increasingly important role in present and future electron accelerators due to their ability to produce highly bright electron beams. For this purpose, suitable materials must have a high quantum efficiency (QE) and a small intrinsic emittance. In addition, a reasonable value of the work function is required to ensure an effective photoemission with visible laser light and high tolerance to possible field emission effects. Furthermore, a long beam time requires a high robustness of the photocathode both to residual gases in the source chamber and increased laser powers. Of particular interest for high current accelerators, is that the emitted electrons are able to satisfy the longitudinal accelerator acceptance. Otherwise, there is the risk of beam losses, which, for example, lead to quenching effects on the superconducting acceleration structures. The photocathode used must be characterized by a fast time response in the sub-picosecond range with the lowest possible longitudinal halo. The described conditions can be achieved in the current state of the art only by semiconducting photocathodes with positive electron affinity (PEA). For ERLs such as MESA or bERLinPro, the bi-alkali antimonide compound  $K_2CsSb$  is favored to produce an average current of 10 mA or 100 mA, respectively. Although this photocathode has already been used for many years e.g. in the photomultiplier industry, not all figures of merit regarding accelerator physics have been investigated.

The present work contributes to this by carrying out measurements of the lifetime during laser heating, the work function, and the pulse response of  $K_2CsSb$ . With regard to the experiments, a preparation chamber was put into operation, which allows to produce  $K_2CsSb$  photocathodes with QE values of up to  $QE_{404\text{ nm}} = 20\%$ . In a separate analysis chamber, on the one hand, the behavior of the  $1/e$ -lifetime during laser heating was quantified and, on the other hand, the work function was determined using a UHV-Kelvin probe. Furthermore, the laser heating showed a change in the work function as well as a correlation to a falling QE. For the first time, the FWHM peak width of the pulse response at  $< 2$  ps as well as the longitudinal halo at a level of  $< 10^{-4}$  compared to the intensity maximum were measured. The results obtained for  $K_2CsSb$  show a higher robustness and faster time response with at least an order of magnitude lower longitudinal halo compared to  $CsO:GaAs$  and thus demonstrate the advantages of the investigated photocathode for use in high-current operation.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Motivation . . . . .	1
1.2	Zum Aufbau der Arbeit . . . . .	3
1.3	MESA . . . . .	4
1.4	Experimente im Hochstrombetrieb . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>11</b>
2.1	Photoemission . . . . .	11
2.1.1	Drei-Stufen-Modell . . . . .	12
2.1.2	Ein-Stufen-Modell . . . . .	13
2.2	Photoemitter . . . . .	15
2.2.1	Metalle . . . . .	16
2.2.2	Halbleiter . . . . .	17
2.3	Typen von Photoemissionsquellen . . . . .	22
2.4	Fundamentale Kenngrößen von Photokathoden . . . . .	24
2.4.1	Quanteneffizienz . . . . .	24
2.4.2	Austrittsarbeit . . . . .	25
2.4.3	Lebensdauer . . . . .	26
2.4.4	Zeitantwort . . . . .	28
2.4.5	Intrinsische Emittanz . . . . .	31
2.5	Photokathoden für Teilchenbeschleuniger . . . . .	33
2.5.1	Metalle . . . . .	34
2.5.2	NEA-Photokathoden . . . . .	35
2.5.3	PEA-Photokathoden . . . . .	36
2.6	K <sub>2</sub> CsSb: Eine Photokathode für Hochstrombeschleuniger . . . . .	38
2.6.1	Präparation von K <sub>2</sub> CsSb . . . . .	39
2.6.2	Strukturelle, elektronische und optische Eigenschaften . . . . .	42
<b>3</b>	<b>Herstellung von K<sub>2</sub>CsSb-Photokathoden</b>	<b>47</b>
3.1	Die K <sub>2</sub> CsSb-Anlage . . . . .	47
3.1.1	Mechanischer Aufbau der Präparationskammer . . . . .	47
3.1.2	Schleuse und Transportkammer . . . . .	50
3.1.3	Vakuumsystem . . . . .	51
3.1.4	Film Deposition: Charakterisierung und Kalibration . . . . .	53
3.1.5	Substrate . . . . .	59
3.2	Temperaturkalibration . . . . .	60
3.2.1	Methode A: Metallproben . . . . .	62

3.2.2	Methode B: Thermoelemente . . . . .	63
3.3	Präparation von $K_2CsSb$ -Photokathoden . . . . .	65
3.4	Ergebnisse der Präparationen . . . . .	67
3.4.1	Beispiel einer $K_2CsSb$ -Präparation . . . . .	67
3.4.2	Untersuchungen zur spektralen Antwort . . . . .	69
3.4.3	Diskussion der Reproduzierbarkeit . . . . .	72
3.4.4	Verbesserungsvorschläge . . . . .	74
<b>4</b>	<b>Analyse von <math>K_2CsSb</math>-Photokathoden</b>	<b>75</b>
4.1	Die Analysekammer . . . . .	75
4.2	Untersuchung zur Lebensdauer unter Lasererwärmung . . . . .	76
4.2.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	77
4.2.2	Durchführung . . . . .	79
4.2.3	Ergebnisse und Diskussion . . . . .	80
4.3	Messung der Austrittsarbeit von $K_2CsSb$ . . . . .	85
4.3.1	Die Kelvin-Sonde-Methode . . . . .	86
4.3.2	Experimenteller Aufbau . . . . .	89
4.3.3	Bestimmung der Betriebsparameter . . . . .	92
4.3.4	Ergebnisse einer Langzeitaufnahme . . . . .	94
4.3.5	Ergebnisse einer Profilaufnahme . . . . .	96
4.3.6	Austrittsleistungsänderung nach Laserbestrahlung . . . . .	102
<b>5</b>	<b>Messung der Zeitantwort</b>	<b>107</b>
5.1	Messprinzip . . . . .	107
5.2	Experimenteller Aufbau . . . . .	109
5.2.1	PKAT . . . . .	109
5.2.2	Laserpuls erzeugung . . . . .	111
5.2.3	Phasensynchronisation . . . . .	111
5.2.4	Phasenschieber . . . . .	112
5.2.5	Deflektorkavität . . . . .	112
5.2.6	Pulsdetektion . . . . .	114
5.3	Begrenzungen der Zeitauflösung . . . . .	115
5.3.1	Apparative Auflösung . . . . .	116
5.3.2	Laufzeitdispersion . . . . .	118
5.4	Schirmmethode . . . . .	120
5.4.1	Messmethode . . . . .	120
5.4.2	Schirmkalibration . . . . .	120
5.4.3	Bestimmung des transversalen Strahldurchmessers . . . . .	123
5.4.4	Messung und Analyse der Impulsantwort . . . . .	125
5.5	Spaltmethode . . . . .	127
5.5.1	Messmethode . . . . .	127
5.5.2	Messung und Analyse der Impulsantwort . . . . .	128
5.6	Vergleich von $K_2CsSb$ und $CsO:GaAs$ . . . . .	132

<b>6</b>	<b>Fazit und Ausblick</b>	<b>135</b>
6.1	Fazit . . . . .	135
6.2	Ausblick . . . . .	136



# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation

Obwohl das Standardmodell (SM) der Physik sich durchaus in sehr vielen Aspekten als richtig erwiesen hat und mit der kürzlichen Entdeckung des Higgs-Teilchens [1] eine fundamentale Bestätigung verzeichnet, bleiben dennoch einige Fragen offen, welche von aktuellem Interesse für die Wissenschaft sind. Die Natur der Dunklen Materie (DM) ist dabei eine der prominentesten Fragestellungen, die das SM nicht erklären kann.

Dabei haben sich zwei Wege in Richtung Erkenntnisgewinn etabliert. Der eine führt, wie bei der Entdeckung des Higgs-Teilchens, zu extrem großen Maschinen und Energien wie dem am CERN<sup>1</sup> gebauten LHC<sup>2</sup>. Der andere Weg besteht aus niederenergetischen Präzisionsexperimenten. Letzterer wird auch am neuen Elektronenbeschleuniger MESA (Mainz Energy-recovering Superconducting Accelerator) des Instituts für Kernphysik an der Johannes Gutenberg-Universität Mainz besprochen [13]. Mit MESA ist ein Elektronenbeschleuniger geplant, dessen Energie in einem rezirkulierenden Modus wiedergewonnen werden kann. Das im Jahr 1965 von M. Tigner [149] vorgestellte Prinzip eines Energy-Recovery Linacs (ERL) erlaubt vor allem im Zusammenwirken mit supraleitender Technologie einen effizienten und wirtschaftlichen Betrieb eines Hochstrombeschleunigers. Konventionelle Beschleunigermodule sind aus normalleitendem Kupfer aufgebaut und somit durch ohmsche Verluste in ihrer Leitfähigkeit sowie den erreichbaren Beschleunigungsgradienten in der Regel auf  $\sim 1 \text{ MV m}^{-1}$  begrenzt. Damit fallen diese Beschleuniger entweder sehr lang und teuer aus oder müssen in Vielfachrezirkulation betrieben werden. Letzterer Betriebsmodus beschränkt allerdings durch eine zu hohe Raumladung den erreichbaren Strom. Hingegen ermöglichen supraleitende Beschleunigermodule eine kompakte Bauweise eines Elektronenbeschleunigers mit einem hohen mittleren Strom im Dauerstrichbetrieb (engl. continuous wave, CW). Es ist geplant, MESA mit mittleren Strahlströmen bis 10 mA zu betreiben, was 1–2 Größenordnungen höher ist als z.B. bei dem etablierten Dauerstrichbeschleuniger MAMI (Mainzer Mikrotron). Dies wiederum ermöglicht für Teilchenphysikexperimente an fensterlosen Gas-Targets bis dahin nicht erreichte Luminositäten<sup>3</sup> der Ordnung  $\mathcal{L} = 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Neben der Grundlagenforschung an Teilchenphysikexperimenten profitieren viele weitere Anwendungen von dem hoch in-

---

<sup>1</sup>CERN-Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

<sup>2</sup>LHC-Large Hadron Collider

<sup>3</sup>Die Luminosität ist definiert als das Verhältnis der Teilchenbegegnungen pro Fläche und Zeit.

## 1 Einleitung

tensiven, brillanten<sup>4</sup> Elektronenstrahl eines ERLs [39], [158], [107]. Beispiele sind die Elektronenkühlung von Hadronenstrahlen oder Treiber für Freie-Elektronen-Laser (FEL) der neuesten Generation, wobei elektromagnetische Strahlung vom Terahertz- (Medizin) über den extremen ultravioletten (EUV)- Bereich (Lithographie) bis zu harter Röntgen- bzw. Gammastrahlung aus der Laser-Compton-Streuung generiert werden kann.

Um den mit dem hohen Strahlstrom gestiegenen Anforderungen an die Erzeugung und Injektion der Elektronen gerecht zu werden, bedarf es allerdings innovativer Photoelektronenquellen bzw. Photokathoden. Als Elektronenquelle heben sich Photokathoden im Vergleich zu thermischen Quellen oder auf Feldemission basierenden Quellen hervor. Nur sie emittieren einen hochbrillanten Strahl, der den beschleunigerspezifischen Anforderungen in Bezug auf einen hohen Strom sowie transversale und longitudinale Akzeptanz genügt. Die Strahlqualität (Brillanz) wird dabei durch die Quelle bzw. durch die Photokathode eines Beschleunigers definiert und kann im weiteren Verlauf nicht zusätzlich verbessert werden. Je nach Anwendung bzw. durchzuführendem Experiment ist die Photokathode vorab aus einer Vielzahl an Materialien auszuwählen. Für Hochstromanlagen sind halbleitende Photoemitter metallischen Photoemittern vorzuziehen, da sie aufgrund ihrer geringeren Austrittsarbeit eine wesentlich höhere Quantenausbeute von bis zu einigen Prozent im lasertechnisch gut nutzbaren sichtbaren Teil des Lichtspektrums aufweisen.

Darüber hinaus ist für den erfolgreichen Betrieb von Hochstrombeschleunigern die Robustheit bzw. Lebensdauer der verwendeten Kathode entscheidend. Die in Mainz seit über 20 Jahren erfolgreich eingesetzten Halbleiter-Photokathoden auf Galliumarsenid (GaAs)-Basis sind aufgrund ihrer extremen sensitiven Oberfläche auf Restgase äußerst empfindlich. Höhere mittlere Ströme führen zur Verstärkung von Effekten wie z.B. der Ionenrückströmung (engl. ion back-bombardment, IBB) und beschränken die Lebensdauer dieser Photokathoden. Daher gilt es Alternativen zu erforschen.

Neben einer hohen Quantenausbeute mit einer angemessenen Austrittsarbeit werden von Photokathoden insbesondere akzeptable Antwortzeiten verlangt. Diese Kenngröße lässt sich in zwei Aspekte unterteilen: zum einen in den Anteil, der den direkten (schnellen) Hauptpuls als Antwort eines Laserpulses beschreibt, zum anderen in den Anteil der Intensitätsverteilung des Elektronenpulses bei größeren Zeitskalen (longitudinaler Halo). Besonderes Interesse gilt hier Beschleunigern mit Hochfrequenz (engl. radio frequency, RF)-Quellen, welche üblicherweise auf Zeitskalen von wenigen Grad in der Phase (entspricht meist wenigen Pikosekunden) beschleunigen. Photoelektronen, welche länger für die Emission aus dem Kristall brauchen und somit nicht in der longitudinalen Akzeptanz des Beschleunigers liegen, tragen direkt zum sog. ungewollten Strahl bei. Sie können mit dem Strahlrohr kollidieren, dieses aktivieren und somit eine Gefahr für die Maschinensicherheit sowie das Personal darstellen. Des Weiteren steigt durch den Wärmeeintrag die Gefahr der Quencheffek-

---

<sup>4</sup>Die Brillanz ist ein Gütefaktor für den Teilchenstrahl und beschreibt die Phasenraumdichte. Eine genauere Definition folgt in Kapitel 2.

te in den supraleitenden Beschleunigermodulen. Von besonderer Wichtigkeit ist der longitudinale Halo für Beschleuniger, die zusätzlich zu einem hohen Strom auch mit hohen Energien betrieben werden. Ein geplanter ERL soll mit 5 GeV und 100 mA laufen [79]. Selbst eine Photokathode mit einem longitudinalen Halo von  $10^{-5}$  im Vergleich zum Intensitätsmaximum kann 5 kW Leistung deponieren. Dieser Wert stellt eine enorme, nicht tolerierbare Gefahr dar. Eine elementare Bedeutung hat die Zeitantwort auch in Experimenten mit ultraschneller Elektronenbeugung (engl. ultrafast electron diffraction, UED), einem weiteren aktuellen Anwendungsbeispiel für Photokathoden [72].

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit Untersuchungen an der Verbindung Kalium-Cäsium-Antimonid ( $K_2CsSb$ ). Dieser Photoemitter gehört zu der Gruppe der Bi-Alkali-Antimonid-Photokathoden und gilt als ein Kandidat für Hochstrommaschinen, welche weltweit geplant sind bzw. in Betrieb gehen, wie z.B. MESA oder das ERL-Demonstrationsprojekt bERLinPro (Berlin ERL Projekt). Somit zeichnet sich die Forschung an dieser Photokathodengruppe durch besondere Aktualität aus [153]. Dabei werden in vielen Arbeitsgruppen Aspekte der Herstellung von Kathoden mit einer hohen QE sowie die Vermessung der beschleunigerspezifischen Kenngrößen aufgegriffen.

## 1.2 Zum Aufbau der Arbeit

Das Ziel dieser Arbeit ist es,  $K_2CsSb$  als Photokathode für den Hochstrombetrieb an MESA anhand der erwähnten Kenngrößen zu quantifizieren und insbesondere erstmals die Zeitantwort der Kathode mit einem großen Dynamikbereich auf Zeitskalen bis zu 30 ps zu vermessen.

Die Arbeit beginnt im Kapitel 2 zunächst mit einer Zusammenfassung theoretischer Grundlagen zu Photoemittern. Es wird anhand fundamentaler Kenngrößen motiviert, warum  $K_2CsSb$  als Kandidat für MESA gilt, sowie die wichtigsten bisher bekannten Eigenschaften zusammengetragen. In Kapitel 3 wird der experimentelle Aufbau zur Herstellung von  $K_2CsSb$ -Kathoden präsentiert. Daran anschließend werden in Kapitel 4 Messmethoden und Ergebnisse zu Analyse der Lebensdauer sowie der Austrittsarbeit der Photokathode gezeigt. Ein besonderer Schwerpunkt der Experimente dieser Arbeit gilt der zeitaufgelösten Photoemission, die im Kapitel 5 behandelt wird. Hierbei werden die beiden erwähnten Aspekte der Zeitantwort von  $K_2CsSb$  auf Pikosekundenniveau untersucht, wobei der longitudinale Halo mit einem Dynamikbereich von  $10^{-4}$  bis zu  $10^{-6}$  im Vergleich zum Intensitätsmaximum des aufgenommenen Stroms detektiert werden kann.

Zunächst soll jedoch eine Zusammenfassung von MESA und den geplanten Experimenten mit  $K_2CsSb$  als Photokathode das Einleitungskapitel abschließen.

### 1.3 MESA

MESA wird mit einer Frequenz von  $f_{\text{MESA}} = 1,3 \text{ GHz}$  als Dauerstrichbeschleuniger betrieben und aufgrund unterschiedlicher Experimente in zwei Modi laufen. Tabelle 1.1 fasst die Betriebsparameter zusammen. Ein 3D-Modell von MESA und

Modus (Energie in MeV)	Photo- kathode	mittlerer Strom in mA	Bunchladung in pC	extrahierbare Ladung in C	Experiment
EB (155)	GaAs	0,15	0,12	700 [5]	P2/ BDX
ER (105)	K <sub>2</sub> CsSb	1 (10)	0,8 (7,7)	6480 [56]	MAGIX

Tabelle 1.1: Betriebsparameter von MESA [17].

den Experimenten ist in Abbildung 1.1 schematisch dargestellt, die verwendeten Akronyme und Erklärungen sind in Tabelle 1.2 zusammengetragen.

Der „external beam“ (EB)-Modus sieht den Einsatz spinpolarisierter Elektronen bei einem Strahlstrom von  $150 \mu\text{A}$  für das P2-Experiment [30] vor. Hierbei wird der elektroschwache Mischungswinkel  $\sin^2(\Theta_W)$  sehr präzise vermessen. Diese auch als Weinberg-Winkel bekannte Größe kann aus Asymmetriemessungen in den Zähl-

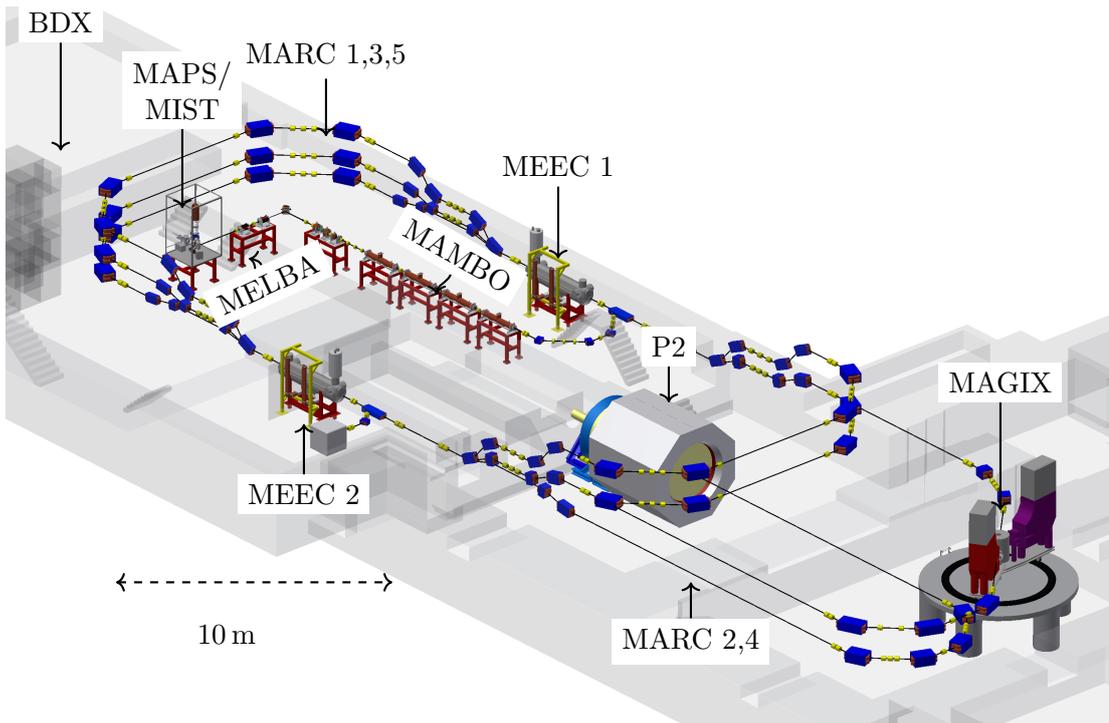


Abbildung 1.1: 3D-Schema von MESA und den vorgesehenen Experimenten. Modifiziert nach [14].

Akronym	Bezeichnung	Erklärung
MAPS	MESA Polarized Source	100 kV-DC Photoquelle
MIST	MESA Inverted Source Triode	200 kV-DC Photoquelle
MELBA	MESA Low-energy Beam Apparatus	Spin-Manipulation, longitudinale Phasenraumanpassung
MAMBO	Milliampere Booster	5 MeV (normalleitender) Injektor
MEEC 1/2	MESA Elbe-Enhanced Cryomodule	25 MeV supraleitender Linearbeschleuniger
MARC 1, 3, 5	MESA (recirculation) Arc	Rezirkulation (oben)
MARC 2, 4	MESA (recirculation) Arc	Rezirkulation (unten)
P2	Präzision 2 (interne Bezeichnung)	Weinberg-Winkel
BDX	Beam Dump Experiment	Dunkle Materie
MAGIX	MESA Gas Internal Target Experiment	Dunkles Photon u. v. a. m.

Tabelle 1.2: Zusammenfassung der wichtigsten Bauteile von MESA. Nach [14].

raten des Detektors gewonnen werden. Dazu werden spinpolarisierte Elektronen an einem unpolarisierten flüssigen Wasserstofftarget gestreut und die Asymmetrie nach Umkehrung des Elektronenspins gemessen. MESA wird exklusive Strahlzeit für dieses Experiment zur Verfügung stellen, sodass eine kleine relative Unsicherheit erreicht werden kann. Als Quelle hochgradig spinpolarisierter Elektronen sind GaAs-basierte Photokathoden hierbei alternativlos. Nach der Abbremsung im Strahlfänger können im parallel laufenden BDX-Experiment Signale von DM, welche während des Abbremsprozesses im Beamdump hinter P2 erzeugt werden könnten, detektiert werden [108].

Im zweiten Modus, dem „energy recovery“ (ER)-Modus, wird MESA in zwei Ausbaustufen unpolarisierte Elektronen mit Strömen von 1 mA (Stufe 1) bzw. 10 mA (Stufe 2) liefern. Als Photokathode steht hier neben GaAs das in dieser Arbeit untersuchte  $K_2CsSb$  zur Auswahl, wobei der 10 mA-Betrieb aufgrund der begrenzten Lebensdauer von GaAs nur mit der letztgenannten Kathode möglich sein wird. Nach der Streuung im internen Gas-Target des MAGIX-Detektors werden die Elektronen die supraleitenden Beschleunigungsmodule mit einem Phasenvorschub von  $180^\circ$  erreichen. Dabei geben sie ihre Energie an des elektrische Feld der Kavitäten<sup>5</sup> ab und werden im Strahlfänger mit der Injektorenergie 5 MeV gestoppt. Die zurückgewonnene Energie steht wiederum für die Beschleunigung nachkommender Elektronen zur Verfügung.

Für die Erzeugung des hohen Stromes wird  $K_2CsSb$  mit blauem ( $\lambda=400$  nm) oder grünem ( $\lambda=532$  nm) Licht angeregt. Hierfür stehen bereits getestete HF-synchronisierte Laserdioden zur Verfügung [5]. Eingesetzt wird die Photokathode in der Gleichstrom (engl. direct current, DC)-Photoquelle<sup>6</sup> MAPS. Diese basiert auf

<sup>5</sup>Eine Kavität ist ein Hohlraumresonator, in dem sich stehende elektromagnetische Wellen mit verschiedenen Feldkonfigurationen (Moden) bilden können. In Teilchenbeschleunigern werden sie neben der Beschleunigung auch als Deflektoren oder zur Strahlanalyse verwendet.

<sup>6</sup>Der Begriff Gleichstrom hat hierbei seinen Ursprung in der elektrostatischen thermischen Elektronenquelle, die einen DC-Strom produziert. Bei DC-Photoemissionsquellen handelt es sich um

## 1 Einleitung

der an MAMI erfolgreich eingesetzten Quelle PKA1 [15] und stellt besonders für den Betrieb mit kleiner Bunchladung eine bewährte Wahl dar. Die neu entwickelte Quelle MIST bietet mit einer höheren Beschleunigungsspannung und einer modifizierten Elektrodengeometrie die Möglichkeit, einen Elektronenstrahl zu erzeugen, dessen Emittanz<sup>7</sup> auch bei einer hohen Bunchladung von etwa 8 pC unter 1 mm mrad bleibt. Die angestrebte Funktionsfähigkeit und Zuverlässigkeit von MIST sind aktuell noch zu zeigen [62].

Die Niederenergiestrahlführung MELBA [102] dient einerseits der Manipulation bzw. Anpassung des Spins für das P2-Experiment sowie andererseits der longitudinalen Phasenraumanpassung für den weiteren Beschleunigungsprozess. Da für eine effektive Beschleunigung die longitudinale (zeitliche) Ausdehnung der Elektronenbunche nur wenige Pikosekunden bzw. Grad Phase betragen darf, stellt bereits die Injektion in MAMBO einen entscheidenden Aspekt dar. Die Laserpulslänge der geplanten Laserdioden von etwa 100 ps [5] sowie die typische Antwortzeit der Kathode von wenigen Pikosekunden (siehe Kapitel 5) geben hierbei die Elektronenpulslänge vor. Um die Bunchlänge weiter zu verkürzen, wird ein zu MAMI analoges System aus einem Chopper/Buncher benutzt. Hierbei „zerkleinert“ der Chopper mittels eines Kollimators den als quasi-DC ankommenden Elektronenstrahl [29], bevor die Elektronenbunche durch eine Geschwindigkeitsmodulation und eine Driftstrecke weiter komprimiert werden.

Der (normalleitende) Injektor MAMBO erhöht die Elektronenenergie auf 5 MeV zur Injektion in den Hauptbeschleuniger.

Dieser besteht aus den beiden Kryomodulen MEEC 1 bzw. MEEC 2. Die Elektronen erhalten pro Durchlauf einen Energiegewinn von 25 MeV, sodass nach dreifacher Rezirkulation eine Endenergie von 155 MeV für den EB-Modus und nach zweifacher Rezirkulation eine Endenergie von 105 MeV im ER-Modus erreicht wird. Der für die Energierückgewinnung notwendige Phasenvorschub wird durch den zu MAGIX führenden Bogen realisiert. Die Länge ist dabei so gewählt, dass sie einem halbzahligen Vielfachen der HF-Wellenlänge<sup>8</sup> entspricht. Durchlaufen die Elektronen MEEC 1 und MEEC 2 nun abermals zweifach, haben sie gerade so viel Energie abgegeben, wie sie vorher gewonnen haben. In der Summe besitzen sie somit abermals die Injektorenergie von 5 MeV und können im entsprechenden Strahlfänger gestoppt werden. Da dieser Energiewert unter der Neutronenproduktionsschwelle liegt, reduzieren sich damit die Probleme für den Strahlenschutz erheblich. Nach Abgabe der kinetischen Energie an das HF-Feld der Kavitäten kann diese wiederum zur Beschleunigung für nachfolgende Bunche genutzt werden. Bei den Betriebsparametern der zweiten Ausbaustufe von MESA entspricht das einer HF-Leistung von 1 MW, die damit für die Einspeisung eingespart werden kann.

---

einen Aufbau mit konstanter Hochspannung, wobei der Photostrom sowohl konstant (DC) sein als auch moduliert werden kann (vgl. Kapitel 2.3).

<sup>7</sup>Als Emittanz wird das Phasenraumvolumen der Elektronen im Beschleuniger bezeichnet.

<sup>8</sup> $f_{\text{MESA}} = 1,3 \text{ GHz}$  entspricht der Wellenlänge  $\lambda_{\text{MESA}} = 23 \text{ cm}$ .

## 1.4 Experimente im Hochstrombetrieb

MESA bietet besonders für Kollisionsexperimente der Teilchenphysik hervorragende Voraussetzungen: Zum einen generiert  $K_2CsSb$  einen hoch intensiven Elektronenstrahl, zum anderen erlaubt der ERL-Bogen die Integration eines internen Targets. Dieses kann ein gasförmiger Jet sein, an dem die Elektronen gestreut werden, ohne vorher Vakuumfenster durchqueren zu müssen. Für seltene Prozesse, wie sie bei der Suche nach DM gegeben sind, ermöglicht diese Methode optimale Untergrundverhältnisse. Obwohl die Teilchenzahldichte des gasförmigen Targets geringer ist als vergleichsweise die eines flüssigen oder festen Targets, ergibt das Produkt mit dem hochbrillanten Elektronenstrahl dennoch Luminositäten, welche mit einem konventionellen Beschleuniger<sup>9</sup> und einem externen Gas-Target nicht erreicht werden können. Da das Target nur einmal durchlaufen wird, bleibt die Aufweitung der Emittanz bzw. eine Verschlechterung der Strahlqualität akzeptabel, um die verbliebenen Elektronen für den ER-Modus zu nutzen.

Die Suche nach dem Dunklen Photon wird zum einen theoretisch in vielen Stringtheorien motiviert, in denen dieses Teilchen ( $\gamma'$  oder  $A'$ ) das Eichboson einer neuen, das Standardmodell erweiternden  $U(1)$ -Symmetrie darstellt [80]. Zum anderen würde die Existenz Dunkler Photonen experimentelle Aspekte wie die Beobachtung vieler astrophysikalischen Phänomene [10] sowie die Myon-Anomalie, die  $3,6\sigma$ -Abweichung des gemessenen Wertes zur SM-Voraussage des anomalen magnetischen Moments des Myons  $(g-2)_\mu$  [121], erklären. Für den interessanten MeV-GeV-Bereich haben bis heute alle Experimente die in Abbildung 1.2 gezeigten Ausschlussgrenzen für das Dunkle Photon gesetzt, viele aus der Motivation heraus, eine Erklärung für die  $(g-2)_\mu$ -Diskrepanz zu liefern. Der zu untersuchende zweidimensionale Parameterraum besteht aus der Masse des Dunklen Photons  $m'_\gamma$  sowie dem Mischungsparameter  $\epsilon^2 = \alpha'/\alpha$ , der nach dem kinetischen Mischungsmodell [80] die Kopplung zu SM-Teilchen beschreibt. Hierbei bezeichnet der Parameter  $\alpha$  die SM-Feinstrukturkonstante. In diesem Modell wird angenommen, dass kein Teilchen  $\chi'$  aus dem Dunklen Sektor existiert, für das gilt:  $m(\chi') < 1/2m(A')$ . Zwar wurde kürzlich mit dem NA48/2-Experiment die letzte Ausschlussgrenze für eine  $(g-2)_\mu$ -Erklärung komplementiert [24], jedoch ist MESA in der Lage, mit einer hohen Sensitivität ein weiteres großes Gebiet für ein Dunkles Photon aus dem kinetischen Mischungsmodell abzudecken.

Zusätzlich kann mit MESA ein alternativer Weg für die Erklärung des Dunklen Photons eingeschlagen werden, wonach es selbst in DM-Teilchen zerfallen kann [49, 108]. Diese Situation verbildlicht das Feynman-Diagramm in Abbildung 1.3. Dabei wird von einem Zerfall in sog. Light Dark Matter (LDM)-Teilchen mit einem Massenverhältnis von  $m(A') > 2m(\chi)$  ausgegangen. Für die Masse der LDM-Teilchen wird der MeV-Bereich angenommen. Bisherige LDM-basierte Messungen schlie-

<sup>9</sup>Speicherringe können durch wiederholte Kollimation zwar auch sehr hohe mittlere Ströme erreichen und interne Targets können auch hier eingebaut werden, jedoch sorgt die Vielfachstreuung durch die tausend- bis millionenfache Rezirkulation für eine enorme Aufweitung der Emittanz und somit signifikante Verschlechterung der Strahleigenschaften.

## 1 Einleitung

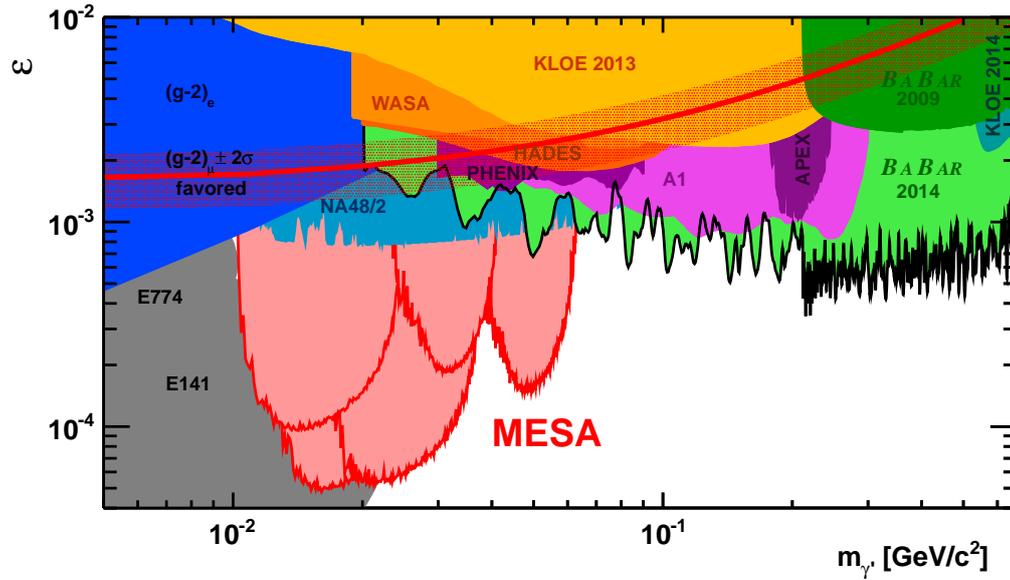


Abbildung 1.2: Ausschlussgrenzen für das Dunkle Photon aus verschiedenen Experimenten. Wie beim A1-Experiment an MAMI kann auch MESA zu weiteren Ausschlussgrenzen beitragen. Dabei sind kleinere Massebereiche mit höheren Sensitivitäten möglich. Das rot-punktierte Band stellt den  $2\sigma$ -Bereich des anomalen magnetischen Moments des Myons  $(g-2)_\mu$  dar. Aus [108] entnommen.

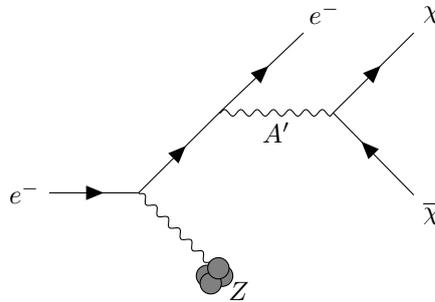


Abbildung 1.3: Feynman-Diagramm des unsichtbaren Zerfalls eines Dunklen Photons  $A'$  in ein DM-Paar  $\chi\bar{\chi}$ . Hierbei wird die Existenz eines LDM-Teilchens mit einer mindestens halb so großen Masse wie die des Dunklen Photons angenommen.

ßen besonders den Energiebereich, den MESA abdecken kann, als Erklärung der Myon-Anomalie nicht aus, wodurch die Experimente an MAGIX (sowie BDX) von besonderem aktuellem Interesse sind [7].

#### 1.4 Experimente im Hochstrombetrieb

Der hochintensive Elektronenstrahl aus einer  $K_2CsSb$ -Photokathode und ein internes Gas-Target niedriger Dichte (z.B. H, He) ermöglichen eine indirekte Messung des für gängige Detektoren unsichtbaren Dunklen Photon-Zerfalls: Dazu wird der Rückstoß des Targets in Koinzidenz mit den gestreuten Elektronen detektiert und die fehlende Dunkle Photon-Masse aus dem Viererimpuls-Verhältnis der Reaktion

$$ep \rightarrow ep(A' \rightarrow \chi\bar{\chi}) \quad (1.1)$$

berechnet.



## 2 Theoretische Grundlagen

Schon lange vor der Kenntnis über die Existenz von Elektronen wurde der Photoeffekt erstmals 1839 durch A. E. Becquerel [31] in Elektrolyten bzw. 1887 durch H. Hertz [78] in einer Funkenstrecke entdeckt. Die richtige, quantenmechanische Deutung gelang schließlich A. Einstein 1905 in seiner 1921 mit dem Nobelpreis ausgezeichneten Arbeit [57]. In den Folgejahren begann die bis heute andauernde explizite Forschung an photoemissiven Verbindungen mit ihrer vielfältigen Anwendung in der Industrie bis hin zu Teilchenbeschleunigern.

In diesem Kapitel werden theoretische Modelle zur Beschreibung der Photoemission aus Metallen bzw. Halbleitern vorgestellt sowie Kenngrößen einer Photokathode im Hinblick auf ihre Anwendung in der Photoemissionsquelle eines Elektronenbeschleunigers eingeführt. Ein weiterer Schwerpunkt dieses Kapitels gilt dem Halbleiter  $K_2CsSb$ , der als Primärkandidat einer Photokathode für den Hochstrombetrieb an MESA gehandelt wird.

### 2.1 Photoemission

Mit der Deutung des Photoeffekts leitete Einstein das Gebiet der Quantenmechanik und den Welle-Teilchen-Dualismus des Lichtes ein. Er postulierte, dass nicht die Intensität des eingestrahnten Lichtes, sondern dessen Frequenz bzw. Energie ausschlaggebend für die Photoemission ist. Damit ein Elektron aus einem Festkörper herausgelöst werden kann, muss ihm eine bestimmte Menge an Energie zugeführt werden. Dabei werden die Elektronen mit Anfangszustand  $E_i$  in unbesetzte Zustände mit Energie  $E_f = E_i + h\nu$  angehoben. Hierbei ist  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum und  $\nu$  die Frequenz der Photonen. Liegt  $E_f$  höher als das Vakuumniveau  $E_{\text{Vak}}$ , können Photoelektronen emittiert werden. Bekannt ist dies auch als äußerer Photoeffekt und wird bei Festkörpern im Rahmen des Bändermodells behandelt.

Für das Verständnis der Photoemission haben sich zwei Modelle entwickelt, bei denen jeweils die Ein-Elektronen-Näherung angenommen wird.

- Das Drei-Stufen-Modell: Es ist anschaulich und in vielen Voraussagen erfolgreich, jedoch auf phänomenologische Aspekte gestützt.
- Das Ein-Stufen-Modell: Quantenmechanisch korrekt, hat es sich vor allem für moderne theoretische Beschreibungen von einkristallinen Metallen durchgesetzt. Es ist jedoch weniger anschaulich und insbesondere für polykristalline Festkörper in der Praxis schwierig anzuwenden.

### 2.1.1 Drei-Stufen-Modell

Ein halbes Jahrhundert nach Einsteins Arbeit an der Photoemission wurde der Prozess als ein Volumen- und nicht als reiner Oberflächeneffekt erkannt. Dabei hatte die Entwicklung von Alkali-Antimonid-Kathoden einen wesentlichen Anteil. Aufbauend auf phänomenologischen Erkenntnissen durch die „trial and error“-Herstellung [145] dieser Emittoren, entwickelten Spicer und Berglund ein Drei-Stufen-Modell zur Beschreibung der Photoemission [144], [32]. Auf Basis dieser theoretischen Arbeiten wurde wiederum die Entdeckung einer neuen Gruppe von Halbleiter-Photokathoden, der NEA (Negative Elektronenaffinität)-Emittoren, ermöglicht [127].

Der Photoemissionsprozess nach dem Drei-Stufen-Modell ist schematisch in Abbildung 2.1 dargestellt und besteht aus folgenden, voneinander unabhängigen Schritten, deren Wahrscheinlichkeitsprodukt der Wahrscheinlichkeit der Photoemission entspricht. Die Beschreibung folgt zu größten Teilen [77], [145]:

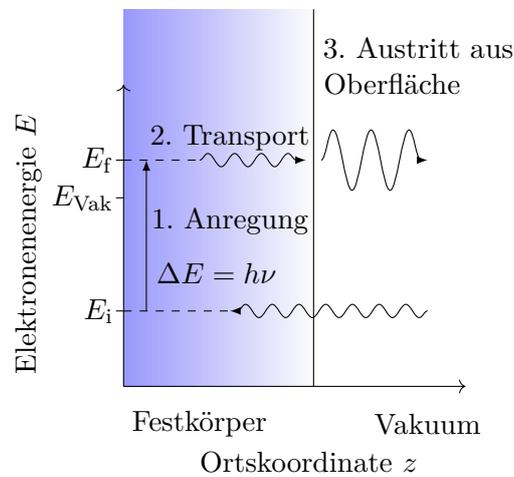


Abbildung 2.1: Schema zum Drei-Stufen-Modell nach Spicer und Berglund.

**Optische Anregung** Elektronen werden durch Zufuhr der Photonenenergie in Zustände oberhalb des Vakuumniveaus angeregt. Dabei muss die wellenlängenabhängige Reflexion bzw. Absorption des Materials beachtet werden, wobei nur ein photoemissiver Anteil  $\alpha_{\text{PE}}$  des gesamten Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  (Einheit  $\text{cm}^{-1}$ ) zur Anregung führt. Eingeführt wird  $\alpha$  aus dem Lambert-Beer'schen Gesetz, welches die Intensitätsverteilung einer einfallenden Strahlung in die Tiefe  $z$  mit Anfangsintensität  $I_0$  und dem Reflexionsgrad  $\rho$  an der Oberfläche des Festkörpers beschreibt:

$$I(z) = (1 - \rho)I_0 \exp(-\alpha z). \quad (2.1)$$

Weiterhin gilt der Zusammenhang mit dem Absorptionsindex  $\kappa$ , welcher dem Imaginärteil des Brechungsindex  $n = n_1 + i\kappa$  entspricht:

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} \kappa. \quad (2.2)$$

Als optische Eindringtiefe (Absorptionslänge) der Photonen  $l_a$  definiert man den Kehrwert des Absorptionskoeffizienten  $l_a = 1/\alpha$ . Das entspricht der Strecke, nach der die an der Oberfläche herrschende Intensität auf  $1/e$  abgefallen ist.

**Transport zur Oberfläche** Die angeregten Photoelektronen sind heiß, d.h. sie haben eine höhere Energie als die sich im thermischen Gleichgewicht befindlichen restlichen Elektronen ( $k_B T \approx 25 \text{ meV}$  bei Raumtemperatur, wobei  $k_B$  die Boltzmannkonstante und  $T$  die Temperatur ist). Die Wahrscheinlichkeit, dass die heißen Elektronen die Vakuum-Grenzfläche erreichen, hängt von den inelastischen und elastischen Stoßprozessen auf ihrem Weg ab. In Festkörpern entspricht dies einer Elektron-Phonon- sowie Elektron-Elektron-Streuung. Hierbei können die Elektronen ihre Anregungsenergie in Form von Gitterschwingungen (Phononen) abgeben. Dieser Vorgang wird Thermalisierung oder dielektrische Relaxation genannt. Als Austrittstiefe  $L$  der Photoelektronen definiert man diejenige Schichtdicke, nach welcher noch  $1/e$  aller angeregten Elektronen genug Energie besitzen, um ins Vakuum auszutreten. Diese phänomenologische Größe wird üblicherweise mit der mittleren freien Weglänge der Elektronen im Kristall angenähert.

**Austritt ins Vakuum** Hierbei wird der Übertritt der Elektronen durch die Oberfläche ins Vakuum beschrieben, zusammengefasst im Wahrscheinlichkeitsfaktor  $P_E$ , der üblicherweise den Wert 0,5 nicht überschreitet [145].

Mit Hilfe dieser Annahmen lässt sich die spektrale Quanteneffizienz (QE) angeben. Diese definiert das Verhältnis von austretenden Elektronen zu absorbierten Photonen:

$$QE(\lambda) = \frac{(\alpha_{PE}/\alpha) \cdot P_E}{1 + (l_a/L)}. \quad (2.3)$$

Effiziente Photoemitter müssen demnach einen hohen Anteil an angeregten Elektronen über dem Vakuumniveau (beschrieben durch  $(\alpha_{PE}/\alpha)$ ) sowie ein kleines Längenverhältnis  $l_a/L$  aufweisen. Findet die Absorption der Photonen auf viel größeren Längen statt als die Austrittstiefe der Elektronen ( $l_a \gg L$ ), können nur wenige Elektronen zum Photostrom beitragen.

### 2.1.2 Ein-Stufen-Modell

Die Beschreibung folgt vorwiegend [82]: Die vereinfachenden Annahmen führen im Drei-Stufen-Modell zur Vernachlässigung von wichtigen Effekten. So wurde beispielsweise die Komplexität bzw. der Einfluss der Oberfläche ebenso wenig berücksichtigt wie der Wellencharakter der Elektronen. Interferenzphänomene, welche bei Volumen- und Oberflächenzuständen sowie bei Transportprozessen auftreten, wurden ignoriert. Ebenfalls vernachlässigt wurden mögliche Selbstenergie-Korrekturen. Auch wurde angenommen, dass inelastisch gestreute Elektronen einen Energieverlust erst nach der optischen Anregung erfahren. Darüber hinaus verletzt das Drei-Stufen-Modell

## 2 Theoretische Grundlagen

sogar die Unschärfe-Relation, da für die Anregung der Elektronen ein exakter Ort unter der Oberfläche angenommen wird.

Die erwähnten Effekte können alle integriert werden, indem die Photoemission als eine inelastische Streuung eines Photons im Festkörper betrachtet wird, die eine Elektronenwelle hervorruft. Adawie [3] und Mahan [98] haben dazu eine stationäre Streutheorie entwickelt, welche die Kopplung einer elektromagnetischen Welle und einer Elektronenwelle beschreibt. Eine erste komplette Ein-Stufen-Theorie wurde von Pendry 1976 veröffentlicht [118]. Deren Ausgangspunkt bildet Fermis Goldene Regel, nach der für die Übergangrate (Übergangswahrscheinlichkeit pro Zeit) zwischen Anfangs- und Endzustand unter Einfluss einer Störung eines quantenmechanischen Systems

$$w_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \Psi_f | H^{\text{int}} | \Psi_i \rangle|^2 \delta(E_f - E_i - h\nu) \quad (2.4)$$

gilt. Der Störoperator  $H^{\text{int}} = e/mc \vec{A} \cdot \vec{p}$  beschreibt dabei die Störung durch das Photon, wobei  $\vec{A}$  das Vektorpotential des angeregten elektromagnetischen Feldes,  $\vec{p}$  der Impulsoperator des Elektrons,  $m$  die Elektronenmasse und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit bezeichnet. Gleichung (2.4) führt zum exakten Photostrom, indem die wahren Anfangs- und Endzustände eingesetzt werden (vgl. S. 380, [82]).

Der Endzustand wird dabei so gewählt, dass die Anregung des Elektrons in einen gedämpften Zustand stattfindet. Dazu wird dessen Wellenfunktion an eine ebene (frei propagierende) Bloch-Welle an der Grenzfläche zwischen Festkörper und Vakuum angepasst. Dieser mathematische Handgriff erlaubt die Einbindung von Streu- und Oberflächeneffekten in das Modell, ohne dass die Kohärenz der Welle in den verschiedenen Abschnitten der Berechnung verloren geht.

Abbildung 2.2 (links) zeigt eine schematische Darstellung des Ein-Stufen-Modells. Die Wellenfunktionen  $\Psi_f$  und  $\Psi_i$  können als zwei-dimensionale Bloch-Funktionen aus der Summe von propagierenden und evaneszenten (gedämpften) Wellen geschrieben werden:

$$\Psi_f^L \propto \exp(i\vec{k}_{f\parallel}\vec{\rho}) \sum_m t_m \exp(ik_{\perp m}z) u_m(\vec{r}, \vec{k}_{f\parallel}, E_f) \quad (2.5)$$

$$\Psi_i \propto \exp(i\vec{k}_{i\parallel}\vec{\rho}) \sum_n C_n \exp(ik_{\perp n}z) v_n(\vec{r}, \vec{k}_{i\parallel}, E_i). \quad (2.6)$$

Hierbei gilt  $k_{\perp m(n)} = k_{\perp m(n)}^1 + ik_{\perp m(n)}^2$ , wobei die Evaneszenz der Welle jeweils im Imaginärteil widerspiegelt wird und die relativ kurze freie Weglänge der Elektronen im Festkörper beinhaltet. Der Parameter  $\vec{\rho}$  entspricht einem Vektor in der Oberfläche und  $t_m, u_m$  bzw.  $C_n, v_n$  sind Amplituden der Blochfunktionen.

Um den passenden Endzustand zu finden, wird der inverse LEED (Low-Energy Electron Diffraction)-Formalismus angewendet, ausgedrückt durch den Index  $L$  bei  $\Psi_f^L$ . Dem Prinzip liegt die Zeitumkehr eines bekannten LEED-Vorgangs zugrunde, wie in Abbildung 2.2 (rechts) verdeutlicht wird: Ein einlaufender Elektronenstrahl mit der Geschwindigkeit  $-\vec{v}$  trifft aus dem Vakuum auf die Oberfläche der Probe und wird teilweise reflektiert bzw. transmittiert. Wird nun der reflektierte Anteil zu Null gesetzt, der Geschwindigkeitsvektor umgedreht, folglich nur der in das Vakuum

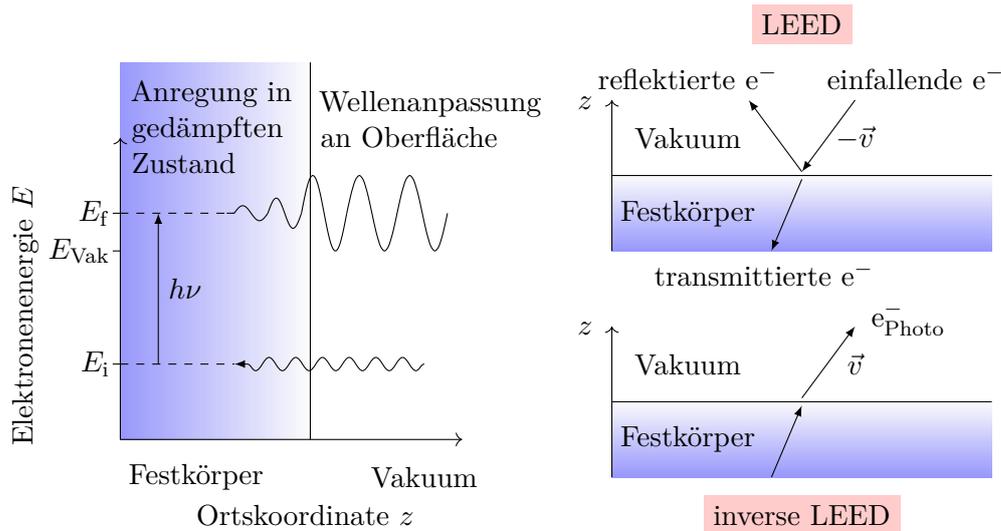


Abbildung 2.2: Links: Illustration zum Ein-Stufen-Modell: Eine Blochwelle im Kristall wird in einen gedämpften Zustand angeregt und kann im Vakuum als freie Welle propagieren. Rechts: Der inverse LEED-Zustand. Die Bilder sind modifiziert nach [82].

transmittierte Anteil betrachtet, und das eindringende Photon hinzu addiert, erhält man einen Photoemissionsprozess.

Eine theoretische Modellierung des Photoemissionsprozesses ist in der Praxis mit dem Ein-Stufen-Modell für polykristalline Strukturen wie die Multi-Alkali-Photokathoden aufgrund der Vielzahl an freien Parametern nicht ohne Weiteres möglich, hier hat sich das phänomenologische Drei-Stufen-Modell etabliert (z.B. [160]). Geordnete, einkristalline Metallkathoden wie z.B. Ag(111) erlauben jedoch den Einsatz des Ein-Stufen-Modells und ermöglichen Simulationen ohne die Annahme jeglicher ad hoc-Parameter [90].

## 2.2 Photoemitter

Bei der Photoemission zeigen Metalle und Halbleiter grundsätzliche Unterschiede. Diese sind nach dem Drei-Stufen-Modell hauptsächlich im Absorptionsverhalten der Photonen, inneren Energieverlustmechanismen beim Transport der Elektronen sowie der Oberflächenbarriere begründet. Letztere bestimmt die Photoemissionsschwelle und wird deutlich, wenn man das zugrunde liegende Energiebandschema betrachtet, wie es in Abbildung 2.3 gezeigt ist. Hierbei ist anzumerken, dass Abbildung 2.3 ein idealisiertes Energiebandschema zeigt. Die durch die Zustandsdichte definierte Struktur der Bänder wird ebenso wie die Anwesenheit von Defekten oder Bandbiegungs-Effekten in der Nähe der Oberfläche ignoriert. Allgemein gilt, dass

## 2 Theoretische Grundlagen

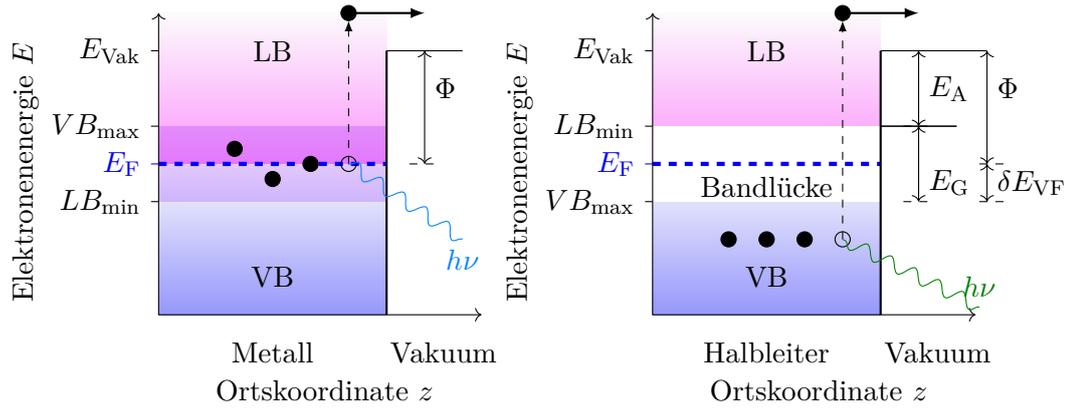


Abbildung 2.3: Reduziertes Energiediagramm eines Metalls (links) sowie eines Halbleiters (rechts).

Elektronen die Zustände, dem Pauli-Prinzip folgend, nach der Fermi-Dirac-Verteilung

$$f(E, T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right) + 1} \quad (2.7)$$

besetzen, wobei  $k_B$  die Boltzmannkonstante und  $T$  die Temperatur beschreiben. Eine zentrale Größe ist hierbei die Fermienergie  $E_F$ , die am absoluten Temperaturnullpunkt den höchsten besetzten Zustand (Valenzband) angibt. Bei Energiezufuhr an das System beträgt die Besetzungswahrscheinlichkeit im thermodynamischen Gleichgewicht nach Definition 50 %.

### 2.2.1 Metalle

In einem Metall lassen sich Valenzband (VB) und das darüber liegende (am absoluten Nullpunkt unbesetzte) Leitungsband (LB) kaum unterscheiden. Das Fermienergie liegt hierbei innerhalb beider Bänder. Um nun Elektronen vom Kristallinneren über die Oberfläche nach außen zu befördern, ist eine zusätzliche Arbeitsleistung erforderlich, welche durch die Austrittsarbeit  $\Phi$  erfasst wird. Sie wird allgemein über die Differenz zwischen Fermienergie an der Oberfläche und Vakuumniveau (in hinreichend großem Abstand von der Oberfläche) definiert und bestimmt in einem Metall zugleich die Photoemissionsschwelle

$$E_{\text{PE}}^{\text{M}} = \Phi = E_{\text{Vak}} - E_F. \quad (2.8)$$

Dem Drei-Stufen-Modell folgend lassen sich Metalle als ineffiziente Photoemitter charakterisieren [139], denn:

- Typische Werte für die Austrittsarbeit von Metallen liegen im Bereich von 2 eV bis 6 eV. Zum Überwinden der Photoemissionsschwelle ist für die meisten

Metalle (mit Ausnahme einiger Alkalimetalle wie Cs) ultraviolettes Licht notwendig.

- Metalle zeichnen sich als gute optische Reflektoren (Reflexionsfaktor  $\approx 60\%$  und mehr) aus, wodurch eine effektive Absorption von Photonen erschwert ist.
- Aufgrund der hohen Anzahl an freien Elektronen im Metall thermalisieren heiße Elektronen durch elastische Elektron-Elektron-Streuung sehr schnell. Trotz einer UV-Photonen-Eindringtiefe von bis zu 10 nm ist die Austrittstiefe jedoch auf 1 nm bis 5 nm begrenzt, sodass prinzipiell nur oberflächennahe Elektronen innerhalb weniger Atomlagen austreten können.

### 2.2.2 Halbleiter

Die Beschreibung folgt vorwiegend [77], [73]: Phänomenologisch erklärt das Drei-Stufen-Modell ebenfalls, warum Halbleiter im Vergleich zu Metallen als bessere Photoemitter gelten. Zum einen liegt der Absorptionsfaktor  $\alpha$  in der Größenordnung von  $1 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$  bis  $1 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$ , sodass Photonen im sichtbaren Spektrum des Lichtes<sup>1</sup> hunderte Nanometer bis wenige Mikrometer eindringen, was eine hohe Konversion zu Photoelektronen erlaubt [139]. Zum anderen verlieren die Elektronen, unter Vernachlässigung der Elektron-Elektron-Streuung, auf ihrem Weg zur Oberfläche kaum Energie, sodass die Streuung hauptsächlich an Phononen stattfindet. Somit können auch tiefer liegende Elektronen mit Energien über dem thermischen Gleichgewicht die Oberfläche erreichen. Ihr Weg verläuft dabei keineswegs gerade, sondern ist geprägt von vielen Richtungswechseln, welche mit Impulsänderungen einhergehen [145]. Als Folge davon wird die Anzahl der Elektronen mit senkrechtem Impuls zur Oberfläche signifikant gesteigert und die QE somit erhöht.

Halbleiter unterscheiden sich von Metallen in ihrer Bandstruktur durch eine charakteristische Bandlücke  $E_G$ , einer für Zustände verbotenen Zone, welche Valenzband und Leitungsband trennt. Für einen intrinsischen Halbleiter, wie er in Abbildung 2.3 (rechts) gezeigt ist, liegt die Fermienergie  $E_F$  im Allgemeinen in der Mitte der Bandlücke. Generell ist  $E_F$  für die Photoemission bei Halbleitern von geringerer Relevanz, da damit nur die (thermische) Austrittsarbeit definiert wird und nicht wie bei Metallen zugleich die langwellige Photoemissionsschwelle. Für die Photoemission in Halbleitern gilt, dass die Anregung durch Photonen mit einer Mindestenergie von [77]

$$E_{PE}^{HL} = E_G + E_A = \Phi + \delta E_{VF} \quad (2.9)$$

stattfinden muss<sup>2</sup>. Zusätzlich zur Bandlücke muss die eingeführte Größe der Elektronenaffinität  $E_A$  als Abstand zwischen dem unteren Leitungsbandrand und dem

<sup>1</sup>Der sichtbare Wellenlängenbereich beträgt 380 nm bis 780 nm, was einer Photonenenergie von 3,25 eV bis 1,6 eV entspricht.

<sup>2</sup>Diese Betrachtung gilt für ideale Halbleiter. Reale Halbleiter besitzen hingegen auch Zustände in der verbotenen Zone (hervorgerufen durch Oberflächenzustände, Dotierungseffekte, Fehlstellen, sonstigen Kristallgitterdefekten), die von Elektronen auch thermisch besetzt werden und somit die Photoemissionsschwelle entsprechend der (realen) Zustandsdichte modifizieren.

## 2 Theoretische Grundlagen

Vakuumniveau überwunden werden.  $E_A$  stellt für Halbleiter die entscheidende Energieschwelle zur Überwindung der Oberflächenbarriere dar. Zur Beschreibung der Photoemissionsschwelle durch die Austrittsarbeit des Halbleiters wird zusätzlich die Größe  $\delta E_{VF}$  als Energiedifferenz zwischen Valenzbandmaximum und Fermi-niveau angegeben.

Wie in Abbildung 2.4 verdeutlicht wird, besitzen Halbleiter einen Spektralbereich, für den Spicers „Magic Window“-Bedingung [145] gilt:

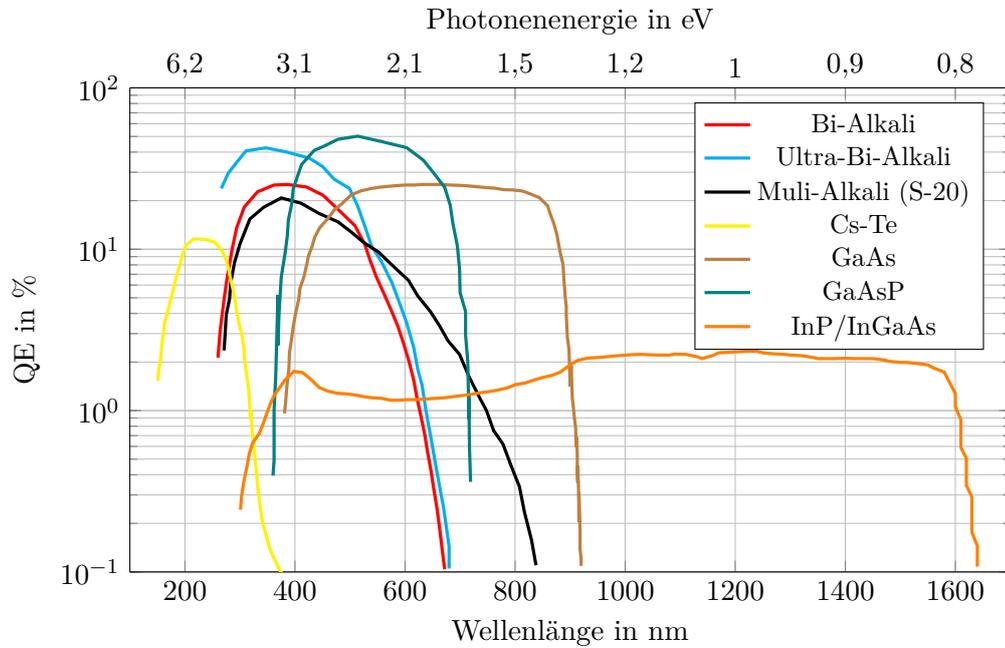


Abbildung 2.4: Beispiele der spektralen Antwort halbleitender Photokathoden der Photomultiplier-Industrie. Die Daten sind aus [68] reproduziert.

Dabei handelt es sich um einen für die Photoemission besonders günstigen Bereich. Den unteren Grenzwert stellt dabei  $E_{PE}$  dar. Den oberen Grenzwert bildet diejenige Energieschwelle, ab der die QE-mindernde Elektron-Elektron-Streuung überwiegt. Dieser Fall tritt ein, wenn die Anregungsenergie groß gegenüber der Bandlücke ist ( $>$  Faktor 2–3) und das angeregte Elektron im Valenzband ein weiteres Elektron anregen kann.

### Dotierungseffekte

Nach der Umformung der Gleichung (2.9) zu

$$E_A = \Phi + \delta E_{VF} - E_G \quad (2.10)$$

zeigt sich, dass für eine Manipulation der Oberflächenbarriere und Optimierung der QE eines Halbleiters sowohl  $\Phi$  als auch  $\delta E_{VF}$  gesenkt werden muss. Analog zu

Metallen lässt sich die Austrittsarbeit durch Aufbringen elektropositiver Atome (z.B. Cs) oder Moleküle mit großem Dipolmoment (z.B. BaO, CsF, CsO etc.) signifikant verkleinern. Um das Fermienergie zu senken, kann die elektronische Struktur des Halbleiters verändert werden, indem durch gezielte Implantation von Fremdatomen mit weniger Valenzelektronen (Akzeptoren) Löcherüberschüsse erzielt werden, der Halbleiter somit p-dotiert wird (siehe Abbildung 2.5). Grundsätzlich kann eine

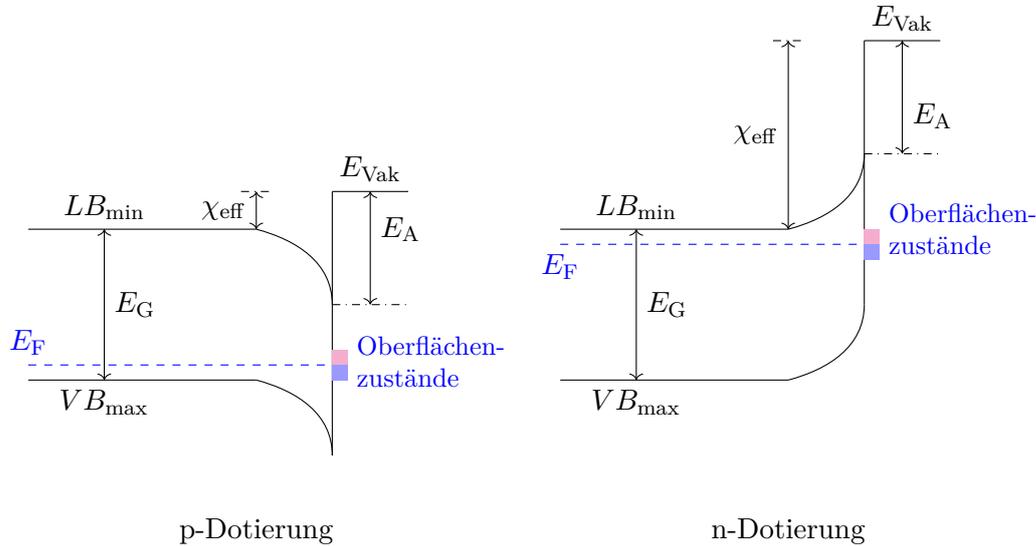


Abbildung 2.5: Bandkantenverlauf von dotierten p- und n-Halbleiteroberflächen. Durch Gitterdefekte oder gezieltes Einbringen von Fremdatomen lassen sich Löcher- bzw. Elektronenüberschüsse erzielen. Im Resultat verschiebt sich  $E_F$  bei p-Dotierung hin zu  $VB_{\max}$  und bei n-Dotierung hin zu  $LB_{\min}$ . Indem die Bandkanten verbogen werden, kann sich die Fermienergie an der Oberfläche der Fermienergie im Kristallinneren anpassen. Die effektive Elektronenaffinität  $\chi_{\text{eff}}$  kann somit für p-dotierte Halbleiter kleinere Werte annehmen und die QE steigern.

Dotierung z.B. durch Gitterdefekte wie Leerstellen, Fremdatome, Korngrenzen etc. eingeleitet werden und ist demnach für reale Materialien unvermeidlich. Für das Verständnis der damit einhergehenden Änderungen der energetischen Oberflächenverhältnisse ist zwischen Zuständen an der Oberfläche (Grenzfläche zum Vakuum, meist 2–3 Atomlagen) und Zuständen im Inneren des Kristalls zu unterscheiden: Oberflächennahe Zustände können andere Ursprünge haben, z.B. durch Bindungen mit anderen Atomen, differierende Bindungsenergien oder nicht abgesättigte Bindungen. Im Gegensatz zum Kristallinneren können sie sich auch in der Bandlücke befinden. Üblicherweise ist die Zustandsdichte an der Oberfläche größer als die Dotierungsdichte im Volumen, weshalb die Lage der Fermienergie hier nur wenig

## 2 Theoretische Grundlagen

von der Dotierung abhängt.  $E_F$  befindet sich üblicherweise mittig in den Oberflächenzuständen und wird von diesen festgehalten. Für dieses Phänomen hat sich der Begriff Fermi-Level-Pinning etabliert.

Für eine p-Dotierung<sup>3</sup> gilt: Elektronen aus der Oberfläche minimieren ihre Energie, indem sie die durch die Dotierung hinzugefügten freien Zustände im Valenzband besetzen und ortsfeste positive Ladungen hinterlassen. Es bildet sich ein Potentialgradient und somit ein elektrisches Feld aus. Dies wiederum erzeugt einen Gleichgewichtszustand, weil das elektrische Feld der Elektronenabwanderung entgegenwirkt. Die Fermienergie an der Oberfläche und im Kristallinneren nivellieren dabei miteinander. Da der Abstand der Fermienergie zu den Bandkanten im Volumen und an der Oberfläche konstant bleiben muss, werden sich die Bänder in einem bestimmten Bereich, der Bandbiegungszone (engl. Band Bending Region, BBR) verbiegen. Wie in Abbildung 2.5 aufgezeigt, bewirkt das Pinning für p-Halbleiter eine Abwärtsverbiegung bzw. für n-Halbleiter eine Aufwärtsverbiegung [77]. Innerhalb der BBR befindet sich das elektrische Feld  $E_{BBR}$ , und Elektronen können eine beschleunigte Bewegung, im Folgenden „Drift“<sup>4</sup> genannt, erfahren. Die BBR zeigt eine Abhängigkeit: Je geringer die Dotierung, desto weiter reicht die Bandverbiegung in das Kristallinnere. Eine sehr hohe Akzeptorkonzentration kann  $\delta E_{VF} \approx 0$  erreichen und das Fermienergielevel an die Valenzbandkante befördern. Dabei ist die Ausdehnung der BBR so klein, dass viele Elektronen sie ohne Energieverlust durchqueren können.

### Die effektive Elektronenaffinität von halbleitenden Photokathoden

Eine „effektive“ Elektronenaffinität  $\chi_{\text{eff}}$  wird als Differenz zwischen  $E_{\text{Vak}}$  und der unteren Leitungsbandkante  $LB_{\text{min}}$  definiert. Ist diese Differenz wie bei p-dotierten Halbleitern gering, brauchen Photoelektronen weniger Energie, um vom Leitungsband ins Vakuum zu gelangen. Dies wird für die Herstellung hoch-effektiver Photoemitter benutzt. 1965 konnten Scheer und van Laar als erste p-GaAs durch eine Oberflächenbedeckung mit Cs manipulieren und  $\chi_{\text{eff}} = 4,5 \text{ eV}$  auf  $\chi_{\text{eff}} \approx 0 \text{ eV}$  senken [127].

Der Effekt der Austrittsarbeits- bzw. Elektronenaffinitätsabsenkung durch Aufbringen von Cs kann überdies verstärkt werden, indem Sauerstoff hinzugefügt wird [150]. Die wenige Monolagen<sup>5</sup> dicke Dipolschicht aus  $(\text{Cs}, \text{O}_2)$ -Molekülen bildet dabei ein elektrisches Feld auf der Oberfläche. Das Vakuumpotential an der Oberfläche kann somit tiefer werden als die Leitungsbandkante  $LB_{\text{min}}$  im Kristallinneren und  $\chi_{\text{eff}}$  entsprechend negative Werte annehmen. Ein Photoelektron überwindet die dünne Potentialbarriere zum Vakuum effektiv, wobei seine Wellenfunktion von einem gebundenen Zustand in die Wellenfunktion eines freien Elektrons übergeht. Halb-

<sup>3</sup>Entsprechendes gilt auch für Donatorzustände bzw. die n-Dotierung, wobei in diesem Fall das Fermienergielevel ansteigt.

<sup>4</sup>Im Gegensatz dazu wird in der Beschleunigerphysik im Allgemeinen unter Drift eine kräftefreie Bewegung verstanden.

<sup>5</sup>Bei einem Haftkoeffizienten von 1 entspricht eine Monolage etwa  $10^{14}$  Atomen pro  $\text{cm}^2$ . Sie wird bei einem Druck von  $1 \cdot 10^{-9}$  mbar in  $t = 1000 \text{ s}$  gebildet.

leitende Photoemitter dieses Typs werden als NEA (negative Elektronenaffinität)-Photokathoden bezeichnet. CsO:GaAs stellt dabei den prominentesten Vertreter dar. Die Photoemission nahe der Bandkante ermöglicht unter Verwendung von zirkular polarisiertem Licht eine Spin-Polarisierbarkeit der Elektronen, da entsprechende Auswahlregeln für die Drehimpulsübergänge eingehalten werden [119].

Entsprechend werden Photoemitter mit einem positiven Wert für  $\chi_{\text{eff}}$  als PEA-Photokathoden bezeichnet. Hierzu gehören die Alkali-Antimonid-Verbindungen wie  $\text{K}_2\text{CsSb}$ . Abbildung 2.6 stellt das Energiebandschema einer NEA- bzw. PEA-Photokathode schematisch dar. Für PEA-Photokathoden gilt, dass nur die Elektronen ins Vakuum emittiert werden, welche während bzw. nach der Thermalisierung noch eine Energie haben, die über dem Vakuumniveau liegt. Die Bewegung während der Thermalisierung beschreibt, wie bereits erwähnt, einen Transportvorgang bei

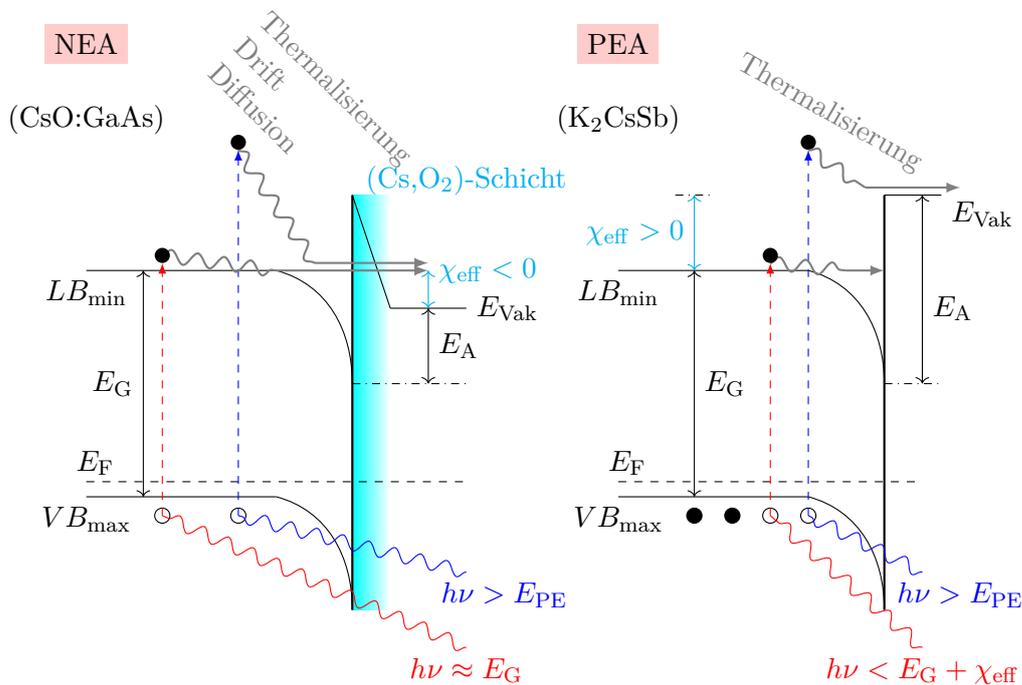


Abbildung 2.6: Energiebandschema einer NEA- sowie einer PEA-Kathode. Der fundamentale Unterschied liegt in der effektiven Elektronenaffinität  $\chi_{\text{eff}}$  begründet. Da  $E_{\text{Vak}}$  unter  $LB_{\text{min}}$  fallen kann, erlaubt dies NEA-Kathoden die langwellige Emission bei Photonenenergien nahe  $E_G$ . Konträr dazu muss bei PEA-Kathoden die Photonenenergie für den Austritt ins Vakuum einen größeren Wert als  $E_G + \chi_{\text{eff}}$  annehmen. Während Elektronen sich in einer NEA-Kathode nach der Thermalisierung durch Diffusion und Drift bewegen, bis sie austreten, stellt die Bewegung während der Thermalisierung bei PEA-Kathoden den einzigen Transportvorgang dar.

dem angeregte, „heiße“ Elektronen ihre Energie durch inelastische Stöße mit dem Kristallgitter abgeben und dadurch den Kristall erwärmen, während sie bis zur unteren Leitungsbandkante  $LB_{\min}$  fallen. Dieser Transportvorgang findet üblicherweise auf einer Zeitskala von 0,1 ps bis 1 ps statt [145].

NEA-Photokathoden<sup>6</sup> hingegen ermöglichen eine Photoemission über die vollständige Thermalisierung der Elektronen hinaus. Dabei ist der dominierende Transportprozess die Diffusion [69], [20]. Hervorgerufen wird diese Elektronenbewegung vom Kristallinneren bis zur Oberfläche durch einen Gradienten in der Ladungsträgerkonzentration. Zusätzlich erfahren die Elektronen in der BBR eine Drift durch das anliegende elektrische Feld. Da das Vakuumniveau sich unter  $LB_{\min}$  befindet, können zusätzlich auch niederenergetische Elektronen aus tieferen Schichten austreten. NEA-Kathoden erreichen hohe QE-Werte (vgl. Abbildung 2.4), weil zum einen der Faktor  $\alpha_{PE}/\alpha$  aus der Gleichung (2.3) fast den Wert Eins annehmen kann. Zum anderen kann die Austrittslänge  $L(h\nu)$  der Elektronen bei Photonenenergien an der Bandkante um drei Größenordnungen größer sein als im Fall ohne NEA-Aktivierung [145]. Bedingt durch hohe Dotierungen des Kristalls ist zudem die BBR mit wenigen Nanometern schmal.

### 2.3 Typen von Photoemissionsquellen

Die Entwicklung neuer Hochstrombeschleuniger wie ERLs geht einher mit dem Wunsch nach höherer Luminosität bzw. Brillanz und erfordert besonders von der Elektronenquelle samt Photokathode eine neue Stufe an Qualität und Zuverlässigkeit. Gegenüber anderen Emittlern wie thermischen Quellen oder Feldemissionsquellen können nur auf Photoemission basierende Elektronenquellen die Ansprüche an einen zugleich brillanten Strahl und einen hohen Strahlstrom erfüllen [39].

Das angelegte Beschleunigungsfeld in den Photoemissionsquellen kann elektrostatisch oder auch hochfrequent sein, mit dem Ziel, einen möglichst hohen Beschleunigungsgradient zu erreichen. Einerseits werden damit die Elektronen über kürzere Strecken geführt und andererseits können schnell relativistische Energien erreicht werden, bei denen sich die internen repulsiven Kräfte des Strahls (Raumladung<sup>7</sup>) weniger auswirken. Folgende vier Arten von Photoemissionsquellen finden Anwendung:

**DC-Quelle** Der anfängliche Betrieb mit thermischen Kathoden verlangte das Ansteuern des Feldes, um den Strahl zu schalten, während Laser-schaltbare Photokathoden ein stabiles DC-Feld ermöglichten. Spontane Feldemission begrenzt den Extraktionsgradienten bis zum Vakuumdurchbruch in der Praxis auf etwa  $5 \text{ MV m}^{-1}$  [61]. Dabei müssen die dielektrischen Isolatoren (üblicherweise Keramiken) Spannungen bis zu wenigen hundert Kilovolt aushalten. Hervorragende Vakuumbedingungen im  $10^{-12}$  mbar-Bereich erlauben den Einsatz von empfindlichen Halbleiter-Photokathoden, insbesondere CsO:GaAs.

<sup>6</sup>Typische Werte für eine CsO:GaAs-Photokathode sind: p-Dotierung mit  $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  Zinkatomen,  $BBR = 6 \text{ nm}$ ,  $E_G = 1,4 \text{ eV}$ ,  $\chi_{\text{eff}} = -0,25 \text{ eV}$  [23]

<sup>7</sup>Auch als Boersch-Effekt bzw. transversale longitudinale Relaxation bekannt.

DC-Quellen sind in der Elektronenpulslänge nicht beschränkt, sodass auch ein kontinuierlicher Elektronenstrahl emittiert werden kann, falls die Zeitstruktur nicht direkt über den Laser gegeben wird. In diesem Fall muss jedoch in der nachfolgenden Strahlführung ein Chopper/Buncher-System für die Erfüllung der longitudinalen Akzeptanzbedingungen (Bunchlänge sowie Energiebreite) des Beschleunigers eingesetzt werden.

**RF-Quelle** RF-basierende Photoemissionsquellen verwenden einen Hohlraumresonator, in dem eine bestimmte elektromagnetische Feldkonfiguration (Mode) angeregt wird. Für eine Beschleunigung wird üblicherweise die transversal magnetische Mode  $TM_{010}$  verwendet. Dabei ist das elektrische Feld longitudinal zur Strahlrichtung der Elektronen und es können im Vergleich zu DC-Quellen signifikant höhere Feldstärken erreicht werden. Die Photokathode befindet sich dabei innerhalb des Resonators auf der gegenüberliegenden Seite des Strahlrohrausgangs. RF-Quellen sind zu unterscheiden in normalleitende Resonatoren (engl. normal conducting radio frequency, NCRF) und supraleitende (engl. superconducting radio frequency, SRF)-Resonatoren. Wird Kupfer als Resonatormaterial verwendet, gehen mit hohen RF-Leistungen hohe ohmsche Verluste an den Resonatorwänden einher, sodass die Wärmeentwicklung ein großes Problem darstellt. Trotz Möglichkeiten zur Kühlung begrenzt dieser Punkt zum einen die erreichbaren Feldstärke und zum anderen akzeptable Vakuumbedingungen für empfindliche Halbleiter-Photokathoden, wie sie im Vergleich bei DC-Quellen möglich sind. Deshalb werden NCRF-Quellen üblicherweise mit einem Tastverhältnis (engl. duty cycle) von unter 100 % betrieben, wobei 100 % bedeutet, dass jeder RF-Zyklus mit Elektronenbunchen gefüllt ist. Grundsätzlich gilt, dass der erreichte Gradient monoton zur Frequenz des Wechselfeldes ist. Betriebsfrequenzen in der Größenordnung von 1 GHz sind üblich, wobei NCRF-Quellen von 144 MHz bis 17 GHz gebaut wurden [112]. Kleinere Betriebsfrequenzen haben den Vorteil eines größeren Volumens und sind somit aufgrund der besseren Kühlungsmöglichkeiten kompatibler zu empfindlichen Halbleiter-Photokathoden. 1994 wurde mit der 433 MHz-NCRF-Quelle des FELs in Los Alamos und einer  $K_2CsSb$ -Photokathode bei einem duty-cycle von 25 % der damalige Weltrekord für den mittleren Strom von 32 mA aufgestellt [53]. Aufgrund der erhöhten Stabilität werden NCRF-Quellen allerdings üblicherweise mit Metallkathoden wie z.B. Kupfer oder Magnesium betrieben. Der gepulste Betrieb erlaubt hohe Bunchladungen (in der Größenordnung von Nanocoloumb) bei Feldstärken von bis zu  $120 \text{ MeV m}^{-1}$  [4], während der CW-Betrieb auf bis zu  $10 \text{ MeV m}^{-1}$  begrenzt ist [76]. Da für eine geringe Energiebreite des Elektronen nur wenige Grad der Phase zur Beschleunigung geeignet sind, werden kurze (meist wenige Pikosekunden lange) Elektronenbunche für die Emission aus der Photokathode verlangt. Um den optimalen Zeitpunkt für die Injektion der Elektronen in den Resonator zu erhalten, werden dazu die RF-Phase und der Laser synchronisiert.

## 2 Theoretische Grundlagen

Im Idealfall kann auf anschließende Chopper und Buncher somit verzichtet werden.

**SRF-Quelle** Sollen hohe Feldstärken und hohe Bunchladungen im CW-Betrieb erzielt werden, können supraleitende Resonatoren verwendet werden. Der nahezu verschwindende Oberflächenwiderstand bei tiefen Temperaturen von z.B. Niob ermöglicht einen Gradienten von bis zu einigen zehn  $\text{MV m}^{-1}$  [76]. Weiterhin erlauben die extrem guten Vakuumbedingungen bei den tiefen Temperaturen des Resonators den Einsatz von Halbleiter-Photokathoden. Zu beachten sind mögliche Limitierungen durch die Verwendung von normalleitenden Photokathoden in der supraleitenden Umgebung sowie mögliche Quencheffekte durch lokale Erwärmungen des Hochfrequenzfeldes. Dabei kann die Supraleitung in die Normalleitung übergehen, wenn die Sprungtemperatur des supraleitenden Materials überschritten wird.

**DC+SRF-Quelle** Diese noch junge Entwicklung aus einer Hybridstruktur trennt die beiden Bereiche der normalleitenden Photokathode räumlich von dem supraleitenden Resonator. Somit wird ein möglicher Abfall der Güte<sup>8</sup> durch eine Kontamination der Photokathode unterdrückt. Die sich noch in der Entwicklung und Optimierungsphase befindliche DC+SRF-Quelle der Universität Peking erlaubt bisher Feldstärken von  $14,5 \text{ MV m}^{-1}$  im CW-Betrieb [159].

## 2.4 Fundamentale Kenngrößen von Photokathoden

Wird die große Anzahl an verschiedenen Kandidaten für Photokathoden betrachtet, so lässt sich festhalten, dass bisher kein Material entwickelt wurde, das optimale Werte der Kenngrößen für die Anwendung in Teilchenbeschleuniger erfüllt [39]. Im Sinne von höchster QE, kleiner Austrittsarbeit, kleinster intrinsischer Emittanz, ultrakurzer Zeitantwort, sehr langer Lebensdauer sowie einer Spin-Polarisierbarkeit muss deshalb immer ein Kompromiss bei der Wahl gefunden werden. Diese für einen Teilchenbeschleuniger fundamentalen Kenngrößen, welche als Auswahlkriterien auch für MESA dienen, sollen im Folgenden vorgestellt werden.

### 2.4.1 Quanteneffizienz

Die wohl wichtigste Größe für das Erreichen eines hohen mittleren Stromes ist die Quanteneffizienz. Wie in Gleichung (2.3) bereits eingeführt, definiert sie das Verhältnis von ins Vakuum freigesetzten Elektronen zu eingestrahnten Photonen. Üblicherweise werden intern mehr Elektronen angeregt, als emittiert werden. Der extern gemessene Strom hängt vom Wahrscheinlichkeitsfaktor  $P_e$  ab, welcher im Drei-Stufen-Modell den Austritt ins Vakuum definiert.  $P_e$  ist wiederum vollständig von der Oberflächenbedingung der Photokathode abhängig. In der Praxis wird

---

<sup>8</sup>Die Güte oder auch Q-Faktor ist ein Maß für die Dämpfung bzw. den Energieverlust des Hohlraumresonators.

## 2.4 Fundamentale Kenngrößen von Photokathoden

deshalb üblicherweise eine „externe“ QE gemeint, die sich ausschließlich durch den gemessenen Elektronenstrom  $I_{\text{QE}}$ , die Laserleistung  $P_{\text{L}}$  und die Wellenlänge  $\lambda$  der einstrahlenden Photonen quantifizieren lässt:

$$QE(\lambda) = \frac{hc}{e\lambda} \cdot \frac{I_{\text{QE}}}{P_{\text{L}}} \approx \frac{1,24 \cdot I_{\text{QE}}[\text{mA}]}{\lambda[\text{nm}]P_{\text{L}}[\text{W}]} \quad (2.11)$$

Dabei bezeichnet  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $e$  die Elementarladung. Zur Angabe in Prozent wird mit dem Faktor 100 multipliziert.

### 2.4.2 Austrittsarbeit

Eine der substanziellen Größen für den Betrieb einer Elektronenquelle ist die Austrittsarbeit  $\Phi$  der verwendeten Photokathode. Einerseits muss  $\Phi$  einen kleinen Wert annehmen, um mit der Wellenlänge des vorhandenen Lasers einen effektiven Elektronenaustritt sicherzustellen. Andererseits muss der Wert hoch genug sein, um eines der Hauptprobleme an Elektronenquellen, die Feldemission, zu minimieren. Die Abhängigkeit der Feldemissionsstromdichte  $j(E)$  von  $\Phi$  und der angelegten Feldstärke  $E$  wird über die Fowler-Nordheim-Gleichung wiedergegeben:

$$j(E) = K_1 \frac{E^2}{\Phi} \cdot e^{-K_2 \cdot \Phi^{3/2}/E} \quad (2.12)$$

Dabei bezeichnen  $K_1$  und  $K_2$  materialabhängige Parameter. Zusammen mit der thermischen Emission trägt dieser Faktor zum „unwanted beam“ (Halo) an Beschleunigern bei. Dabei kann die Feldemission sowohl bei DC-Quellen als auch bei (S)RF-Quellen ein Problem sein. Besonders bei Letztgenannten müssen Elektrode und Photokathode dabei sehr hohen Feldstärken widerstehen. Der Dunkelstrom kann eine typische Größenordnung im nA- $\mu$ A-Bereich erreichen. Durch eine geeignete Wahl des Kathodenmaterials kann man dem zuvorkommen bzw. die Gefahr minimieren, wobei Metalle ( $\Phi_{\text{M}} > 4 \text{ eV}$ ) eine größere Feldstärke erlauben als Halbleiter ( $\Phi_{\text{HL}} \approx 2 \text{ eV}$ ).

Für die Definition unterscheidet man zwischen thermischer

$$\Phi_{\text{therm}} = E_{\text{A}} - E_{\text{F}} \quad (2.13)$$

und photoelektrischer Austrittsarbeit

$$\Phi_{\text{PE}} = E_{\text{PE}} - \delta E_{\text{VF}}. \quad (2.14)$$

Während dies bei Metallen aufgrund der Lage des Ferminiveaus und des Fehlens einer Bandlücke die gleiche Bedeutung hat, machen Halbleiter eine Differenzierung notwendig. Grundsätzlich ist der Wert von  $\Phi$  stark von der Oberflächenbeschaffenheit sowie im besonderen Maße von den Vakuumverhältnissen, der Temperatur der Kathode und dem Dotierungslevel abhängig.

## 2 Theoretische Grundlagen

Zur Ermittlung der Austrittsarbeit können prinzipiell eine Vielzahl verschiedener Verfahren herangezogen werden. Zu unterscheiden sind einerseits absolute Messungen mittels Elektronenemission induziert durch Photoabsorption, hohe Temperaturen, hohe elektrische Feldstärken oder den Tunneleffekt. Andererseits ermöglicht die Messung der Kontaktspannung (engl. contact potential difference, CPD) zwischen untersuchter Probe und einer Referenzelektrode eine indirekte Prozedur zur Bestimmung von  $\Phi$ . Letztgenannte Methode wird in Kapitel 4 zur Messung an  $K_2CsSb$ -Photokathoden angewendet.

### 2.4.3 Lebensdauer

Unter der Lebensdauer einer Photokathode ist das Einwirken einer Vielzahl von einander unabhängiger Faktoren auf die Quantität des extrahierbaren Stromes zu verstehen. Während eines Experimentes muss der extrahierte Strahlstrom konstant gehalten werden. Dies ist nur realisierbar, indem die Laserleistung kontinuierlich und parallel zum Abfall der QE gesteigert wird, wie es Abbildung 2.7 qualitativ darstellt.

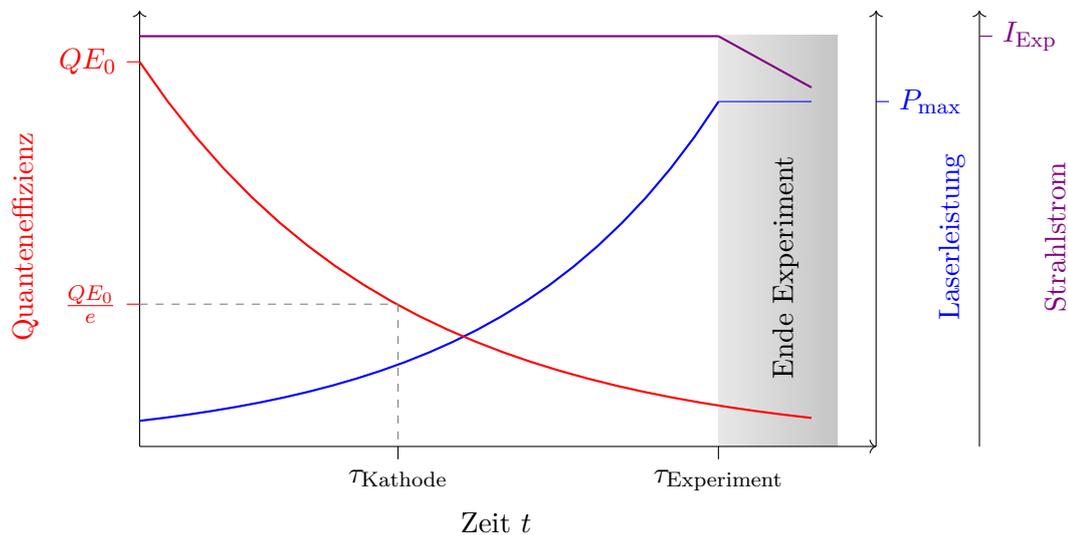


Abbildung 2.7: Charakteristischer Verlauf der QE und Laserleistung während des Ablaufs eines Experimentes.

Eine mögliche mathematische Definition der Lebensdauer ist bei einem exponentiellen Abfall die Zeit  $\tau$ , nach der die QE mit Anfangswert  $QE_0$  auf den Wert  $1/e$  gefallen ist

$$QE(t) = QE_0 \exp(-\lambda t). \quad (2.15)$$

Der Parameter  $\tau = 1/\lambda$  bezeichnet dabei den Kehrwert der Zerfallskonstante  $\lambda$ . Es ist anzumerken, dass sich das Verhalten der QE nach Gleichung (2.15) zwar

## 2.4 Fundamentale Kenngrößen von Photokathoden

typisch gestaltet, jedoch nicht allgemein uneingeschränkt auf jede Photokathode anzuwenden ist.

Die für den QE-Abfall verantwortlichen Faktoren unterliegen verschiedenen Parametern. Dabei ist zu unterscheiden zwischen Effekten mit und ohne Elektronenstrahl. Für eine beobachtbare „effektive“ Lebensdauer gilt (nach [16], S.47):

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \sum_i \frac{1}{\tau_i} = \frac{1}{\tau_{\text{vac}}} + \frac{1}{\tau_{\text{Laser}}} + \frac{1}{\tau_{\text{FE}}} + \frac{1}{\tau_{\text{REST}}} \quad (2.16)$$

$\tau_{\text{vac}}$  drückt die Vakuumlebensdauer aus, welche durch das Restgas (hauptsächlich schädlich sind oxidierende Substanzen wie  $\text{O}_2$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ) in der Vakuumkammer festgelegt ist. Insbesondere NEA-Kathoden mit ihrer zumeist aus einer Monolage bestehenden  $(\text{Cs}, \text{O}_2)$ -Schicht an der Oberfläche sind sehr sensibel und verlangen Vakuumbedingungen im unteren Ultrahochvakuum (UHV)- bis extrem hohen Vakuum (XHV)-Bereich ( $< 1 \cdot 10^{-12}$  mbar [87]). PEA-Kathoden zeigen ebenfalls eine große Sensitivität auf Restgase, jedoch kann von einer bis zum Faktor 100 größeren Robustheit ausgegangen werden [55], sodass UHV-Bedingungen ( $< 1 \cdot 10^{-9}$  mbar) ausreichend sind. In Abbildung 2.8 ist das Verhalten von  $\text{K}_2\text{CsSb}$  gegenüber typischen Restgasen aufgetragen.

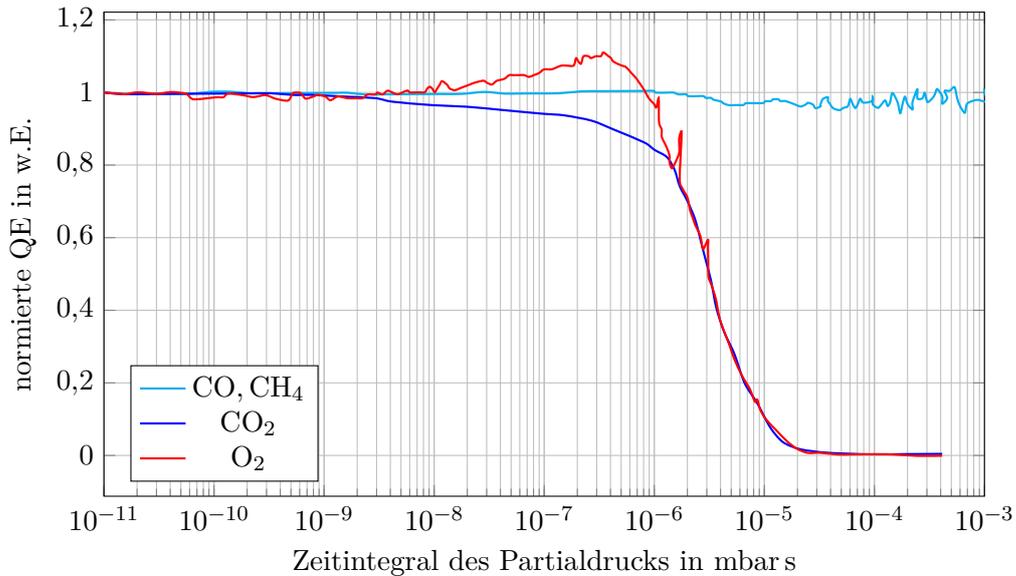


Abbildung 2.8: Sensitivität von  $\text{K}_2\text{CsSb}$  in Abhängigkeit von verschiedenen Gasen. Die Daten sind aus [110] rekonstruiert.

Die in [110] durchgeführten Messungen belegen eine Stabilität der Kathodenoberfläche gegenüber Kohlenstoffmonoxid und Methan. Konträr verursachen Sauerstoff und Kohlenstoffdioxid einen schnellen Abfall der QE. Weiterhin ist der bekannte [140], temporär QE-steigernd wirkende Effekt durch Sauerstoff zu erkennen. Zusammen mit der Fähigkeit einer hohen QE im sichtbaren Spektrum des Lichts ist

## 2 Theoretische Grundlagen

es die (relativ) gute Robustheit, die  $\text{K}_2\text{CsSb}$  als Photokathode für Hochstromanlagen favorisiert.

Der zweite Summand in Gleichung (2.16),  $\tau_{\text{Laser}}$ , charakterisiert die Lebensdauer der Photokathode unter Lasereinstrahlung. Die Laserleistung wird im Kristall zu einem Großteil in Wärme umgewandelt, was wiederum zerstörende chemische Prozesse auf der Oberfläche beschleunigt. Je nach konstruktionsbedingter thermischer Wärmeabfuhr des Kathodenhaltersystems kann die Lebensdauer bereits bei wenigen hundert Milliwatt Laserleistung beträchtlich sinken. Da die Laserleistung und somit die Wärmemenge über die Dauer des Experimentes prozessimmanent erhöht wird, wirkt sich dies auf den Effekt verstärkend aus. Im Resultat sinkt die QE und die Kathode erreicht mit einer höheren Laserleistung ihr Lebensende schneller. Dieser Effekt wird in Kapitel 4.2 für eine  $\text{K}_2\text{CsSb}$ -Kathode untersucht.

Der Parameter  $\tau_{\text{FE}}$  in Gleichung (2.16) beschreibt den durch Feldemission lebensdauer verringern den Effekt. Dabei können Feldelektronen, die entweder von der Kathode oder einer anderen Oberfläche in der Elektronenquelle stammen, Moleküle und Ionen aus der Vakuumwand ausschlagen. Liegt an der Photokathode z.B. negatives Potential an, zieht sie positiv geladene Ionen an, welche ihrerseits wiederum die Kathodenoberfläche zerstören. Nicht nur die bereits erwähnte zu kleine Austrittsarbeit der Kathode kann hier als Quelle der Feldelektronen angeführt werden, sondern auch mögliche „Dreckpartikel“ auf den verwendeten Elektroden. Gegebenenfalls können diese Partikel durch Migration von der Kathode selbst stammen.

Effekte unter Einwirkung des Elektronenstrahls sind im Summanden  $\tau_{\text{REST}}$  zusammengefasst. Dazu zählen unter anderem die Ionenrückströmung (IBB), ein möglicher Strahlverlust, Ion-Trapping etc. (siehe z.B. [16] für eine genauere Beschreibung).

### 2.4.4 Zeitantwort

Neben der Erzeugung hoher Ströme stellt die Injektion der Elektronenbunche in die Beschleunigermodule eine weitere bedeutende Herausforderung in der Beschleunigerphysik dar. Maßgeblich hierfür ist die Zeitantwort bzw. Impulsantwort der Photokathode. Auf die Anregung der Kathode mittels eines Lasers folgt die Emission der Elektronen in einer Verteilung, die durch einen Mittelwert und eine Streuung gekennzeichnet ist. Unter dem Begriff Zeitantwort einer Photokathode wird im Allgemeinen ein Maß für die Breite dieser Streuung verstanden, z.B. die Halbwertsbreite (engl. Full Width at Half Maximum, FWHM). Dabei gilt es zwischen einem für die Quelle bzw. den Beschleuniger akzeptablen Bereich und einem ungewollten Anteil, dem longitudinalen Halo, zu unterscheiden. Abbildung 2.9 verdeutlicht die charakteristische Impulsantwort einer Photokathode auf einen initialen (delta-förmigen) Laserpuls. Die typische (longitudinale) Akzeptanz für Elektronenbeschleuniger beträgt wenige Pikosekunden. Wird diese Zeitdauer überschritten, können „verspätete“ Elektronen mit der Strahlwand kollidieren, da sie mit anderen Energien beschleunigt werden und somit einen anderen Orbit erfahren. Der Verlust führt daraufhin zur Aktivierung, zum IBB etc. und trägt zum „unwanted beam“ bei. Der Beitrag spielt im Punkt Maschinensicherheit eine ausschlaggebende Rolle und kann mit der richtigen

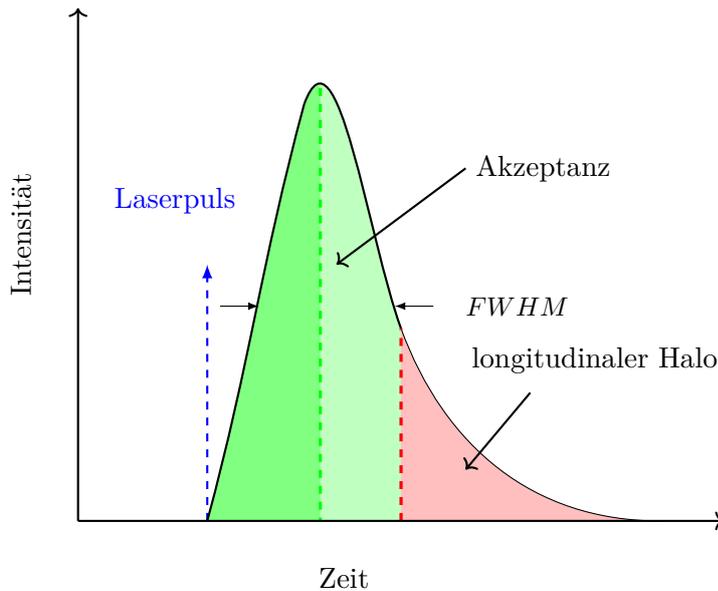


Abbildung 2.9: Impulsantwort einer Photokathode auf einen initialen, im Idealfall delta-förmigen Laserpuls. Der dunkelgrün markierte Bereich der ansteigenden Flanke der Impulsantwort wird durch die Laufzeitstreuung der Elektronen verursacht. Diese ist kathodenspezifisch und maßgeblich abhängig von der Oberflächenbeschaffenheit, der Photonenwellenlänge und der Beschleunigungsfeldstärke (siehe Kapitel 5). Insbesondere (S)RF-Elektronenquellen verlangen eine kurze Akzeptanz (z.B. 3 ps in [25]) und einen geringen Anteil am longitudinalen Halo.

Wahl der Photokathode beeinflusst werden. Dies gilt insbesondere im Betrieb von Hochstrom- und Hochenergieanlagen, wie bereits im Einleitungskapitel in Bezug auf die Planung eines ERLs [79] dargelegt.

Wird ein zur Zeitantwort der Kathode vernachlässigbar kurzer Laserpuls angenommen, so hängt diese Kenngröße im Wesentlichen von der Eindringtiefe der Photonen (und somit von der verwendeten Wellenlänge sowie der Dicke der Kathode) als auch von der Austrittstiefe der Elektronen ab. Sie korreliert mit den Energieverlustmechanismen, welche die Elektronen im Kristall erleiden. Spicer konnte mit Hilfe seines Modells das in Abbildung 2.10 gezeigte Verhalten abschätzen [145]:

- Metalle gelten als prompte Emittoren mit einer Zeitantwort in der Größenskala von  $1 \cdot 10^{-15}$  s bis  $1 \cdot 10^{-14}$  s. Angeregte Photoelektronen erleiden Energieverluste überwiegend durch elastische Elektronenstreuung und verlieren ihre Energie dementsprechend sehr schnell. Zudem haben Metalle kleine Eindringtiefen und eine auf wenige Nanometer begrenzte Austrittstiefe, sodass überhaupt nur oberflächennahe Elektronen auszutreten vermögen.

## 2 Theoretische Grundlagen

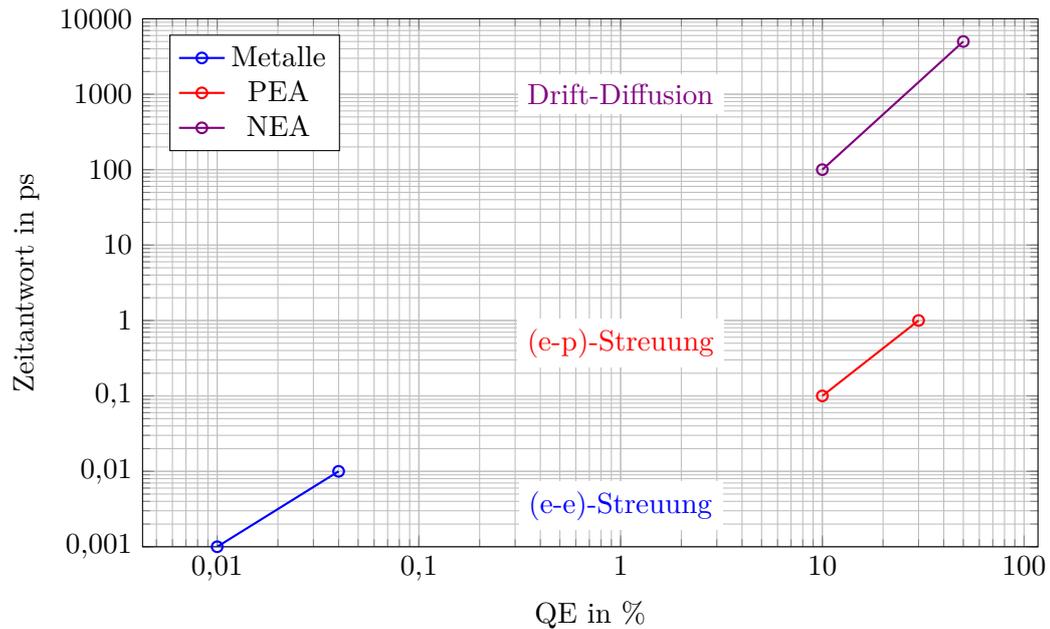


Abbildung 2.10: Zeitantwort und QE von Metall-, NEA- und PEA-Photokathoden nach Spicers Abschätzung. Modifiziert nach [145].

- Bei Halbleitern ist die Spannbreite der Zeitantwort größer und generell länger als bei Metallen. Begründet ist dies zum einen darin, dass Photonen aufgrund des höheren Absorptionskoeffizienten mehrere hundert Nanometer bis wenige Mikrometer weit eindringen können. Zum anderen verlieren die Photoelektronen auf ihrem Weg ins Vakuum ihre Anregungsenergie hauptsächlich durch mehrfache inelastische Elektron-Phonon-Streuung, womit auch sich tiefer befindliche angeregte Elektronen die Oberfläche erreichen können. Dabei ist das Zeitantwortverhalten zwischen PEA- und NEA-Kathoden zu unterscheiden. Während beide auf Zeitskalen von 1 ps thermalisieren, ermöglichen die NEA-Bedingungen, dass Elektronen zusätzlich durch Diffusion an die Oberfläche auch ins Vakuum übertreten können und so längere Relaxationszeiten von bis zu wenigen Nanosekunden<sup>9</sup> erfahren. Die Austrittstiefe kann dabei in der gleichen Größenordnung liegen wie die Eintrittstiefe der Photonen. Dies stellt sich zwar als vorteilhaft für eine hohe QE heraus, ist jedoch nachteilig für eine schnelle Zeitantwort.

Zeitspektroskopische Messungen basieren meist auf einer HF-Streak-Methode. In Mainz werden verschiedene GaAs-Photokathoden seit über 20 Jahren vermessen. Die

<sup>9</sup> Es ist anzumerken, dass die von Hartmann [69] erstmals an GaAs gemessenen mehrere Pikosekunden langen Pulse nur im scheinbaren Widerspruch zu Spicers Drei-Stufen-Modell und den Nanosekunden-Vorhersagen stehen. In einem Diffusionsmodell werden insbesondere die aktive Kathodendicke sowie die Beträge der Bandbiegungszone mit einbezogen, womit die kürzeren Zeitskalen hinreichend beschrieben werden können [70], [20].

Messmethode sowie Ergebnisse zur Untersuchung der Impulsantwort von  $K_2CsSb$  werden in Kapitel 5 präsentiert.

### 2.4.5 Intrinsische Emittanz

Eine wichtige Größe in der Beschleunigerphysik ist die Emittanz  $\epsilon$ . Sie charakterisiert im Allgemeinen das sechsdimensionale Phasenraumvolumen eines Teilchenensembles und hat zwei transversale sowie eine longitudinale Komponente, jeweils bestehend aus der Raumrichtung und dem Impuls (transversal) bzw. der HF-Phase und der Energie (longitudinal). Die Emittanz beschreibt somit die transversale Abmessung und die Winkelverteilung des Teilchenensembles. Eine gebräuchliche Definition ist die der quadratisch gemittelten (engl. Root Mean Square, RMS)-Emittanz:

$$\epsilon_x = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \quad \text{bzw.} \quad \epsilon_{n,x} = \beta\gamma \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2}, \quad (2.17)$$

wobei  $x$  die Raumrichtung und  $x'$  den Winkel bezeichnet (praktische Einheit: mm mrad= $\mu\text{m}$ ). Mit dem relativistischen Faktor  $\beta\gamma = p/mc$  wird eine Normierung auf die Energie vorgenommen. Hierbei sind  $p$  der Impuls,  $m$  die Elektronenmasse sowie  $c$  die Lichtgeschwindigkeit.

Multipliziert mit  $\pi$ , definiert  $\epsilon$  die Fläche der Phasenraumellipse in der  $(x - x')$  – Ebene,  $F = \pi\epsilon$ . Solange die Teilchen kanonischen Bewegungsgleichungen gehorchen, gilt das Liouville'sche Theorem, wonach  $F$  bzw.  $\epsilon$  Erhaltungsgrößen sind [157], d.h. die Form der Phasenraumverteilung kann sich entlang des Beschleunigers zwar ändern, das Volumen bleibt hingegen konstant. Dies ist (für die sechsdimensionale Phasenraumellipse  $\epsilon$ ) gleichermaßen in Anwesenheit von linearen und nichtlinearen Kräften gültig. Für die RMS-Emittanz  $\epsilon_x$  gilt jedoch, dass die Erhaltung durch nichtlineare Effekte wie Raumladung oder Abgabe von Synchrotronstrahlung verletzt werden kann. Insbesondere kann die RMS-Emittanz dabei anwachsen, ohne dass sich die eingenommene Fläche im Phasenraum ändert [35], [5].

Die intrinsische<sup>10</sup> Emittanz eines Halbleiters<sup>11</sup> lässt sich nach [42], [55] über

$$\frac{\epsilon_{n,x}^{\text{HL}}}{\sigma_x} = \sqrt{\frac{MTE}{mc^2}}, \quad (2.18)$$

definieren. Der Parameter  $\sigma_x$  bezeichnet dabei den RMS-Radius des Laserspots und  $MTE$  die durchschnittliche transversale Energie (engl. mean transverse energy, MTE) der Elektronen beim Austritt ins Vakuum. In einem vereinfachten Modell

<sup>10</sup>Durch die Verwendung thermischer Elektronenquellen ist historisch bedingt alternativ die Bezeichnung „thermische Emittanz“ eingeführt worden.

<sup>11</sup>Für NEA-Halbleiter mit einer langen Zeitantwort gilt: Da auch bereits thermalisierte (verspätete) Elektronen emittiert werden können, modifiziert sich die Gleichung um die Umgebungstemperatur des Kristallgitters. Für niederenergetische Photonen (nahe 880 nm) erreicht  $MTE = k_B T$  (=25 meV bei Raumtemperatur), für höherenergetische Photonen gibt es einen schnellen und einen langsamen Anteil an der Zeitantwort (Vergleich Kapitel 5), sodass sich Werte für die MTE vermischen [55].

## 2 Theoretische Grundlagen

einer planaren Oberfläche werden die Elektronen mit einer gleichförmigen Energieverteilung emittiert und besitzen den Wert:

$$MTE = \frac{h\nu - E_{PE}}{3}. \quad (2.19)$$

Hierbei ist für die Photoemissionsschwelle  $E_{PE}$  Gleichung (2.9) einzusetzen. Für den Vergleich verschiedener Photokathoden wird eine auf den RMS-Laserspot  $\sigma_x = 1$  mm normierte intrinsische Emittanz angegeben (Einheit  $\mu\text{m}/\text{mm}(\text{rms})$ ).

Die intrinsische Emittanz hängt weiterhin im Wesentlichen von der Rauigkeit der Kathodenoberfläche ab. Dies gilt insbesondere für polykristalline Multi-Alkali-Verbindungen. Lokale Unebenheiten, Neigungen etc. auf der Kathodenoberfläche führen zu einer transversalen Beschleunigung der Elektronen und erhöhen somit die  $MTE$ . Ab einer Beschleunigungsfeldstärke von  $20 \text{ MV m}^{-1}$  ist eine sub-nm Rauigkeit erforderlich [134]. Die intrinsische Emittanz lässt sich einerseits durch die Wahl des Substrates, auf dem der Kristall synthetisiert wird, aber auch durch die Art der Film-Deposition (Metallquellenart, Depositionsgeschwindigkeit [94], Multi-layer Deposition [161], Co-Deposition [52], Sputtern [134]) optimieren.

### Brillanz

Ein weiteres, aus der Emittanz abzuleitendes Gütekriterium bezüglich des Teilchenstrahls stellt der Faktor der Brillanz  $B$  dar, welcher die Phasenraumdichte beschreibt. Für eine ideale ellipsoide Teilchenverteilung kann

$$B_n = \frac{2I}{\pi^2 \epsilon_{n,x} \epsilon_{n,y}} \quad (2.20)$$

gezeigt werden ([84], S.144), wobei  $I$  den Strahlstrom des Beschleunigers beschreibt. Um die für den Beschleuniger und Experimente geforderte hohe Brillanz (entspricht einer hohen Luminosität, stärkeren FEL-Strahlung etc.) nach Gleichung (2.20) zu erreichen, ist neben einem hohen Strom vor allem eine geringe intrinsische Emittanz Voraussetzung. Die typische Größenordnung, welche z.B. die 200 kV-Quelle an MESA maximal erreichen darf, beträgt  $\epsilon \approx 1 \text{ mm mrad}$  [62]. Moderne Photoinjektoren produzieren Emittanzen, die lediglich von den intrinsischen Eigenschaften der Photokathode dominiert werden [39]. Weil  $\epsilon$  im weiteren Beschleunigerverlauf im Allgemeinen nicht mehr verbessert werden kann, gestaltet sich die Wahl einer geeigneten Photokathode entsprechend als essentiell. Wesentliche Faktoren sind neben der kleinen  $MTE$  (und somit einer kleinen Photonenenergie bzw. großen Wellenlänge) kleine Oberflächenrauigkeiten ( $< 1 \text{ nm}$ ), wodurch Halbleiter auch in diesem Punkt Metallen vorzuziehen sind. Bestmögliche Ergebnisse erzielen einkristalline NEA-Kathoden wie CsO:GaAs bei einer Anregung mit Photonenenergien nahe der Bandkante. Eine Emittanz von  $\epsilon \approx 0,1 \text{ mm mrad}$  kann erreicht werden [26]. Im Umkehrschluss wirkt sich die geringe Photonenenergie wiederum negativ auf eine hohe QE und kurze Zeitantwort<sup>12</sup> aus.

<sup>12</sup>Dies gilt für Bulk-GaAs. Superlattice-Strukturen ermöglichen hohe Werte für die QE sowie kurze Zeitantworten [124], sind jedoch aufwendiger herzustellen.

## 2.5 Photokathoden für Teilchenbeschleuniger

Nach jahrzehntelanger Anwendung in der PMT-Industrie haben Photokathoden in der Forschung im Zusammenhang mit den Realisierungen und zukünftigen Planungen von (hochstromigen) ERLs und FELs in den letzten Jahren durch die Beschleunigerphysik eine gewisse Renaissance und Aktualität erlebt. Dabei erweisen sich insbesondere I-V-Verbindungen wie  $K_2CsSb$  für Hochstromanlagen als Kandidaten [55], [39], [153].

Für die Erzeugung eines hohen Elektronenstroms ist das Lasersystem ebenso wichtig wie die Photokathode. Teilchenbeschleuniger stellen an Lasersysteme spezielle Anforderungen bzgl. Zeit (variable Repetitionsrate, HF-Synchronisation)- und Pulsformstruktur (Gauss, Flat Top, Ellipsoidal). Üblicherweise basieren die Laser auf diodengepumpten Festkörpern (engl. diode-pumped solid-state laser, DPSSL) wie z.B.  $Nd:YAG^{13}$ . Sie emittieren im Infraroten und können durch frequenzverdoppelnde bis frequenzvervierfachende Kristalle (z.B. Kaliumtitanylphosphat) auf Wellenlängen im sichtbaren Spektrum bis UV gebracht werden. Da die Frequenzvervielfachung stets mit Qualitätseinbußen einhergeht, was die gewünschte Zeit- und Profilstruktur sowie insbesondere Leistung betrifft, sind Photokathoden mit einer hohen QE notwendig. Abbildung 2.11 fasst die Anforderungen an Laserleistung und QE der Kathode für verschiedene Betriebsströme des Beschleunigers zusammen.

Demnach ermöglicht eine Kathode mit hoher QE geringere Laserleistungen. Dies wiederum wirkt sich positiv auf die Lebensdauer der Kathode aus, da die Erwärmung durch den Laser an sich einen beachtlichen lebensdauerermindernden Effekt darstellt (vgl. Kapitel 4.2). State of the Art DPSSLs, wie sie z.B. bei bERLinPRO eingesetzt werden, sind in der Leistung auf 1 W bis 5 W begrenzt [156]. Eine Kathode mit einer  $QE_{532\text{ nm}} > 10\%$  ist für die Erzeugung des angestrebten 100 mA-Strahls hierbei unabdingbar. Für MESA stehen bereits getestete und auf die Hochfrequenz synchronisierte blaue (max. 200 mW) und grüne (max. 120 mW) Laserdioden zur Verfügung, ein dedizierter Laser mit höherer Leistung steht zur Diskussion [5]. In Abbildung 2.11 sind ebenfalls die Anforderung an Laserleistung und Quantenausbeute in W % für die Erzeugung eines 10 mA-Stromes, wie er für die zweite MESA-Stufe angestrebt ist, markiert. Für diesen Betriebsmodus ist eine Kathode mit 3 W % unter Anregung durch blaues Licht bzw. 2,3 W % unter Anregung durch grünes Licht unentbehrlich. Besitzt die Photokathode z.B. eine QE mit einem Wert von  $QE_{400\text{ nm}} = 1\%$ , werden 3 W Laserleistung benötigt, um den angestrebten Strom zu erreichen. Für eine typische Kathode mit einer hohen QE von  $QE_{400\text{ nm}} = 20\%$  werden daher 150 mW Laserleistung gebraucht. Die Anforderungen für den 1 mA-Betrieb reduzieren sich entsprechend um den Faktor 10.

Eine Zusammenfassung der möglichen Photokathoden an ERLs/FELs ist zusammen mit wichtigen Kenngrößen in Tabelle 2.1 gelistet. Die große Anzahl an unterschiedlichen Materialien wird in Zukunft wohl noch wachsen. Konzepte für neue Photokathoden beruhen zum einen auf Verbesserungen alter Ideen, wie z.B. der

<sup>13</sup>Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat-Kristall

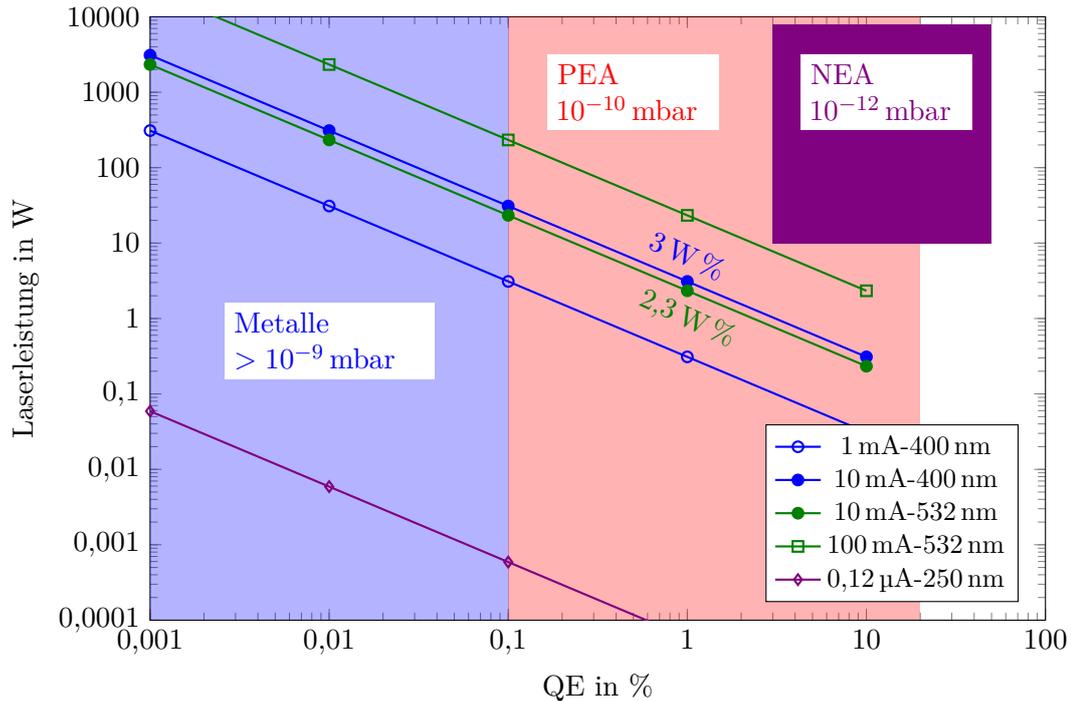


Abbildung 2.11: Mittlere Laserleistung gegen die Quanteneffizienz zum Erreichen der angegebenen mittleren Ströme. Farblich abgezeichnet sind die Bereiche der verschiedenen Kathodentypen mit den jeweils erreichbaren QE-Werten sowie den notwendigen Vakuumbedingungen. Die Anforderungen in W % an Laser und Photokathode für die 10 mA-Erzeugung an MESA sind für einen blauen (400 nm) und grünen (532 nm) Laser markiert. Modifiziert nach [55].

Alkali-Bedeckung von Metalloberflächen zur Steigerung der QE und Absenken der Austrittsarbeit, oder Auftragen einer Schutzschicht z.B. aus Graphen auf K<sub>2</sub>CsSb zur Steigerung der Lebensdauer [162]. Zum anderen werden neue Materialien wie GaN oder Konzepte mit Sekundärelektronenverstärkung mittels Diamanten erforscht, jedoch wird auch neuen Ideen wie der Steigerung der Photoemission eines Metalls durch plasmonische Nanolöcher nachgegangen [158].

### 2.5.1 Metalle

Metalle sind insbesondere aufgrund ihrer Robustheit, einer langen Lebensdauer sowie sehr schneller Antwortzeit besonders geeignete Photokathoden für den gepulsten Betrieb mit RF-Quellen. An der LCLS-Quelle am SLAC<sup>14</sup> wurde bspw. eine Cu-Kathode über ein Jahr lang ununterbrochen betrieben [55]. Die Verwendung von

<sup>14</sup>Linac Coherent Light Source am Stanford Linear Accelerator Center

## 2.5 Photokathoden für Teilchenbeschleuniger

Kathode	QE in % ( $\lambda$ in nm / $E_\gamma$ in eV)	$E_{PE}$ in eV	$p$ in mbar für $\tau = 1000$ h	$\tau_{RMS}$ in ps	$\epsilon_n$ in $\mu\text{m}/\text{mm}(\text{rms})$	Referenz
Mg	< 0,2 (266/4,66)	3,6	$1 \cdot 10^{-9}$	< 0,1	0,4	[55], [146]
Cu	0,014 (250/4,96)	4,6	$> 1 \cdot 10^{-9}$	< 0,1	1,2	[55]
Cs <sub>2</sub> Te	10 (211/5,88)	3,5	$1 \cdot 10^{-9}$	0,37	0,5	[55], [11]
Cs <sub>3</sub> Sb	5 (532/2,33)	2,05	?	< 2	0,56	[55], [42]
K <sub>2</sub> CsSb	10 (532/2,33)	2,1	$1 \cdot 10^{-10}$	< 1 <sup>†</sup>	0,56	[55], [27]
Na <sub>2</sub> CsSb	7 (532/2,33)	2	$1 \cdot 10^{-10}$	< 2	0,47	[55], [43]
(Cs)Na <sub>2</sub> KSb	20 (390/3,18)	1,55	$1 \cdot 10^{-10}$	?	?	[55]
CsO:GaAs	3,4 (808/1,53) 10 (532/2,33)	1,4	$< 1 \cdot 10^{-11}$	76 < 2	0,12 0,44	[61], [55], [16], [26]

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der relevanten Photokathoden für ERL/FEL-Anwendungen. Insbesondere für MESA gilt K<sub>2</sub>CsSb aufgrund der Robustheit und hohen Photosensitivität als Hochstromkandidat. Die mit † markierte Zeitantwort von K<sub>2</sub>CsSb ist in dieser Arbeit für  $\lambda = 400$  nm gemessen worden und wird in Kapitel 5 präsentiert.

Niob oder Blei ist für SRF-Quellen attraktiv, da die supraleitenden Eigenschaften der Elektronenquelle dabei auch für die Kathode gelten und man keine normalleitenden Bauteile benötigt. Grundsätzlich sind Metalle jedoch schlechte Photoemitter, weil in jedem Schritt des Drei-Stufen-Modells große Verlustmechanismen auftreten. Obwohl eine Verbesserung der QE (typisch ist ein QE-Bereich von  $1 \cdot 10^{-4}$  % bis  $1 \cdot 10^{-2}$  %) durch z.B. Aufdampfen von austrittsarbeitsverringenden Alkalimetallen oder „Laser cleaning“ und Sputter-Methoden (Höchstwert z.B. für Mg ist 0,2 % [146]) erreicht werden kann, werden Halbleiter für Hochstrombeschleunigerprojekte bevorzugt.

### 2.5.2 NEA-Photokathoden

GaAs-basierende NEA-Photokathoden sind alternativlos, wenn spin-polarisierbare Elektronen benötigt werden wie z.B. in Elektronenstreuexperimenten an Kernen bei MAMI [16]. Obwohl die Funktionalität im ERL-Betrieb am JLab<sup>15</sup> bei einem mittleren Strom von 5 mA und einer Lebensdauer von 30 h gezeigt wurde [75], wird der Gebrauch in Hochintensitätsbeschleunigeranlagen aufgrund der extremen Sensibilität der Oberfläche auf Restgase und der damit einhergehenden kurzen Lebensdauer nicht favorisiert. Des Weiteren sind lange Zeitantworten zu verzeichnen, welche zwar durch dünne aktive Schichten (Strained Superlattice) im Vergleich zu Bulk-GaAs oder durch kleinere Wellenlängen reduziert werden können, jedoch insbesondere im longitudinalen Halo einen nicht vernachlässigbaren Anteil stellen [48], [124], [46].

<sup>15</sup>Thomas Jefferson National Accelerator Facility

### 2.5.3 PEA-Photokathoden

PEA-Photokathoden stellen die größte Gruppe an technisch nutzbaren Photoemittern. Nachdem 1929 mit Ag-O-Cs [92] die erste im sichtbaren Spektrum emittierende Verbindung auf Basis eines dünnen Cs-Filmes hergestellt wurde, fand sie Einsatz in der PMT- und Bildaufnahmeröhrenindustrie (z.B. Ikonoskopen). In den Folgejahren war die Forschung an neuen photoemissiven Materialien mehr geprägt von „intelligenter Suche“ und „Glück“ als von der Anwendung eines Theorieverständnisses [139]. Es konnten nur wenige Verbindungen mit einer hohen QE im sichtbaren Spektrum entdeckt werden. Dazu gehören: 1936  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  durch Görlich [65], 1939 Bi-Ag-O-Cs, sowie die Gruppe der Multi-Alkali-Antimonid-Kathoden ab den 1950er Jahren durch Sommer [139]. Auffällig erscheint, wie Sommer bemerkt hat [142], dass im Allgemeinen alle Photokathoden mit höherer QE Cäsium beinhalten (eine Ausnahme bildet  $\text{Na}_2\text{KSb}$ ), sei es als Oberflächenbeschichtung zur Reduzierung der Austrittsarbeit oder als Bestandteil der Kristallstöchiometrie.

Wie Abbildung 2.12 zeigt, unterscheiden sich Alkali-Antimonid-Photokathoden neben der Photoemissionsschwelle hauptsächlich hinsichtlich ihrer wellenlängenspezifischen maximalen Sensitivität, so z.B. in blau-sensitiv ( $\text{K}_2\text{CsSb}$ ), grün-sensitiv ( $\text{Cs-Rb-K-Sb}$ ) und rot-sensitiv ( $(\text{Cs})\text{Na}_2\text{KSb}$ ).

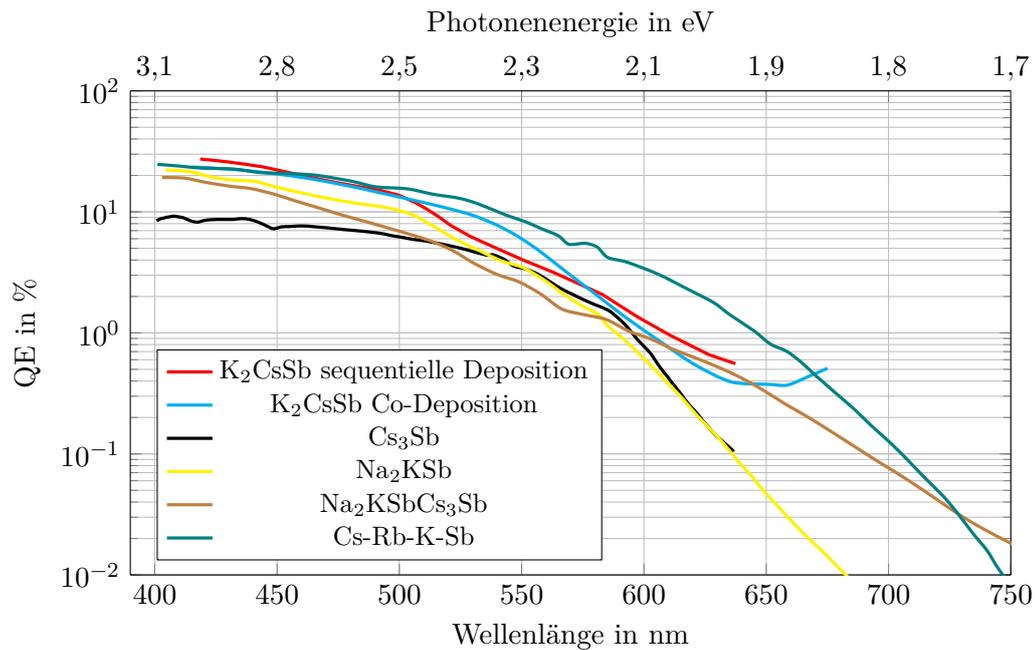


Abbildung 2.12: Spektrale Antwort einiger an Beschleunigeranlagen präparierter Alkali-Antimonid-Photokathoden. Daten für  $\text{K}_2\text{CsSb}$  sind aus [59], für  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  aus [42], für  $\text{Na}_2\text{KSb}$  sowie  $\text{Na}_2\text{KSbCs}_3\text{Sb}$  aus [40] und  $\text{Cs-Rb-K-Sb}$  aus [41] reproduziert.

Viele für Teilchenbeschleuniger interessante Kenngrößen sind erst kürzlich oder auch noch gar nicht vermessen worden. Einige Forschungseinrichtungen haben sich deshalb zum Ziel gesetzt, mit modernen (in-situ) Untersuchungsmethoden der Oberflächenphysik und -chemie wie der Röntgenphotoelektronenspektroskopie (engl. X-ray photoelectron spectroscopy, XPS), der Röntgenbeugung (engl. X-ray diffraction, XRD) oder der Röntgenfluoreszenz (XRF) die genauen Vorgänge bei der Synthese dieser meist multikristallinen Strukturen zu verstehen und im Hinblick auf beschleunigerspezifische Wünsche zu verbessern [12], [129], [126], [130].

Im Allgemeinen werden die PEA-Kathoden durch physikalische Gasphasenabscheidung (engl. physical vapour deposition, PVD) synthetisiert. Die Metalle werden verdampft und als dünne Filme auf ein geeignetes Substrat aufgetragen. Übliche Techniken sind dabei die sequentielle Deposition, Co-Deposition oder das Sputtern. Aufgrund der Vielzahl an unterschiedlichen Systemen zur Präparationskammer, Kathodenhalterung, eingesetzten Elektronenquelle und -art, der Vakuumbedingungen etc. sind Photokathoden für Beschleuniger nicht standardisiert und daher nicht kommerziell erhältlich. Trotz erster Kooperationen mit der PMT-Industrie [135] ist jede Beschleunigereinrichtung auf eine eigenständige und lokale Kathodenherstellung angewiesen bzw. gibt diese Aufgabe explizit an Spezialisten ab. So ist es nicht verwunderlich, dass in der Literatur eine Vielzahl an Rezepten für die Synthese zu finden sind.

Obwohl die in Tabelle 2.1 gelisteten PEA-Kathoden sich in vielen der geforderten Auswahlkriterien für Hochstrombeschleuniger-Photokathoden als geeignet erweisen, können bei keiner Kathode gewisse Nachteile ausgeschlossen werden. Die Mono-Alkali-Photokathode  $\text{Cs}_2\text{Te}$  wird bspw. seit Jahren in (S)RF-Quellen am CERN, DESY<sup>16</sup>, HZDR<sup>17</sup> und LBNL<sup>18</sup> eingesetzt [158]. Obwohl sie gute Werte für die QE, Vakuumlebensdauer, Zeitantwort und intrinsische Emittanz liefert, benötigt sie jedoch aufgrund der hohen Bandlücke und Elektronenaffinität aufwändige UV-Laser.  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  hingegen erlaubt eine hohe QE für z.B. grüne Laser und ist einfacher zu synthetisieren als aufwendigere Multi-Alkali-Verbindungen, jedoch deuten niedrigere Feldemissionsgrenzen und somit höhere Dunkelströme sowie eine erhöhte Sensitivität auf Restgase auf mögliche Schwierigkeiten im Betrieb hin [101].

Aufgrund der Robustheit im Hinblick auf Vakuumlebensdauer und andere lebensdauerermindernde Effekte wie das IBB [106], sowie einer hohen Photosensitivität, ist  $\text{K}_2\text{CsSb}$  einer der Primärkandidaten für Hochstrombeschleuniger [55] und wird derzeit weltweit in verschiedenen Beschleunigeranlagen erforscht [153]. Im folgenden, das Theoriekapitel abschließenden, Unterkapitel soll diese Photokathode genauer vorgestellt werden.

---

<sup>16</sup>Deutsches Elektronen-Synchrotron

<sup>17</sup>Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf

<sup>18</sup>Lawrence Berkeley National Laboratory

## 2.6 $K_2CsSb$ : Eine Photokathode für Hochstrombeschleuniger

1963 wurde von A. Sommer die erste  $K_2CsSb$ -Photokathode hergestellt [140]. Innerhalb der Alkali-Kathoden-Familie kann sie sich durch folgende Eigenschaften hervorheben:

- gesteigerte QE hin zu höheren Photonenenergien, wie in Abbildung 2.12 verdeutlicht.
- minimales thermisches Rauschen bei Raumtemperatur (mit einem Dunkelstrom  $< 1 \cdot 10^{-17} \text{ A cm}^{-2}$ ) im Vergleich aller auf sichtbares Licht sensiblen Cs-basierenden Kathoden.
- um zwei bis drei Größenordnungen höherer elektrischer Widerstand bei Raumtemperatur.

Die gesteigerte QE macht die Kathode attraktiv für Laser im sichtbaren Spektrum. Das niedrige thermische Rauschen deutet auf eine höhere Bandlücke im Vergleich zu anderen Materialien hin. Dies stellt sich insbesondere für die Verwendung in (S)RF-Quellen aufgrund der hohen vorhandenen Feldstärken als vorteilhaft heraus und unterdrückt vor allem bei (warmen) NCRF-Quellen den thermische Dunkelstrom. Den höheren elektrischen Widerstand deutete Sommer durch eine geringere Konzentration an Defektstellen im Kristall und somit die beste Annäherung an die ideale Stöchiometrie von  $M_3Sb$  ( $M$ =Alkalimetall) einer Alkali-Antimonid-Verbindung.

Verbaut in Photomultipliern<sup>19</sup>, Bildröhren oder Restlichtverstärkern findet  $K_2CsSb$  vielfältigen Einsatz in der Industrie und seit den 1990er Jahren auch in Photoinjektoren für Elektronenbeschleuniger. Der bereits beschriebene erstmalige Einsatz in der RF-Quelle des FELs in Los Alamos stellte bei einem duty cycle von 25 % den damaligen Weltrekord mit einem mittleren Strom von 32 mA auf. Jedoch begrenzten die schlechten Vakuumbedingungen der Quelle die Lebensdauer auf etwa 10 h [53]. Auch der aktuelle Weltrekord einer DC-Quelle am Cornell-Photoinjektor wurde mithilfe einer  $K_2CsSb$ -Kathode aufgestellt [56] (zusammen mit  $Na_2KSb$  [43]). Dabei wurde in einem 25 min andauernden Betrieb ein Strom von 60 mA (CW) erreicht<sup>20</sup>. Die extrapolierte  $1/e$ -Lebensdauer während dieses Testlaufs betrug  $\tau_{1/e} = 30 \text{ h}$ , sodass eine Ladungslebensdauer von 6480 C für  $K_2CsSb$  angegeben werden kann. Dies übersteigt somit die extrahierbare Ladungsmenge einer  $CsO:GaAs$ -Photokathode [5] um etwa den Faktor neun.  $K_2CsSb$  hat das Potential, als erste Kathode die 100 mA-Marke zu erreichen. Dieses Ziel wird u.a. vom SRF-Photoinjektor bei bERLinPro angestrebt [2].

<sup>19</sup>Ein bekanntes Anwendungsbeispiel stellt der Super-Kamiokande Neutrinodetektor dar, in dem 11200 Hamamatsu-Photomultiplier mit  $K_2CsSb$ -Photokathoden verbaut wurden.

<sup>20</sup>Der Strom konnte sogar für eine kurze Zeit auf den Rekordwert von 65 mA gesteigert werden.

### 2.6.1 Präparation von K<sub>2</sub>CsSb

Für die Präparation von K<sub>2</sub>CsSb existieren verschiedene Methoden. Der traditionelle Weg nach Sommers Original PMT-Rezept besteht aus einer sequentiellen Deposition des Halbmetalls Antimon sowie der Alkalimetalle Kalium und Cäsium. Während für PMTs Glas als Substrat (Transmissionsmodus) verwendet wird, sind für Photoelektronenquellen (üblicherweise Reflexionsmodus) leitende, halbleitende oder auch supraleitende Substratmaterialien möglich. Die drei Metalle werden nacheinander aus einer Evaporationsquelle (Dispenser, Effusionszelle) emittiert. Das Substrat befindet sich dabei auf einer erhöhten Temperatur, um die Reaktionsgeschwindigkeit zu erhöhen<sup>21</sup>. Während diese Möglichkeit sich lange bewährt hat und mittlerweile gut untersucht ist, bleibt das Problem der Reproduzierbarkeit [130], welchem nur mit äußerst präziser automatisierter Prozessführung entgegenzuwirken ist.

Eine alternative Methode bedient sich der Co-Deposition entweder beider Alkalimetalle oder aller drei Metalle [64], [100], [52], [59], [51]. Das gleichzeitige Auftragen der Metalle ermöglicht eine viel bessere Reproduzierbarkeit bei vergleichbar hohen QE-Werten (vgl. Abbildung 2.12) sowie eine beinahe Atomgrößen-Rauigkeit und damit kleinere intrinsische Emittanzen. Vor allem erlaubt diese Methode eine Reduzierung der fortführend einzustellenden Parameter für den Experimentator und vereinfacht die Synthese dadurch maßgeblich. Ebenfalls möglich, bisher allerdings im Ergebnis mit lediglich moderaten QE-Werten ( $QE_{532\text{nm}} = 1\%$ ) ist die Synthese durch Sputtern eines bereits synthetisierten K<sub>2</sub>CsSb-Targets [134].

Die Kathoden, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, wurden aus konstruktionsbedingten Gründen der Vakuumkammer alle nach der sequentiellen Deposition synthetisiert. Eine technische Beschreibung des Versuchsaufbaus zur Kathodenherstellung folgt in Kapitel 3.

#### Sequentielle Deposition

Die folgende Analyserekapitulation basiert auf strukturspektroskopischen Untersuchungen, welche an Röntgenquellen am BNL<sup>22</sup> [136], [126], [130], an der Cornell University [131] und am JLAB [100] durchgeführt wurden. Abbildung 2.13 stellt in einer in-situ-XRD-Aufnahme die Kristallisation während der Synthese von K<sub>2</sub>CsSb dar [136]. Ebenfalls wurden der QE-Verlauf und die Schichtdicke des jeweils aufgetragenen Films mitprotokolliert. In dieser Beispielpräparation wurde ein Si-Substrat verwendet und die Temperatur auf 100 °C während des Sb-Schrittes sowie auf 135 °C während des K- und Cs-Schrittes gehalten.

**Sb** Im ersten Schritt kondensieren die gasförmigen Antimonatome auf dem Substrat und bilden einen wenige Nanometer dicken Film. Standard-PMT-Rezepte gehen üblicherweise von 10 nm bis 20 nm aus. Charakteristisch zeigt sich, dass

<sup>21</sup>Der Zusammenhang zwischen der Temperatur und der Geschwindigkeitskonstanten eines chemischen Prozesses wird phänomenologisch in der Arrhenius-Gleichung beschrieben.

<sup>22</sup>Brookhaven National Laboratory

## 2 Theoretische Grundlagen

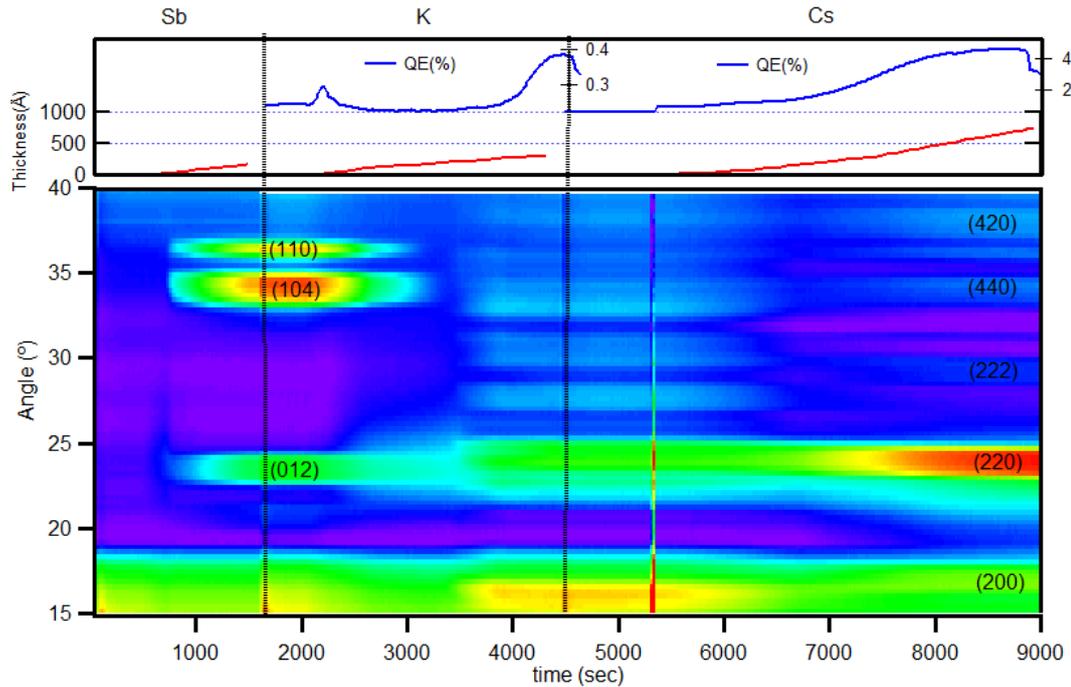


Abbildung 2.13: In-situ-XRD-Untersuchungen bei der Kristallisation von  $K_2CsSb$ . Im oberen Teilbild zeigen die blauen Linien die QE-Entwicklung ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ) und die roten Linien die aufgetragene Schichtdicke der jeweiligen Metalle. Der Konturplot im unteren Teilbild zeigt die Entwicklung der Kathoden-Kristallisation, wobei die Ordnung der Kristallreflexion des Sb-Films und der fertigen  $K_2CsSb$ -Verbindung gekennzeichnet ist und die jeweilige Intensität farblich kodiert ist. Aus [136].

Antimon dabei ab einer bestimmten Dicke (im gezeigten Beispiel in Abbildung 2.13 ab 700 s) vom amorphen in einen polykristallinen hexagonalen und trigonalen Zustand übergeht. Abhängig von Substrat, Temperatur bzw. Metallquelle sowie Fluss kann dieser Grenzwert zwischen 2 nm bis 8 nm variieren [129]. Für eine niedrigere Rauigkeit hat sich bewährt, die Sb-Schicht so dünn aufzutragen, dass die Kristallisation vermieden wird [161]. Um eine höhere QE zu erhalten, können die Kathoden auf diese Weise in einem „YO-YO“-Verfahren hergestellt werden [138], indem die drei Präparationsschritte mehrfach wiederholt werden. XRR-Messungen [161] deuten darauf hin, dass die endgültige Dicke der Kathode etwa dem Fünffachen der aufgetragenen Sb-Dicke entspricht. Den Effekt der Sb-Dicke haben Mamun et al. für eine Co-Deposition untersucht [100]: Werden dickere Sb-Schichten aufgetragen (bis wenige  $\mu\text{m}$ ), sind Änderungen der dominierenden Kristallebene zu verzeichnen, einhergehend mit einer erhöhten Rauigkeit und Körngröße. Es wurde gezeigt,

dass sich dickere Sb-Schichten QE-fördernd auswirken und die Lebensdauer erhöhen, jedoch ab ca. 50 nm keinen Einfluss mehr ausüben.

**K-Sb**  $\text{Sb(s)} + 3 \text{K(g)} \leftrightarrow \text{K}_3\text{Sb(s)}$

In diesem Zwischenschritt findet eine komplexe Umstrukturierung statt. Zunächst diffundieren die K-Atome in die Sb-Schicht ein. Dabei ändert sich die Oberflächenmorphologie und die Rauigkeit der Kathode nimmt zu [161]. Die anfangs kristalline Struktur des Sb-Films löst sich mit zunehmendem K-Fluss auf (in Abbildung 2.13 nach etwa 3000 s). Dieser Vorgang findet über die komplette Probe simultan statt [126], sodass zunächst eine amorphe K-Sb-Verbindung entsteht. Mit steigender Kaliummenge bilden sich erste neue polykristalline K<sub>x</sub>Sb<sub>y</sub>-Strukturen (50 nm) hauptsächlich kubischer und hexagonaler Natur<sup>23</sup>. Ab einer bestimmten Dicke (in der gezeigten Beispielpräparation nicht durchgeführt, jedoch für vergleichbare Präparationen etwa bei  $\approx 80$  nm [130]) wird die anfangs dominierende kubische Phase von der hexagonalen Phase fast vollständig abgelöst. Die endgültige Stöchiometrie ist eine Mischung aus K<sub>3</sub>Sb und weiteren K-Sb-Verbindungen, wobei die QE üblicherweise nicht  $QE_{532\text{ nm}} = 0,5\%$  übersteigt. Es ist anzumerken, dass bei der erhöhten Temperatur zwar durch die zusätzliche thermische Energie die Reaktionsgeschwindigkeit steigt, jedoch ebenso die Mobilität der K-Atome, sodass die Haftung an der Oberfläche erschwert wird. Eine Auswirkung davon ist, dass Phasentransformationen (vom Kubischen zum Hexagonalen) schnell und binnen wenigen zusätzlich aufgetragenen Nanometern ablaufen. Ein Vergleich zur Synthese bei Raumtemperatur zeigt, dass sich zwar auch hier kubische und hexagonale K<sub>3</sub>Sb-Kristalle bilden, jedoch die kubische Phase von Beginn an unterdrückt ist. Es ist zu beachten, dass die QE (meist der einzige messbare Qualitätsindikator, wenn keine weiteren Oberflächenanalysesysteme zur Verfügung stehen) während dieses Vorgangs ein Plateau erreicht. Dies gilt für den Experimentator als Indikator, die K-Deposition zu beenden und zum letzten Kathodensyntheseschritt überzugehen. Diese Tatsache dient als Erklärung für die oft nicht reproduzierbaren Ergebnisse bei der sequentiellen Synthese. Es ist für eine Hoch-QE-Kathode entscheidend, dass sich die stabile hexagonale Phase in dem K<sub>3</sub>Sb-Schritt nicht bilden darf. Da dieser Prozess rapide abläuft und sich nicht unmittelbar in der Messung der QE widerspiegelt, ist dieser Schritt als kritischster Teil der Synthese anzusehen.

**Cs-K-Sb**  $\text{K}_3\text{Sb(s)} + \text{Cs(g)} \rightarrow \text{K}_2\text{CsSb} + \text{K(g)}\uparrow$

In diesem letzten Schritt bildet sich die endgültige Kristallstruktur der Kathode, wobei die kubischen und hexagonalen Phasen von K<sub>3</sub>Sb durch Zufuhr von Cs zum kubischen K<sub>2</sub>CsSb-Gitter transformiert werden. Die Umwandlung der kubischen K<sub>3</sub>Sb-Phase gestaltet sich dabei gegenüber der hexagonalen

<sup>23</sup>Diese Tatsache konnte bereits Sommer beobachten, der von einer partiell bräunlichen sowie lilafarbenen Struktur berichtete. Wie sich später herausstellte, entspricht die mit besseren photoemissiven Eigenschaften aufgefallene bräunliche Struktur der kubischen Phase [143], [139].

$K_3Sb$ -Phase bevorzugt, da hierbei ein K-Atom energetisch einfacher durch ein Cs-Atom ersetzt werden kann. Zusätzlich wird dieser Vorgang gefördert, da die kubische Phase alkali-defizitär ist [141]. Umgekehrt wird die Transformation vom dichter gepackten hexagonalen  $K_3Sb$ -Gitter unterdrückt und ist effektiv nur durch Zufuhr zusätzlicher thermischer Energie möglich. Zusammenfassend gilt, dass eine Cs-Zufuhr die Kristallstruktur stabilisiert, Defekte reduziert sowie die freie Weglänge der Elektronen und somit die QE erhöht [136].

Resümierend lässt sich festhalten, dass für die sequentielle Deposition einer  $K_2CsSb$ -Synthese mit hoher QE eine vielfältige, gemischte  $K_3Sb$ -Struktur eine wesentliche Voraussetzung darstellt. Prinzipielle Reproduzierbarkeitsprobleme sind nicht auszuschließen, da Phasenänderungen sensibel auf die K-Zufuhr reagieren und vom Experimentator schwer zu erfassen sind, wenn lediglich die QE als kristallisationsdynamischer Hinweis gemessen wird. Für eine kleine intrinsische Emittanz ist eine geringe Rauigkeit der Kathodenoberfläche notwendig. Dies kann erreicht werden, indem während der Konversion von Sb zu K-Sb die kristallaufbrechenden Mechanismen unterdrückt werden, Sb demnach möglichst dünn in amorpher Struktur aufgetragen wird oder alternative Techniken wie die Co-Deposition oder das Sputtern angewendet werden. Auf lange Lebensdauern wirken sich hingegen dickere Sb-Schichten positiv aus. Dünne Kathoden ermöglichen schnellere Zeitantworten, korrelieren jedoch mit niedrigeren QE-Werten.

### 2.6.2 Strukturelle, elektronische und optische Eigenschaften

Seit ihrer Entdeckung wurde die  $K_2CsSb$ -Kathode extensiv untersucht. McCarroll bestimmte mittels XRD und chemischer Analysen die Kristallstruktur samt Gitterkonstante ( $a = 8,61 \text{ \AA}$ ) und bestätigte damit die stöchiometrische Formel zu  $K_2CsSb$  [105]. Abbildung 2.14 stellt die Elementarzelle eines kubisch flächenzentrierten Gitters (fcc) von  $K_2CsSb$  grafisch dar. Die Stöchiometrie ist im Einklang mit und isostrukturell zu anderen effektiven I-V-Photoemittern wie z.B.  $Na_2KSb$  oder  $Cs_3Sb$ . Ebenfalls bemerkte McCarroll die multikristalline Natur der Kathode mit vielen Kristallebenen sowie einen gewissen Umfang an nichtstöchiometrischen Verbindungen. Die Existenz von unterschiedlichen Phasen mit wechselnden Verbindungen an der  $(KCs)_3Sb$ -Zusammensetzung deutet auf ein gewisses Defektlevel und imperfekte Kristallisation hin. Moderne, auf Echtzeit-XRF-Methoden basierende Synthesen erlauben die Kontrolle der korrekten Stöchiometrie während des Kristallwachstums [52]. Das korrekte Verhältnis an Atomen (K:Cs:Sb = 2:1:1) begünstigt reproduzierbare Kathoden mit einer hohen QE.

Aufgrund der Verwendung unterschiedlicher Syntheserezepte, Substrate, Metallquellen, Vakuumbedingungen etc. sind in der Literatur mitunter differierende Werte für die in Tabelle 2.2 zusammengefassten elementaren Parameter von  $K_2CsSb$  zu finden. Beruhend auf diesen Werten ist in Abbildung 2.15 das reduzierte Bandschema von  $K_2CsSb$  dargestellt. Literaturwerte für die Bandlücke stimmen überwiegend mit  $E_G = 1 \text{ eV}$  bis  $1,2 \text{ eV}$  überein [116], [64]. Nathan und Mee haben die Elektronenaffinität im Bereich von  $\chi_{\text{eff}} = 0,4 \text{ eV}$  bis  $1,1 \text{ eV}$  gemessen [117], [116]. Der

## 2.6 K<sub>2</sub>CsSb: Eine Photokathode für Hochstrombeschleuniger

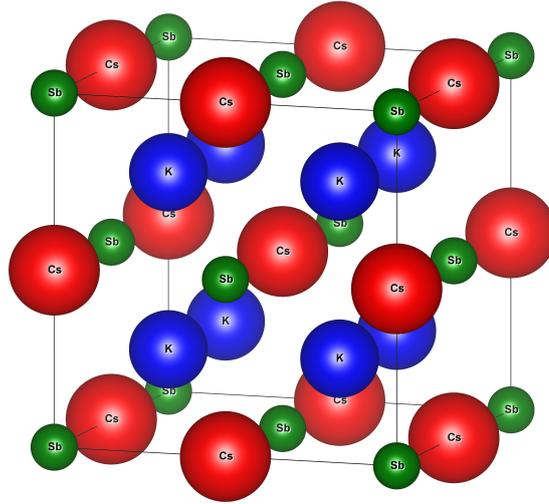


Abbildung 2.14: Kubische Elementarzelle (fcc) von K<sub>2</sub>CsSb. Die Einheitszelle hat die Raumgruppe  $Fm\bar{3}m$  (Nr. 225) mit der Gitterkonstante  $a = 8,61 \text{ \AA}$  [58], [105]. Das Bild wurde mit VESTA 3 [111] erstellt.

Parameter	Wert	Einheit	Referenz
max. QE (400 nm)	30	%	[139]
$\tau_{1/e}$ für 6480 C	30	h	[56]
Antwortzeit $\tau_{FWHM}$	< 2	ps	Kapitel 5
Bandlücke $E_G$	1; 1,2	eV	[116, 60]; [64];
Elektronenaffinität $\chi_{eff}$	1,1; 0,7; 0,9	eV	[116]; [64]; [60]
Austrittsarbeit $\Phi$	1,56; 2	eV	[116]; Kapitel 4
intrinsische Emittanz $\epsilon_n$ (405; 532; 543 nm)	0,87; 0,56; 0,37	$\mu\text{m mm}^{-1}$	[27], [152]
Kristallstruktur	kubisch $DO_3$		[105]
Gitterkonstante	8,61; 8,87	$\text{\AA}$	[105]; [52]
optische Eindringtiefe $l_a$ (532 nm)	32	nm	[86]
Austrittstiefe $L$ (freie Weglänge) (532 nm)	30	nm	[112]

Tabelle 2.2: Zusammenfassung ausgewählter Eigenschaften von K<sub>2</sub>CsSb.

niedrigere Wert wurde dabei aus der Energieverteilung der Elektronen, der höhere aus Absorptions- und Fotoleitfähigkeitsexperimenten bestimmt. Zusätzlich haben die Autoren die Austrittsarbeit zu  $\Phi = 1,6 \text{ eV}$  mittels einer CPD-Messung bestimmt und das Ergebnis auf eine p-Dotierung und eine Bandbiegung an der Oberfläche-Vakuum-Grenzschicht zurückgeführt. In [60] haben Fisher und Sommer ein Akzeptorniveau von  $\approx 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  abgeleitet und K<sub>2</sub>CsSb als einen leicht p-dotierten<sup>24</sup> bzw. nahezu intrinsischen Halbleiter bestimmt. Dabei wurde diese Abschätzung aus dem gemessenen spezifischen Widerstand von  $2 \cdot 10^3 \Omega \text{ cm}$  für eine 50 nm dicke Kathode vorgenommen. Hieraus lässt sich ferner ableiten, dass der elektrische Widerstand

<sup>24</sup>Zum Vergleich: Für die hoch dotierte Na<sub>2</sub>KSb-Kathode haben die Autoren eine um den Faktor 100 höhere Akzeptorkonzentration gemessen.

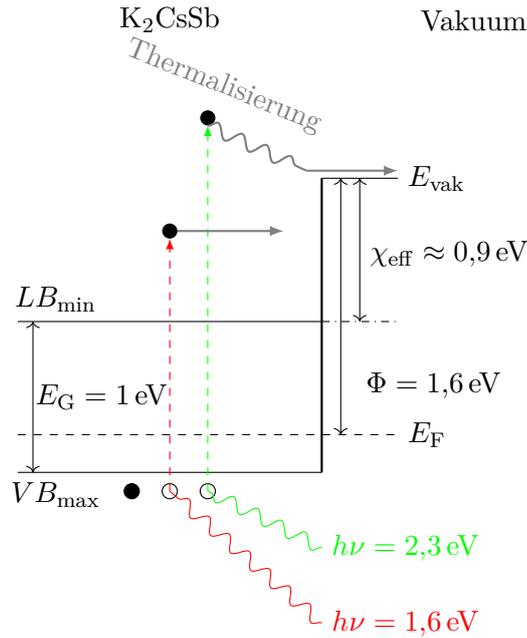


Abbildung 2.15: Reduziertes Bandschema von K<sub>2</sub>CsSb. Der Halbleiter gilt als fast intrinsisch bzw. leicht p-dotiert. Modifiziert nach [60] mit dem Wert von  $\Phi$  aus [116].

bei Verwendung eines typischen Laserflecks von 1 mm Durchmesser während der Photoemission  $R_{\text{PE}} = 0,3 \Omega$  beträgt und K<sub>2</sub>CsSb somit für Hochstromanwendungen auch in diesem Fall als geeignet angesehen werden kann.

In einigen theoretischen Arbeiten [58], [86], [114], [36] wurde die elektronische Bandstruktur sowie die Zustandsdichte (siehe Abbildung 2.16) berechnet. Demnach handelt es sich bei K<sub>2</sub>CsSb um einen direkten Halbleiter, da das Minimum des Leitungsbandes und das Maximum des Valenzbandes übereinander liegen und Elektronen beim Übergang somit keine Impulsänderung erfahren. Das Valenzbandmaximum ist im Zentrum der Brillouin-Zone und wird bestimmt durch Sb-5*p*-Zustände, das Leitungsbandminimum hingegen von K-4*s*-Zuständen [58].

Eine Spin-Polarisierbarkeit von Elektronen erfordert eine Feinstrukturaufspaltung des Valenzbandes, welche bei K<sub>2</sub>CsSb (wahrscheinlich) nicht gegeben ist. Zudem müssen Elektronen für die Photoemission zusätzlich zur Bandlücke die Elektronenaffinität überwinden, womit die Photonen eine höhere Energie aufweisen müssten, als dies für den geforderten direkten  $\Gamma - \Gamma$ -Übergang notwendig wäre.

Die Berechnung der Dispersionsrelation erlaubt wiederum Rückschlüsse auf die optischen Eigenschaften des Kristalls und die Bestimmung des Imaginärteils der dielektrischen Funktion, des Absorptionskoeffizienten (Abbildung 2.17). Als guter Photoemitter zeigt K<sub>2</sub>CsSb eine Transparenz im sichtbaren elektromagnetischen Spektrum, wobei die Bandlücke den Schwellenenergiewert der Photonen definiert.

2.6  $K_2CsSb$ : Eine Photokathode für Hochstrombeschleuniger

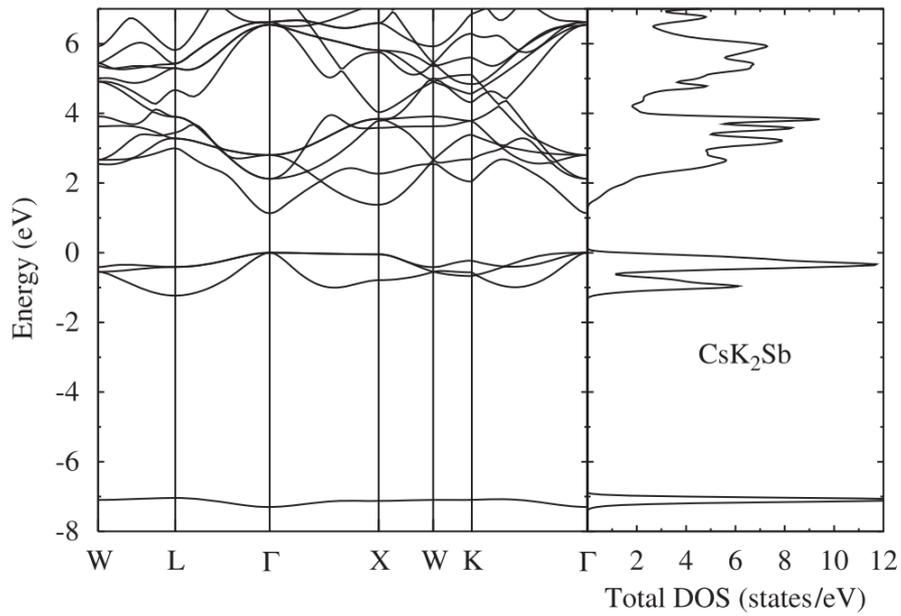


Abbildung 2.16: Energiebänder (links) und Zustandsdichte (rechts) von  $K_2CsSb$ . Aus [58].

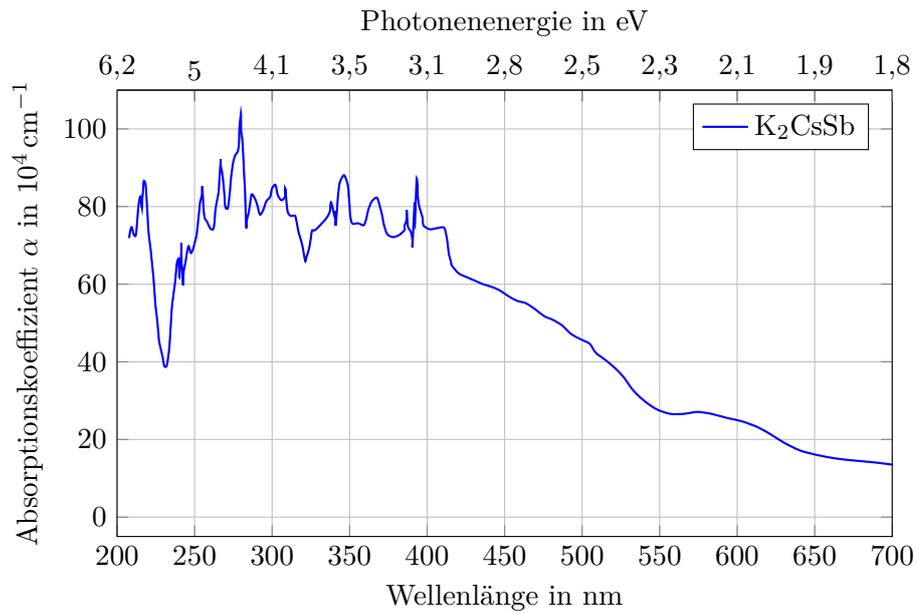


Abbildung 2.17: Berechneter Absorptionskoeffizient von  $K_2CsSb$ . Die Daten sind aus [86] reproduziert.

## 2 Theoretische Grundlagen

Mit steigender Photonenenergie steigt der Absorptionskoeffizient, bis er im UV relativ stabil verbleibt.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass sich  $K_2CsSb$  in besonderem Maße als Photokathode für den (unpolarisierten) Betrieb eines Hochstrombeschleunigers eignet. Im Besonderen zeichnen sie ihre hohe QE, hohe Robustheit, niedrige Austrittsarbeit sowie eine schnelle Zeitantwort gegenüber anderen Kathoden aus. In den folgenden Kapiteln werden diese Eigenschaften quantitativ untersucht und die dazugehörigen Messmethoden vorgestellt.

# 3 Herstellung von K<sub>2</sub>CsSb-Photokathoden

K<sub>2</sub>CsSb-Photokathoden werden durch das PVD-Verfahren in einer Vakuumkammer unter UHV-Bedingungen hergestellt. Dabei wird zunächst ein dünner Film Antimon auf ein geeignetes Substrat aufgetragen, welches anschließend unter Zugabe der Alkalimetalle Kalium und Cäsium zum gewünschten Halbleiter reagiert. Zur Beschleunigung der Reaktion wird das Substrat während der Präparation auf einer erhöhten Temperatur gehalten. Um eine erfolgreiche Photokathodensynthese zu gewährleisten, muss die Prozessführung sorgfältig überwacht werden. In diesem Kapitel werden folgend der experimentelle Aufbau sowie die Ergebnisse der Kathodenherstellung vorgestellt.

## 3.1 Die K<sub>2</sub>CsSb-Anlage

Ab dem Jahr 2008 wurde die verwendete Vakuumkammer zur Synthese der Photokathoden, die K<sub>2</sub>CsSb-Anlage, nach dem Vorbild der an MAMI gängigen CsO:GaAs-Präparationskammern aufgebaut und 2010 wurden damit erstmals K<sub>2</sub>CsSb-Kathoden mit einem Bestwert von  $QE_{400\text{ nm}} = 10\%$  präpariert [6].

Als nachteilig hat sich der recht einfache Aufbau mit festen Positionen der Metallquellen erwiesen, da zum einen so kein gleichmäßiger Filmauftrag garantiert werden konnte sowie zum anderen ohne zusätzliche Abschirmung das gesamte Vakuumkammerinnere bedeckt wurde. In einem diese Arbeit vorbereitenden Projekt wurde die K<sub>2</sub>CsSb-Anlage deshalb konzeptionell umgestellt. So wurden die drei Dispenser auf einer eigenen Rotierachse eingebaut, mit der Absicht, sie für den Bedampfvorgang jeweils senkrecht unter die feste Position des Substrates zu positionieren. Weiterhin ermöglichten zwei übereinander liegende Töpfe die räumliche Eingrenzung des Metallflusses in der Vakuumkammer (siehe Abbildung 3.2).

Im Rahmen dieser Arbeit wurden weitere konstruktionstechnische Optimierungen, auf die im Verlauf dieses Kapitels eingegangen wird, vorgenommen. Somit konnten Photokathoden mit einer um den Faktor 2 gestiegenen QE synthetisiert werden.

### 3.1.1 Mechanischer Aufbau der Präparationskammer

In Abbildung 3.1 ist ein 3D-CAD-Modell der K<sub>2</sub>CsSb-Anlage dargestellt. Ein Ganzmetallventil<sup>1</sup> im Aufbau dient der vakuumtechnischen Isolation gegenüber einem

---

<sup>1</sup>VAT Vakuumventile AG, Modell 481

### 3 Herstellung von $K_2CsSb$ -Photokathoden

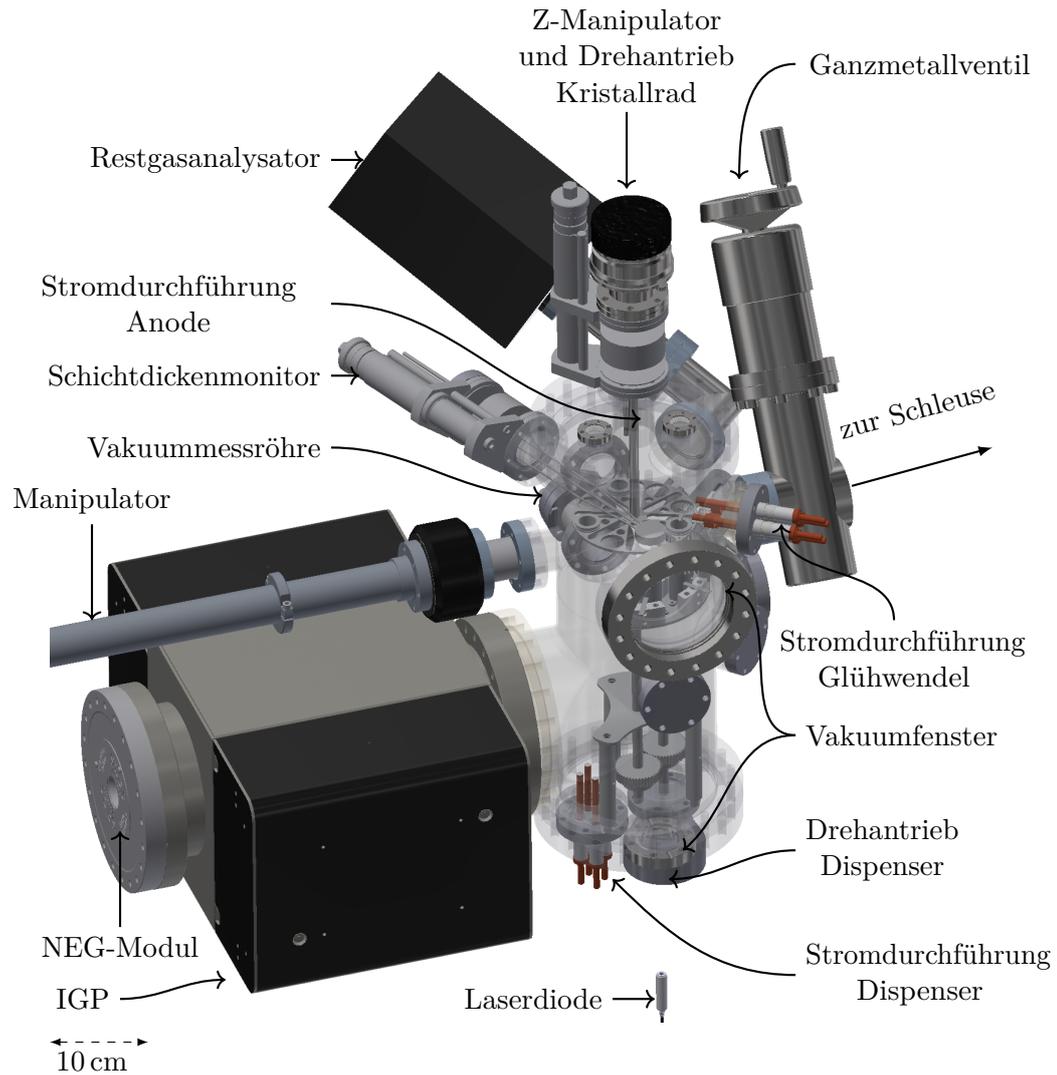


Abbildung 3.1: 3D-Modell der  $K_2CsSb$ -Anlage. Die Vakuummutter ist aus Gründen der Übersichtlichkeit transparent dargestellt.

daran angebautes Schließensystem, an das wiederum entweder eine Transportkammer (Kapitel 3.1.2) oder eine Analyseammer (Kapitel 4.1) angeflanscht werden kann. Für das Hantieren im Vakuum kann die Position des Kathodenhalters (Puck) mittels eines Manipulators sowie eines Kristallrades vertikal und horizontal geändert werden. Am unteren Flansch sind Stromdurchführung und Drehtrieb zum Betrieb der Dispenser sowie ein Vakuumfenster zur QE-Messung verbaut. Der obere Flansch hält das Kristallrad an einem Z-Manipulator und einem Drehtrieb. Weiterhin sind hier für die Justage des Laserflecks und zur Sichtkontrolle der Positionierung

der Dispenser und des Pucks zwei Vakuumfenster und eine Stromdurchführung für die Anode angebracht. An den seitlichen Flanschen befinden sich zwei Glühwendeln samt Stromdurchführungen, ein Schichtdickenmonitor (SDM) für die Kontrolle des Metallflusses, ein Restgasanalysator (RGA) und eine Vakuummessröhre sowie ein weiteres Vakuumfenster zur Sichtkontrolle. Abbildung 3.2 verdeutlicht den inneren Aufbau der Vakuumkammer sowie deren Funktionsweise. Zunächst wird der zu

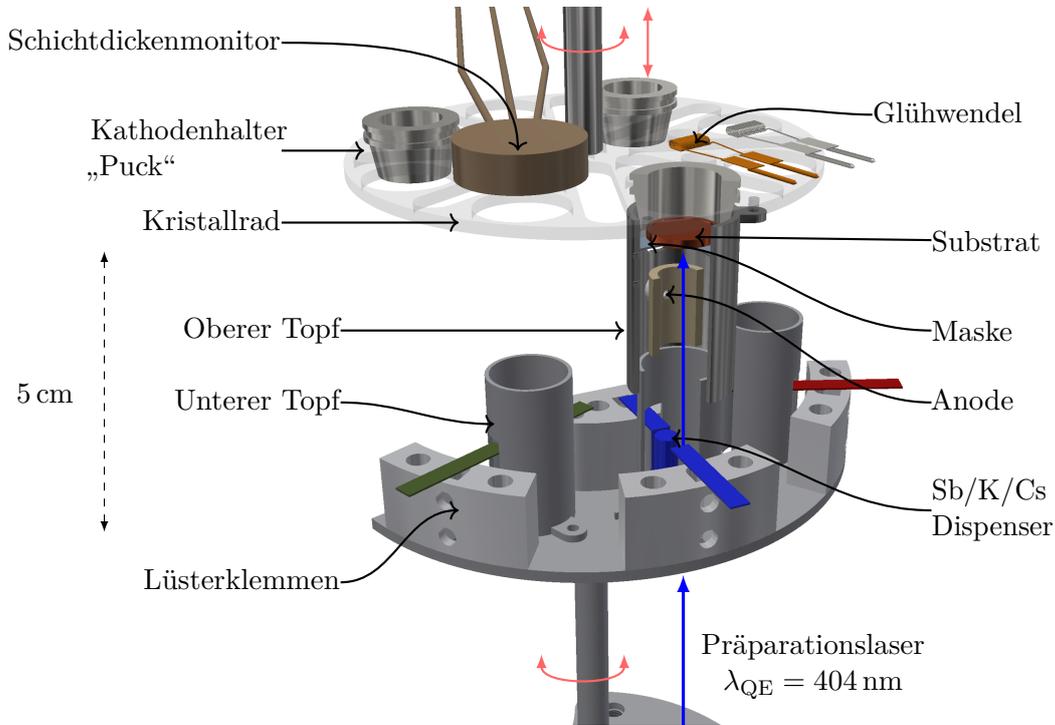


Abbildung 3.2: Innerer Aufbau der  $K_2CsSb$ -Anlage. Zur besseren Übersicht sind das Kristallrad transparent sowie die beiden Töpfe und der Puck im Halbschnitt dargestellt.

präparierende Puck mit dem darin montierten Substrat in die Position des Kristallrades gesetzt, unter der „oberen Topf“ angebracht ist. Daraufhin wird der Puck für die Präparation unter die Glühwendel gefahren. Die Metallquellen werden entsprechend nacheinander jeweils senkrecht unter den Puck gefahren, dass der „untere“ und der „obere“ Topf miteinander bündig abschließen. Im Idealfall breiten sich die Beschichtungsteilchen aufgrund der guten Vakuumverhältnisse praktisch geradlinig von der Quelle zum Substrat aus, jedoch zeigt die Erfahrung aus der Erst-inbetriebnahme der  $K_2CsSb$ -Anlage, dass sich der Materialdampf zwangsläufig auch an der Gefäßwand des Rezipienten niederschlägt. Um dies einzudämmen, wurde das Topf-Prinzip integriert. Schließen beide Töpfe bündig ab, kondensieren die Atome

### 3 Herstellung von $K_2CsSb$ -Photokathoden

an der Innenwand, womit die Vakuumkammer mit allen Stromdurchführungen und Fenstern geschützt wird.

Die Glühwendel dient einerseits der thermischen Reinigung der Substrate und andererseits der Substraterwärmung während der Synthese. Vor jedem Präparations-schritt wird der jeweilige Metallfluss eingestellt bzw. kann während der Präparation kontrolliert werden. Dies wird indirekt ausgeführt, indem die Dispenser unter den SDM gefahren werden. Der SDM ist zur horizontalen Positionierung auf einer mechanischen Durchführung angebracht. Zur Messung der QE befindet sich im oberen Topf eine auf positivem Potential gehaltene Anode sowie eine Maske ( $R = 5\text{ mm}$ ), die den photoaktiven Bereich auf dem Substrat eingrenzt. Eine blaue Laserdiode<sup>2</sup> ( $\lambda = 404\text{ nm}$ ,  $P = 4,7\text{ mW}$ ) dient als Lichtquelle.

#### 3.1.2 Schleuse und Transportkammer

Die Schleuse erlaubt den Zugang zur Präparationskammer, ohne die UHV-Verhältnisse zu unterbrechen. Abbildung 3.3 zeigt den Aufbau in einem 3D-Modell.

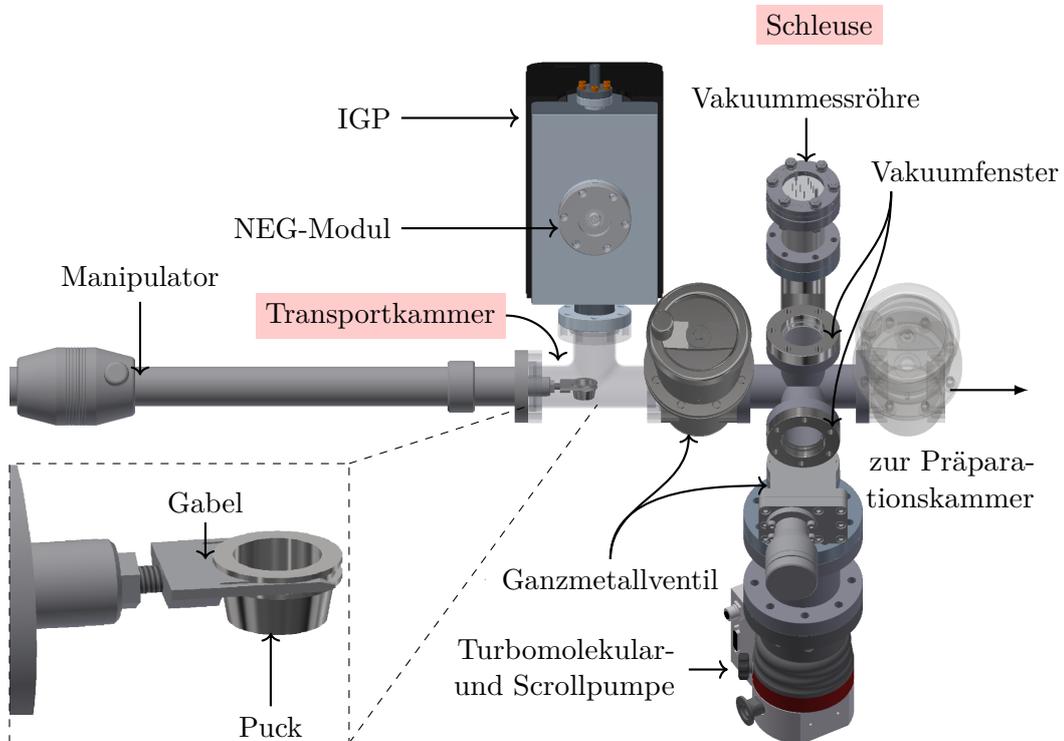


Abbildung 3.3: 3D-Modell der Schleuse mit angeflanschter Transportkammer (transparent dargestellt).

<sup>2</sup>Thorlabs, Modell CPS405

Dazu kann die Präparationskammer mit einem Ganzmetallventil abgesperrt sowie die Schleuse und entsprechende Anbauten wie eine Transportkammer oder die Analysekkammer (siehe Kapitel 4) ausgeheizt und evakuiert werden. Während des Ausheizens dient die an der Schleuse angebaute Turbomolekular<sup>3</sup>- sowie die Scrollpumpe<sup>4</sup> jeweils der Präparations- bzw. der Analysekkammer als mechanisches Pumpsystem.

Zwei Vakuumfenster erlauben die optische Kontrolle der Puckhalterung während der Bewegung.

Mit Hilfe der Transportkammer können die Photokathoden zur weiteren (externen) Analyse (z.B. Zeitantwortmessung) gebracht werden. Die Transportkammer besteht hierfür aus einem CF-40 T-Stück und einem zur Präparationskammer analogen Aufbau aus Manipulator und Gabelhalterung. Mittels einer Ionengetterpumpe (IGP) und einer Feststoff-Getterpumpe (engl. non-evaporable getter, NEG)<sup>5</sup> kann nach der IGP-Anzeige ein Restdruck von  $p < 10^{-11}$  mbar erreicht werden.

#### 3.1.3 Vakuumsystem

Auf Alkalimetall-Verbindungen basierende Halbleiterkathoden wie K<sub>2</sub>CsSb erweisen sich als sehr empfindlich auf Restgase. Insbesondere sauerstoffhaltige Moleküle können die photoemissive Schicht schnell zerstören, wie bereits in Abbildung 2.8 veranschaulicht. Für eine akzeptable Vakuumlebensdauer der Kathode sind deshalb mindestens UHV-Bedingungen ( $p < 1 \cdot 10^{-9}$  mbar) notwendig. Alle verbauten Elemente und Materialien müssen eine entsprechende UHV-Kompatibilität aufweisen.

Um die geforderten Druckverhältnisse zu erreichen, wird die K<sub>2</sub>CsSb-Anlage bei mindestens 150 °C ausgeheizt. Auf diese Weise werden die Desorptionsraten der an den Innenwänden adsorbierten Gasmoleküle sowie die Diffusion von Wasserstoff aus dem Inneren der Edelstahlwände effektiv reduziert [85]. Dafür hat sich der im Blockdiagramm in Abbildung 3.4 gezeigte Ablauf bewährt. Die Ausheiztemperatur wird dabei durch die Dispenser (siehe Kapitel 3.1.4) begrenzt. Zur Evakuierung stehen die mechanischen Pumpen an der Schleuse sowie eine IGP<sup>6</sup> und ein NEG-Modul<sup>7</sup> zur Verfügung. Um Korrosionseffekte an den Dispensern und den Filamenten zu vermeiden, lassen sie sich durch Anlegen eines kleinen Stromes auf leicht erhöhte Temperatur bringen. Der Totaldruck wird mit einer Bayard-Alpert-Messröhre<sup>8</sup> sowie einer Kaltkathode<sup>9</sup> an der Schleusekkammer gemessen. Ein Quadrupol-Massenseparator<sup>10</sup> erlaubt die Kontrolle der Restgaspartialdrücke sowie die Durchführung von Lecktests. Abbildung 3.5 zeigt die typische Restgaszusammensetzung nach dem Ausheizen der Kammer mit  $T = 150$  °C, wobei nach

<sup>3</sup>Pfeiffer Vacuum, Modell HiPace80, Nennsaugleistung 45 L s<sup>-1</sup>

<sup>4</sup>Edwards, Modell nXDS

<sup>5</sup>Gamma Vacuum, Modell TiTan45S, Nennsaugleistung 45 L s<sup>-1</sup>

<sup>6</sup>GammaVacuum, Modell TiTan300T, Nennsaugleistung 300 L s<sup>-1</sup>

<sup>7</sup>SAES CapacityTorr, Nennsaugleistung 2000 L s<sup>-1</sup>

<sup>8</sup>Vacom, Modell Atmion

<sup>9</sup>Pfeiffer, Modell PTR

<sup>10</sup>Amatek, Model Dycor LC-D 200

### 3 Herstellung von $K_2CsSb$ -Photokathoden

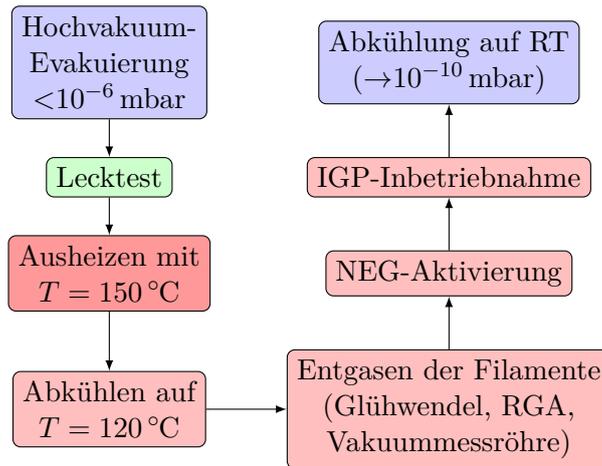


Abbildung 3.4: Blockdiagramm zum Evakuierungsprozess der  $K_2CsSb$ -Anlage. Die Ausheiztemperatur ist aufgrund der Dispenser auf  $T = 150\text{ }^\circ\text{C}$  begrenzt. Die Kammer wird bei dieser Temperatur so lange gehalten, bis sich der Druck binnen 24 h nicht mehr als 10 % verändert. Ein Enddruck im niedrigen  $10^{-10}$  mbar-Bereich kann erreicht werden.

Abkühlung auf Raumtemperatur (RT) ein Gesamtdruck von  $2 \cdot 10^{-10}$  mbar erreicht werden kann. Dominiert wird das Massenspektrum durch Wasserstoff, Wasser, Stick-

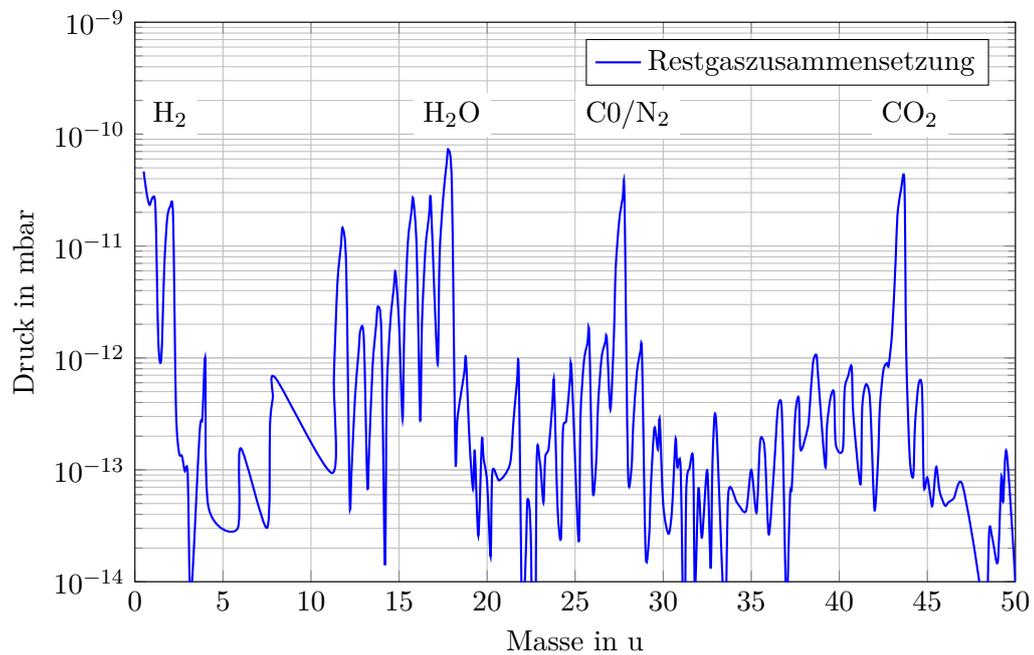


Abbildung 3.5: Restgaszusammensetzung nach dem Ausheizen der Vakuumkammer.

stoff/Kohlenstoffmonoxid und Kohlenstoffdioxid. Die Partialdrücke dieser Gase befinden sich alle im oberen 10<sup>-11</sup> mbar-Bereich. Das Spektrum zeigt die Aufnahme bei Benutzung eines Sekundärelektronenvervielfachers und wurde auf das H<sub>2</sub>-Signal des verbauten Faraday-Cups kalibriert, um höhere Auflösungen im sehr guten Vakuum der Präparationskammer zu ermöglichen. Die Vakuumbedingungen verbessern sich nach der zusätzlichen Aktivierung der Dispenser (siehe Kapitel 3.1.4).

Es ist anzumerken, dass der verwendete RGA beim Betrieb der Dispenser nicht genügend Sensitivität gegenüber den Partialdrücken der Alkalimetalle und Antimon aufweist. Die Vermutung liegt nahe, dass der Quadrupol-Massefilter so, wie er im vorhandenen Aufbau eingebaut ist, den direkten Metallfluss nicht detektieren kann, fernerhin die beiden Töpfe die Evaporationsrichtung zusätzlich eingrenzen. Somit kann er als Instrument zur Analyse des Flusses während der Kathodenherstellung nicht verwendet werden.

### 3.1.4 Film Deposition: Charakterisierung und Kalibration

Bei der Präparation einer Photokathode werden nacheinander Antimon (etwa 10 nm bis 20 nm), Kalium (20 nm bis 60 nm) und Cäsium (60 nm bis 100 nm) auf ein geeignetes Substrat aufgebracht. Für die Deposition der dünnen Filme werden kommerziell erhältliche Dispenser verwendet. Dies sind Edelstahlröhrchen, welche die Alkalimetalle in einer Zintl-Phase<sup>11</sup> bzw. Antimon als pures Metall enthalten. Werden sie mit einer Stromstärke von einigen Ampere erhitzt, kommt es zur Evaporation der darin enthaltenen Metalle. Um den gewünschten Metallfluss zu kontrollieren, werden die Dispenser mit Hilfe des SDMs kalibriert.

#### Metallquellen

Sowohl das Halbmetall Antimon als auch die beiden Alkalimetalle Kalium und Cäsium besitzen spezifische Eigenschaften, auf die geachtet werden muss. Tabelle 3.1 fasst die wichtigsten Eigenschaften der verwendeten Metalle zusammen.

Metall	Atommasse in u	kovalenter Atomradius in pm	Dichte in g cm <sup>-3</sup>	Siedepunkt in °C	Schmelzpunkt in °C
Sb	121,76	138	6,53	1587	630,6
K	39,10	196	0,83	759	63,5
Cs	132,91	225	1,84	671	28,5

Tabelle 3.1: Zusammenfassung der Metalleigenschaften nach [71].

<sup>11</sup>Zintl-Phasen sind intermetallische Verbindungen zwischen elektropositiven Alkalimetallen und elektronegativen Elementen. Bei den verwendeten Dispensern handelt es sich um Alkalimetall-Bismut-Legierungen.

### 3 Herstellung von $K_2CsSb$ -Photokathoden

Bei Raumtemperatur ist Antimon auch an Luft stabil, die hohe Sublimationstemperatur erlaubt eine unkomplizierte Handhabung in purer Form. Kommerziell erhältlich ist es in einer Reinheit bis zu 99,9999 %.

Alkalimetalle sind hygroskopisch und sehr reaktiv, womit sich eine Handhabung als pures Metall umständlich<sup>12</sup> gestaltet. Deshalb muss unter einer Schutzgasatmosphäre wie Argon oder Stickstoff gearbeitet werden. Zusätzlich ist es infolge des hohen Dampfdrucks von Cäsium bei Raumtemperatur (siehe Abbildung 3.6) notwendig, eine Kühlung zu gewährleisten.

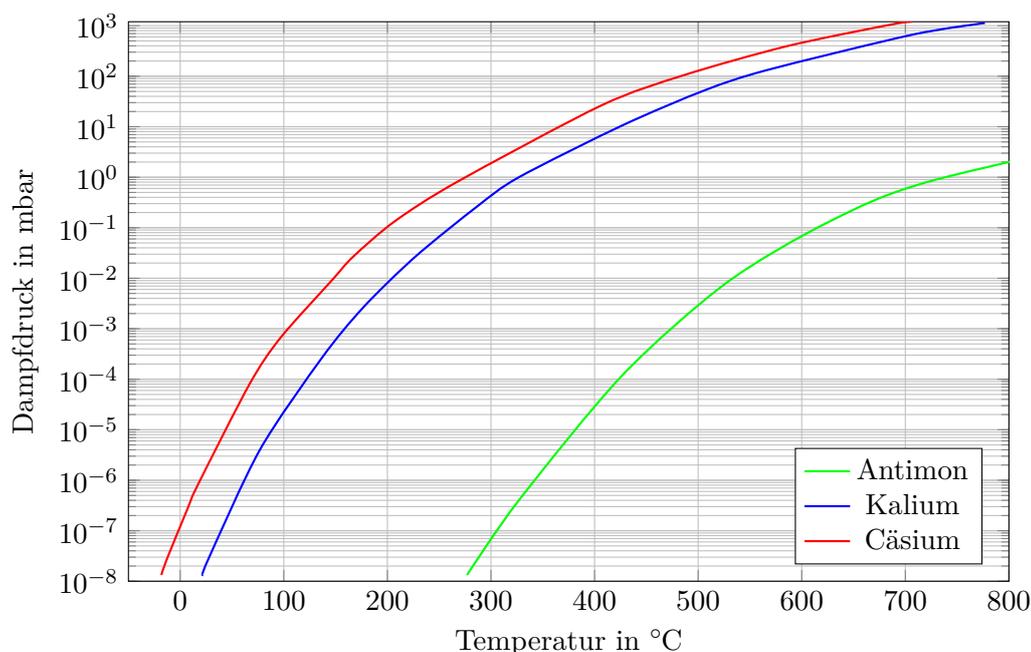


Abbildung 3.6: Dampfdruck von Antimon, Kalium und Cäsium. Bei Raumtemperatur beträgt der Dampfdruck von Cäsium bereits  $1 \cdot 10^{-6}$  mbar. Die Daten sind reproduziert aus [81].

Üblicherweise werden die Alkalimetalle daher als Legierungen angeboten, welche die Sublimationstemperatur deutlich erhöhen und so einen Betrieb in UHV-Kammern erlauben und eventuell sogar eine Handhabung an Luft ermöglichen. Kommerziell erhältlich als Dispenser sind sie als Chromate von SAES<sup>13</sup> (z.B.  $CsCrO_4$ ) und in Zintl-Phasen (z.B.  $Bi_2Cs$  oder  $BiCs_3$ ) als AlfaSources von AlfaVakuo<sup>14</sup>, wobei letztere Firma ebenfalls Antimondispenser anbietet. Bei einem Druck von  $10^{-6}$  mbar kann bspw. die Sublimationstemperatur von reinem Cs ( $22^\circ C$ ) durch Verwendung von  $Bi_2Cs$  um knapp  $430^\circ C$  gesteigert werden [8].

<sup>12</sup>Cäsium ist das elektropositivste Element im Periodensystem und neben Gallium und Quecksilber das einzige Metall, das bei Raumtemperatur flüssig ist.

<sup>13</sup>Saes Getters S.p.A, Mailand, Italien

<sup>14</sup>AlfaVakuo e.U., Althofen, Österreich (Ehemals Alvatec)

Wichtigste Anforderungen an die Metallquellen sind:

- hohe Kapazität
- hohe Stabilität
- niedrige thermische Belastung des Substrates während des Betriebes
- niedrige Belastung des Vakuums.

Im Gegensatz zu den Chromaten (Inhalt eines Cs-Dispensers: 5 mg bis 10 mg) erlaubt die Bismut-Legierung der AlfaSources (250 mg) zum einen eine signifikant höhere Kapazität sowie zum anderen eine niedrigere thermische Belastung bei höherem möglichem Fluss (vgl. [89]). Ebenfalls versprechen die Ausgaswerte für Wasserstoff, Wasser und Kohlenstoffdioxid besser zu sein [8]. Aus diesen Gründen fiel die Wahl auf die AlfaSources<sup>15</sup>. Insbesondere im Hinblick auf erste Experimente zur Herstellung der Kathoden erlaubt die höhere Kapazität mehrere Versuche, ohne die Vakuumkammer jeweils belüften und teils mehrwöchig ausheizen zu müssen.

Da sie allerdings nicht luftstabil sind, werden die Alkalimetall-Bismut-Legierungen unter einer Argon-Schutzgasatmosphäre, abgedichtet mit Indium, geliefert. Abbildung 3.7 zeigt eine Fotografie sowie den schematischen Aufbau der verwendeten Typ-V AlfaSource.

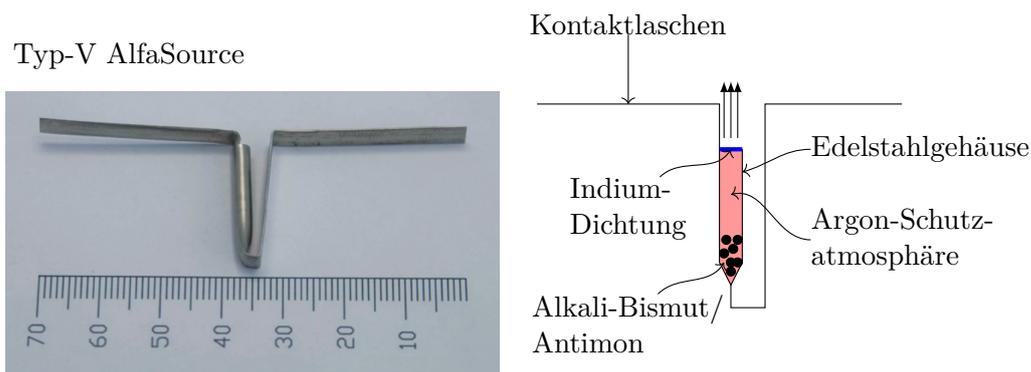


Abbildung 3.7: Links: Fotografie einer Typ-V AlfaSource [8]. Rechts: Schematischer Aufbau.

Die Inbetriebnahme der Dispenser erfolgt in drei Schritten: Ausheizen, Aktivierung, Evaporation. Der erste Schritt findet zeitgleich mit dem Ausheizen der Vakuumkammer statt. Für die Aktivierung muss mindestens die Schmelztemperatur von Indium ( $156\text{ }^\circ\text{C}$ ) anliegen, damit diese Schutzschicht wegschmelzen kann. Dies wird bei einem Strom von  $3\text{ A}$   $5\text{ min}$  [8] lang durchgeführt. Das Indium bleibt bei diesem Vorgang an der Innenseite des Edelstahlröhrchens kleben und das Argon kann schnell abgepumpt werden. Weil Indium chemisch stabil ist, findet keine Reaktion mit den Alkalimetallen bzw. mit Antimon statt. Schließlich können bei Erreichen

<sup>15</sup>AS-3-Sb-400-V, AS-3-K-65-V, AS-3-Cs-250-V

### 3 Herstellung von $K_2CsSb$ -Photokathoden

von etwa  $450^\circ\text{C}$  die Alkalimetalle bzw. bei etwa  $600^\circ\text{C}$  Antimon in reiner Form verdampfen. Der Metallfluss kann mit dem Dispenserstrom reguliert werden.

Eine einfache analytische Abschätzung für ein gleichmäßiges Bedampfen einer Hemisphäre<sup>16</sup> aus einer Punktquelle ergibt für eine typische Kathode einen Verbrauch von etwa 2 mg Sb, 0,85 mg K und 3 mg Cs. Mit dem maximal erhältlichen Inhalt sollte ein Satz Dispenser somit theoretisch über 70 Kathoden-Präparationen ermöglichen.

#### Charakterisierung des Metallflusses

Treffen Teilchen aus der Gasphase auf die Substratoberfläche, werden sie adsorbiert oder reflektiert. Die Adsorptionsrate kann mathematisch durch das Produkt der beiden Faktoren Haftkoeffizient  $S$  sowie Teilchenrate bzw. Stoßzahl  $Z$  beschrieben werden [73]:

$$R_{\text{ads}} = ZS. \quad (3.1)$$

Allgemein gilt für die Stoßzahl

$$Z = \frac{p}{\sqrt{2\pi mk_{\text{B}}T}}, \quad (3.2)$$

wobei die Parameter  $p$  dem Partialdruck,  $m$  der Masse,  $k_{\text{B}}$  der Boltzmannkonstante und  $T$  der Temperatur des Gases entsprechen. Der Haftkoeffizient beschreibt die Adsorptionswahrscheinlichkeit eines Atoms oder Moleküls, welches auf eine Oberfläche trifft. Diese Größe hängt im Wesentlichen vom Bedeckungsgrad der Oberfläche sowie von der Temperatur ab und lässt sich im formalen Ansatz

$$S = \sigma f(\Theta) \exp\left(-\frac{E_{\text{A,ads}}}{RT}\right) \quad (3.3)$$

durch die Haftwahrscheinlichkeit  $\sigma$ , den auf eins normierten Anteil freier Adsorptionsplätze an der Oberfläche  $f(\Theta)$  sowie die Aktivierungsenergie pro Mol  $E_{\text{A,ads}}$  und der Gaskonstanten  $R$  beschreiben.

Für eine optimale Reaktion ist es somit wichtig neben der Substrattemperatur die Stoßzahl bzw. den Metallfluss richtig einzustellen, um einen Haftkoeffizienten möglichst nahe bei Eins zu erreichen. Als Fluss wird hierbei der Gradient der aufgetragenen Schichtdicke  $D$  gegen die Zeit  $t$  definiert (Einheit  $\text{nm s}^{-1}$ ):

$$F = \frac{\Delta D}{\Delta t} \quad (3.4)$$

Ein angemessener Fluss wirkt sich für das richtige Kristallwachstum entscheidend aus: Einerseits bedeutet ein zu niedriger Fluss eine verlangsamte Reaktion. Andererseits kann ein zu hoher Fluss in einer Reflexion am Substrat enden. Im schlimmsten

<sup>16</sup>Für die aufgetragene Masse gilt  $M = \rho V$ , wobei für  $\rho$  die Dichte der Metalle nach Tabelle 3.1 und für  $V$  das Volumen  $V = dO$  mit der Schichtdicke  $d$  und der Oberfläche  $O = \frac{1}{2}\pi r^2$  einzusetzen ist. Der Dispenserabstand beträgt  $r = 5\text{ cm}$ .

Fall können sich die Metalle (vor allem Cs [63]) auf den Keramiken der IGP-Stromdurchführung absetzen. Dies kann zu Kriechströmen und zum Ausfall der Vakuumpumpe führen. In der Literatur wurden die Werte für den Fluss zum größten Teil empirisch ermittelt und sind in der Größenordnung von 0,01 nm s<sup>-1</sup> bis 1 nm s<sup>-1</sup> [53], [130], abhängig vom jeweiligen experimentellen Aufbau.

Als quantitatives Analysegerät für die Bestimmung der Aufdampfmenge der Metalle dient dabei ein SDM. Dieser besteht aus einer Quarzkristall-Mikrowaage<sup>17</sup> und einer Steuer- bzw. Anzeigeeinheit<sup>18</sup>. Das Messprinzip basiert auf der Schwingung des Quarzkristalls mit einer Resonanzfrequenz von 6 MHz. Durch eine Massenbelegung  $\mu$  auf der Oberfläche ändert sich diese gemäß [109]

$$\Delta f = 8,9 \cdot 10^6 \frac{\text{Hz}}{\text{kg/m}^2} \cdot \Delta\mu \quad (3.5)$$

und kann durch die Elektronik im Bereich von einem Hertz sehr genau getrennt werden. Zusammen mit der Einstellung für die Dichte des adsorbierten Materials nach Tabelle 3.1 und eines Geometriefaktors, des Toolingfaktors, lassen sich so Schichtdicken von 0,1 nm auflösen. Der Toolingfaktor bezieht den Abstand sowie den Winkel der Evaporationsquelle zum Quarz bzw. zum Substrat mit ein. Im vorhandenen Aufbau beträgt der Abstand von Dispenser zum Quarz etwa 5 cm, was etwa dem gleichen Abstand wie Dispenser und Substrat entspricht. Der Winkel ist im Betrieb jeweils senkrecht und daher der Toolingfaktor gleich Eins. Eine qualitative Bewertung der Metallquellen kann mit dem SDM nicht erfolgen, hierfür wären weitere Analysegeräte wie z.B. ein XPS-System notwendig.

Weiterhin muss beachtet werden, dass der Haftkoeffizient des SDMs mit dem des Substrates nicht exakt gleichzusetzen ist. Einerseits unterscheiden sich naturgemäß Substratmaterial und Quarz sowie die Depositionsgeschichte, und andererseits fehlt die Erwärmung des Substrates bei der Kalibration auf dem Quarz. Als Anhaltspunkt dienen XRR- und SEM-Messungen in [12] und [59]. Hierbei wurde für Antimon ein Haftkoeffizient von Eins bei einem Fluss von 0,01 nm s<sup>-1</sup> und einer Temperatur von 90 °C eines Silizium-Substrats bestimmt.

Im Laufe dieser Arbeit musste die ursprüngliche Quarzkristall-Mikrowaage ausgetauscht werden, da das Signalkabel von einer Ummantelung aus Polytetrafluorethylen (Teflon) geschützt war. Üblicherweise ist Teflon ein geeignetes UHV-Material, jedoch können hoch reaktive Alkalimetalle die Kohlenstoff-Fluor-Bindung aufbrechen und dadurch die Isolationswirkung beeinträchtigen, sodass es zu einem Kurzschluss und einer Fehlfunktion kommt. Ein Ersatz mit einer Ummantelung aus Edelstahl beseitigte das Problem.

### Dispenserkalibration

Einer der wichtigsten Aspekte für eine erfolgreiche Kathodenpräparation ist die Verlässlichkeit und Reproduzierbarkeit der Dispenser. Um sicherzustellen, dass ein

<sup>17</sup>LewVac, Modell TF-BSH

<sup>18</sup>tectra GmbH, Model MTM-10

### 3 Herstellung von $K_2CsSb$ -Photokathoden

korrekter Fluss anliegt, müssen die Dispenser deshalb vor jeder Inbetriebnahme bzw. bei jeder Präparation kalibriert werden. Im vorhandenen Aufbau geschieht dies im Vorfeld der eigentlichen Präparation, d.h. zuerst wird der geeignete Fluss ermittelt und darauffolgend wird der Dispenser unter das Substrat gebracht. Für die Kalibration der Dispenser werden diese unter den Schichtdickemonitor positioniert und ihr Betriebsstrom variiert, bis der gewünschte Fluss erreicht ist. Obwohl keine Möglichkeit einer direkten Messung der thermischen Last auf dem Substrat gegeben ist, kann beim vorhandenen Abstand von 5 cm davon ausgegangen werden, dass dieser Beitrag bei den AlfaSources im Allgemeinen zu vernachlässigen ist (vgl. [89]). Die Kalibration wird am Beispiel eines Cs-Dispensers in Abbildung 3.8 gezeigt. Die

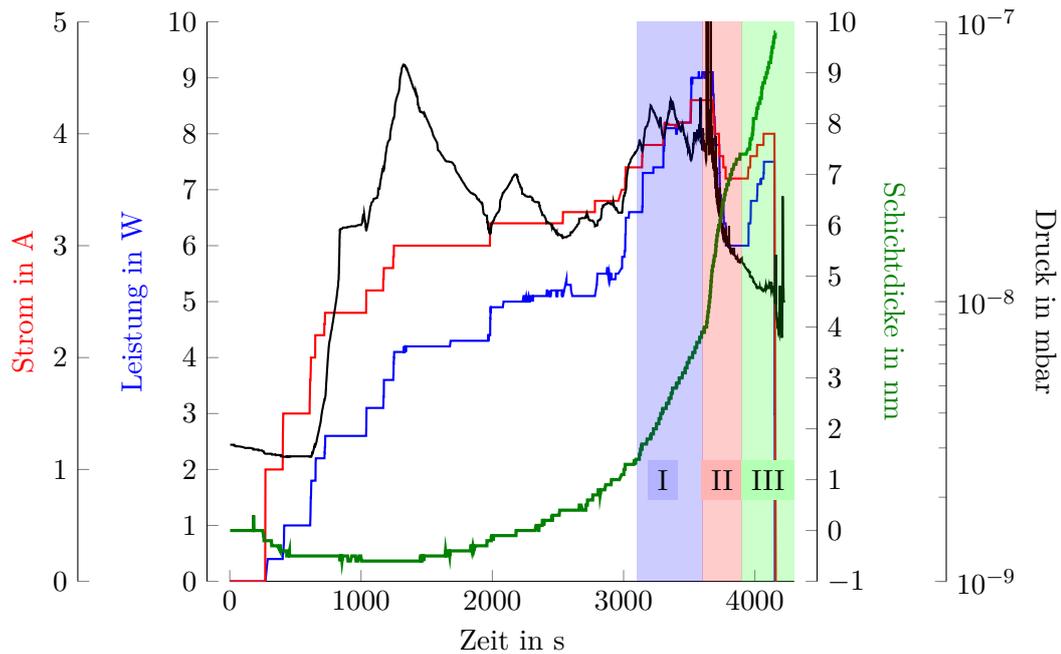


Abbildung 3.8: Beispielkalibration einer Cs-AlfaSource. Eine negative Schichtdicke bedeutet, dass der SDM sich von Adsorbaten befreit und Masse verliert. Die gekennzeichneten Bereiche I-III entsprechen einem Fluss von: I:  $0,004 \text{ nm s}^{-1}$ , II:  $0,01 \text{ nm s}^{-1}$ , III:  $0,02 \text{ nm s}^{-1}$ .

Stromstärke ist über mehrere Minuten schrittweise zu erhöhen und zeitgleich auf den Gesamtdruck, Partialdrücke von Wasser und Sauerstoff sowie die Anzeige des SDMs zu achten. Der Gesamtdruck sollte möglichst  $1 \cdot 10^{-7}$  mbar nicht übersteigen. Charakteristisch sind gewisse Ausgasraten der Dispenser, die mit leichten Druckanstiegen bei steigendem Betriebsstrom einhergehen. Hat sich ein stabiler Fluss eingestellt, so ist im Allgemeinen ein Druckabfall zu verzeichnen.

Anhand der Informationen zum Haftkoeffizienten, der jeweils gemessenen Dispenser-Ausgasraten sowie vergleichbaren Literaturwerten (z.B. [136], [126]) wurden im

Rahmen dieser Arbeit K<sub>2</sub>CsSb-Photokathoden mit einem Fluss von 0,01 nm s<sup>-1</sup> bis 0,02 nm s<sup>-1</sup> hergestellt. Es kann festgehalten werden, dass sich dabei der notwendige Betriebsstrom der AlfaSources über die jeweilige Einsatzdauer ändert sowie ferner sich von Satz zu Satz unterscheidet. Dadurch wird es notwendig, die Dispenser vor jeder Präparation zu kalibrieren und diese Kalibrierung weiterhin auch während des Filmauftrages zu kontrollieren.

### 3.1.5 Substrate

Die Wahl des Substrates wird von der Photokathodenanwendung bestimmt. So ist für den Betrieb im Transmissionsmodus, wie bei kommerziell erhältlichen Photomultipliern üblich, transparentes Glas geeignet [139]. Randbedingungen einer Elektronenquelle in einem Teilchenbeschleuniger erfordern in der Regel den Betrieb im Reflexionsmodus [15] und somit ein UHV-geeignetes metallisches (Edelstahl, Molybdän, Tantal, Kupfer) oder halbleitendes (Silizium, Galliumarsenid) Material. In SRF-Quellen gelten auch supraleitende Materialien wie LiTi<sub>2</sub>O<sub>4</sub> als Kandidaten [93]. Für hochbrillante Elektronenstrahlen, wie sie in FEL-Anwendungen gefordert werden, sind Substrate mit einer möglichst ebenen (Atomgröße) Oberflächenmorphologie von Vorteil, weil dann die endgültige Rauigkeit und somit die intrinsische Emittanz von der Kathodenoberfläche und nicht vom Substrat bestimmt wird. Einkristallines Silizium stellt hierfür ein praktisches Beispiel dar [161]. Weiterhin ist für ein effizientes Kristallwachstum ein Substrat mit einer Kristallrichtung bzw. Gitterkonstante passend zu der von K<sub>2</sub>CsSb von Vorteil wie z.B. Mo[100] ( $a_0 = 3,15 \text{ \AA}$ ,  $a_1 = 4,44 \text{ \AA}$ ) [66]. Zu beachten ist ferner die Möglichkeit einer Legierungsbildung des Substrates mit Antimon im ersten Präparationsschritt, was die endgültige QE mindern kann. Dies hat sich beispielsweise für Kupfer gezeigt [139], [137]. Aus der Literatur ist bekannt, dass Photokathoden mit Substraten aus Edelstahl [53] sowie Molybdän [154] hohe QE-Werte erzielen.

Die Fotografien in Abbildung 3.9 zeigen Beispiele von in dieser Arbeit verwendeten Substraten. Bis auf eine Mo[110]-Scheibe<sup>19</sup> und GaAs<sup>20</sup> wurden alle Substrate aus Edelstahl, polykristallinem Molybdän sowie Kupfer von der hausinternen mechanischen Werkstatt hergestellt, entweder als Scheibe oder als abgeschlossener Vollmetall-Puck. Die Metallscheiben werden im Puck durch eine Wolfram-Feder mechanisch gehalten.

Nach dem Fräsen bzw. Drehen der Substrate werden sie mit Hilfe einer Edelstahlpolitur<sup>21</sup> bzw. einer zwei-prozentigen Diamantenpaste<sup>22</sup> optisch glänzend poliert. Hierbei wird von grob (Körnung 600) bis fein (Körnung 14000) gearbeitet, bis sichtbar möglichst wenig bis keine Kratzer zu sehen sind. Anschließend folgt eine Behandlung im Ultraschallbad, eine Reinigung mit deionisiertem Wasser sowie eine Trockenbelüftung mit Stickstoff. Um Oxidationen so gering wie möglich zu halten,

<sup>19</sup>MaTecK, Jülich

<sup>20</sup>Wafer Technology Ltd., Tongwell Milton Keynes, England

<sup>21</sup>Autosol, Dursol Fabrik Otto Durst GmbH & Co. KG., Solingen

<sup>22</sup>Tabor-Apotheke Mag.pharm. Klaus Reitter KG., Steyr, Österreich

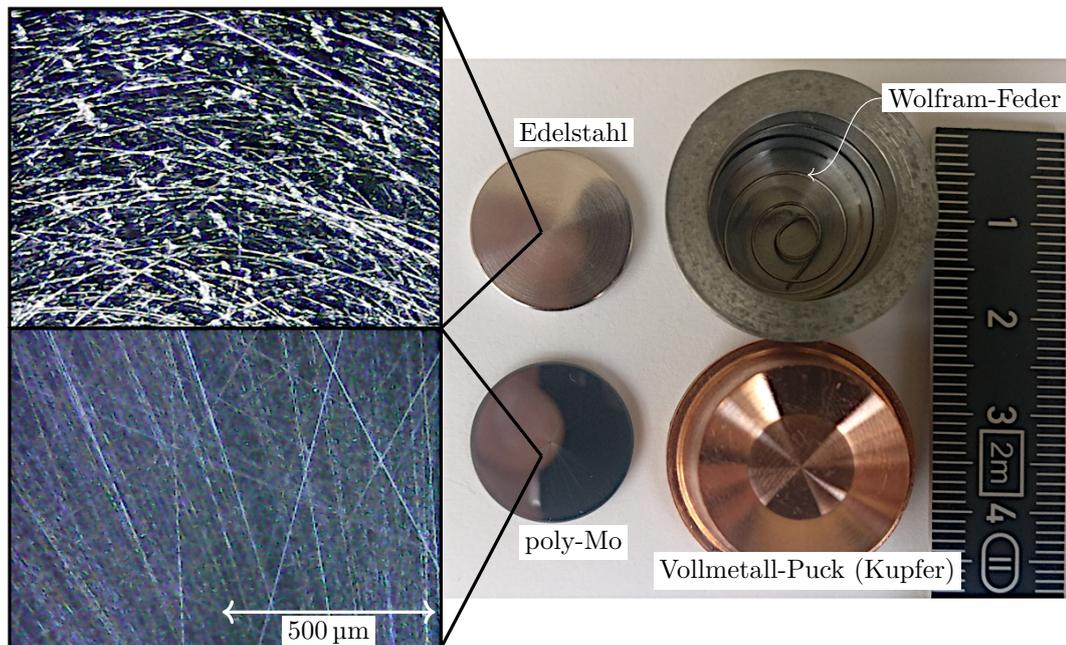


Abbildung 3.9: Fotografie einer Auswahl verwendeter Substrate. Links: Mikroskop-aufnahmen einer mit Diamantenpaste handpolierten Edelstahlprobe und einer Molybdänprobe poliert von der Firma Pilz-Optics.

erfolgt dies alles möglichst kurz vor dem Einbau bzw. Einschleusen in die UHV-Kammer. Schließlich garantiert eine mehrstündige thermische Behandlung bei bis zu  $600\text{ }^{\circ}\text{C}$  eine saubere Oberfläche für die Deposition der Metallfilme. Sechs Proben polykristallines Molybdän wurden zur Politur an eine externe Firma<sup>23</sup> gegeben. Die definierten Prozessdurchführungen beim Polieren<sup>24</sup> können nach den Mikroskop-aufnahmen aus Abbildung 3.9 qualitativ eine im Vergleich zur Handpolitur glattere Substratoberfläche bestätigen. Es ist anzumerken, dass die kleine Rauigkeit zwar für die intrinsische Emittanz eine Rolle spielt, jedoch für hohe QE-Werte von geringer Bedeutung ist.

## 3.2 Temperaturkalibration

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die bislang in der  $K_2CsSb$ -Anlage verwendete selbst-gewickelte Glühwendel aus einem Wolframdraht [6] gegen ein kommerzielles Modell<sup>25</sup> ausgetauscht. Dies bringt aufgrund einer standardisierten Produktion eine höhere Betriebsstabilität mit sich. Jedoch bedarf der Wechsel einer neuen Temperaturkalibration, welche zusätzlich durch den Einbau des oberen Topfes

<sup>23</sup>Pilz-Optics, Unterschneidheim

<sup>24</sup>Für vergleichbare Molybdänproben wird eine Rauigkeit von unter 10 nm versprochen [120].

<sup>25</sup>Osram, Model HLX64663 400W

### 3.2 Temperaturkalibration

motiviert wird, der im thermischen Kontakt zum Puck bzw. Kristallrad steht und somit die Wärmeleitung des Systems verändert.

Da die Temperatur des Substrates aufgrund fehlender Möglichkeiten in-situ weder mit einem Thermoelement noch mit einem Pyrometer<sup>26</sup> gemessen werden kann, wurde die Temperaturkalibration in einer separaten Vakuumkammer (Abbildung 3.10) durchgeführt. Dies erlaubt zudem die unterbrechungsfreie Fortführung der Expe-

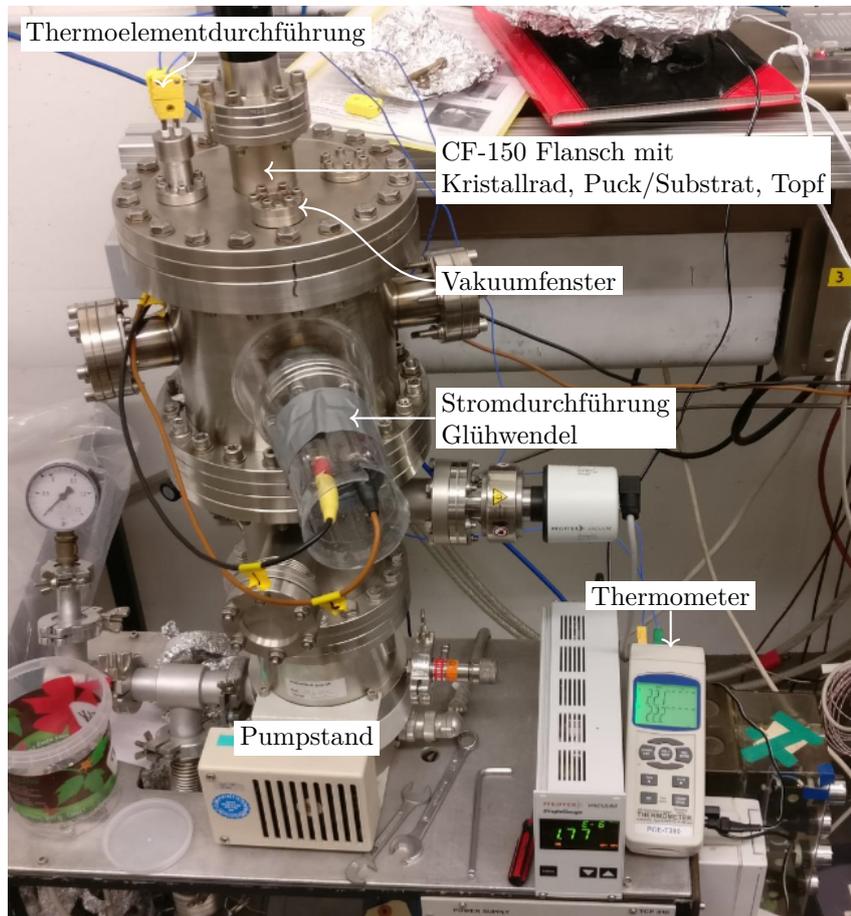


Abbildung 3.10: Aufbau zur Temperaturkalibration.

perimente in der  $K_2CsSb$ -Anlage. Der Aufbau in dieser Testkammer ist analog zur Präparationskammer und besteht aus einem Kristallrad, dem oberen Topf sowie Puck/Substrat und Glühwendel. Zusätzlich bietet die Kammer Möglichkeiten für Anschlüsse mehrerer Thermoelemente. UHV-Bedingungen sind für die Temperaturkalibration nicht notwendig, sodass der vakuumtechnische Aufbau durch einen

<sup>26</sup>Der Versuch, die Temperatur mit einem Pyrometer zu bestimmen, scheitert einerseits wegen der fehlenden Kenntnis der exakten Emissivität von  $K_2CsSb$ , andererseits wegen der fehlenden Transmission der Vakuumfenster im fernen Infrarot.

### 3 Herstellung von $K_2CsSb$ -Photokathoden

Pumpstand bestehend aus einer Turbomolekular- und einer Drehschieberpumpe realisiert wurde ( $p \approx 5 \cdot 10^{-7}$  mbar).

#### 3.2.1 Methode A: Metallproben

Eine alternative Methode zur direkten Messung mit Thermoelementen besteht darin, Metalle mit bekannten Schmelzpunkten zu erwärmen und zu beobachten, bei welchen Leistungen der Glühwendel sie anfangen zu schmelzen. Zweckmäßig wurden dazu kleine Plättchen ( $2 \times 2 \times 1$  mm) geschnitten und in den Puck auf das Substrat gelegt. Wie in der Fotografie in Abbildung 3.11 gezeigt, kann der Schmelzvorgang über ein Vakuumfenster beobachtet werden.

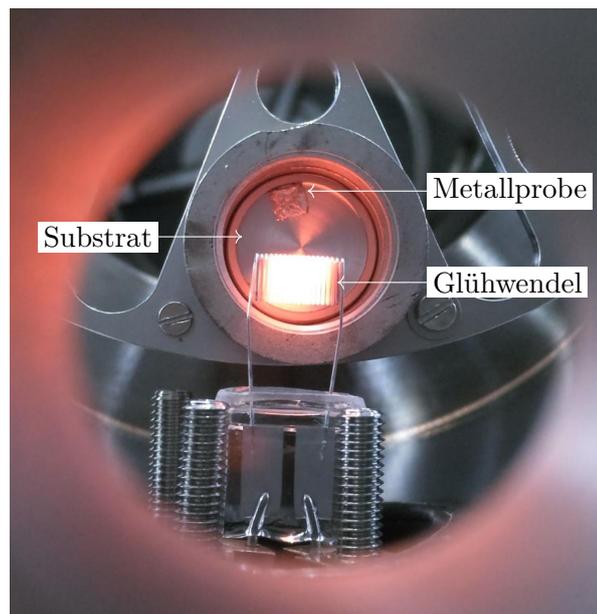


Abbildung 3.11: Fotografie zur Temperaturkalibration mittels der Methode schmelzender Metallproben.

Da die Schmelztemperatur eines Metalls nur wenig vom Druck abhängt, kann ein an Luft bestimmter Wert mit dem im Vakuum gleichgesetzt werden. Im interessanten Schmelztemperaturbereich von  $100^\circ\text{C}$  bis  $140^\circ\text{C}$  können Legierungen aus Bismut, Blei, Indium und Zinn verwendet werden. Reines Indium bietet sich für  $156^\circ\text{C}$  an. Eine unterschiedliche prozentuale Zusammensetzung aus den Metallen ergibt andere Schmelzpunkte. Diese sind mit den jeweils notwendigen Leistungen der Glühwendel (Abstand zum Substrat beträgt  $H = 18$  mm) in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

Zu beachten ist hierbei, dass diese Methode nur einen unteren Grenzwert der wahren Substrattemperatur angibt. Zum einen ist der Schmelzbeginn der feinen Blockkanten nur subjektiv vom Experimentator wahrnehmbar, zum anderen liegen die Metallblöcke auf der Kathodenrückseite des Substrates und haben somit einen geringeren Abstand zur Glühwendel.

Legierung in %-Anteil				Schmelzpunkt in °C		Leistung in W
Bi	Pb	Sn	In	Händler	Messung	
56	28	22	-	100	95	2,8
-	-	48	52	118	116	3,3
58	42	-	-	138	138	3,5
-	-	-	99,99	156	156	3,6

Tabelle 3.2: Zusammenfassung der für die Temperaturkalibration verwendeten Metalle. Der vom Händler angegebene Schmelzpunkt wurde zum Vergleich an der Luft durch die Erwärmung einer Heizplatte gemessen. Die angegebenen Werte der Heizleistung der Glühwendel stellen mit dieser Methode einen unteren Grenzwert für die Schmelztemperatur dar.

### 3.2.2 Methode B: Thermoelemente

Eine genaue Methode, um die Substrattemperatur zu bestimmen, stellt die direkte Messung mit Thermoelementen<sup>27</sup> an der Oberfläche bzw. dem Inneren des Substrates dar. Dazu wurde eine Lüsterklemme konstruiert, welche direkt an das Substrat angeschraubt werden kann und eine Thermoelementspitze 1 mm tief einführt. Dies ermöglicht die direkte Messung der Substrattemperatur  $T_{\text{Substrat}}$  bei Erwärmung durch die Glühwendel, welche im Abstand  $H$  angebracht ist. Zusätzlich kann ein weiteres Thermoelement in ein dafür vorgesehenes Loch im Puck angebracht werden und so dessen Temperatur  $T_{\text{Puck}}$  gemessen werden. Beide Arten sind in Abbildung 3.12 illustriert.

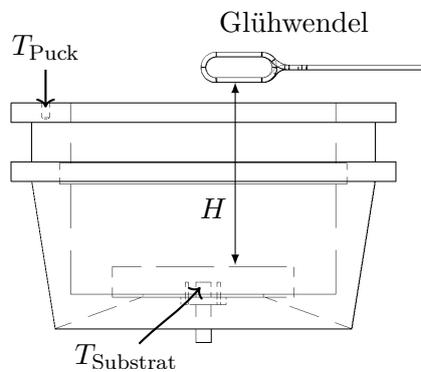


Abbildung 3.12: Querschnittszeichnung zur Verdeutlichung des Aufbaus der Temperaturkalibration mittels Thermoelementen. Ein Thermofühler nimmt die Temperatur am Substrat, ein weiterer am Puck auf.

<sup>27</sup>Für alle Temperaturmessungen wurden Thermoelemente vom Typ K verwendet. Diese basieren auf dem Seebeck-Effekt (Thermoelektrizität) und ermöglichen bei Verwendung der Legierungen Chromel (Chrom-Nickel) und Alumel (Nickel-Mangan-Aluminium-Silizium) einen messbaren Temperaturbereich von  $T = -200\text{ °C}$  bis  $1250\text{ °C}$ .

### 3 Herstellung von $K_2CsSb$ -Photokathoden

Das Ergebnis für die erreichte Gleichgewichtstemperatur am Substrat  $T_{\text{Substrat}}$  gegen die Heizleistung der Glühwendel ist in Abbildung 3.13 dargestellt. Die Kalibra-

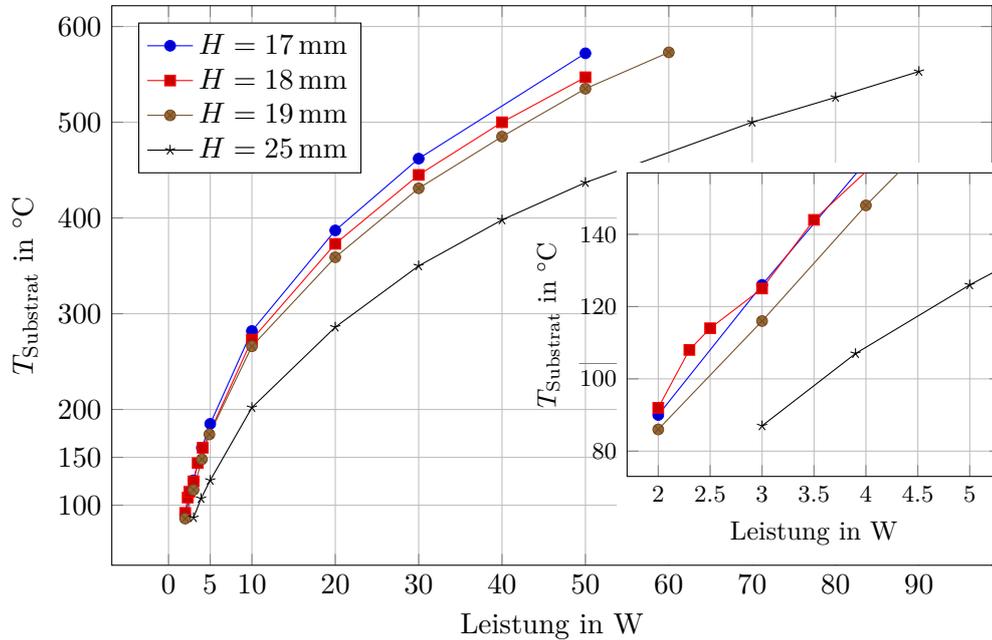


Abbildung 3.13: Gleichgewichtstemperatur am Substrat gegen Heizleistung der Glühwendel bei unterschiedlichen Abständen.

tion zeigt ein charakteristisches Verhalten, wonach höhere Substrattemperaturen mit kleinerem Abstand zur Glühwendel erreicht werden können. Die mit der Methode der schmelzenden Metallplatten erhaltenen Werte können mit einer Genauigkeit von  $5^\circ\text{C}$  bis  $20^\circ\text{C}$  als Untergrenze bestätigt werden. Während der Präparation beträgt der Abstand der Glühwendel zum Substrat  $H = 18$  mm. Es zeigt sich, dass die Temperatur im interessanten Bereich während der Präparation, je nach eingestelltem Abstand (als optischer Ablesefehler kann 1 mm angenommen werden), mit einer Genauigkeit von bis zu  $10^\circ\text{C}$  gehalten werden kann. Zusätzliche Schwankungen des Netzgerätes von bis  $0,5$  W können die Temperatur bis zu  $20^\circ\text{C}$  ändern. Solange eine mittlere Temperatur von  $100^\circ\text{C}$  bis  $130^\circ\text{C}$  gehalten wird, sind diese Schwankungen im angestrebten Temperaturbereich für die Präparation.

Abbildung 3.14 zeigt den zu erwartenden zeitlichen Temperaturverlauf während einer Präparation. Zur thermischen Reinigung des Substrates wird die Temperatur für etwa eine halbe Stunde auf bis zu  $600^\circ\text{C}$  gehalten. Die Heizleistung der Glühwendel wird daraufhin herabgesetzt, sodass etwa nach einer Stunde das Aufbringen des Antimonfilms beginnen kann.

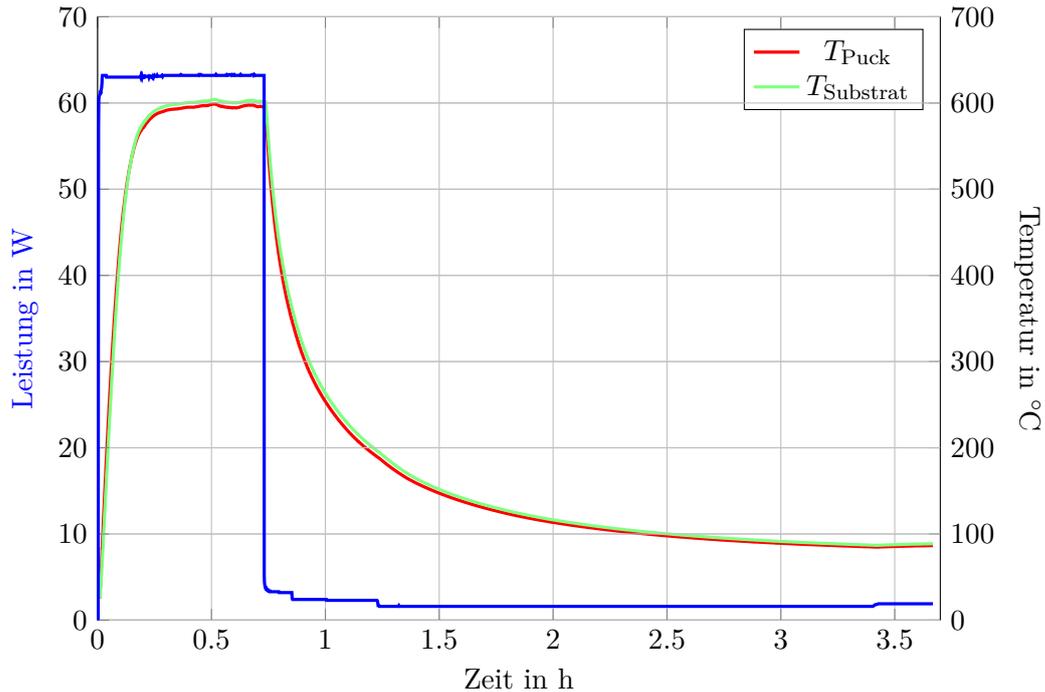


Abbildung 3.14: Zeitlicher Temperaturverlauf während der Präparation einer  $K_2CsSb$ -Kathode. Das Substrat wird bis zu  $600\text{ }^\circ\text{C}$  thermisch gereinigt und für das Auftragen von Antimon und der Alkalimetalle auf etwa  $100\text{ }^\circ\text{C}$  abgekühlt.

### 3.3 Präparation von $K_2CsSb$ -Photokathoden

Um während der Experimente die Vielzahl an Parametern zu überwachen, ferngesteuert zu kontrollieren und eine automatische Datenaufnahme zu ermöglichen, wurde im Rahmen der Vorbereitung zu den Experimenten zur Lebensdaueruntersuchung (Kapitel 4) die  $K_2CsSb$ -Anlage um das Kontrollsystem „Experimental Physics and Industrial Control System“ (EPICS) erweitert [45]. EPICS ist eine dezentrale Echtzeitdatenbank, wobei die Messwerte (Spannung, Strom etc.) Prozessvariablen (PV) zugewiesen werden. Der Linux-basierte EPICS-Server stellt als Input Output Controller (IOC) die PV ins Netzwerk und wirkt dabei als Schnittstelle zu den verwendeten Geräten der  $K_2CsSb$ -Anlage. Realisiert wird dies über die USB-Anschlüsse eines Raspberry Pi. Die PV können in einem Archivierungsserver, dem MESA-Archiver, gespeichert werden bzw. per Software, wie der grafischen Oberfläche Control System Studio (CSS), auf einem Computer verarbeitet werden. EPICS stellt für den Experimentator somit eine wesentliche Unterstützung während der teilweise mehrstündigen Präparation dar.

Abbildung 3.15 illustriert schematisch die Schaltung der  $K_2CsSb$ -Anlage. Zwei

### 3 Herstellung von $K_2CsSb$ -Photokathoden

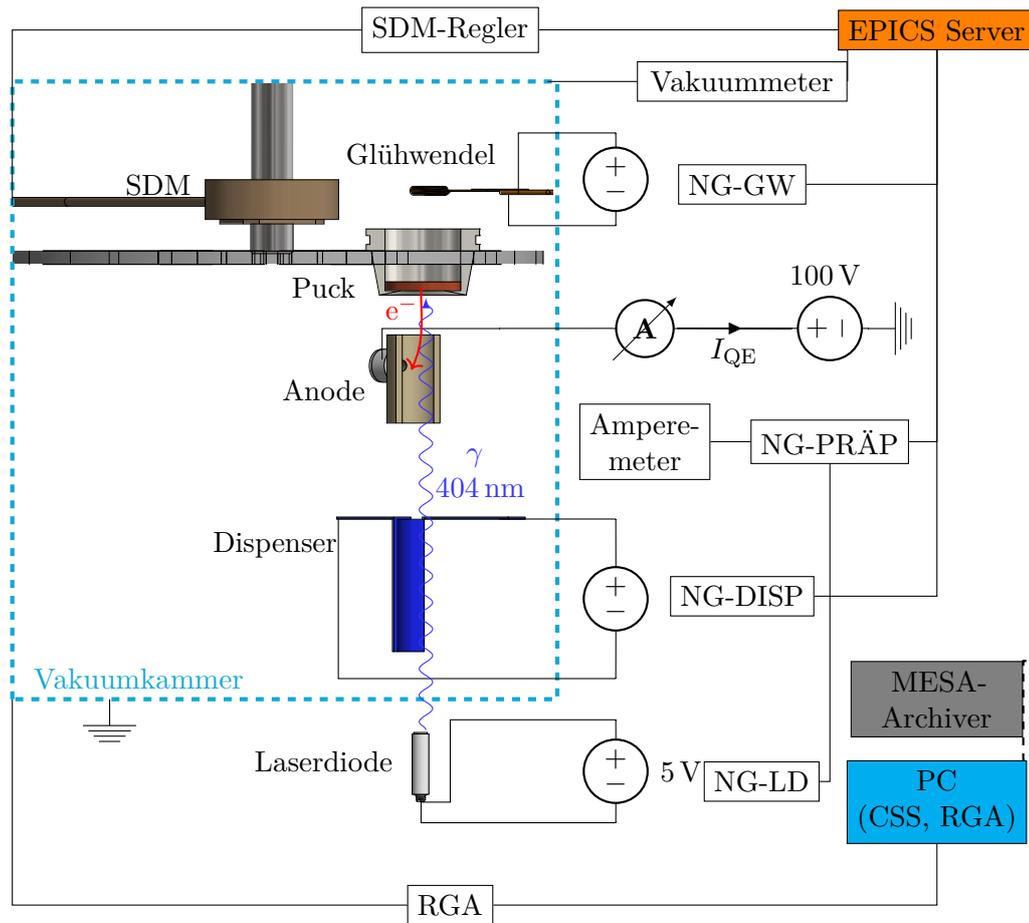


Abbildung 3.15: Schematische Darstellung zur Schaltung des experimentellen Aufbaus der Photokathodenpräparation.

Netzgeräte (NG-GW<sup>28</sup> und NG-DISP<sup>29</sup>) dienen zum Betrieb der Glühwendel bzw. der Dispenser. Der Photostrom wird an der Anode über ein Amperemeter<sup>30</sup> gesammelt. Dabei liegt die Anode im Vergleich zum Erdpotential der Photokathode auf 100 V, bereitgestellt durch das Präparationsnetzgerät NG-PRÄP<sup>31</sup>. Über dieses lässt sich zusätzlich das für die Laserdiode notwendige Netzgerät NG-LD steuern. Die maximale Laserleistung der blauen Laserdiode von 4,7 mW kann mit Hilfe von Neutraldichtefiltern abgeschwächt werden, wobei in der Praxis üblicherweise 100  $\mu$ W verwendet werden. So wird garantiert, dass die Grenze des Strommessgerätes von 100  $\mu$ A selbst bei einer Kathode mit  $QE_{400\text{ nm}} = 30\%$  nicht erreicht wird.

<sup>28</sup>Töllner, Model TOE 8941 200 W

<sup>29</sup>Töllner, Model TOE 8871 1000 W

<sup>30</sup>Rücklese-Instrument für Elektronen-Ströme linear in Nanoampere-Genauigkeit (RIESLiNG), Model 2 [34]

<sup>31</sup>ABACUS [61]

Die meisten Kathoden in dieser Arbeit wurden nach dem Original-PMT-Rezept von Sommer [139] bzw. den darauf aufbauenden sequentiellen Rezepten nach Arbeiten am BNL (z.B [94], [126], [129]), wie im Folgenden beschrieben, hergestellt.

Nach der thermischen Reinigung des Substrates werden jeweils bei einem Fluss von maximal  $F = 0,02 \text{ nm s}^{-1}$  und einer Temperatur von  $T_{\text{Substrat}}=100^\circ\text{C}$  bis  $140^\circ\text{C}$  etwa 20 nm Sb aufgebracht, gefolgt von K und Cs, bis sich hierbei jeweils ein Plateau im Photostrom einstellt. Wegen des höheren Dampfdruckes von Cs (vgl. Abbildung 3.6) sollte die Temperatur im K-Schritt etwas höher sein als im Cs-Schritt. Alternativ kann der K-Schritt ohne Erreichen eines QE-Plateaus nach 40 nm bzw. der doppelten Schichtdicke von Sb beendet werden, um die stabile, hexagonale Phase von  $\text{K}_3\text{Sb}$  zu unterdrücken.

Wie bereits erwähnt, gilt als wichtigstes Maß für die Qualität der  $\text{K}_2\text{CsSb}$ -Kristallisation die mitlaufende Messung des Photostromes bzw. der QE. Praktisch ist ebenfalls die direkte Angabe der spektralen Empfindlichkeit oder der Photosensitivität  $PS$ , welche aus der Gleichung (2.11) folgt:

$$PS(\lambda) = \frac{I_{\text{QE}}}{P_L} = QE \cdot \frac{e\lambda}{hc}. \quad (3.6)$$

## 3.4 Ergebnisse der Präparationen

### 3.4.1 Beispiel einer $\text{K}_2\text{CsSb}$ -Präparation

Abbildung 3.16 stellt den Verlauf der Präparation der Kathode # 2017-01-17 dar. Als Substrat wurde hierbei ein Edelstahl-Vollmetall-Puck verwendet.

Der Photostrom zeigt ein charakteristisches Verhalten während der Präparation, wonach ein Anstieg mit der sequentiellen Deposition der Alkalimetalle verzeichnet werden kann. Der Cs-Schritt wurde nach einem etwa 25 min andauernden Plateau beendet, wonach der Photostrom weiter angestiegen ist. Die Herstellung einiger Kathoden hat erwiesen, dass der Photostrom um ein paar  $\text{mA W}^{-1}$  wachsen kann, wenn bei Erreichen des Plateaus im letzten Syntheseschritt, durch ein Zusammenspiel aus fallender Substrattemperatur und Cs-Fluss, entsprechend dem Signalanstieg nachgeregelt wird. Der Kristall stabilisiert sich mit fortführender Abkühlung bis zur Raumtemperatur und besseren Vakuumbedingungen in der nachfolgenden Zeit bei parallelem Wachstum der QE. So stieg der Wert dieser Beispielkathode von knapp  $QE_{404\text{nm}} = 12\%$  direkt nach der Präparation innerhalb einer Woche auf  $QE_{404\text{nm}} = 18,3\%$ .

Drei Monate nach ihrer Präparation wurde für Kathode # 2017-01-17 eine QE-Karte mit einem grünen Laser ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ) aufgenommen. Diese wird in Abbildung 3.17 anhand einer Fotografie der Kathode mit den entsprechenden lokalen Werten der QE veranschaulicht. Die Unterschiede in der QE-Verteilung deuten auf eine ungleichmäßige Kristallisation hin. Die Ursache dafür kann einerseits in der imperfekten Ausrichtung der Dispenser liegen, andererseits in der Migration bzw. Diffusion der lose gebundenen Adatome. Schon während des jeweiligen Filmauftrags

### 3 Herstellung von $K_2CsSb$ -Photokathoden

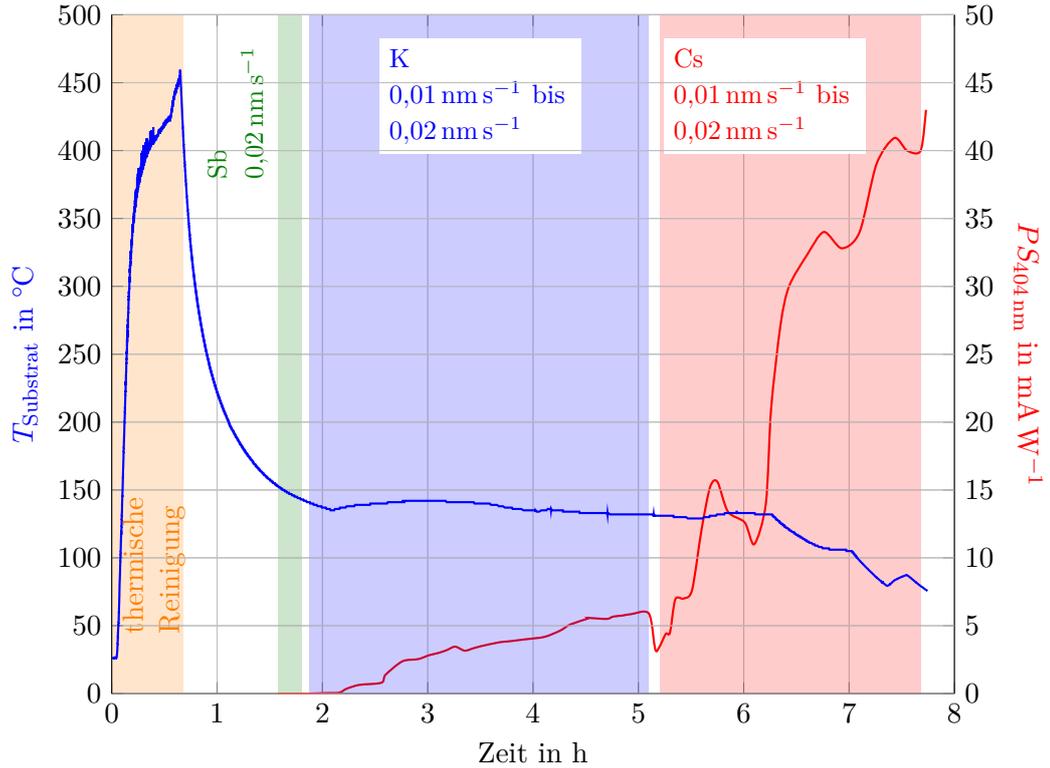


Abbildung 3.16: Typischer Verlauf einer erfolgreichen  $K_2CsSb$ -Präparation (Kathode # 2017-01-17, Substrat: Edelstahl). Die farblichen Bereiche kennzeichnen die jeweiligen Herstellungsschritte. Die Einbrüche der Photosensitivität während der Cs-Phase können durch Flusskontrollen bzw. Nachregeln der Dispenser erklärt werden. Die Temperaturwerte sind im Nachhinein mit der im Kapitel 3.2.2 vorgestellten Methode bestimmt worden. Während des Dispenserbetriebes ist der Vakuumkammerdruck im Bereich  $< 5 \cdot 10^{-8}$  mbar.

können die Metallatome (wenn sie nicht direkt reflektiert werden) über die Oberfläche diffundieren, bis sie entweder desorbieren oder sich als stabile Keime endgültig festsetzen. Die Oberflächenbeweglichkeit hängt dabei von der Substrattemperatur, der kinetischen Energie der Adsorbate beim Auftreffen und der Stärke der Wechselwirkung zwischen den Adatomen und den Substratomen ab. Die Keimdichte kann dabei über die Fläche des Substrates unterschiedlich anwachsen und bei Anlagerung weiterer Adatome zu unterschiedlich lokalisierten Inseln heranwachsen, die einen mehr oder weniger zusammenhängenden Film ergeben (vgl. [125]).

Der Höchstwert von  $QE_{532\text{nm}} = 9,1\%$  entspricht dabei den Spitzenwerten in der Literatur [59]. Diese Kathode wurde für Lebensdaueruntersuchungen unter Lasererwärmung verwendet (siehe Kapitel 4.2.2).

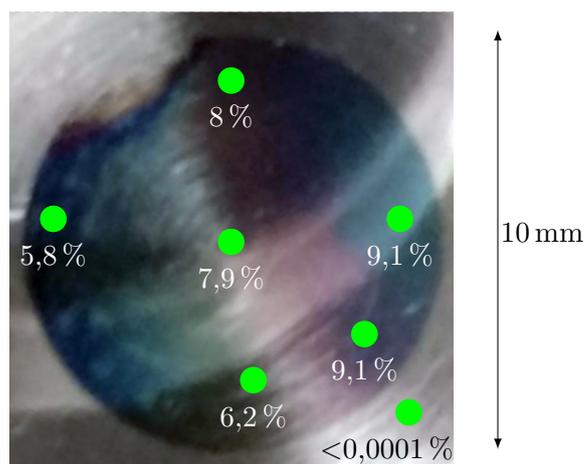


Abbildung 3.17: Fotografie der  $K_2CsSb$ -Kathode # 2017-01-17. An verschiedenen Stellen wurden QE-Werte mit einem grünen Laser ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ) aufgenommen. Der helle, kreisbogenhafte Streifen von links unten nach rechts oben ist ein Reflex am Vakuumfenster.

Für keine der präparierten Kathoden konnte während der Lagerung in der  $K_2CsSb$ -Anlage ein signifikant erkennbarer Abfall der QE gemessen werden. Bei den vorherrschenden Druckverhältnissen (etwa  $2 \cdot 10^{-10} \text{ mbar}$ ) ist die Vakuumlebensdauer deshalb mit Monaten bis hin zu Jahren anzugeben. Dies bestätigt die hohe Robustheit von  $K_2CsSb$ .

### 3.4.2 Untersuchungen zur spektralen Antwort

Im sichtbaren Bereich des elektromagnetischen Spektrums (400 nm bis 700 nm) nimmt die QE für halbleitende Photokathoden hin zu kleineren Wellenlängen bzw. großen Photonenenergien charakteristisch zu. Wie eingangs des Theoriekapitels erwähnt, können in der Praxis vor allem grüne und blaue Laser effizient realisiert werden, sodass QE-Werte für diese Wellenlängen von besonderem Interesse sind. Hin zu größeren Werten des Wellenlängenspektrums erlaubt der Schwellenwert für die Photoemission die Bestimmung der photoelektrischen Austrittsarbeit nach Gleichung (2.14).

Die übliche experimentelle Anordnung für die spektrale Antwortuntersuchung besteht aus einem Monochromator, der es ermöglicht, eine bestimmte Wellenlänge aus dem Spektrum einer Lichtquelle mit möglichst weitem Wellenlängenbereich und hoher Lichtausbeute (z.B. einer Xe- oder Hg-Lampe) zu isolieren. Allerdings sind diese Aufbauten üblicherweise mit einem Lock-In-Verstärker, einem optischen Chopper etc. ausgestattet und deshalb kompliziert und teuer. Eine alternative Methode stellt der Aufbau nach Abbildung 3.18 dar. Als Lichtquelle dient dabei eine weiße LED. Um eine hohe Ausgangsleistung im gesamten untersuchten spektralen Bereich zu erhalten, können je nach Schwerpunkt der Farbtemperatur zwei Modelle

### 3 Herstellung von $K_2CsSb$ -Photokathoden

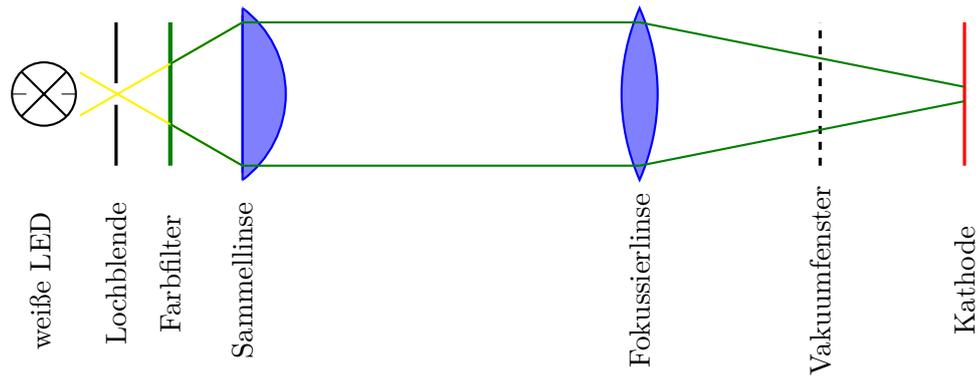


Abbildung 3.18: Schematischer Aufbau zur Untersuchung der spektralen QE-Antwort von  $K_2CsSb$ .

verwendet werden, eines<sup>32</sup> mit Intensitätsmaximum bei 450 nm und eines<sup>33</sup> bei 600 nm. Durch eine Lochblende wird eine möglichst punktförmige Lichtquelle zur weiteren Kollimation und Fokussierung des Lichtstrahls auf die Kathode angenähert. Für die Isolierung der Farben werden Bandpassfilter<sup>34</sup> verwendet, welche die jeweilige Wellenlänge in FWHM-Breiten von  $\pm 10$  nm mit Intensitätsverlusten von bis zu 50 % transmittieren. Die durch diese Anordnung jeweils erreichten Lichtleistungen sind im entsprechendem Abstand der Kathode gemessen worden und zusammen mit Fotografien der LED-Spots in Abbildung 3.19 dargestellt.

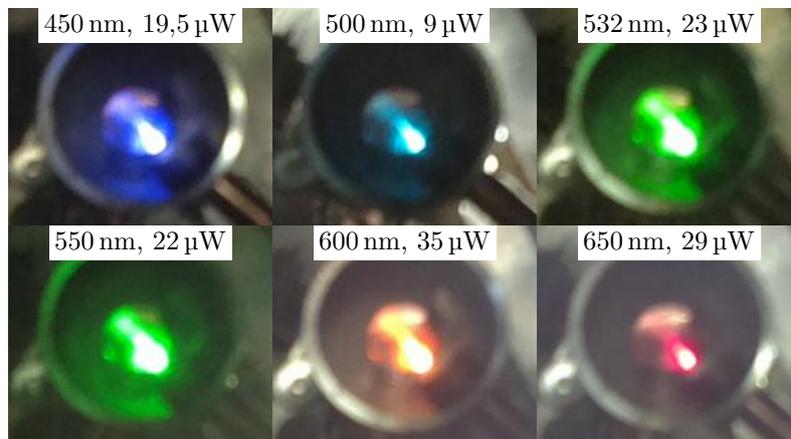


Abbildung 3.19: Fotografien der LED-Spots auf der Kathode in den verschiedenen Wellenlängen. Angegeben ist auch die mit den LEDs entsprechend erreichte Lichtleistung am Ort der Kathode.

<sup>32</sup>LEDWE15, Thorlabs

<sup>33</sup>CREE XP-L U2, led-tech.de

<sup>34</sup>Thorlabs, Modell FB-XXX-10

Die Spektralanalyse wurde an drei  $K_2CsSb$ -Kathoden durchgeführt. Abbildung 3.20 fasst die Ergebnisse im Vergleich zum Literaturwert nach einer PMT-Kathode von Sommer [139] zusammen. Zusätzlich sind auch QE-Werte für  $\lambda =$

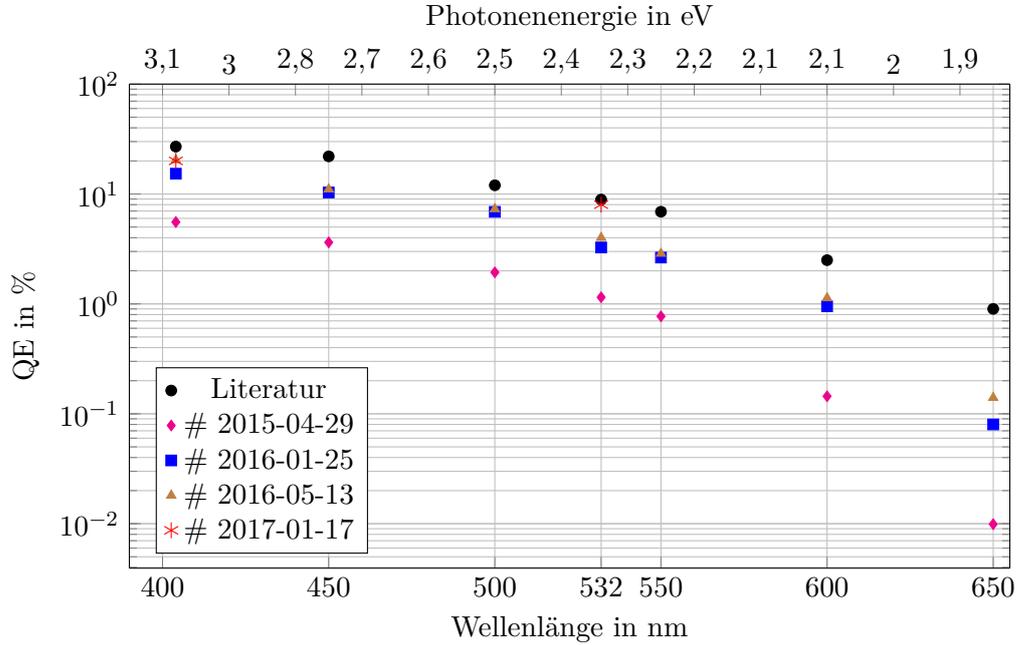


Abbildung 3.20: Spektralanalyse von drei  $K_2CsSb$ -Kathoden. Die Literaturwerte einer PMT-Kathode sind aus [139] extrahiert.

404 nm sowie  $\lambda = 532$  nm für die Photokathode # 2017-01-17 aufgetragen, welche an ihrer maximalen Stelle einen vergleichbaren Wert zum Ergebnis von Sommer [139] liefert. Mit der maximal untersuchten Wellenlänge  $\lambda = 650$  nm kann für die Kathoden die Photoschwellengrenze und somit die (photoelektrische) Austrittsarbeit<sup>35</sup> zu maximal

$$\Phi_{K_2CsSb}^{\max} = 1,91 \text{ eV} \quad (3.7)$$

bestätigt werden. An dieser Stelle muss beachtet werden, dass die Bestimmung des „wahren“ Photoemissionsgrenzwertes von Faktoren wie dem apparativen Auflösungsvermögen (Strommessung, Untergrundrauschen) sowie der jeweiligen Kathodenpräparation (Reinheitsgrad der Kristallisation) abhängt. Wie in Kapitel 2 angemerkt, existieren bei einem realen Halbleiter durch Oberflächenzustände, Kristallgitterdefekte etc. auch Zustände in der verbotenen Zone, welche die Elektronen thermisch besetzen. Da eine Photoemission nicht nur aus dem Valenzband, sondern ebenfalls aus diesen Zuständen ermöglicht wird, kann ein Photostrom auch bei höheren Wellenlängen erwartet werden. Anhand des gezeigten Beispiels einer mit hohen QE präparierten Photokathode # 2016-05-13 ( $QE_{404 \text{ nm}} = 20,4\%$  bzw.  $QE_{650 \text{ nm}} = 0,14\%$ )

<sup>35</sup>Eine Messung der thermischen Austrittsarbeit wird in Kapitel 4 gezeigt.

### 3 Herstellung von $K_2CsSb$ -Photokathoden

wird allerdings erkennbar, dass diese Wellenlängen für den Hochstrombetrieb eines Beschleunigers wie z.B. MESA von geringerem Interesse sind. Jedoch muss ebenfalls beachtet werden, dass höhere Wellenlängen mit kleinerer intrinsischer Emittanz korrelieren (vgl. Kapitel 2.4).

#### 3.4.3 Diskussion der Reproduzierbarkeit

Im Laufe dieser Arbeit wurde eine Vielzahl an  $K_2CsSb$ -Kathoden präpariert. Die Herstellung erweist sich dabei als nicht trivial, sodass bei einigen Kathoden nur eine moderate oder gar niedrige QE erreicht wurde, wie Abbildung 3.21 zusammenfasst.

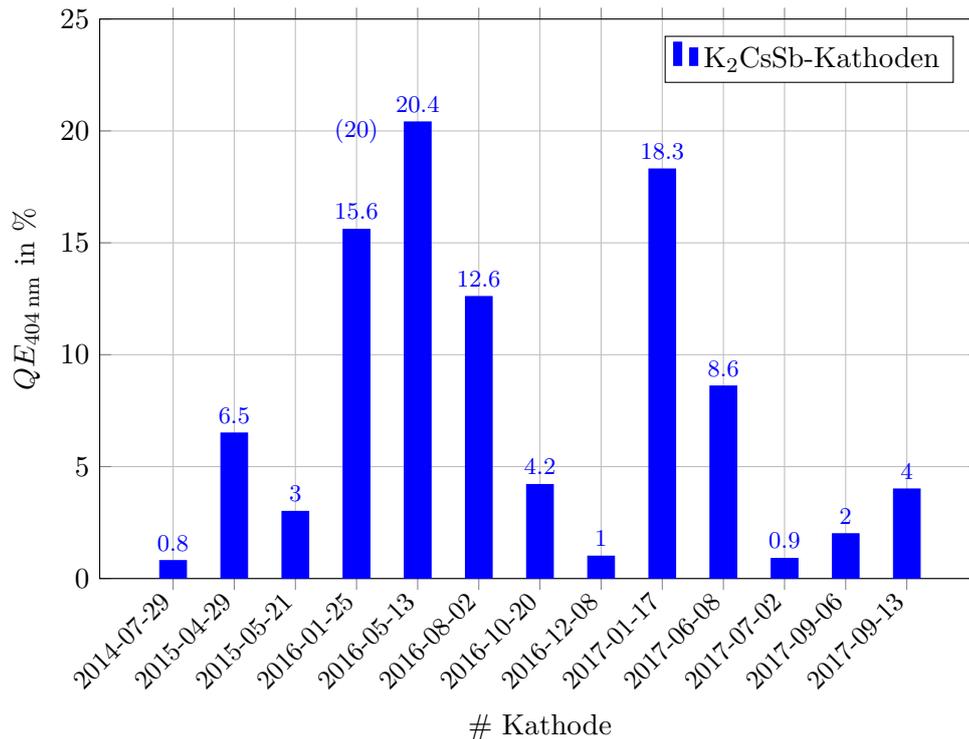


Abbildung 3.21: Auswahl der hergestellten  $K_2CsSb$ -Photokathoden. Der Wert in der Klammer bezieht sich auf eine Messung, welche etwa drei Monate nach der Präparation durchgeführt wurde.

Es konnten drei Hauptgründe für Reproduzierbarkeitsprobleme identifiziert werden:

1. Sequentielle Deposition
2. Temperaturkalibration
3. AlfaSources

Wie bereits in Kapitel 2.6.1 eingeführt hat die sequentielle Deposition den Nachteil, dass die QE-mindernde, stabile hexagonale Phase im Zwischenschritt  $K_3Sb$  prinzipiell nicht erkannt werden kann, solange nur der Photostrom als Hinweis zum Kristallwachstum gemessen wird. Obwohl das erreichte Plateau im K-Schritt als Hinweis gedeutet werden kann, ist dieser Bereich jedoch nicht immer explizit zu erkennen.

Das Fehlen einer direkten Temperaturmessung im vorhandenen Aufbau der  $K_2CsSb$ -Anlage trägt ebenfalls zu den Reproduzierbarkeitsproblemen bei. Die weiter oben vorgestellte Temperaturkalibration bietet eine indirekte Information für die Heizeinstellung der Glühwendel. Die Kalibration wurde im Laufe dieser Arbeit durchgeführt, sodass die Temperatur zuvor präparierter Kathoden auf alten Erfahrungswerten aus [6] beruhte.

Aus der Literatur sind Reproduzierbarkeitsprobleme für die AlfaSources bekannt [89]. Trotz einiger Vorteile zu den Chromaten, wie der hohen Kapazität, scheint sich, wie bereits erwähnt, die Qualität der Dispenser von Satz zu Satz und auch während des Betriebes zu verändern. Dies konnte mit sechs verbrauchten Sätzen an Dispensern während dieser Arbeit bestätigt werden. Abbildung 3.22 verdeutlicht ein auftretendes Problembeispiel mit einer RGA-Aufnahme während der K-Dispenser-Aktivierung. Ein deutliches Signal der Argon-Masse 40 u deutet

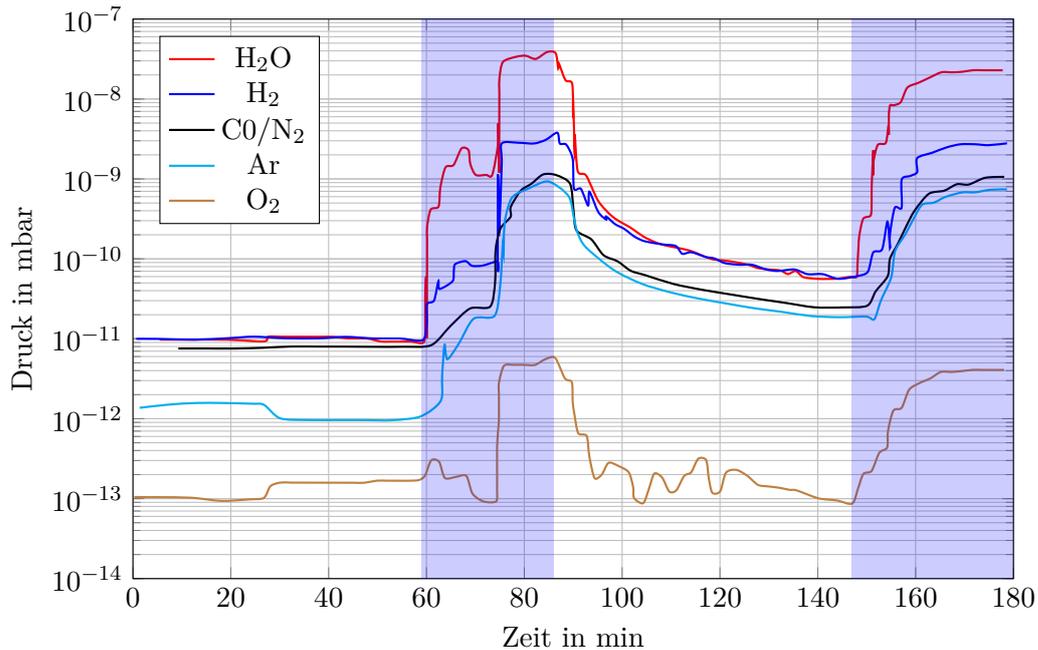


Abbildung 3.22: Trendaufnahme ausgewählter Partialdrücke bei der Aktivierung eines K-Dispensers. Der mit Blau markierte Zeitbereich entspricht dem Betrieb mit  $I = 1,7\text{ A}$ . Die hohen Partialdrücke deuten auf eine Verschmutzung des Dispensers hin.

### 3 Herstellung von $K_2CsSb$ -Photokathoden

auf Schwierigkeiten bei der Loslösung der Indiumschutzschicht an der AlfaSource hin. Zugleich zeigen hohe Partialdrücke von Wasser, Wasserstoff, Stickstoff bzw. Kohlenstoffmonoxid eine Verschmutzung des Dispensers. Eine Erklärung ist das Eindringen von Dreckpartikeln durch die Indiumschutzschicht während des Ausheizens der Vakuumkammer. Ebenfalls möglich wäre, dass die AlfaSource im unsauberen Zustand erworben wurde. Durch mehrtägiges langsames Ausheizen mit kleineren Strömen konnten die Partialdruckverhältnisse auf Normalniveau gebracht werden, vergleichbar mit der Restgaszusammensetzung aus Abbildung 3.5. Über die verbleibende Qualität dieser K-Quelle kann jedoch keine Aussage getätigt werden. Die mäßigen QE-Werte der mit diesem Dispenser präparierten Kathoden # 2017-07-02 bis # 2017-09-13 geben jedoch Hinweise auf eine mindere Qualität.

Zusammengefasst lässt sich festhalten, dass für den 1 mA-Betrieb an MESA bei Verwendung der geplanten blauen Laserdiode ( $P = 200$  mW) Kathoden mit mindestens einem Wert von  $QE_{404\text{nm}} = 1,5\%$  nach Gleichung (3.6) ausreichend sein werden. Dafür kann die  $K_2CsSb$ -Anlage im momentanen Zustand als geeignet gesehen werden. Für den 10 mA-Betrieb steigt die Anforderung an die QE um den Faktor 10, die vorhandenen Reproduzierbarkeitsprobleme sollten entsprechend angegangen werden.

#### 3.4.4 Verbesserungsvorschläge

Die in Kapitel 2.6.1 erwähnte Co-Deposition entweder aller drei Metalle oder nur der Alkalimetalle auf einem Sb-Film hat gezeigt, dass nicht nur extrem kleine Rauigkeiten der Kathode, welche dann zu kleinen intrinsischen Emittanzen führen, sondern auch vor allem reproduzierbare Ergebnisse erzielt werden können [59]. Im Idealfall wird der Synthesevorgang erheblich vereinfacht, indem die Metallquellen gleichzeitig evaporieren und am Substrat sublimieren. Eine Herstellung der Kathode kann somit fast automatisch durchgeführt werden, weil Zwischenschritte in der Produktion entfallen. Für die  $K_2CsSb$ -Anlage erfordert dies eine konzeptionelle Umstellung. Dabei sollten alle drei Dispenser Richtung Substrat gerichtet sein. Bei Co-Deposition der Alkalimetalle sollte der SDM zur Kalibration des Sb-Flusses ebenfalls beschichtet werden können.

Weiterhin kann ein Wechsel der Metallquellen in Erwägung gezogen werden. Das Problem kleinerer Kapazitäten der SAES-Chromate könnte z.B. durch eine Art „Repetiersystem“ behoben werden, indem ermöglicht wird, die Dispenser nach Gebrauch in einer Vorratskammer abzulegen und neue Dispenser nachzuliefern. Dazu sollten diese vakuumtechnisch von der Präparationskammer trennbar gehalten werden. Dabei ist der gleichzeitige Betrieb mehrerer Dispenser gleichen Typs zur Steigerung der Aufdampfmenge vorstellbar. Eine Alternative dazu stellen die z.B. in [100] erfolgreich eingesetzten J-Tubes dar, Evaporationsquellen, welche eine Handhabung purer Alkalimetalle in Kapseln erlauben.

## 4 Analyse von $K_2CsSb$ -Photokathoden

Für den Beschleunigerbetrieb sind neben der QE unter anderem zwei weitere Kenngrößen wichtig, nämlich die Lebensdauer und die Austrittsarbeit der Photokathode. In diesem Kapitel werden Analysemethoden präsentiert, um diese Kenngrößen zu bestimmen. Zum einen werden  $K_2CsSb$ -Photokathoden mit hochintensiver Laserstrahlung künstlich gealtert, um eine Aussage über deren Lebensdauer abhängig von der jeweiligen Laserleistung treffen zu können. Zum anderen wird die Austrittsarbeit über die relative Methode der Kontaktspannungsmessung mittels einer Kelvin-Sonde bestimmt sowie ihre Änderung bei Erwärmung der Kathode durch den Laser untersucht.

### 4.1 Die Analysechamber

Um die Analyseexperimente von den Präparationsexperimenten abzukoppeln, wurde zusätzlich eine zweite Vakuumkammer, die Analysechamber, integriert. Abbildung 4.1

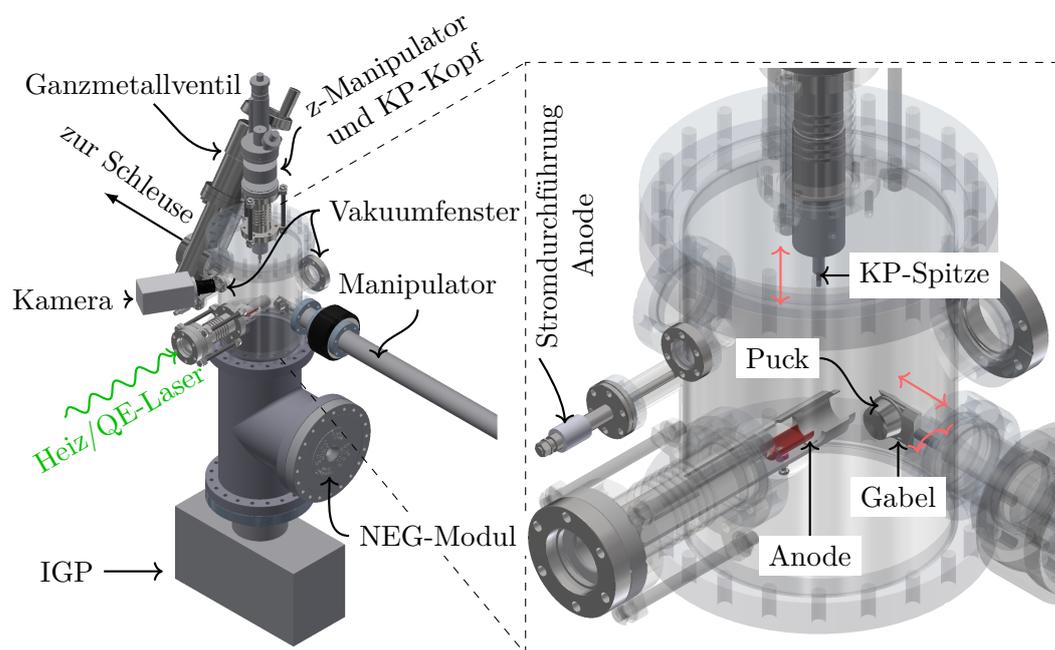


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau der Analysechamber.

zeigt den experimentellen Aufbau in einem 3D-CAD-Modell. Die Analysekammer ist mit einer Anode für QE-Messungen sowie einer Kelvin-Sonde ausgestattet. Darüber hinaus steht ein Laser zur Verfügung, welcher zugleich zum Heizen der Kathode sowie zur QE-Messung verwendet werden kann.

Um präparierte Kathoden unter Wahrung von UHV-Bedingungen aus der  $K_2CsSb$ -Anlage in die Analysekammer zu transportieren, werden beide durch das Schleusensystem der  $K_2CsSb$ -Anlage miteinander verbunden. Mithilfe eines Manipulators kann der Puck sowohl für die Erwärmung/QE-Messung vor die Anode, als auch zur Bestimmung der Austrittsarbeit unter die Kelvin-Sonde gebracht werden. Mit Hilfe einer Kamera sowie eines Vergrößerungsobjektives kann die Submillimeter-Annäherung der KP zur Kathodenoberfläche kontrolliert werden.

Ein Pumpensystem zusammengesetzt aus einer IGP<sup>1</sup> und einem NEG-Modul<sup>2</sup> ermöglicht dabei Experimente unter UHV-Bedingungen ( $p = 1 \cdot 10^{-10}$  mbar).

### 4.2 Untersuchung zur Lebensdauer unter Lasererwärmung

Während des Beschleunigerbetriebes ist es für den Erhalt eines stabilen Strahlstromes erforderlich, dem Abbau der QE durch Erhöhung der Laserleistung entgegenzuwirken. Dies kann dazu führen, dass durch die zugegebene Energie bzw. Wärme ab einer bestimmten Laserleistung der Abbau der photoemissiven Schicht beschleunigt wird. Wird diese zusätzliche Wärme nicht effektiv über das System Substrat-Puck-Puckhalterung abgeführt, kann es bis zur Zerstörung der Kathode führen. Im Hochstrombetrieb verstärkt sich dieser Effekt, da prinzipiell mit einer höheren Laserleistung gearbeitet wird. Experimente an einer MAMI-Testquelle haben erwiesen, dass die unzureichende Wärmeabfuhr im verwendeten Kathodenhalterungssystem (der thermische Kontakt vom GaAs-Kristall zum Puck wird durch die in Abbildung 3.9 gezeigte Wolfram-Feder hergestellt) den maximal erreichbaren Strahlstrom bzw. die extrahierbare Gesamtladung begrenzt [19], [18].

In diesem Unterkapitel wird untersucht, wie sich eine  $K_2CsSb$ -Kathode verhält, die durch das verwendete Halterungssystem einen ähnlichen thermischen Kontakt zur Umgebung hat. Mit dem vorgestellten Aufbau ist es möglich, die Lebensdauer der Photokathode bei Erhitzung durch einen Heizlaser zu bestimmen. Es ist nach dem Arrhenius-Gesetz zu erwarten, dass bei einer wärmeren Kathode photochemische Reaktionen auf der Oberfläche beschleunigt werden und sich dies mindernd auf die Photoeffektivität auswirkt. Über genaue physikalische und chemische Vorgänge für die untersuchte Kathode kann an dieser Stelle wegen des Defizits an strukturempfindlichen Messmethoden nur spekuliert werden. Sicher ist hingegen, dass der niedrige Dampfdruck von Cs das „Kathodensterben“ begünstigt. Messungen in [54] haben ergeben, dass die QE ab einer Temperatur von 70 °C anfängt zu sinken und die Lebensdauer bei 120 °C, verglichen mit dem Wert bei Raumtemperatur, um den Faktor 3 fällt. Nach XRF-Messungen in [51] erleiden  $K_2CsSb$ -Kathoden

<sup>1</sup>StarCell150, Varian, Nennsaugvermögen 150 L s<sup>-1</sup>

<sup>2</sup>MKSLBUB, SAES, Nennsaugvermögen 2000 L s<sup>-1</sup>

## 4.2 Untersuchung zur Lebensdauer unter Lasererwärmung

bei einer Temperatur von  $100^\circ\text{C}$  einen kontinuierlichen Verlust an Cs im Cs:Sb-Atomverhältnis, während die QE stetig sinkt. Das K:Sb-Atomverhältnis hingegen bleibt hierbei nahezu konstant. XRR-Messungen derselben Autoren haben erwiesen, dass die meisten losgelösten Cs-Atome nicht vom Kristallgitter herkommen, sondern von der Oberfläche, wo sie zum Teil im Überfluss sein können. Die QE betrachtend, bedeuten diese Tatsachen aber auch, dass es möglich ist, die Kathode „wiederzubeleben“. Das ist ein Vorgang, der als Re-Cäsierung durchaus üblich angewendet wird und mit dem sich annähernd die Ursprungs-QE erreichen lässt, falls sich die Kristallstruktur während der Erwärmung der Kathode nicht signifikant verändert.

Die Cs-Migration bzw. -Absonderung wirkt sich nicht nur auf die QE der Photokathode negativ aus, sondern stellt durch eine mögliche Kontamination der Elektronenquelle, und somit erhöhte Wahrscheinlichkeit der Feldemission, insbesondere eine Gefahr für die Betriebssicherheit dar (vgl. Kapitel 2.4, [15]). Diesem Vorgang gilt es deshalb so weit wie möglich vorzubeugen.

### 4.2.1 Experimenteller Aufbau

Das Blockschaltbild nach Abbildung 4.2 verdeutlicht den experimentellen Aufbau.

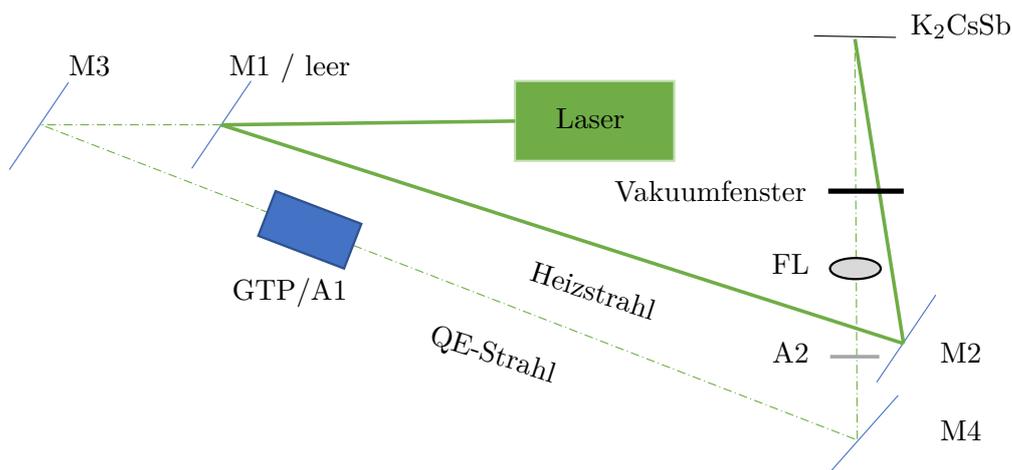


Abbildung 4.2: Blockschaltbild zur Lebensdauerbestimmung unter Lasererwärmung der Kathode. M1-M4: Spiegel, GTP/A1-A2: Abschwächer, FL: Fokussierlinse.

Ausgangspunkt ist ein diodengepumpter Festkörperlaser<sup>3</sup> mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 532\text{ nm}$  und einer möglichen Ausgangsleistung von bis zu  $P_{\text{Laser}} = 2,18\text{ W}$ , der sowohl als Heiz- sowie QE-Laser verwendet werden kann. Um Raumladungseffekten entgegenzuwirken, ist eine Trennung in einen niedrigen ( $P_{\text{QE}}$ ) sowie einen hohen ( $P_{\text{Heiz}}$ ) Leistungsbereich des Lasers notwendig. Durchgeführt wird diese Trennung

<sup>3</sup>Roithner Lasertechnik, Wien, Modell: PSU-H-LED

#### 4 Analyse von $K_2CsSb$ -Photokathoden

durch einen Zwei-Positionenschieber<sup>4</sup>, welcher in erster Stellung einen Spiegel M1 enthält und in zweiter Stellung den Strahl geradeaus durchlässt. Wird M1 eingefahren, so kann der Ausgangsstrahl mit Hilfe eines zweiten Spiegels M2 auf die Kathode gelenkt werden und fungiert als Heizstrahl. Der Durchmesser von 3 mm wurde hierbei nicht weiter fokussiert, um eine möglichst große Fläche auf der Kathode zu erhitzen. In der Leerposition trifft der Ausgangsstrahl den Spiegel M3 und einen als Abschwächer verwendeten Glan-Thomson-Polarisator<sup>5</sup> (GTP), sodass dieser Strahlarm für die QE-Messung verwendet werden kann. Mit Hilfe von dem Spiegel M4, evtl. einem weiteren Neutraldichtfilter (A2) sowie einer Fokussierlinse (FL) kann der QE-Strahl auf die gleiche Position wie der Heizstrahl fokussiert und die lokale QE protokolliert werden. Nach der Justage der Optiken wurde die in Abbildung 4.3 dargestellte Kalibration des Lasers durchgeführt.

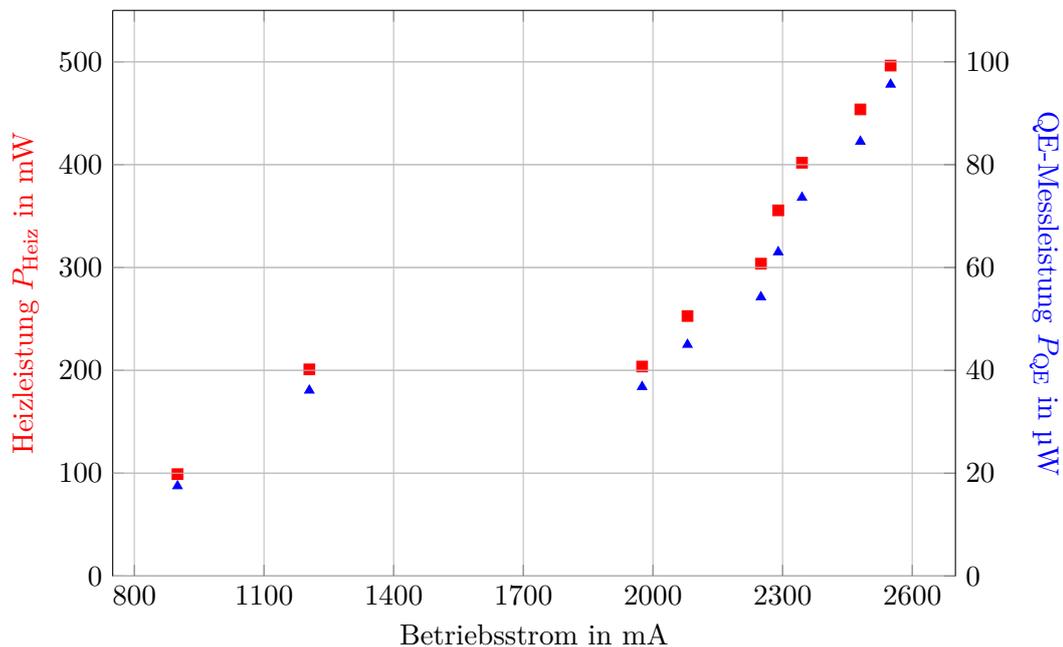


Abbildung 4.3: Heiz- bzw. QE-Messlasers am Ort der Kathode.

Für die Lebensdaueruntersuchung wurde Kathode # 2017-01-17 ( $QE_{404\text{ nm}} = 20\%$  bzw.  $QE_{532\text{ nm}} = 9\%$ ) bestrahlt. Der thermische Kontakt zwischen dem Edelstahlpuck, der als Substrat dient, und der Vakuumkammer als Kältereservoir besteht aus einer Edelstahlgabel, welche an einem Manipulator befestigt ist (siehe Abbildung 4.1). Diese Anordnung bzw. der Druck auf den Puck durch die elastische

<sup>4</sup>Thorlabs, Modell: ELL6K Dual-Position Slider

<sup>5</sup>Ein Glan-Thomson-Polarisator ist ein Prismenpaar, das Laserlicht an der Grenzfläche einmal in den ordentlichen sowie den außerordentlichen Lichtstrahlanteil bricht und somit in Strahlrichtung gesehen eine Abschwächung bis zu 99,999% erzeugen kann, falls das Eingangslicht linear polarisiert ist.

## 4.2 Untersuchung zur Lebensdauer unter Lasererwärmung

Spannung der Gabel kann in erster Näherung thermisch ähnlich gesehen werden zu der Halterung des Pucks in einer Elektronenquelle, bei der der Anpressdruck auf die Kontaktflächen ausschließlich von der Gravitationskraft ausgeübt wird. Es gilt somit:

$$F_{\text{Gravitation}}^{\text{Elektronenquelle}} \approx F_{\text{Gabel}}^{\text{Analysekammer}}. \quad (4.1)$$

### 4.2.2 Durchführung

Der Messablauf gestaltet sich wie im Blockdiagramm in Abbildung 4.4 veranschaulicht. Die teilweise über mehrere Tage andauernde Lebensdauerermessung wird mittels

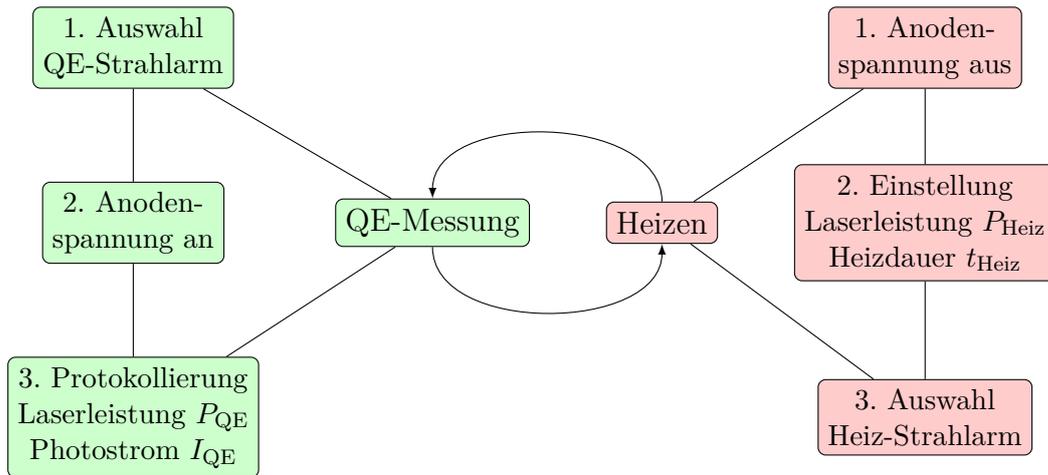


Abbildung 4.4: Blockdiagramm zur Lebensdauerermessung der Kathode unter Lasererwärmung. Die Bestrahlung mit dem Heizlaser erfolgt abwechselnd mit einer QE-Messung so lange, bis genügend Werte für den QE-Abfall aufgenommen wurden, um anschließend die  $1/e$ -Lebensdauer aus einer Anpassung der Zeitkonstante extrahieren zu können.

des Kontrollsystems EPICS computerbasiert unterstützt. Dazu werden die Prozesse QE-Messung und Heizen unabhängig voneinander und abwechselnd durchgeführt.

#### QE-Messung

Um möglichst viele Leistungswerte unter Schonung der Kathode aufzunehmen, wird nicht bis zum Erreichen einer ganzen Lebensdauer bestrahlt, sondern die Zeitkonstante  $\tau$  (entspricht der Zeit, nach der die Intensität auf  $1/e$  des jeweiligen QE-Anfangwertes gefallen ist, vgl. Gleichung (2.15)) aus einer Ausgleichsrechnung extrahiert. Die automatisierte QE-Messung dauert etwa 5 s, in dieser Zeitspanne wird dementsprechend nicht geheizt. Der relative zeitliche Anteil an der Gesamtmesszeit eines Datenpunktes ist im Promillebereich und wirkt sich daher nicht auf die Heizvorgänge sowie das thermische Gleichgewicht aus.

## Heizen

Hierbei ist insbesondere wichtig, den Heizstrahl nicht gleichzeitig mit der angelegten Betriebsspannung der Anode ( $U_{\text{Anode}} = 100 \text{ V}$ ) zu betreiben, da sonst die Lebensdauer verkürzende Effekte wie Ion-Back-Bombardment auftreten können. Die Heizzeit wurde für die meisten Heizleistungen auf 10 min gesetzt, womit bei gleichmäßiger Erwärmung der Kathode genügend Werte für die Bestimmung von  $\tau$  aufgezeichnet werden können.

Eine Beispielaufnahme des Photostromes  $I_{\text{QE}}$  ist bei Erwärmung mit der Heizleistung  $P_{\text{Heiz}} = 300 \text{ mW}$  in Abbildung 4.5 aufgetragen.

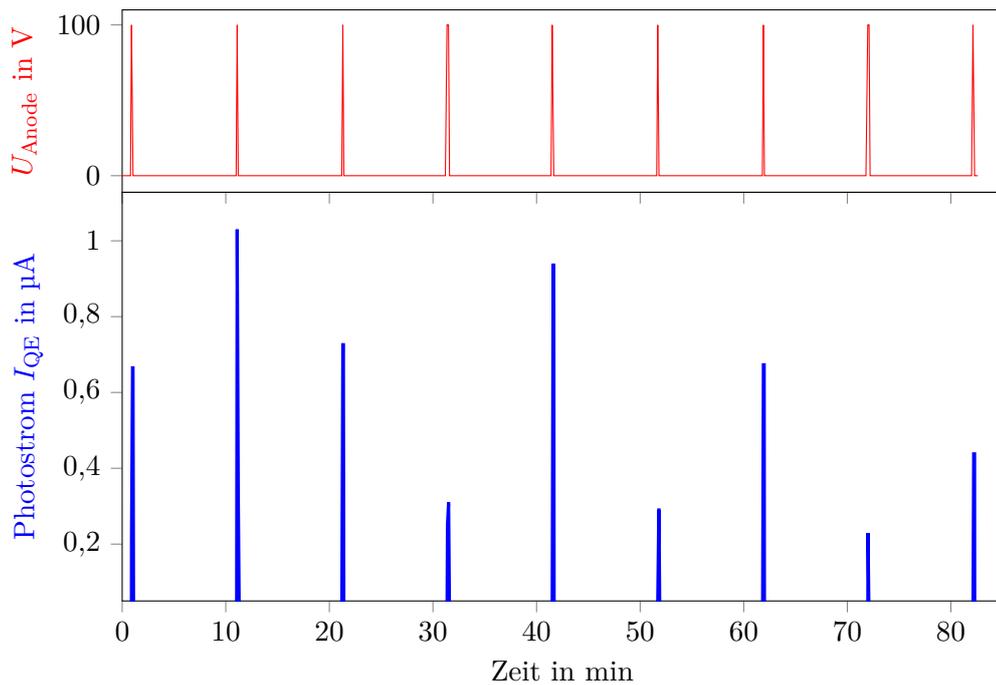


Abbildung 4.5: Beispielaufnahme zur Lebensdauerermessung der Kathode bei einer Lasererwärmung mit  $P_{\text{Heiz}} = 300 \text{ mW}$ . Die Betriebsspannung  $U_{\text{Anode}}$  an der Anode ist während des 10 min dauernden Heizvorgangs ausgeschaltet (oben) und wird nur für die Photostrommessung (unten) zugeschaltet.

### 4.2.3 Ergebnisse und Diskussion

Da ein exaktes Verhalten der Kathode gegenüber systematischer Erwärmung mit höherer Laserleistung nicht bekannt ist, wurde hierbei die Heizleistung stetig in 10 mW-Schritten bis zu einem Wert von  $P_{\text{Heiz}} = 100 \text{ mW}$  erhöht. In diesem Bereich

## 4.2 Untersuchung zur Lebensdauer unter Lasererwärmung

zeigt sich auch über mehrere Stunden hinweg keine Veränderung der QE und somit eine stabile Lebensdauer über die betrachtete Zeit<sup>6</sup>.

Abbildung 4.6 fasst das Verhalten der QE für vier ausgewählte Heizleistungen zusammen. Ein signifikanter Abfall wird erst ab einer Heizleistung von  $P_{\text{Heiz}} = 200 \text{ mW}$

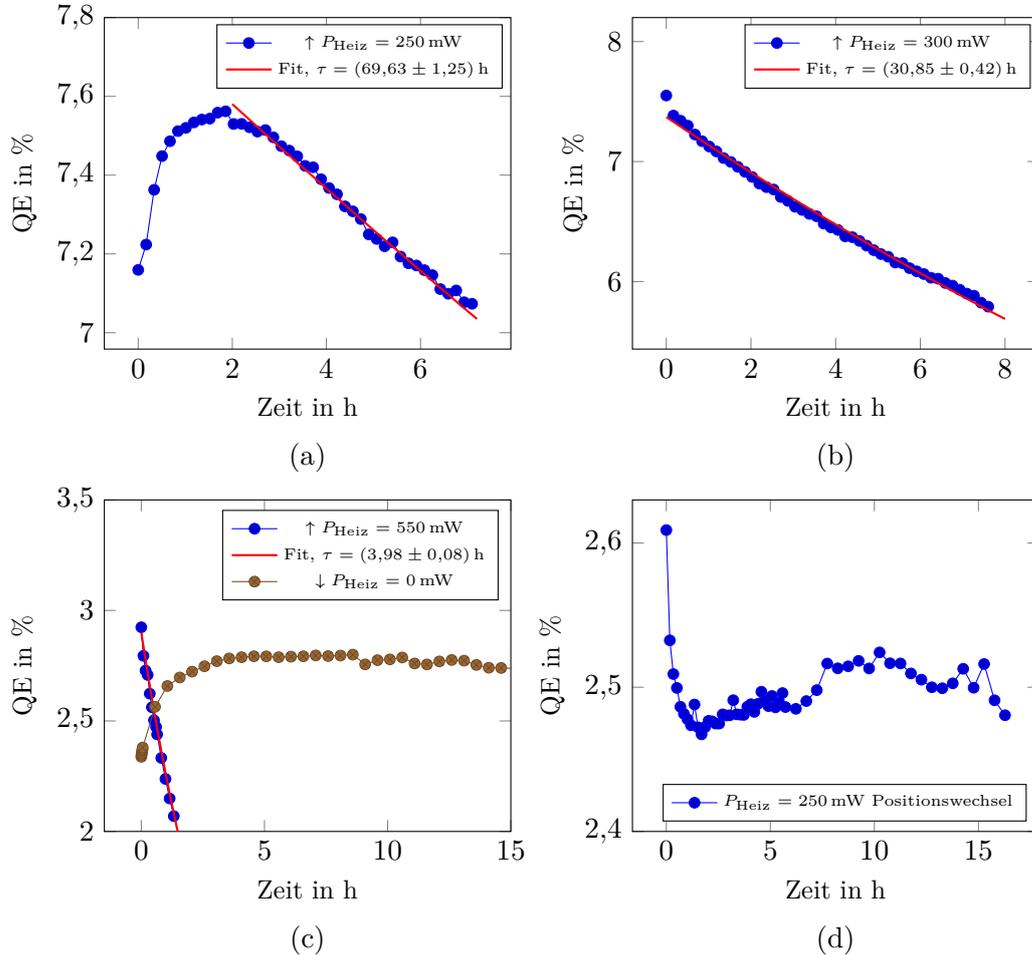


Abbildung 4.6: QE-Verlauf für verschiedene Heizleistungen  $P_{\text{Heiz}}$ . Zur Bestimmung der  $1/e$ -Lebensdauern kann eine Ausgleichsrechnung nach Gleichung (2.15) durchgeführt werden. Die Pfeile  $\uparrow$  bzw.  $\downarrow$  deuten die Steigerung bzw. Reduzierung der Heizleistung an.

registriert. Bemerkenswert ist das Verhalten bei  $P_{\text{Heiz}} = 250 \text{ mW}$  (Abbildung 4.6 (a)). Anstelle eines direkten QE-Abfalls kann hier ein etwa zweistündiger Anstieg der QE festgestellt werden. Für die Angabe eines  $QE_0/e$ -Wertes dürfen nur Werte

<sup>6</sup>Es ist jedoch keineswegs davon auszugehen, dass die Lebensdauer unendlich ist. Für die betrachteten Versuche interessiert eher der Leistungsbereich, ab dem der Photostrom merklich anfängt abzunehmen.

#### 4 Analyse von $K_2CsSb$ -Photokathoden

nach diesen zwei Stunden betrachtet werden, da erst ab hier lebensdauerermindernde Effekte auftreten und die QE erkennbar fällt. Als eine mögliche Erklärung für den (kurzzeitigen) QE-Anstieg kann eine temperaturabhängige Verkleinerung der Bandlücke angegeben werden, wie es auch für andere Halbleiter, z.B. GaAs, gemessen werden konnte [151]. Jedoch ist zu beachten, dass dieser Effekt bei der betrachteten Kathode für keine weiteren Laserleistungen festgestellt werden kann. Es ist ferner anzunehmen, dass sich dieser Effekt mit einer Cs-Migration bzw. Cs-Lösung an der Oberfläche überlagert und sich deshalb auch kathodenspezifisch, je nach Aufdampfmenge der Metalle, abhängig zeigt. Im nächsten Kapitel wird eine ähnliche Messung einer anderen  $K_2CsSb$ -Kathode vorgestellt, bei der nach der Lasererwärmung zusätzlich die Austrittsarbeitsänderung in Korrelation gesetzt wurde. Auch bei dieser Kathode konnten kurzzeitige QE-Anstiege gemessen werden (vgl. Abbildung 4.20), jedoch für andere Laserleistungen und Zeitskalen der Erwärmung.

Ansteigende Heizleistungen bis 550 mW betrachtend, kann jeweils ein schnellerer QE-Abfall und somit eine kürzere Lebensdauer gemessen werden. Die aus der Anpassung berechneten Werte für die  $1/e$ -Lebensdauern gegen die jeweiligen verwendeten Laserleistungen sind in der Abbildung 4.7 zusammengetragen. Dabei

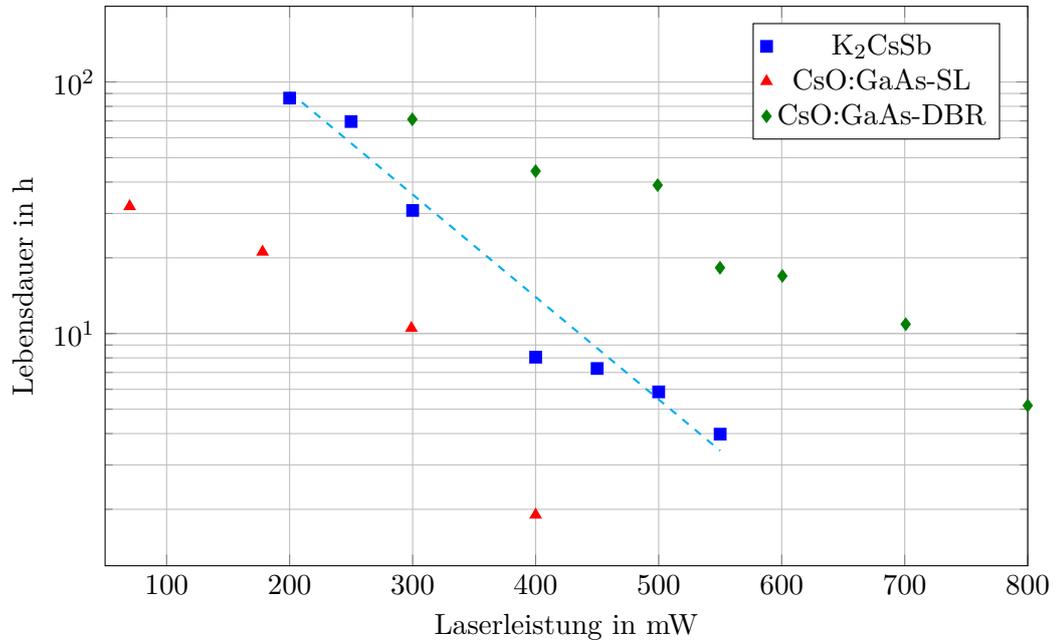


Abbildung 4.7: Vergleich der ermittelten  $1/e$ -Lebensdauer unter Lasererwärmung von  $K_2CsSb$  und  $CsO:GaAs$ . Die Fehlerbalken der Ausgleichsrechnung liegen im 1%-Bereich sind somit im Diagramm nicht sichtbar. Die gestrichelte Linie entspricht einer Ausgleichsrechnung nach einem exponentiellen Abfallgesetz  $\tau(P_{Heiz}) = A \cdot \exp(-x/b)$ , mit den Fitparametern  $A = (595 \pm 183) \text{ h}$  und  $b = (106 \pm 15) \text{ mW}$ . Die Werte von  $CsO:GaAs$  wurden aus [124] entnommen.

## 4.2 Untersuchung zur Lebensdauer unter Lasererwärmung

kann bei der verwendeten Wellenlänge für  $K_2CsSb$  von einer absoluten Absorption von 75 % der Laserleistung ausgegangen werden, wenn Messungen des absoluten Reflexionsvermögens einer PMT-Kathode in [113] als vergleichbar angenommen werden.

Wie in Abbildung 4.6 (c) dargestellt ist, stabilisiert sich die Kathode nach Beenden der Erwärmung und anschließender Abkühlung auf Raumtemperatur. Dabei wird der QE-Ausgangswert des vorausgegangenen Heizexperiments ( $P_{\text{Heiz}} = 550 \text{ mW}$ ) wiedergewonnen.

Des Weiteren lässt sich feststellen, dass die Bestrahlung lokale Unterschiede im Verhalten der Kathode aufweist. Dies kann am Beispiel des in Abbildung 4.6 (d) aufgeführten QE-Verlaufs gezeigt werden. Hierbei wurde nach einem Positionswechsel des Laserspots die Kathode wiederum mit  $P_{\text{Heiz}} = 250 \text{ mW}$  bestrahlt. Im Gegensatz zur Ursprungsposition verhält sich die Kathode an dieser Stelle über die aufgenommene Zeitdauer von 15 h stabil. Wie bereits der QE-Verteilung aus Abbildung 3.17 zu entnehmen ist, existieren Inseln auf der Kathodenoberfläche, welche neben den erheblichen QE-Unterschieden auch unterschiedliche Lebensdauern aufweisen. Dies ist jedoch eher spekulativ zu betrachten, da zum einen die Statistik für mehrere Kathoden fehlt und zum anderen keine Aussagen über die Oberflächenbedingungen vor und nach dem Heizen (evtl. Cs-Migration etc.) gemacht werden können. Was jedoch mit Sicherheit festgestellt werden kann, ist, dass bei den erzielten Temperaturen die gesamte Kathodenfläche erwärmt wurde und es zu einem globalen QE-Abfall kam.

Die ermittelten Lebensdauerwerte aus Abbildung 4.7 sind im Vergleich zu zwei GaAs-Strukturen angegeben. Dabei handelt es sich bei den GaAs-Exemplaren um einen Strained-Superlattice (SL)-Kristall sowie um einen Distributed Bragg Reflector (DBR)-Kristall. Ersterer wird als Standard-Kathode (z.B. an MAMI) verwendet, wenn ein hoch-spin-polarisierbarer Elektronenstrahl erzeugt werden muss, letztere ist eine (aufwendige) Spezialzüchtung mit integriertem Spiegel (DBR) im Kristallinneren. Die DBR-Zwischenschichten ermöglichen eine zusätzliche Reflexion der Laserleistung, sodass der Kristall weniger stark erwärmt wird und seine Lebensdauer somit steigt [124].

Die größere Robustheit von  $K_2CsSb$  gegenüber einer Standard-NEA-Photokathode weist sich somit nicht nur in der Vakuumlebensdauer aus, sondern auch in der Lasererwärmung. Jedoch muss beachtet werden, dass die beiden Kathoden sich nicht nur im Typ (PEA-NEA) unterscheiden, sondern auch in der thermischen Wärmeableitung. Der GaAs-Kristall wird per Wolfram-Feder mit einem Molybdänpuck verbunden, wohingegen der untersuchte  $K_2CsSb$ -Film direkt auf einen Edelstahlpuck aufgetragen ist. Um qualitative Aussagen über die thermische Leitfähigkeit des Pucks und seiner Halterung treffen zu können, wurde in der Temperaturkalibrationskammer ein Thermo-Kontakt-Experiment durchgeführt. Hierzu lässt sich der Aufbau aus der Temperaturkalibration (vgl. Kapitel 3.2.2) modifizieren, um zur Analysekommer ähnliche experimentelle Verhältnisse nachzustellen. Zwei zusätzliche Thermolemente ( $T_{\text{Gabel}}$ ,  $T_{\text{Manipulator}}$ ) liefern Informationen über die weitere Temperaturverteilung. Abbildung 4.8 fasst die erreichte Gleichgewichtstemperatur beispielhaft für eine Erwärmung eines Edelstahlsubstrates mit  $P_{\text{Heiz}} = 500 \text{ mW}$  zusammen.

#### 4 Analyse von $K_2CsSb$ -Photokathoden

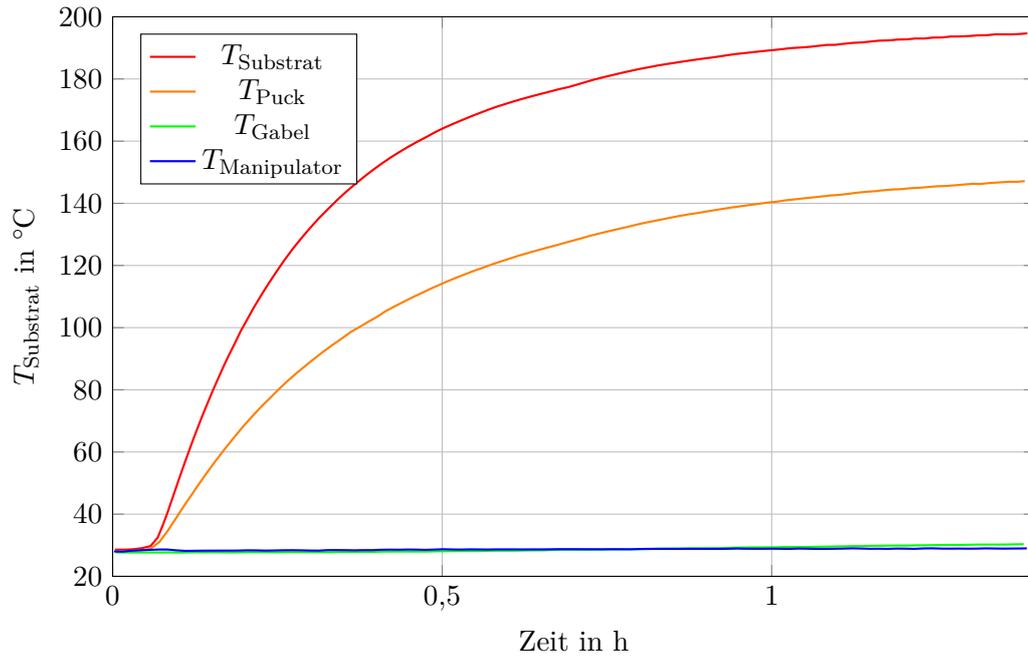


Abbildung 4.8: Erzielte Gleichgewichtstemperatur nach Erwärmung eines zum Aufbau der Analysekammer analogen Kathodenhalterungssystems. Der Heizlaser wurde mit  $P_{\text{Heiz}} = 500$  mW betrieben.

Es lässt sich feststellen, dass der Wärmeübergang von Puck zu Gabel hier den begrenzenden Faktor bildet und die Wärme vom Substrat bzw. Puck nicht effektiv abgeführt werden kann. Des Weiteren ist hierbei zu beachten, dass der Aufbau des Thermo-Kontakt-Experiments nicht den exakten Verhältnissen einer Elektronenquelle entspricht. Wie eingangs erwähnt, kann der Kontakt vom Puck zum Kältereservoir durch die Schwerkraft jedoch in erster Näherung als vergleichbar angesehen werden.

Die Präzisionsexperimente an MAGIX erfordern eine gute Messstatistik und benötigen dementsprechend lange Strahlzeiten bzw. eine Photokathode mit möglichst langer Lebensdauer. Diese Anforderung an die Kathode beachtend, zeigen die Ergebnisse der Lebensdauermessungen von  $K_2CsSb$  für den Hochstrombetrieb an MESA zwei Erkenntnisse:

- Die Notwendigkeit einer besseren Wärmeabfuhr von der Kathode.
- Die Notwendigkeit einer hohen QE.

Dies wird anhand des folgenden Zahlenbeispiels deutlich. Steht eine Kathode mit  $QE_{400\text{ nm}} = 10\%$  zur Verfügung, so sind für die Erzeugung eines 10 mA-Strahlstromes 300 mW Laserleistung notwendig. Werden vergleichbare thermische Verhältnisse in der Analysekammer sowie der Elektronenquelle angenommen, zeigen die Versuche,

dass die Lebensdauer dieser Kathode knapp 30 h beträgt<sup>7</sup>. Gleichwohl muss beachtet werden, dass die aufgeführte Beispielkathode einer moderat präparierten QE entspricht. Eine Kathode wie die untersuchte # 2017-01-17 mit  $QE_{404\text{nm}} = 20\%$  erfordert die halbe Laserleistung für den 10 mA-Betrieb, womit lebensdauerermindernde Effekte des Lasers entsprechend geringer ausfallen. Nach einer Extrapolation der Daten aus Abbildung 4.7 kann hierbei von einer Lebensdauer von mehr als 100 h ausgegangen werden.

Als Verbesserungsvorschläge für den Hochstrombetrieb seien zwei Beispiele aufgeführt:

- Die Wärmeabfuhr der Kathode kann durch einen am Substrat angelöteten Kupferstab, der eine effektive Verbindung zu einem Kältereservoir herstellt, signifikant gesteigert werden (vgl. [74]). Zusätzlich kann dieser Stab bei Bedarf auch mit Kühlungskanälen (für z.B. Wasser oder flüssigen Stickstoff) versehen werden.
- Aufgrund der etwa um den Faktor elf höheren Wärmeleitfähigkeit<sup>8</sup> sollte anstelle von Edelstahl Molybdän als Substrat verwendet werden. Die so erreichte Reduzierung der Temperaturentwicklung der Kathode wurde bspw. anhand thermischer Simulationen in [99] berechnet.

Die Lasererwärmung beschreibt, wie in Kapitel 2 dargelegt, einen von mehreren Aspekten, die zur Gesamtlebensdauer von Photokathoden beitragen. Einen weiteren Anteil stellt die Feldemission dar. Sie trägt nicht nur zur Verkürzung der Lebensdauer einer Photokathode bei, sondern auch zum Dunkelstrom einer Photoelektronenquelle und somit zum „unwanted beam“ des Beschleunigers. Nach der Fowler-Nordheim-Beziehung (Gleichung 2.12) ist für den Feldemissionsstrom neben der angelegten elektrischen Feldstärke die Austrittsarbeit  $\Phi$  der Elektrode (Photokathode) entscheidend. Dementsprechend wichtig stellt sich die Information über die Austrittsarbeit von  $K_2CsSb$  für den Betrieb eines Beschleunigers heraus. Im nächsten Kapitel folgt die Vorstellung zur verwendeten Untersuchungsmethode sowie Ergebnisse zur Messung dieser Kenngröße.

## 4.3 Messung der Austrittsarbeit von $K_2CsSb$

Aufgrund der Existenz der Bandlücke werden für Halbleiter die beiden Definitionen „thermische“ und „photoelektrische“ Austrittsarbeit unterschieden. Eine Möglichkeit, die erste Größe zu bestimmen, bietet die Messung der Kontaktspannung (engl. contact potential difference, CPD) zwischen der untersuchten Photokathode und einer Referenzelektrode. Dazu wird ein Standardwerkzeug aus der Oberflächenphysik,

---

<sup>7</sup>Solange nur die Lasererwärmung als Lebensdauerereffekt einbezogen wird (vgl. Kapitel 2.4.3), können in dieser Lebensdauer etwa 1000 C extrahiert werden.

<sup>8</sup>Die Wärmeleitfähigkeit  $\kappa$  von Molybdän beträgt  $\kappa_{Mo} = 138 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ , die von Edelstahl  $\kappa_{Edelstahl} = 12,7 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  [71].

die Kelvin-Sonde (engl. Kelvin probe, KP), verwendet. Diese wird im folgenden Unterkapitel beschrieben.

### 4.3.1 Die Kelvin-Sonde-Methode

Das von William Thomson<sup>9</sup> [97] eingeführte Prinzip der Kelvin-Sonde beruht darauf, dass zwei metallische bzw. halbleitende Platten mit unterschiedlichen Fermienergieaus und somit unterschiedlichen Austrittsarbeiten nahe und parallel übereinander gebracht werden, sodass sie über ihre Flächen einen Kondensator bilden. Abbildung 4.9 veranschaulicht diesen Effekt in einem Energiediagramm. Werden beide

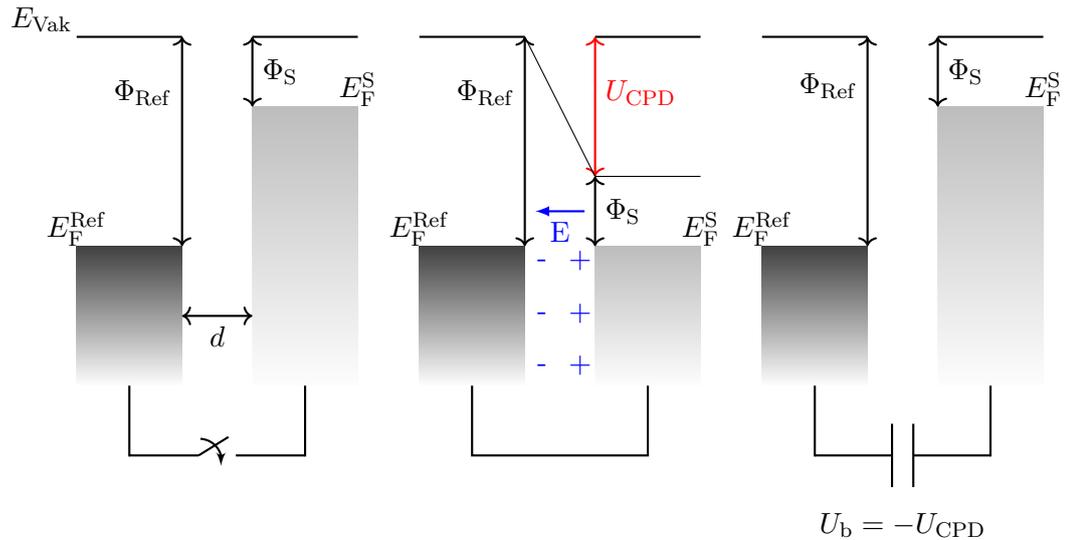


Abbildung 4.9: Messprinzip und Schema zum Aufbau der Kontaktspannung  $U_{CPD}$ .

Platten elektrisch verbunden, sind die jeweiligen Potentiale nicht mehr voneinander unabhängig. Der Potentialgradient zwischen beiden Platten gleicht sich aus, indem Elektronen vom Leiter mit dem höheren Fermienergieaus in den mit dem niedrigeren Fermienergieaus fließen, bis sich beide Werte angleichen. Dieser Vorgang ändert nicht den Betrag der Austrittsarbeiten, jedoch verschiebt er das Vakuumpotential um ein Differenzpotential der beiden Austrittsarbeiten, welches im Gleichgewichtszustand als die Kontaktspannung  $U_{CPD}$  identifiziert werden kann. In beide Platten wird nun eine im Betrag gleiche, im Vorzeichen gegensätzliche Ladung induziert und sie verhalten sich demnach wie ein geladener Plattenkondensator mit der Kapazität

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{d}. \quad (4.2)$$

Dabei beschreiben  $\epsilon_0$  die Vakuum- und  $\epsilon_r$  die Material-Permittivität,  $A$  die kleinere der beiden Flächen (meistens die Spitze der Kelvin-Sonde) und  $d$  deren Abstand.

<sup>9</sup>Auch als Lord Kelvin bekannt.

### 4.3 Messung der Austrittsarbeit von $K_2CsSb$

Wird nun eine der Platten entfernt, ändert sich die Kapazität und demnach die Ladung  $Q = CU$ , woraufhin ein Verschiebungsstrom entsteht. Mit einer zusätzlichen externen DC-Unterstützungsspannung (engl. backing voltage)  $U_b$  lässt sich dieser Verschiebungsstrom zwischen den Platten so variieren, dass er verschwindet, wenn genau

$$eU_b = -eU_{CPD} = \Phi_S - \Phi_{Ref} \quad (4.3)$$

bzw.

$$\Phi_S = \Phi_{Ref} - eU_{CPD} \quad (4.4)$$

gilt. Hierbei bezeichnet  $e$  die elektrische Ladung sowie  $\Phi_{Ref}$  die Austrittsarbeit der Referenzelektrode (KP-Spitze) und  $\Phi_S$  die Austrittsarbeit der untersuchten Kathodenprobe („sample“). Gleichung (4.4) gilt nur unter der Voraussetzung, dass  $U_b$  durch die KP-Spitze als Referenzelektrode bereitgestellt wird, während die Kathode geerdet ist. Diese Schaltung wird in der verwendeten KP-Konfiguration verwendet. Ein konträrer Aufbau („vibrated plate earthed“) ist ebenfalls möglich [104].

Zisman [163] erweiterte das Prinzip der Kelvin-Sonde um die kontinuierliche Vibration einer der Platten. Somit ändert sich die Kapazität  $C(t)$  fortlaufend mit der Frequenz der Vibration, wodurch ein Wechselstrom zwischen beiden Platten fließen kann [96], [104]:

$$I = \frac{dQ}{dt} = \Delta U \frac{dC(t)}{dt} = \epsilon_0 \epsilon_r \Delta U \frac{d_1 \omega \cos(\omega t + \phi)}{(d_0 + d_1 \sin(\omega t + \phi))^2}. \quad (4.5)$$

Der Parameter  $\Delta U$  entspricht hierbei der Summe  $\Delta U = U_{CPD} + U_b$ , während  $d_1$  die Schwingungsamplitude,  $d_0$  den Abstand der Kelvin-Sonde zur untersuchten Probe (in der Ruheposition ohne Schwingung), sowie  $\omega$  die Kreisfrequenz und  $\phi$  die Phase der Schwingung beschreibt. Die Vibration verbessert das Signal signifikant, da der Strom nun deutlich besser verstärkt und detektiert werden kann [148].

Nichtsdestotrotz haben Kelvin-Sonden naturgemäß Probleme, die durch die Bewegung einer Elektrode im Vakuum und einen Ladungsfluss durch Modulation einer Kapazität verursacht werden. Effekte der Mikrophonie und hauptsächlich Streukapazitäten, hervorgerufen durch bspw. Signalkabel oder die umgebende Vakuumkammer, begünstigen ein Signalrauschen [44].

Moderne Kelvin-Sonden wie das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Modell<sup>10</sup> nutzen für ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis eine „Off-Null“-Technik [21], die es erlaubt, auf einen Lock-in-Verstärker zu verzichten. Diese Detektionsmethode wird in Abbildung 4.10 veranschaulicht. Es wird ausgenutzt, dass nach Gleichung (4.5) einerseits der Strom  $I$  und andererseits die Amplituden der Extreme (wo  $dI/dt = 0$  gilt) zu  $\Delta U$  proportional sind. Die Höhe der beiden Amplituden wird auch als Peak-to-Peak (PP)-Höhe bezeichnet. Verschwindet der Strom, so gilt  $\Delta U = 0$  und somit  $U_b = -U_{CPD}$ .

Der Gradient  $G$  der Ausgleichsgeraden in Abbildung 4.10 spiegelt in einer nicht-trivialen Art den Abstand  $d$  zwischen der KP und der untersuchten Kathode wider

<sup>10</sup>KP6500, McAllister, Coeur d’Alene, USA

#### 4 Analyse von $K_2CsSb$ -Photokathoden

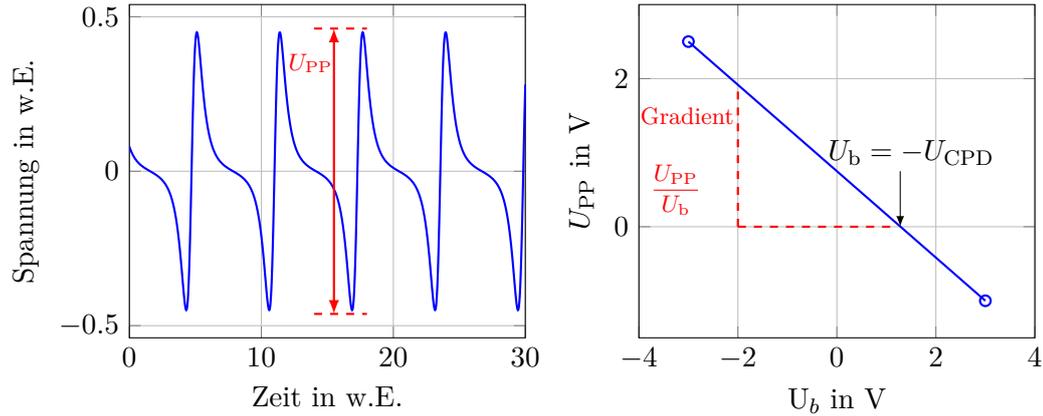


Abbildung 4.10: Die „Off-Null“-Technik zur Steigerung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses: Links: Nach der Gleichung (4.5) lässt sich eine zum Strom proportionale Spannung messen, die im Wesentlichen von den Parametern  $d_1$  und  $d_0$  abhängt. Im gezeigten Beispiel beträgt das Verhältnis  $d_1/d_0 = 0,8$ . Rechts: Wird  $U_{PP}$  gegen mindestens zwei unterschiedliche  $U_b$ -Werte aufgetragen, kann die lineare Abhängigkeit von  $U_b$  zum Signal ausgenutzt werden und somit eine lineare Funktion angepasst werden. Der Schnittpunkt dieser Funktion mit der Abszissenachse entspricht dem negativen Wert von  $U_{CPD}$ . Der Gradient der Ausgleichsgeraden wird als Indikator für den Abstand  $d_0$  genutzt.

und kann für Vergleichsmessungen als Konstante gesetzt werden. Reguliert wird  $G$  softwaremäßig durch fortlaufende Änderung des DC-Offsets der Schwingungsspule.

Die KP ermöglicht eine zerstörungsfreie und kontaktlose CPD-Messung der Kathode auf einem präzisen Niveau mit Fehlern von wenigen meV [22]. Die minimale Auflösung wird dabei von der Fläche der KP-Elektrode vorgegeben. Zur Ausgabe eines Wertes wird über diese Fläche das arithmetische Mittel aufgenommen. Da Messungen unter UHV-Bedingungen möglich sind, ist die KP ideal geeignet für sensible Oberflächenuntersuchungen von dünnen Filmen wie  $K_2CsSb$ -Photokathoden.

Als eine von vielen Parametern abhängige und materialspezifische Kenngröße reagiert die Austrittsarbeit sehr sensibel auf Änderungen der Oberflächenbeschaffenheit. Die Messung einer Austrittsarbeitsänderung kann somit als Indikator für Modifikationen der Kathodenoberfläche durch Adsorption, Erwärmung, Kontamination usw. verwendet werden. In Kapitel 4.3.6 wird die Änderung der Austrittsarbeit nach einer Lasererwärmung untersucht.

Die KP-Methode stellt einen indirekten Zugang zur Bestimmung der Austrittsarbeit dar, da der Wert der Referenzelektrode aus anderen Messungen bekannt sein muss. Absolute Werte für die Austrittsarbeit können somit prinzipiell nicht mit hoher Genauigkeit angegeben werden. Hinzu kommt, dass die KP-Spitze oft selbst

als Referenzelektrode dient und während möglicher Experimente eventuell nicht von Kontaminationen bzw. sonstigen Änderungen der Oberfläche befreit ist. Dieses Risiko lässt sich jedoch minimieren, indem ein gegenüber Adsorbaten stabiles Metall wie Edelstahl als KP-Spitze gewählt wird. Dies trifft für die verwendete KP-Spitze zu. Als Literaturwert für die Austrittsarbeit gibt der Hersteller

$$\Phi_{\text{KP-Spitze}} = 4,1 \text{ eV}$$

an [104].

Im Folgenden soll der experimentelle Aufbau der Kelvinmethode sowie die gewählten Einstellungen der Apparatur genauer vorgestellt werden.

#### 4.3.2 Experimenteller Aufbau

Abbildung 4.11 illustriert in einem 3D-Modell die verwendete UHV-Kelvin-Sonde. Sie wurde bereits in [115] im Hinblick auf Untersuchungen von Chalcopyrit-Halbleitern bzw. GaAs betrieben. Allerdings musste wegen der niedrigen Curie-Temperatur ( $T_C = 120^\circ\text{C}$ ) des Magneten in der Schwingungsspule die Ausheiztemperatur der eingesetzten Vakuumkammer begrenzt werden, wodurch keine hinreichend guten UHV-Bedingungen in einem niedrigen  $10^{-10}$  mbar-Bereich erzielt werden konnten.

In vorbereitenden Maßnahmen zu den in diesem Kapitel vorgestellten Messungen wurde deshalb die Standard-Ausführung der KP um einen temperaturbeständigeren ( $T_C = 150^\circ\text{C}$ ) mit Nickel beschichteten Neodym-Eisen-Bor-Magneten erweitert. Die Funktionsfähigkeit der KP wurde im Rahmen einer Bachelorarbeit für Luftatmosphäre gezeigt [88].

Abbildung 4.12 veranschaulicht den experimentellen Aufbau der KP-Messung in der Analysekammer. Die KP-Apparatur besteht aus dem KP-Kopf, einem Vorverstärker für die Einstellung von  $U_b$  sowie einer Elektronikeinheit mit einem Datenerfassungssystem (engl. Data Acquisition, DAQ), was mittels Software die Steuerung und Datenaufnahme der KP während des Betriebes ermöglicht. Der KP-Kopf ist an einer Z-Lineardurchführung<sup>11</sup> angebracht, welche durch einen Wellbalg mit der Vakuumkammer verbunden ist, um durch die Einstellung der Neigung die Parallelität der beiden Elektroden (KP-Spitze und Puck) zusätzlich zu verbessern. Für ein gutes Signal muss die Kelvin-Sonde üblicherweise auf einen Abstand von deutlich unter 1 mm zur Kathode gebracht werden. In einem ersten Schritt wird die Annäherung per Hand durchgeführt, wobei eine Kamera mit Vergrößerungsobjektiv der Abstandskontrolle dient. In einem zweiten Schritt kann dann eine automatische Feinjustierung des Abstandes in einem Bereich von bis zu 100  $\mu\text{m}$  mit Hilfe der Software vorgenommen werden. Dazu liegt eine zusätzliche DC-Spannung für einen Offset des Magneten an der Schwingungsspule an. Dieser ist mit der KP-Spitze über einen Keramikstab verbunden.

Die elektrische Verbindung zwischen Kelvin-Sonde und Kathode muss über den Puck, die Gabel, den Manipulator sowie die Vakuumkammer realisiert werden.

<sup>11</sup>ZLTM50, Vacgen Limited, East Sussex, England

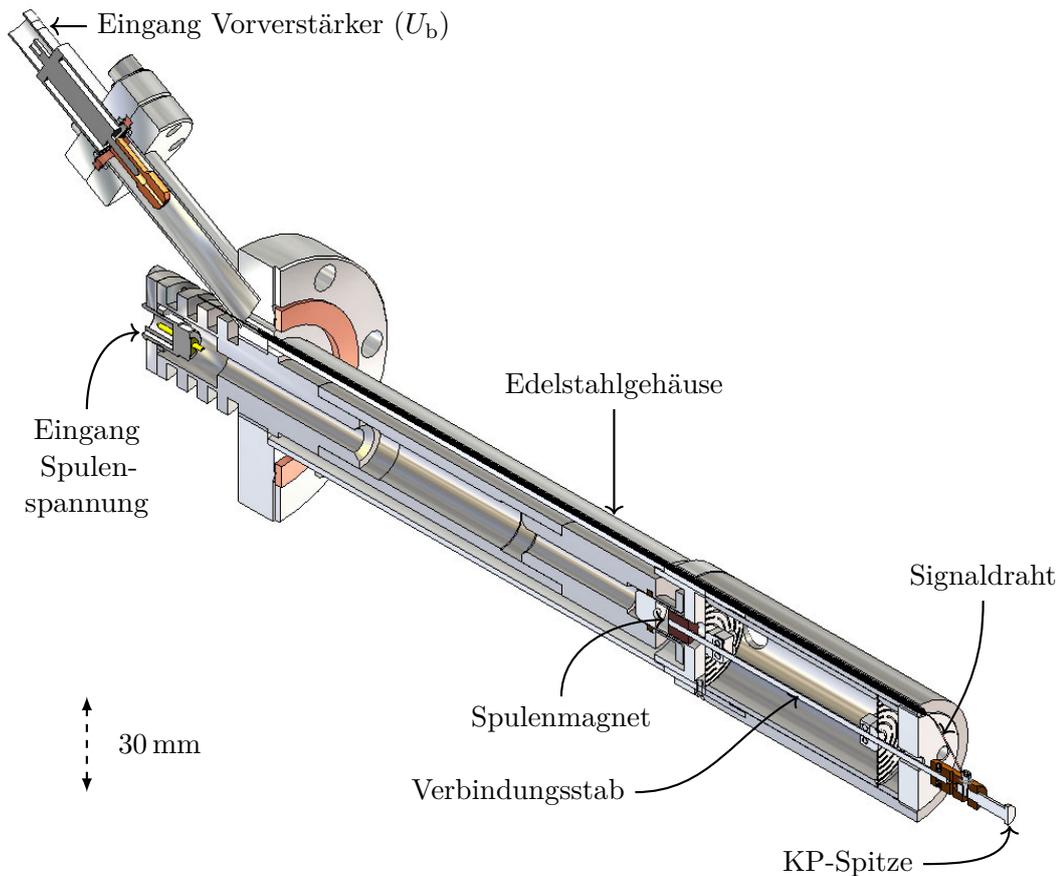


Abbildung 4.11: 3D-Modell der verwendeten UHV-Kelvin-Sonde im Halbschnitt. Modifiziert nach [103].

Obwohl die Konstruktion bei der ZMLRV-Serie des Manipulators rein metallisch und der innere Stab über Kugellager mit der Außenwand verbunden wird, hat sich gezeigt, dass der Widerstand bei Bewegung des Manipulators nicht kontinuierlich auf einem Niveau von wenigen Ohm bewahrt werden kann. Es wurde deshalb ein zusätzliches Strahlrohrstück zwischen Manipulator und Vakuumkammer angebracht, welches auf der Innenseite mit Kupferschleifkontakten (Abbildung 4.12, rechts unten) ausgestattet ist. Diese stellen einen elektrischen Kontakt zur Außenwand des Manipulators und somit über die Flanschverbindungen gleichsam zur Kelvin-Sonde her. Ein Messung des Widerstandes von durchgehend  $R < 3 \Omega$  bei horizontalen bzw. Rotationsbewegungen des Manipulators bestätigt eine für die Messung notwendige elektrische Verbindung.

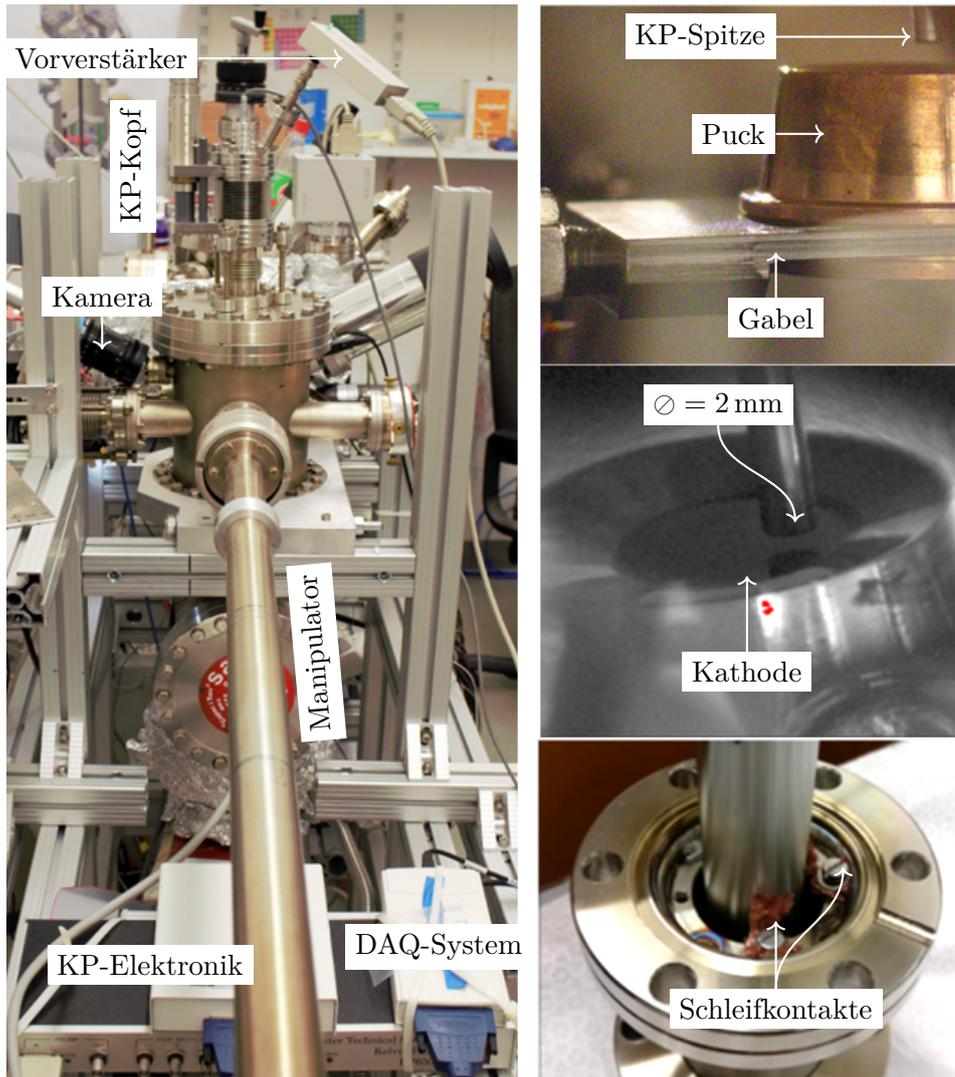


Abbildung 4.12: Experimenteller Aufbau zur Messung der Austrittsarbeit von  $K_2CsSb$ . Links: Analysekammer mit KP-Aufbau. Rechts oben: Aufbau zum elektrischen Kontakt zwischen KP-Spitze und Kathode. Rechts Mitte: Eine Kameraaufnahme zur visuellen Kontrolle des Abstandes von Spitze und Kathode. Rechts unten: Zusätzlich angebrachte Schleifkontakte zur Erdung der Kathode.

Um mögliche Streukapazitäten zu minimieren, wird die sich in der Nähe des Pucks befindliche Anode bzw. ihre Stromdurchführung vor jeder Austrittsarbemessung geerdet. Zur Abkopplung von durch die Vakuumpumpen hervorgerufenen elektrischen Schwingungen, die das Messsignal stören würden, ist die Kelvin-Sonde an einem separaten Stromkreis angeschlossen. Zur weiteren Entkopplung von mechanischen

Schwingungen lassen sich Turbomolekular- sowie Vorpumpe durch ein Ventil an der Schleuse von der Analysechamber abtrennen und für den Zeitraum der Messungen ausschalten.

### 4.3.3 Bestimmung der Betriebsparameter

Bevor die Datenaufnahme gestartet werden kann, müssen gewisse Parametereinstellungen für die KP definiert werden, um ein klares  $U_{CPD}$ -Signal zu ermöglichen.

Der entscheidendste Parameter dabei ist der Gradient  $G$ , dessen Kalibration in Abbildung 4.13 (oben) dargestellt ist. Hierzu wurden für verschiedene Werte des Gradienten jeweils 20 Aufnahmen für  $U_{CPD}$  durchgeführt und der Durchschnitt mit zugehöriger Standardabweichung aufgetragen. Der Gradient verhält sich antiproportional zum Abstand der KP-Spitze von der Kathode, d.h. er wird größer, je näher die KP-Spitze an die Kathode gebracht wird. Das gemessene Signal wiederum wird mit kleiner werdendem Abstand stabiler und deutlicher. Um einen Zusammenstoß zu vermeiden, kann ein oberer Wert  $G_{max}$  als Sicherheitsparameter gesetzt werden. Wird  $G_{max}$  erreicht, ist die KP-Software in der Lage, die Schwingung instantan auszuschalten, um die Kathode vor einer möglichen Kollision zu schützen. In der Praxis wird  $G$  somit limitiert durch:

$$0,05 \leq G \leq 0,09, \quad (4.6)$$

wobei der untere Wert für ein messbares Signal als Voraussetzung der Elektronik mindestens erreicht werden muss. Der obere Wert wurde als Sicherheitswert empirisch ermittelt. Für die Messungen im Rahmen dieser Arbeit wurde der Standardwert  $G = 0,075$ , als Kompromiss zwischen einem unteren Sicherheitswert und dem erreichten Plateau, gewählt. Der Gradient wird von der KP-Software konstant gehalten, indem die Position des Schwingungsmagneten (DC-Offset) kontinuierlich angepasst wird. Während der Datenaufnahme sollte der Wert des DC-Offsets möglichst Null betragen. In diesem Gleichgewichtszustand der Schwingungsspule bleibt die Erwärmung durch die Spannung gering, was eine minimale mechanische und thermische Drift bei der Schwingung ermöglicht.

Die Schwingungsfrequenz  $f_{KP}$  kann mit Hilfe einer Resonanzmessung durch die KP-Software eingestellt werden. Des Weiteren wird dadurch eine Möglichkeit gegeben, Streukapazitäten, wie sie z.B. durch eine Schwingung des Signaldrahtes hervorgerufen werden können, zu registrieren und gleichsam zu unterdrücken. Dazu wird, wie in Abbildung 4.13 (unten) dargelegt, ein Parameterraum abgefahren. Die Wahl einer Frequenz, die deutlich abseits von der Resonanzfrequenz des Schwingungssystems und ihrer Vielfachen liegt, begünstigt ein klareres Signal. Niedrigere Frequenzen unter 100 Hz sind aufgrund der Nähe zur 50 Hz-Netzfrequenz zu vermeiden [104]. Da höhere Frequenzen die Spule erwärmen, sollte  $f_{KP}$  jedoch auch nicht zu groß sein. Aus den genannten Gründen wurde nach der durchgeführten Kalibration die Frequenz auf  $f_{KP} = 165$  Hz gesetzt.

Der Amplitudenwert der Schwingung ist eine empirisch zu ermittelnde Größe und hängt stark von der verwendeten Spitze und der experimentellen Umgebung

### 4.3 Messung der Austrittsarbeit von $K_2CsSb$

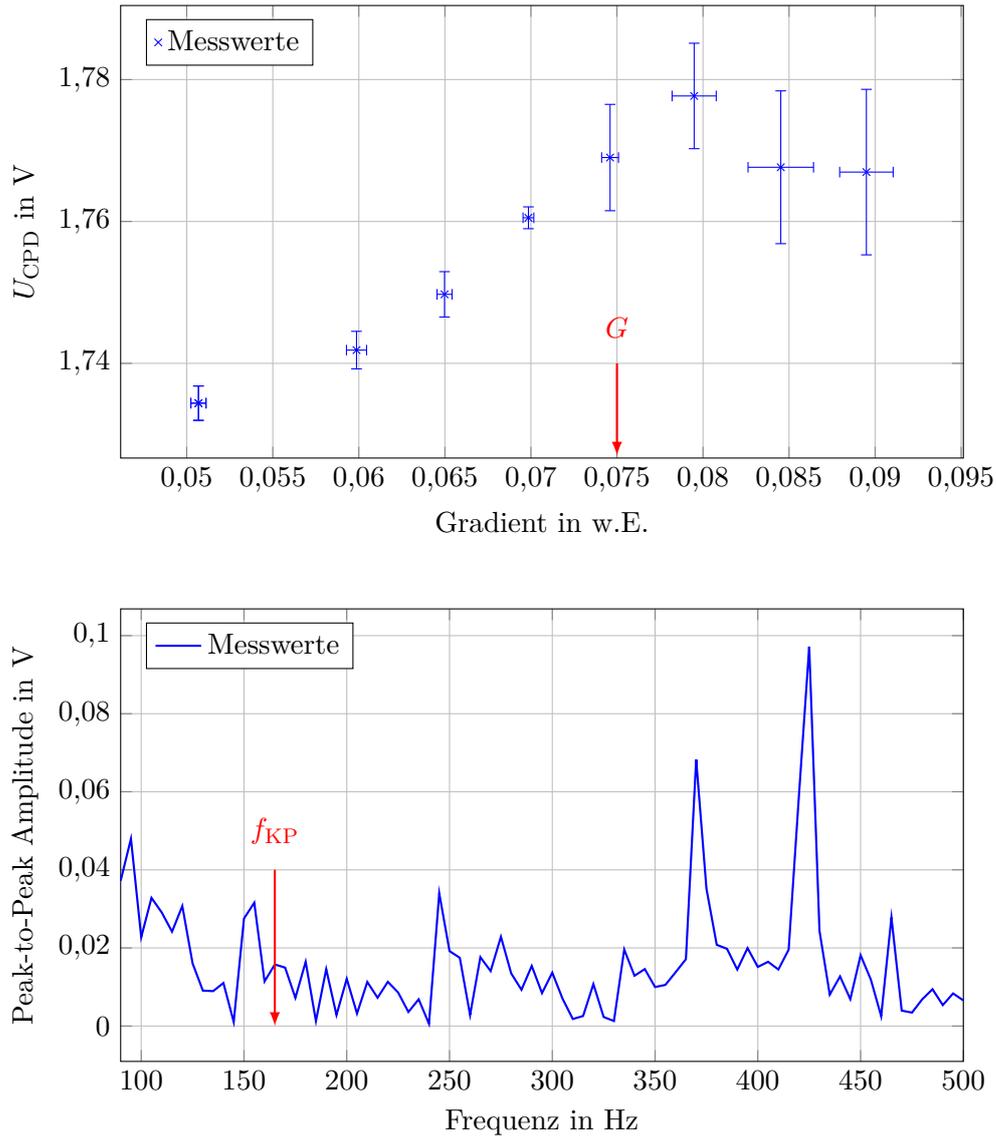


Abbildung 4.13: Kalibration der Kelvin-Sonde. Oben: Gradientenkalibration. Ab ungefähr  $G = 0,075$  erreicht das Signal ein Plateau. Unten: Frequenzkalibration der KP-Schwingung. Um eine Resonanzanregung zu vermeiden, wurde die Schwingungsfrequenz auf  $f_{KP} = 165$  Hz gesetzt.

ab. Nach [128] wurde für eine vergleichbare Spitze vom Hersteller ein Wert von  $d_1 = 125$  (ohne Einheit) empfohlen, welcher für alle in dieser Arbeit durchgeführten Messungen gesetzt wurde.

Die Unterstützungsspannung  $U_b$  wurde auf  $\pm 2$  V gesetzt, da dieser Wert im Rahmen von  $\pm 0,5$  V vom erwarteten Wert für  $U_{CPD}$  einzustellen ist [104].

Es ist entscheidend, dass die eingestellten Parameter konstant gehalten werden, wenn unterschiedliche Messungen an der zu untersuchenden Probe vergleichbar bleiben sollten. Sind diese Einstellungsparameter ausfindig gemacht, ermöglicht der experimentelle Aufbau in der Analysechamber die Aufnahme der CPD an einem beliebigen Punkt entlang des Kathodendurchmessers. Die Messungen werden im Folgenden beschrieben.

### 4.3.4 Ergebnisse einer Langzeitaufnahme

Für die im Rahmen dieses Kapitels durchgeführten Messungen wurde Kathode # 2017-09-13 auf einem Cu-Puck präpariert. Die QE betrug nach der Präparation  $QE_{404\text{nm}} = 4\%$  bzw.  $QE_{532\text{nm}} = 0,6\%$ . Mithilfe des Manipulators kann der Puck unter die feste KP-Position gefahren werden. Die KP nimmt während der Messung das arithmetische Mittel von  $U_{\text{CPD}}$  über die Fläche der im Durchmesser 2 mm großen Spitze auf. Für die Analyse können beliebig viele Werte aufgezeichnet werden und aus diesen ein Mittelwert  $\bar{U}_{\text{CPD}}$  sowie die zugehörige Standardabweichung als statistischer Fehler  $\sigma_{\text{stat}} = \sigma_{\text{RMS}}$  berechnet werden. Analog zu Gleichung (4.4) gilt für die Austrittsarbeit der untersuchten Photokathode:

$$\Phi_{K_2CsSb} = \Phi_{\text{KP-Spitze}} - e\bar{U}_{\text{CPD}}. \quad (4.7)$$

Um die Stabilität des KP-Signals zu überprüfen, kann eine über mehrere Stunden andauernde Langzeitmessung durchgeführt werden. Da während der anfänglichen KP-Experimente ein benachbarter Pumpstand im Labor betrieben wurde und dieser im Verdacht stand, durch mechanische Vibration einen Einfluss auf die sensitive CPD-Messung auszuüben, wurde die Messung zusätzlich ohne den Pumpstand wiederholt. Abbildung 4.15 fasst die Aufnahme von 10000 Messpunkten (Dauer etwa 5,5 h) zusammen. Als Messposition wurde die Kathodenmitte gewählt. Obwohl der Pumpstand durch die große Anzahl an Messpunkten im Mittel keinen Einfluss auf das Ergebnis hat und im Rahmen des Fehlers dem Ergebnis im ausgeschalteten Zustand entspricht, kann im Vergleich zur Messung ohne den Pumpstand sowie bei Betrachtung kürzer Messzeiten ein signifikant größeres Rauschen festgestellt werden. Für schnelle Aufnahmen mit einer geringeren Anzahl an Messpunkten sollte der Betrieb des Pumpstand deshalb vermieden werden. Des Weiteren kann festgestellt werden, dass der Betrieb der beiden Schleusenpumpen, sowie der Vakuummessröhre keinen messbaren Einfluss aufweist.

Die Austrittsarbeit der Kathode # 2017-09-13 kann demnach mit dem Ergebnis der  $\bar{U}_{\text{CPD}}$ -Messung und der Gleichung (4.7) zu

$$\Phi_{K_2CsSb} = (2,17 \pm 0,01) \text{ eV} \quad (4.8)$$

bestimmt werden. Der experimentelle Fehler ist hierbei rein statistischer Natur, da für die Berechnung von  $\Phi_{\text{KP-Spitze}}$  der Literaturwert nach [104] (ohne Fehlerangabe) einzusetzen ist und darüber hinaus aus der Langzeitaufnahme keine systematischen Effekte wie Signaldrift o.ä. zu erkennen sind.

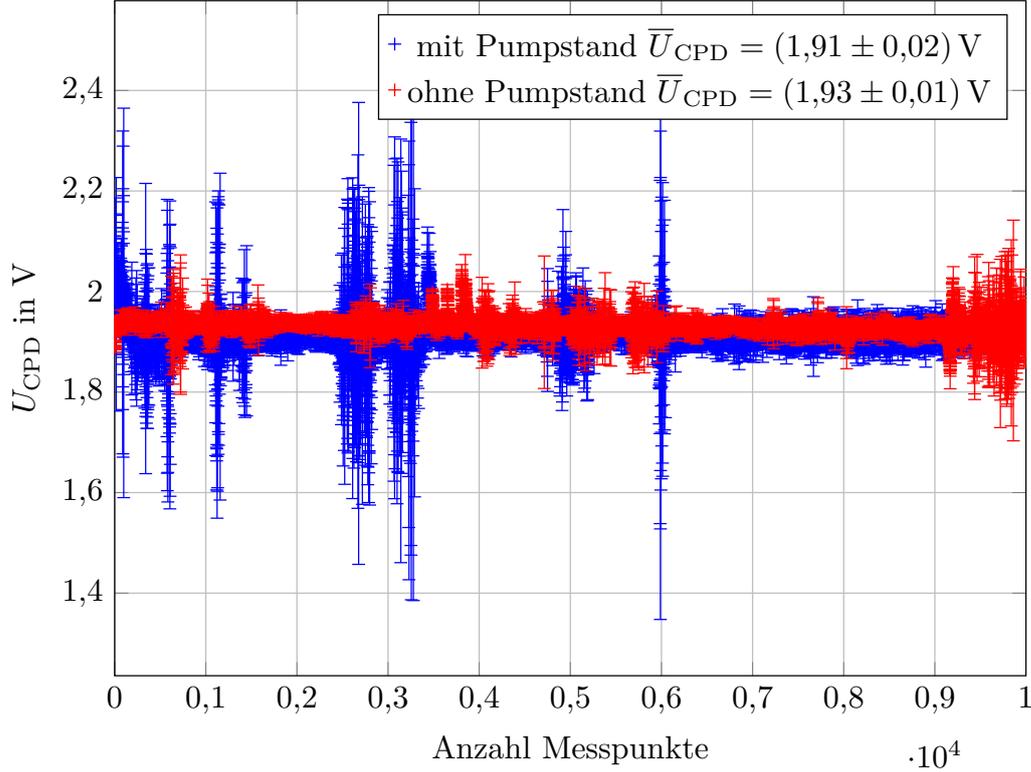


Abbildung 4.14: Langzeitaufnahme der CPD. Insbesondere für schnelle Messungen konnte mit einem benachbarten Pumpstand ein störender Einfluss identifiziert werden.

Der gemessene Wert der Austrittsarbeit stellt zum Literaturwert einer PMT-Kathode aus [116] eine Abweichung von etwa +600 meV dar. Die Austrittsarbeit wurde hierbei, ebenfalls mittels Kelvinmethode, zu  $\Phi_{K_2CsSb}^{Lit} = (1,56 \pm 0,03) eV$  bestimmt. Es muss jedoch beachtet werden, dass die beiden Kathoden sich, abseits ihrer Bestimmung in der Präparationsmethode, prinzipiell unterscheiden und die erreichte QE in [116] die QE der Kathode # 2017-09-13 um etwa den Faktor 5–6 übersteigt. Ebenso unterscheidet sich der experimentelle Aufbau. In [116] wurde eine Wolfram-Referenzelektrode verwendet, wobei die Autoren vermerkt haben, dass die Elektrode während der Präparation mit Cs kontaminiert wurde. Dadurch musste als Referenz-Austrittsarbeit ein Wert für eine cäsiierte Wolframoberfläche angenommen werden. Eine solche Kontamination (während der Kathodenpräparation) kann durch den Aufbau der Analysekammer ausgeschlossen werden.

Darüber hinaus lässt sich durch die Messung der thermischen Austrittsarbeit auch eine Aussage über die Lage des Fermi-niveaus im Vergleich zum Vakuumniveau treffen, vorausgesetzt, die Literaturwerte für die Bandlücke und Elektronenaffinität nach Tabelle 2.2 können für die untersuchte Kathode übertragen werden. Unter Annahme von  $E_G = 1,2 eV$  und  $E_A = 1,1 eV$  liegt das Fermi-niveau für die untersuchte Kathode

demnach bei maximal  $E_F = E_G + E_A - \Phi_{K_2CsSb} = 130 \text{ meV}$  über der obersten Valenzbandkante und deutet somit auf eine p-Dotierung der Oberflächenzustände hin (vgl. Kapitel 2.2.2).

### 4.3.5 Ergebnisse einer Profilaufnahme

Über die Aufnahme an einer festen Stelle hinaus wird eine eindimensionale Profilaufnahme entlang des Kathodendurchmessers ermöglicht, indem die Position des Pucks unter der KP geändert wird<sup>12</sup>. Abbildung 4.15 bildet den Ablauf schematisch ab. Das abgebildete Koordinatensystem gilt für die folgenden Betrachtungen in diesem Kapitel. Wird der Manipulator in 1 mm-Schritten entlang der  $x$ -Achse verfahren,

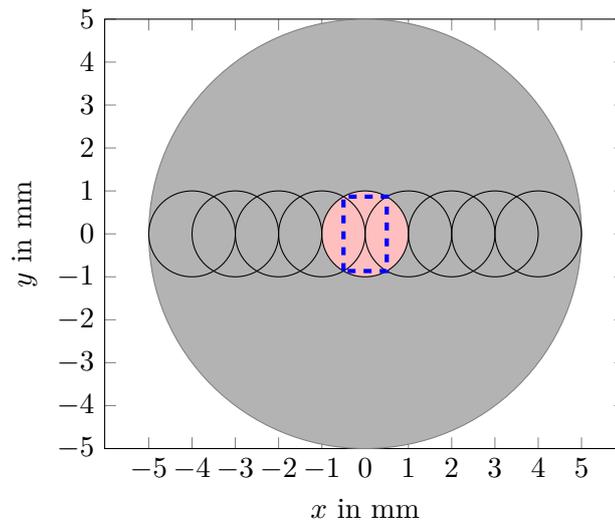


Abbildung 4.15: Schema zur Messdurchführung. Die Kathodenfläche entspricht dem grau schraffierten Kreis, die Fläche der KP-Spitze dem rosaroten Kreis. Für die Messung entlang der Kathode wird der Puck in Abständen von 1 mm, wie mittels der transparenten Kreise angedeutet, verschoben. Das blaue Rechteck ( $1 \times \sqrt{3} \text{ mm}^2$ ) entspricht dabei dem „exklusiv“ aufgenommenem Messschritt entlang des Profils.

so wird jeweils das Zentrum der Mittelung über die KP-Spitze verschoben. Mit der verwendeten 2 mm großen runden KP-Spitze können daher insgesamt neun Messstellen bzw. Punkte (entspricht den transparenten Kreisen in Abbildung 4.15) aufgenommen werden. Die Anzahl der Messwerte wurde für jeden der neuen Punkte auf 100 festgesetzt. Nach jedem Positionierungsschritt des Pucks wird die KP erst händisch, dann mittels Software automatisch angenähert, bis der Gradient  $G = 0,075$  erreicht wird.

<sup>12</sup>Für die Aufnahme einer zweidimensionalen topographischen Karte der Austrittsarbeit wäre ein zusätzlicher azimuthaler Freiheitsgrad notwendig, der experimentell z.B. mit einem UHV-fähigen Rotationstisch realisiert werden kann.

### 4.3 Messung der Austrittsarbeit von $K_2CsSb$

Das aufgenommene  $U_{CPD}$ -Profil wird anhand eines Konturplots in Abbildung 4.16 veranschaulicht. Als Durchschnittswert wurde

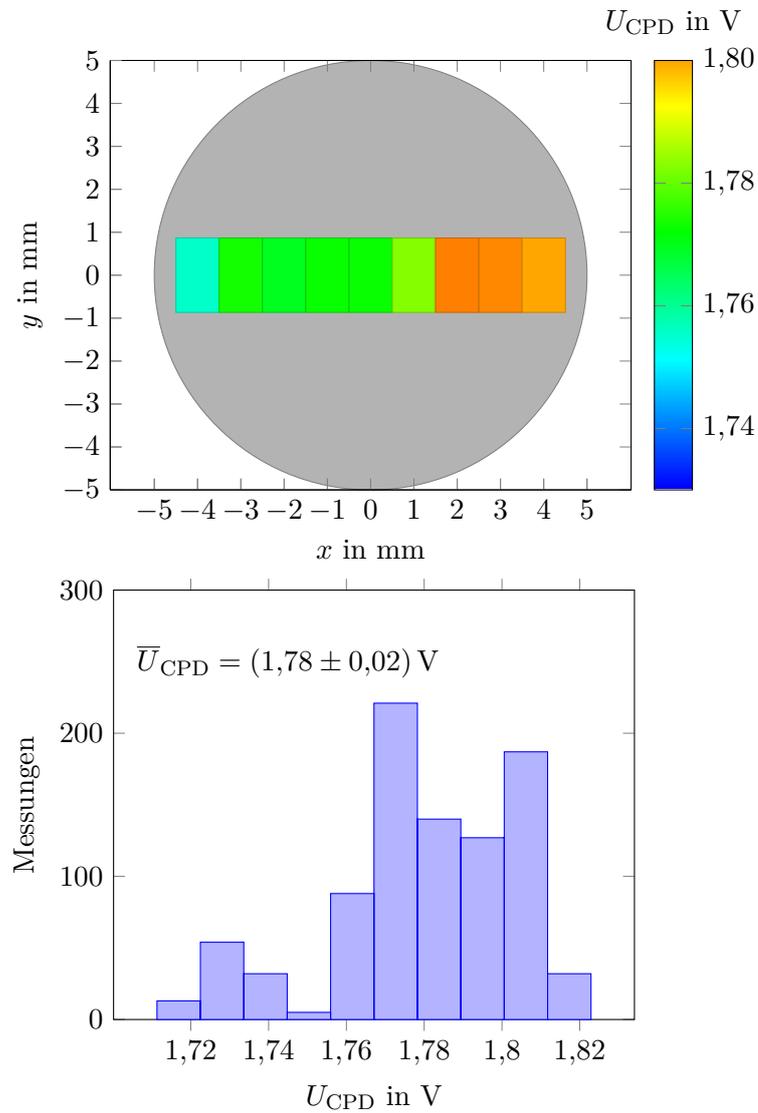


Abbildung 4.16: Oben: Aufnahme einer  $U_{CPD}$ -Profilmessung entlang der Kathode # 2017-09-13. Unten: Histogramm der Messung.

$$\bar{U}_{CPD} = (1,78 \pm 0,02) eV \quad (4.9)$$

bestimmt. Somit kann aufgrund der linearen Abhängigkeit zu  $U_{CPD}$  eine qualitative Aussage über die im Bereich von 50 meV gleichmäßige Austrittsarbeit der untersuchten  $K_2CsSb$ -Photokathode getätigt werden.

### Fehlerdiskussion

Es hat sich für den experimentellen Aufbau der Analysekammer gezeigt, dass ein Zusammenstoß von KP-Spitze und Kathode trotz der softwaregestützten Gradientenkontrolle nicht (immer) zu verhindern ist. Dies erklärt den Unterschied der  $U_{CPD}$ -Werte aus der Langzeit- bzw. der Profilaufnahme. Insbesondere die horizontale, manuelle Bewegung mittels Vakuummanipulator erweist sich als nicht präzise genug, sodass auftretende Höhen- und Winkelunterschiede zur Kollision der KP mit der Kathode führen können. Obwohl der gesetzte Wert für  $G_{max} = 0,09$  während der Messungen nicht überschritten wurde, waren nach dem Durchlauf der ersten Aufnahmen sichtbare Abdrücke auf der Kathode zu erkennen. Die Vermutung liegt nahe, dass die KP-Spitze mit der Kathode nur teilweise aufgesetzt hat, im Mittel jedoch  $G_{max}$  nicht erreicht wurde und die KP-Software die Kollision deshalb nicht erkannt hat. Abbildung 4.17 gibt in einer Fotografie der Kathode (der Farbraum wurde invertiert) die abgebildeten Spuren wieder, die diese Annahme unterstützen.

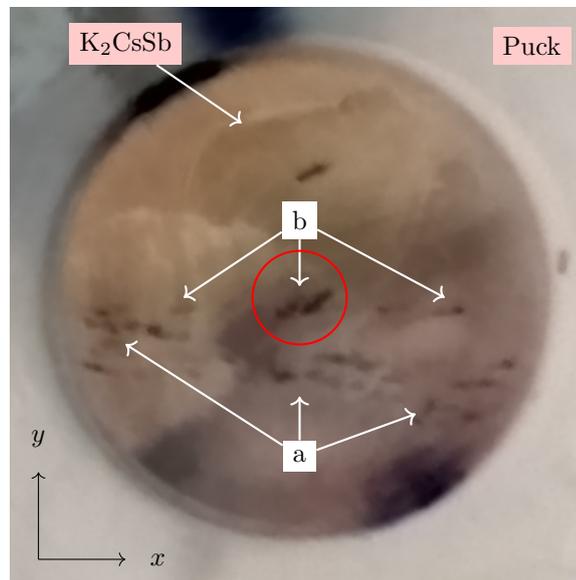


Abbildung 4.17: Fotografie der Kathode mit Kollisionsspuren der KP. Der Farbraum wurde invertiert, um die Spuren hervorzuheben. a: vor Positionsoptimierung, b: nach Positionsoptimierung. Der rote Kreis deutet die Projektion der KP-Spitze an.

Die Spuren einer ersten Profilaufnahme (a) auf der Oberfläche verdeutlichen die Schwierigkeiten der angestrebten Positionierung, wonach der Puck nicht in idealer Richtung, wie in Abbildung 4.15 dargestellt, abgetastet werden konnte. Gleichwohl ermöglichten diese Spuren eine Optimierung der Manipulatorstellung für folgende Messreihen sowie eine neue Aufnahme an einer bisher unberührten Kathodenstelle, die näher an der geplanten Position entlang der Kathoden-Mittellinie (b) verläuft. Die Profilaufnahme aus Abbildung 4.16 wurde entlang dieser Einstellung durchgeführt.

### 4.3 Messung der Austrittsarbeit von $K_2CsSb$

Um quantitative Aussagen zur Austrittsarbeit treffen zu können, muss beachtet werden, dass die Kollision der KP einerseits Auswirkungen auf  $\Phi_{KP-Spitze}$  sowie den jeweiligen lokalen Wert von  $\Phi_{K_2CsSb}$  am Ort der Kollision hat. Da die relative CPD-Messung grundsätzlich jegliche Änderungen, die beide Elektroden betreffen (sei es durch einen Zusammenstoß, Oberflächenkontamination oder sonstige Änderungen des Systems), nicht differenziert, muss für nachfolgende Auswertungen eine weitere Referenzelektrode hinzugezogen werden.

Da sich der Zusammenstoß der KP mit der Kathode auf den Cu-Puck nicht auswirkt, kann dieser als zusätzliche Referenzelektrode genommen werden. Der CPD-Wert wurde an einer nicht mit  $K_2CsSb$  bedeckten Stelle des Pucks (auf der gegenüberliegenden Seite der Kathode), noch vor Beginn der Kathodenmessungen, aufgenommen. Mit  $U_{CPD}^{Cu} = (-312 \pm 4)$  mV entspricht dies einer Austrittsarbeit für Kupfer von  $\Phi_{Cu} = (4,43 \pm 0,01)$  eV, in Übereinstimmung zum Literaturwert  $\Phi_{Cu}^{Lit} = (4,46 \pm 0,03)$  eV [9].

Indem  $U_{CPD}^{Cu}$  nach der Kollision gemessen wird, können somit Rückschlüsse auf den nun modifizierten Wert  $\Phi'_{KP-Spitze}$  gezogen werden. Dazu muss der entsprechende Offset (vor und nach Kollision) von  $\Phi_{KP-Spitze} = 4,1$  eV subtrahiert werden. Tabelle 4.1 fasst die Messungen für die Modifikation von  $\Phi'_{KP-Spitze}$  zusammen.

Zustand	$U_{CPD}^{Cu}$ in V	$\sigma_{U_{CPD}^{Cu}}$ in V	$\Phi'_{KP-Spitze}$ in eV	$\Phi'_{K_2CsSb}$ in eV (Pos. $x = 0$ mm)
vor Kollision	-0,3125	0,0044	4,1	$2,17 \pm 0,01$
vor Profilaufnahme	-0,6895	0,0451	3,723	-
nach Profilaufnahme	-0,7454	0,0045	3,667	$1,92 \pm 0,04$

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der CPD-Messung für den Cu-Puck, welcher nach der Kollision der KP mit der Kathode als Referenzelektrode dient.

Der Zusammenstoß mit der Kathode hat demnach die Austrittsarbeit der Edelmetallspitze um  $\Delta\Phi = -377$  meV auf  $\Phi'_{KP-Spitze} = 3,723$  eV gemindert. Dieser Effekt kann mit einer Cs-Kontamination der Oberfläche erklärt werden.

Mit dem modifizierten Wert von  $\Phi'_{KP-Spitze}$  wird somit ermöglicht, eine Aussage zur Austrittsarbeit  $\Phi'_{K_2CsSb}$  der Kathode zu treffen, die nach der möglichen Kollision gemessen wird. Gleichzeitig muss beachtet werden, dass sich die Austrittsarbeit kollisionsbedingt auch während der Messung ändern kann. Da nicht festgestellt werden kann, ob dies diskret oder kontinuierlich geschieht, wurde zur Festsetzung des systematischen Fehlers der Mittelwert aus den beiden Austrittsarbeitswerten vor und nach der Messung ( $\overline{\Phi'_{KP-Spitze}} = ((3,723 + 3,667)) / 2$ ) eV = 3,70 eV) und die Abweichung

$$\sigma_{sys} = 0,03 \text{ eV} \quad (4.10)$$

zum Mittelwert berechnet. Somit setzt sich der experimentelle Fehler für die Austrittsarbemessung aus

$$\sigma_{exp} = \sqrt{\sigma_{sys}^2 + \sigma_{stat}^2} \quad (4.11)$$

zusammen.

#### 4 Analyse von $K_2CsSb$ -Photokathoden

Wird die Kathodenmitte betrachtet, kann ein Vergleich zur Langzeitmessung aus Abbildung 4.15 gezogen werden. Mit

$$\Phi'_{K_2CsSb} = (1,92 \pm 0,04) \text{ eV} \quad (4.12)$$

und unter Einbeziehung der Fehler zeigt sich eine Differenz von etwa 200 meV. Hierbei muss jedoch beachtet werden, dass die aufgenommene Fläche aufgrund der Positionsdiskrepanz nicht als identisch angenommen werden darf.

Die Kollision hat zudem negative Auswirkungen auf die photoemissiven Eigenschaften der Kathode, wie die aufgenommene QE-Verteilung vor und nach dem Zusammenstoß in Abbildung 4.18 darlegt. Dabei sind die Effekte entlang des Katho-

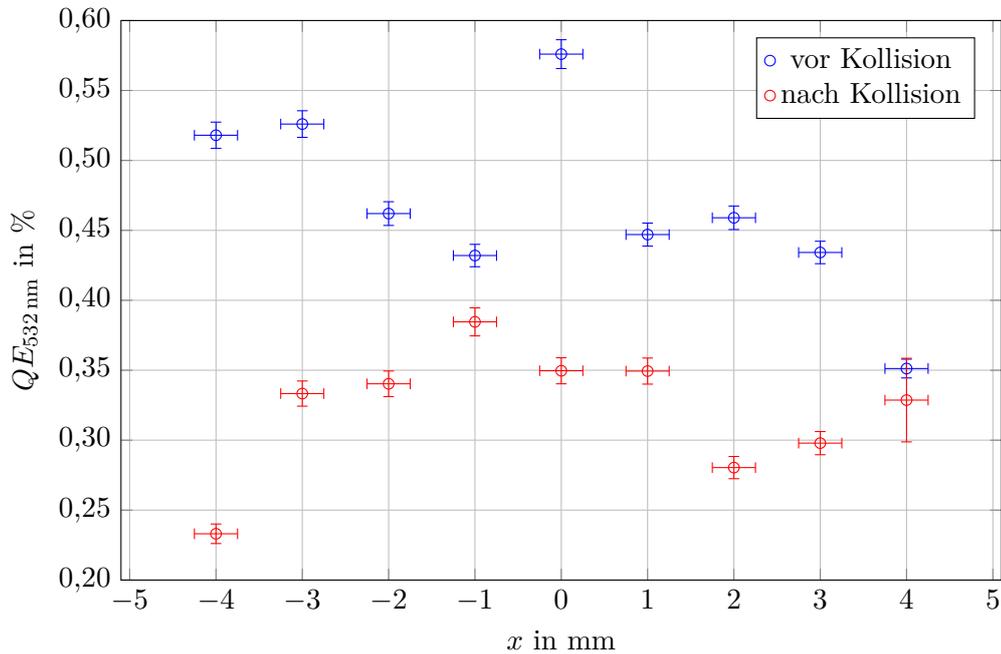


Abbildung 4.18: QE-Verteilung vor und nach dem Zusammenstoß mit der KP. Gemäß dem Koordinatensystem aus Abbildung 4.15 befindet sich der Kathodenmittelpunkt bei  $x = y = 0$  mm

dendurchmessers teilweise als stark einzustufen (relative Abnahme der QE um etwa 50% bei der Position  $x = 4$  mm), jedoch zum überwiegenden Teil moderat, je nach Intensität des Kontakts an der jeweiligen Position.

#### Korrelation von Austrittsarbeit und QE

Abbildung 4.19 stellt das Verhältnis der Austrittsarbeit  $\Phi'_{K_2CsSb}$  zur QE entlang des aufgenommenen Profils dar.

### 4.3 Messung der Austrittsarbeit von K<sub>2</sub>CsSb

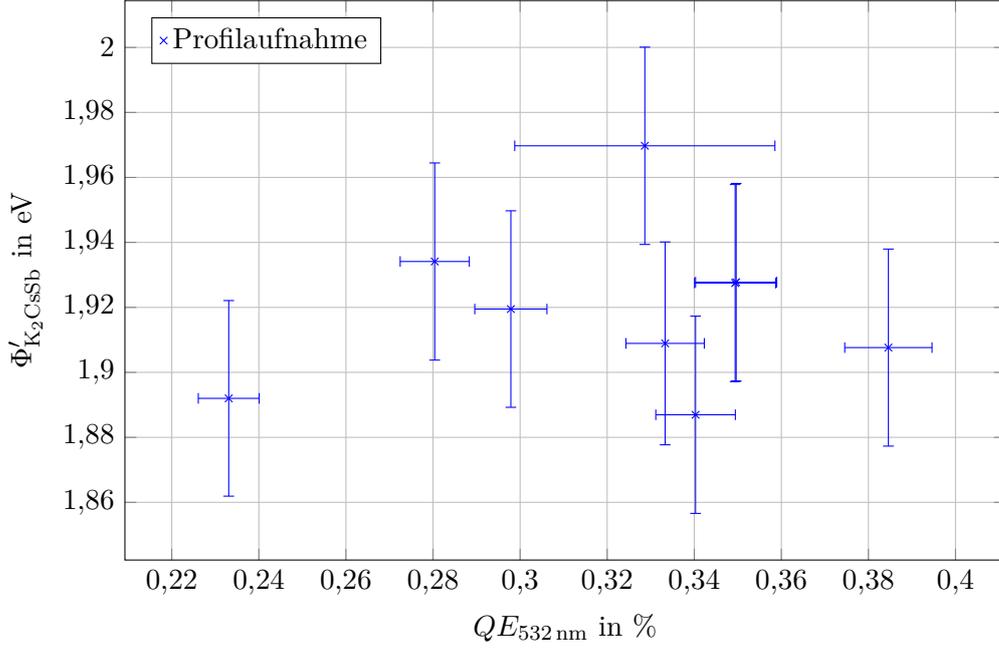


Abbildung 4.19: Korrelation von Austrittsarbeit und QE von K<sub>2</sub>CsSb entlang des Kathodendurchmessers. Der Messpunkt bei  $QE_{532\text{nm}} = 0,23\%$  kann als Ausreißer angesehen werden, da es an dieser Stelle vergleichsweise oft zur Kollision kam.

Für eine Messreihe von gepaarten (QE,  $\Phi$ )-Werten kann der empirische Korrelationskoeffizient<sup>13</sup>  $\rho_{\text{QE}\Phi}$  nach [33] zu

$$\rho_{\text{QE},\Phi} = \frac{s_{\text{QE}\Phi}^2}{\sqrt{s_{\text{QE}}^2 s_{\Phi}^2}} \quad (4.13)$$

angegeben werden, wobei

$$s_{\text{QE}\Phi} = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (QE_i - \overline{QE})(\Phi_i - \overline{\Phi}) \quad (4.14)$$

die empirische Kovarianz der Proben  $(QE_1, \dots, QE_n), (\Phi_1, \dots, \Phi_n)$  sowie

$$s_{\text{QE}} = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (QE_i - \overline{QE})^2 \quad (4.15)$$

und

$$s_{\Phi} = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (\Phi_i - \overline{\Phi})^2 \quad (4.16)$$

<sup>13</sup>Der Korrelationskoeffizient kann Werte zwischen -1 und 1 annehmen, wobei  $\rho_{\text{QE}\Phi} = 0$  eine Unabhängigkeit beider Variablen sowie  $\rho_{\text{QE}\Phi} = 1$  oder  $-1$  eine vollständige Korrelation beschreibt.

die Stichprobenvarianzen bezeichnet. Mit  $\overline{QE} = 1/n \sum_{i=1}^n QE_i$  sowie  $\overline{\Phi} = 1/n \sum_{i=1}^n \Phi_i$  werden die arithmetischen Mittelwerte wiedergegeben.

Der Messpunkt bei  $QE_{532\text{nm}} = 0,23\%$  wurde an einer oft kollidierten Position (entspricht  $x = -4\text{mm}$ ) aufgenommen und kann als ein Ausreißer angesehen werden. Aus diesem Grund wird die Bestimmung des Korrelationskoeffizienten  $\rho_{QE,\Phi}$  unterteilt:

- $\rho_{QE,\Phi} = 0,20$  (mit Ausreißer)
- $\rho_{QE,\Phi} = -0,28$  (ohne Ausreißer)

Wird der Ausreißer demnach nicht berücksichtigt, kann die erwartete Korrelation zwischen der QE und der Austrittsarbeit festgestellt werden, auch wenn dies aufgrund des apparativen Auflösungsvermögens nur im schwachen Maß gegeben ist.

#### 4.3.6 Austrittsleistungsänderung nach Laserbestrahlung

Wie im vorangestellten Unterkapitel experimentell bestätigt, fällt die QE einer  $K_2CsSb$ -Photokathode mit steigender Laserleistung bzw. Temperatur (vgl. Abbildung 4.7) schneller ab als während ihrer üblichen Vakuumlebensdauer. Ziel des folgend beschriebenen Experimentes ist es, das Verhalten der Austrittsleistungsänderung bei dieser Erwärmung zu untersuchen.

Dazu wird der experimentelle Aufbau der Lebensdauermessungen um die Kelvin-Sonde modifiziert. Die Bestrahlung der Kathode mit dem Heizlaser erfolgt so lange, bis der Photostrom relativ zum Startwert um etwa 10% abnimmt. Anschließend wird die CPD-Messung ausgeführt. Wiederum dient die Kathodenmitte als Messposition. Abbildung 4.20 veranschaulicht die Ergebnisse dieser Lebensdauermessungen für Heizleistungen von  $P_{\text{Heiz}}=300\text{mW}$  bis  $1400\text{mW}$ .

Es ist ein Trend erkennbar, nachdem sich die QE-Abfallzeit für größere Laserleistung verkürzt, obgleich die QE für bestimmte Temperaturen bzw. Heizleistungen ( $P_{\text{Heiz}}=605\text{mW}$  und  $P_{\text{Heiz}}=875\text{mW}$ ) kurzzeitig ansteigt, wie dies auch für die Kathode # 2017-01-17 beobachtet wurde. Insbesondere kann für  $P_{\text{Heiz}}=605\text{mW}$  ein Anstieg um den Faktor 2,6 beobachtet werden. Hierbei ist anzumerken, dass der Heizvorgang wegen einer Leistungsmessung des Lasers unterbrochen wurde. Die anschließende Wiederholung des Heizens mit der gleichen Leistung (leere rote Kästen in Abbildung 4.20) zeigte einen kontinuierlichen Abfall der QE. Für die spätere Analyse (vgl. Abbildung 4.21) wurde diese Messung verwertet.

Im Vergleich der beiden Kathoden, an denen Heizexperimente durchgeführt wurden, können die Effekte der in diesem Unterkapitel untersuchten Kathode bei größeren Laserleistungen festgestellt werden. Allerdings unterscheidet sich die Heizdauer in den beiden Experimenten. Des Weiteren wird für die Messung der Austrittsleistungsänderung (etwa 3 min bis 5 min) das Heizen unterbrochen, sodass der Kathode zusätzlich Abkühlungszeiten zustehen.

Um die Abkühlungszeit während der KP-Messung möglichst kurz zu halten und dennoch eine gute Statistik für  $U_{\text{CPD}}$  zu erreichen, wurde die Anzahl der Messpunkte

### 4.3 Messung der Austrittsarbeit von $K_2CsSb$

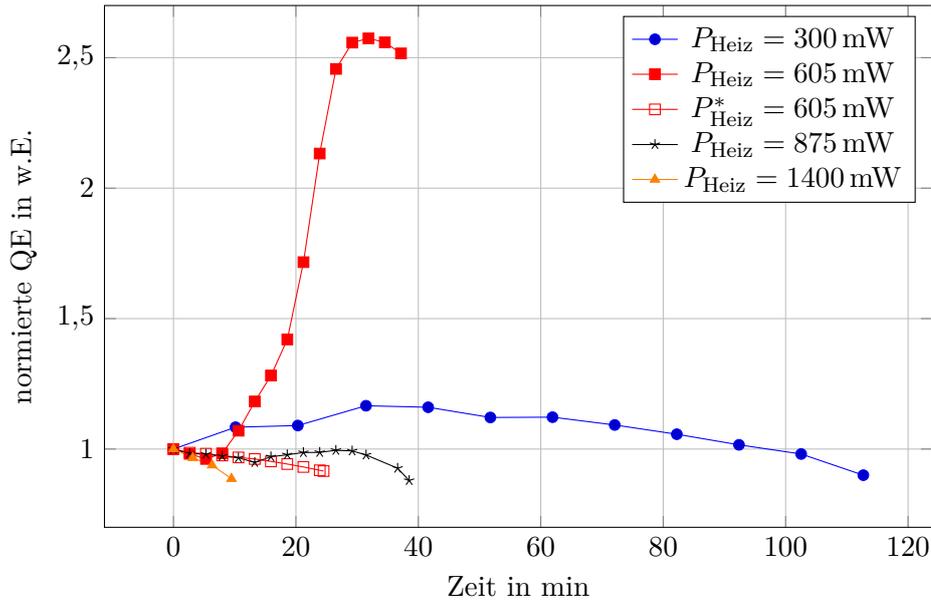


Abbildung 4.20: Zusammenfassung der Lasererwärmung der Photokathode # 2017-09-13 für ausgewählte Heizleistungen. Charakteristische QE-steigernde Effekte bei bestimmten Temperaturen sind erkennbar. Der mit einem \* markierte Wert stellt eine Messung nach einer laserbedingten Unterbrechung des Heizvorgangs dar.

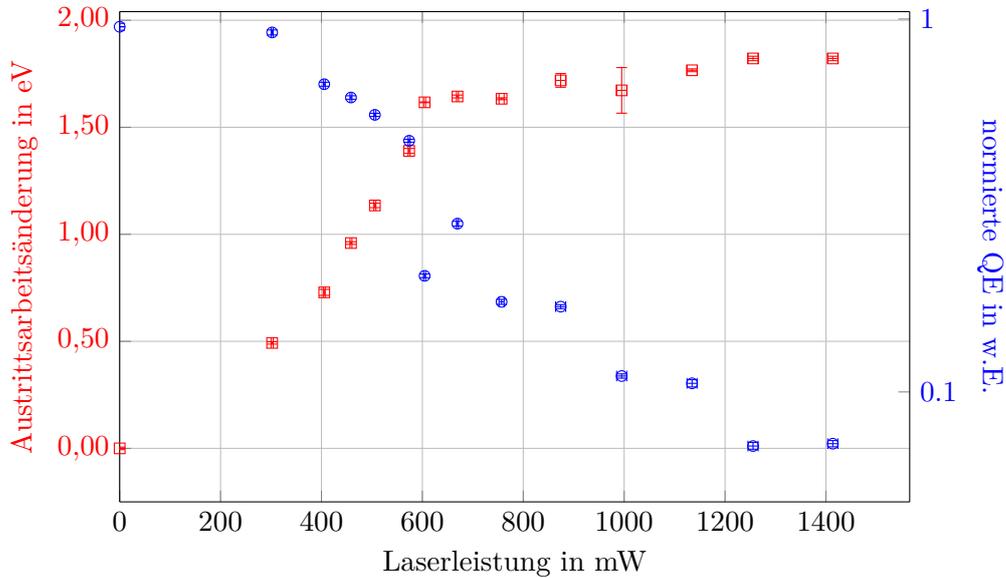


Abbildung 4.21: Austrittsarbeitsänderung sowie QE-Abfall der Photokathode # 2017-09-13 durch Erwärmung eines Lasers.

#### 4 Analyse von $K_2CsSb$ -Photokathoden

auf 50 beschränkt. Abbildung 4.21 fasst das Ergebnis der Austrittsleistungsänderung  $\Delta\Phi_{K_2CsSb}$  (entspricht dem Wert  $|\Delta U_{CPD}|$ ) aufgetragen gegen die Heizleistung des Lasers zusammen.

Wie zu erwarten, zeichnet sich die Lasererwärmung durch einen deutlichen Effekt auf der Oberfläche der Photokathode aus. Die Austrittsarbeit wächst mit steigender Heizleistung bei gleichzeitiger Reduzierung der QE. Dabei nähert sie sich exponentiell dem Wert  $\Phi_{K_2CsSb} + \Delta\Phi'_{K_2CsSb} \approx 1,92\text{ eV} + 1,8\text{ eV} \approx 3,7\text{ eV}$  an. Die Entwicklung der Austrittsarbeit lässt weiterhin die Interpretation zu, dass bei der Erwärmung von einem erheblichen Abdampfen von Cäsium ausgegangen werden kann, was im Einklang mit den bereits erwähnten XRF-Messungen aus [51] steht. Dass auch bei diesem hohen Wert der Austrittsarbeit ein Photostrom bei einer Photonenenergie von  $E_\gamma = 2,3\text{ eV}$  gemessen werden kann, liegt an der zum fokussierten Laserspot verhältnismäßig großflächigeren Messspitze der KP. So kann es zu lokalen mikroskopischen Unterschieden der Austrittsarbeit an der Kathodenoberfläche kommen, die mit der verwendeten KP-Spitze nicht aufzulösen sind. Die Existenz eines messbaren Photostroms deutet an diesen Stellen auf eine verminderte Austrittsarbeit hin.

Die Fragestellung, ob die Austrittsarbeit nach der Lasererwärmung nur lokal am Ort des Laserspots oder über der ganzen Oberfläche ansteigt, lässt sich mit einer weiteren Profilaufnahme beantworten, wie sie in Abbildung 4.22 dargestellt ist.

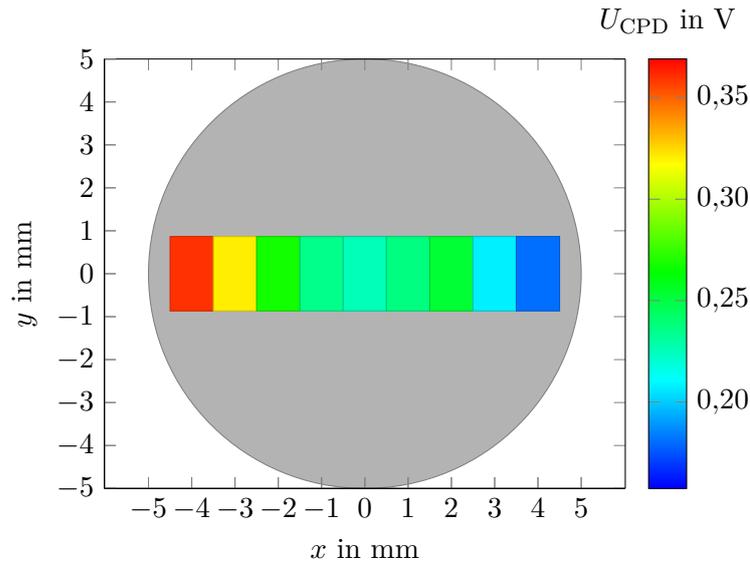


Abbildung 4.22: Profilaufnahme von  $U_{CPD}$  nach einer Lasererwärmung mit 1,4 W. Auch außerhalb der Laserposition (Kathodenmitte) lässt sich ein vergleichsweise zu Abbildung 4.16 geringerer Wert messen. Die QE hat dabei um mehr als 1,5 Größenordnungen abgenommen.

Verglichen mit der Profilaufnahme vor der Lasererwärmung (vgl. Abbildung 4.16) deutet der globale Abfall von  $U_{CPD}$  auf den Anstieg der Austrittsarbeit über das gesamte aufgenommene Profil hin, auch wenn nur die Kathodenmitte bestrahlt wird.

### 4.3 Messung der Austrittsarbeit von $K_2CsSb$

Somit kann von einer gleichmäßigen, globalen Erhitzung der Kathode ausgegangen werden.

Das Kapitel abschließend lässt sich festhalten, dass sich die höhere Robustheit von  $K_2CsSb$  im Vergleich zur NEA-Photokathode  $CsO:GaAs$  nicht nur in der Vakuumlebensdauer belegt, sondern auch in der Betrachtung der Lebensdauer während einer Lasererwärmung. Es wurde quantifiziert, ab welcher Laserleistung beim vorhandenen Aufbau der Kathodenhalterung lebensdauerermindernde Effekte eintreten, sowie Vorschläge dargelegt, um die thermische Leitfähigkeit zu optimieren und somit die Lebensdauer der Kathode zu verlängern.

Des Weiteren wurde gezeigt, dass die Kelvinmethode an  $K_2CsSb$  erfolgreich eingesetzt werden kann, um die Austrittsarbeit sowie die Austrittsarbeitsänderung bei einer Manipulation der Oberfläche (z.B. durch Lasererwärmung) zu bestimmen. Die Komplikationen, die sich bei der Profilaufnahme ergeben haben, sind apparativer Natur und können behoben werden, indem z.B. ein Manipulator mit einem kürzeren Hebelarm verwendet wird oder die Kathode zur Messung an eine andere, zur Kelvin-Spitze planparallel angebrachte Halterung, übergeben wird.

Neben der Lebensdauer und der Austrittsarbeit stellt die Zeitantwort von  $K_2CsSb$  eine wichtige Kenngröße dar. Die Messmethode sowie Ergebnisse werden im folgenden Kapitel vorgestellt.



## 5 Messung der Zeitantwort

Zeitaufgelöste Messungen des Emissionsstroms von Photokathoden werden an der MAMI-Testquelle PKAT (Polarisierte KANone Test) seit über 20 Jahren durchgeführt. Aufgebaut und im Detail von Hartmann in [69] beschrieben, wurden die Apparatur und ihr Zeitauflösungsvermögen in mehreren Arbeiten anhand CsO:GaAs-Kathoden verbessert [132], [155], [123], [124], [46] sowie das Lasersystem erweitert, um auch PEA-Photokathoden wie K<sub>2</sub>CsSb vermessen zu können [91], [47]. Neben der Möglichkeit, schnelle Impulsantworten auf Pikosekundenniveau zu detektieren, ermöglicht die Messanordnung durch Verwendung eines sensiblen Elektronenvervielfachers (Channeltron) zugleich die Vermessung des longitudinalen Halos in einem großen Dynamikbereich von bis zu 10<sup>-4</sup> bis 10<sup>-6</sup> des Intensitätsmaximums [28].

Sowohl aufgrund der hohen QE als auch der größeren Robustheit gegenüber NEA-Kathoden gilt K<sub>2</sub>CsSb insbesondere auch wegen der vermuteten schnellen Zeitantwort als Kandidat für Hochstrombeschleuniger. Es wird ein schneller Hauptpeak der Zeitantwort auf einem Niveau von einer Pikosekunde erwartet, da Elektronen ihre Anregungsenergien im Kristall hauptsächlich durch die Thermalisierung verlieren. In diesem Kapitel wird die Kurzzeitspektroskopie-Methode an der PKAT vorgestellt sowie Ergebnisse der Zeitmessungen einer K<sub>2</sub>CsSb-Photokathode präsentiert. Von besonderem Interesse ist vor allem für (S)RF-Photoquellen der longitudinale Halo, der im Rahmen dieser Arbeit erstmals in einem hohen Dynamikbereich aufgenommen werden konnte.

### 5.1 Messprinzip

Zur Verdeutlichung der Funktionsweise ist in Abbildung 5.1 ein Schaltbild der Messanordnung dargestellt. Das Messprinzip basiert auf einer HF-Streak-Methode, bei der das longitudinale (zeitliche) Profil des Elektronenbunches mittels einer Deflektorkavität in ein transversales Profil transformiert wird. Die Elektronen werden dabei durch einen Laser erzeugt, dessen Lichtblitze gegenüber der Impulsantwort der Photokathode kurz sind. Da die physikalisch bedingte Verzögerung der untersuchten Photokathode zu unterschiedlichen Ankunftszeiten an der Kavität führt, lenkt diese die Elektronen entsprechend der HF-Phasenlage unterschiedlich transversal ab.

Im DC-Betrieb wird dies auf einen der Methode ihren Namen gebenden Streifen (engl. streak) abgebildet. Wird die Phase des Lasers mit der Hochfrequenz der Deflektorkavität synchronisiert, entsteht ein stehendes räumliches Bild des zeitlichen Elektronenbunchprofils. Dieses kann auf zwei Arten detektiert werden: Einerseits



welche aus der wahren Zeitantwort der Kathode  $K(t)$  sowie dem Auflösungsvermögen der Apparatur  $A(t)$  und einer Laufzeitdispersion  $\Lambda(t)$  zusammengesetzt ist:

$$I(t) = K(t) * A(t) * \Lambda(t) \quad (* := \text{Faltung}). \quad (5.1)$$

Die einzelnen Elemente des experimentellen Aufbaus für die zeitspektroskopischen Messungen sollen im folgenden Unterkapitel genauer beschrieben werden.

## 5.2 Experimenteller Aufbau

### 5.2.1 PKAT

Nach der Herstellung in der  $K_2CsSb$ -Anlage muss die Photokathode im Transportgefäß unter Einhaltung der UHV-Bedingungen zum PKAT-Labor gebracht werden und dort in die Elektronenquellenkammer eingeschleust werden. Die PKAT umfasst den Gesamtaufbau aus der Photoemissionsquelle, dem Strahlführungssystem mit einer Deflektorkavität sowie dem optischen bzw. elektronischen Detektor der Elektronenpulse. Abbildung 5.2 veranschaulicht den Aufbau.

Zur Übergabe der Kathode aus dem Transportgefäß wird ein zur  $K_2CsSb$ -Anlage baugleiches Schleusensystem verwendet. Dabei muss der Puck in der  $CsO:GaAs$ -Präparationskammer zwischengelagert werden, bevor er mittels eines magnetischen Manipulators in die Quellenkammer übergeben wird. Der Einschleusevorgang inkl. Ausheizen beansprucht üblicherweise 3 Tage. Im Idealfall weisen sowohl die Transportkammer als auch die Präparationskammer sowie die Quellenkammer dabei XHV-Verhältnisse auf.

Als Elektronenquelle dient ein Nachbau der am MAMI eingesetzten 100 kV DC-Elektronenquelle PKA1 [15]. Allerdings unterscheidet sich die elektronenoptische Strahlführung im Hinblick auf die Anforderungen der Zeitmessungsexperimente. Sie wurde von Hartmann mit Hilfe des Simulationsprogramms „beam-optik“ [147] so konzipiert, dass ein minimaler Strahldurchmesser etwa 1 m nach dem zweiten Doppelsolenoid erreicht werden kann<sup>2</sup>.

Für hochauflösbare Zeitmessungen ist es wichtig, den Strahl am Ort des (horizontalen) Spaltes möglichst auf einen geringen Durchmesser zu fokussieren. Dazu wird er in eine „Zigarrenform“ mit einem minimalen vertikalen Durchmesser gebracht, wobei die Emittanzhaltung (Liouvillesches Theorem) ausgenutzt wird. Hierbei wird von der Tatsache Gebrauch gemacht, dass in Quadrupolen eine starke Fokussierung in der Vertikalen eine Defokussierung in der Horizontalen zur Folge hat. Für diese vorbereitenden Einstellungen stehen an der PKAT neben den Quadrupolen auch Solenoide als Fokussierelemente zur Verfügung. In einem ersten Schritt müssen diese Elemente schlagfrei gemacht werden, d.h. ein zentrisches und achsenparalleles Durchfliegen der Elektronen muss gewährleistet werden, da es sonst zur Verschlechterung der Strahlqualität durch Linsenfehler bzw. höhere Multipole kommen kann.

<sup>2</sup>Im ursprünglichen Aufbau befand sich an dieser Stelle der Spalt.

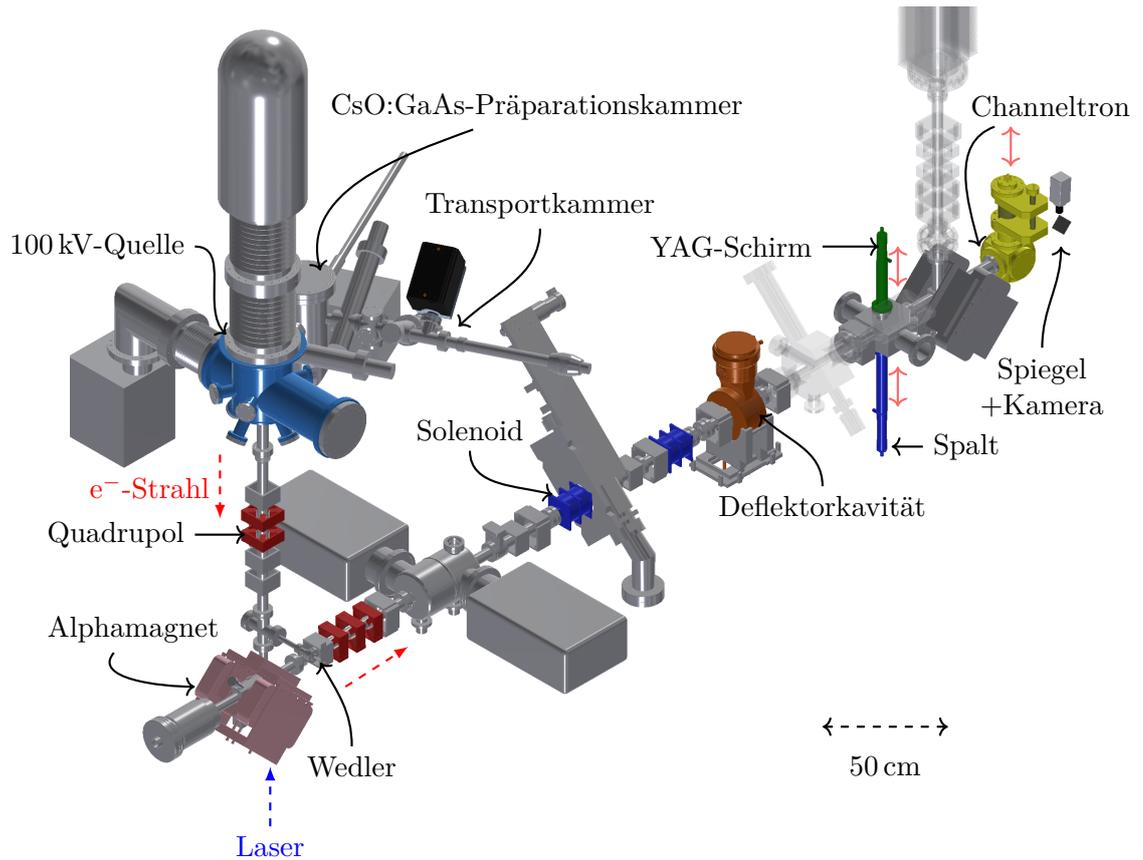


Abbildung 5.2: 3D-Modell der PKAT. Die für Zeitantwortmessungen relevanten Elemente sind farblich markiert. Zusätzlich sind zahlreiche Korrekturmagnete (grau), auch „Wedler“ genannt, abgebildet. Transparent dargestellt sind die im Rahmen dieser Arbeit nicht verwendeten Elemente der Stahlführung. Die Lasereinstrahlung erfolgt durch ein Vakuumfenster unterhalb des Alphamagneten, der einer 270 Grad-Ablenkung des Elektronenstrahls von der Vertikalen in die Horizontale dient.

Hierfür stehen dem Experimentator eine Vielzahl von Korrekturspulen (Wedlern) und weiteren Diagnoseschirmen zur Verfügung.

Zeitmessungen an der PKAT müssen aufgrund von Raumladungsproblemen im Allgemeinen auf eine Bunchladung von  $Q_{\text{Bunch}} < 0,1 \text{ fC}$  begrenzt werden [20]. Dies entspricht bei 76 MHz einem mittleren Strom  $I_{e^-} < 1 \text{ nA}$  oder etwa 600 Elektronen pro Bunch.

### 5.2.2 Laserpuls erzeugung

Für die Erzeugung und den Nachweis ultrakurzer Elektronenpulse im Pikosekundenbereich ist die Verwendung von Laserpulsen notwendig, die in ihrer Pulslänge im Vergleich zur Pulsantwort der Kathode vernachlässigbar ausfallen. Realisiert wird dies mit einem Lasersystem<sup>3</sup>, basierend auf einem selbstmodengekoppelten Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Kristall, welcher von einem diodengepumpten Festkörperlaser<sup>4</sup> angetrieben wird. Eine genaue Beschreibung der Funktionsweise der optischen Strahlführung kann z.B. der Quelle [132] entnommen werden. Der Laser generiert Pulse mit einer Wellenlänge im Infraroten (abstimmbar in einem Wellenlängenbereich von 755 nm bis 890 nm) und einer Pulslänge von 0,15 ps mit einer Wiederholrate von  $f_{\text{MIRA}} = 76 \text{ MHz}$ . Für Messungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, wurde der MIRA-Laser mit 800 nm Ausgangswellenlänge betrieben. Aufgrund der höheren (photoelektrischen) Austrittsarbeit von PEA-Kathoden ist es notwendig, das Lasersystem um einen Frequenzverdoppler (engl. Second-Harmonic-Generator, SHG)<sup>5</sup> zu erweitern. Eine Beschreibung der erweiterten Strahlführung wird in [91], [46] gegeben. Somit ist es möglich, zusätzliche Laserpulse bei einer Wellenlänge von 400 nm zu generieren, welche zur Zeitantwortmessung von K<sub>2</sub>CsSb und ebenso CsO:GaAs [46] verwendet werden können.

### 5.2.3 Phasensynchronisation

Da der apparative Aufbau keine Einzelpulsmessungen erlaubt, handelt es sich bei dem hier detektierten Signal um die Integration einer Vielzahl an Elektronenbunchen. Die Anzahl setzt sich zusammen aus der Laserfrequenz und der Messdauer eines Phasenpunktes. In dieser Arbeit entspricht dies z.B. in der Spaltmethode üblicherweise  $76 \text{ MHz} \times 0,25 \text{ s} = 2 \cdot 10^7$  Bunchen. Dazu bedarf es einer möglichst perfekten Synchronisation der Laserpulse auf die HF der Deflektorkavität, um die Phasenbeziehung beider Signale konstant zu halten. Dies wird mithilfe einer Phasenregelschleife ausgeführt: Hierbei wird aus der Kavität, welche mit einem Master-Oszillator ( $f_{\text{MAMI}} = 2,45 \text{ GHz}$ ) angesteuert wird, ein Teil der HF mittels einer Antenne ausgekoppelt. Das Signal wird im Anschluss durch einen elektronischen Phasenschieber und einen Frequenzteiler geleitet. Letzterer bringt die Kavitätsfrequenz in die 32ste Sub-Harmonische (entspricht  $f_{\text{MIRA}} = 76 \text{ MHz}$ ) und reicht das Signal zum ersten Eingang eines Mixers (engl. double balanced mixer, DBM) weiter. Am zweiten Eingang des DBM laufen die 76 MHz Laserpulssignale ein. Dazu spaltet ein Strahlteiler einen Bruchteil der Laserleistung für die Umwandlung in ein elektrisches Signal an eine Photodiode (PD) ab. Der DBM gibt daraufhin das nun gemischte Signal an das Synchro-Lock weiter, welches mittels eines Steuerprogramms die MIRA-Steuereinheit kontrolliert. Dabei wird durch Abstandsänderung der internen Spiegel die Resonatorlänge so justiert, dass eine Phasensynchronisation gegeben

<sup>3</sup>Coherent, Modell MIRA 900 mit Synchro-Lock

<sup>4</sup>Coherent, Modell Verdi G10

<sup>5</sup>APE, Modell APE HarmoniXX

ist. Ist das Signal festgesetzt (engl. locked), kann der Puls mit dem elektronischen Phasenschieber zur Abtastung des Profils räumlich über den Schirm bzw. Spalt geschoben werden, da der Laser der Phasenänderung folgt.

### 5.2.4 Phasenschieber

Im Experimentierverlauf dieser Arbeit wurde der bis dato in [91] verwendete Handphasenschieber gegen einen elektronischen Phasenschieber<sup>6</sup> ausgetauscht. Dieser bietet im Vergleich zu einem mechanischen Modell diverse Vorteile, so z.B. die Möglichkeit einer Fernsteuerung, eine erhöhte Geschwindigkeit der Phasenvariation, höhere Reproduzierbarkeit sowie eine gesteigerte Robustheit (vgl. [46]). Die zentrale Komponente bildet ein Schaltkreis<sup>7</sup>, welcher bei Anlegen einer Spannung zu einer Phasenverschiebung des eingehenden Signals führt. Dazu kann der Phasenschieber von einem Digital-Analog-Umsetzer (engl. digital-to-analog converter, DAC) in einem Spannungsbereich von 0 V bis 10 V in diskreten Schritten von 1 mV angesteuert werden. Dies ermöglicht eine quasi-kontinuierliche Phasenverschiebung von 0° bis 400° bei einer Bandbreite von 6 MHz [37].

Für die Umwandlung der Spannungswerte des DAC in Phasenwerte wurde eine Kalibration durchgeführt. Diese ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Dazu wurde ein Netzwerkanalysator an den Eingang sowie den Ausgang des elektronischen Phasenschiebers angeschlossen und der Transmissionsfaktor<sup>8</sup>  $S_{21}$  aufgenommen. Durch Variation der angelegten Spannung des DACs kann am Netzwerkanalysator eine relative Phase abgelesen werden. Genauere Zwischenwerte wurden in der nachträglichen Auswertung mit einer Spline-Interpolation numerisch angenähert.

### 5.2.5 Deflektorkavität

Wird HF in die Deflektorkavität eingekoppelt, so bildet sich aufgrund der Resonatorgeometrie die transversal magnetische (TM) Mode  $TM_{110}$  aus, wie sie in Abbildung 5.4 (links) schematisch dargestellt ist. Auf der Strahlachse  $z$  oszilliert dabei ein transversales Magnetfeld  $H_x$ , welches den Elektronen infolge der Lorentzkraft einen Transversalimpuls aufträgt und sie somit ablenkt. Dazu entsteht zeitgleich ein weiteres transversales Magnetfeld  $H_y$  sowie ein longitudinales elektrisches Feld  $E_z$ , welches um 90° phasenverschoben ist.  $H_y$  und  $E_z$  haben auf der Strahlachse einen Knoten der Feldstärke, d.h. sie haben für einen idealen, unendlich kleinen Strahlfleck keine Wirkung. Bei Ablagen von der Idealposition sowie durch den endlichen transversalen Strahlradius kommt es jedoch zu einer Energiemodulation und somit zu Geschwindigkeitsunterschieden der am Spalt ankommenden Elektronen. Da die

---

<sup>6</sup>Entwickelt und gebaut im Institut für Kernphysik Mainz von F. Fichtner.

<sup>7</sup>Hittite Microwave Corporation, USA, Modell HMC934. Der Schaltkreis ist äquivalent zur Reihenschaltung eines Widerstandes und einer Diode (eine PIN-Diode erlaubt die schnelle Schaltung im HF-Bereich) aufgebaut.

<sup>8</sup>In der HF-Technik stellt diese Komponente der auch als Streuparameter (S-Parameter) bekannten Größe die Vorwärts-Transmission eines Zweitores ohne eine Anregung an Tor 2 dar.

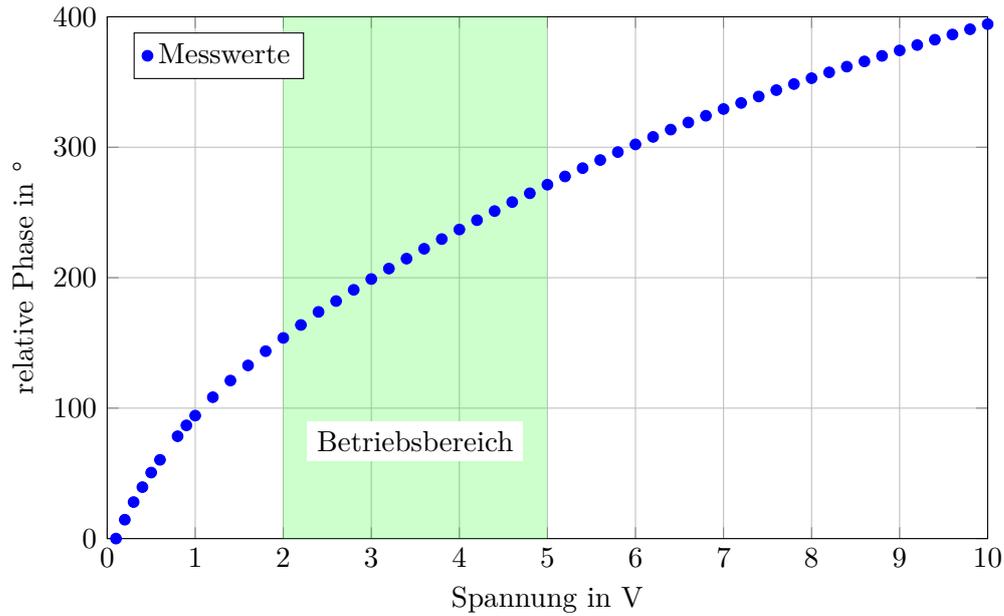


Abbildung 5.3: Kalibration des elektronischen Phasenschiebers. Der interessante Zeitbereich der Impulsantwort bis etwa 30 ps entspricht bei der verwendeten HF der Deflektorkavität etwa  $33^\circ$ . Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Phasenschieber im Bereich von 2 V bis 5 V betrieben.

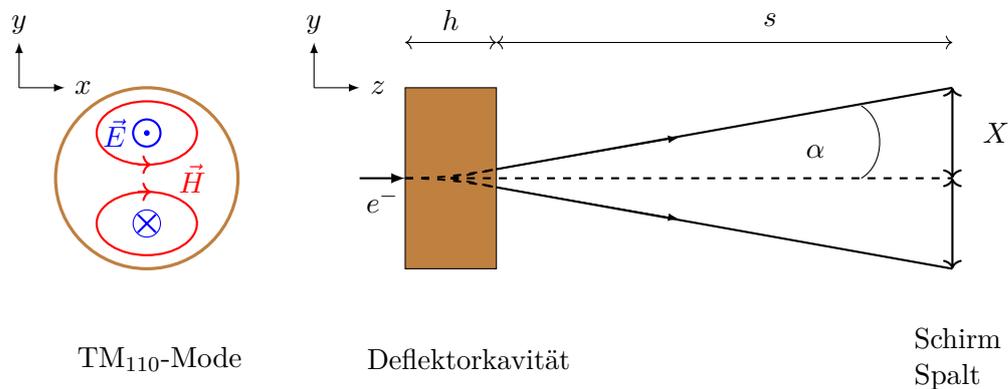


Abbildung 5.4: Links: Schematische Darstellung der  $TM_{110}$ -Mode. Die Elektronen (Strahlachse  $z$ ) werden durch die transversale Komponente  $H_x$  des Magnetfeldes abgelenkt. Rechts: Skizze zur Ablenkung des Strahls durch die Deflektorkavität. Der Wert  $X$  entspricht dabei der Hälfte der Ablenkamplitude.

Effekte jedoch geringe Auswirkungen auf die Zeitmessungen haben [123], werden sie für die Auswertung im Rahmen dieser Arbeit nicht behandelt.

Ursprünglich konzipiert und optimiert wurde die Kavität für einen festen Ablenkwinkel von  $\alpha = 14,9 \text{ mrad}$  auf eine möglichst hohe unbelastete Güte, d.h. einem minimalen Leistungsbedarf  $P_{\text{Kav}}^L$  von  $38,5 \text{ W}$ . Der Umstieg von einem Klystron mit einer maximalen Ausgangsleistung von  $200 \text{ W}$  auf einen Halbleiterverstärker [91] ermöglichte eine Steigerung der Leistung auf  $P_{\text{Kav}} = 322 \text{ W}$  und somit gleichsam des Auflösungsvermögens. Der Ablenkwinkel lässt sich über

$$\tan \alpha = \frac{X}{\left(s + \frac{h}{2}\right)} \quad (5.2)$$

bestimmen, wie mittels der Skizze in Abbildung 5.4 (rechts) aufgezeigt. Dabei bezeichnet  $X$  die Amplitude der sinusförmigen Ablenkung,  $s = 69 \text{ cm}$  den Abstand Kavität-Schirm/Spalt sowie  $h = 3,14 \text{ cm}$  die Resonatorhöhe. Es gilt für eine  $\text{TM}_{110}$ -Mode [67]:

$$X = 2,98 \cdot 10^{-4} \left(\frac{s + \frac{h}{2}}{\gamma}\right) \left[\frac{P_{\text{Kav}}}{R_s \left(0,61 + \frac{h}{\lambda_{\text{HF}}}\right)}\right]^{1/2} \sin \frac{\pi h}{\beta \lambda_0} \quad (5.3)$$

Hierbei stehen  $\gamma$  für den Lorentzfaktor,  $\beta$  für die relative Geschwindigkeit,  $\lambda_0$  für die Vakuumwellenlänge bei der Resonanzfrequenz sowie  $R_s$  für den Oberflächenwiderstand der Kavität.

Durch die erhöhte Leistung des Halbleiterverstärkers konnte eine Steigerung auf  $\alpha = 43,05 \text{ mrad}$  erzielt werden.

### 5.2.6 Pulsdetektion

Für die Detektion des Elektronenprofils stehen die zwei Möglichkeiten YAG-Schirm und Channeltron zur Verfügung.

**YAG-Schirm und CCD-Kamera** Der Elektronenpuls wird auf einem einkristallinen kubischen  $\text{Ce:YAG}^9$ -Schirm (Durchmesser  $D = 23 \text{ mm}$ ) abgebildet und dieser mit einer CCD-Kamera<sup>10</sup> gefilmt. Mit einer maximalen Emissionswellenlänge von  $547 \text{ nm}$  sowie einer Abklingzeit von  $70 \text{ ns}$  bietet der YAG-Schirm Vorteile eines schnellen, zudem mechanisch und chemisch stabilen, Szintillators [38]. Die  $100 \text{ keV}$ -Elektronen der PKAT werden mit einer mittleren Eindringtiefe von  $30 \mu\text{m}$  absorbiert und beim Abbremsvorgang etwa in der gleichen Größe gestreut [5]. Der CCD-Chip besitzt  $1280 \times 1024$  Pixel bei einer Pixelgröße von  $6,45 \mu\text{m} \times 6,54 \mu\text{m}$ . Bei einer Tiefe von 8 Bit kann ein Pixel dementsprechend Werte von 0 bis 255 annehmen. Ein Untergrundrauschen von zwei Bit beachtend beträgt der Dynamikbereich 1:100. Das verwendete Objektiv<sup>11</sup> an der Kamera

<sup>9</sup> $\text{Ce}^{3+} : \text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ , Hersteller: Crytur

<sup>10</sup>VC4067 Professional, Vision Components GmbH, Ettlingen

<sup>11</sup>Zeiss Ikon Talon 1:1.28/85 Projektorobjektiv

ist in der Lage, mit einer Blende von 2.8 Objekte wie den 100  $\mu\text{m}$  breiten Spalt scharf abzubilden. Weitere optische Fehler des Objektivs sind für die Zeitmessungen vernachlässigbar (vgl. [46]).

**Channeltron und Pikoamperemeter** Das Channeltron<sup>12</sup> (engl. channel electron multiplier, CEM) oder Kanalelektronenvervielfacher ist eine Elektronenröhre, die durch Sekundärelektronenemission die Messung kleinster Ströme bzw. sogar einzelner Elektronen ermöglicht. Die innere Rohrwand des CEM ist mit einem hochohmigen Bleiglasfilm belegt und bildet eine kontinuierliche Dynode, sodass bei angelegten Spannungen von bis zu  $U = 2,3\text{ kV}$  durch eine Elektronenlawine Verstärkungen bis  $10^6$  erreicht werden können [50]. Die Verstärkung des verwendeten Modells wurde in [91] bei einer Betriebsspannung von  $U = 2\text{ kV}$  zu 2600 gemessen. Dieser Abfall vom theoretischen Wert kann durch Alterungseffekte erklärt werden. An das CEM angeschlossen ist ein fernauslesbares Pikoamperemeter<sup>13</sup>. Es ermöglicht verschiedene Einstellungen für die Integrationszeit (2 ms, 20 ms, 120 ms) sowie zuschaltbare Filter (Median und Durchschnitt) für die Glättung/Stabilisierung des Signals [83].

Die unterschiedlichen Arten der Pulsdetektion erfordern eine Trennung der Messanalyse. In den folgenden Kapiteln werden beide Methoden sowie die jeweiligen Ergebnisse der Impulsantwort von  $\text{K}_2\text{CsSb}$  vorgestellt. Zuvor soll jedoch im nächsten Kapitel das Zeitauflösungsvermögen der PKAT analysiert werden.

## 5.3 Begrenzungen der Zeitauflösung

Die PKAT bietet die Möglichkeit, Pulsantworten mit einer maximalen und einer minimalen Auflösung aufzunehmen. Aufgrund der verwendeten HF kann maximal ein Puls der Länge  $\tau_{\text{max}} = 204\text{ ps}$  aufgelöst werden, was der halben Schwingungsperiode der sinusförmigen Ablenkung entspricht. Längere Pulse überlagern sich und können nicht getrennt analysiert werden. Die minimale Zeitauflösung wird bestimmt durch unterschiedliche apparative Beiträge sowie eine kathodenspezifische Laufzeitdifferenz der Elektronen:

$$\tau_{\text{min}} = \sqrt{\tau_{\text{App}}^2 + \tau_{\text{Laufzeit}}^2}. \quad (5.4)$$

Der Anteil der apparativen Zeitauflösung unterscheidet sich dabei in den effektiven Beiträgen der Schirm- bzw. Spaltmethode. Auf diese Beiträge soll folgend genauer eingegangen werden. Zur Angabe in der Zeitdimension wird die Relation (5.17) verwendet, welche nach einer Kalibration des Schirms bzw. der Ablenkgeschwindigkeit der Deflektorkavität bestimmt wurde (vgl. Kapitel 5.4.2).

<sup>12</sup>Detector Technology, Inc., Modell 2403

<sup>13</sup>Keithley Instruments, Inc., Modell 6485

### 5.3.1 Apparative Auflösung

**Transversaler Strahldurchmesser** Ein entscheidender Faktor für eine gute Zeitauflösung ist ein möglichst kleiner Durchmesser des Elektronenstrahls am Ort des Spaltes bzw. Schirmes. Diese Größe kann bei endlicher Emittanz aufgrund von Linsenfehlern der Solenoide nicht beliebig klein eingestellt werden [16] und trägt daher immer zur Faltung mit dem gemessenen longitudinalen Profil bei. Da sich YAG-Schirm und Spalt die gleiche Position teilen, ermöglicht die Messung mit dem Schirm eine genaue Information über die Strahlbreite am gesuchten Ort. Die Messung wird in Kapitel 5.4.3 vorgestellt. Das Ergebnis vorwegnehmend, trägt der Strahldurchmesser mit  $\tau_{\text{Strahl}} = 0,92$  ps (FWHM) zum apparativen Auflösungsvermögen bei.

**Laserpulslänge** In [124] wurde die Laserpulslänge bis zum Transport an die Kathode mittels eines Autokorrelators mit einer Halbwertsbreite  $\tau_{\text{Laser}}^{800\text{ nm}} = 0,21$  ps gemessen. Unter der Annahme, dass sich bei Verwendung eines SHG die Pulslänge zunehmend verkürzt, kann der Beitrag mit  $\tau_{\text{Laser}}^{400\text{ nm}} = 0,1$  ps (FWHM) abgeschätzt werden und ist somit für die Zeitauflösung von geringerer Bedeutung.

**Jitter (Schirmmethode)** Der Jitter beschreibt Phasenschwankungen unterschiedlicher Frequenzen zwischen Laser und dem HF-Referenzsignal und spielt bei synchronisierten Systemen wie dem verwendeten Synchro-Lock immer eine Rolle, da ein Rauschen (mechanisch sowie temperaturbedingt) kaum zu unterdrücken ist. Der Beitrag hängt wesentlich von der Aufnahmezeit des Pulses ab und lässt sich in einen schnellen (Phasenjitter) und langsamen Anteil (Phasendrift) unterteilen. Da der YAG-Schirm eine schnelle Aufnahme der Impulsantwort in nur einem Messschritt mit einer Belichtungszeit des CCD-Chips im Millisekundenbereich ermöglicht, kann der langsame Anteil (für Aufnahmen mehrerer Minuten) vernachlässigt werden. Der Jitter wurde in [132] für Messzeiten zwischen 2 ms bis 20 ms mit einem Beitrag von  $\sigma_J = 240$  fs gemessen. In der Schirmmethode kann deshalb ein Jitter mit  $\tau_{\text{Jitter}}^{\text{Schirm}} = 0,56$  ps (FWHM) angenommen werden.

**Jitter (Spaltmethode)** Im Gegensatz zur schnellen Messung mit dem Schirm muss mit der Spaltmethode der langsame Phasendrift-Anteil des Jitters beachtet werden, da eine vollständige Impulsantwortmessung aus über hundert bis teilweise mehreren tausend Phasenpunkten bestehen kann. Die Dauer hängt dabei von den Einstellungen der Datenaufnahme (Anzahl der Phasenschritte und -länge, Integrationszeit des Pikoamperemeters) ab. In [46] wurde die Korrelation der Phasendrift zur Raumtemperatur untersucht. Diese wird mit einer Klimaanlage im PKAT-Labor konstant auf  $(22,90 \pm 0,22)$  °C gehalten. Dabei konnte festgestellt werden, dass der Einfluss der Temperatur auf das HF-System, je nach Zeitpunkt des Klimaanlage-Regelzyklus, für eine Messung von 5 min bis 10 min Dauer von Bedeutung sein kann. Obwohl die absolute

Temperaturschwankung unter ein Grad Celcius liegt, kann der Einfluss bei dieser Messdauer zu  $\tau_{\text{Jitter}} = 2 \text{ ps}$  abgeschätzt werden. Eine im Rahmen dieser Arbeit repräsentative Pulsaufnahme von etwa 30 ps Länge kann bei mittleren Integrationszeiten des Pikoamperemeters (20 ms) etwa mit 4 Hz pro Aufnahmepunkt durchgeführt werden. Mit diesen Einstellungen dauert eine Messung etwa 2 min. Der Beitrag der Phasendrift fällt somit im Vergleich zu [46] geringer aus und kann mit  $\tau_{\text{Jitter}} = 1,5 \text{ ps}$  angenommen werden. Damit stellt dieser Faktor den größten apparativen Beitrag in der Spaltmethode.

**Jitter des Elektronenstrahls** Dieser Effekt beschreibt die Positionsschwankung der Elektronen an der Schirm- bzw. Spaltposition. Er hat seinen Ursprung in äußeren Umständen (Bodenvibration, 50 Hz-Netzbrummen) und wurde in [124] innerhalb einer Netzperiode zu  $\pm 100 \mu\text{m}$  bestimmt. Dieser Beitrag fällt somit mit  $\tau_{\text{e-Jitter}} = 0,44 \text{ ps}$  ins Gewicht.

**Pixelfehler des CCD-Chips** Unter der Annahme, dass 1 Pixel zum Fehler beiträgt, folgt nach der Schirmkalibration für den verwendeten Aufbau  $\tau_{\text{CCD}} = 0,11 \text{ ps}$ .

**Objektivfehler** Der Beitrag kann zu  $\tau_{\text{Objekt}} = 0,22 \text{ ps}$  abgeschätzt werden, da bis zu  $100 \mu\text{m}$  große Objekte wie der Spalt abgebildet werden können.

**Ce:YAG** Die durch den YAG-Schirm verursachte Aufstreuung der Elektronen beim Abbremsvorgang wurde in [5] für ein baugleiches Modell zu  $35 \mu\text{m}$  bestimmt, womit dieser Beitrag mit  $\tau_{\text{YAG}} = 0,08 \text{ ps}$  zum Auflösungsvermögen zu vernachlässigen ist.

**Spalthöhe** Aufgrund der endlichen Spalthöhe  $d = 100 \mu\text{m}$  erscheint auch ein unendlich kurzer Elektronenpuls bei der Spaltmethode mit einer gewissen longitudinalen Länge. Zur Angabe einer RMS-Breite  $d_{\text{RMS}}$  des Spaltes kann die Varianz einer Zufallsvariable  $x$  berechnet werden:  $\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} (x - \mu)^2 f(x) dx$ . Dabei gilt für die Dichtefunktion  $f(x) = 1$ , falls  $-d/2 < x < d/2$  (für sonstige  $x$  gilt  $f(x) = 0$ ) sowie für den Erwartungswert  $\mu = \int_{-d/2}^{d/2} x f(x) dx = 0$ . Daher folgt:

$$\sigma^2 = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} (x - \mu)^2 dx}{d} = \frac{2 \cdot \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{8} \cdot d^3}{d} = \frac{1}{12} \cdot d^2,$$

wobei über die Länge des betrachteten Intervalls  $d$  normiert wird. Hieraus ergibt sich  $d_{\text{RMS}} = \sqrt{\sigma^2} = 1/\sqrt{12} \cdot d$ . Bei Annahme einer Normalverteilung kann daher für den FWHM-Durchmesser  $d_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{2 \ln 2} \cdot d_{\text{RMS}} \approx 64,35 \mu\text{m}$  angenähert werden. Somit trägt dieser Beitrag mit  $\tau_{\text{Spalt}} = 0,14 \text{ ps}$  (FWHM) zum apparativen Auflösungsvermögen bei und ist ebenfalls als gering einzuordnen.

Die effektiven apparativen Beiträge setzen sich für beide Messmethoden folgendermaßen zusammen:

### Schirmmethode

$$\tau_{\text{Schirm}} = \sqrt{\tau_{\text{Strahl}}^2 + \tau_{\text{Laser}}^2 + \tau_{\text{Jitter}}^2 + \tau_{e^- \text{Jitter}}^2 + \tau_{\text{CCD}}^2 + \tau_{\text{Objektiv}}^2 + \tau_{\text{YAG}}^2} \quad (5.5)$$

Für die Schirmmethode kann die apparative Auflösung (FWHM) demnach insgesamt zu

$$\tau_{\text{App}}^{\text{Schirm}} = 1,12 \text{ ps} \quad (5.6)$$

bestimmt werden.

### Spaltmethode

$$\tau_{\text{Spalt}} = \sqrt{\tau_{\text{Strahl}}^2 + \tau_{\text{Laser}}^2 + \tau_{\text{Jitter}}^2 + \tau_{e^- \text{Jitter}}^2 + \tau_{\text{Spalthöhe}}^2} \quad (5.7)$$

Für die Spaltmethode beträgt die apparative Auflösung (FWHM) insgesamt

$$\tau_{\text{App}}^{\text{Spalt}} = 1,83 \text{ ps.} \quad (5.8)$$

Die gemessene Impulsantwort der Kathode ist wie bereits erwähnt eine Faltung aus der apparativen Auflösung und der im folgenden Kapitel vorgestellten Laufzeitdispersion der Elektronen. Obwohl die Schirmmethode aufgrund der Messgeschwindigkeit eine schnellere Auflösung als die Spaltmethode bietet, ermöglicht die Spaltmethode aufgrund des höheren Dynamikbereiches durch Verwendung des Channeltrons eine bessere Messung der Transportprozesse in einer Photokathode, die einen Beitrag zum longitudinalen Halo liefern.

### 5.3.2 Laufzeitdispersion

Dieser Beitrag im Auflösungsvermögen der Zeitmessungen stellt eine physikalische Grenze dar und hat seinen Ursprung in der nicht monoenergetischen Verteilung der Elektronen beim Austritt aus der Kathode, der sog. Laufzeitdispersion. Dabei haben die Elektronen beim Beschleunigungsvorgang in der Elektronenquelle kinetische Energien, die von der Photonenenergie und der Austrittsarbeit der untersuchten Kathode abhängen. Die Laufzeitdispersion beschreibt somit einen kathodenspezifischen Beitrag. Die Verlängerung des Pulses ist in der Elektronenquelle, auf den ersten paar hundert Mikrometern, direkt hinter der Kathode lokalisiert. In diesem Raumgebiet sind die Energieunterschiede nicht vernachlässigbar klein gegenüber der mittleren kinetischen Energie [16]. Hinzu kommen die Auswirkung durch die weitere 3,4 m lange Transportstrecke zur Kavität, welche allerdings mit einer Dispersion von etwa 80 fs vernachlässigt werden kann [124].

Eine vollständig umfassende Energieverteilung der eingesetzten Kathode liegt aufgrund einer fehlenden Messmöglichkeit nicht vor. In der Literatur findet sich eine Angabe zu einer PMT-Photokathode, wobei die Energieverteilung für verschiedene Laserenergien gemessen wurde [117]. Die Werte für  $E_\gamma = 3,06 \text{ eV}$ , was etwa der

### 5.3 Begrenzungen der Zeitauflösung

verwendeten MIRA-Wellenlänge  $\lambda_{\text{MIRA}} = 400 \text{ nm}$  entspricht, wurden extrahiert und zusammen mit der daraus berechneten Verteilung der Laufzeitdifferenz [77]:

$$\Delta\tau_{\text{Laufzeit}} = \frac{1}{F} \sqrt{\frac{2m_e}{e}} U_0, \quad (5.9)$$

in Abbildung 5.5 aufgetragen. Das Beschleunigungsfeld der Elektronenquelle beträgt  $F = 1 \text{ MV m}^{-1}$ . Der Parameter  $m_e$  entspricht der Elektronenmasse und  $T = eU_0$  beschreibt die Anfangsenergie der Elektronen. Aus der berechneten Verteilung lässt

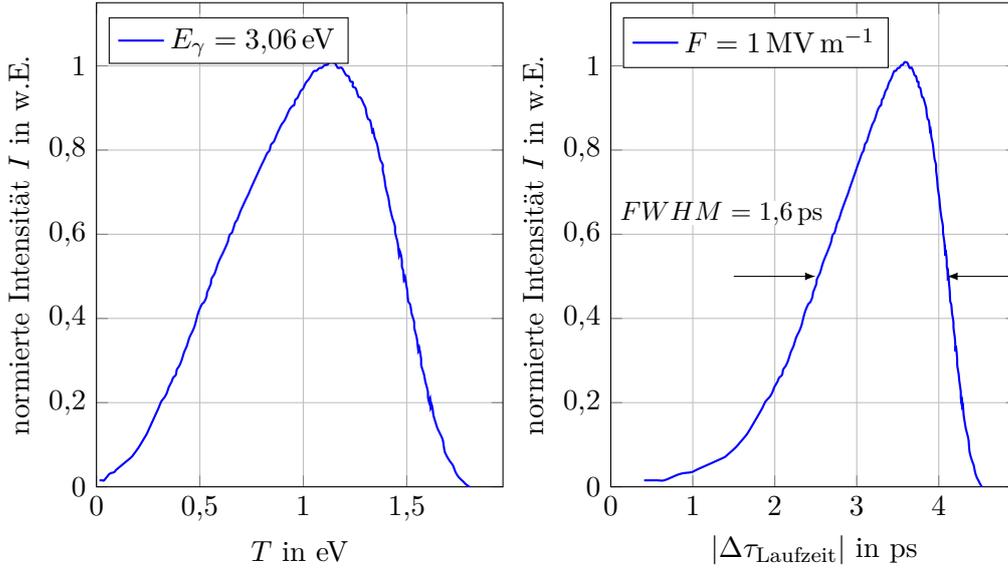


Abbildung 5.5: Links: Energieverteilung von  $\text{K}_2\text{CsSb}$ -Photoelektronen. Die Daten sind reproduziert aus [117]. Rechts: Die daraus berechnete Laufzeitdifferenz, bezogen auf ein Sollteilchen mit  $T = 0 \text{ eV}$  Startenergie.

sich der Beitrag (FWHM) der Laufzeitdispersion zu

$$\tau_{\text{Laufzeit}} = 1,6 \text{ ps} \quad (5.10)$$

bestimmen. Selbst mit einer beliebig hohen apparativen Auflösung erscheint somit ein ehemals kurzer Puls longitudinal ausgedehnt, wodurch nur eine Faltung der (wahren) Zeitwort der Photokathode mit der Laufzeitdispersion beobachtet werden kann. Um die Laufzeitunterschiede zu verkürzen, kann z.B. ein höherer Beschleunigungsgradient für die Elektronenquelle verwendet werden, was in der Praxis für eine DC-Quelle allerdings wegen der Feldemission nicht trivial zu lösen ist<sup>14</sup>.

<sup>14</sup>Bei einer Variation des Beschleunigungsfeldes, bspw. mittels einer Zwischenanode, sowie gleichzeitiger Impulsantwortmessung könnte die PKAT auch als Energiespektrometer Verwendung finden. Hierdurch könnten durch Zeitantwortmessungen Rückschlüsse auf den Wert der Elektronenaffinität einer Photokathode gewonnen werden.

Es ist zu beachten, dass die aus der Energieverteilung nach Abbildung 5.5 berechnete Laufzeitdispersion eine Näherung für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen darstellt, da keine Angaben zur kathodenspezifischen Energieverteilung vorliegen. Setzt man unter Annahme dieser Näherung alle zeitaufhebungsbestimmenden Werte in Gleichung (5.4) ein, so ergibt sich

$$\tau_{\min}^{\text{Spalt}} = 2,42 \text{ ps} \quad (5.11)$$

bzw.

$$\tau_{\min}^{\text{Schirm}} = 1,95 \text{ ps}. \quad (5.12)$$

### 5.4 Schirmmethode

Die Schirmmethode ermöglicht eine schnelle Aufnahme des Elektronenstrahls, was gegenüber der Spaltmethode Vorteile bringt, da der Beitrag zur apparativen Zeitaufhebung durch den Jitter des Lasers und der HF hierbei gering ausfällt (siehe Kapitel 5.3). Der im Vergleich zum hochauflösendem CEM niedrige Dynamikbereich des verwendeten CCD-Sensors schränkt die Schirmmethode allerdings bei der Vermessung des longitudinalen Halos ein.

#### 5.4.1 Messmethode

Eine schematische Darstellung zur Messmethode mit dem Schirm ist in Abbildung 5.6 gegeben. Die PKAT wird zur Analyse der Impulsantwort der Kathode mit dem MIRA-Laser synchronisiert gepulst oder zur Analyse des transversalen Strahldurchmessers im CW-Modus betrieben. Das mit der CCD-Kamera aufgenommene Intensitätsprofil des YAG-Schirms kann mit einer entsprechenden Software analysiert werden. Die Messdauer hängt von der Stromstärke des Elektronenstrahls sowie der Lichtempfindlichkeit der verwendeten Optik und des Schirms ab. Bei dem durch die Raumladung begrenzten mittleren Strahlstrom von 0,1 nA bis 10 nA sind Pulse mit Belichtungszeiten des CCD-Sensors ab 10 ms bis 50 ms auflösbar. Dies entspricht einer Überlagerung von  $7,6 \cdot 10^5$  bis  $3,8 \cdot 10^6$  aufgenommenen Pulsen am Schirm.

#### 5.4.2 Schirmkalibration

Zur Analyse des Intensitätsprofils ist eine Umrechnung von Pixel  $\rightarrow$  Mikrometer  $\rightarrow$  Pikosekunden notwendig. Hierfür wird eine Kalibration des Schirms durchgeführt. Im ersten Umrechnungsschritt erfolgt die Kalibration der Pixelauslese über den bekannten Schirmdurchmesser ( $D = 23 \text{ mm}$ ). Die anschließende Umwandlung der Längendimension in eine Zeitdimension wird durch die Ablenkgeschwindigkeit der Kavität ermöglicht. Aus Abbildung 5.7 können die beiden zur Umrechnung notwendigen Informationen gewonnen werden. Zu sehen sind auf der linken Seite der Schirm inklusive Halterung sowie die Projektion eines mit  $P_{\text{Kav}} = 40 \text{ W}$  abgelenkten, nicht synchronisierten Elektronenstrahls (schwarzer Streifen), wobei die Umkehrpunkte

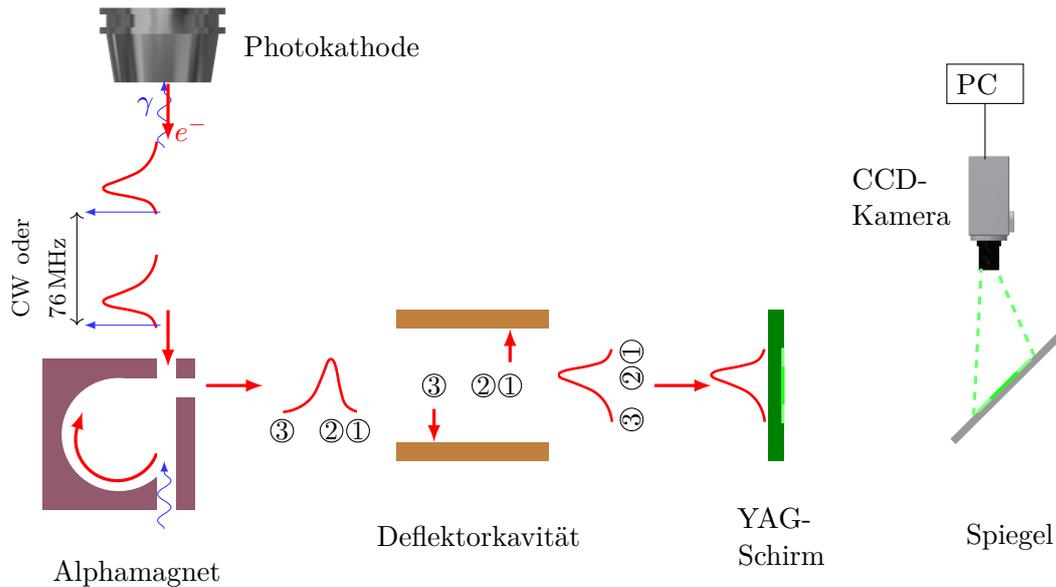


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung zur Schirmmethode. Der Elektronenstrahl wird an einem YAG-Schirm gestoppt und ermöglicht eine Kameraaufnahme des Intensitätsprofils. Im CW-Betrieb des Lasers wird der Strahldurchmesser, im gepulsten und zur HF-synchronisierten Betrieb die Impulsantwort gemessen.

der sinusförmigen Ablenkung durch die weißen Kreise markiert sind. Auf der rechten Seite ist das Intensitätsprofil entlang der gelben Linie aus der Schirmaufnahme aufgetragen.

Mit Hilfe einer Intensitätsprofilaufnahme<sup>15</sup> kann der Abstand der beiden Schirmhalterungskanten zu  $\Delta a = 430 \text{ px} (\hat{=} D = 23 \text{ mm})$  bestimmt werden, was einer Relation von

$$1 \text{ px} \equiv 53,48 \mu\text{m} \quad (5.13)$$

entspricht.

Da sich nach Gleichung (5.3) die Ablenkamplitude linear zur Wurzel der eingespeisten HF-Leistung verhält,  $X \propto \sqrt{P_{\text{Kav}}}$ , lässt sich aus der Messung der Amplitude einer Referenzleistung die notwendige Relation zu der in der Pulsmessung verwendeten Resonatorleistung ermitteln. Hierzu kann die Geschwindigkeit  $\dot{x}(t)$  einer sinusförmigen Ablenkung nach  $x(t) = X \cdot \sin(\omega \cdot t)$  betrachtet werden, wobei  $\omega = 2\pi \cdot 2,45 \text{ GHz}$  die Kreisfrequenz und  $X$  die Amplitude bezeichnet. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  gilt:

$$\dot{x}(t) = X \cdot \omega. \quad (5.14)$$

<sup>15</sup>Für die Pixelauslese wurde das Bildanalyseprogramm ImageJ benutzt.

## 5 Messung der Zeitantwort

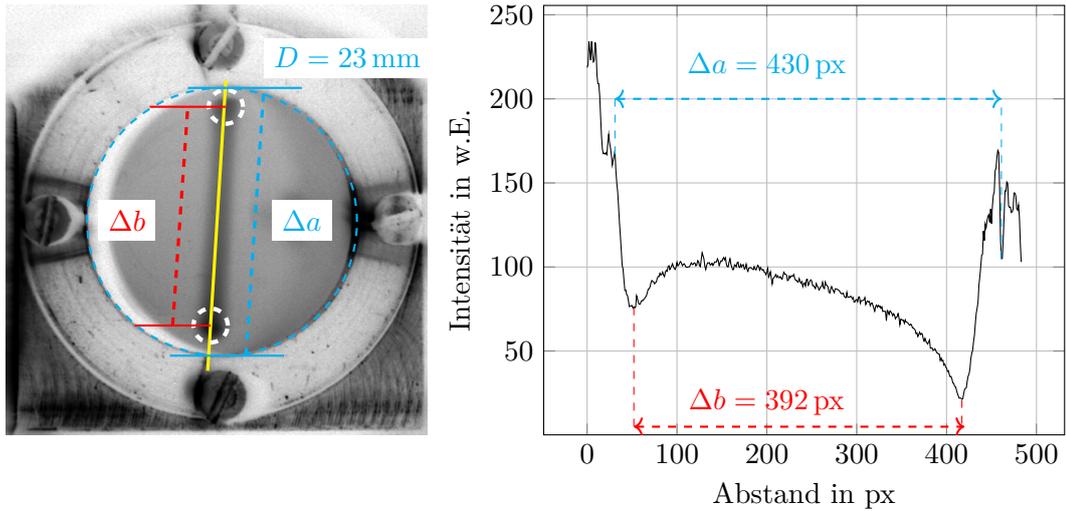


Abbildung 5.7: Schirmkalibration. Links: Kameraaufnahme des YAG-Schirms. Der mit  $P_{\text{Kav}} = 40 \text{ W}$  abgelenkte Strahl ist als Streifen zu sehen. Laser und HF sind hierbei nicht synchronisiert. Die Farben wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit invertiert. Rechts: Intensitätsprofilaufnahme entlang der gelben Linie aus der Schirmaufnahme. Dabei entspricht  $\Delta a$  dem Schirmdurchmesser und  $\Delta b$  dem Abstand der beiden Umkehrpunkte (weiße Kreise) der sinusförmigen Ablenkung.

Für die praktische Umrechnung wird die inverse Geschwindigkeit bzw. Steilheit  $S$  benutzt

$$S^{-1} = \sqrt{\frac{P_{\text{Ref}}}{P_{\text{Kav}}}} \cdot (X \cdot \omega)^{-1}. \quad (5.15)$$

Abbildung 5.8 veranschaulicht die Abhängigkeit der Ablenkamplitude  $X$  sowie der inversen Steilheit (Geschwindigkeit)  $S^{-1}$  von der eingespeisten Kavitätsleistung  $P_{\text{Kav}}$ . Dabei folgt der Verlauf der Ablenkamplitude Gleichung (5.3) bzw. die inverse Steilheit Gleichung (5.15).

Mit der Pixel-Mikrometer-Relation (5.13),  $P_{\text{Ref}} = 40 \text{ W}$  und unter Beachtung der Tatsache, dass der Abstand der beiden Peaks  $\Delta b$  aufgrund der sinusförmigen Bewegung auf dem Schirm der doppelten Amplitude  $X$  entspricht, beträgt die Ablenkamplitude.

$$X = \Delta b / 2 = 196 \text{ px} = 10,48 \text{ mm}. \quad (5.16)$$

Die analytische Lösung nach Gleichung (5.3) ergibt eine Ablenkamplitude von  $X_{\text{theo}} = 10,46 \text{ mm}$ , was mit einer relativen Abweichung von 1,9% im Rahmen des 2-Pixel-Messfehlers liegt (siehe Abbildung 5.8). Daraus folgt für die inverse Steilheit

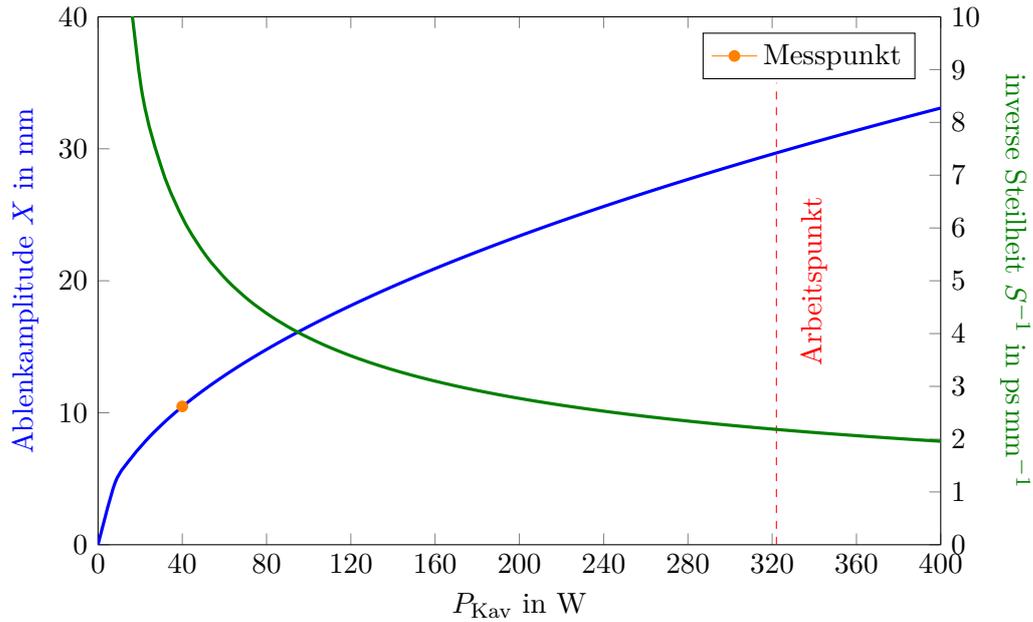


Abbildung 5.8: Theoretischer Verlauf der Ablenkamplitude sowie der inversen Steilheit der  $TM_{110}$ -Kavität. Markiert sind der Messpunkt  $X_{40\text{ W}}$  aus der Schirmkalibration sowie der Arbeitspunkt der Deflektorkavität. Die Leistung  $P_{\text{Kav}} = 40\text{ W}$  entspricht hierbei der auf dem Schirm maximal sichtbaren Ablenkung sowie  $P_{\text{Kav}} = 322\text{ W}$  der maximalen Ausgangsleistung des Halbleiterverstärkers.

bei einer in die Deflektorkavität eingekoppelten Leistung von  $P_{\text{Kav}} = 322\text{ W}$ :

$$S_{322\text{ W}}^{-1} = \sqrt{\frac{40\text{ W}}{322\text{ W}}} \cdot (X \cdot \omega)^{-1} = 2,18\text{ ps mm}^{-1}. \quad (5.17)$$

Diese Relation ermöglicht somit für die Schirmmethode die Umrechnung in eine Zeitdimension.

### 5.4.3 Bestimmung des transversalen Strahldurchmessers

Wie bereits erwähnt stellt die gemessene Impulsantwort der Kathode eine Faltung aus dem apparativen Auflösungsvermögen und der Laufzeitdispersion der Elektronen dar. Einen einflussreichen Beitrag besitzt dabei der transversale Strahldurchmesser. Um diesen gering zu halten, wird der Elektronenstrahl in vorbereitenden Maßnahmen, wie beschrieben, strahloptisch zu einer „Zigarrenform“ optimiert. Zur Vermessung dieser Größe wird die Schirmmethode angewandt. Die Deflektorkavität ist in diesem Fall ausgeschaltet und die Photoemissionsquelle wird im CW-Modus betrieben. Abbildung 5.9 stellt die zwei-dimensionale Projektion<sup>16</sup> des Elektronenstrahls und

<sup>16</sup>Für die Analyse wurde das Programm „Another low budget Beam Profiler“ verwendet [61].

## 5 Messung der Zeitantwort

eine Profilanalyse des transversalen Durchmessers bei einer Belichtungszeit des Kamerasensors von 200 ms dar. In erster Näherung kann die Intensitätsverteilung des

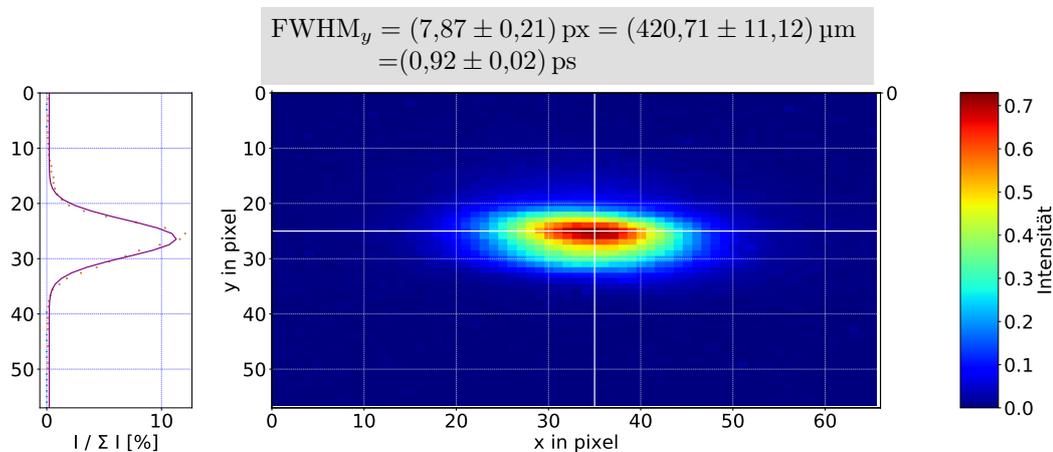


Abbildung 5.9: Aufnahme des transversalen Strahlprofils bei ausgeschalteter Deflektorkavität. Links: y-Profilaufnahme, wobei die durchgezogene Linie der Anpassung einer Gaußfunktion entspricht. Rechts: Projektion des Elektronenstrahls auf dem YAG-Schirm. Aufgenommen bei einer Belichtungszeit von 200 ms.

Strahldurchmessers gaußförmig angenommen werden, sodass eine Ausgleichsrechnung die Breite des Strahls (FWHM) zu

$$D_{\text{Strahl}} = (420,71 \pm 11,12) \mu\text{m} \quad \text{bzw.} \quad \tau_{\text{Strahl}} = (0,92 \pm 0,02) \text{ ps} \quad (5.18)$$

ergibt.

Der bereits beschriebene Jitter des Elektronenstrahls gewinnt an Einfluss, je länger die Messung andauert. Auf dem Schirm bzw. in der Spaltmethode auf dem Spalt ist dies als eine vertikal sowie horizontal sinusförmige Bewegung mit einer Amplitude von  $\pm 100 \mu\text{m}$  (vertikal) und einer Frequenz von 50 Hz wahrnehmbar [124]. Dies bedeutet, dass grundsätzlich Messungen mit einer längeren Dauer als 20 ms davon betroffen sind. Der Elektronenstrahl wird für die Zeitmessungen gepulst und aufgrund der Raumladung mit einem sehr kleinen mittleren Strom betrieben, sodass zur Auflösung auf dem Schirm längere Belichtungszeiten als 20 ms notwendig werden. Aus Vergleichsgründen wurde deshalb der transversale Strahldurchmesser mit der gleichen Dauer wie die Impulsantwort gemessen. Die Belichtungszeit von 200 ms ermöglicht die Aufnahme bis zum (annähernd) maximalen möglichen Dynamikbereich des CCD-Sensors, ohne das Bild zu übersteuern. Der wahre Strahldurchmesser erscheint in dieser Aufnahme somit jedoch „verschmiert“, wodurch der angegebene Wert in Gleichung (5.18) eine Obergrenze darstellt.

#### 5.4.4 Messung und Analyse der Impulsantwort

Die in diesem Kapitel vorgestellten Messungen zur Bestimmung der Zeitantwort und des longitudinalen Halos von  $K_2CsSb$  sind an der Kathode # 2016-05-13 durchgeführt worden. Sie wurde mit einer  $QE_{404\text{nm}} = 20,3\%$  ( $PS = 66\text{ mA W}^{-1}$ ) auf einem Edelstahlpuck präpariert. Nach dem Einschleusen in die Quellenkammer hat die QE aufgrund eines vermuteten Lecks des Feindosierventils für den Sauerstoffeinlass in der  $CsO:GaAs$ -Präparationskammer auf  $QE_{404\text{nm}} = 1,6\%$  abgenommen.

Wie bereits in Kapitel 2 ausgeführt, setzt sich die Antwortzeit einer Photokathode zusammen aus der Anregungsdauer der Photonen sowie zum größten Teil den Transportmechanismen der Elektronen auf ihrem Weg in das Vakuum. Im Gegensatz zu NEA-Kathoden, die auch bereits thermalisierten Elektronen durch Diffusion die Photoemission ermöglicht, wird für  $K_2CsSb$  als PEA-Kathoden eine Antwortzeit erwartet, die nur von den Transportprozessen während der Thermalisierung der Elektronen abhängt.

Abbildung 5.10 stellt die mit der Schirmmethode aufgenommene Impulsantwort von  $K_2CsSb$  dar. Wie bei der Bestimmung des Strahldurchmessers kann die Breite

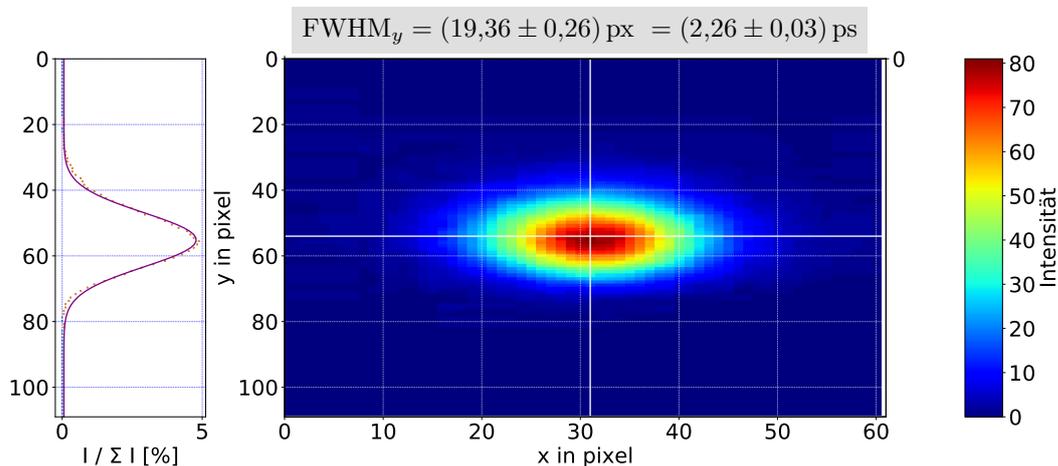


Abbildung 5.10: Aufnahme der Impulsantwort von  $K_2CsSb$  bei eingeschalteter Deflektorkavität ( $P = 322\text{ W}$ ) und zur HF synchronisiertem Laser. Die Belichtungszeit des YAG-Schirms beträgt 200 ms.

des Pulses, bei Annahme einer Normalverteilung, mittels einer Ausgleichsrechnung und der Schirmkalibration zu  $\tau_{FWHM} = 2,26\text{ ps}$  bestimmt werden. Dieses Ergebnis ist im Einklang mit den Erwartungen an  $K_2CsSb$  und vergleichbar zu Messungen anderer Alkali-Antimonid-Photokathoden wie  $CsSb_3$  [42] oder  $Na_2KSb$  [43], welche ebenfalls mit einer Streak-Methode durchgeführt wurden.

Abbildung 5.11 präsentiert das aufgenommene zeitliche Profil in logarithmischer Darstellung. Der ebenfalls aufgetragene transversale Strahl, als größter Beitrag der apparativen Auflösung (siehe Kapitel 5.3), ist markant kürzer als die Impulsantwort und bestätigt somit die gute Zeitauflösung der Apparatur. Die ansteigende linke

## 5 Messung der Zeitantwort

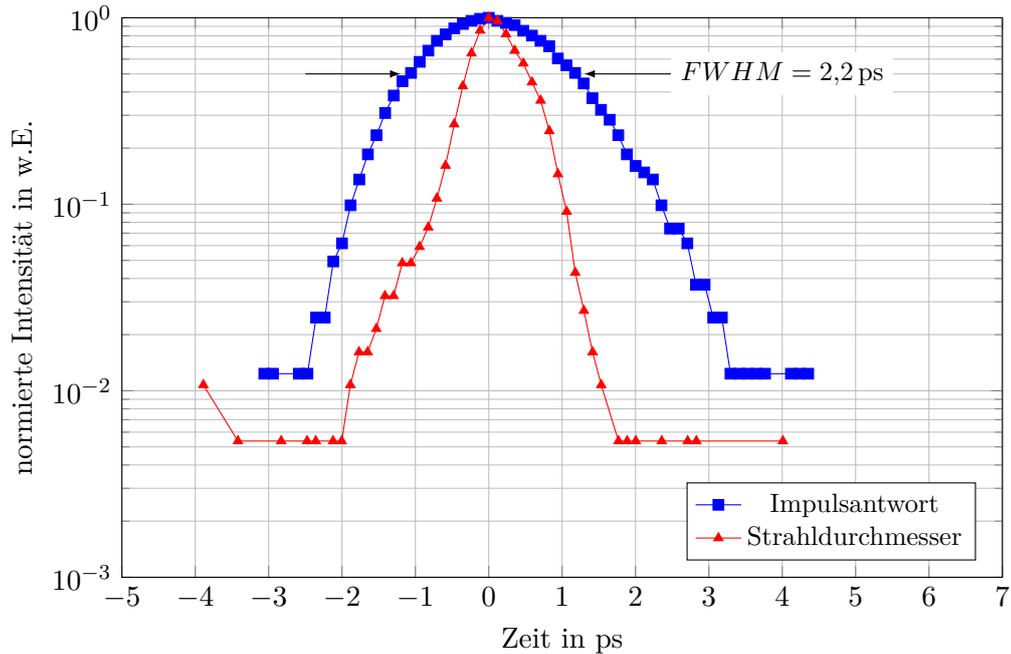


Abbildung 5.11: Impulsantwort von  $K_2CsSb$ . Die Daten entsprechen der Profilaufnahme (y-Achse) aus Abbildung 5.10. Zusätzlich ist der Strahldurchmesser aus der Profilaufnahme nach Abbildung 5.9 aufgetragen.

Flanke („negative Zeiten“) der Impulsverteilung kann mit Hilfe der Laufzeitdispersion erklärt werden. Elektronen, die den Kristall mit einer bestimmten kinetischen Energie verlassen, erreichen die Schirmposition schneller und „verschmieren“ die Impulsantwort der Kathode. Die zur linken Flanke asymmetrische, abfallende rechte Flanke der Impulsantwort beinhaltet die wahre Antwortfunktion der untersuchten  $K_2CsSb$ -Photokathode.

Die Aufnahme in Abbildung 5.11 verdeutlicht den Nachteil des Schirmmethode, wobei nach etwa 3 ps nach dem Intensitätsmaximum das Signal nicht mehr aufgelöst erscheint. Es sei angemerkt, dass der Schwerpunkt der Zeitmessungen im Rahmen dieser Arbeit nicht auf eine Verbesserung des Auflösungsvermögens und somit exakte Vermessung des Hauptpeak-Anteils der Zeitantwort gelegt wurde. Viel mehr interessiert hier der auf größeren Zeitskalen anhaltende longitudinale Halo. Die Information zu diesem üblicherweise ab 3 ps bis 10 ps nach Laseranregung stattfindenden, für Hochstrombeschleuniger störenden, Einfluss kann mittels der folgend vorgestellten Spaltmethode mit dem hochsensiblen Channeltron gewonnen werden.

## 5.5 Spaltmethode

### 5.5.1 Messmethode

Bei dieser Methode wird der Puls vermessen, indem sein Profil abgetastet wird. Eine schematische Darstellung zu dieser Messmethode ist in Abbildung 5.12 gegeben. Dies

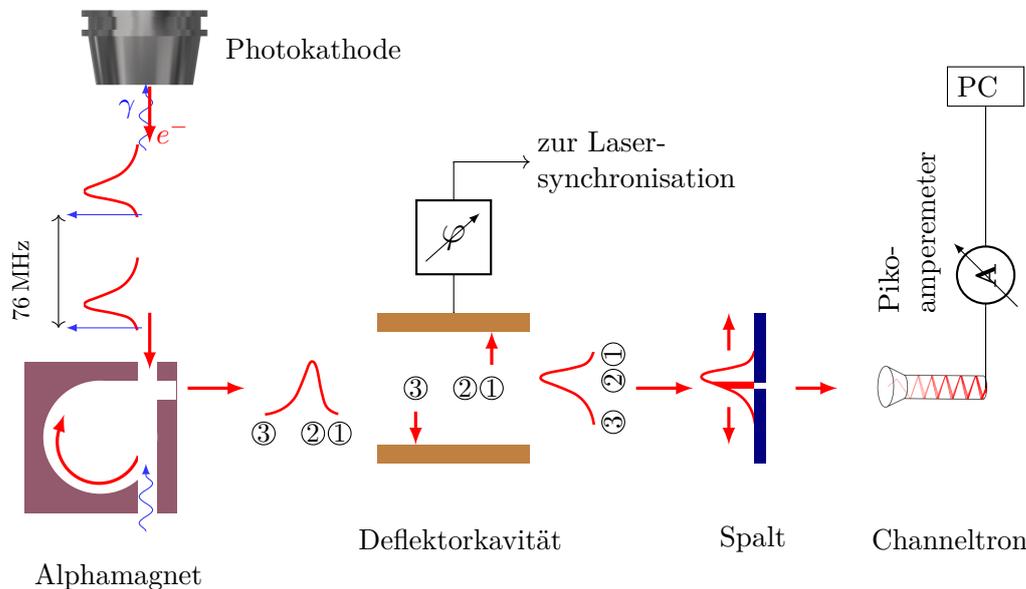


Abbildung 5.12: Schematische Darstellung zur Spaltmethode. Die PKAT wird gepulst betrieben (HF und Laser sind synchronisiert), wobei das Impulsprofil über einem Spalt abgetastet wird. Anschließend wird der durchgelassene Strom mittels Channeltron verstärkt und an einem Pikoamperemeter gemessen.

wird über eine diskrete Variation der Phase durchgeföhrt. Der Puls wird dazu in kurze messbare Ausschnitte unterteilt. Da der synchronisierte Laser der Phasenänderung der Deflektorkavität folgt, wird durch Variation der Phase jeweils nur der zeitliche Anteil durch einen Spalt<sup>17</sup> durchgelassen, für den das magnetische Ablenkkfeld der Kavität entsprechend seiner Phasenlage keine Wirkung besitzt. Während dieser Anteil geradeaus weiterfliegt und nach einer Verstärkung mittels Channeltron an einem Pikoamperemeter als Strom detektiert werden kann, wird der Rest des Pulses am Spalt geblockt.

Die Umrechnung von Phase in Zeit erfolgt durch die HF-Beziehung, sodass bei einer Frequenz der Deflektorkavität von  $f_{Kav} = 2,449 \text{ GHz}$

$$1^\circ = 1,13 \text{ ps} \quad (5.19)$$

<sup>17</sup>Die lichte Weite beträgt  $100 \mu\text{m}$ , was einem durchgelassenen Zeitausschnitt des Pulses von 218 fs entspricht.

entspricht.

Die Spaltmethode ermöglicht es im Gegensatz zur Schirmmethode, nicht nur einen höheren Dynamikbereich abzudecken, sondern auch den Puls in kürzeren Zeitabschnitten aufzunehmen. Dies erlaubt sowohl die genauere Messung des Hauptpeaks der Zeitantwort als auch des longitudinalen Halos. Während bei der Verwendung des Schirms und der Kamera die Schrittweite der Pulsaufnahme durch die Pixelgröße auf  $1\text{ px}=116\text{ fs}$  festgesetzt ist, lässt sich beim Phasenschieber durch die Millivolt-Auflösung des DACs eine feinere Skalierung wählen. Somit kann der Bereich des Hauptpeaks, für den innerhalb kurzer Zeitunterschiede große Intensitätssprünge charakteristisch sind, bei der Schritteinstellung von z.B.  $0,01^\circ=11\text{ fs}$  besser aufgelöst werden. Um die Aufnahmezeit des Pulses und die Einflüsse der Phasendrift trotzdem gering zu halten, kann die Schrittweite im Schwanzbereich des Pulses erhöht werden.

### 5.5.2 Messung und Analyse der Impulsantwort

Abbildung 5.13 stellt eine Beispielaufnahme der Impulsantwort dar. Mit einer Peakbreite von  $\tau_{\text{FWHM}} = 2,02\text{ ps}$  sowie einem longitudinalen Halo auf  $10^{-5}$ -Niveau des Intensitätsmaximums lässt sich die Zeitantwort als Kenngröße von  $\text{K}_2\text{CsSb}$  festhalten.

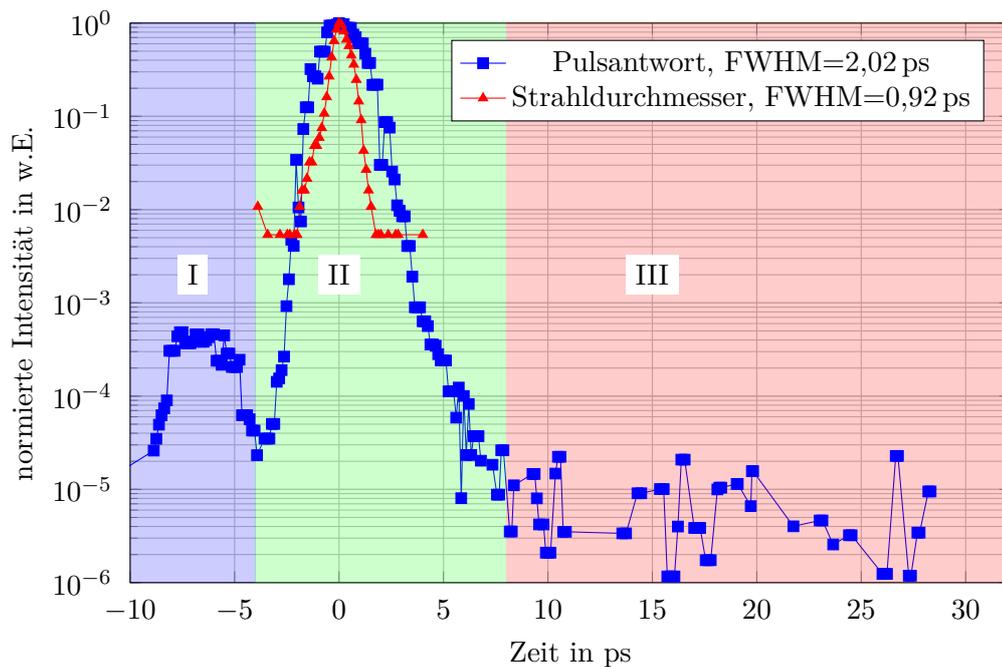


Abbildung 5.13: Kürzeste an der PKAT mit der Spaltmethode gemessene  $\text{K}_2\text{CsSb}$ -Impulsantwort. Der Strahldurchmesser wurden mit der Schirmmethode bestimmt.

Charakteristisch für alle Messungen an der PKAT mit der Spaltmethode sind dabei drei Bereiche der Impulsantwort.

- I  $-10$  ps bis  $-4$  ps: Über den Ursprung dieses Vorpulses auf einem  $\approx 5 \cdot 10^{-4}$ -Niveau im Vergleich zum Intensitätsmaximum kann an dieser Stelle nur spekuliert werden. Mögliche Erklärungsversuche können Artefakte des Laserpulses bieten. Unter der Voraussetzung, dass der SHG neben dem umgewandelten  $\lambda = 400$  nm-Anteil einen nicht vernachlässigbaren  $\lambda = 800$  nm-Anteil des MIRA-Lasers durchlässt, würden aufgrund der Dispersionsrelation der Phasengeschwindigkeit längerwellige Laserpulse durch die Linsen sowie sonstige Optiken eine höhere Geschwindigkeit besitzen. Der schnelle Vorpuls könnte somit durch diesen Anteil des Lasers generiert werden. Dazu muss jedoch zusätzlich angenommen werden, dass die Photoemissionsschwelle der untersuchten  $\text{K}_2\text{CsSb}$ -Kathode bei  $E_\gamma = 1,55$  eV liegt. Dieses Argument für den Vorpuls ist allerdings ohne weitere explizite Untersuchungen, wie bereits erwähnt, als spekulativ zu betrachten.

Einen weiteren Erklärungsansatz bietet die Laufzeitdispersion der Elektronen, weil der Peak nur einseitig auf der linken, „schnelleren“ Seite der Impulsantwort beobachtet wird. Extrapoliert man die Kurve für die Laufzeitdispersion, wie sie in Abbildung 5.5 dargestellt ist, setzt dies für  $t < -5$  ps kinetische Austrittsenergien der Photoelektronen von  $T > 2$  eV voraus. Obwohl dies mit der MIRA-SHG-Laserenergie  $E_\gamma = 3,1$  eV möglich wäre, bleibt die Frage, warum der Vorpuls nicht in das Kontinuum der linken Flanke der Impulsantwort eingeht, sondern eigenständig vermessen wurde.

Auszuschließen sind dagegen Effekte der (zufälligen) unregelmäßigen Hochspannungsversorgung, da der Vorpuls bei jeder durchgeführten Messung (auch an unterschiedlichen Tagen/Messkampagnen) reproduzierbar zur gleichen Zeit in der Impulsantwort wahrzunehmen ist.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Messung mit der Spaltmethode an der PKAT einen Vorpuls registriert, dieser jedoch auf einem im Verhältnis zum Intensitätsmaximum signifikant kleinen Niveau verläuft, welches mit der Schirmmethode nicht aufgelöst werden kann.

- II  $-4$  ps bis  $8$  ps: Dieser Bereich der Impulsantwort stellt den Hauptpeak-Anteil dar. Kennzeichnend ist hierbei ein asymmetrischer Verlauf der Anstiegs- und Abfallzeit (10 % bis 90 %-Verhältnis), der darauf schließen lässt, dass es einen signifikanten Anteil an „verspäteten“ Photoelektronen gibt, welche aus größeren Tiefen des Kristalls ins Vakuum emittiert werden. Die rechte Flanke beinhaltet die gefaltete Antwortfunktion der Kathode. Hieraus kann die „Thermalisierungszeit“ der Elektronen abgeschätzt werden. Nur innerhalb dieser Zeitdauer haben die angeregten Elektronen im Mittel genügend Energie über dem Vakuumniveau, um den Kristall zu verlassen, bevor sie auf dem Weg zum Leitungsbandminimum unter die Photoemissionsschwelle fallen. Dazu kann,

## 5 Messung der Zeitantwort

wie in Abbildung 5.14 gezeigt, ein exponentieller Abfall mit der Funktion

$$I(t) = I_0 \exp(-t/\tau) \quad (5.20)$$

an die Pulsantwort im Bereich  $t=0$  ps bis 8 ps angepasst werden. Der Parameter

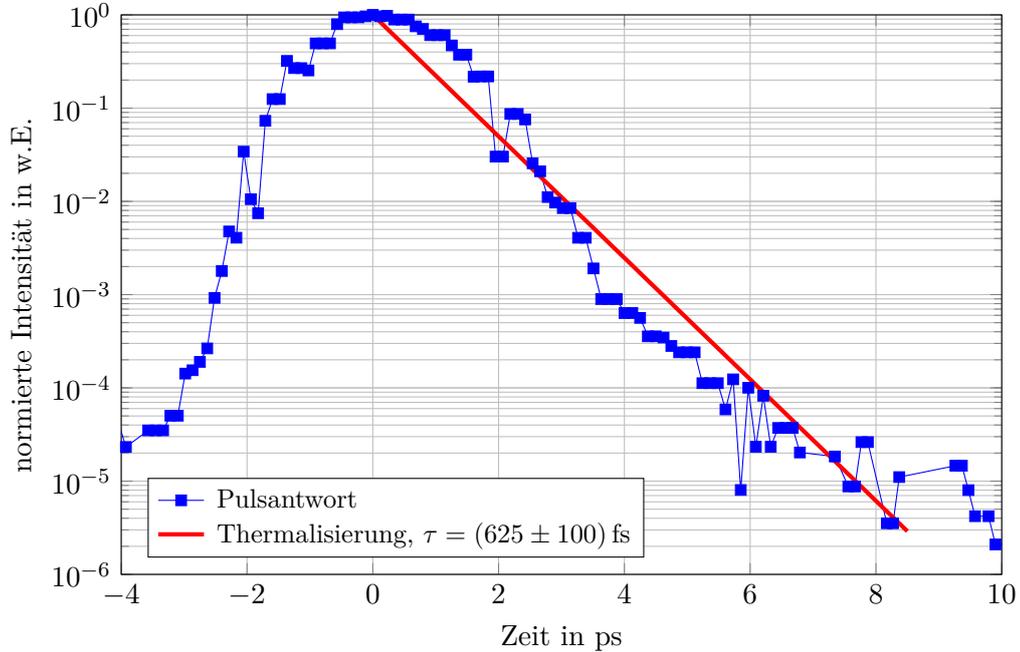


Abbildung 5.14: Exponentieller Abfall der Impulsantwort zur Bestimmung der Thermalisierungszeit von  $K_2CsSb$ . Die Elektronen thermalisieren in einer Zeitspanne von etwa 0,6 ps auf den Wert  $1/e$  ihrer Anfangsintensität.

$\tau$  stellt dabei den Kehrwert der Abfallzeitkonstante dar und kann zu  $\tau = 625$  fs bestimmt werden.

- III  $>8$  ps: Dieser Anteil der Impulsantwort befindet sich auf einem Niveau von  $\approx 10^{-6}$  bis  $10^{-5}$  relativ zum Intensitätsmaximum. Elektronen, welche hier vereinzelt detektiert werden, haben ihren Ursprung in möglichen Laserlichtstreuungen, Reflexionen u.ä. Es ist anzumerken, dass das Signal bei kleinen Strömen von  $\sim 1$  pA nicht mehr klar vom Untergrund zu unterscheiden ist und somit, je nach aufgenommenem und abgezogenem Untergrundpegel, ein mehr oder weniger starkes Rauschen zu verzeichnen ist. In den Vergleichsmessungen mit CsO:GaAs, dargestellt in Abbildung 5.15, werden zwei Impulsantworten als Beispielaufnahmen eines maximalen bzw. minimalen longitudinalen Halos angeführt, wobei der Puls in Abbildung 5.13 dem minimalen Signal entspricht.

Wie für eine PEA-Photokathode zu erwarten, zeigt die Analyse von  $K_2CsSb$  eine schnelle Impulsantwort in der Größenordnung von wenigen Pikosekunden mit einem

longitudinalen Halo, welcher bis zu sechs Größenordnungen geringer ist als das Pulsmaximum. In der Tat ist die Zeitantwort noch schneller. Da Laufzeiteffekte und apparatives Auflösungsvermögen die wahre Antwortfunktion überlagern, kann hier nur ein maximaler Wert für die Pulsbreite angegeben werden.

Es fällt auf, dass der gemessene Puls mit einer FWHM-Breite von 2 ps schneller zu sein scheint als die in Kapitel 5.3 bestimmte Auflösung  $\tau_{\min}^{\text{Spalt}} = 2,42$  ps. Hierzu sollte für beide (apparative sowie physikalische) zeitauflösenden Beiträge Folgendes beachtet werden: Als größter apparativer Beitrag ist der Einfluss der Phasendrift mit einem oberen Wert zu  $\tau_{\text{Jitter}} = 1,5$  ps abgeschätzt worden. Dieser Anteil kann durchaus geringer ausfallen, wenn z.B. die Messung des Pulses zu einem Zeitpunkt durchgeführt wird, an dem die Regelung der Klimaanlage im PKAT-Labor einen kleineren Einfluss auf die Phasendrift ausübt (vgl. [46]). Andererseits gilt für den Anteil der Laufzeitdispersion, dass die zur Berechnung des Wertes notwendige Energieverteilung aus der Literatur entnommen wurde. Da die QE der untersuchten Kathoden durch ein Vakuumproblem gesunken ist, ergibt sich hierbei ein Unterschied von etwa einem Faktor 20 zum QE-Literaturwert. Dadurch kann von differenzierten Oberflächenbedingungen (und somit Elektronenaffinität bzw. Austrittsarbeit) ausgegangen werden, womit sich zugleich auch die kinetische Energie der Elektronen und damit auch die Laufzeitdispersion ändert.

Monte-Carlo Simulationen basierend auf dem Spicerschen Modell sagen für eine 50 nm-Kathode für  $\text{K}_2\text{CsSb}$  Antwortzeiten von 170 fs voraus [160]. Mit der Deposition eines 20 nm-Sb Filmes ist für die vermessene Kathode von einer Dicke von etwa 100 nm auszugehen. Die gemessene Impulsantwort kann die Größenordnung demzufolge bestätigen. Um schnellere Antwortzeiten zu erzielen, wie sie vor allem für UED-Experimente benötigt werden, müssen Photokathoden grundsätzlich noch dünner präpariert werden. Beim derzeitigen Stand der Präparationsmethoden muss dabei jedoch eine geringere QE in Kauf genommen werden. Zukünftige Forschungsziele basieren dementsprechend auf Optimierung dieser beiden Kenngrößen durch Anwendung von Heteroübergängen und Dotierung von Alkali-Antimonid-Photokathoden [133].

Für die Reduzierung des longitudinalen Halos an Elektronenbeschleunigern kann durch diese Messung  $\text{K}_2\text{CsSb}$  als geeignete Photokathode angenommen werden. Aus bisher publizierten Messungen von GaAs-basierten Kathoden ist besonders für eine Anregungsenergie nahe der Bandkante ( $\sim 800$  nm) mit langen Pulsen zu rechnen. Diese stellt allerdings zur Erzeugung von spinpolarisierten Elektronen eine Voraussetzung dar. Der Einbau eines SHG in den MIRA-Laser ermöglicht somit auch für CsO:GaAs Messungen der Zeitantwort mit einer Wellenlänge von 400 nm. Diese wurden in einer parallelen Arbeit durchgeführt [46] und sollen im Vergleich zu  $\text{K}_2\text{CsSb}$  im Folgenden gezeigt werden.

## 5.6 Vergleich von $K_2CsSb$ und $CsO:GaAs$

Abbildung 5.15 stellt den Vergleich der Impulsantwortmessungen von  $K_2CsSb$  und  $CsO:GaAs$  dar, wobei letztere Photokathode aus einem Bulk-Kristall<sup>18</sup> besteht.

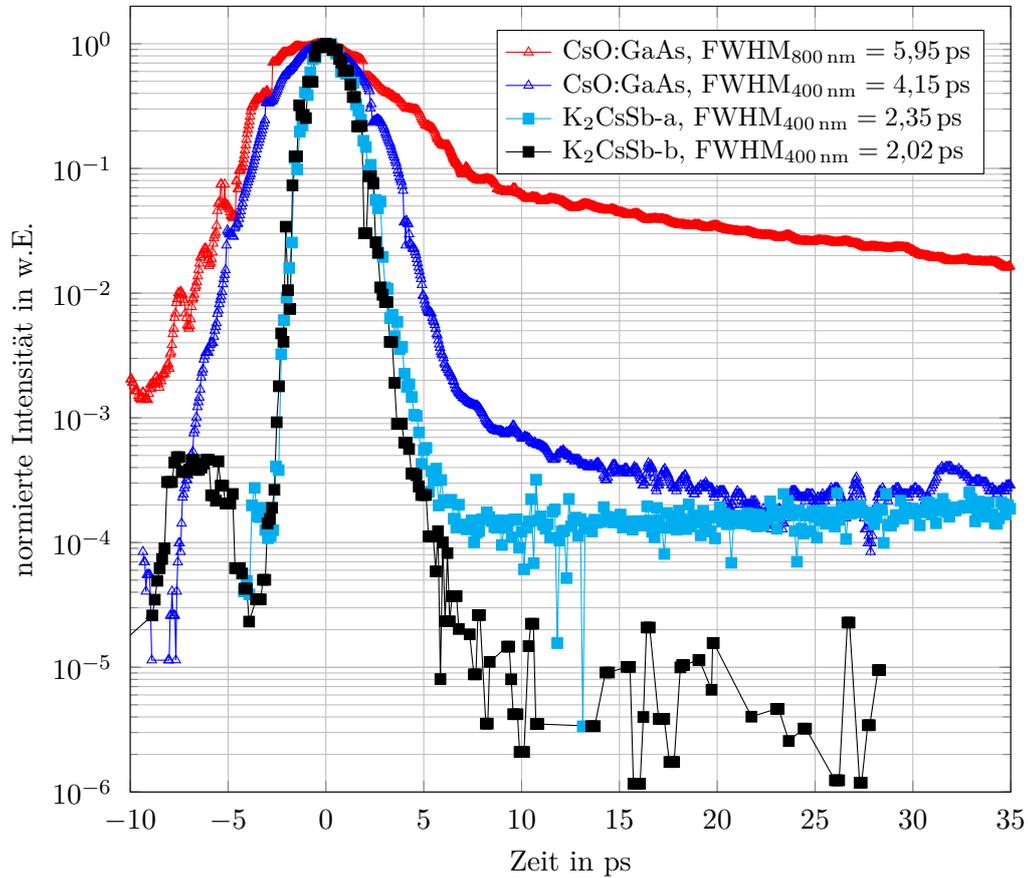


Abbildung 5.15: Vergleich der Impulsantwortmessungen von  $K_2CsSb$  und einer Bulk- $CsO:GaAs$  Photokathode.  $K_2CsSb$  zeigt nicht nur eine um den Faktor zwei schnellere Zeitantwort (FWHM), sondern auch einen um Größenordnungen kleineren longitudinalen Halo. Die beiden gezeigten  $K_2CsSb$ -Pulse stellen beispielhaft das Intensitätsminimum- sowie Maximum am longitudinalen Halo der vermessenen Kathode dar.

<sup>18</sup>Bulk- oder Volumen-Kristalle bilden eine Untergruppe von  $GaAs$ -basierenden Kathoden und stellen den einfachsten Aufbau aus den beiden Metallen Gallium und Arsen dar. Kennzeichnend ist die große Schichtdicke des Kristalls, welcher vollständig aus einer aktiven Schicht besteht, in die Photonen eindringen und Elektronen auslösen können. Für den verwendeten Kristall gilt: Schichtdicke: 510-517  $\mu m$ , p – Dotierungslevel : 1 –  $1,32 \cdot 10^{-19} cm$  [95].

Wie bereits erwähnt, entsprechen die beiden gezeigten  $K_2CsSb$ -Pulse Beispielaufnahmen eines maximalen und minimalen gemessenen longitudinalen Halos. Die Intensität (ab ca. 6 ps) hängt dabei vom Rauschen der elektronischen Detektion (Channeltron, Pikoamperemeter, Signalkabel etc.) sowie vom jeweiligen Untergrundabzug ab und wurde nicht reproduzierbar auf einem stabilen Niveau detektiert. Wird das Signal von  $K_2CsSb$ -a (hellblaue Vierecke) betrachtet, so deutet insbesondere der Verlauf des longitudinalen Halos auf systematische Probleme mit strahlinduziertem (Reflexionen der Elektronen am Spalt etc.) Hintergrund hin, da ein unphysikalischer Anstieg zu beobachten ist. Die Ursprünge dieses Signals bleiben allerdings ohne weitere explizite Untersuchungen unklar. Aus diesem Grund kann vermutet werden, dass die gemessenen Impulsantworten mit einem Verlauf wie das gezeigte Beispiel von  $K_2CsSb$ -b (schwarze Vierecke) physikalisch sinnvoller sind. Der gemessene longitudinale Halo muss allerdings aufgrund von experimentellen Unsicherheiten deshalb in einem Rahmen von  $10^{-6}$  bis  $10^{-4}$  angegeben werden, wobei die Obergrenze den ungünstigsten (anzunehmenden) Fall der Impulsantwort darstellt.

Die Resultate zeigen, dass  $K_2CsSb$  der NEA-Kathode  $CsO:GaAs$  im Hinblick auf eine schnelle Zeitantwort überlegen ist. Dies gilt nicht nur für den Hauptpeak-Anteil, sondern insbesondere auch für den longitudinalen Halo. In Abhängigkeit der verwendeten Wellenlänge kann der Unterschied für die Peakbreite etwa den Faktor zwei bis drei betragen, während es im longitudinalen Halo bis zu vier (und mehr) Größenordnungen sind.

Dabei wird insbesondere für die Anregung mit infrarotem Licht für  $CsO:GaAs$  ein längerer Puls beobachtet, der das maximale apparative Auflösungsvermögen einer halben HF-Periode übersteigt, sodass es zur Überlagerung der hin- und rücklaufenden Signale kommt. Aufgrund des geringen Absorptionskoeffizienten bei der verwendeten Wellenlänge können Photonen tiefer in den dicken Bulk-Kristall eindringen ( $\alpha^{-1}(800\text{ nm}) = 1300\text{ nm}$ ). Dies ermöglicht somit auch tieferliegenden Elektronen die Photoemission durch Diffusion, was eine langsame Pulsantwort zur Folge hat. Im Gegensatz dazu gilt für die Anregung von  $GaAs$  mit 400 nm, dass Photonen weniger tief eindringen können ( $\alpha^{-1}(400\text{ nm}) = 15\text{ nm}$ ), sodass die Anregung oberflächennah und nahezu in der Bandbiegungszone ( $d_{BBR} \approx 10\text{ nm bis } 20\text{ nm}$ ) des hoch-dotierten Kristalls stattfindet. Da aufgrund des elektrischen Feldes in der BBR Elektronen zusätzlich beschleunigt werden, verkürzt dies die Zeitantwort für die NEA-Kathode erheblich. Insgesamt ermöglicht die Anregung mit hohen Photonenenergien somit schnellere Emissionszeiten auf dem Niveau der Thermalisierungszeit, wobei sich der Anteil des longitudinalen Halos aus den wenigen tieferliegenden Elektronen zusammensetzt. Die Emission spinpolarisierbarer Elektronen ist hierbei allerdings nicht gegeben.

Aufgrund der erwähnten Vakuumprobleme der  $GaAs$ -Präparationskammer und der damit einhergehenden kurzen Vakuumlebensdauer der Kathode von ca. 30 h muss davon ausgegangen werden, dass während der Zeitmessungen keine NEA-Bedingung erreicht wurde [48]. Nachfolgende Messungen bestätigten den gezeigten Verlauf für sehr niedrige QE in der Größenordnung  $QE_{800\text{ nm}} \sim 10^{-6}\%$  [122]. Die Daten können den theoretischen Verlauf des etablierten Diffusionsmodells [70], [20] erklären, sobald

## 5 Messung der Zeitantwort

dieses um einen zusätzlichen Boltzmann-Faktor ergänzt wird, der eine leicht positive Elektronenaffinität ( $\chi \approx 100 \text{ meV}$ ) in der Beschreibung der Kathode einschließt (vgl. [46]). Der wahre longitudinale Halo unter einer echten NEA-Bedingung ist somit signifikant größer als in Abbildung 5.15 angegeben, wodurch von einem noch größerem Unterschied zu  $\text{K}_2\text{CsSb}$  ausgegangen werden kann.

Zusammengefasst lässt sich aus den Zeitmessungen schließen, dass Beiträge der Photoemission zum ungewollten Strahl in einem Elektronenbeschleuniger erheblich reduziert werden, indem entweder  $\text{CsO:GaAs}$  mit blauem Licht oder eine PEA-Photokathode wie  $\text{K}_2\text{CsSb}$  verwendet wird.

# 6 Fazit und Ausblick

## 6.1 Fazit

Photoemissionsquellen an zukünftigen Elektronenbeschleunigern werden darauf ausgerichtet, einen hochbrillanten Elektronenstrahl zu erzeugen. Dies ermöglicht unter anderem den Betrieb von FELs der neuesten Generation oder Präzisionsexperimente der Teilchenphysik bei sehr hohen Luminositäten. Dabei werden wie bei MESA mittlere Ströme von 10 mA sowie Emittanzen von  $\epsilon < 1 \mu\text{m}$  angestrebt. Neben einer hohen QE und kleiner intrinsischen Emittanz wird von den verwendeten Photokathoden weiterhin eine hohe Robustheit z.B. gegenüber der Lasererwärmung oder Restgasen in der Quellenkammer gefordert, um lange Strahlzeiten zu garantieren. Eine angemessene Austrittsarbeit ermöglicht die Verwendung von Laserlicht im sichtbaren elektromagnetischen Spektrum sowie hohen elektrischen Feldstärken in der Elektronenquelle. Des Weiteren muss die Impulsantwortfunktion der Kathode der meist wenigen Pikosekunden langen longitudinalen Akzeptanz des Beschleunigers genügen, wobei dies insbesondere für (S)RF-Photoemissionsquellen gilt, da hier üblicherweise auf nachfolgende Chopper/Buncher-Systeme verzichtet wird. Obwohl die Emission spin-polarisierter Elektronen (voraussichtlich) nicht ermöglicht wird, bietet sich insbesondere die Bi-Alkali-Antimonid-Verbindung  $\text{K}_2\text{CsSb}$  als mögliche Photokathode für Hochstrombeschleuniger an, da sie verspricht, die Forderungen an die aufgezählten Kenngrößen erfüllen zu können.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde  $\text{K}_2\text{CsSb}$  hinsichtlich des Herstellungsprozesses und der Vermessung wichtiger beschleunigertechnischer Kenngrößen wie QE, Lebensdauer, Austrittsarbeit, spektrale sowie temporale Antwort untersucht. Erstmals konnte dabei die Impulsantwort der Kathode mit einer hohen Zeitauflösung und einem hohen Dynamikbereich gemessen werden.

Dazu wurden mehrere Kathoden nach der Methode der sequentiellen Deposition von Antimon sowie der Alkalimetalle Kalium und Cäsium in einem PVD-Verfahren hergestellt. Im derzeitigen Zustand der  $\text{K}_2\text{CsSb}$ -Anlage wurden QE-Werte von bis zu  $QE_{404\text{ nm}} = 20\%$  bzw.  $QE_{532\text{ nm}} = 9\%$  erreicht. Obgleich dieses Ergebnis Bestwerten in der Literatur entspricht, ist die Reproduzierbarkeit einer hohen QE durch die Herstellungsmethode sowie die verwendeten AlfaSources als Metallquellen begrenzt.

Zur Bestimmung weiterer Eigenschaften wurde eine Analysechamber in Betrieb genommen. Da der Hochstrombetrieb hohe Laserleistungen verlangt, wurde die dadurch auftretende Erwärmung der Kathode und die Auswirkungen auf die Lebensdauer untersucht. Werden vergleichbare thermische Eigenschaften des experimentellen Aufbaus an der Elektronenquelle von MESA angenommen, so muss ab Laserleistungen von etwa 400 mW mit einer Lebensdauer der Kathode von nur noch wenigen

Stunden ausgegangen werden. Gegenüber einer CsO:GaAs-Kathode kann allerdings eine signifikant höhere Robustheit von  $K_2CsSb$  bestätigt werden, sowohl im Hinblick auf die Vakuumlebensdauer als auch auf die Lebensdauer unter Lasererwärmung.

Weiterhin wurde im Rahmen dieser Arbeit die Austrittsarbeit von  $K_2CsSb$  bestimmt. Hierbei konnte einerseits die photoelektrische Austrittsarbeit durch eine Spektralanalyse mit einer maximalen Wellenlänge von  $\lambda = 650\text{ nm}$  zu  $\Phi_{PE}^{max} = 1,9\text{ eV}$  ermittelt werden. Andererseits ermöglichte die Verwendung einer UHV-Kelvin-Sonde die Bestimmung der thermischen Austrittsarbeit zu  $\Phi_{therm} = 2,17\text{ eV}$ . Eine Profilmessung entlang des  $10\text{ mm}$  großen Kathodendurchmessers lässt auf ein relativ gleichmäßiges Niveau der Austrittsarbeit mit Abweichungen von etwa  $50\text{ meV}$  schließen. Zudem konnte durch die Lasererwärmung mit Leistungen von bis zu  $1,4\text{ W}$  eine Austrittsarbeitserhöhung um  $+1,8\text{ eV}$  sowie ein dazu korrelierter QE-Abfall beobachtet werden.

Mit Hilfe einer zeitspektroskopischen Untersuchung, die auf einer HF-Streak-Methode basiert, konnte die Impulsantwort von  $K_2CsSb$  bei Anregung mit Licht einer Wellenlänge von  $400\text{ nm}$  vermessen werden. Dabei konnte erstmals mit hoher Zeitauflösung die FWHM-Pulsbreite zu  $< 2\text{ ps}$  sowie der longitudinale Halo auf einem Niveau von  $10^{-4}$  bis  $10^{-6}$  im Vergleich zum Intensitätsmaximum gemessen werden. Für den Beschleunigerbetrieb stellen die Ergebnisse im Hinblick auf die Reduzierung der Beiträge aus der Photoemission zum „unwanted beam“ klar, dass eine PEA-Kathode wie  $K_2CsSb$  einer NEA-Kathode wie CsO:GaAs prägnant überlegen ist.

Werden die Resultate dieser Arbeit sowie Emittanzmessungen aus der Literatur zusammenfassend betrachtet, erweist sich  $K_2CsSb$  für Hochstromanwendungen mit brillanten Elektronenstrahlen aufgrund der hohen QE (für blaue und grüne Laser), hohen Robustheit, sowie im besonderen Maße schnellen Zeitantwort mit einem geringem longitudinalen Halo als geeignete Photokathode. Letztgenannte Eigenschaft macht  $K_2CsSb$  außerdem interessant für UED-Anwendungen.

## 6.2 Ausblick

Für den Einsatz in MESA erscheint es vor allem wichtig, die Reproduzierbarkeit der  $K_2CsSb$ -Anlage zu optimieren, um für den  $10\text{ mA}$ -Betrieb die verlässliche Produktion von Photokathoden mit hohen QE-Werten garantieren zu können. Überdies sollte in einem nächsten Optimierungsschritt die thermische Leitfähigkeit des Kathodenhalterungssystems in der Elektronenquelle verbessert werden, um der Kathode bessere Kühlmöglichkeiten zu geben und somit die Lebensdauer zu verlängern. Die in Kapitel 3.4.4 bzw. Kapitel 4.2.3 dargelegten Verbesserungsvorschläge bilden hierfür eine Grundlage. Da die Anforderungen an die QE sowie die Laserleistung im  $1\text{ mA}$ -Betrieb von MESA um den Faktor 10 geringer sind, kann der derzeitige Zustand der  $K_2CsSb$ -Anlage als ausreichend betrachtet werden.

Zukünftig können an der PKAT Impulsantwortmessungen einer  $K_2CsSb$ -Photokathode mit hoher QE wiederholt werden. Zusätzlich ergibt sich die Möglichkeit einer zeitaufgelösten Messung des Spin-Polarisationsgrades (falls vorhanden), da die

PKAT hierfür mit einem Wien-Filter zur transversalen Spindrehung sowie einem Mottdetektor zur Asymmetriemessung ausgestattet ist.

Abseits der Einsatzmöglichkeit in einer Photoemissionsquelle für Elektronenbeschleuniger bieten sich dünne Photokathoden wie  $K_2CsSb$  auch für UED-Experimente an. Am Helmholtz-Institut Mainz (HIM) wird zur Zeit das Projekt SUED (Spin-polarisierte ultraschnelle Elektronendiffraktion) vorbereitet. Ziel dieser Machbarkeitsstudie ist die Erzeugung von (spin-polarisierten) Femtosekunden langen Elektronenpulsen hoher Bunchladung im 1 MV-Bereich. Zur Erzeugung der HV wird ein Generator eingesetzt, der galvanisch von der Strahlführung getrennt ist und über eine Gasturbine mit Strom versorgt wird. Diese kann energieeffizient mit komprimiertem Stickstoff betrieben werden. Eine Photokathode wie  $K_2CsSb$  ermöglicht die Erzeugung Halo-freier, Pikosekunden langer Pulse, wie im Rahmen dieser Arbeit gezeigt wurde. Wird nach der Elektronenquelle ein System aus einer Buncherkavität, welche eine Geschwindigkeitsmodulation der Bunche erzeugt, und einer Laufstrecke (Drift) eingesetzt, so können diese Pulse auf die gewünschte Zeitstruktur komprimiert werden. Aufgrund der langen Lebensdauer kann  $K_2CsSb$  dabei auf SUED vorbereitende Experimente zur Inbetriebnahme der Strahlführung bzw. für normale ultraschnelle Elektronendiffraktion (NORD) dienen.



# Literatur

- [1] G. Aad u. a. „Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC“. In: *Physics Letters B* 716.1 (2012), S. 1–29.
- [2] M. Abo-Bakr u. a. „Status of the Berlin Energy Recovery Linac Project bERLinPro“. In: *8th Int. Particle Accelerator Conf.(IPAC'17), Copenhagen, Denmark, 14â 19 May, 2017*. JACOW, Geneva, Switzerland. 2017, S. 855–858.
- [3] I. Adawi. „Theory of the Surface Photoelectric Effect for One and Two Photons“. In: *Phys. Rev.* 134 (3A Mai 1964), A788–A798. DOI: 10.1103/PhysRev.134.A788.
- [4] R. Akre u. a. „Commissioning the Linac Coherent Light Source injector“. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 11 (3 März 2008), S. 030703. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.11.030703.
- [5] I. Alexander. „Experimental investigation of the beamdynamics of the MESA photoinjector“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2018.
- [6] I. Alexander. „Strahldiagnose bei Hochintensitätsbetrieb von Photokathoden unter spezieller Betrachtung von Raumladungskräften“. Diplomarbeit. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2011.
- [7] J. Alexander u. a. „Dark sectors 2016 workshop: community report“. In: *arXiv preprint arXiv:1608.08632* (2016).
- [8] Alvatec. Alvatec Alkali Vacuum Technologies GmbH , Althofen, Österreich. Aug. 2015.
- [9] P. A. Anderson. „The Work Function of Copper“. In: *Phys. Rev.* 76 (3 Aug. 1949), S. 388–390. DOI: 10.1103/PhysRev.76.388.
- [10] N. Arkani-Hamed u. a. „A theory of dark matter“. In: *Physical Review D* 79.1 (2009), S. 015014.
- [11] A. Aryshev u. a. „Femtosecond response time measurements of a Cs 2 Te photocathode“. In: *Applied Physics Letters* 111.3 (2017), S. 033508.
- [12] K. Attenkofer u. a. „Deposition and In-Situ Characterization of Alkali Antimonide Photocathodes“. In: *Conf. Proc.* Bd. 1205201. IPAC-2012-MOPPP049. 2012, S. 670–672.

## LITERATUR

- [13] K. Aulenbacher. „The Mainz Energy Recovering Superconducting Accelerator“. In: *ERL2011: Proceedings of the 50th ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on Energy Recovery Linacs*. 2011. ISBN: 978-3-95450-145-8.
- [14] K. Aulenbacher. „Nuclear Physics Experiments at Mesa“. Englisch (Geneva, Switzerland). presented at ERL2017 in Geneva, Switzerland, unpublished. Geneva, Switzerland, März 2018.
- [15] K. Aulenbacher. „Eine Quelle longitudinalpolarisierter Elektronen für das MAMI-Beschleunigersystem“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1993.
- [16] K. Aulenbacher. *Erzeugung intensiver hochpolarisierter Elektronenstrahlen mit hoher Symmetrie unter Helizitätswechsel*. Shaker, 2007. ISBN: 978-3-8322-6429-1.
- [17] K. Aulenbacher u. a. *Elementary Design Report for the Mainz Energy Recovering Superconducting Accelerator MESA*. Techn. Ber. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2014.
- [18] K. Aulenbacher u. a. „High average photocurrent research at MAMI“. In: *Journal of Physics: Conference Series*. Bd. 298. 1. IOP Publishing. 2011, S. 012019.
- [19] K. Aulenbacher u. a. „Photocathode Life Time Research at MAMI“. In: *Spin 2004: (With CD-ROM)*. World Scientific, 2005, S. 975–979.
- [20] K. Aulenbacher u. a. „Pulse response of thin III/V semiconductor photocathodes“. In: *Journal of applied physics* 92.12 (2002), S. 7536–7543.
- [21] I. D. Baikie u. a. „Analysis of stray capacitance in the Kelvin method“. In: *Review of Scientific Instruments* 62.3 (1991), S. 725–735. DOI: 10.1063/1.1142075.
- [22] I. D. Baikie u. a. „Automatic kelvin probe compatible with ultrahigh vacuum“. In: *Review of Scientific Instruments* 60.5 (1989), S. 930–934. DOI: 10.1063/1.1140346.
- [23] R. Barday. „Untersuchungen zur Lebensdauer von NEA-Photokathoden bei der Extraktion sehr hoher mittlerer Ströme“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2007.
- [24] J. R. Batley u. a. „Search for the dark photon in  $\pi^0$  decays“. In: *Phys. Lett. B* 746 (2015), S. 178–185. DOI: 10.1016/j.physletb.2015.04.068.
- [25] I. V. Bazarov u. a. „Comparison of dc and superconducting rf photoemission guns for high brightness high average current beam production“. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 14 (7 Juli 2011), S. 072001. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.14.072001.
- [26] I. V. Bazarov u. a. „Thermal emittance and response time measurements of negative electron affinity photocathodes“. In: *Journal of Applied Physics* 103.5 (2008), S. 054901.

- [27] I. Bazarov u. a. „Thermal emittance measurements of a cesium potassium antimonide photocathode“. In: *Applied Physics Letters* 98.22 (2011), S. 224101.
- [28] V. Bechthold u. a. „Investigation of K<sub>2</sub>CsSb Photocathodes“. Englisch. In: *Proc. 59th ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop (ERL'17), Geneva, Switzerland, June 18-23, 2017* (Geneva, Switzerland). ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop 59. Geneva, Switzerland: JACoW Publishing, Mai 2018, S. 4–8. ISBN: 978-3-95450-190-8. DOI: doi : 10 . 18429 / JACoW - ERL2017 - MOPSP004.
- [29] V. Bechthold. „Eine Deflektor-Kavität für den MESA-Beschleuniger“. Diplomarbeit. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2013.
- [30] D. Becker u. a. „The P2 Experiment-A future high-precision measurement of the electroweak mixing angle at low momentum transfer“. In: *arXiv preprint arXiv:1802.04759* (2018).
- [31] A.-E. Becquerel. „Recherches sur les effets de la radiation chimique de la lumiere solaire au moyen des courants electriques“. In: *CR Acad. Sci* 9.145 (1839), S. 1.
- [32] C. N. Berglund und W. E. Spicer. „Photoemission Studies of Copper and Silver: Theory“. In: *Phys. Rev.* 136 (4A Nov. 1964), A1030–A1044. DOI: 10.1103/PhysRev.136.A1030.
- [33] V. Blobel und E. Lohrmann. *Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse*. Springer-Verlag, 2013. ISBN: 978-3-935702-66-9.
- [34] M. Bruker. „Untersuchung der Rückgewinnungseffizienz eines Kühlerelektronenstrahls in longitudinalem Magnetfeld“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2016.
- [35] N. Chauvin. „Space-Charge Effect“. In: *arXiv preprint arXiv:1410.7991* (2014).
- [36] C. Cocchi u. a. „First-principles many-body study of the electronic and optical properties of CsK<sub>2</sub>Sb, a semiconducting material for ultra-bright electron sources“. In: *arXiv preprint arXiv:1809.00135* (2018).
- [37] H. M. Corporation. *HMC934LP5E-400° ANALOG PHASE SHIFTER 1 - 2 GHz*. <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/hmc934.pdf>. abgerufen am 1.7.2016.
- [38] Crytur. *Technical Parameters Ce:YAG*. <https://www.crytur.cz/materials/yagce/>. abgerufen am 27.09.2018.
- [39] L. Cultrera. „Advances in Photocathodes for Accelerators“. In: *5th Int. Particle Accelerator Conf.(IPAC'14), Dresden, Germany, 15â 20 Juni, 2014*. JACOW, Geneva, Switzerland. 2014, S. 48–51.

## LITERATUR

- [40] L. Cultrera, H. Lee und I. Bazarov. „Alkali antimonides photocathodes growth using pure metals evaporation from effusion cells“. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B* 34.1 (2016), S. 011202. DOI: 10.1116/1.4936845.
- [41] L. Cultrera u. a. „Rb based alkali antimonide high quantum efficiency photocathodes for bright electron beam sources and photon detection applications“. In: *Journal of Applied Physics* 121 (Feb. 2017), S. 055306.
- [42] L. Cultrera u. a. „Thermal emittance and response time of a cesium antimonide photocathode“. In: *Applied Physics Letters* 99.15 (2011), S. 152110.
- [43] L. Cultrera u. a. „Growth and characterization of rugged sodium potassium antimonide photocathodes for high brilliance photoinjector“. In: *Applied Physics Letters* 103.10 (2013), S. 103504.
- [44] R. J. D’Arcy und N. A. Surplice. „The effects of stray capacitance on the Kelvin method for measuring contact potential difference“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 3.4 (1970), S. 482.
- [45] L. R. Dalesio u. a. „The experimental physics and industrial control system architecture: past, present, and future“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 352.1-2 (1994), S. 179–184.
- [46] M. Dehn. „Transportprozesse in Photokathoden und ihr Beitrag zum longitudinalen Halo von Elektronenbeschleunigern“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, in Vorbereitung.
- [47] M. Dehn, K. Aulenbacher und V. Bechthold. „Pulse Response Measurements of NEA Photocathodes at Different Laser Wavelengths“. Englisch. In: *Proc. of International Particle Accelerator Conference (IPAC’16), Busan, Korea, May 8-13, 2016* (Busan, Korea). International Particle Accelerator Conference 7. Geneva, Switzerland: JACoW, Juni 2016, S. 3931–3933. ISBN: 978-3-95450-147-2. DOI: doi:10.18429/JACoW-IPAC2016-THPOW004.
- [48] M. Dehn u. a. „Reducing the contribution of the photoemission process to the unwanted beam in photoelectron sources at accelerators“. In: *Applied Physics Letters* 111.13 (2017), S. 132105.
- [49] A. Denig. „Review of dark photon searches“. In: *EPJ Web of Conferences*. Bd. 130. EDP Sciences. 2016, S. 01005.
- [50] I. Detector Technology. *Application Specifications Model 2403*. <http://www.detechinc.com/massref.php>. abgerufen am 1.6.2016. Detector Technology, Inc.
- [51] Z. Ding u. a. „Temperature-dependent quantum efficiency degradation of K-Cs-Sb bialkali antimonide photocathodes grown by a triple-element codeposition method“. In: *Phys. Rev. Accel. Beams* 20 (11 Nov. 2017), S. 113401. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.20.113401.

- [52] Z. Ding u. a. „In-situ synchrotron x-ray characterization of K<sub>2</sub>CsSb photocathode grown by ternary co-evaporation“. In: *Journal of Applied Physics* 121.5 (2017), S. 055305.
- [53] D. Dowell u. a. „First operation of a photocathode radio frequency gun injector at high duty factor“. In: *Applied physics letters* 63.15 (1993), S. 2035–2037.
- [54] D. Dowell, S. Bethel und K. Friddell. „Results from the average power laser experiment photocathode injector test“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 356.2-3 (1995), S. 167–176.
- [55] D. Dowell u. a. „Cathode R&D for future light sources“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 622.3 (2010), S. 685–697.
- [56] B. Dunham u. a. „Record high-average current from a high-brightness photo-injector“. In: *Applied Physics Letters* 102.3 (2013), S. 034105.
- [57] A. Einstein. „Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt“. In: *Annalen der Physik* 322.6 (1905), S. 132–148.
- [58] A. Ettema und R. de Groot. „Electronic structure of Cs<sub>2</sub>KSb and K<sub>2</sub>CsSb“. In: *Physical Review B* 66.11 (2002), S. 115102.
- [59] J. Feng u. a. „Near atomically smooth alkali antimonide photocathode thin films“. In: *Journal of Applied Physics* 121.4 (2017), S. 044904.
- [60] D. Fisher, A. McDonie und A. Sommer. „Band-bending effects in Na<sub>2</sub>KSb and K<sub>2</sub>CsSb photocathodes“. In: *Journal of Applied Physics* 45.1 (1974), S. 487–488.
- [61] S. Friederich. „Elektronenquelle mit minimaler Emittanz“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, in Vorbereitung.
- [62] S. Friederich und K. Aulenbacher. „Test electron source for increased brightness emission by near band gap photoemission“. In: *Proceedings, 6th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2015)*. 2015.
- [63] GammaVacuum. *Ion Pumping of Cesium and Rubidium, Technical Bulletin 00.003.971*. <https://www.gammavacuum.com/files/6213/8688/7224/TB00003971.pdf>. abgerufen am 1.7.2016.
- [64] C. Ghosh und B. Varma. „Preparation and study of properties of a few alkali antimonide photocathodes“. In: *Journal of Applied Physics* 49.8 (1978), S. 4549–4553.
- [65] P. Görlich. „Über zusammengesetzte, durchsichtige Photokathoden“. In: *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* 101.5 (1936), S. 335–342.

## LITERATUR

- [66] L. Guo u. a. „Substrate dependence of CsK<sub>2</sub>Sb photo-cathode performance“. In: *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2017.3 (2017), 033G01. DOI: 10.1093/ptep/ptx030.
- [67] J. Haimson. *Optimization criteria for standing wave transverse magnetic deflection cavities*. Techn. Ber. Haimson Research Corp., Santa Clara, CA (United States), 1995.
- [68] Hamamatsu. *Photocathode technology: Alkali photocathode*. <https://www.hamamatsu.com/eu/en/index.html>. abgerufen am 3.1.2017.
- [69] P. Hartmann. „Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1997.
- [70] P. Hartmann u. a. „A diffusion model for picosecond electron bunches from negative electron affinity GaAs photocathodes“. In: *Journal of applied physics* 86.4 (1999), S. 2245–2249.
- [71] W. M. Haynes. *CRC handbook of chemistry and physics*. CRC press, 2014.
- [72] Z.-H. He u. a. „Electron diffraction using ultrafast electron bunches from a laser-wakefield accelerator at kHz repetition rate“. In: *Applied Physics Letters* 102.6 (2013), S. 064104. DOI: 10.1063/1.4792057.
- [73] M. Henzler und W. Göpel. *Oberflächenphysik des Festkörpers*. Springer-Verlag, 2013. ISBN: 978-3-322-84875-8.
- [74] P. Hermann. „Optimierung der Wärmeleitung von Photokathoden für die Hochstrom-Elektronenquelle von MESA“. Diplomarbeit. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2014.
- [75] C. Hernandez-Garcia u. a. „Status of the Jefferson Lab ERL FEL DC photoemission guns“. In: *Proceedings of the 2009 ERL Workshop, Ithaca, NY June. 2009*.
- [76] C. Hernandez-Garcia, P. G. O Shea und M. L. Stutzman. „Electron sources for accelerators“. In: *Physics today* 61.2 (2008), S. 44.
- [77] K. H. Herrmann. *Der Photoeffekt: Grundlagen der Strahlungsmessung*. Springer-Verlag, 2013. ISBN: 978-3-322-98787-7.
- [78] H. Hertz. „Ueber einen Einfluss des ultravioletten Lichtes auf die elektrische Entladung“. In: *Annalen der Physik* 267.8 (1887), S. 983–1000.
- [79] G. Hoffstaetter, S. Gruner und M. Tigner. „Cornell Energy Recovery Linac science case and project definition design report“. In: *Technical Report, Cornell University Laboratory for Accelerator-based Sciences and Education* (2013).
- [80] B. Holdom. „Two U (1)’s and  $\epsilon$  charge shifts“. In: *Physics Letters B* 166.2 (1986), S. 196–198.
- [81] R. E. Honig und H. O. Hook. „Vapor pressure data for some common gases“. In: *RCA Review* (1960), S. 360–368.

- [82] S. Hüfner. *Photoelectron spectroscopy: principles and applications*. Springer Science & Business Media, 2013. ISBN: 78-3-662-09280-4.
- [83] K. Instruments. *Model 6485 Picoammeter Model 6487 Picoammeter/Voltage Source User's Manual*. Keithley Instruments, Inc. Cleveland, Ohio, U.S.A.
- [84] K. L. Jensen. „Electron emission physics“. In: *Advances in Imaging and Electron Physics* 149 (2007), S. 147–279.
- [85] W. Jitschin, F. Sharipov und R. Lachenmann. *Wutz Handbuch Vakuumtechnik*. Springer-Verlag, 2009. ISBN: 978-3-8348-0695-6.
- [86] L. Kalarasse, B. Bennecer und F. Kalarasse. „Optical properties of the alkali antimonide semiconductors Cs3Sb, Cs2KSb, CsK2Sb and K3Sb“. In: *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 71.3 (2010), S. 314–322.
- [87] M. Kaminsky und J. Lafferty. „Dictionary of Terms for Vacuum Science and Technology“. In: *Surface Science, Thin Film Technology, Vacuum Metallurgy, Electronic Materials, American Institute of Physics, New York* (1980).
- [88] H. Karadas. „Vorbereitende Arbeiten zur Messung der Austrittsarbeit von Photokathoden“. Bachelorarbeit. Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 2016.
- [89] S. Karkare u. a. „Advances in photocathode technology at cornell university“. In: *North Amer. Particle Accelerator Conf.* 2013. ISBN: 978-3-95450-138-0.
- [90] S. Karkare u. a. „One-step model of photoemission from single-crystal surfaces“. In: *Physical Review B* 95.7 (2017), S. 075439.
- [91] E. Kirsch. „Messungen der Pulsantwortzeiten von Galliumarsenid und Kalium-Cäsium-Antimonid“. Diplomarbeit. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2014.
- [92] L. Koller. „Photoelectric emission from thin films of caesium“. In: *Physical Review* 36.11 (1930), S. 1639.
- [93] T. Konomi u. a. „Development of SRF Gun Applying New Cathode Idea Using a Transparent Superconducting Layer“. Englisch. In: *Proc. of ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on Energy Recovery Linacs (ERL'17), Geneva, Switzerland, 18-23 June 2017* (Geneva, Switzerland). ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on Energy Recovery Linacs 59. Geneva, Switzerland: JACoW, März 2018, S. 1–3. ISBN: 978-3-95450-190-8. DOI: <https://doi.org/10.18429/JACoW-ERL2017-MOIACC002>.
- [94] X. Liang u. a. *Preparation and investigation of antimony thin films for multi-alkali photocathodes*. Techn. Ber. Brookhaven National Laboratory (BNL), 2013.
- [95] W. T. Ltd. *single-crystal material*. datasheet. Wafer Technology Ltd, 2008.
- [96] H. Lüth. *Solid surfaces, interfaces and thin films*. Bd. 4. Springer, 2001. ISBN: 978-3-319-10756-1.

## LITERATUR

- [97] L. K. G. D. L. F. M.R.I. „V. Contact electricity of metals“. In: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 46.278 (1898), S. 82–120. DOI: 10.1080/14786449808621172.
- [98] G. D. Mahan. „Theory of Photoemission in Simple Metals“. In: *Phys. Rev. B* 2 (11 Dez. 1970), S. 4334–4350. DOI: 10.1103/PhysRevB.2.4334.
- [99] R. Mammei u. a. „Charge lifetime measurements at high average current using a K 2 CsSb photocathode inside a dc high voltage photogun“. In: *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams* 16.3 (2013), S. 033401.
- [100] M. A. A. Mamun u. a. „Effect of Sb thickness on the performance of bialkali-antimonide photocathodes“. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* 34.2 (2016), S. 021509.
- [101] I. Martini. „Characterization of Cs-Sb cathodes for high charge RF photoinjectors“. Diss. POLITECNICO DI MILANO, Department of Chemistry, Materials und Chemical Engineering ”Giulio Natta”, 2016.
- [102] C. Matejck. „Kollektive Effekte der Niederenergiestrahlführung von MESA“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz-in Vorbereitung.
- [103] McAllister Technical Services. <https://mcallister.com/product/uhv-digital-kelvin-probe/>. abgerufen am 31.08.2018.
- [104] McAllister Technical Services. *KP 6500 Digital Kelvin Probe -User’s Guide*. West 280 Prairie Avenue Coeur d’Alene, Idaho 83815, 2010.
- [105] W. McCarroll. „Chemical and structural characteristics of the potassium-cesium-antimony photocathode“. In: *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 26.1 (1965), S. 191–195.
- [106] J. McCarter. „Photocathode Research for Electron Accelerators“. Diss. University of Virginia, Charlottesville, VA 22903, USA, 2011.
- [107] P. McIntosh und I. Konoplev. „ERL17 Workshop, WG5 Summary: Applications“. Englisch. In: *Proc. of ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on Energy Recovery Linacs (ERL’17), Geneva, Switzerland, 18-23 June 2017* (Geneva, Switzerland). ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on Energy Recovery Linacs 59. Geneva, Switzerland: JACoW, März 20108, S. 83–84. ISBN: 978-3-95450-190-8. DOI: <https://doi.org/10.18429/JACoW-ERL2017-FRIBCC005>.
- [108] H. Merkel. „Internal Target Experiments at the MESA accelerator“. In: *PoS* (2016), S. 037.
- [109] A. Michalke. „Photokathoden in supraleitenden Resonatoren“. Diss. Bergischen Universität – Gesamthochschule Wuppertal, Dez. 1992.
- [110] P. Michelato u. a. „Multialkali Thin Photocathodes for High Brightness guns“. In: *Proc. EPAC*. Bd. 94. 1994, S. 1456.

- [111] K. Momma und F. Izumi. „VESTA 3 for three-dimensional visualization of crystal, volumetric and morphology data“. In: *Journal of applied crystallography* 44.6 (2011), S. 1272–1276.
- [112] E. J. Montgomery. „Characterization of quantum efficiency and robustness of cesium-based photocathodes“. Diss. University of Maryland, College Park, 2009.
- [113] D. Motta und S. Schönert. „Optical properties of bialkali photocathodes“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 539.1-2 (2005), S. 217–235.
- [114] G. Murtaza u. a. „Structural, elastic, electronic and optical properties of bi-alkali antimonides“. In: *Bulletin of Materials Science* 39.6 (2016), S. 1581–1591.
- [115] Nacer. „Aufbau einer Apparatur zur Messung der Austrittsarbeitsabsenkung an Chalcopyrit-Halbleitern“. Magisterarb. Freie Universität, Berlin, 2007.
- [116] R. Nathan und C. Mee. „Photoelectric and Related Properties of the Potassium—Antimony—Caesium Photocathode“. In: *International Journal of Electronics* 23.4 (1967), S. 349–354. DOI: 10.1080/00207216708961542.
- [117] R. Nathan und C. Mee. „The energy distribution of photoelectrons from the K<sub>2</sub>CsSb photocathode“. In: *physica status solidi (a)* 2.1 (1970), S. 67–72.
- [118] J. Pendry. „Theory of photoemission“. In: *Surface Science* 57.2 (1976), S. 679–705.
- [119] D. T. Pierce und F. Meier. „Photoemission of spin-polarized electrons from GaAs“. In: *Physical Review B* 13.12 (1976), S. 5484.
- [120] Pilz-Optics. *Broschüre Pilz-Optics*. Pilz-Optics. 73485 Zöbingen-Unterschneidheim, Juli 2018.
- [121] M. Pospelov. „Secluded U (1) below the weak scale“. In: *Physical Review D* 80.9 (2009), S. 095002.
- [122] E. Riehn. *private Mitteilung*. 2018.
- [123] E. J. Riehn. „Phasenstabilisierung einer radiofrequenzsynchronisierten gepulsten Elektronenquelle“. Diplomarbeit. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2006.
- [124] E. J. Riehn. „Photokathoden mit internem DBR-Reflektor als Quellen hochintensiver spinpolarisierter Elektronenstrahlen“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2011.
- [125] C. Ringpfeil. „Entwicklung und Anwendung einer Doppel-Magnetron-Sputterzelle für die in-situ Charakterisierung dünner Schichten mit Röntgenmethoden“. Diss. Universität Wuppertal, Fakultät für Mathematik und Naturwissenschaften» Physik» Dissertationen, 2008.

## LITERATUR

- [126] M. Ruiz-Osés u. a. „Direct observation of bi-alkali antimonide photocathodes growth via in operando x-ray diffraction studies“. In: *APL materials* 2.12 (2014), S. 121101.
- [127] J. Scheer und J. van Laar. „GaAs-Cs: A new type of photoemitter“. In: *Solid State Communications* 3.8 (1965), S. 189–193. ISSN: 0038-1098. DOI: [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(65\)90289-9](https://doi.org/10.1016/0038-1098(65)90289-9).
- [128] K. Schoenung. „Development of a rear wall for the KATRIN rear section and investigation of tritium compatibility of rear section components“. Diss. Institut für Experimentelle Kernphysik und dem Tritiumlabor Karlsruhe, Institut für Technische Physik, KIT, 2016.
- [129] S. Schubert u. a. „Bi-alkali antimonide photocathodes for high brightness accelerators“. In: *Apl Materials* 1.3 (2013), S. 032119.
- [130] S. Schubert u. a. „Bi-alkali antimonide photocathode growth: An X-ray diffraction study“. In: *Journal of Applied Physics* 120 (Juli 2016), S. 035303.
- [131] S. Schubert u. a. „Influence of growth method on K3Sb photocathode structure and performance“. In: *5th Int. Particle Accelerator Conf. (IPAC'14), Dresden, Germany, 15â 20 Juni, 2014*. 2014.
- [132] J. Schuler. „Untersuchung von NEA-Photokathoden mittels zeitlich hochauflösender Vermessung von Intensitäts- und Spinpolarisationsverteilungen“. Diss. Dissertation, Institut für Kernphysik der Johannes-Gutenberg Universität Mainz, 2004.
- [133] J. Smedley. *X-ray Characterization of Alkali Antimonide Cathode Growth*. <https://www.helmholtz-berlin.de/media/media/nutzerdienst/events/workshops/ewpaa-2017/talks/ewpaa-22sep17-s09-smedley.pdf>. abgerufen am 30.09.2018.
- [134] J. Smedley u. a. „Sputter Growth of Alkali Antimonide Photocathodes: An in Operando Materials Analysis“. Englisch. In: *Proc. 6th International Particle Accelerator Conference (IPAC'15), Richmond, VA, USA, May 3-8, 2015* (Richmond, VA, USA). International Particle Accelerator Conference 6. Geneva, Switzerland: JACoW, Juni 2015, S. 1965–1967. ISBN: 978-3-95450-168-7. DOI: <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2015-TUPHA003>.
- [135] J. Smedley u. a. „Alkali antimonide photocathodes for everyone“. In: *PAC2013 - Proceedings Pasadena, CA USA*. 2013, S. 1178. ISBN: 978-3-95450-138-0.
- [136] J. Smedley u. a. „Correlating structure and function–in situ x-ray analysis of high QE alkali-antimonide photocathodes“. In: *Proceedings of IPAC2013, Shanghai, China*. 2013, S. 464. ISBN: 978-3-95450-122-9.
- [137] J. Smedley u. a. „High efficiency visible photocathode development“. In: *IPAC2011 - Proceedings San Sebastián, Spain*. Bd. 11. 2011. ISBN: 978-92-9083-366-6.

- [138] J. Smedley u. a. „In situ characterization of alkali antimonide photocathodes“. In: *FEL2013: Proceedings of the 35th International Free-Electron Laser Conference*. 2013. ISBN: 978-3-95450-126-7.
- [139] A. Sommer. *Photoemissive materials: preparation, properties, and uses*. Wiley, 1968. ISBN: 9780898740097.
- [140] A. Sommer. „A new Alkali Antimonide Photoemitter with high sensitivity to visible light“. In: *Applied Physics Letters* 3.4 (1963), S. 62–63.
- [141] A. Sommer. „n-Type and p-Type Conduction in Alkali-Antimonide Photoemitters“. In: *Journal of Applied Physics* 29.11 (1958), S. 1568–1569.
- [142] A. Sommer. „The element of luck in research—photocathodes 1930 to 1980“. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* 1.2 (1983), S. 119–124.
- [143] A. Sommer und W. McCarroll. „A New Modification of the Semiconducting Compound K3Sb“. In: *Journal of Applied Physics* 37.1 (1966), S. 174–179.
- [144] W. E. Spicer. „Photoemissive, Photoconductive, and Optical Absorption Studies of Alkali-Antimony Compounds“. In: *Phys. Rev.* 112 (1 Okt. 1958), S. 114–122. DOI: 10.1103/PhysRev.112.114.
- [145] W. E. Spicer und A. Herrera-Gomez. „Modern theory and applications of photocathodes“. In: *Photodetectors and Power Meters*. Bd. 2022. International Society for Optics und Photonics. 1993, S. 18–36.
- [146] T. Srinivasan-Rao u. a. „Sputtered magnesium as a photocathode material for rf injectors“. In: *Review of scientific instruments* 69.6 (1998), S. 2292–2296.
- [147] K.-H. Steffens. „Konzeption und Optimierung eines 100keV-Injektionssystems zur Erzeugung eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahls an MAMI“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1993.
- [148] N. A. Surplice und R. J. D’Arcy. „A critique of the Kelvin method of measuring work functions“. In: *Journal of Physics E: Scientific Instruments* 3.7 (1970), S. 477.
- [149] M. Tigner. „A possible apparatus for electron clashing-beam experiments“. In: *Il Nuovo Cimento (1955-1965)* 37.3 (1965), S. 1228–1231.
- [150] A. A. Turnbull und G. B. Evans. „Photoemission from GaAs-Cs-O“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 1.2 (1968), S. 155.
- [151] Y. P. Varshni. „Temperature dependence of the energy gap in semiconductors“. In: *physica* 34.1 (1967), S. 149–154.
- [152] T. Vecchione u. a. „A low emittance and high efficiency visible light photocathode for high brightness accelerator-based X-ray light sources“. In: *Applied Physics Letters* 99.3 (2011), S. 034103.

## LITERATUR

- [153] E. Wang und K. Aulenbacher. „ERL17 Workshop, WG1 Summary: Injectors“. Englisch. In: *Proc. of ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on Energy Recovery Linacs (ERL'17), Geneva, Switzerland, 18-23 June 2017* (Geneva, Switzerland). ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on Energy Recovery Linacs 59. Geneva, Switzerland: JACoW, März 2018, S. 77–78. ISBN: 978-3-95450-190-8. DOI: <https://doi.org/10.18429/JACoW-ERL2017-FRIBCC001>.
- [154] E. Wang, T. Rao und I. Ben-zvi. „Enhancement of photoemission from and postprocessing of K<sub>2</sub>CsSb photocathode using excimer laser“. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 17 (2 Feb. 2014), S. 023402. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.17.023402.
- [155] M. Weis, R. Nathan und C. Mee. „Analyse und Verbesserung der Zeitauflösung der Testquelle polarisierter Elektronen an MAMI“. Diplomarbeit. Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, 2004.
- [156] I. Will. *Photocathode Lasers*. <https://www.helmholtz-berlin.de/media/media/nutzerdienst/events/workshops/ewpaa-2017/talks/ewpaa-21sep17-s04-will.pdf>. abgerufen am 1.9.2017.
- [157] K. Wille. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen: eine Einführung*. BG Teubner, 1992. ISBN: 978-3-663-11039-2.
- [158] R. Xiang und J. Teichert. „Photocathodes for High Brightness Photo Injectors“. In: *Physics Procedia* 77 (2015), S. 58–65.
- [159] H. Xie u. a. „The Development of the DC-SRF Photoinjector at Peking University“. Englisch (Geneva, Switzerland). presented at ERL2017 in Geneva, Switzerland, unpublished. Geneva, Switzerland, März 2018.
- [160] H. Xie u. a. „Experimental measurements and theoretical model of the cryogenic performance of bialkali photocathode and characterization with Monte Carlo simulation“. In: *Physical Review Accelerators and Beams* 19.10 (2016), S. 103401.
- [161] J. Xie u. a. „Synchrotron x-ray study of a low roughness and high efficiency K<sub>2</sub>CsSb photocathode during film growth“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 50.20 (2017), S. 205303.
- [162] H. Yamaguchi u. a. „Free-Standing Bialkali Photocathodes Using Atomically Thin Substrates“. In: *Advanced Materials Interfaces* 5.13 (), S. 1800249. DOI: 10.1002/admi.201800249.
- [163] W. A. Zisman. „A NEW METHOD OF MEASURING CONTACT POTENTIAL DIFFERENCES IN METALS“. In: *Review of Scientific Instruments* 3.7 (1932), S. 367–370. DOI: 10.1063/1.1748947.