

Entwicklung von Cs_2Te Photokathoden für UV-Detektoren

Dissertation

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Eberhard Karls Universität Tübingen
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt von
Dipl. Phys. Stephan Hermanutz
aus Reutlingen

Tübingen
2015

Gedruckt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Eberhard Karls Universität Tübingen.

Tag der mündlichen Prüfung:

22.07.2015

Dekan:

Prof. Dr. Wolfgang Rosenstiel

1. Berichterstatter:

Prof. Dr. Klaus Werner

2. Berichterstatter:

Prof. Dr. Andrea Santangelo

Zusammenfassung

Das Ziel vieler wissenschaftlicher Untersuchungen ist die Messung des Lichtspektrums eines astronomischen Objekts, um daraus Rückschlüsse auf seine chemische Komposition und makroskopische Eigenschaften wie Masse, Ausdehnung, Temperatur und Abstand zur Erde zu ermitteln. Für astronomische Beobachtungen im ultravioletten Bereich werden zudem Satelliten benötigt, da die Erdatmosphäre einen Großteil der auftreffenden Strahlung absorbiert. Am Institut für Astronomie und Astrophysik Tübingen (IAAT) wird daher basierend auf den Erfahrungen mit früheren Instrumenten, namentlich das Orbitale und Rückführbare Fern- und Extremultraviolet Spektrometer (ORFEUS) von 1990, ein photonenzählender, ortsauflösender Mikrokanalplattendetektor für den Einsatz in einem Spektrographen entwickelt. Diese Entwicklung wurde ursprünglich durch die potentielle Teilnahme an einem russisch-deutschen Gemeinschaftsprojekt, dem World Space Observatory (WSO/UV), angestoßen und wird seit 2013 durch das deutsche Zentrum für Luft- und Raumfahrt als allgemeine Detektorentwicklung gefördert.

Wird ein Spektrograph eingesetzt, spaltet dieser das aufgefangene Licht entsprechend seiner Wellenlänge räumlich auf und leitet es auf den Detektor, der nur noch den Ort der auftreffenden Photonen messen muss. Unser Detektor besteht daher aus einer Photokathode, mehreren Mikrokanalplatten und einer Anode. Die Photokathode wandelt ein einzelnes auftreffendes Photon in ein Elektron um, das von den Mikrokanalplatten vervielfältigt wird, sodass eine Elektronenwolke auf die Anode trifft. Dort wird der Ladungsmittelpunkt der auftreffenden Ladungswolke bestimmt und daraus die Ursprungsposition des Photons errechnet und in Kombination mit dem Wissen um die Aufspaltung im Spektrographen ist damit die Wellenlänge des ursprünglichen Photons bekannt.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Entwicklung der Photokathoden für den Detektor. Im Zuge dessen wurde ein neuer Versuchsaufbau in Betrieb genommen und für die Herstellung von Cäsiumtellurid-Photokathoden optimiert.

In der vorliegenden Arbeit werden im ersten Kapitel die Grundlagen von Detektoren für UV-Anwendungen mit Schwerpunkt auf den verwendeten Mikrokanalplattendetektoren beschrieben und die technischen Herausforderungen am Beispiel von ORFEUS und anderen UV-Instrumenten herausgearbeitet. Zusätzlich werden das Detektorkonzept, das am IAAT entwickelt wurde, sowie der aktuelle Stand der Entwicklung vorgestellt.

Im zweiten Kapitel wird ein Überblick über die theoretische Funktionsweise von Photokathoden geliefert, sowie exemplarisch an drei relevanten Materialien erörtert, die ebenfalls potentiell in

unserem Detektor eingesetzt werden sollen. Der Schwerpunkt liegt auf den Eigenschaften von Cäsiumtellurid, da es als besonders zuverlässig gilt.

Im dritten Kapitel werden der vorhandene Versuchsaufbau im Detail beschrieben, sowie die Änderungen, Optimierungen und Probleme skizziert, die im Laufe der letzten vier Jahre auftraten. Anschließend werden mögliche Verbesserungen und Änderungen aufgezeigt, die in nächster Zeit implementiert werden sollen und eine weitere Verbesserung der Ergebnisse versprechen. Weiterhin werden die Versuche zu Germaniumschichten auf geschlossenen Anoden angesprochen und die technische Realisierung beschrieben.

Im vierten Kapitel wird der zeitliche Ablauf der Arbeit skizziert, die gefundene Standardprozedur zur Herstellung von Cäsiumtellurid-Photokathoden beschrieben und die dazu gehörigen Messergebnisse vorgestellt. Es werden die Versuche an kalten und warmen Substraten, sowie die neuesten Erkenntnisse von Photokathoden auf einer zusätzlichen leitenden Metallschicht vorgestellt.

Insgesamt wird mit dieser Arbeit die Grundlage für die Herstellung von Photokathoden für den Einsatz in unserem Detektor gelegt und deren Erfolg durch erste vielversprechende Proben belegt.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	III
Tabellenverzeichnis	V
1 Detektoren in der UV-Astronomie	1
1.1 Überblick der möglichen UV-Detektoren	2
1.2 Mikrokanalplatten Detektoren (MCP-Detektoren)	4
1.2.1 Geschlossene und offene Detektoren	4
1.2.2 Mikrokanalplatten (MCP)	6
1.2.3 Anode	7
1.2.4 Gehäuse	12
1.3 IAAT Design	13
1.3.1 Basis - ORFEUS	13
1.3.2 Konzept	14
1.3.3 Kathode	15
1.3.4 Gehäuse	15
1.3.5 Cross-Strip-Anode	16
1.3.6 Ausleseelektronik	17
1.3.7 Aktueller Stand der Entwicklung	18
2 Photokathoden	21
2.1 Drei-Stufen-Modell der Photoemission	21
2.1.1 Herleitung der Quantenausbeute	21
2.1.2 Einfluss der Streumechanismen auf die Quantenausbeute	24
2.1.3 Reaktionszeiten	27
2.1.4 Halbleiter und Einfluss der Dotierung	29
2.1.5 Aktivierung von Metallen durch Cäsium	30
2.1.6 Aktivierung von Halbleitern durch Cäsium	32
2.2 Cäsium-Tellurid-Photokathoden (Cs_2Te)	33
2.2.1 Standardverfahren	34
2.2.2 Quantenausbeute	34
2.2.3 Energieverteilungskurven	36
2.2.4 Chemische Zusammensetzung	38
2.2.5 Stöchiometrie und Simulation	40
2.2.6 Einfluss von Restgas auf Photokathodenherstellung	42
2.3 Cäsiumiodid-Photokathoden (CsI)	43
2.4 Galliumnitrid-Photokathoden (GaN)	45
3 Versuchsaufbau	49
3.1 Ausstattung Vakuumkammer	49
3.1.1 Pumpsystem	50
3.1.2 Massenspektrometer	51
3.1.3 Heizzelt	53

3.2	Ausstattung Vakuumkammer 1 - Kathodenbedampfung	55
3.2.1	Fenster	56
3.2.2	Tellurquelle	57
3.2.3	Cäsium-Dispenser	58
3.2.4	Schichtdickenmessgerät	60
3.2.5	Messpositionen 1 & 2	61
3.2.6	Substratheizung	63
3.3	Ausstattung Vakuumkammer 2 - Detektorintegration	64
3.4	Datenerfassung/Prozesskontrolle	66
3.5	Probencharakterisierung - QE-Messung	66
3.5.1	Keithley Amperemeter	67
3.5.2	Labview-Datenerfassung	68
3.5.3	Photostrommessung während Aktivierung	69
3.5.4	Wellenlängenabhängige absolute Quanteneffizienz	73
3.5.5	Messung unter Stickstoff-Atmosphäre	80
3.6	Aufdampfanlage	83
3.6.1	Pumpen	84
3.6.2	Hochstromverdampfer und Elektronstrahlverdampfer	84
3.6.3	Glimm- und Heizvorrichtung	85
3.6.4	Schichtdickenmessung und -eichung	86
3.7	Germaniumschicht für Anode	86
3.7.1	Bedampfung der Anoden mit Germanium	86
3.7.2	Vier-Punkt-Methode	87
3.7.3	Widerstandsmessung und Probenqualifizierung	87
3.7.4	Test auf Anode	88
3.8	Mögliche Verbesserungen des Versuchsaufbaus	92
3.8.1	Erhöhung der Probenzahl	92
3.8.2	In Situ Überwachung	95
3.8.3	Bedampfungskammer	96
3.8.4	Probenreinigung	97
3.8.5	Effizienzmessung unter Stickstoffatmosphäre	97
4	Herstellung von Cs₂Te-Photokathoden	99
4.1	Überblick Standardprozedur für CsTe-Proben	100
4.1.1	Reinigungsprozess	101
4.1.2	Metallisierung der Substrate	103
4.1.3	Prozessbeschreibung: Tellur-Bedampfung	104
4.1.4	Aktivierung mit CS	105
4.2	Versuche mit kalten Substraten	106
4.3	Versuche mit warmen Substraten ab Juni 2014	106
4.3.1	Einfluss der Tellurschicht auf Aktivierungsergebnis	110
4.3.2	Einfluss von Druck und Temperatur auf Aktivierungsergebnis	110
4.4	Versuch mit Metallschicht als Grundlage	111
4.4.1	Zweiter Versuch mit leitender Metallschicht	116
4.5	Quanteneffizienzmessung	118
4.6	Weitere Schritte	120
5	Zusammenfassung der Ergebnisse	121
	Literaturverzeichnis	123

Abbildungsverzeichnis

1.1	Das Funktionsprinzip eines MCP-Detektors	4
1.2	Die Transmission eines MgF ₂ -Fensters	5
1.3	Das Funktionsprinzip von Mikrokanalplatten	6
1.4	Die Herstellung von Mikrokanalplatten	8
1.5	Das Funktionsprinzip einer Keil-Streifen-Anode	9
1.6	Das Funktionsprinzip einer Delay-Line-Anode	10
1.7	Eine CAD-Zeichnung des IAAT-MCP-Detektors	14
1.8	Ein Foto einer Testdiode	15
1.9	Fotos des Anoden-Teststands und der Anode	16
1.10	Ein Testbild echter Signale	19
2.1	Der energieabhängige Absorptionskoeffizient von Kupfer und Silber	24
2.2	Die mittlere freie Weglänge in unterschiedlichen Materialien	25
2.3	Eine schematische Darstellung der Photoemission in Halbleitern	27
2.4	Die Reaktionszeiten unterschiedlicher Photokathoden	28
2.5	Eine schematische Darstellung von NEA-Photokathoden	30
2.6	Das Periodensystem der Elemente mit Austrittsarbeit	31
2.7	Eine Simulation der Austrittsarbeit abhängig von der Aktivierung	32
2.8	Die Quantenausbeute von Cs ₂ Te	35
2.9	Die Bandstruktur von Cs ₂ Te und ihre Elektronenenergieverteilung	36
2.10	Eine Darstellung der Elektronenenergieverteilung von Cs ₂ Te	37
2.11	Das Phasendiagramm von Cs-Te	39
2.12	Eine Darstellung der Wachstumsphasen eines Cs-Te-Films	40
2.13	Eine Darstellung des Cs-Te-Verhältnis während der Bedampfung	41
2.14	Die simulierte Quantenausbeute von Cs ₂ Te in Abhängigkeit der Schichtdicke	42
2.15	Die Quantenausbeute und Energieverteilung von CsI	44
2.16	Die Quantenausbeute der UVIT-Detektoren	45
2.17	Die Quantenausbeute von Mikrokanalplatten beschichtet mit CsI	46
2.18	Die Energieverteilung und Bandstruktur von CsI	47
2.19	Die Quanteneffizienz von GaN	48
2.20	Die Quanteneffizienz von GaN auf Silizium	48
3.1	Eine SolidWorks-Zeichnung der Vakuumkammern	49
3.2	Zwei Fotos der Vakuumkessel	50
3.3	Das Druckverhältnis zwischen Pumpe und Messröhre	51
3.4	Ein exemplarisches Vakuumprotokoll	52
3.5	Ein exemplarischer Verlauf der Partialdrücke in der Kathodenkammer	53
3.6	Ein exemplarisches Massenspektrum der Kathodenkammer	54
3.7	Zwei Fotos des Heizzelt	55
3.8	Die Transmission der eingebauten Fenster	56
3.9	Die UV-Absorption in Sauerstoff	57
3.10	Die gemessene Transmission der Quarzfenster	58
3.11	Zwei Fotos der Effusionszelle	58

3.12	Zwei Fotos des Cäsiumdispensers	59
3.13	Ein exemplarisches Foto eines Vielstrahlinterferenzmuster	61
3.14	Eine exemplarische Temperaturkurve der Heizung	63
3.15	Fotos der Innenausbauten des Kathodenkessels & Detektorkessels	65
3.16	Zwei Fotos des Diodenflansch	66
3.17	Ein Screenshot der Datenerfassung	67
3.18	Ein Screenshot der Livemessung des Photostrom	68
3.19	Die Hell-Dunkel-Messung der Cs ₂ Te-Probe 20	70
3.20	Die Hell-Dunkel-Messung der Cs ₂ Te-Probe 58	71
3.21	Eine Fokusbetrachtung des Dunkelstroms der Cs ₂ Te Probe 58	72
3.22	Zwei Fotos des Omni Monochromator	73
3.23	Darstellung des totalen Lichtflusses der Deuteriumlampe	74
3.24	Das Spektrum der Deuteriumlampe	75
3.25	Eine Darstellung zur Langzeitstabilität der Deuteriumlampe	75
3.26	Eine Darstellung zur Kalibrierung des Monochromator	76
3.27	Der Einfluss der Spaltbreite des Monochromators	77
3.28	Die Referenzmessung der NIST-Diode	78
3.29	Die Prüfprotokolle der Referenzdioden von NIST	79
3.30	Ein Vergleich der Referenzdioden	80
3.31	Die Auswirkung der Atmosphäre auf das Lampenspektrum	82
3.32	Die Bedampfungskammer und der Elektronenstrahlverdampfer	83
3.33	Ein Foto einer beschichteten Anode	87
3.34	Ein Foto und eine Darstellung der Vier-Punkt-Messmethode	88
3.35	Eine Darstellung des Flächenwiderstands in Abhängigkeit der Schichtdicke	89
3.36	Die Flächenwiderstandsmessung von Anode 4	90
3.37	Eine Darstellung zur Systematik der Flächenwiderstandsmessung	91
3.38	Ein Foto der transportable Schleuse	93
4.1	Eine Darstellung der Wasserhaut auf Oberflächen	102
4.2	Ein Foto von metallisierten Proben	104
4.3	Das Aufdampfverhalten der Probe #50 während der Aktivierung	107
4.4	Das Aufdampfverhalten der Proben #71,#73,#77 und#80 während der Aktivierung	108
4.5	Das Aktivierungsverhalten bei unterschiedlicher Tellerschichtdicke	111
4.6	Die Quantenausbeute in Abhängigkeit der Tellerschichtdicke	112
4.7	Das Aufdampfverhalten von Probe #94 während der Aktivierung	113
4.8	Ein Vergleich des Aufdampfverhaltens von Probe #93 und Probe #94	114
4.9	Ein Vergleich der Quanteneffizienz von Probe #93 und #94	115
4.10	Ein Vergleich des wellenlängenabhängigen Photostroms von Probe #71 und #93	115
4.11	Eine Darstellung des Schichtwachstums der Proben #96 bis #100	117
4.12	Die Quanteneffizienz der Proben #96 bis #100	118
4.13	Eine Darstellung der besten gemessenen Quanteneffizienzen	119

Tabellenverzeichnis

2.1	Eine Zusammenfassung der Schlüsselparameter der Standardphotokathoden. . . .	29
2.2	Der Zusammenhang zwischen Schwellenwertenergie und Emission	30
3.1	Die Schichtdickenkalibration einer Tellurprobe	61
3.2	Der Photostrom in Abhängigkeit der Spaltbreite des Monochromators	77
4.1	Eine Messung des elektrischen Widerstands der Nickelchrombeschichtung	103
4.2	Die Kenndaten ausgewählter Proben	107
4.3	Die Kenndaten ausgewählter Proben	116

1 Detektoren in der UV-Astronomie

Die UV-Astronomie erstreckt sich über den Wellenlängenbereich von etwa 7 nm bis 300 nm. Dieser Bereich ist unterteilt in vier Wellenlängenfenster (Joseph 1995), die unterschiedliche Herausforderungen an die Beobachtungen stellen. Der Nahe UV-Bereich (NUV) von 200 nm bis 300 nm kann im Prinzip noch von Flugzeugen aus beobachtet werden, obwohl das Ozon in der Atmosphäre einen Großteil des Lichts absorbiert, sodass sehr große Teleskope nötig sind. Der klassische UV-Bereich von 121,6 nm bis 200 nm setzt den Einsatz von Satelliten-Technologie zwingend voraus, da neben Ozon auch der deutlich häufigere molekulare Sauerstoff eine UV-Absorption aufweist. Im Extremen UV-Bereich (EUV) zwischen 7 nm bis 91,2 nm sowie dem Fernen UV-Bereich (FUV) 91,2 nm bis 121,6 nm stoßen dann zusätzlich die optischen Bauteile an ihre Grenzen, da die Konstruktion von passenden Spiegeln extrem schwierig ist und Optiken nur noch mit streifendem Einfall möglich sind. Abhängig vom Einsatzgebiet können unterschiedliche Detektoren verwendet werden, diese müssen grundsätzlich aber folgende fünf Eigenschaften erfüllen.

1. Unempfindlichkeit im optischen Bereich („solar blind“): Da UV-Quellen im optischen Bereich oft ein Vielfaches an Photonen emittieren ($1 \cdot 10^4$ bis $1 \cdot 10^8$ pro UV-Photon) darf der Detektor im optischen Bereich keine Sensitivität aufweisen. Im Falle von CCD-Kameras, die auch im UV-Bereich eine hohe Effizienz aufweisen, muss der optische Bereich mit Hilfe von Filtern (Woods-Filter aus einem Alkalimetall) ausgeblendet werden. Diese Filter weisen im optischen Bereich Transmissionen zwischen $1 \cdot 10^{-3}$ und $1 \cdot 10^{-4}$ auf, reduzieren aber auch die Transmission im UV-Bereich, sodass der Einsatz von Filtern die Detektoreffizienz reduziert.

2. Hohe Detektoreffizienz (DQE: detective quantum efficiency): Die Gesamtperformance eines Teleskops wird bestimmt durch die Sammelfläche der Spiegel, multipliziert mit deren Reflektivität, die Effizienz der optischen Elemente und der Umwandlungseffizienz der Detektoren. Die Detektoreffizienz beschreibt die Rate, mit der eingehende Photonen im Detektor verarbeitet werden können und fasst alle Verluste des Detektorsystems zusammen. Darunter fallen auch die Verluste durch optische Elemente des Detektors, zum Beispiel zusätzliche Fenster oder Filter, sowie die Verluste der Signalverarbeitung und Datenkompression.

3. Hoher lokaler dynamischer Messbereich (LDR: local dynamic range): Der lokale dynamische Messbereich ist definiert als die Differenz zwischen maximal und minimal messbarem Fluss pro Fläche. Bei der Beobachtung von schwachen UV-Quellen spielt der globale Messbereich, selten eine Rolle, da die Ausdehnung der Quelle nur einige Pixel beleuchtet, sodass der lokale dynamische Messbereich die Kapazitäten des Systems limitiert. Wird der Detektor in

einem Spektrographen verwendet kommt dieser Effekt noch deutlicher zum tragen, da charakteristische Emissionslinien sich auf wenige Wellenlängen und damit auf wenige Pixel des Detektors beschränken.

4. Niedriges intrinsisches Rauschniveau: Bei der Beobachtung schwacher Quellen muss für ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Messuntergrund des Detektors gering ausfallen. Zum Beispiel kann in Magnesiumfluorid, das als Fenstermaterial häufig Verwendung findet, durch kosmische Strahlung Cherenkovlicht entstehen und zu einem messbaren Untergrund beitragen. In CCD-Kameras wiederum können thermische Elektronen ausgelöst werden und zu einem temperaturabhängigen Detektorrauschen führen. Für präzise Beobachtungen müssen diese Dunkelströme minimiert werden.

5. Hohe Pixelzahl: Die Pixelzahl bestimmt die Ortsauflösung des Detektors und damit auch die Qualität der aufgenommenen Spektren. Zudem erlaubt eine hohe Pixelzahl, in Kombination mit einer passenden Optik, sowohl ein größeres Sichtfeld als auch die parallele Beobachtung mehrerer Objekte.

Diese Liste umfasst nur die wichtigsten Eigenschaften von UV-Detektoren, die mit den allgemeinen Anforderungen an weltraumtaugliche Technologie erweitert werden muss, das heißt platzsparend, leicht, strahlungsresistent, zuverlässig, langlebig, geringer Energieverbrauch und damit einhergehend geringe Hitzeabstrahlung, um nur einige zu nennen. Abhängig vom Einsatzgebiet muss der Detektor individuell an die optischen Eigenschaften des Instruments und des Satelliten angepasst werden, da sich viele Anforderungen gegenseitig ausschließen.

1.1 Überblick der möglichen UV-Detektoren

Die UV-Detektoren werden in zwei Klassen unterschieden, solche die den internen oder den externen Photoeffekt nutzen. Beim internen Photoeffekt regt ein absorbiertes Photon in einem Halbleiter ein Elektron vom Valenzband ins Leitungsband an. Dieser Effekt wird in den hauptsächlich auf Silizium basierenden CCD-Sensoren („charge coupled device“) genutzt und benötigt eine typische Photonenenergie von 1 eV. Auf Grund der geringen Anregungsenergie bieten CCDs eine hohe Sensitivität, reagieren aber empfindlich auf thermische Fluktuation, sodass eine aktive Kühlung der Sensoren nötig ist, um das interne Rauschen zu minimieren. Abhängig vom Orbit generiert kosmische Strahlung zusätzliches Rauschen und beschädigt langfristig die CCD. Im allgemeinen reicht ein einzelnes UV-Photon nicht aus, um ein messbares Signal zu erhalten, sodass CCD-Sensoren die Ladung in jedem Pixel über eine gewisse Zeit integrieren und am Stück auslesen. Die Zeitinformation über die einzelnen Photonen geht daher verloren. Für den Einsatz im UV-Bereich müssen sie mit passenden Filtern ausgerüstet werden, um gegenüber optischen Photonen blind zu werden, sodass ihre Detektoreffizienz deutlich reduziert wird. Der bekannteste Vertreter dieser Klasse ist das CCD des „Space Telescope Imaging Spectrograph“ (STIS), der auf dem Hubble Space Telescope eingesetzt wird und im Wellenlängenbereich von 164 nm bis 1030 nm arbeitet ([Hernandez 2014](#)).

Beim externen Photoeffekt löst ein Photon ein Elektron aus einer Photokathode, das in einem zweiten Schritt vervielfacht und ausgelesen wird. Hauptvertreter dieser Klasse sind MCP-Detektoren¹, welche die ausgelösten Elektronen verstärken und individuell auslesen, sodass neben der Orts- auch die Zeitinformation erhalten bleibt. Im Gegensatz zu den integrierenden CCD-Sensoren verfügen MCP-Detektoren daher über eine hohe Zeitauflösung, die zum Beispiel zum Ausgleich von minimalen Bewegungen („jitter“) des Trägersatelliten genutzt werden kann und damit die Bildqualität verbessert. Die Wahl der Photokathode bestimmt die benötigte Anregungsenergie von einigen Elektronenvolt, sodass der Detektor eine intrinsische Blindheit gegenüber optischen Photonen erhält. Die Detektoreffizienz von MCP-Detektoren wird durch die Umwandlungseffizienz der Photokathode dominiert, die stark wellenlängenabhängig ist und unter der von CCDs liegen kann. Da aber auf den Einsatz von Filtern verzichtet werden kann, ist die DQE vergleichbar. Im Vergleich zu CCDs sind MCPs strahlungshart und haben ein sehr geringes intrinsisches Rauschen², benötigen aber eine technisch anspruchsvolle Hochspannungsversorgung. Im Jahr 2015 soll auf der indischen Astrosat-Mission mit dem „Twin 40-cm Ultraviolet Imaging Telescopes“ (UVIT) ein weiteres UV-Teleskop mit MCP-Detektoren starten.

Bisher wird die UV-Astronomie von diesem Detektortyp geprägt, bekannte Beispiele sind die „Multi-Anode Microchannel Array“-Detektoren (MAMA), die neben der CCD in STIS und dem Cosmic Origins Spectrograph (Debes 2014) auf dem Hubble Space Telescope eingesetzt werden. Für den UV-Bereich von 115 nm bis 170 nm mit Cäsiumjodid als Photokathode, sowie für den NUV-Bereich 160 nm bis 310 nm mit Cäsiumtellurid, sind sie als geschlossene Detektoren konzipiert.

Beide Detektortypen finden in der Praxis Anwendung und es gibt weitere Unterformen, wie zum Beispiel die „Intensified CCD“, die Photokathoden auf Mikrokanalplatten zur Verstärkung und CCDs zur Signalauslese verwenden. Da das Hauptaugenmerk dieser Arbeit auf der Entwicklung von Mikrokanalplattendektoren liegt, wird auf die anderen Detektortypen nicht weiter eingegangen. Weiterführende Literatur findet sich zum Beispiel bei Joseph (2000), Timothy (1991) und Clampin u. a. (2005). Die Vergleichbarkeit von verschiedenen Detektorsystemen hinsichtlich ihrer Gesamtperformance ist nicht trivial, da für eine exakte Aussage die Detektoren an den gleichen Spektrographen angeschlossen und mit kalibrierten Standardquellen vermessen werden müssten, dh. mehrere Detektorsysteme vorab entwickelt werden müssten. In der Praxis muss daher für jedes einzelne Instrument eine Abwägung gemacht werden, welches System zum Einsatz kommen soll.

¹Als Abkürzung für Mikrokanalplatten wird häufig die englische Abkürzung MCP für „micro channel plate“ verwendet. Die entsprechenden Detektoren werden mit MCP-Detektoren abgekürzt.

²Die Dunkelrate der FUV-MAMA-Detektoren beträgt $5 \cdot 10^{-6}$ counts/s/pixel im Vergleich zu $4 \cdot 10^{-3}$ counts/s/pixel, welche die auf STIS eingesetzte CCD auf Grund von thermischem Rauschen aufweist (Debes 2014). Die MAMA-Pixel sind mit 0,025" aber nur halb so groß wie die CCD Pixel.

1.2 Mikrokanalplatten Detektoren (MCP-Detektoren)

Das Grundprinzip von MCP-Detektoren ist in Abbildung 1.1 schematisch dargestellt. Ein UV-Photon trifft auf eine Photokathode (siehe Kapitel 2) und löst mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ein Elektron aus. Die Photokathode kann entweder auf ein Fenster als Träger aufgebracht werden oder aber direkt auf den darunter liegenden Mikrokanalplatten. Man unterscheidet daher zwischen geschlossenen und offenen Detektoren (siehe Abschnitt 1.2.1). Das Elektron wird mit einer Spannung in Richtung der Mikrokanalplatten (siehe Abschnitt 1.2.2) beschleunigt und generiert eine Elektronenwolke. Die austretende Elektronenwolke trifft auf die darunterliegende Anode (siehe Abschnitt 1.2.3), welche die Ladung misst und mit dem Schwerpunkt der Ladungsverteilung die Bestimmung der ursprünglichen Photonposition erlaubt. Im Folgenden sind die einzelnen Komponenten und ihre Funktion genauer erklärt. Da das Hauptaugenmerk dieser Arbeit auf der Herstellung der Photokathoden lag, finden sich detaillierte Informationen dazu im nächsten Kapitel.

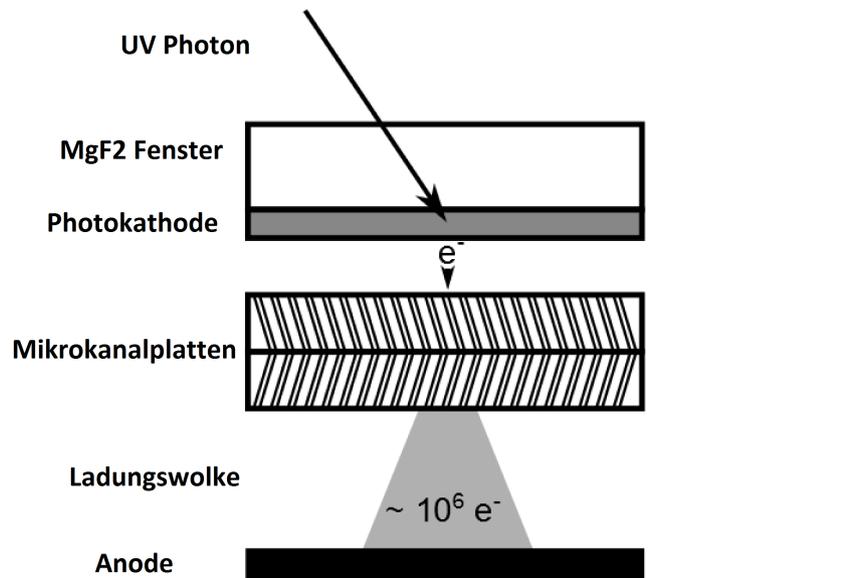


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung des Funktionsprinzips eines geschlossenen Mikrokanalplattendetektors. Ein auftreffendes UV-Photon generiert in der Photokathode ein Elektron, das durch die Mikrokanalplatten vervielfältigt wird, sodass aus dem Schwerpunkt der Elektronenwolke auf der Anode die ursprüngliche Position des Photons berechnet werden kann.

1.2.1 Geschlossene und offene Detektoren

Abhängig von dem zu beobachtenden Wellenlängenbereich wird zwischen zwei Detektortypen gewählt. Bis zu einer minimalen Wellenlänge von 160 nm können Magnesiumdifluorid Gläser mit einem Transmissionsgrad von circa 85% verwendet werden (siehe Abb. 1.2), die den Bau eines geschlossenen Detektors ermöglichen. Wie in Schema 1.1 aufgezeichnet, wird der Detektor nach oben mit einem Fenster verschlossen, das einerseits das Substrat für die Photokathode bildet und andererseits den Detektorkörper hermetisch abschließt und schützt. Solch ein geschlossener

Detektor wird unter Ultrahochvakuum versiegelt, sodass im Inneren des Detektorkörpers keine Verschmutzungen oder reaktive Gase vorhanden sind, die einen negativen Einfluss auf die Qualität der Photokathode oder der Mikrokanalplatten haben. Entsprechend kann dieser Detektor sowohl auf der Erde als auch im Weltraum eingesetzt werden, ohne dass weitere Vorkehrungen für die Verwendung getroffen werden müssen. Da keine Versiegelung perfekt ist, wird durch ihre Leckrate die Lebenszeit des Detektors innerhalb der Atmosphäre limitiert. Die Photokathode in diesem Detektortyp wird im semitransparenten Modus verwendet, da die entstehenden Elektronen an der Unterseite der Photokathode austreten müssen. Eine dickere Kathodenschicht erhöht die Absorption auftreffender UV-Photonen, reduziert aber die Austrittswahrscheinlichkeit der Elektronen, sodass die Schichtdicke großen Einfluss auf die Effizienz des Detektors besitzt. Allgemein wird die Grenze für den Einsatz von geschlossenen Detektoren mit 121,6 nm angegeben, da es ab diesem Bereich keine Fenstergläser mit messbarer Transmission mehr gibt.

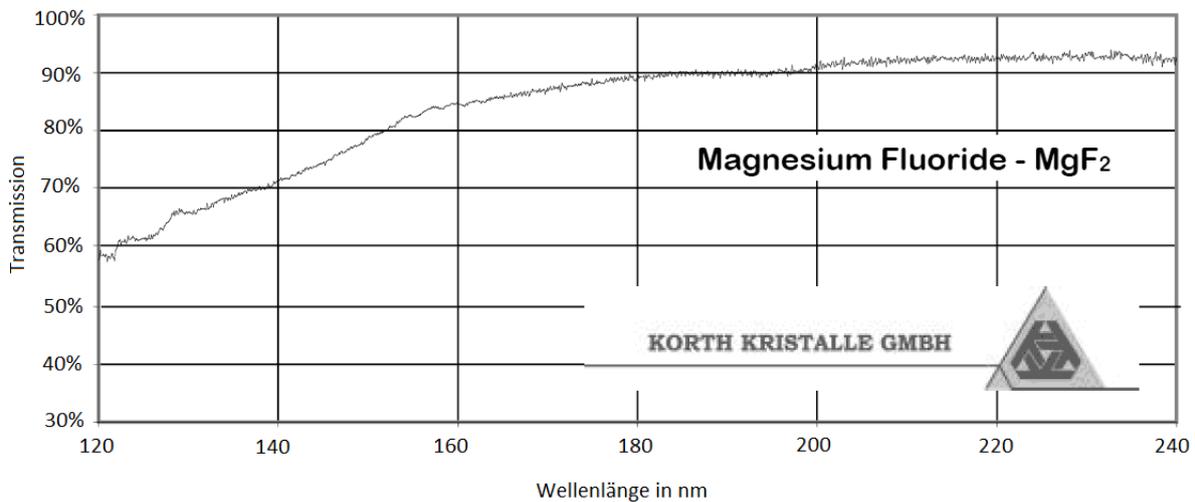


Abbildung 1.2: Transmission eines 5 mm dicken Magnesiumdifluoridfensters bereitgestellt von Korth Kristall GmbH.

Sollen niedrigere Wellenlängen untersucht werden, kann der Detektor nicht mit einem Fenster verschlossen werden. Die Photokathode wird direkt auf die Mikrokanalplatten aufgebracht und um eine Kontamination der Photokathode und der Mikrokanalplatten zu vermeiden, muss der Detektor unter Vakuum gelagert und betrieben werden. Sollte der Detektor im Weltraum eingesetzt werden, muss er mit einem Deckel versehen werden, der bis zum Einsatzort die nötigen Druckverhältnisse aufrecht erhält. Der Einsatz eines Deckels oder Klappmechanismus stellt im Satellitenbau ein Risiko dar, da eine Fehlfunktion das Instrument unbrauchbar macht. In diesem Detektortyp wird die Photokathode im opaken Modus betrieben, da die entstehenden Elektronen diese an der Oberseite verlassen. In diesem Fall ist die Photokathode dick genug, um alle auftreffenden Photonen zu absorbieren, sodass die Effizienz der Kathode nur durch die Austrittswahrscheinlichkeit der Elektronen bestimmt ist. Daher weisen opake Photokathoden eine bessere Lichtausbeute auf. Grundsätzlich können auch in geschlossenen Detektoren die Photokathoden direkt auf die Mikrokanalplatten gebracht und im opaken Modus betrieben werden. Die Mikrokanalplatten bieten mit ihrer rauen Oberfläche aber keinen optimalen Untergrund

für die Photokathoden, sodass die Herstellung guter Schichten eine zusätzliche Herausforderung darstellt.

1.2.2 Mikrokanalplatten (MCP)

Mikrokanalplatten werden als Sekundärelektronenvervielfacher in verschiedenen Gebieten eingesetzt, unter anderem in Restlichtverstärkern, in der Elektronen- und Massenspektrometrie, Elektronenstrahlitographie, Restgasanalyse oder Oszilloskopen, da sie einzelne Elektronen verarbeiten können und daher eine hohe Sensitivität aufweisen. Die Beispielwerte für Mikrokanalplatten basieren auf den Produktinformationen von [PHOTONIS Digital Imaging \(2014\)](#). Eine MCP besteht aus einer 1 mm dicken und bis zu 400 cm² großen Scheibe Bleiglas ([LAPPD Collaboration 2010](#)), die von Kanälen durchzogen ist (siehe [Abbildung 1.3](#)). Mikrokanalplatten sind für die elektrische Kontaktierung mit Nickelchrom beschichtet und abhängig vom Einsatz werden die Kanäle mit Cäsiumjodid, Kupferjodid oder Magnesiumdifluorid bedampft um die Sensitivität für UV-Photonen zu erhöhen. Sollen Elektronen verstärkt werden, wird eine Magnesiumoxidbeschichtung verwendet. Alternativ kann mit Kaliumbromid auch weiche Röntgenstrahlung im Bereich 0,2 keV bis 9 keV gemessen werden.

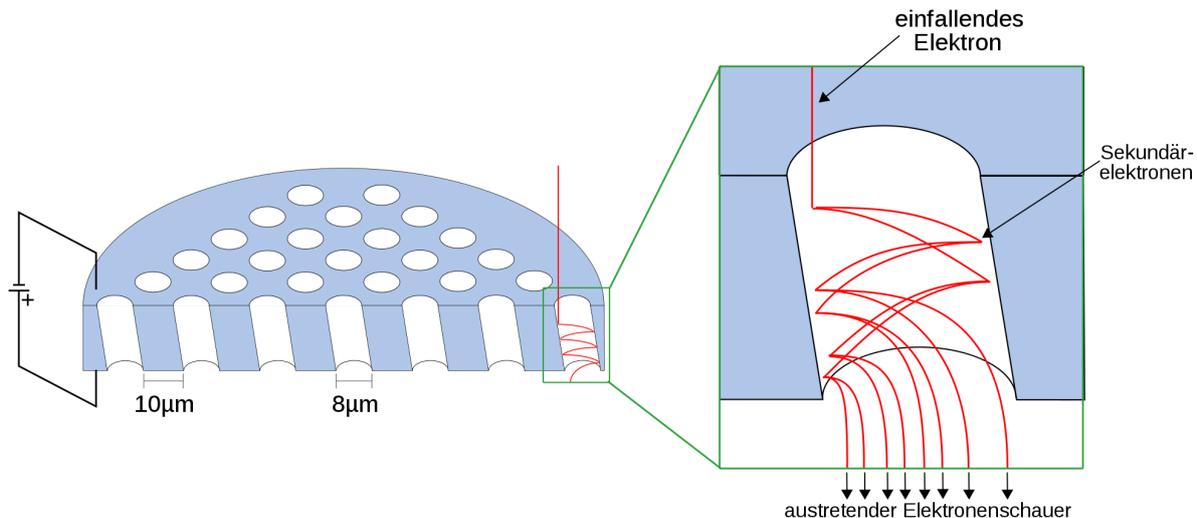


Abbildung 1.3: Vereinfachte Darstellung einer Mikrokanalplatte und einer dreifach Kaskade. Quelle: <http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Mcp-de.svg>.

Die angelegte Beschleunigungsspannung von circa 1 kV generiert durch den Kaskadeneffekt eine Elektronenlawine, sodass eine Verstärkung von $4 \cdot 10^3$ bis $1 \cdot 10^4$ mit einer einzelnen MCP erreicht werden kann. Dies setzt den Betrieb unter Hochvakuum voraus, da das vorhandene Restgas in der Spannung ionisiert und beschleunigt wird und damit irreparable Schäden an den Mikrokanalplatten und der Anode hervorrufen kann. Die Kanäle stehen schräg zur Oberfläche der Scheibe um die Wahrscheinlichkeit zu reduzieren, dass ein Elektron ohne Stöße mit der Wand die MCP durchquert. Durch die Kombination mehrerer Mikrokanalplatten kann der Verstärkungsfaktor

weiter erhöht werden. In der Chevron-Konfiguration zweier Mikrokanalplatten, die unter definiertem Winkel zueinander platziert sind, steigt die Verstärkung auf $4 \cdot 10^6$ bis $1 \cdot 10^7$ und bei dreien auf $3 \cdot 10^7$ bis $1 \cdot 10^8$. Wichtige Kerngrößen sind der Mittelpunktabstand der Kanäle, der zwischen $3 \mu\text{m}$ bis $32 \mu\text{m}$ liegt mit entsprechendem Kanaldurchmesser von $2 \mu\text{m}$ bis $25 \mu\text{m}$. Weitere Parameter sind der Kanalwinkel relativ zur Oberfläche mit 0° bis 19° sowie das Verhältnis von Kanallänge zu Kanaldurchmesser, das zwischen 40:1 bis 80:1 schwankt. Dabei bieten kleinere Kanäle das beste räumliche und zeitliche Auflösungsvermögen, während die Kanallänge sowohl die physische Stabilität der MCP als auch den Verstärkungsfaktor und die Impulshöhenverteilung beeinflussen. Ein steigender Einfallswinkel erhöht den Verstärkungsfaktor zu Ungunsten der abbildenden Eigenschaften der Mikrokanalplatten, daher wird in der Chevron-Konfiguration zweier Mikrokanalplatten ein mittlerer Winkel von 8° gewählt. Die Zeitauflösung und lokale Verstärkung der Mikrokanalplatte ist durch die angelegte Spannung begrenzt, da jede Elektronenwolke eine Verarmungszone hinterlässt, die regeneriert werden muss. Die Lebenszeit der Mikrokanalplatte wird durch die insgesamt extrahierte Ladung begrenzt, sodass eine hohe Verstärkung sich negativ auf die Lebenszeit auswirkt. Die Elektronenlawine entsteht innerhalb von 10 ps mit einer Totzeit von einigen 100 ps ([Tremis u. a. 2009](#)), sodass die Elektronik den limitierenden Faktor für die Auslesegeschwindigkeit des Detektors darstellt.

Die Möglichkeiten von Mikrokanalplatten werden durch den Einsatz neuer Materialien anstelle von Bleiglas erweitert. Durch die Wahl des Trägermaterials Silizium können Prozesse aus der Halbleiterindustrie angewendet werden ([Franco u. a. 2014](#)), sodass feinere Poren und eine größere aktive Detektorfläche realisiert werden können. Silizium weist zudem eine höhere Temperaturtoleranz auf, sodass neue Photokathoden direkt auf die MCPs aufgebracht werden können. Ergänzend zeigen Testergebnisse der [LAPPD Collaboration \(2010\)](#) mit Borosilikatmikrokanalplatten auch bei sehr hohen Verstärkungen keine Alterung.

In [Abb. 1.4](#) ist der Herstellungsprozess von Mikrokanalplatten skizziert. In einem ersten Schritt wird ein temperaturbeständiges, aber ätzbares Material als runder Rohling mit dem Bleiglas ummantelt. Dieses Rohr wird gezogen um den Durchmesser zu reduzieren und gebündelt. Dieses Bündel wird erneut gezogen und in die endgültige Form gebracht. Ist das gewünschte Verhältnis aus Kanaldurchmesser und Abständen erreicht, wird der Block in dünne Scheiben gesägt. Die Scheiben werden geschliffen, poliert und das lösliche Kernmaterial wird geätzt um die Kanäle freizulegen. Im letzten Prozessschritt werden die Mikrokanalplatten unter einer Wasserstoffatmosphäre erhitzt und das Bleioxid an der Oberfläche wird halbleitendes Blei, das die Sekundärelektronenemission verbessert.

1.2.3 Anode

Die Elektronenwolke verlässt die Mikrokanalplatten und trifft auf die Anode, die ihre Ladung und Verteilung misst, sodass daraus der Mittelpunkt der Elektronenwolke berechnet werden kann, die mit der Position des ursprünglichen Photons korreliert. Bei einem Verstärkungsfaktor von $1 \cdot 10^6$ beträgt die Gesamtladung, die auf die Anodenfläche trifft 160 fC, sodass höchste Anforderungen

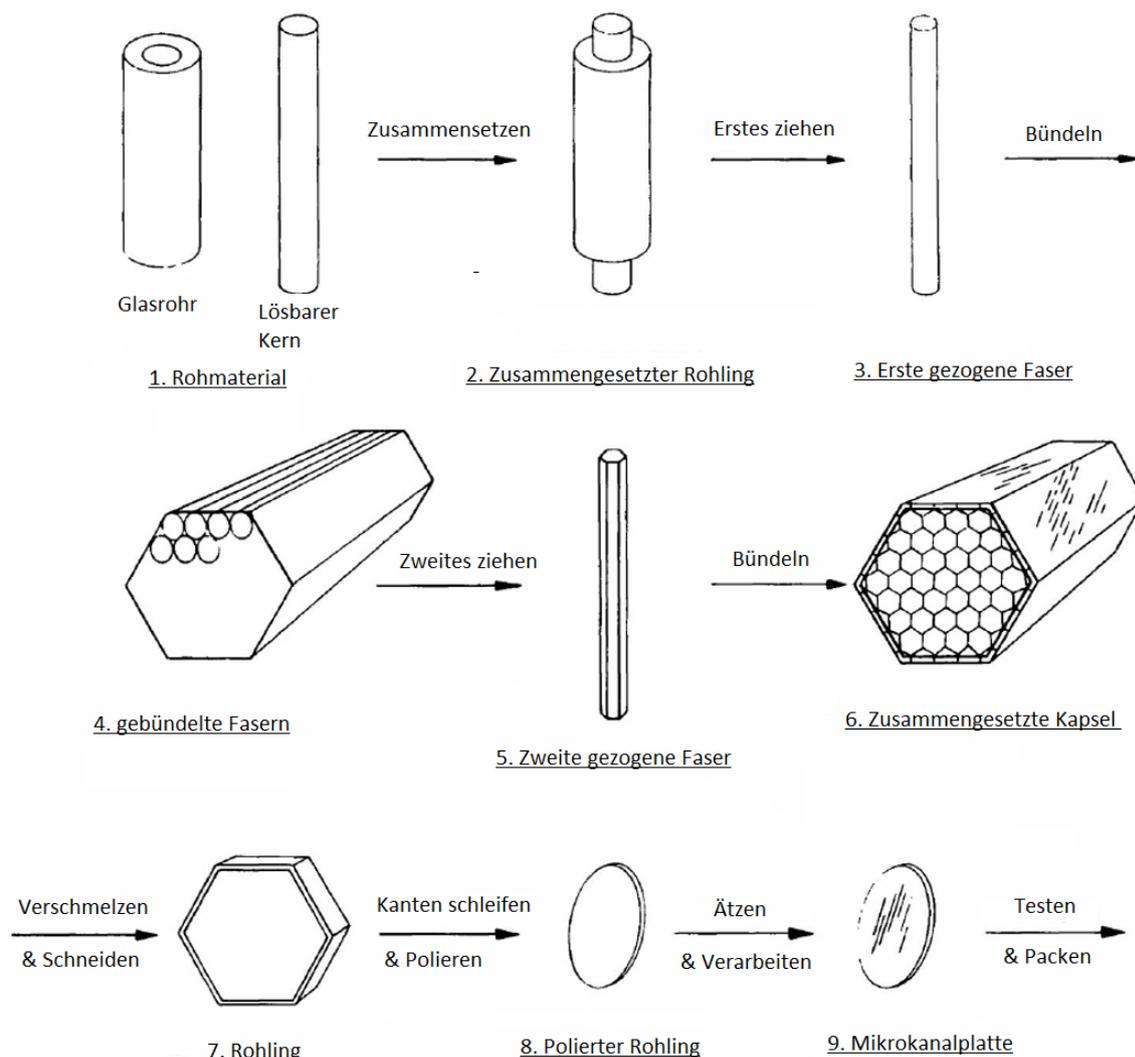


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung der Herstellung von Mikrokanalplatten. Quelle: Fraser (1989). Diese Abbildung wurde modifiziert.

an die Ausleseelektronik gestellt werden. Das Anodendesign wird ständig weiterentwickelt und wird durch die hohen Materialanforderungen an die Elektronik im Weltraum limitiert. Bisher wurden zwei unterschiedliche Designs im Weltraum eingesetzt, die Keil-Streifen-Anode sowie die Time-Delay-Anode. Aktuell wird die Cross-Strip-Anode für den Einsatz im Weltraum vorbereitet.

1.2.3.1 Keil-Streifen-Anode

Die Keil-Streifen-Anode wurde 1993 und 1996 in ORFEUS (Grewing und Krämer 1991) eingesetzt und besteht aus einer Quarzscheibe mit aufgedampfter Goldschicht, in die ein Muster aus Keilen und Streifen geätzt ist. In Abbildung 1.5 ist das Muster der geätzten „Keile“ zur Bestimmung der X-Koordinate sowie die „Streifen“ zur Bestimmung der Y-Koordinate zu sehen. Zur

Bestimmung der X-Achse macht man sich zu Nutze, dass sich das Verhältnis der bedeckten Fläche durch den grünen bzw. roten Streifen kontinuierlich ändert. Trifft eine Ladungswolke auf, verteilt sich die Ladung entsprechend ihrer Position auf die beiden Keile und man kann die Position aus den gemessenen Ladungen X_1 und X_2 berechnen zu $x = X_2/(X_2 + X_1)$ (Barnstedt u. a. 1999). In Y-Richtung nutzt man das gleiche Prinzip mit Streifen, deren Verhältnis sich ebenfalls entlang der Y-Position ändert. In der Praxis bildet ein Keilpaar umschlossen von einem Streifenpaar eine Einheit. Die bei ORFEUS verwendete Anode besaß eine Fläche von $44\text{ mm} \times 44\text{ mm}$, die von 44 Einheiten mit einer Periodenlänge von 1 mm bedeckt wurde. Um eine Positionsmessung durchführen zu können muss die auftretende Elektronenwolke mindestens zwei Periodenlängen durchmessen, daher mussten die drei Mikrokanalplatten mit einem hohen Verstärkungsfaktor von $1 \cdot 10^7$ bis $1 \cdot 10^8$ betrieben werden.

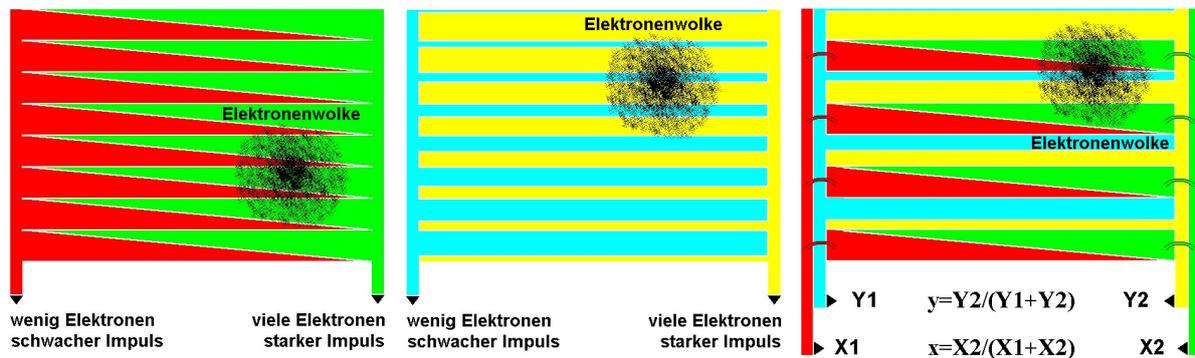


Abbildung 1.5: Darstellung der Keilstreifen-Anode. Links: Darstellung der Keile in rot und grün zur Bestimmung der X-Koordinate. Mitte: Darstellung der Streifen in gelb und blau zur Bestimmung der Y-Koordinate. Rechts: Darstellung der Kombination von Keilen und Streifen zu funktionellen Einheiten. Die Verbindung der Keile über die Streifen hinweg wird mit Bond-Drähten auf der Anode realisiert. Quelle: Barnstedt (2014).

In Barnstedt (2014) wird die Totzeit des ORFEUS-Detektors auf Grund der Ladungsverstärkerabklingzeit mit $10\ \mu\text{s}$ bis $13\ \mu\text{s}$ angegeben. Die Elektronik konnte daher maximal 28 300 Signale pro Sekunde bei einer Effizienz von $1/e=37\%$ verarbeiten. Sollen 95% aller auftreffenden Signale verarbeitet werden, sinkt die Zählrate auf 4000 s^{-1} . Die aktive Detektorfläche betrug $40\text{ mm} \times 40\text{ mm}$ und wies eine virtuelle Pixelgröße von $45\ \mu\text{m} \times 45\ \mu\text{m}$ auf. Die Nachteile dieser Anode liegen in dem hohen benötigten Verstärkungsfaktor, der sich negativ auf die Lebenszeit der Mikrokanalplatten auswirkt. Der Vorteil liegt im Auslesen über nur vier Ladungsverstärker, sodass die Elektronik nur wenig Platz und Strom verbraucht.

1.2.3.2 Time-delay-Anode

Die Time-Delay-Anode stellt den momentanen Stand der Technik dar und wurde mehrfach in Weltraumexperimenten eingesetzt. Sie wurde in verschiedenen Variationen im Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer (FUSE, 1999, Sahnou und Gummin (2000)), Galaxy Evolution Explorer (GALEX, 2003, Siegmund u. a. (1999)) als auch im Cosmic Origins Spectrograph (COS, 2009, Debes (2014)) eingesetzt. Wie im rechten Teil der Abbildung 1.6 zu sehen, besteht die Anode aus zwei Schichten zur Bestimmung der X- bzw. Y-Koordinate. Trifft die Elektronenwolke auf die

Anode wird die Ladung entlang der Finger geleitet. Man könnte an jeder Seite des Fingers die Ladung auslesen und aus der Zeitdifferenz die exakte Position berechnen. Dieser Ansatz erfordert eine diskrete Elektronik, die entsprechend viel Platz und Energie verbraucht, da jeder Finger ausgelesen werden muss. Als Lösung werden die einzelnen Finger mit einer Verzögerungsleitung („delay-line“) verbunden, sodass alle Finger gemeinsam ausgelesen werden können. Abhängig von der Zeitdifferenz zwischen beiden Seiten kann der entsprechende Finger für die X-Koordinate bestimmt werden. Legt man in einer zweiten Lage isoliert von der ersten das gleiche Muster um 90° verdreht, kann mit diesem die Y-Koordinate bestimmt werden. Damit muss die Elektronik nur vier Leiterbahnen auslesen. Im allgemeinen ist die exakte Messung der Ladung sehr viel schwieriger als die Zeitmessung, und erfordert eine sensiblere Elektronik. Auf der linken Seite ist eine praktische Realisation mit Mäanderförmig angeordneten Leiterbahnen zur Messung der Elektronenposition aufgezeigt.

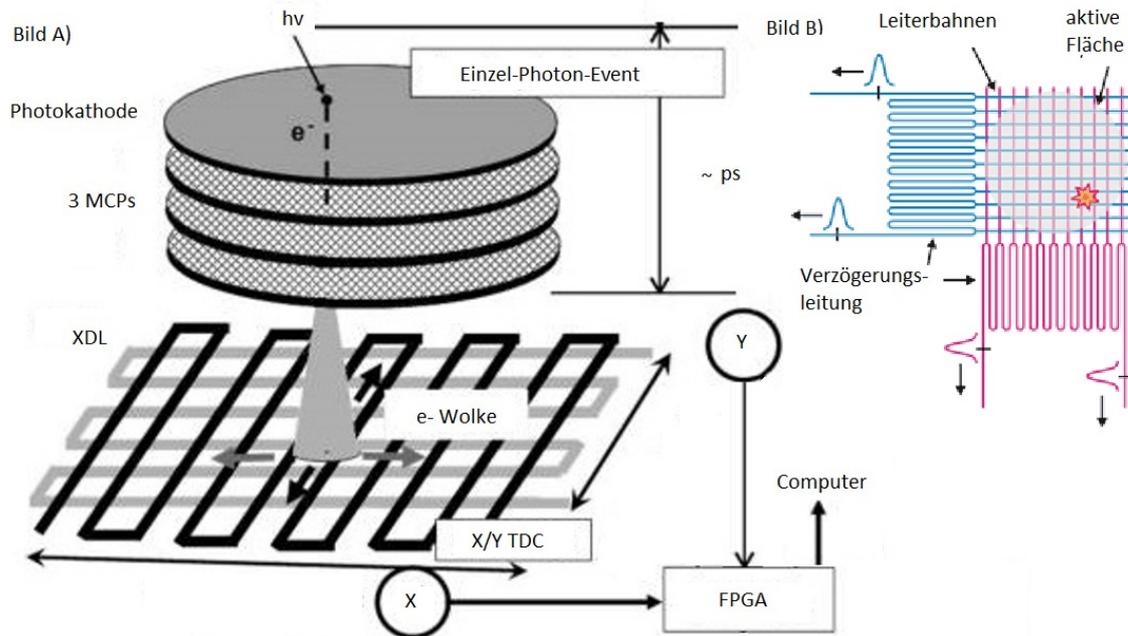


Abbildung 1.6: Links: Schematische Darstellung eines Time-Delay-Line Detektors mit Mikrokanalplatten und einem FPGA zur Datenverarbeitung. Quelle: Colyer u. a. (2011). Rechts: Prinzipielles Funktionsschema einer Delay-Line-Anode, Quelle <http://faculty.chem.queensu.ca/>. Diese Abbildung wurde modifiziert.

Die in der Praxis erreichten Datenraten der Time-Delay-Anoden ist vergleichbar mit den Datenraten der Keil-Streifen-Anode, wobei die benötigte Verstärkung der Mikrokanalplatten niedriger ist, sodass sich die Lebenszeit des Systems erhöht. Der Cross-Delay-Line-Detektor, der in dem FUV-Kanal (90 nm bis 205 nm) des Cosmic Origins Spectrograph eingesetzt wird, hat eine Auflösung von $32\,768 \times 1024$ Pixel von je $6\,\mu\text{m} \times 25\,\mu\text{m}$. Der Time-Tag Mode verfügt über eine Zeitauflösung von 32 ms und beschränkt die Datenrate auf $30\,000\text{ s}^{-1}$. Die Totzeit beträgt $7,4\,\mu\text{s}$ und die lokale Zählrate beläuft sich auf $0,67\text{ counts/s/pixel}$.

Als Hybrid zwischen Cross-Strip-Anode und Time-Delay-Anode sind die MAMA-Detektoren konzipiert, die zwar jeden Streifen einzeln auslesen (wie bei der XS-Anode), aber durch geschickte

Verschaltung der einzelnen Streifen (wie bei der Time-Delay-Anode), wird mit einer Koinzidenz-Logik aus der Reaktion der einzelnen Verstärker die tatsächliche Position berechnet, ohne dass tatsächlich Ladung gemessen werden muss. Die Zählrate der MAMA-Detektoren beträgt 285 000 counts/s bei einer Pixelgröße von $25\ \mu\text{m} \times 25\ \mu\text{m}$ und 1024×1024 Pixel. Da die Positionsbestimmung nicht von der gemessenen Gesamtladung abhängt, können die Mikrokanalplatten mit geringerer Verstärkung betrieben werden. MAMA benötigt nur eine Verstärkung von $4 \cdot 10^5$, die mit einer einzelnen Mikrokanalplatte erreicht wird.

Die nächste Teleskopgeneration wird über größere Spiegel verfügen und damit muss auch die Detektorfläche steigen, da ansonsten Abstriche bei dem Sichtbereich („field of view“) des Instruments gemacht werden müssen. Mit der Größe der Spiegel steigt auch die erwartete Zählrate des Instruments, sodass kommende Detektoren sowohl eine größere Fläche aufweisen als auch eine größere Zählrate verarbeiten müssen. Eine höhere Zählrate erfordert zudem schnellere Verstärker, die ein höheres intrinsisches Rauschen aufweisen, sodass die Verstärkung der Mikrokanalplatten erhöht werden muss. Die „delay-line“-Anoden können diesen beiden Anforderungen nicht gleichzeitig gerecht werden. Die Erhöhung der Detektorfläche bedingt längere Verzögerungsleitungen, sodass die Totzeit zwischen zwei Ereignissen mit der Größe des Detektors steigt und sich damit die Zählrate verringert.

1.2.3.3 Cross-strip-Anode (XS-Anode)

Eine Cross-Strip-Anode besteht aus einer Ebene mit vertikalen Streifen, die von einer zweiten Ebene horizontaler Streifen gekreuzt wird. Unter den horizontalen Streifen befindet sich jeweils ein isolierender Streifen. Die Streifen sind unterschiedlich breit, sodass beide den gleichen Anteil der sichtbaren Oberfläche bedecken. Jeder Streifen wird einzeln kontaktiert und ausgelesen. Dies erfordert eine verbesserte Elektronik, die es erlaubt parallel mehrere Leiterbahnen zu verarbeiten. Die Anode kann die auftreffenden Elektronenwolken innerhalb weniger Nanosekunden verarbeiten und erlaubt damit theoretisch Zählraten im Bereich über 10 MHz. Im Labor wurde dies von [Siegmond u. a. \(2011\)](#) in den Space Science Laboratories Berkeley mit Hilfe eines parallelen Verstärkers („RD20“ des Rutherford Appleton Laboratory und Imperial College London) realisiert, der 32 Streifen gleichzeitig verstärken kann. Diese analogen Signale werden digitalisiert und mit einem FPGA verarbeitet. Trotz allem limitiert diese verbesserte Elektronik die maximalen Signalaraten.

Im Labor konnten für XS-Anoden mit 22 mm Kantenlänge eine globale Zählrate von 2,6 MHz bzw. 135 ns Totzeit³, bei einer Ortsauflösung von 37 μm FWHM sowie einem geringen Verstärkungsfaktor von $1,4 \cdot 10^6$ erreicht werden. Bei niedrigeren Datenraten verbessert sich die Ortsauflösung auf 17 μm FWHM. Die maximale lokale Zählrate wird von der Ladungsregeneration der MCPs beschränkt und liegt bei 40 kHz.

³Die Totzeit beschreibt die Zeit zwischen zwei Ereignissen, während dessen die Anode keine neuen Signale verarbeiten kann, da es ansonsten zu einer Überlagerung der getrennten Ereignisse kommt.

Von [Siegmond u. a. \(2011\)](#) wurden die gleichen Tests für eine „cross-delay-line“ -Anode (XDL) mit 25 mm Kantenlänge und Laborelektronik durchgeführt. Der benötigte Verstärkungsfaktor lag bei $1 \cdot 10^7$ und die globale Zählrate beträgt 2,3 MHz bei einer Ortsauflösung von 65 μm FWHM.

Im Vergleich zu den MAMA-Detektoren ist die maximale Zählrate um einen Faktor 10 und die lokale um einen Faktor 200 höher, wobei natürlich bedacht werden muss, dass es sich um einen Laboraufbau handelt. Die XS-Anoden stellen im Labor die überlegene Technologie dar, benötigen aber die aufwendigere Elektronik, da mehr Signale verarbeitet werden müssen. Im Unterschied zu den „delay-line“ -Anoden können sie in ihrer Größe beliebig skaliert werden, da mehr Leiterbahnen zwar den Bedarf an Ladungsverstärkern und Analog-zu-Digital-Wandlern erhöhen, aber keinen Einfluss auf die Totzeit und damit Zählrate des Detektors haben.

Seit 2012 entwickelt die Gruppe um O. Siegmund die Elektronik weiter mit dem Ziel eine flugfähige Hardware zu bauen. [Vallerga u. a. \(2014\)](#) fassen die damit verbundenen Probleme zusammen, die bei dem Bau flugfähiger Hardware auftreten. Besonders problematisch ist der Einsatz des 20 Jahre alten „RD20“ -Vorverstärkers, der zu langsam und ungenau für den Einsatz im Welt-raum ist. Daher wird basierend auf diesem Design ein neuer Vorverstärker entwickelt, genannt „HalfGraph“. Diese Entwicklung ist noch nicht abgeschlossen, aber trotz technischer Schwierigkeiten vielversprechend, da der Vorverstärker explizit für den Einsatz in einem MCP-Detektor entwickelt wird.

Abschließend ist anzumerken, dass die zentralen Eigenschaften der Anode, die Totzeit, die globale und lokale Zählrate sowie die Ortsauflösung nicht gleichzeitig optimiert werden können. Eine höhere Zählrate reduziert die Ortsauflösung, da die Totzeit zwischen zwei Ereignissen reduziert wird, sodass sich die Chance einer Überlagerung der Signale in der Elektronik erhöht. Möchte man daher eine sehr hohe Zählrate erreichen, kann dies durch eine Ausleseelektronik erreicht werden, die jedes Pixel individuell ausliest, z.B. die von [Llopart u. a. \(2002\)](#) vorgestellte Medipix2-Elektronik, die globale Zählraten im Ghz-Bereich verarbeiten kann. Jedes einzelne Pixel weist dafür eine Totzeit von 1 μs auf, sodass eine niedrigere lokale Zählrate akzeptiert werden muss.

1.2.4 Gehäuse

Das Gehäuse des Detektors liefert die äußere Struktur für die einzelnen Komponenten und schützt diese gegen äußere Einflüsse. Das Gehäuse darf nicht leitend sein und muss elektrische Kontakte für die Mikrokanalplatten und die Photokathode bieten. Da die Mikrokanalplatten nur unter Vakuum betrieben werden können und die Photokathoden im Normalfall an der Atmosphäre degradieren, muss das Gehäuse ein Vakuum im Bereich von $1 \cdot 10^{-10}$ mbar bis $1 \cdot 10^{-8}$ mbar aufrecht erhalten. Soll der Detektor auf der Erde betrieben werden, muss das Gehäuse für die komplette Betriebsdauer dicht sein. Alternativ kann das Detektorgehäuse an eine Pumpe angeschlossen werden und während seiner Lebenszeit auf der Erde aktiv gepumpt werden. Dies reduziert die Anforderungen an die Dichtigkeit des Gehäuses und erlaubt langfristig einen konstanten Druck im Inneren der Kammer aufrecht zu erhalten, wie im Fall des Laboraufbaus des ORFEUS-Detektors am IAAT geschehen. Dieser Detektor wird seit 20 Jahren im Zuge von Studentenexperimenten

betrieben. Für den Einsatz im Weltraum kann der Detektor unter Schutzatmosphäre (z.B. Argon) gelagert werden, die mit einem geringen Überdruck das Eindringen der Atmosphäre bis nach dem Start verhindert. Nach dem Start wird ein Ventil geöffnet und das Schutzgas kann in den Weltraum entweichen.

Diese Anforderungen werden am besten durch Keramiken erfüllt, die leicht sind, elektrisch isolierend und eine geringe thermische Ausdehnung aufweisen. Zudem verfügen wir über Metalllegierungen, die eine zu den Keramiken passende thermische Ausdehnung besitzen, sodass stabile Verbindungen gelötet werden können, die Temperaturschwankungen sowohl während der Herstellung als auch beim Start ohne Schäden überstehen.

Die geschlossenen Detektoren werden mit dem Fensterglas als Deckel versiegelt. Das heißt die Anode sowie die Mikrokanalplatten werden in einem vorbereitenden Schritt mit dem Detektorgehäuse verlötet, das dann in einer Vakuumkammer evakuiert wird. Zwischen Gehäuse und Fenster wird eine Dichtung eingebracht, die entweder unter hohem Druck durch Kaltverschweißen den Detektor versiegelt (wie zum Beispiel auch die Dichtung an einem UHV-Flansch) oder durch Schmelzen der Dichtung die beiden Teile verlötet. Falls einzelne Komponenten des Detektors, zum Beispiel die Anode oder die Photokathode, sensibel auf Temperatur reagieren, bietet das Kaltverschweißen eine thermisch schonende Variante der Versiegelung. Auf der anderen Seite müssen sehr hohe Drücke gleichmäßig auf das Gehäuse und das Fensterglas aufgebracht werden, während das komplette System sich unter Vakuum befindet. In der Praxis stellen beide Verfahren eine hohe technische Herausforderung mit hoher Fehleranfälligkeit dar.

1.3 IAAT Design

1.3.1 Basis - ORFEUS

Die Entwicklung am Institut für Astronomie und Astrophysik Tübingen zielt auf den Bau eines ortsauflösenden, photonenzählenden Detektors für den ultravioletten Bereich zwischen 160 nm bis 300 nm ab. Basierend auf den Erfahrungen aus der Detektorentwicklung für ORFEUS (Orbitales und Rückführbares Fern- und Extremultraviolet Spektrometer, siehe [Barnstedt \(1985\)](#) und [Barnstedt u. a. \(1999\)](#)) auf dem deutschen ASTRO-SPAS Satelliten wurde ein Mikrokanalplattendetektor entworfen, der in seinen ursprünglichen Spezifikationen für den Einsatz in einem Spektrographen auf dem World Space Observatory Ultraviolet (WSO/UV) optimiert wurde (siehe [Kappelmann u. a. \(2006\)](#) und [Kappelmann u. a. \(2009\)](#)). Da die Bewerbung des IAAT für den Einsatz auf WSO-UV nicht erfolgreich war, wurde das Design verallgemeinert und die Entwicklung eines UV-Detektors unabhängig von einer spezifischen Mission weitergeführt.

1.3.2 Konzept

Für den Einsatz auf WSO-UV waren zwei separate Detektoren für den Wellenlängenbereich von 110 nm bis 174 nm sowie 170 nm bis 300 nm vorgesehen. Die Entwicklung am IAAT konzentrierte sich auf den längerwelligen Bereich, daher wurde ein geschlossener und damit flexiblerer Detektor gewählt. In Abbildung 1.7 ist eine Zeichnung des Detektors zu sehen. Als Fenster und Trägermaterial für eine Cäsiumtellurid Photokathode wurde Magnesiumdifluorid gewählt. Das Fenster hat einen Durchmesser von 80 mm und wird mit einem Indiumdichtring vakuumdicht mit dem Gehäuse verlötet. Das Fenster ist in der Mitte dicker, sodass der Abstand zwischen der Photokathode und den darunter platzierten Mikrokanalplatten reduziert wird. Die Abstände zwischen Photokathode, Mikrokanalplatten und Anode sind noch nicht endgültig bestimmt und werden in einem flexiblen Teststand optimiert (siehe Abb. 1.9), bevor die Detektorkörper hergestellt werden. Das Gehäuse besteht aus einer Keramik (Al_2O_3) mit eingelöteten Kovar-Kontakten⁴, das von der Eidgenössischen Material- und Prüfanstalt (EMPA, Schweiz) in einer Forschungscooperation hergestellt wird. Es werden zwei MCPs der Firma Photonis eingesetzt. Die Mikrokanalplatten sind 50 mm im Durchmesser mit einem Kanaldurchmesser von $10\ \mu\text{m}$ und einem Mittelpunktsabstand $12\ \mu\text{m}$ bei einem Einfallswinkel von 12° gegenüber der Oberfläche. Zur Signalverarbeitung wird ein FPGA verwendet.

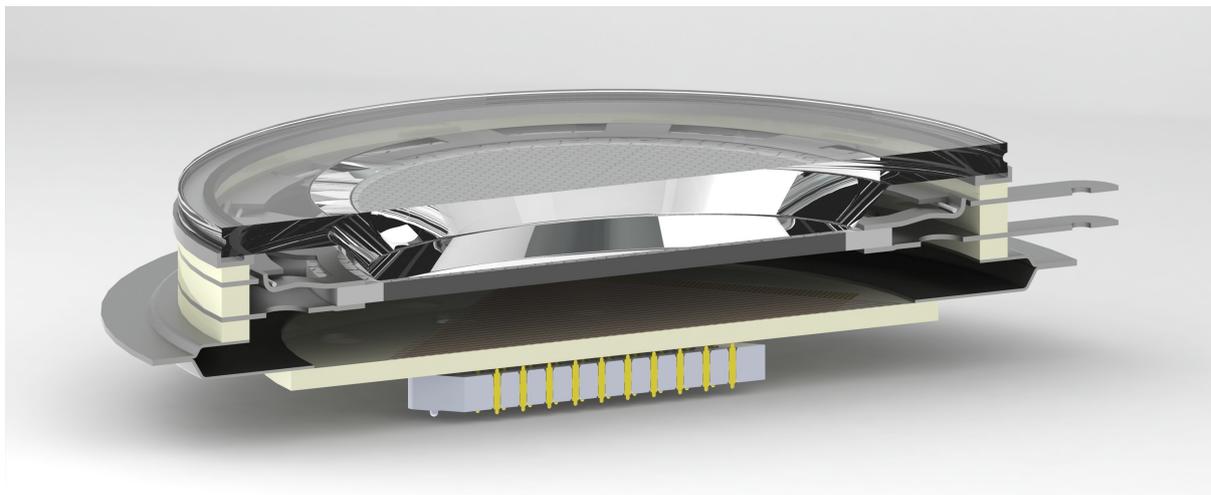


Abbildung 1.7: CAD-Zeichnung des geschlossenen IAAT-Detektordesigns. Das Detektorfenster sowie der darunterliegende Detektorkörper haben einen Durchmesser von 80 mm. Die beige-farbenen Teile des Detektors bestehen aus isolierender Keramik, die grünlischen Teile sind elektrisch leitend. Das Fenster liegt auf einer Einfassung, die eine horizontale Justierung des Fensters liefert und den Dichtring fasst. Darunter liegen die 55 mm durchmessenden Mikrokanalplatten, die mit Klammern innerhalb des Detektors befestigt sind. Die Klammern bilden zudem den elektrischen Kontakt für die Hochspannung. Der Detektor wird nach unten von der Anode abgeschlossen. Das nach außen stehende Blech ermöglicht eine externe Halterung und bietet zudem Platz für ein eventuell eingesetztes Getter-Material, das den Druck im Inneren des Detektors stabilisieren soll.

⁴Kovar ist eine eingetragene Handelsmarke der CRS Holdings Inc., Delaware und beschreibt eine Legierung aus $\text{Fe}_{54}\text{Ni}_{29}\text{Co}_{17}$, die einen geringen thermischen Ausdehnungskoeffizienten hat. Dieser deckt sich in weiten Teilen mit dem Ausdehnungskoeffizienten von Keramik und Glas und kann zwischen Materialien mit unterschiedlichem Ausdehnungskoeffizienten als Puffermaterial eingesetzt werden

1.3.3 Kathode

Es wurden mehrere Optionen für die Photokathode in Betracht gezogen. Im Zuge der Bewerbung um die Teilnahme an WSO-UV sollten Galliumnitrid-Photokathoden verwendet werden, die von einem Kooperationspartner hergestellt und am IAAT eingebaut und aktiviert werden sollten. Als zweite Option wurden Cäsiumtellurid-Photokathoden gewählt, da es sich um eine erprobte und zuverlässige Photokathode handelt. Das Hauptaugenmerk dieser Arbeit liegt auf der Herstellung der Photokathoden, daher sind die Ergebnisse separat in Kapitel 4 zusammengefasst.

1.3.4 Gehäuse

Die Detektorkörper werden von der Eidgenössischen Material- und Prüfanstalt (EMPA, Dübendorf, Schweiz) hergestellt. Im ersten Schritt wurden 25 mm durchmessende Diodenkörper hergestellt, mit denen der Transfer von Fenstern und die Versiegelung durch Indiumdichtringe getestet werden sollten (siehe Abb. 1.8). Ein Dichtring aus Indium wird entweder aus Draht gebogen oder in einer Form gegossen und passend in die Einfassung gelegt (abhängig von der verwendeten Legierung liegt das Material in unterschiedlicher Form vor). Anschließend wird der Diodenkörper in die Vakuumkammer eingebracht und ausgeheizt. Da der Detektorkörper einer Temperatur von einigen 100 °C widersteht, wählen wir den Ansatz einer geschmolzenen Indiumdichtung, anstatt des Kaltverschweißens durch hohen Druck. In Abschnitt 3.3 ist der entsprechende Versuchsaufbau beschrieben. Geplant sind Langzeittests um festzustellen, wie die Photokathoden altern, sowie die Leckrate der Indiumdichtung zu messen. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit sind die Tests noch nicht abgeschlossen.

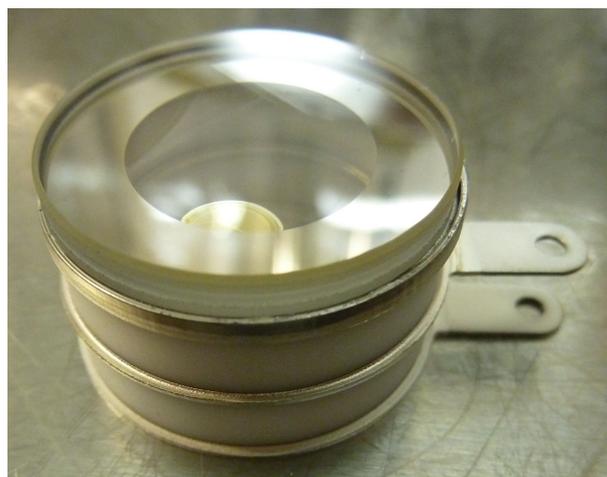


Abbildung 1.8: Foto eines Diodenkörpers hergestellt von der Eidgenössischen Material- und Prüfanstalt. Der Diodenkörper durchmisst 25 mm und weist neben der Einfassung für das Fenster (das zu Demonstrationszwecken aufgelegt ist) einen metallischen Zwischenring zur elektrischen Kontaktierung sowie eine flächige Anode auf.

1.3.5 Cross-Strip-Anode

Die verwendete Cross-Strip-Anode (siehe rechte Seite der Abbildung 1.9) wurde von der Firma VIA electronic GmbH angefertigt. Als Trägermaterial wurde LTCC-Keramik⁵ gewählt, die im Schichtverfahren mit den verschiedenen Ebenen der Anode verbacken wurde. Das Substrat durchmisst 70 mm und ist damit kleiner als der eigentliche Detektorkörper. Die Anode besteht aus 64+64 Streifen, die in zwei Lagen gedruckt sind. Die Streifen der oberen Lage sind 35 mm lang, 0,232 mm breit und sind in einem Abstand von 0,467 mm aufgebracht (alle Zahlenwerte sind Designgrößen und können in der Realität abweichen). Damit bedecken die oberen Streifen 33% der Anodenfläche. Als Isolierung gegenüber der unteren Lage dient eine 35 mm lange, 0,4 mm breite und in einem Abstand von 0,299 mm aufgebrachte Zwischenschicht, die eine Fläche von 57% bedeckt. Die Streifen der unteren Lage sind 46 mm lang, 0,4 mm breit und sind in einem Abstand von 0,124 mm aufgebracht. Sie bedecken einen Flächenanteil von 76%, wobei sich die effektive Fläche auf Grund der Isolierung und Bedeckung durch die oberen Streifen ebenfalls auf 33% reduziert, sodass auf die Streifen jeder Lage gleich viel Ladung trifft. Um Randeffekte zu minimieren, beträgt die effektive Anodenfläche 44 mm × 33 mm. Die 128 Streifen sind durch den Substratkörper geleitet und werden über einen Federkontaktstecker auf der Rückseite kontaktiert. Die Leiterdurchführungen sind vakuumtauglich⁶ gelötet, sodass die Anode den Detektorkörper vakuumdicht verschließen kann.



Abbildung 1.9: Links: Foto des Anoden-Teststands. Der Testaufbau ist auf einem Flansch montiert, der in einer Vakuumkammer montiert wird, sodass alle Tests bei $1 \cdot 10^{-7}$ mbar durchgeführt werden können. Auf der linken Seite des Flansches ist eine Elektronengenerator-Mikrokanalplatte montiert, die durch Anlegen eines Stroms Elektronen emittiert und im Testaufbau die Photokathode simuliert. Darauf folgen zwei Mikrokanalplatten in Chevron-Konfiguration und die Anode. Der Abstand zwischen den einzelnen Komponenten kann flexibel verändert werden, um die optimale Konfiguration zu bestimmen. Die Anode wird mit den gleichen Steckern kontaktiert, wie im endgültigen Detektor. Als einziger Unterschied zu dem fertigen Detektor verbinden die Flachbandkabel die Anode mit der Ausleseelektronik außerhalb der Kammer. Im Detektor bildet die Anode den Boden des Detektors und wird direkt kontaktiert. Rechts: Frontansicht einer offenen XS-Anode montiert in die Halterung des Teststands.

Parallel zu dieser offenen Cross-Strip-Anode wird eine zweite Variante mit einer geschlossenen Keramikschicht über den Streifen getestet. Diese Fläche ist mit einer hochohmigen Germanium-

⁵LTCC steht für Low Temperature Cofired Ceramics

⁶Entsprechende Praxistests stehen noch aus.

schicht bedampft, die eine kapazitive Einkopplung der Elektronenwolke in die Anode erlaubt⁷. Durch die kapazitive Einkopplung können die isolierenden Streifen durch eine durchgehende Isolierebene ersetzt werden. Das erlaubt zudem die Anpassung der Streifen, sodass ein größerer Anteil der Oberfläche als aktive Anodenfläche verwendet werden kann. Die aufgedampfte Germaniumschicht leitet alle Ladung ab und verhindert dadurch eine potentielle Aufladung einzelner Komponenten. Zum Beispiel könnte die Aufladung der isolierenden Streifen zu einem Potential führen, das die Elektronen ablenkt und damit die Ortsbestimmung beeinflusst. Nachteil der kapazitiven Einkopplung ist die dickere Schicht, sodass die Signalstärke gegenüber einer direkten Messung der Ladung reduziert wird. Jagutzki u. a. (2002) konnten aber für die Keil-Streifen-Anode zeigen, dass der Nachteil der geringeren Signalhöhe durch ein niedrigeres Rauschniveau ausgeglichen wird, sodass die Auflösung in beiden Fällen vergleichbar ist. Durch die induktive Kopplung muss der Detektorkörper nicht mehr durch die Anode abgeschlossen werden, die mit ihren Leiterdurchführungen ein potentiell Leck darstellt, sondern kann durch eine Keramik oder ein Saphirglas geschlossen werden, das mit Germanium beschichtet die Signale auffängt. Die Anode wird außerhalb des Detektors direkt am Boden befestigt und misst die eingekoppelten Signale, wobei offen ist, ob die Ergebnisse der Keil-Streifen-Anode auf die Cross-Strip-Anode übertragen werden können. Die Anforderungen an die Vakuumtauglichkeit der Anode wird dadurch reduziert⁸, sodass andere Materialien eingesetzt werden können. Vallerga u. a. (2014) beschreiben Probleme bei ihren Keramikanoden, deren Streifen sich in der Mitte der Anode nach unten biegen⁹. Als Lösung wird der Einsatz von Polyimid-Anoden vorgeschlagen, das ebenfalls mit Photolithographie bearbeitet werden können, aber auf Grund ihrer niedrigeren dielektrischen Konstante eine geringere Kapazität zwischen den Streifen aufweisen. Der Einsatz dieser Anoden ist im Weltraum nur in nicht-geschlossenen Detektoren oder aber als geschlossene Anode durch kapazitive Kopplung möglich. Die zweite Option verspricht ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis, sowie eine einfachere Handhabung des Detektors, da Anode und Detektorkörper getrennt sind.

1.3.6 Ausleseelektronik

In Abschnitt 1.2.3.3 wurde ausgeführt, dass die Elektronik der limitierende Faktor für die Zählrate und Ortsauflösung des Detektors ist. In unserem Ansatz verwenden wir als Vorverstärker den Beetle Chip, der von der Universität Heidelberg für den Einsatz am LHCb¹⁰ entwickelt wurde (siehe Löchner (2006) und Löchner und Schmelling (2006)). Der Beetle-Chip verarbeitet die 128 Signale der Anode parallel, verstärkt sie („preshaping“), speichert und ordnet die Signale neu in vier Ausgangssignalen an („multiplexing“). Diese Ausgangssignale werden dann durch vier Analog-zu-Digital-Wandler (ADC) zum FPGA¹¹ geleitet, der aus der Ladungsverteilung der

⁷Dieses Verfahren basiert auf einem Patent der Roentdek Handels GmbH, siehe Schmidt-Boecking (1995)

⁸Die Anode darf trotz allem nicht aus Materialien bestehen, die ausgasen, da dies die Eigenschaften eines Instruments im Weltraum negativ beeinflussen kann.

⁹Dieses Problem wurde in Teilen von uns ebenfalls beobachtet.

¹⁰LHCb steht für Large Hadron Collider beauty Experiment, siehe <http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/>

¹¹FPGA steht für „Field Programmable Gate Array“ und beschreibt einen integrierten Schaltkreis, in den eine logische Schaltung programmiert werden kann, sodass der FPGA sowohl Speicher als auch Prozessor gleichzeitig sein kann. Im Gegensatz zu regulären Prozessoren arbeitet ein FPGA parallel und kann daher große

Schwerpunkt und damit die Position des ursprünglichen Photons bestimmt. Es werden für jedes Ereignis die Zeit, der Ort und die Gesamtladung bestimmt. Letzteres ermöglicht eine Überwachung der Mikrokanalplatten, da sich im Laufe der Zeit ihr Verstärkungsfaktor reduziert und durch die Messung der Ladung diese Alterung überwacht werden kann. Die Elektronik wurde von Pfeifer (2014) entwickelt und wird von ihm dort ausführlich beschrieben.

1.3.7 Aktueller Stand der Entwicklung

Bisher wurden die einzelnen Komponenten des Detektors untersucht und getestet, wobei die Ergebnisse vielversprechend aber noch nicht aussagekräftig sind. Die Messergebnisse der Anode zeigen eine etwas höhere Kapazität als gewünscht sowie ein Übersprechen der Signale zwischen den einzelnen Streifen, da die Leiterbahnen innerhalb des Anodenkörpers zur Rückseite nicht optimal geführt sind. Zudem haben sich die einzelnen Schichten der Anoden am Rand als uneben herausgestellt, sodass zur Mitte der Anode ein leichtes Absacken der einzelnen Ebenen zu bemerken ist. Die Anoden müssen daher möglicherweise überarbeitet werden. Der Testaufbau für die Anoden sowie der Ausleseelektronik (bestehend aus dem Beetle-Chip, den Verstärkern und ADCs) wurde Anfang 2015 überarbeitet, um externe Störquellen zu reduzieren und hat vielversprechende erste Ergebnisse geliefert, siehe Abbildung 1.10. Die Anode in Kombination mit der Ausleseelektronik ist in der Lage echte Impulse getriggert durch die Hochspannung zu messen und zu verarbeiten. Die Versiegelung der Dioden war bisher nicht erfolgreich, da das flüssige Indium sich nicht gleichmäßig in der Einfassung verteilte, sondern Tropfen bildete. Daher wird nun getestet, ob das Aufbringen eines Lots auf die Einfassung des Diodenkörpers die Benetzung durch das Indium verbessern kann. Die Entwicklung hat die grundsätzlichen Probleme der Photokathoden Herstellung bewältigt, aber es werden weitere Tests benötigt, um die Qualität der Photokathoden zu verbessern. Weiterhin müssen die Photokathoden wie auch die Versiegelung auf die endgültige Detektorgröße skaliert werden.

Datenmenge verarbeiten. Weiterhin ist ihre Struktur robust und strahlungshart, sodass sie standardmäßig im Weltraum eingesetzt werden.

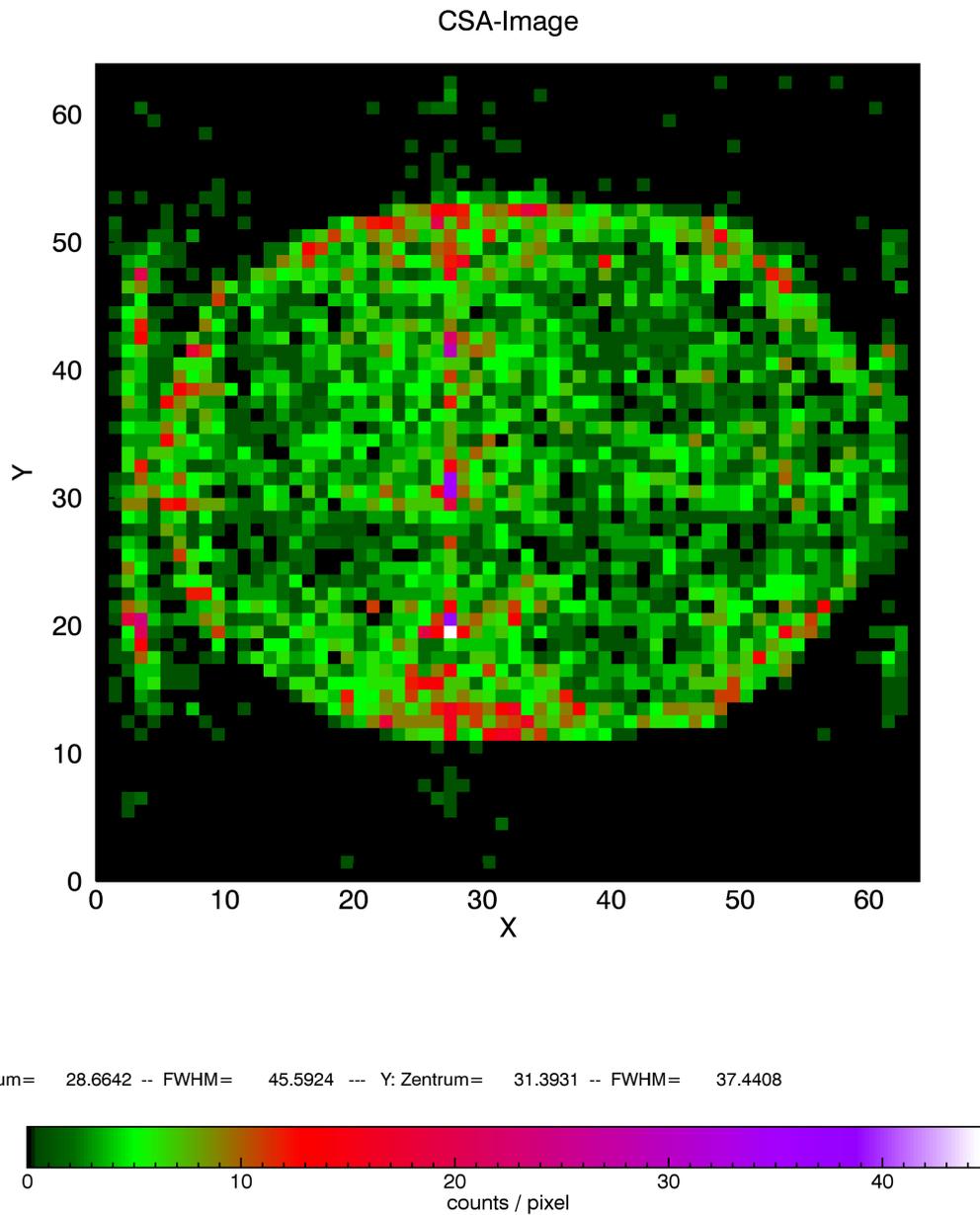


Abbildung 1.10: Messung echter Lichtimpulse auf den gleichmäßig beleuchteten Mikrokanalplatten. Die Auslese wird über die Hochspannung der Mikrokanalplatten getriggert wie es auch im echten Detektor geplant ist. Die Abbildung wurde von J. Barnstedt erstellt.

2 Photokathoden

Im Jahr 1887 wurde von Heinrich [Hertz](#) zufällig der Photoeffekt beobachtet, der später von Albert [Einstein](#) (1905) quantenmechanisch erklärt wurde¹. Trotz dieser frühen Entdeckung konnte der Photoeffekt bis zur Mitte des 20. Jahrhunderts nicht mathematisch quantifiziert werden, das heißt, obwohl die Grundlagen vorhanden waren, konnte nicht schlüssig beschrieben werden, in welchem Maße auftreffende Photonen zur Anregung eines Elektronenstroms führen. Diese Lücke wurde von William [Spicer](#) (1958) geschlossen, der durch das ausführliche Studium von Cs₃Sb-Photokathoden sein Drei-Stufen-Modell der Photoemission entwickelte. Im folgenden Kapitel wird dieses Modell vorgestellt, sowie drei bekannte Photokathoden und ihre Verwendung mit besonderem Augenmerk auf Cs₂Te-Photokathoden, die in dieser Arbeit verwendet werden, siehe auch Kapitel 4.

2.1 Drei-Stufen-Modell der Photoemission

Vor der Entwicklung des Drei-Stufen-Modells wurde die Photoemission als Oberflächeneffekt betrachtet und es wurde keine schlüssige Erklärung für die Emission unterschiedlicher Materialien gefunden. William Spicer gelang der Durchbruch, indem er die Photoemission als einen dreiteiligen Prozess betrachtete, der aus der Anregung der Elektronen im Inneren der Schicht, dem Elektronentransport innerhalb der Schicht sowie dem Austritt aus der Schicht besteht. Die Photokathode wird hierbei als dreidimensionale Schicht betrachtet, die spezifische Eigenschaften wie Absorption, Streulänge der Elektronen, Austrittsarbeit, etc. besitzt. Das Hauptproblem in der Praxis betrifft die exakte Bestimmung dieser Eigenschaften, da sich diese in dünnen Schichten zum Teil deutlich von den Eigenschaften entsprechender Festkörper unterscheiden. Basierend auf den genauen Eigenschaften können mit dem Drei-Stufen-Modell die Quantenausbeute in Abhängigkeit der Elektronenenergie berechnet werden, sowie zusätzlich Aussagen über die Geschwindigkeit des Prozesses getroffen werden. Im Folgenden wird basierend auf [Spicer](#) (1958) eine Zusammenfassung der drei Schritte gegeben.

2.1.1 Herleitung der Quantenausbeute

Damit ein Elektron als Folge eines auftreffenden Photons eine entsprechende photosensitive Schicht verlassen und einen messbaren Strom generieren kann, müssen drei Voraussetzungen erfüllt sein.

¹Diese Erklärung wurde 1921 mit dem Nobelpreis gewürdigt.

1. Photoabsorption: Ein Photon muss absorbiert werden und ein Elektron mit ausreichend hoher Energie anregen.
2. Diffusion: Das angeregte Elektron muss die Oberfläche erreichen, ohne durch Stöße zu viel Energie zu verlieren.
3. Austritt: Das Elektron muss ausreichend Energie sowie einen Impuls senkrecht zur Oberfläche aufweisen, um diese zu überwinden.

Zur Ermittlung der Gesamtmenge an emittierten Elektronen berechnet man, basierend auf diesen drei Annahmen, den Beitrag $di(x)$ jeder infinitesimalen Schicht dx abhängig von der Eindringtiefe x :

$$di(x) = P_{\alpha}(h\nu, x, dx) P_{\text{T}}(h\nu, x) P_{\text{E}}(h\nu). \quad (2.1)$$

Hierbei beschreibt $P_{\alpha}(h\nu, x, dx)$ die Wahrscheinlichkeit, dass im Bereich zwischen x und $x+dx$ ein Elektron angeregt wird, das eine ausreichend hohe Energie hat, um den Festkörper zu verlassen:

$$P_{\alpha}(h\nu, x, dx) = \alpha_{\text{PE}}(h\nu) I(x, h\nu) dx. \quad (2.2)$$

$\alpha_{\text{PE}}(h\nu)$ beschreibt den Anteil der angeregten Elektronen, deren Energie größer als das Vakuumniveau ist, und damit die Schicht verlassen können. Die Anregung von Elektronen ist ein Festkörperprozess, daher wird sie von dem Absorptionskoeffizienten α bestimmt. Die Lichtintensität $I(x, h\nu)$ sinkt mit der Eindringtiefe x in die Schicht und wird von der Reflektivität $R(h\nu)$ und der einfallenden absoluten Lichtmenge $I_0(h\nu)$ bestimmt:

$$I(x, h\nu) = I_0(h\nu) [1 - R(h\nu)] e^{-\alpha(h\nu)x}. \quad (2.3)$$

Damit beträgt der absorbierte Teil des auftreffenden Lichts in der Eindringtiefe x :

$$dI(x, h\nu) = (1 - R) I_0(h\nu) e^{-\alpha(h\nu)x} \alpha dx. \quad (2.4)$$

Diese Gleichungen beschreiben die Wahrscheinlichkeit, dass abhängig von der Eindringtiefe, der Elektronenenergie und der Oberflächenbeschaffenheit der Schicht, ein Teil der Photonen absorbiert werden und Elektronen anregen. Eingesetzt in Gleichung 2.2 ergibt sich:

$$P_{\alpha}(h\nu, x, dx) = \alpha_{\text{PE}}(h\nu) I_0(h\nu) (1 - R) e^{-\alpha(h\nu)x} dx. \quad (2.5)$$

$P_{\text{T}}(h\nu, x)$ beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass eines der Elektronen, das durch die Photonenenergie $h\nu$ in der Tiefe x angeregt wurde, die Oberfläche mit ausreichender Energie erreicht, um diese zu überwinden. Diese Wahrscheinlichkeit ist proportional zu der zurückgelegten Strecke, die das Elektron stoßfrei durchqueren muss. Spicer (1958) konnte zeigen, dass $P_{\text{T}}(h\nu, x)$ nur von der freien Weglänge $L(h\nu)$ abhängig ist:

$$P_{\text{T}}(x, h\nu) = e^{-\frac{x}{L(h\nu)}}. \quad (2.6)$$

Die dritte Größe beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass Elektronen mit ausreichender Energie tatsächlich die Oberfläche überwinden und den Festkörper verlassen. Eingesetzt in Gleichung 2.1 ergibt sich:

$$di(x) = I_0 (1 - R) \alpha_{\text{PE}}(h\nu) e^{-\alpha(h\nu)x} e^{\frac{-x}{L(h\nu)}} P_{\text{E}}(h\nu) dx. \quad (2.7)$$

Die totale Elektronenausbeute ergibt sich aus dem Integral $i(h\nu) = \int_0^\infty di(x)$, wobei im allgemeinen Fall die obere Grenze als unendlich angenommen wird. Diese Annahme basiert auf der Idee, dass die Eindringtiefe im Vergleich zur gesamten Dicke des Festkörpers vernachlässigbar gering ist und gilt daher nur für opake Photokathoden. Man unterscheidet daher zwischen semitransparenten und opaken Photokathoden. Opake Photokathoden sind im Vergleich zu den freien Weglängen dick, sodass nur eine Grenzfläche zwischen Festkörper und Vakuum betrachtet wird. Bei semitransparenten Photokathoden ist die Schichtdicke in der Größenordnung der Absorptionstiefe, sodass ein Teil der Photonen die Schicht durchdringt. Zusätzlich können die Elektronen an beiden Grenzflächen austreten. Am Grundprinzip für die Berechnung der Quantenausbeute ändert sich dabei nichts, die mathematische Betrachtung muss nur im Einzelfall um entsprechende Randbedingungen ergänzt werden, sowie eventuelle Reflexionen an Grenzschichten berücksichtigt werden. Abhängig vom Material beträgt die mittlere freie Weglänge wenige hundert Angström und die optische Eindringtiefe wenige hundert Nanometer (Spicer 1958). Es folgt für die Elektronenausbeute:

$$i(h\nu) = I_0(h\nu) (1 - R) \frac{\alpha_{\text{PE}}(h\nu)}{\alpha(h\nu) + \frac{1}{L(h\nu)}} P_{\text{E}}(h\nu). \quad (2.8)$$

Die Quantenausbeute $QE(h\nu)$ ist die Anzahl Elektronen, die pro auftreffendes Photon emittiert werden ($i(h\nu)/I_0(h\nu)(1 - R)$). Führt man zusätzlich die anschaulichere Absorptionslänge für den Absorptionskoeffizienten ein $l_\alpha(h\nu) = 1/\alpha(h\nu)$ ergibt sich für die energieabhängige Quanteneffizienz:

$$QE = \frac{\frac{\alpha_{\text{PE}}}{\alpha} P_{\text{E}}}{1 + \frac{l_\alpha}{L}}. \quad (2.9)$$

Alle vorhandene Größen hängen von der Elektronenenergie ab, aber die Gesamtbetrachtung der Quantenausbeute reduziert sich auf die Betrachtung zweier Verhältnisse l_α/L und $\alpha_{\text{PE}}/\alpha$. Ersteres setzt die Absorptionslänge der auftreffenden Photonen in Relation zur mittleren freien Weglänge der angeregten Elektronen. Die zweite Korrelation beschreibt das Verhältnis der Elektronen mit ausreichender Energie, um den Festkörper zu verlassen, zur Gesamtzahl der angeregten Elektronen.

Das Verhältnis $\alpha_{\text{PE}}/\alpha$ erhöht sich mit der Photonenenergie, sobald der Grenzwert für die Photoemission erreicht ist. Durch eine Senkung der benötigten Elektronenaffinität E_{A} , also die Differenz zwischen Valenzband und Vakuumniveau, z.B. durch Oberflächenaktivierung, erhöht sich $\alpha_{\text{PE}}/\alpha$ bei Halbleiterphotokathoden (z.B. bei den Alkali-Antimoniden Cs_3Sb oder CsNa_2KSb) auf 0,1 bis 0,5. Die Halbleiterphotokathoden mit negativer Elektronenaffinität erreichen Werte von eins.

Die Wahrscheinlichkeit $P_{\text{E}}(h\nu)$, dass ein Elektron die Oberfläche verlassen kann, hängt von sieben Faktoren ab: Der Oberflächenbeschaffenheit und die verwendeten Reinigungstechniken, die

Aktivierung mit Sauerstoff oder Cäsium, Festkörperdoping der Kathode sowie die damit verbundene Bandstruktur, elektrische Felder, Temperatur und Schichtstress. Die einzelnen Faktoren wirken sich für jede Kathode anders aus und werden daher nicht im Detail beschrieben. Im Allgemeinen steigt sie aber mit der Photonenenergie, abhängig von den Streumechanismen linear oder mit einer Stufenfunktion und überschreitet selten 0,5. Besonders effektive Photokathoden wie CsI haben auf Grund ihres schmalen Valenzbandes Werte von fast 1 (DiStefano und Spicer 1972). Das Verhältnis hängt stark von der freien Weglänge der Elektronen ab bzw. des dominanten Streumechanismus. In Metallen mit Elektron-Elektron-Stößen reduziert sich die Energie der Elektronen so stark, dass $P_E(h\nu)$ auf unter 0,1 sinkt, siehe dazu auch den nächsten Abschnitt.

2.1.2 Einfluss der Streumechanismen auf die Quantenausbeute

Das Verhältnis von Absorptionslänge zu freier Weglänge bzw. Austrittslänge L umfasst einen großen Wertebereich und hat damit einen deutlichen Einfluss auf die Quantenausbeute. Umso größer die Absorptionslänge, desto tiefer dringen die Photonen in die Schicht ein und regen Elektronen weit von der Oberfläche entfernt an. Ist die Absorptionslänge größer als die Austrittslänge L , hat nur ein kleiner Teil der Elektronen die Möglichkeit, die Oberfläche zu erreichen und einen Beitrag zum Photostrom zu liefern. Die Austrittslänge L hängt vom Material ab und dem dominanten Streumechanismus, sodass man Metalle, Halbleiter, Isolatoren und Stoffe mit negativer Elektronenaffinität (NEA-Halbleiter) unterscheidet.

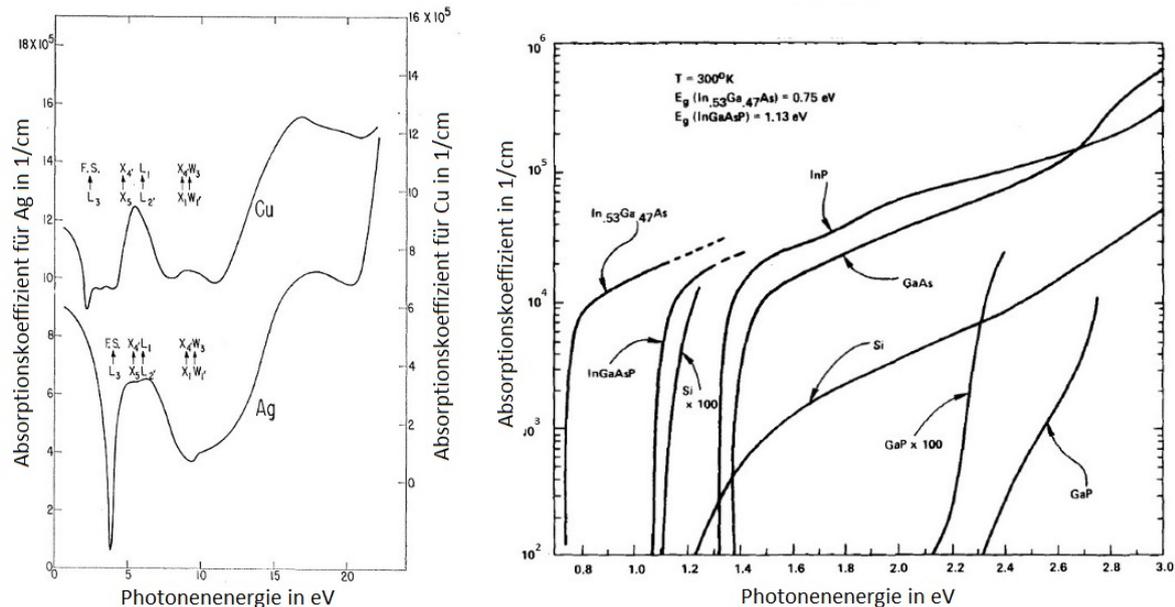


Abbildung 2.1: Links: Energieabhängiger Absorptionskoeffizient (α) von Kupfer (Cu) und Silber (Ag) von Ehrenreich und Philipp (1962). Die eingezeichneten Pfeile stimmen mit Interbandübergängen an Symmetriepunkten des Materials überein und erklären die unregelmäßige Form der Kurve. Rechts: Energieabhängiger Absorptionskoeffizient unterschiedlicher NEA-Halbleiter, zusammengestellt von Escher (1981). Diese Abbildungen wurden modifiziert.

Für Metalle liegt der Absorptionskoeffizient α im Bereich $1 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ bis $1 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$. In Abbildung 2.1 sind exemplarisch die Werte für Kupfer und Silber dargestellt, die von Ehrenreich und Philipp (1962) bestimmt wurden, sowie die Absorptionslängen für einige NEA-Halbleiter,

zusammengestellt von [Escher \(1981\)](#). Im Allgemeinen kann dieser Wert nicht beeinflusst werden, daher versucht man, die Austrittslänge L der Elektronen zu maximieren. In Metallen können Elektron-Elektron-Stöße auftreten, sodass die freie Weglänge gering ist (deutlich unter 10 nm, siehe [Abb. 2.2](#)) und das Verhältnis für l_{α}/L abhängig von der Photonenenergie (5 eV bis 60 eV) in dem Bereich von 10^2 bis 10^4 liegt, was in einer geringen QE resultiert. Bei sehr hohen Energien und der damit verbundenen geringen freien Weglänge besteht aber die Chance, dass auch die gestoßenen Elektronen eine Energie über dem Schwellenwert E_T für das Verlassen der Schicht aufweisen und einen Beitrag zur QE liefern. Dies wird mit Sekundär-Elektronen-Emission bezeichnet. Die Elektronenausbeute in Metallen liegt nach [Krolikowski und Spicer \(1969\)](#) im Bereich $8 \cdot 10^{-5}$ bis $4 \cdot 10^{-4}$ Elektronen/Photon.

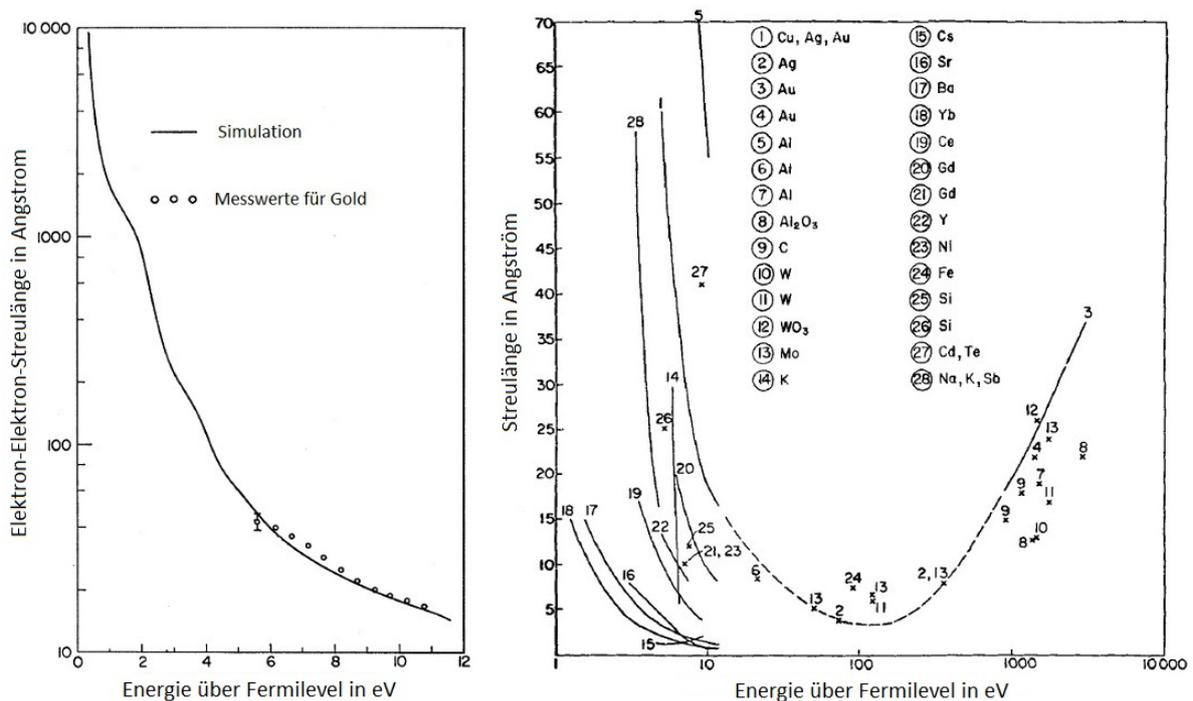


Abbildung 2.2: Links: Darstellung der berechneten Elektron-Elektron-Streulänge für Gold von [Krolikowski und Spicer \(1969\)](#). Zur Eichung wurde der Wert bei 8,6 eV gleichgesetzt mit dem experimentell erhaltenen Messwert von 2,2 nm. Rechts: Zusammenfassung der Streulänge abhängig von der Elektronenenergie für unterschiedliche Materialien von [Lindau und Spicer \(1974\)](#). Diese Abbildungen wurden modifiziert.

Im Unterschied zu Metallen weisen Halbleiter keine Elektron-Elektron-Stöße auf, da die Bandlücke E_g das mit Elektronen gefüllte Leitungsband und das Valenzband trennen, sodass angeregte Elektronen mindestens eine Energie E_g über dem Leitungsband aufweisen müssen, um Elektron-Elektron-Stöße zu erfahren. In [Abbildung 2.3](#) sind die Bandstruktur eines p- und eines n-Halbleiters dargestellt sowie die möglichen Bereiche, aus denen Elektronen angeregt werden können, siehe auch [Abschnitt 2.1.4](#). Der dominante Prozess zur Entstehung von Elektronen ist der erste Pfad, der Elektronen direkt aus dem Valenzband angeregt. Der vierte Pfad ist insofern interessant, als nach [Bell \(1969\)](#) die Photoemission an Oberflächenzuständen den Hauptbeitrag zum Dunkelstrom liefert. Die anderen Dunkelstromkomponenten sind, in der Reihenfolge ihrer Relevanz, zufällig generierte Elektron-Loch-Paare, deren Elektron entkommt bevor es rekombinieren kann, thermisch durch Gitterstöße angeregte Elektronen, die zur Oberfläche diffundieren

sowie eine radioaktive Komponente. Für alle Photonen mit einer Energie unter E_g sind Halbleiter praktisch durchsichtig, da es keine möglichen Energiezustände für die angeregten Elektronen gibt.

Damit ein angeregtes Elektron keine Stöße mit anderen Elektronen erfährt, muss die Elektronenaffinität E_A , die das Leitungsband und das Vakuumniveau trennt, kleiner als die Bandlücke sein. Um mit einer Photokathode eine hohe Quantenausbeute in einem speziellen Energiebereich E zu erhalten, muss gelten $E_V < E < 2E_g$. Diese Erkenntnis führte zur Entwicklung von Photokathoden mit negativer Elektronenaffinität durch [Scheer und van Laar \(1965\)](#), die den p-Halbleiter Galliumarsenid mit Cäsium aktivierten.

Der zweite wichtige Streu-Mechanismus sind Wechselwirkungen mit dem Gitter in Form von Phonon-Elektron-Stößen. Die Phonon-Energie wird von der Debye-Temperatur bestimmt und beträgt für Kupfer bei Raumtemperatur etwa 0,03 eV und bei einem Stoß mit einem Elektron kann die Elektronenergie entweder gesenkt oder erhöht werden. Der Mittelwert für den Energieverlust pro Stoß wird von [Berglund und Spicer \(1964\)](#) mit 0,016 eV für Kupfer und 0,0075 eV für Silber angegeben, sodass Phonon-Elektron-Stöße einen vernachlässigbaren Einfluss auf die angeregten Elektronen haben. Da jeder Stoß aber eine Änderung des Impulses bewirkt, ist der Weg der Elektronen zufällig, sodass die Austrittslänge L die Summe der einzelnen Phonon-Stöße repräsentiert. Da die Elektronen zum Verlassen der Schicht einen Impuls senkrecht zur Oberfläche benötigen, können Phonon-Elektron-Stöße einen positiven Effekt auf die Quantenausbeute haben, da praktisch ohne Energieverlust der Impuls variiert wird. Die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Phononen-Stößen liegt in der Größenordnung von 5 nm und die mittlere Austrittslänge für Elektronen, die nur Stößen mit dem Gitter ausgesetzt sind, liegt bei circa 10 nm bis 20 nm, da die Stöße zufällig erfolgen und es keine Vorzugsrichtung für die Bewegung der Elektronen gibt. Abhängig von dem dominanten Streumechanismus unterscheidet man direkte Photoemission, bei der die Elektronen keine Impulsänderung durch Stöße erfahren oder indirekte Photoemission, falls die Elektronen nur auf Grund der Phononenstreuung die Oberfläche erreicht haben.

Von [Berglund und Spicer \(1964\)](#) wird eine genauere mathematische Betrachtung des Drei-Stufen-Modells gegeben, welche die Grundlagen für die Zusammenfassung liefert und insbesondere im Detail auf die einzelnen Streuprozesse, ihren Beitrag und ihre Abhängigkeit von der Bandstruktur des vorhandenen Stoffes eingeht. Zudem wird skizziert wie, basierend auf der energieabhängigen Quantenausbeute, Rückschlüsse auf die Bandstruktur und mittlere freie Weglänge der involvierten Streuprozesse gezogen werden können.

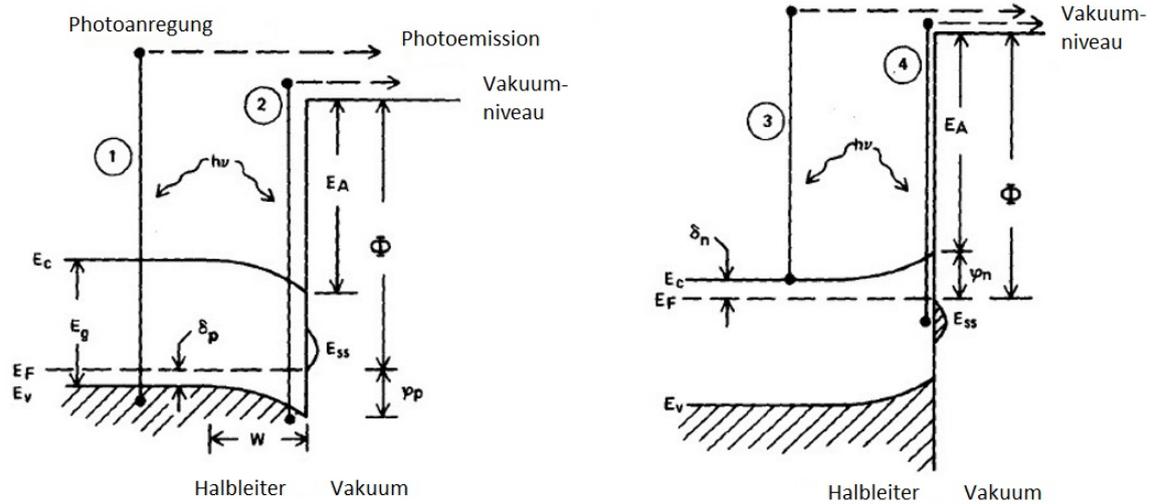


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Elektronenbänder für p- und n-Halbleiter (links bzw. rechts). E_C ist das Leitungsband, E_V das Valenzband, E_g die Bandlücke, E_F die Fermienergie, $\delta_{n,p}$ der Abstand der Fermienergie vom Valenzband, E_{SS} skizziert die Oberflächenzustände, die durch die Raumladungs- oder Verarmungszone der Ausdehnung W entstehen, E_A ist die Elektronenaffinität bzw. die Differenz zwischen Vakuumlevel und Leitungsband, $h\nu$ die Energie des auftretenden Photons, $\varphi_{n,p}$ die Höhe der Schottky-Barriere und Φ die Austrittsarbeit. Es sind vier mögliche Photoemissionspfade eingezeichnet, 1 und 2 zeigen die Elektronen, die aus dem Valenzband bzw. der Verarmungszone des gebogenen Valenzbands in p-Halbleitern angeregt werden. Die Pfade 3 und 4 zeigen die Photoemission aus dem Leitungsband und den Oberflächenzuständen. Abbildung entnommen aus [Escher \(1981\)](#). Diese Abbildungen wurden modifiziert.

2.1.3 Reaktionszeiten

Für viele Anwendungen (freie Elektronenlaser, Photomultiplier oder schnelle Detektoren) ist die Reaktionszeit von Photokathoden von Interesse. Dabei ist der Zeitraum relevant, der zwischen Anregung des Elektrons und Austritt aus der Photokathode vergeht. Man kann die Reaktionszeit τ daher abschätzen zu:

$$\tau = \int_0^\tau dt = \int_0^{L_e} \frac{dl}{v(l)} = \frac{L_T}{v_a} \quad (2.10)$$

wobei L_e den zurückgelegten Weg des Elektrons beschreibt und v_a die mittlere Elektronengeschwindigkeit ist. Im Fall von Metallen wird der zurückgelegte Weg des Elektrons durch Elektron-Elektron-Stöße limitiert, sodass man diesen gleichsetzen kann mit der freien Weglänge $L \approx 4$ nm. Für die Geschwindigkeit zieht man die Bloch-Theorie quasifreier Elektronen heran. Damit ergibt sich τ zu 10^{-15} s bis 10^{-14} s. Diese sehr kurzen Reaktionszeiten finden Anwendung in Freien-Elektronen-Lasern.

In Halbleitern dominieren die Phononen-Stöße, sodass man den Energieverlust pro Stoß (ΔE_p), die mittlere freie Weglänge² L_p sowie die Entfernung zur Oberfläche berücksichtigen muss. Für eine Anregung E über dem Vakuumniveau, kann ein Elektron $N = E/\Delta E_p$ Stöße erleiden, bevor seine Energie nicht mehr ausreicht, um den Festkörper zu verlassen. Dabei legt es eine Strecke $N \cdot L_p$ zurück, sodass sich die Reaktionszeit zu:

$$\tau = \frac{E}{\Delta E_p} \frac{L_p}{v_a} \quad (2.11)$$

²Diese beiden Größen sind temperaturabhängig, da sie auf der Bose-Einstein-Verteilung der Phononen basieren.

ergibt. Für Cs_3Sb beträgt $L_p = 5 \text{ nm}$ und $\Delta E_p = 0,01 \text{ eV}$. Damit ergibt sich τ zu 10^{-13} s bis 10^{-12} s .

In den NEA-Halbleiterphotokathoden werden, auf Grund der niedrigen Absorptionslänge innerhalb der Verarmungszone, Elektronen bis tief in den Festkörper hinein angeregt. Daher wird die Reaktionszeit hauptsächlich durch die Diffusionslänge der Elektronen bestimmt, die aus dem Leitungsband diffundieren. Damit ergibt sich die Reaktionszeit τ zu:

$$\tau = \frac{L_D^2}{\mu k_B T / q}, \quad (2.12)$$

mit der Diffusionslänge L_D , der Elektronenmobilität μ , der Boltzmann-Konstante k_B , der Temperatur T und der elektrischen Ladung q . Für GaAs Halbleiter ergibt sich damit eine Reaktionszeit im Bereich von 10^{-4} s bis 10^{-9} s .

Die unterschiedlichen Reaktionszeiten sowie die Elektronenausbeute sind in [Abbildung 2.4](#) aufgetragen. Man erkennt deutlich, dass sich kurze Reaktionszeit und hohe Ausbeute ausschließen, da für eine hohe Ausbeute die Absorptionslänge größer als die mittlere freie Weglänge sein muss und die Elektronen daher einen längeren Weg zur Oberfläche zurücklegen müssen.

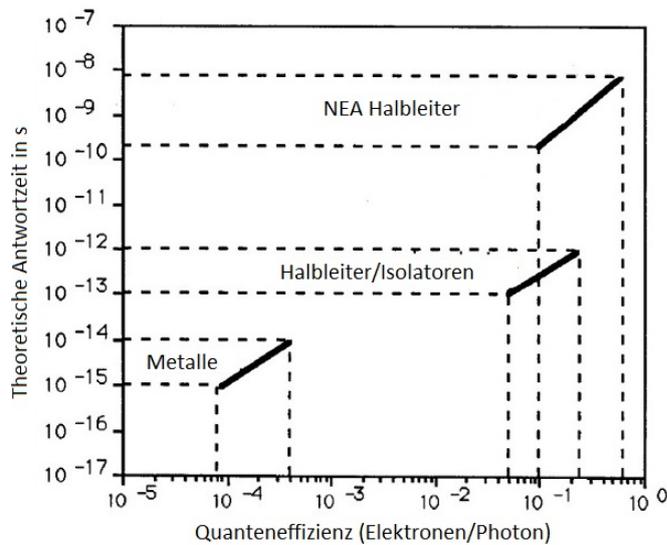


Abbildung 2.4: Schematische Gegenüberstellung der berechneten Reaktionszeiten der Photokathoden gegenüber der Elektronenausbeute pro Photon von [Spicer und Herrera-Gomez \(1993\)](#). Es wird deutlich, dass eine höhere Ausbeute mit einer längeren Reaktionszeit einhergeht. Die eingezeichneten Bereiche sind Schätzbereiche und hängen von der Verfügbarkeit und Genauigkeit der verwendeten Materialeigenschaften ab und sollen nur einen allgemeinen Überblick vermitteln. Diese Abbildung wurde modifiziert.

In [Tabelle 2.1](#) sind die typischen Parameter der Photokathoden noch einmal zusammen gefasst.

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der Schlüsselparameter der Standardphotokathoden. Die Elektronenausbeute gilt für 1 eV über Grenzwert.

Material	Dominanter Streumechanismus	Formel für Reaktionszeit	Bereich der Reaktionszeit	Elektronenausbeute
Metalle	Elektron-Elektron	$\tau = \frac{L_e}{v_a}$	$10^{-15} - 10^{-14}$	$8 \cdot 10^{-5} - 4 \cdot 10^{-4}$
Halbleiter & Isolatoren	Elektron-Gitter	$\tau = \frac{E_k}{\Delta E_p} \frac{L_p}{v_a}$	$10^{-13} - 10^{-12}$	0,05 - 0,25
NEA-Halbleiter	Elektron-Gitter	$\tau = \frac{L_D^2}{\mu k_B T / q}$	$2 \cdot 10^{-10} - 7 \cdot 10^{-9}$	0,1 - 0,6

2.1.4 Halbleiter und Einfluss der Dotierung

Die Quantenausbeute von Halbleitern hängt von der Dotierung und der benötigten Austrittsarbeit der Elektronen ab. In Abbildung 2.3 ist das Bandmodell für p- und n-Halbleiter inklusive aller Größen aufgezeichnet, wobei die Raumladungszone W und die Differenz δ_p , zwischen Fermi-Energie E_F und Valenzband E_V , durch die Dotierung verändert werden kann. Es kann gezeigt werden (Sze 1969), dass für die Ausdehnung der Raumladungszone gilt:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s\epsilon_0}{qN} \left(\varphi_p - \delta_p - \frac{k_B T}{q} \right)} \quad (2.13)$$

mit der Ladung q , der Dielektrizitätskonstante des Vakuums ϵ_0 sowie der materialspezifischen Permittivität ϵ_s . δ_p ist durch

$$\delta_p = E_F - E_V = \frac{1}{2} E_g - k_B T \ln \frac{N}{N_i} \quad (2.14)$$

gegeben und damit vom Verhältnis der intrinsischen Ladungsträger N_i und der Dotierung N abhängig. Für GaAs mit $E_g = 1,425$ eV, einer Ladungsträgerdichte N_i von $1,1 \cdot 10^7$ cm⁻³ und einer Schottky-Grenze von $\varphi_p = 1/3 E_g$ ergibt sich für eine Dotierung von weniger als $1 \cdot 10^{16}$ cm⁻³ eine Ausdehnung der Verarmungszone von mehr als 100 nm und δ_p größer 0,1 eV. Bei einer höheren Dotierung reduziert sich die Verarmungszone auf weniger als 10 nm und die Differenz zwischen Fermienergie und Valenzband wird kleiner Null, d.h. das Fermi-niveau liegt im Valenzband.

Für p-Halbleiter entspricht die Austrittsarbeit $\Phi_p = E_g + E_A - \varphi_p$, während für einen n-Halbleiter $\Phi_n = E_A + \varphi_n$ gilt. Da die Austrittsarbeit daher von der Fermi-Energie abhängt, die wiederum variabel abhängig von der Dotierung ist, verwendet man die Elektronenaffinität E_A als bessere Größe zur Charakterisierung eines Halbleiters. Der Schwellenwert für Elektronenemission E_T ist ebenfalls nicht die Austrittsarbeit, sondern abhängig von der Größe der Verarmungszone W in Relation zur freien Weglänge der Elektronen L , siehe Tabelle 2.2. Besonders interessant ist der Fall bei dem durch sehr starke Dotierung die Verarmungszone kleiner als die mittlere freie Weglänge der Elektronen wird und gleichzeitig die Austrittsarbeit kleiner als die Bandlücke ist. In diesem Fall spricht man von negativer Elektronenaffinität und dementsprechend handelt es sich dabei um die besonders effizienten NEA-Halbleiter, siehe Abbildung 2.5.

Tabelle 2.2: Abhängigkeit der minimal benötigten Energie E_T für erfolgreiche Emission, abhängig von der Ausdehnung der Verarmungszone W relativ zur freien Weglänge L und dem Verhältnis der Austrittsarbeit Φ zur Bandlücke E_g .

	p-Halbleiter	n-Halbleiter
$W \gg L \ \& \ \Phi > E_g$	$E_A + E_g = \Phi + \varphi_p$	$E_A + E_g = \Phi + E_g - \varphi_n$
$W \ll L \ \& \ \Phi > E_g$	$E_A + E_g - \varphi_p + \delta_p = \Phi + \varphi_p \approx \Phi$	$E_A + E_g$
$W \gg L \ \& \ \Phi < E_g$	$E_A + E_g$	$E_A + E_g$
$W \ll L \ \& \ \Phi < E_g$	E_g	$E_A + E_g$

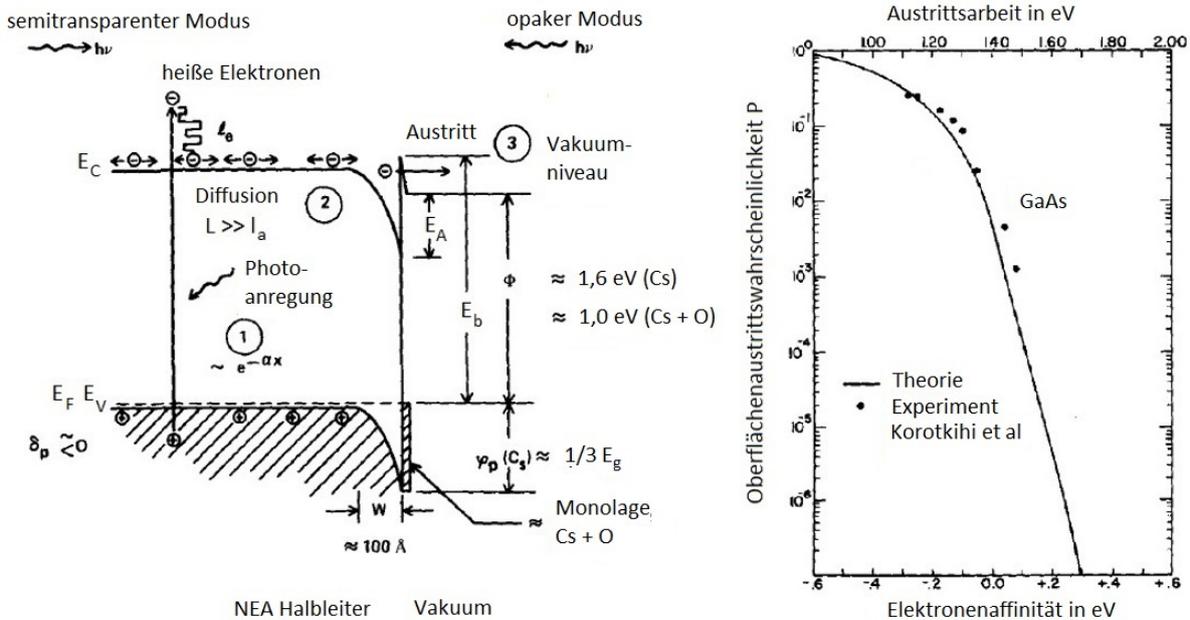


Abbildung 2.5: Links: Darstellung der Bandstruktur einer Photokathode mit negativer Elektronenaffinität (ein mit Sauerstoff und Cäsium aktivierter GaAs p-Halbleiter) von [Escher \(1981\)](#). Zusätzlich zu den in [Abb. 2.3](#) erklärten Größen beschreibt L die Diffusionslänge von heißen Elektronen, l_a die Elektron-Elektron-Stoßlänge und E_b eine Energiebarriere, die durch die Atomlage von Sauerstoff und Cäsium entsteht. Die Photoemission erfolgt in den markierten drei Schritten 1) Absorption und Anregung, 2) Diffusion zum Rand und 3) Austritt aus dem Material. Rechts: Berechnete Austrittswahrscheinlichkeit P_E für eine GaAs Photokathode von [Fisher u. a. \(1972\)](#) mit experimentellen Daten von [Korotkihi u. a. \(1977\)](#) in Abhängigkeit der Elektronenaffinität bzw. Austrittsarbeit, die durch Dotierung und Oberflächenaktivierung verändert wird. Diese Abbildungen wurden modifiziert.

2.1.5 Aktivierung von Metallen durch Cäsium

Metalle (und Halbleiter) besitzen eine Austrittsarbeit im Bereich von 3 eV bis 6 eV (siehe [Abb. 2.6](#)) und eignen sich daher nur schlecht als Photokathoden im optischen Bereich, der einer Photonenenergie³ von 1 eV bis 2 eV entspricht. [Langmuir \(1932\)](#) konnte aber zeigen, dass schon eine Atomlage Cäsium die Austrittsarbeit des Systems in den Bereich von 1,6 eV drücken kann. Abhängig von der Oberflächenbeschaffenheit und Sauberkeit der Metallflächen kann mit einer Kombination aus Sauerstoff und Cäsium die Austrittsarbeit noch weiter reduziert werden. Ein ähnlicher Effekt kann mit den anderen Alkalimetallen erreicht werden ([Lang 1971](#)), wobei Cäsium die besten Ergebnisse liefert. Diesen Prozess der Oberflächenbehandlung mit Cäsium bezeichnet man als Aktivierung. Abhängig vom Material (z.B. Gold, Cadmium oder Tellur) reagiert das Cäsium und es entsteht ein neuer Stoff mit grundlegend anderen chemischen und optischen Eigenschaften.

³Es gilt $\lambda = hc/h\nu$ und als Faustregel entspricht $hc = 1239 \text{ nm/eV}$.

IA	IIA	IIIB	IVB	VB	VIB	VIIB		IB		IB	IIB	IIIA	IVA	VA	VIA	VIIA
3	4											5	6			
Li	Be											B	C			
2.9	4.98											4.45	5.0			
11	12											13	14	15	16	
Na	Mg											Al	Si	P	S	
2.75	3.66											4.28	4.85	
19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br
2.30	2.87	3.5	4.33	4.3	4.5	4.1	4.5	5.0	5.15	4.65	4.33	4.2	5.0	3.75	5.9	
37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I
2.16	2.59	3.1	4.05	4.3	4.6	...	4.71	4.98	5.12	4.26	4.22	4.12	4.42	4.55	4.95	
55	56	57	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84	
Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At
2.14	2.7	3.5	3.9	4.25	4.55	4.96	4.83	5.27	5.65	5.1	4.49	3.84	4.25	4.22	...	
87	88	89	90	91	92											
Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U											
...	3.4	...	3.63											
			58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71
			Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu
			2.9	...	3.2	...	2.7	2.5	3.1	3.0	3.3	
			90	91	92	93										
			Th	Pa	U	Np
			3.4		3.63											

Abbildung 2.6: Periodensystem mit Werten für die Austrittsarbeit in Elektronenvolt. Entnommen aus [Michaelson \(1977\)](#).

Nach [Langmuir \(1932\)](#) kann die Absenkung der Austrittsarbeit von z.B. Wolfram durch die Valenzelektronen der adsorbierten Cäsiumatome erklärt werden, da die Ionisationsenergie (1. Ionisationsenergie von Cs beträgt 3,89 eV) geringer als die Austrittsarbeit des Metalls ist⁴. Die dadurch entstehenden Ionen induzieren Dipole im Substrat und reduzieren dadurch die Austrittsarbeit proportional zum Dipolmoment pro adsorbiertem Atom p und der Anzahl adsorbierter Atome pro Fläche N . Jeder zusätzliche Dipol verstärkt das elektrische Feld, das zur Depolarisation führt, sodass ein Minimum in der Austrittsarbeit erreicht wird, sobald die relative Reduzierung des Dipols pro Atom (dp/p) und die relative Erhöhung der Anzahl an Dipolen (dN/N) sich ausgleichen.

[Gurney \(1935\)](#) verfeinert die einfache Beschreibung von [Langmuir \(1932\)](#) und beschreibt die Adsorption quantenmechanisch und betrachtet die potentielle Energie eines Elektrons, das sich auf dem Weg durch ein adsorbiertes Atom B in ein Metall A befindet und die Lösung W_a der Schrödingergleichung für dessen mögliche Zustände. Für ein unendlich weit entferntes Atom verhält sich die Lösung wie die eines diskreten Zustands. Nähert es sich der Oberfläche, ändert sich die Lösung der Schrödingergleichung, sodass die Elektronen des adsorbierten Atoms ebenso ins Metall übergehen können. Da die Potentialbarriere der einzelnen Atomkerne für die Elektronen im Gitter quasitransparent ist und das Gleiche auch für ein adsorbiertes Atom gilt, verliert dieses sein Elektron nicht, sondern wird nur teilweise ionisiert, da die Gesamtheit aller Elektronen den positiven Atomkern weiterhin neutralisiert. Umso mehr Atome adsorbiert werden, desto schwieriger wird die Neutralisierung, sodass sich eine quasi-positive Schicht an der Oberfläche bildet. Gleichzeitig verändert sich durch die Anwesenheit dieser Schicht die Lösung der Schrödingergleichung.

⁴Betrachtet man die in 2.6 aufgelisteten Austrittsarbeiten für die Metalle, erkennt man, dass die Ionisationsenergie für alle Metalle niedriger ist.

gleichung, bis sich ein Gleichgewicht einstellt, bei dem weitere Atome keine Reduzierung der Austrittsarbeit mehr bewirken.

Lang (1971) nutzt diese Betrachtung zur Entwicklung einer numerischen Lösung, welche die Absenkung der Austrittsarbeit in Relation zur Bedeckung durch ein Alkalimetall setzt. Hierbei wird das Gitter als halbunendlicher, gleichförmiger Elektronenhintergrund betrachtet und die Schicht adsorbierter Atome als homogene Platte mit einer fixen Dicke d , die eine einzelne Atomlage repräsentiert, und einer Elektronendichte n , die abhängig von der Anzahl der adsorbierten Atome ist. Basierend auf diesen Startparametern wird die selbstkonsistente Lösung für die Elektronendichteverteilung bestimmt und daraus die Austrittsarbeit Φ , die über $\Phi = \Delta\phi - \mu$ mit dem chemischen Potential μ und der Änderung des elektrostatischen Potentials $\Delta\phi$ verbunden ist. In Abbildung 2.7 ist links das Ergebnis der Elektronendichteverteilung mit ihrer Verschmierung um die Kante zwischen Metall und adsorbierter Schicht gezeigt und rechts die daraus resultierende Änderung der Austrittsarbeit in Abhängigkeit von der Besetzung der Oberfläche durch adsorbierte Atome.

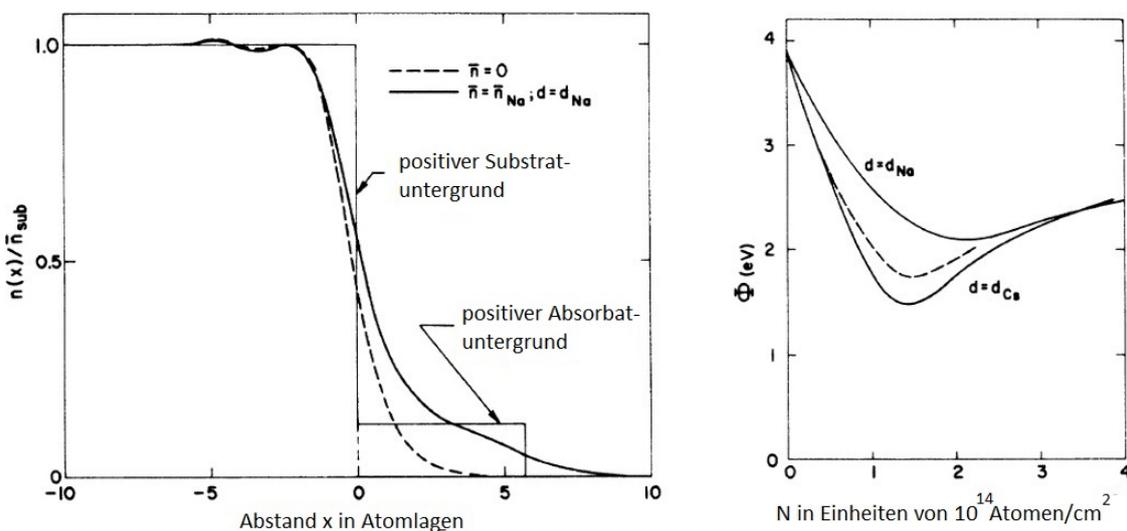


Abbildung 2.7: Links: Modellrechnung für die Verteilung der Elektronendichte $n(x)$ für eine blanke Wolframschicht sowie für eine vollständige Atomlage von Natrium auf Wolfram. Die zusätzlichen Atome bewirken eine Verbreiterung der möglichen Besetzungszustände. Rechts: Änderung der Austrittsarbeit in Abhängigkeit der Bedeckung durch Natrium- bzw. Cäsiumatome auf Wolfram. Als Faustregel kann man annehmen, dass eine einzelne Atomlage aus $1 \cdot 10^{15}$ Atomen pro Quadratzentimeter besteht. Quelle: Lang (1971). Diese Abbildungen wurden modifiziert.

2.1.6 Aktivierung von Halbleitern durch Cäsium

Bei Halbleitern wird die Austrittsarbeit zusätzlich zu der Dipolschicht durch die Veränderung der Oberflächenzustände und Verschiebung des Fermi-Niveaus beeinflusst. Das adsorbierte Atom formt einen Donatorzustand, der im leeren Zustand eine negative Ladung aus der Raumladungszone des Halbleiters anzieht. Dadurch wird das Band an der Oberfläche gebogen, sodass sich eine n-Halbleiterbandstruktur mit einem Fermi-Niveau nahe dem Cäsium-Niveau ausbildet. Scheer und van Laar (1967) konnten zeigen, dass Cäsium Oberflächenzustände ausbildet, die zu einer

Stabilisierung des Fermi-Niveaus auf einer Höhe von circa einem Drittel der Bandlücke führen. Werden darüber hinaus weitere Cäsiumatome auf die Oberfläche gebracht, generieren diese gefüllte und damit neutrale Oberflächenzustände, die keine weitere Bandverbiegung bewirken. [Allen und Gobel \(1966\)](#) haben den Effekt von Cäsium auf p-Silizium und die Bandstruktur genauer untersucht und konnten nachweisen, dass Cäsium zu einer n-Halbleiterstruktur führt, mit einer Verschiebung des Fermi-Niveaus. Im Fall von Silizium setzt sich die Reduzierung der benötigten Austrittsarbeit zu circa zwei Drittel aus der Dipolschicht und zu einem Drittel aus Bandverbiegung zusammen. Im Gegensatz dazu haben [Clemens und Mönch \(1975\)](#) bei den Untersuchungen von GaAs-Halbleitern gefunden, dass dort die Verschiebung des Fermi-Niveaus nur 10% der Gesamtänderung der Austrittsarbeit verursacht. Die exakten Auswirkungen müssen daher für jedes Material individuell betrachtet werden.

[Uebbing und James \(1970\)](#) konnten zeigen, dass sich der Effekt der Bandverbiegung auch durch eine Cs_2O -Schicht erreichen lässt. Sowohl in Metallen als auch in III-V Halbleitern (z.B. GaAs oder InP) konnte durch die Ausformung einer n-halbleitenden Cs_2O -Schicht die Austrittsarbeit auf 0,6 eV reduziert werden. Weiterhin konnte erklärt werden, dass eine dünne Schicht von Cs_2O durch Exzitonenemission kurzfristig zu einem negativen Photonenstrom führt, der direkt mit dem Sauerstoffpartialdruck in Zusammenhang steht, da durch die Bindung des Sauerstoffs zusätzliche Elektronen frei werden. Dieser Effekt kann auch bei der Aktivierung mit reinem Cäsium auftreten, falls der Sauerstoffpartialdruck zu hoch ist, wird aber nicht bei allen Versuchsaufbauten beobachtet und ist daher nicht abschließend erklärt.

2.2 Cäsium-Tellurid-Photokathoden (Cs_2Te)

Im ersten Kapitel wurde ausgeführt, dass Detektoren im UV-Bereich für den optischen Bereich blind sein sollen und dass dies am besten durch eine intrinsische Eigenschaft der Detektoren gelöst wird. Im Fall von Mikrokanalplattendetektoren wird dies durch Photokathoden realisiert, die nur auf Photonen im Energiebereich unter 300 nm bzw. über circa 4 eV reagieren. Prominente Beispiele dafür sind Cs_2Te und CsI, die bei unterschiedlichen Instrumenten Verwendung fanden (z.B. im MAMA Detektor auf dem Hubble Space Telescope, siehe Abschnitt 1.1). [Apker und Taft \(1953\)](#) haben als Erste die Eigenschaften von Cs_2Te untersucht und im opaken Modus eine maximale Quantenausbeute von 60% im hochenergetischen Bereich gemessen. Diese hohe Effizienz macht das Material zu einer exzellenten Wahl für den Einsatz in der UV-Astronomie und wird daher auch heute noch verwendet, obwohl aussichtsreiche Nachfolgekandidaten wie Galliumnitrid bereits untersucht werden und bald zu Verfügung stehen werden, siehe Abschnitt 2.4. [Powell u. a. \(1973\)](#) haben ausführliche Untersuchungen zu der Photoemission von Cs_2Te durchgeführt, die im Folgenden zusammengefasst werden.

2.2.1 Standardverfahren

In [Sommer \(1968\)](#) wird das Standardverfahren zur Herstellung von Cs_2Te beschrieben. Kernvoraussetzung sind Ultrahochvakuum mit einem Druck unter $1 \cdot 10^{-9}$ mbar sowie höchstmögliche Reinheit der Ausgangsstoffe. Es wird zuerst polykristallines Tellur als dünne Schicht auf ein Substrat aufgedampft, im opaken Modus typischerweise 100 nm, und dann bei circa 100°C bis 150°C mit Cäsium bedampft bzw. aktiviert. Während der Bedampfung wird die Probe mit einer UV-Lampe beleuchtet und der Photostrom gemessen. Abhängig von der Intensität beträgt der gemessene Photostrom wenige hundert Picoampere ([Powell u. a. 1973](#)) und steigt um einen Faktor 1000 bis 3000 während der Aktivierung. Nach Überschreiten der optimalen Menge an Cäsium sinkt der Photostrom wieder. Wird die Aktivierung beendet, erhöht sich der Photostrom wieder, da überschüssiges Cäsium von der Oberfläche verdampft. Der Halbleiter weist eine geringe Flächenleitfähigkeit auf, sodass der maximale Photostrom durch die geringe Leitfähigkeit der Schicht limitiert wird, die bei hoher Beleuchtung die Regeneration der Photokathode beeinflusst. Daher muss unter der Tellurschicht eine leitende Schicht aufgebracht werden oder ein leitendes Substrat gewählt werden. Insbesondere bei semitransparenten Photokathoden führt diese Eigenschaft zu einer niedrigeren Effizienz, da die leitende Schicht einen Teil des Lichts absorbiert. Der entstandene Halbleiter weist eine charakteristische grünlich-gelbe Färbung auf, die an der Atmosphäre innerhalb weniger Minuten zerstört wird und verschwindet.

In [Di Bona u. a. \(1996\)](#) wird der Standardprozess für den opaken Modus wie folgt beschrieben. Die Metallsubstrate aus Molybdän werden mit Diamantpulver poliert, dann mit Aceton und Ethanol gereinigt. Bei $5 \cdot 10^{-11}$ mbar werden die Proben für 30 min bei 500°C ausgeheizt. Der Photostrom wird mit einer Quecksilberlampe angeregt und mit einer sphärischen Anode gemessen, die auf einem positiven Potential von 100 V gegenüber dem Substrat liegt. Während der Bedampfung wird das Substrat konstant auf 120°C gehalten. Im ersten Schritt werden 10 nm Tellur aufgedampft, bei einer Rate von 1 nm/min, gefolgt von Cäsium, ebenfalls mit einer Rate von 1 nm/min. Nach Erreichen des maximalen Photostroms werden Cäsiumquelle und Heizung gleichzeitig ausgeschaltet.

2.2.2 Quantenausbeute

In der linken Seite der Abbildung [2.8](#) ist die energieabhängige Quantenausbeute aufgetragen. Für reines polykristallin aufgedampftes Tellur⁵ ist in Kurve (B) klar zu erkennen, dass der Grenzwert für Photoemission bei 5 eV bzw. 248 nm liegt, während die Verbindung Cs_2Te einen Grenzwert von 3,5 eV bzw. 354 nm aufweist. In den Kurven (A) und (D) taucht eine „Schulter“ der Photoemission unterhalb von 3,5 eV in Richtung des optischen Bereichs auf, die im Fall von UV-Detektoren eine unerwünschte Emission für optische Photonen produziert. Diese „Schulter“

⁵Tellur ist das 52. Element des Periodensystems, steht in der 6. Hauptgruppe und zählt zu den Chalkogenen. Auf Grund seiner Eigenschaften zählt Tellur zu den Halbmetallen und bildet in Reinform eine trigonale Kristallstruktur in der Raumgruppe $P3_121$. Kristallines Tellur hat einen anisotropen Widerstand und ist ein intrinsischer Halbleiter mit einer Bandlücke von 0,334 eV. Aufgedampft bildet sich eine polykristalline Schicht mit nur schwer bestimmbar Parametern.

wurde in Verbindung mit überschüssigem Cäsium gebracht (D) und kann entweder durch Heizen der Photokathode reduziert werden oder durch das Auftragen einer zusätzlichen Tellurschicht⁶ am Ende der Aktivierung. Die Kurve (A) zeigt drei Teilbereiche: Zwischen der Bandlücke bei 3,5 eV und 4 eV steigt die Photoemission um vier Magnituden und steigt weiter an, da bei höherer Energie die Austrittswahrscheinlichkeit von Elektronen nahezu linear ansteigt, bis zu einem lokalen Maximum von circa 40% bei 6,8 eV bzw. dem doppelten der Bandlücke E_G (siehe auch die schematische Darstellung der Bandstruktur in Abbildung 2.9). Ab diesem Energiebereich erhöht sich die Wahrscheinlichkeit für Elektron-Elektron-Stöße und Paarbildung mit steigender Energie, sodass die Quantenausbeute auf ein lokales Minimum bei 8,3 eV abfällt. Sobald die Photonenenergie größer als die Summe aus Bandlücke E_G und Schwellenwertenergie E_T ist, besteht erneut die Chance, dass ein Elektron den Halbleiter verlässt. Mit steigender Energie steigt die Chance dieses Elektrons, den Halbleiter zu verlassen, sodass bei 8,3 eV die Ausbeute wieder ansteigt und ihrem globalen Maximum von circa 60% bei 11 eV zustrebt. In der Praxis werden semitransparente Photokathoden mit einer deutlich reduzierten Quantenausbeute eingesetzt, siehe dazu die Ausbeute des MAMA-Detektors in der rechten Hälfte der Abbildung 2.8 sowie die Detektoreffizienz des UVIT-Detektors in der rechten Seite der Abbildung 2.16.

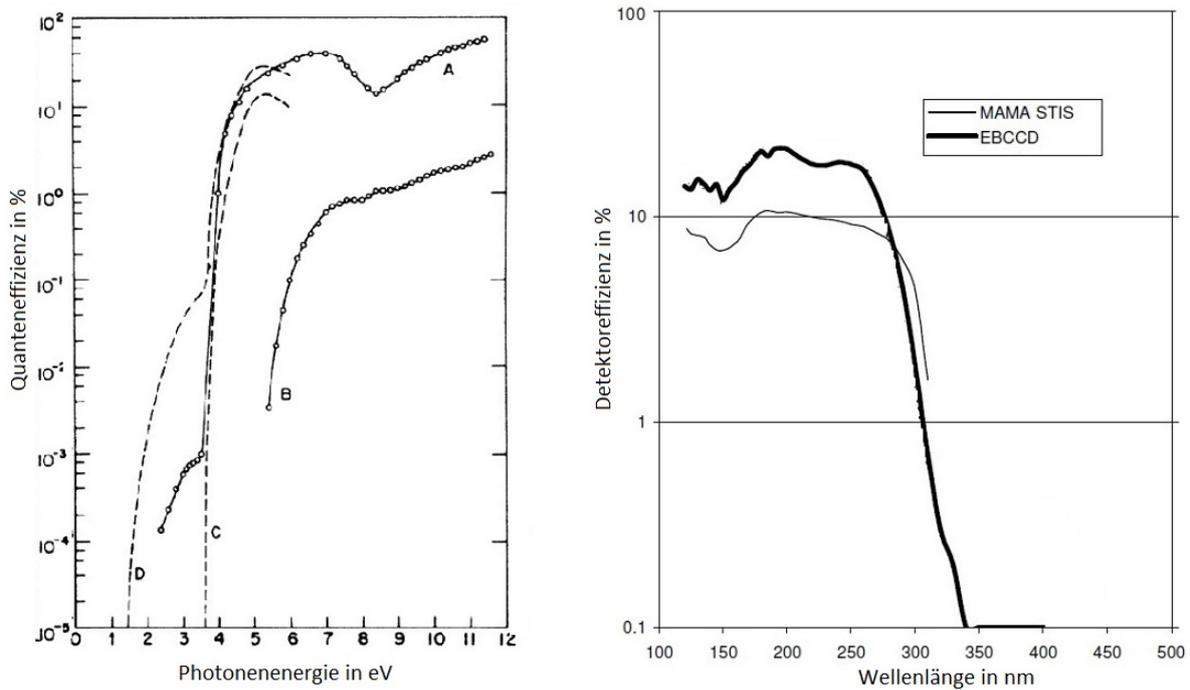


Abbildung 2.8: Links: Darstellung der energieabhängigen Quantenausbeute für (A) Cs_2Te von Powell u. a. (1973) und (B) ein reiner Tellurfilm ohne Cäsium. (C) und (D) zeigen als Vergleich die erhaltenen Werte für Cs_2Te von Apker und Taft (1953) mit und ohne überschüssigem Cäsium. Rechts: Darstellung der wellenlängenabhängigen Quantenausbeute der Cs_2Te Kathode, eingesetzt im MAMA Detektor des Hubble Space Telescope, sowie eines UV EBCCD Detektors von Photek Ltd in Kooperation mit der Rutgers University. Quelle: Howorth u. a. (2010). Diese Abbildungen wurden modifiziert.

⁶Das Auftragen einer zusätzlichen Tellurschicht reduziert die Quantenausbeute der opaken Photokathoden stark, daher ist davon abzusehen.

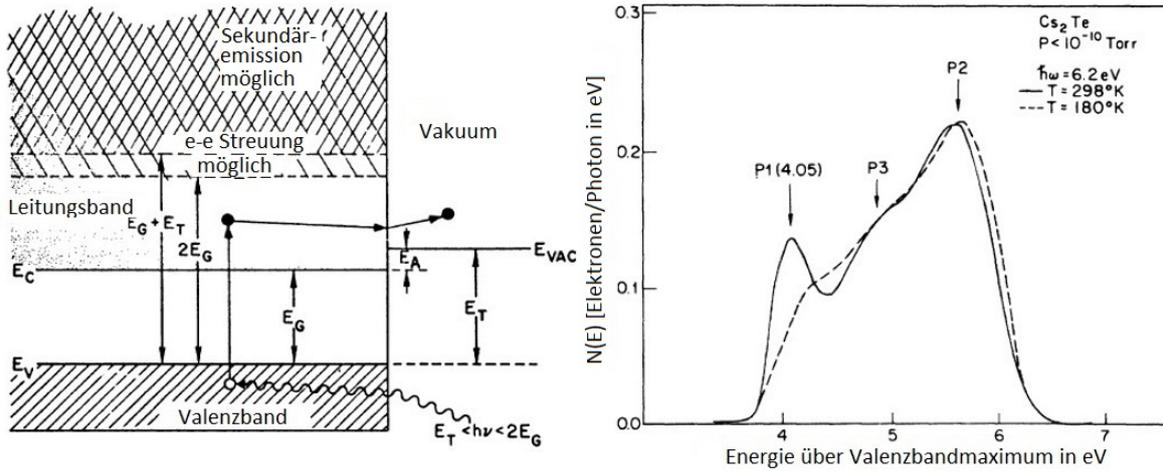


Abbildung 2.9: Links: Schematische Darstellung der Bandstruktur eines Halbleiters mit einer Bandlücke deutlich größer als die Elektronenaffinität. E_V ist das Valenzbandmaximum und E_C das Leitungsbandminimum getrennt durch die Bandlücke E_G . Das Vakuumniveau E_{VAC} liegt im Leitungsband und ist durch den Schwellenwert E_T für das Einsetzen der Photoemission vom Valenzband getrennt und entspricht der Summe aus Bandlücke und Elektronenaffinität E_A . Rechts: Darstellung der Energieverteilung der Elektronen, angeregt durch $\hbar\omega \geq 6,2 \text{ eV}$ bei zwei unterschiedlichen Temperaturen um den Effekt von Streuung am Gitter zu untersuchen. Quelle: Powell u. a. (1973). Diese Abbildungen wurden modifiziert.

2.2.3 Energieverteilungskurven

Powell u. a. (1973) haben die Energieverteilung der entstehenden Elektronen untersucht. Bei allen Messungen sind die Energien relativ zur oberen Kante des Valenzbandes angegeben. Im ersten Schritt konnte mit diesen Messungen das Fermilevel bestimmt werden, das $0,2 \text{ eV}$ über dem Valenzband liegt, sodass es sich bei Cs_2Te um einen p-Halbleiter handelt. In Abbildung 2.10 sind die Energieverteilungen für die unterschiedlichen Energiebereiche aufgetragen. Alle Kurven haben einen ersten Peak bei $E_{P1} = 4,05 \text{ eV}$, der dem Maximum der Zustandsdichte im Leitungsband entspricht, variiert um die Wahrscheinlichkeit, dass ein dort entstandenes Elektron den Halbleiter verlassen konnte. Für alle Kurven mit Photonenenergie über $5,5 \text{ eV}$ ist ein zweiter Peak erkennbar, der mit steigender Photonenenergie ansteigt und näherungsweise an der Position $E_{P2} = \hbar\omega - 0,7 \text{ eV}$ auftritt. Dieser wird in Verbindung mit einem lokalen Maximum der Zustandsdichte im Valenzband circa $0,7 \text{ eV}$ unterhalb des Valenzbandmaximums gebracht. Ein zweites lokales Maximum befindet sich $1,4 \text{ eV}$ unterhalb des Valenzbandmaximums und taucht bei Photonenenergien größer 6 eV auf und kann mit $E_{P3} = \hbar\omega - 1,4 \text{ eV}$ bestimmt werden. Die Form dieser drei Peaks ändert sich über einen großen Energiebereich kaum, siehe die Abbildung 2.10 links oben, auch wenn sich die relative Höhe der Peaks mit steigender Photonenenergie verschiebt. Die Elektronenverteilung ist vergleichbar mit Cs_3Sb und kann in erster Näherung durch ein direktes Übergangsmodell beschrieben werden, bei der die Wahrscheinlichkeit $P(E, \hbar\omega)$, dass ein Photon ein Elektron anregt proportional zu den Zustandsdichten ist:

$$P(E, \hbar\omega) \propto N_f(E)N_i(E - \hbar\omega). \quad (2.15)$$

Hierbei ist $N_i(E - \hbar\omega)$ die Zustandsdichte im Valenzband und $N_f(E)$ die Zustandsdichte im Leitungsband.

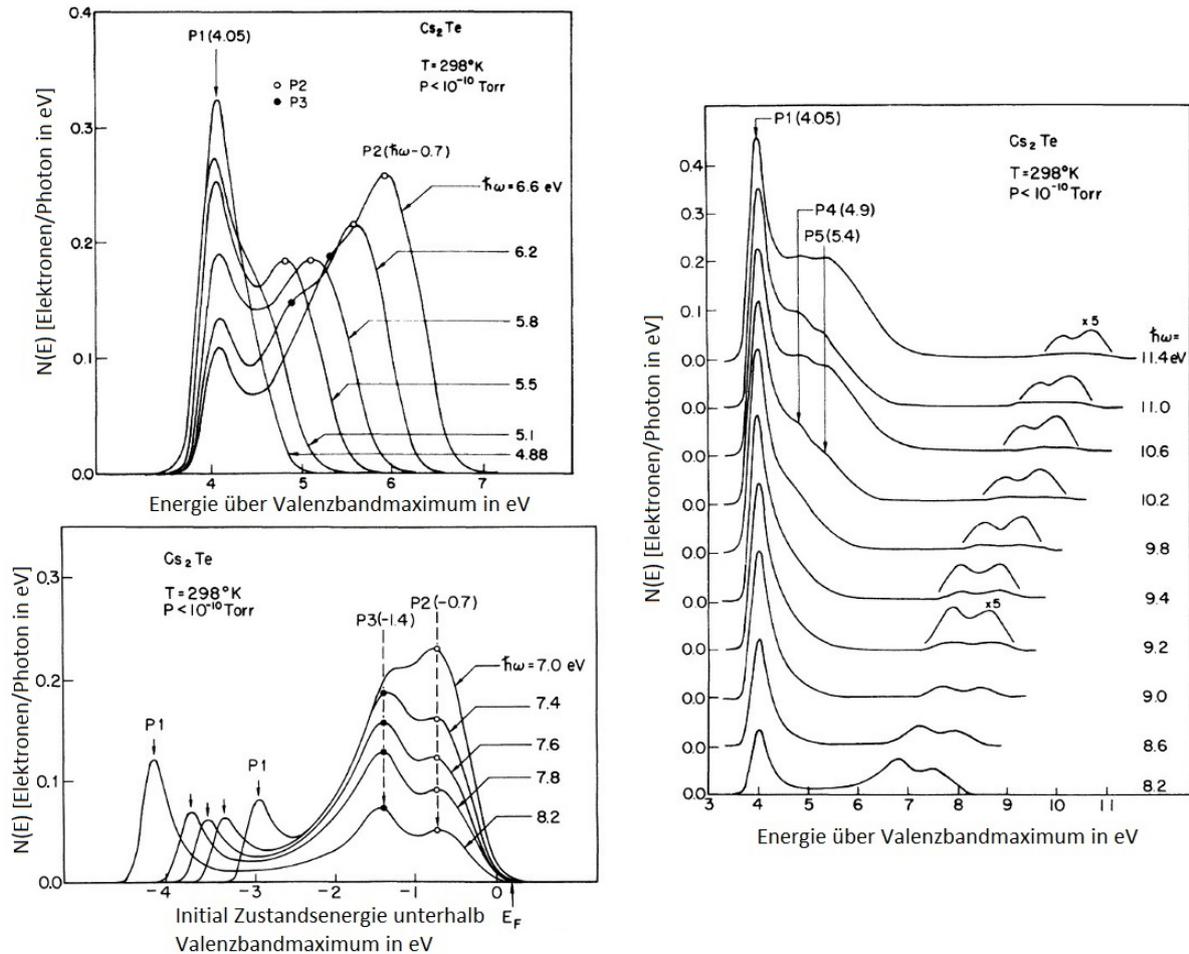


Abbildung 2.10: Darstellung der Energieverteilung der Elektronen, die den Halbleiter verlassen in Abhängigkeit von der Energie der anregenden Photonen. Quelle: Powell u. a. (1973). Diese Abbildungen wurden modifiziert.

Die Tatsache, dass der Peak P1 bis zu Energien von $\hbar\omega \geq 6,6 \text{ eV}$ dominant ist, lässt sich nur durch starke Phononen-Streuung erklären, da die Elektronen mit Energien höher als 4,05 eV nicht direkt in dieses Band angeregt werden können. Da die Streuung am Gitter temperaturabhängig ist und sowohl die Häufigkeit als auch der Energieverlust pro Stoß bei niedrigeren Temperaturen sinken, reduziert sich die Wahrscheinlichkeit, dass Elektronen genug Energie verlieren um in den Bereich maximaler Zustandsdichte des Leitungsbands zu kommen. In der rechten Seite der Abbildung 2.9 ist die Elektronenverteilung bei zwei unterschiedlichen Temperaturen gezeigt. Man erkennt deutlich, dass bei niedriger Temperatur der Peak P1 schwächer ausgeprägt ist, sodass auch die Effizienz der Photokathode temperaturabhängig ist.

Das Einsetzen der Paarbildung ab circa $\hbar\omega \geq 6,6 \text{ eV}$ bewirkt, dass Elektronen durch Stöße ein sekundäres Elektron-Loch-Paar bilden und dabei soviel Energie verlieren, dass ihre Energie unter den Schwellenwert E_T für Photoemission fällt. In diesem Fall reduzieren sich die Peaks P2 und P3 deutlich (siehe Abbildung 2.10 links unten). Die zusätzlichen sekundären Elektronen weisen ebenfalls noch keine ausreichend hohe Energie auf, um den Halbleiter zu verlassen, daher verbleibt P1 weitgehend konstant. Ab einer Energie von $\hbar\omega \geq 8,2 \text{ eV}$ haben die Elektronen ausreichend Energie, um bei einem Stoß in das Band der maximalen Zustandsdichte des Leitungsbands bei

4,05 eV gestreut zu werden und können dadurch aus dem Halbleiter entweichen. Dieses Maximum von P1 (siehe rechte Abbildung 2.10) ist auch bei sehr niedrigen Elektronenenergien zu finden und ist der effizienteste Weg für ein Elektron, den Halbleiter zu verlassen und dominiert damit auch das Elektronenenergieverteilungsspektrum. Ab $\hbar\omega \geq 9,4$ eV werden praktisch alle Elektronen gestreut und verlassen den Halbleiter mit Energien unterhalb von 5 eV und es bilden sich für $\hbar\omega \geq 10,2$ eV zwei neue Peaks bei $E_{P4} = 4,9$ eV und $E_{P5} = 5,4$ eV, die den Peak P1 überlagern. Aus den Positionen von Peak P1 und P2 der nicht gestreuten Elektronen kann die Verteilung der Zustandsdichte im Valenzband bestimmt werden. Die Peaks korrelieren mit der Spin-Aufspaltung von Tellur $5p^{3/2} - 5p^{1/2}$ und definieren ein schmales Valenzband von 2 eV Breite.

2.2.4 Chemische Zusammensetzung

Soriano u. a. (1990) haben durch ausführliche Röntgenphotoelektronenspektroskopie (XPS)⁷ und Augerelektronenspektroskopie (AES)⁸ Spektren während der Filmbildung von Cs₂Te-Schichten aufgenommen und konnten zeigen, dass sich die Änderung der Effizienz während der Filmbildung auf eine Änderung der chemischen Zusammensetzung zurückführen lässt. Insbesondere konnte gezeigt werden, dass es vier unterschiedliche Formen von Tellur gibt: halbmimetallisches Te^m, Te⁻ und Te²⁻ Anionen und elementares Te⁰. Das halbmimetallische Tellur, das initial aufgedampft wird, zeigt keine Photoemission, die erste Monolage von Cäsium reduziert die Arbeitsfunktion entsprechend des in Abschnitt 2.1.6 beschriebenen Effekts der Oberflächenaktivierung. Weitere Bedampfung lässt Cs_{0,9}Te entstehen, das als Erstes eine messbare Photoemission zeigt. Bei Cs_{2,4}Te ist sämtliches metallisches Tellur verschwunden und die Schicht ist gesättigt mit Cäsium. Das überschüssige Cäsium entspricht in diesem Versuch einer zusätzlichen Monolage an der Oberfläche des Films. In einem weiteren Schritt konnte gezeigt werden, dass sowohl die Schicht, als auch die zusätzliche Monolage von adsorbiertem Cäsium, stabil gegenüber Änderungen sind und zusätzlich aufgedampftes Tellur keine Reaktion mit dem überschüssigen Cäsium zeigt.

Es handelt sich bei Cs₂Te um eine ionische Bindung mit einem schmalen Valenzband von 1,64 eV Breite, dessen Valenzelektronen bei den Te²⁻ Anionen angesiedelt sind. Die in Abbildung 2.8 zu sehende „Schulter“ der Photoemission bei niedrigeren Energien kann eindeutig mit freien Oberflächenzuständen des überschüssigen Cäsiums in Verbindung gebracht werden. Während dieser Messungen wurden unter anderem auch weitere Mischzustände von Cäsium und Tellur beobachtet, siehe auch Abbildung 2.11 mit der Übersicht der möglichen chemischen Verbindung. Ruth u. a. (2013) untersuchen unter anderem die Verwendung von Cs₂Te₅ (001) für den Einsatz als Photokathode im optischen Bereich mit einer reduzierten Arbeitsfunktion von 1,87 eV und einer Bandlücke von 0,0309 eV und damit einer erwarteten Quanteneffizienz über der von Cs₂Te. Da

⁷Durch die Anregung durch Röntgenstrahlung kann durch den Photoeffekt ein Elektron aus dem Festkörper ausgelöst werden. Aus der Messung der Bindungsenergie kann zweifelsfrei das dazugehörige Element bestimmt werden und aus dem Verhältnis der Peaks die chemische Zusammensetzung.

⁸AES basiert auf dem gleichen Prinzip wie XPS, besitzt aber eine geringe Eindringtiefe und ist zur Untersuchung der ersten 10 Atomlagen geeignet. Kombiniert mit Ar⁺-Sputtering kann die Oberfläche Atomlagenweise abgetragen werden und ein Tiefenprofil der chemischen Zusammensetzung einer Probe erstellt werden.

es im optischen Bereich nicht mehr unempfindlich ist, ist für eine UV-Anwendung diese Photokathode uninteressant, muss aber als eventuell ungewolltes Nebenprodukt in Betracht gezogen werden.

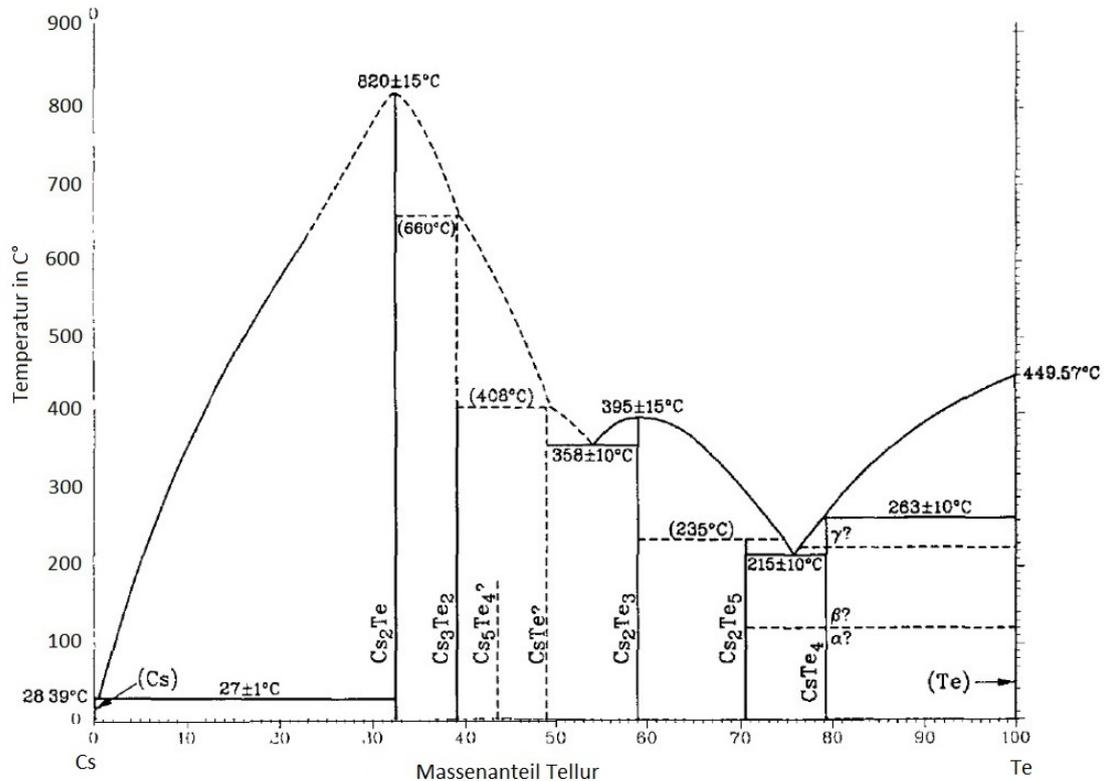


Abbildung 2.11: Phasendiagramm der unterschiedlichen Reaktionsprodukte von Cäsium und Tellur in Abhängigkeit des Massenanteils und der Temperatur von Sangster und Pelton (1993). Auf Grund der Vielzahl an möglichen Verbindungen muss bei der Herstellung von Cs_2Te -Photokathoden beachtet werden, dass die richtige Verbindung hergestellt wird. Diese Abbildung wurde modifiziert.

Eine weitere XPS-Analyse wurde von Di Bona u. a. (1996) durchgeführt, die Photokathoden während der Bedampfung untersucht haben, siehe dazu das in Abschnitt 2.2.1 beschriebene Herstellungsverfahren. In der rechten Seite der Abbildung 2.12 ist der Ablauf der Filmbildung mit den unterschiedlichen Stadien des Verhältnisses von Cs/Te beschrieben. Bei Phase a) beginnt die Bedampfung mit Cäsium, bei b) beläuft sich das Verhältnis auf 0,6, bei c) auf 1,2, bei d) auf 1,9 und bei e) zeigt sich ein Verhältnis Cs/Te von 2,5 und damit 25% über dem Erwartungswert, aber innerhalb des Fehlersbereichs für die gewählten Schichtparameter. Es ist daher nicht eindeutig, ob die Schicht tatsächlich einen Überschuss an Cäsium aufweist, oder die Messung unpräzise ist. Die einzelnen Stufen in der Quantenausbeute zeigen, dass der Filmbildungsprozess nicht kontinuierlich, sondern ebenfalls in unterschiedlichen Phasen abläuft. Bei Betrachtung der Bindungsenergie von Te 3d, siehe Abbildung 2.13, wurde festgestellt, dass bei Phase b), die circa 20 nm Cäsium entspricht, die eine Hälfte des Tellurs immer noch in metallischer Form vorliegt, während die andere Hälfte schon eine Cs-Tellur Verbindung mit einem Verhältnis von 1,2 eingegangen ist. Dabei wird das gemessene Bindungsenergiespektrum mit Hilfe eines Modells simuliert, um den

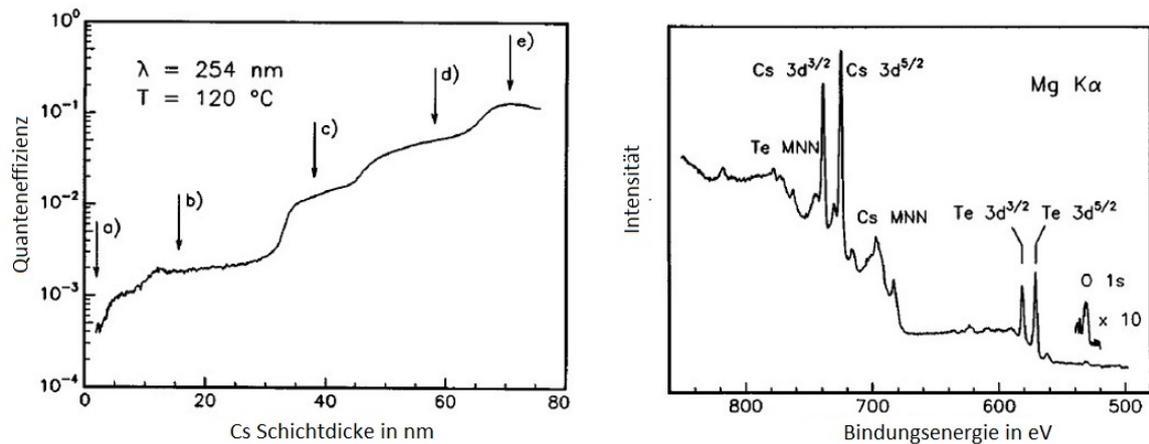


Abbildung 2.12: Links: Darstellung der 5 unterschiedlichen Herstellungsphasen einer Cs_2Te -Photokathode durch Di Bona u. a. (1996). Bei a) reagiert das Cäsium mit dem reinen Tellurfilm, bei b), c), d) werden die unterschiedlichen Phasen der Filmbildung durchlaufen mit spezifischen Charakteristika und bei e) ist der finale Film mit maximaler Quantenausbeute fertiggestellt. Rechts: XPS-Spektrum der fertigen Photokathode mit den Hauptbeiträgen für die Photoemission durch Cs $3d$, Te $3d$ und O $1s$. Diese Abbildungen wurden modifiziert.

Einfluss der einzelnen Komponenten zu erhalten. Bei c) verschwindet der Anteil des reinen Tellurs und das Maximum der Bindungsenergie verschiebt sich in Richtung der eingezeichneten 571 eV -Linie, die einer chemischen Zusammensetzung von $\text{Cs}_{1,2}\text{Te}$ entspricht. Bei 60 nm Cäsium bzw. Phase d) setzt sich die Bindungsenergie aus drei Komponenten zusammen. Die neue Komponente bei 571 eV wird mit Cs_xTe mit $x \geq 1,2$ identifiziert, wobei x nicht eindeutig bestimmt werden kann. Daher wurde bei d') die Messung unter einem anderen Einfallswinkel wiederholt um festzustellen, dass die chemische Änderung sich circa 5 nm unterhalb der Oberfläche abspielt und damit etwas außerhalb der Austrittslänge der Elektronen von 2 nm . Die Endphase e) mit maximaler Quantenausbeute ist bei einer Schichtdicke von 70 nm Cäsium erreicht und entspricht einer kombinierten Bindungsenergie von $571,5 \text{ eV}$. Unter der Annahme, dass sich die optimale Quantenausbeute für Cs_2Te ergibt, muss in dem Mischzustand $x \geq 2$ sein. Am Ende ergibt sich eine homogene Cs_2Te -Schicht mit einem eindeutigen Profil. Die Messungen von Di Bona u. a. und Soriano u. a. stimmen überein und bestätigen die Entstehung einer uniformen Cs_2Te -Schicht mit eventuell vorhandenem überschüssigen Cäsium an der Oberfläche.

Bei einer energieabhängigen Messung der Quantenausbeute konnte weiterhin festgestellt werden, dass mit zunehmendem Cäsiumanteil die Ausbeute steigt, dieser Anstieg für höhere Wellenlängen aber überproportional stark ist. Beim Übergang von Phase d) nach e) verdoppelt sich die Ausbeute bei $4,9 \text{ eV}$ (254 nm), während die Ausbeute bei $3,7 \text{ eV}$ (334 nm) um einen Faktor 100 steigt. Dieser überproportionale Anstieg kann als Indikator für die Entstehung von Cs_2Te verwendet werden und steht in Einklang mit der in Abschnitt 2.1.6 beschriebenen Theorie.

2.2.5 Stöchiometrie und Simulation

Um in der Praxis die passende chemische Zusammensetzung der Schicht zu erhalten, muss das Verhältnis auf messbare Größen umgerechnet werden. In der Praxis können die Schichtdicken t_{Te}

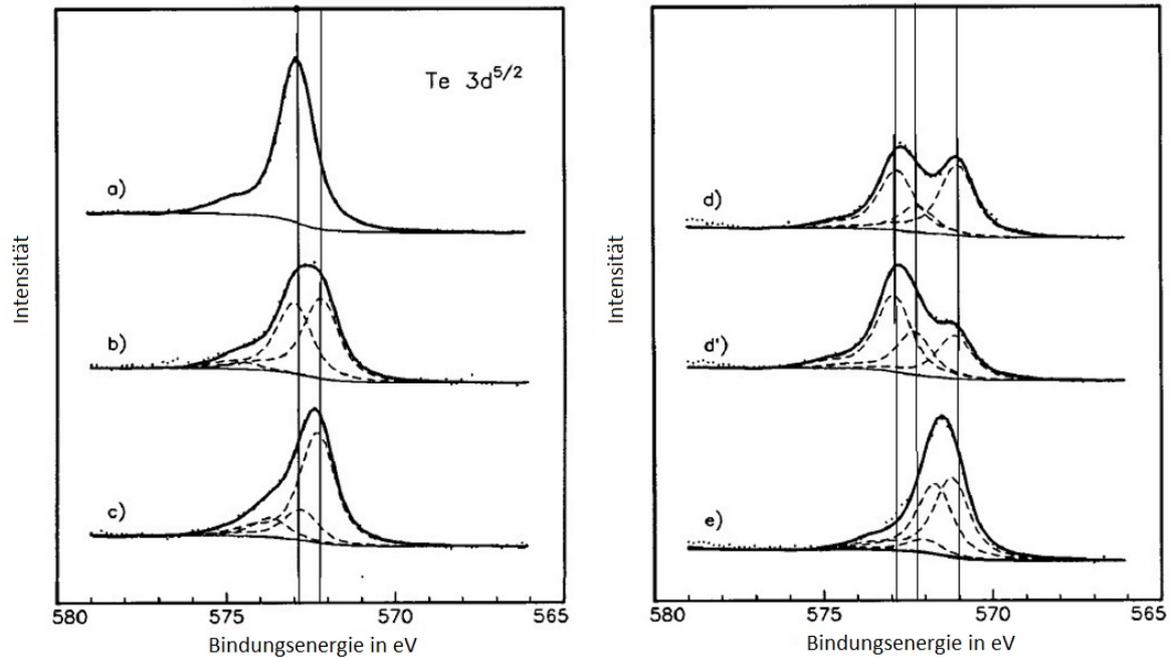


Abbildung 2.13: Darstellung des Te 3d Features der XPS-Studie von [Di Bona u. a. \(1996\)](#) während den unterschiedlichen Phasen der Filmbildung. Die einzelnen Werte wurden in einzelne Komponenten zerlegt und zur besseren Vergleichbarkeit normiert. Die drei eingezeichneten Linien entsprechen 572,9 eV für die reine Tellurlinie, 572,2 eV für $\text{Cs}_{1,2}\text{Te}$ und 571 eV für eine Verbindung Cs_xTe mit $x \geq 1,2$. Aus der Änderung der Bindungsenergie lässt sich die Änderung der chemischen Zusammensetzung des Films ableiten. Diese Abbildungen wurden modifiziert.

und t_{Cs} während des Aufdampfprozesses gemessen werden, daher ergibt sich für die Stöchiometrie:

$$\frac{N_{\text{Cs}}}{N_{\text{Te}}} = \frac{\rho_{\text{Cs}} t_{\text{Cs}} m_{\text{Te}}}{\rho_{\text{Te}} t_{\text{Te}} m_{\text{Cs}}} \approx 0,29 \cdot \frac{t_{\text{Cs}}}{t_{\text{Te}}} \quad (2.16)$$

wobei die Dichten $\rho_{\text{Cs}} \approx 1,9 \text{ g cm}^{-3}$ und $\rho_{\text{Te}} \approx 6,25 \text{ g cm}^{-3}$ eingehen sowie die unterschiedlichen Massenzahlen $m_{\text{Cs}} = 132,9 \text{ u}$ und $m_{\text{Te}} = 127,6 \text{ u}$. Damit ergibt sich als Beispiel für eine Schichtdicke von 10 nm Tellur eine optimale Schichtdicke von 68,5 nm Cäsium.

Basierend auf den optischen Konstanten und damit der Absorptionslänge sowie der mittleren freien Weglänge der Elektronen haben [van Oerle \(1997\)](#) und [Johnson \(1992\)](#) Monte-Carlo-Simulationen für die optimale Schichtdicke durchgeführt. Von [van Oerle](#) wurde eine optimale Schichtdicke von 70 nm Schichtdicke berechnet, siehe [Abbildung 2.14](#), und [Johnson](#) berechnete eine Schichtdicke von 68 nm. Die geringfügigen Unterschiede der beiden Ergebnisse ergeben sich wahrscheinlich aus den unterschiedlichen optischen Konstanten, die als Grundlage für die Berechnung angenommen wurden. [Johnson](#) verwendete einen Brechungsindex von $n = 0,75 \pm 0,01$ und einen Absorptionskoeffizienten $\kappa = 0,75 \pm 0,01$ für 265,2 nm, [van Oerle](#) macht keine Angaben zu den verwendeten Parametern.

Während die Simulationen und die erhaltene Effizienz in vielen Fällen übereinstimmen, berichten [Chevallay u. a. \(2000\)](#), dass die Stöchiometrie deutlich von 1:2 abweicht. Bei der Herstellung ihrer Photokathoden kommen auf 10 nm Tellur nur 15 nm Cäsium, sodass sie ein Verhältnis $N_{\text{Cs}}/N_{\text{Te}} = 0,44$ anstelle des erwarteten Verhältnisses von $N_{\text{Cs}}/N_{\text{Te}} = 2$ für Cs_2Te erhalten.

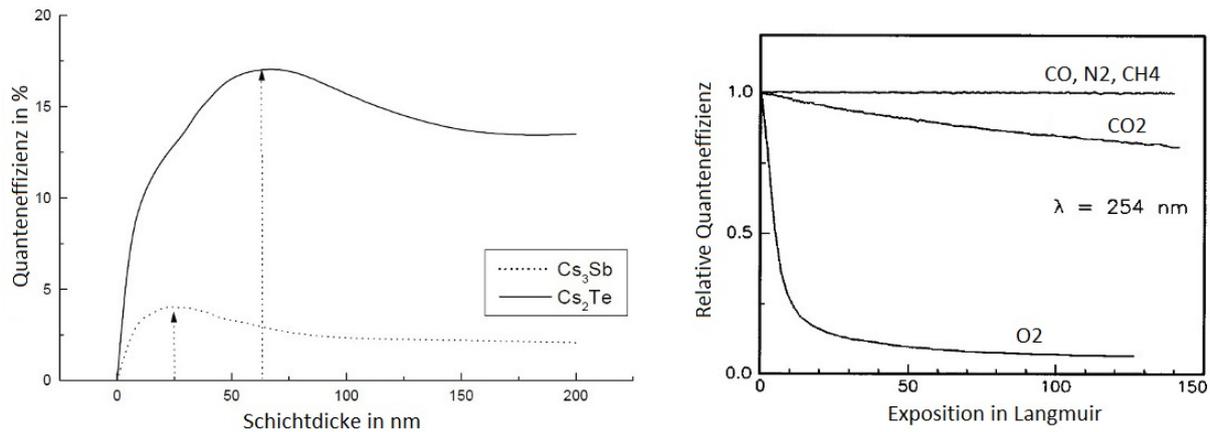


Abbildung 2.14: Links: Darstellung der durch Monte-Carlo-Simulation erhaltenen Abhängigkeit der Quanteneffizienz von Cs₂Te und Cs₃Sb in Abhängigkeit der Gesamtschichtdicke im opaken Modus von van Oerle (1997). Mit steigender Schichtdicke steigt die Absorption der Photonen linear an, aber umso tiefer die Elektronen entstehen, desto niedriger ist die Wahrscheinlichkeit, dass sie die Photokathode verlassen können. Rechts: Messung der relativen Quantenausbeute während der Belüftung mit unterschiedlichen Gasen. Di Bona u. a. (1996) konnten zeigen, dass sich die Ausbeute auf 1/e bei 1100L CO₂ bzw. 15L O₂ reduziert, wobei 1 Langmuir (L) etwa $1,33 \cdot 10^{-6}$ mbar s entspricht. Diese Abbildungen wurden modifiziert.

Eine Beeinflussung der Photokathode durch ihr Substrat konnte ausgeschlossen werden, daher wird die Ausbildung von einer Cs₂Te₅-Schicht vermutet mit einem Verhältnis von 0,4.

2.2.6 Einfluss von Restgas auf Photokathodenherstellung

Di Bona u. a. haben während ihrer XPS-Analyse auch den Einfluss von Gas auf die Photokathode gemessen. Zu diesem Zweck wurden die Photokathoden CO, N₂, CH₄, CO₂ und O₂ ausgesetzt und die Änderung der relativen Quantenausbeute gemessen. Dabei zeigen CO, N₂ und CH₄ keinen Einfluss, CO₂ einen schwachen und O₂ einen starken Einfluss auf die Kathode, siehe Abbildung 2.14. Die Degradierung durch Sauerstoff erfolgt in zwei Phasen exponentiellen Abfalls der Quantenausbeute. Das Verhältnis von Cs/Te steigt von 2,4 auf 5,7 an der Oberfläche und noch höher im Inneren der Schicht, während das Verhältnis Cs/O relativ konstant über die Eindringtiefe zwischen 1,4 bis 1,7 liegt. Diese Messwerte lassen sich durch die Ausbildung einer einatomigen Tellurlage auf einer dickeren Schicht aus oxidiertem Cäsium erklären. Aus der Messung der Bindungsenergie wird ersichtlich, dass mehr als die Hälfte des Tellurs in oxidiert Form vorliegt und die ursprüngliche Cs₂Te-Schicht sich aufgelöst hat.

Es wurde außerdem gezeigt, dass durch Heizen bei gleichzeitiger Bestrahlung mit starkem UV-Licht der negative Effekt durch die Exposition durch Sauerstoff zum Teil rückgängig gemacht werden kann. Dabei wurde festgestellt, dass dies eine exklusive Eigenschaft von Cs₂Te ist und nicht für die Cs_{1,2}Te- und Cs_{x≥2}Te-Verbindungen gilt. Im optimalen Fall konnte die zerstörte Photokathode mit etwa 50% der ursprünglichen Quantenausbeute wiederhergestellt werden, wobei bei den XPS-Messungen festgestellt wurde, dass 30% des Tellurs wieder in metallischer Form vorliegt und nicht mehr gebunden in Cs₂Te. Die zuvor gemessenen Telluroxide sind nur noch in geringen Spuren vorhanden und haben einen geringen Einfluss auf die Quantenausbeute.

2.3 Cäsiumiodid-Photokathoden (CsI)

Hilsch und Pohl (1928) haben als Erste die Photoemission von Cäsiumiodid untersucht und damit die Grundlagen für eine der effizientesten Photokathoden im ultravioletten Bereich gelegt. In der linken Abbildung 2.15 ist die energieabhängige Quantenausbeute einer opaken CsI Photokathode zu sehen. Durch Phononstöße erhöht sich die Quantenausbeute mit steigender Dicke bis zu einem Maximum nahe eins. Die Herstellung erfolgt unter Hochvakuum und insbesondere Wasser und Sauerstoff beeinträchtigen die Ausbildung eines kristallinen Gitters, dessen Qualität durch Tempern bei 400 °C verbessert werden kann. Die Bandlücke liegt bei 6,2 eV, sodass CsI für Licht mit einer Wellenlänge größer als 200 nm unempfindlich ist. In der Praxis werden auch semitransparente Photokathoden eingesetzt, zum Beispiel in den Mikrokanalplatten Detektoren, die im UV-Instrument von Astrosat, dem Weltraumteleskop der Indischen Weltraumbehörde⁹, eingesetzt werden. Astrosat ist mit fünf Instrumenten ausgerüstet, unter anderem UVIT für den ultravioletten Bereich mit zwei Detektoren für FUV und NUV und soll Ende 2015 starten. In Abbildung 2.16 ist die Detektoreffizienz des FUV-Detektors mit einer CsI-Photokathode und des NUV-Detektors mit einer Cs₂Te-Photokathode aufgetragen, die reine Quanteneffizienz der Photokathoden liegt geringfügig darüber. Die Photokathoden wurden dabei jeweils im semitransparenten Modus eingesetzt.

Alternativ können die Photokathoden direkt auf die Mikrokanalplatten aufgetragen werden und im opaken Modus betrieben werden (siehe auch Abschnitt 1.2.1). Die Elektronen werden mit einer Spannung direkt in die Kanäle der Mikrokanalplatten gezwungen. Abhängig von der Photokathode wachsen sie aber nur schlecht auf den Mikrokanalplatten, da diese keinen gleichmäßigen Untergrund bilden und sich die Gitterkonstanten der Materialien zum Teil zu stark unterscheiden, um einen stabilen Film zu bilden. Weiterhin erschwert die geringe Temperaturtoleranz der Mikrokanalplatten das Wachstum vieler Photokathoden, so dass dieses Verfahren nicht auf alle Photokathoden übertragbar ist. In Abbildung 2.17 sind die Ergebnisse für CsI und zwei vergleichbare Photokathoden (NaBr und KBr) im opaken Modus aufgetragen. Die gemessene Quanteneffizienz liegt im Vergleich zu den in Abschnitt 2.16 gezeigten semitransparenten Photokathoden um einen Faktor 4-8 höher.

Triloki u. a. (2015) haben die optischen und chemischen Eigenschaften von 500 nm dicken CsI Filmen untersucht und konnte zeigen, dass sich eine homogene, körnige Schicht mit einer 95%igen Bedeckung bildet. Die einzelnen Körner weisen eine durchschnittliche Ausdehnung von 300 nm auf. Es bildet sich ein raumzentriertes Gitter mit einer Gitterkonstanten von 0,466 nm. Bei Transmissionsmessungen wurden zwei Absorptionspeaks bei 207 nm und 222 nm gefunden, die als Indiz für die Qualität der Schicht dienen können, da flächenzentrierte Gitter diese Absorptionspeaks nicht zeigen. Diese Peaks sind korreliert mit der Bildung von Exzitonen (angeregte, gebundene

⁹Mehr Details zum Ultraviolet Imaging Telescope (UVIT) und Astrosat der Indian Space Research Organisation (ISRO) finden sich auf <http://astrosat.iucaa.in/>

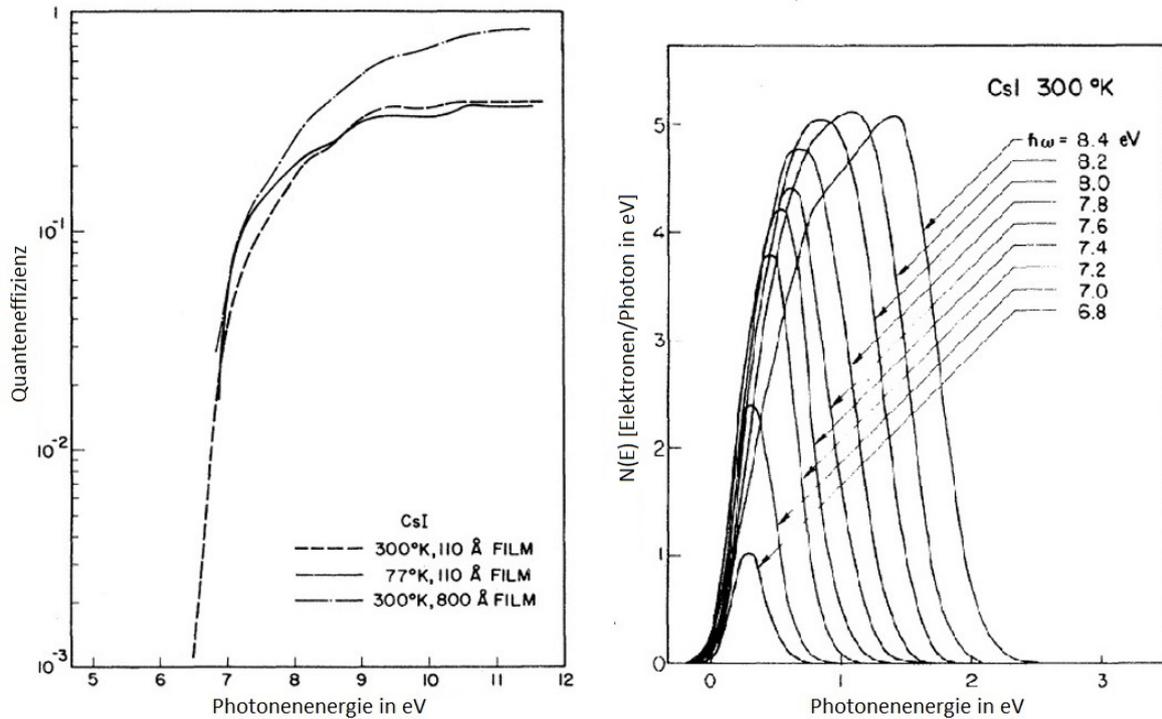


Abbildung 2.15: Links: Energieabhängige Elektronenausbeute von drei opaken CsI-Filmen unterschiedlicher Dicke und bei unterschiedlicher Temperatur. Messungen bei niedrigerer Temperatur reduzieren ein thermisches Verschmieren der Messung und erlauben präzisere Messungen. Bei hohen Schichtdicken erreicht die Quantenausbeute fast eins. Rechts: Elektronenenergieverteilung für Photoenergien unterhalb von 8,6 eV zeigen ein gaußförmiges Spektrum ohne besondere Charakteristika. Quelle: DiStefano und Spicer (1972). Diese Abbildungen wurden modifiziert.

Elektron-Loch-Paare) nahe der Bandkante. Die vermessenen Schichten erwiesen sich im Messbereich 190 nm bis 225 nm als opak, während die Transmission bei höheren Wellenlängen auf über 80% ansteigt, sodass davon ausgegangen werden kann, dass CsI für optische Photonen blind ist.

In der rechten Seite der Abbildung 2.15 sowie in der linken Seite in Abbildung 2.18 sind die energieabhängigen Elektronenenergieverteilungen emittierter Elektronen aufgetragen. Man erkennt das Einsetzen der Photoemission knapp über der Bandlücke sowie das gaußförmige Spektrum für niedrige Photonenenergien, das leider kein Indiz für Exzitonen-Anregung, die im Absorptionsspektrum gesehen wird, liefert. Ab 8,6 eV entsteht eine differenzierte Struktur mit mehreren Peaks, die sich auch in der Quanteneffizienz widerspiegelt. Basierend auf diesen Messungen können die Bandstruktur, sowie die beteiligten Energiezustände ermittelt werden.

In der rechten Seite der Abbildung 2.18 ist die Bandstruktur von CsI, relativ zum Fermilevel bei 300 K aufgezeichnet. Typisch für ionische Isolatoren zeigt CsI keine Oberflächenzustände und daher auch keine damit in Verbindung stehende Bandverbiegung. Die gemessene Photoemission für Energien unterhalb von 11,8 eV entsteht in der $I^{-5}p^6$ Schale, während die höheren $Cs^{+5}p^6$ Zustände keinen Beitrag liefern. Die zwei schmalen Bänder im Leitungsband machen sich durch eine Modulation der Energieverteilung in Folge von Streuung bemerkbar und werden als flache d -Symmetrie Bänder identifiziert. Besonderes Augenmerk liegt auf dem dreifachen Peak oberhalb von 10,6 eV, der nur durch Blochwellenanregung des Gitters erklärt werden kann, siehe dazu

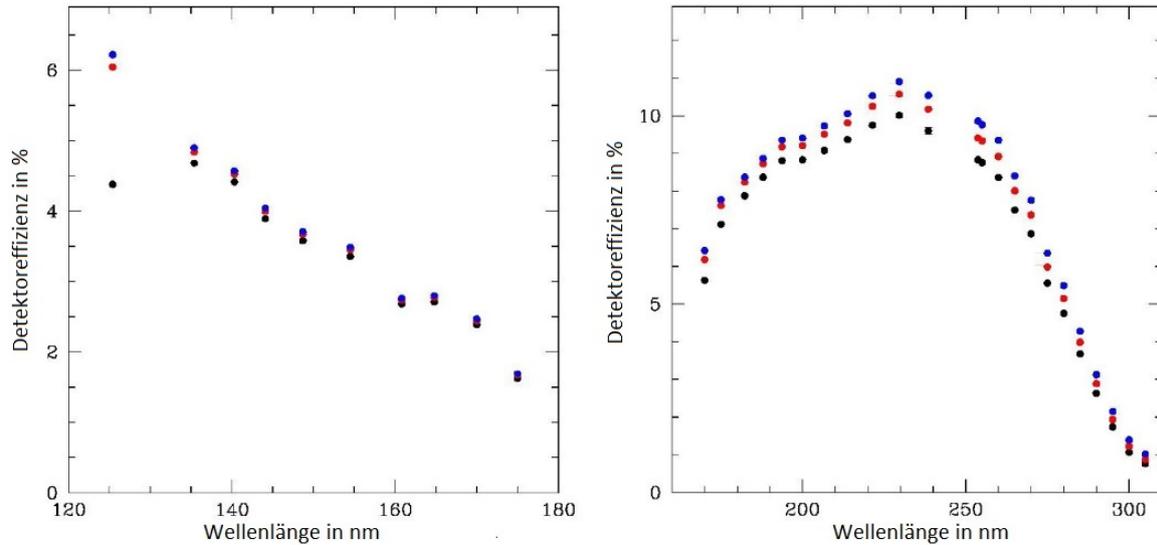


Abbildung 2.16: Stalin u. a. (2010) haben die Effizienz des UVIT-Detektors (ohne Optik) bei unterschiedlichen Wellenlängen vermessen, links die Messung der CsI-Photokathode im FUV-Bereich, rechts die Cs₂Te-Photokathode im NUV-Bereich. Gleichzeitig wurde eine Uniformitätsmessung durchgeführt, indem eine unterschiedliche Anzahl an Pixel ausgelesen wurde. Die schwarzen Punkte entsprechen 30x30 Pixel, die roten 50x50 und die blauen einem Bereich von 70x70 Pixel. Die Quanteneffizienz der Photokathoden weicht von der Detektoreffizienz ab, diese liefert aber trotzdem einen Anhaltspunkt über Form und Höhe der Quantenausbeute praktisch eingesetzter Photokathoden. Diese Abbildungen wurden modifiziert.

DiStefano und Spicer (1972), da eine Degeneration der Valenzbandzustände des CsI-Kristalls nur einen Doppelpack erklären kann.

2.4 Galliumnitrid-Photokathoden (GaN)

In Abschnitt 2.1.4 wurde angesprochen, dass durch geschickte Dotierung manche Materialien eine negative Elektronenaffinität erhalten können und damit zu besonders effektiven Photokathoden werden. Ein besonders aussichtsreicher Kandidat für die Anwendung im UV-Bereich ist Galliumnitrid, das mit Cäsium und Sauerstoff aktiviert wird. Uchiyama u. a. (2005) haben am Central Research Laboratory von Hamamatsu Photonics (Japan) opake GaN basierte Photodioden auf Saphir mit Quantenausbeuten von 71,9% bei 5,4 eV hergestellt, siehe linke Seite der Abbildung 2.19. Durch Dotierung mit Magnesium kann die Quanteneffizienz stark beeinflusst werden und Uchiyama u. a. haben herausgefunden, dass bei einer Mg-Dotierung von $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, die maximale Quantenausbeute erreicht ist. Basierend auf dem Spicer-Drei-Stufen-Modell wurde die Austrittswahrscheinlichkeit von Elektronen mit 0,8 angenommen und die Diffusionslänge der Elektronen simuliert. Für 150 nm ist eine gute Übereinstimmung mit dem Messergebnissen erreicht. Mit steigender Magnesiumkonzentration fällt die Diffusionslänge, womit ein Absinken der QE bei höheren Konzentrationen erklärt werden kann. Die Bandlücke wird mit 3,4 eV bestimmt und ist leicht am starken Abfall der QE bei niedrigeren Energien zu erkennen. Damit übertrifft Galliumnitrid die Quantenausbeute aller anderen bekannten Photokathoden. Problematisch ist die Herstellung von uniformen Schichten, da die Gitterkonstanten von Substrat und Galliumnitrid nicht zu unterschiedlich sein dürfen, sowie die benötigte hohe Temperatur bei der Herstellung

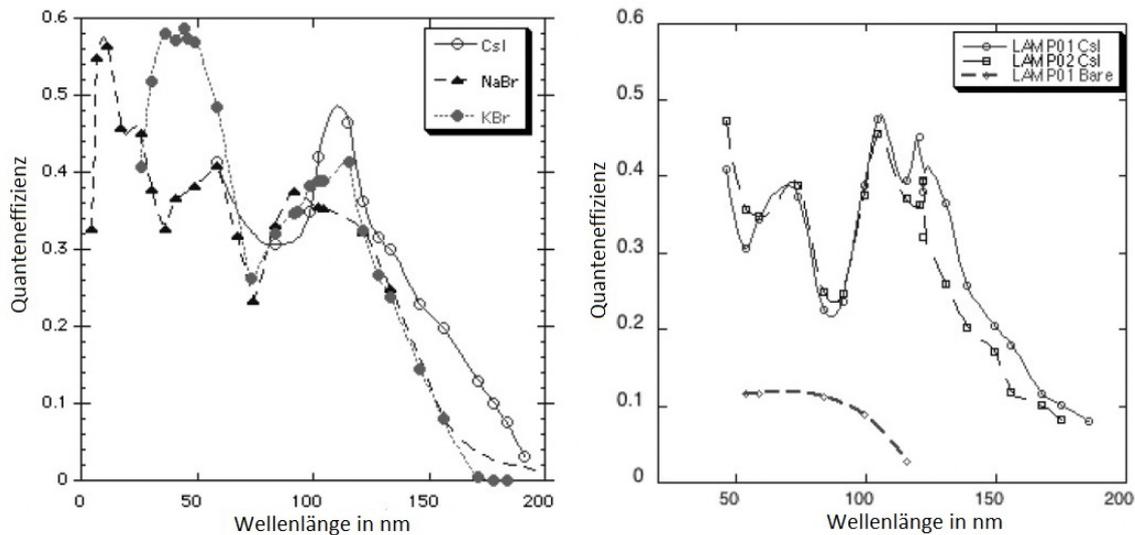


Abbildung 2.17: Werden MCPs direkt mit einer Photokathode im opaken Modus beschichtet, kann eine deutlich höhere Quantenausbeute erreicht werden. Links: QE von drei Philips MCPs mit $12\ \mu\text{m}$ Poren und einem L/D (Porenlänge zu Porendurchmesser Verhältnis) von 40:1 beschichtet mit CsI, NaBr und KBr. Rechts: QE dreier Photonis MCPs mit $12\ \mu\text{m}$ Poren und L/D 80:1, ohne Beschichtung (bare) und mit CsI. Quelle: Siegmund u. a. (2007). Diese Abbildungen wurden modifiziert.

durch „metalorganic chemical vapor deposition“ (MOCVD).

Da für den Einsatz im UV Bereich optisch unempfindliche Photokathoden gewünscht sind, wurden von Hamamatsu Photonics weitere Experimente mit GaN-AlN auf Siliziumsubstraten durchgeführt, vorgestellt von Fuke u. a. (2008). Es wurden GaN Schichten mit „metal organic chemical vapor phase epitaxy“ bei Temperaturen von $1050\ \text{°C}$ auf einer Sperrschicht von GaN-AlN hergestellt. Diese wurden in einer Photodiode montiert, ausgeheizt und bei $1 \cdot 10^{-8}$ mbar mit Cäsium und Sauerstoff aktiviert. Durch Optimierung des Herstellungsprozesses konnten Photokathoden mit einer Effizienz von 25% bei 350 nm und 45% bei 200 nm erhalten werden, die gleichzeitig bei 450 nm eine um vier Magnituden niedrigere Effizienz aufweisen und damit als optisch blind gelten können, siehe Abbildung 2.20. Im Vergleich zu den beschriebenen Photokathoden Cs_2Te und CsI weist die QE von GaN keine große Wellenlängenabhängigkeit auf und ist im Bereich von 4 nm bis 6 nm nahezu konstant.

Diese Entwicklung gipfelte in der Herstellung des ersten semitransparenten UV-Imagers basierend auf Galliumnitrid durch Hamamatsu Photonik, vorgestellt von Mizuno u. a. (2008), siehe rechte Abbildung 2.20. Auf ein Saphirglas wurde eine Zwischenschicht aus AlN aufgebracht, das mit seiner Bandlücke von 6,2 eV die Untergrenze für die Photoemission bei 200 nm setzt. Die GaN-Schichtdicke bestimmt die Quanteneffizienz, da der Absorptionskoeffizient mit steigender Schichtdicke steigt, aber die Austrittswahrscheinlichkeit für Elektronen sinkt. Ein gutes Kristallgitter mit wenig Fehlstellen erhöht die Diffusionslänge, daher reduziert eine hohe Magnesiumkonzentration die Quantenausbeute. Andererseits erhöht die Magnesiumkonzentration die Bandverbiegung, sodass die Schichtdicke in etwa umgekehrt proportional zum Absorptionskoeffizient sein sollte.

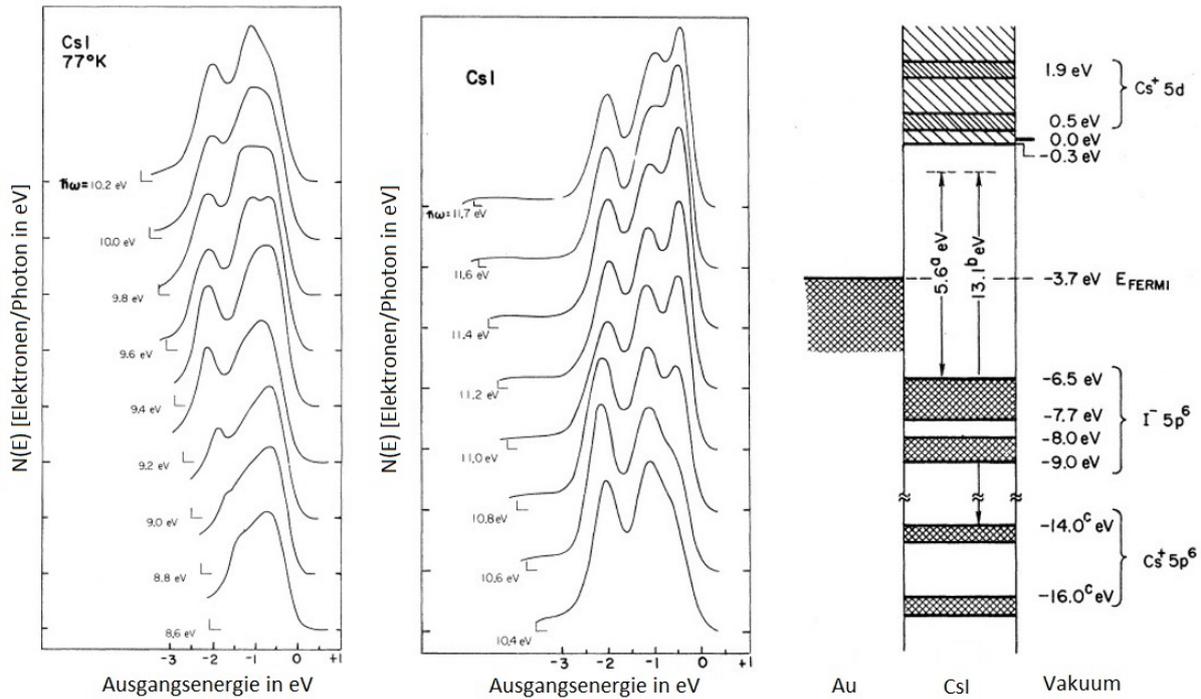


Abbildung 2.18: Links und Mitte: Messung der Energieverteilung der angeregten Elektronen in Abhängigkeit der Photonenenergie. Das Vakuumniveau wird jeweils mit einem Winkel markiert und die maximale Photonenenergie wird durch die Transmission des verwendeten LiF-Fensters limitiert. Das Spektrum wird durch Interbandübergänge dominiert und die Valenzbandbreite beträgt circa 2,8 eV. Abhängig von der Energie bilden sich ab 8,6 eV ein Doppelpack aus und ab 10,6 eV ein Triplet. Rechts: Bandstruktur und Energieniveaus von CsI bei 300 K. Man erkennt die Bandlücke von -6,5 eV, die einzelnen Energieniveaus, die in Verbindung mit der Photoemission gebracht werden, sowie die schraffierten Bereiche hoher Zustandsdichte, inklusive der beiden Bereiche im Leitungsband. Quelle: DiStefano und Spicer (1972). Diese Abbildungen wurden modifiziert.

Zusammengefasst ist Galliumnitrid das vielversprechendste Photokathodenmaterial für den Einsatz im UV-Bereich, da es eine außergewöhnlich hohe Quantenausbeute verspricht. Andererseits liegt in dem Herstellungsprozess mit seiner Vielzahl an Prozessparametern eine große Herausforderung und insbesondere muss gewährleistet sein, dass GaN eine geringe Sensitivität im optischen Bereich aufweist, um in der UV-Astronomie eingesetzt werden zu können. In diesem Zusammenhang ist noch die Zusammenfassung von Bertness und Sanford (2011) über GaN Nanoröhren zu erwähnen, die ebenfalls als Photokathoden eingesetzt werden können und auf Grund ihrer Herstellung als perfekte, defektlose Kristalle entstehen und damit optimale Voraussetzungen für eine hohe Diffusionslänge aufweisen. T. Norton am NASA Goddard Space Flight Center (GSFC) und K. Bertness vom National Institute of Standards and Technology (NIST) haben dazu erste vorläufige Messergebnisse veröffentlicht, die unter anderem in Norton u. a. (2011) angesprochen werden. In vorläufigen Ergebnissen wurden bei Nanoröhren ohne Aktivierung eine Quanteneffizienz von 30% bei 120 nm gemessen.

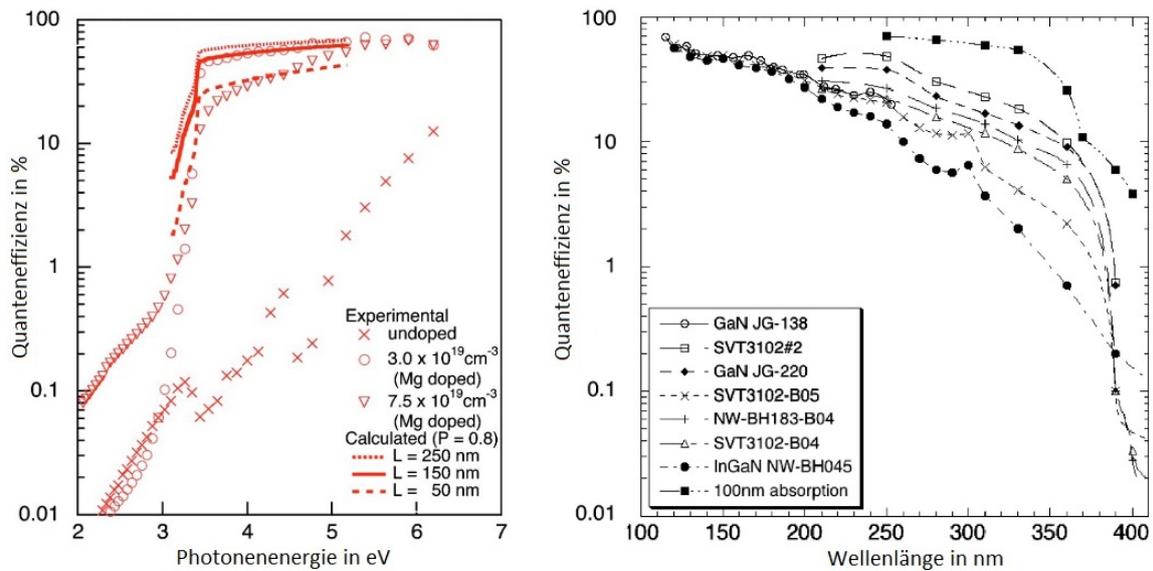


Abbildung 2.19: Links: Darstellung der Quanteneffizienz von GaN-Photokathoden. Mit Kreuzen, Kreisen und Dreiecken sind die experimentellen Daten für unterschiedliche Dotierung von Uchiyama u. a. (2005) aufgezeichnet. Die gestrichelten Linien zeigen die berechnete Quanteneffizienz bei einer Austrittswahrscheinlichkeit $P_E = 0,8$ bei unterschiedlicher Diffusionslänge L . Die Bandlücke von 3,4 eV markiert den Beginn der Photoemission, die sich bis in den optischen Bereich erstreckt. Rechts: Zusammenfassung unterschiedlicher Photokathoden hergestellt von der Arbeitsgruppe um Oswald H.W. Siegmund in den Space Sciences Laboratory, Berkeley, USA, Siegmund u. a. (2008). Diese Abbildungen wurden modifiziert.

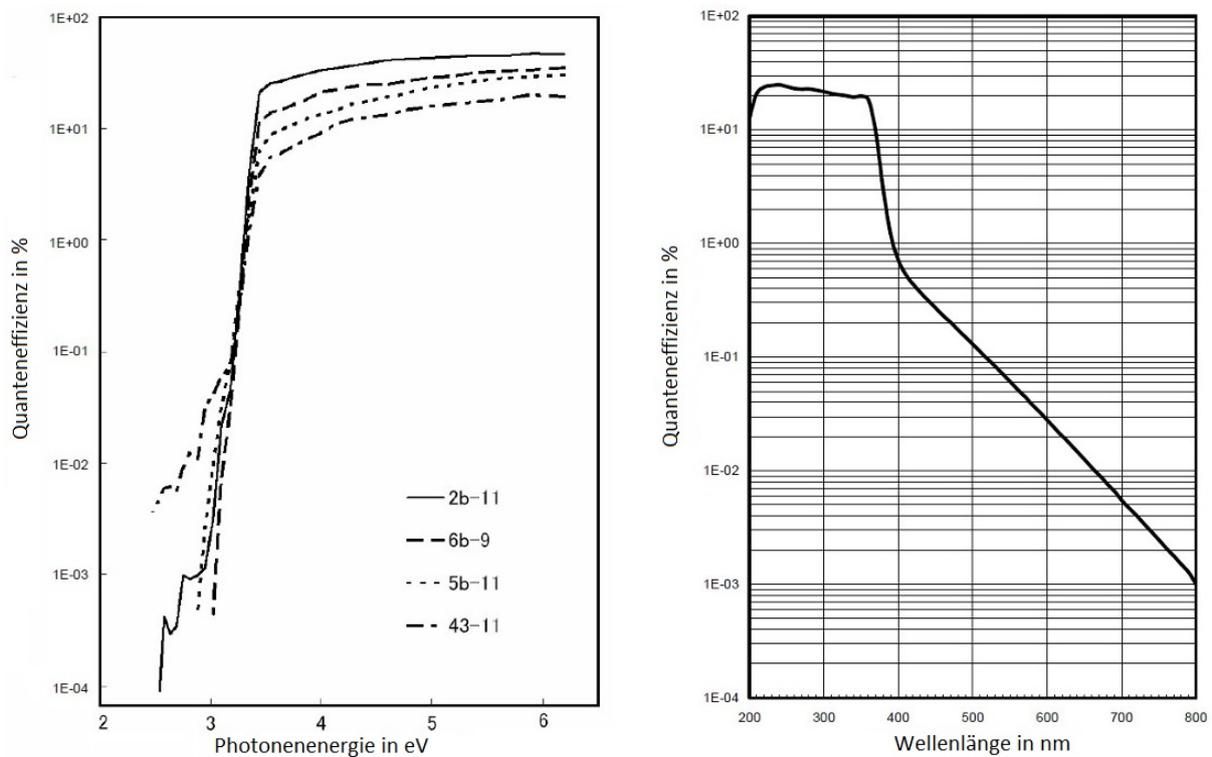


Abbildung 2.20: Links: Darstellung der Quanteneffizienz von GaN-Photokathode gewachsen auf Silizium mit unterschiedlichen Dotierungen und Herstellungsparmetern von Fuke u. a. (2008). Rechts: Messung der QE der ersten GaN-Photokathode, die im semitransparenten Modus in einem UV-Imager betrieben wurde von Mizuno u. a. (2008), hergestellt von Hamamatsu Photonik. Diese Abbildungen wurden modifiziert.

3 Versuchsaufbau

An die Produktion von Halbleiterphotokathoden werden allerhöchste Ansprüche gestellt, da schon kleinste Verunreinigungen die Eigenschaften der Photodioden beeinflussen können. Aus diesem Grund wurde im Zuge der Detektorentwicklung am IAAT 2011 ein Ultrahochvakuumsystem von Jürgen Barnstedt auf CF-Technik basierend entworfen sowie komplett mit SolidWorks modelliert und von der Firma Vacuum GmbH gebaut. Die Integration aller nötigen Komponenten sowie alle Funktionalitätstests wurden im Laufe der Jahre 2011-2013 durchgeführt. Die Vakuumanlage befindet sich in einem klimatisierten Raum zur Einhaltung grundlegender Laborbedingungen. Zusätzlich steht ein Reinraumzelt für vorbereitende Arbeiten bereit. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten der Vakuumanlage beschrieben.

3.1 Ausstattung Vakuumkammer

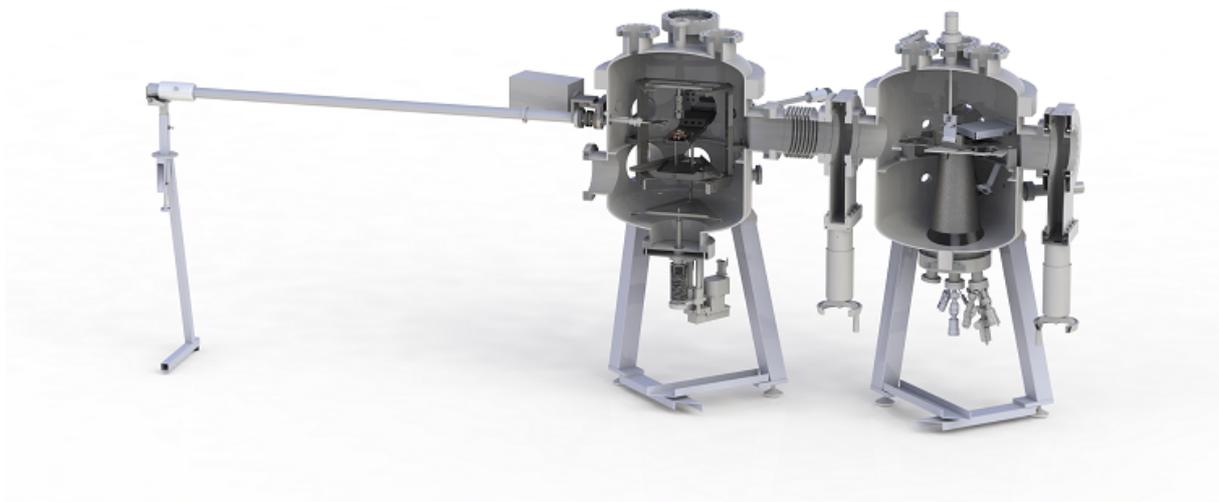


Abbildung 3.1: SolidWorks-Zeichnung der ausgebauten Kammern, Stand Dezember 2013.

Die Anlage zur Herstellung der MCP-Detektoren ist in zwei Kammern aufgeteilt, eine erste Kammer zur Herstellung der Photokathoden (im Weiteren Kathodenkammer genannt) sowie der zweiten Kammer für die Integration der Photokathode in das Detektorgehäuse (Detektorkammer

genannt), siehe Abb. 3.1. Beide Kammern sind mit einem Ventil verbunden, sodass die Photokathoden ohne Atmosphärenkontakt transferiert werden können. Beide Kammern wurden von der gleichen Firma entsprechend unseren Ansprüchen gefertigt und unterscheiden sich sowohl in Anzahl als auch Orientierung der Flansche. Die Kammern verfügen über ein getrenntes Pumpsystem um partielle Verschmutzungen z.B. durch die Kathodenherstellung bzw. der Indiumversiegelung auf die jeweilige Kammer zu beschränken (siehe Abb. 3.2).



Abbildung 3.2: Links: Foto der neu gelieferten Vakuumpessel ohne Einbauten. Rechts: Vakuumpessel mit angeschlossenem Pumpsystem. Im Vordergrund befindet sich die Turbopumpe (rotes Gehäuse). Symmetrisch geht an jeden Kessel ein Schlauch mit einem Ventil zur Trennung der ersten Pumpstufe. Links bzw. rechts davon befindet sich die jeweilige Ionenzerstäuberpumpe.

3.1.1 Pumpsystem

Jede Kammer verfügt über ein mehrstufiges Pumpsystem. Für den Druckbereich von Atmosphärendruck bis $1 \cdot 10^{-7}$ mbar steht eine Membran- und Turbomolekularpumpen-Kombination (Hi-Cube Classic von Pfeiffer Vacuum, siehe rechte Abb. 3.2) zu Verfügung. Für den Druckbereich bis $1 \cdot 10^{-9}$ mbar verfügt jede Kammer über eine Ionenzerstäuberpumpe (TiTan 300L Ion Pump von Gamma Vacuum) mit 300 L Saugvolumen, die mit einer integrierten Titansublimationspumpe¹ den Druck in den Bereich von $1 \cdot 10^{-10}$ mbar senken kann. Kurzzeitig kann die Pumpleistung durch aktive Flüssigstickstoffkühlung weiter erhöht werden, sodass Drücke im Bereich unter $1 \cdot 10^{-10}$ mbar möglich sind. Zu beachten ist, dass die Turbomolekularpumpe Restgase endgültig aus der Kammer entfernt, während die Ionenzerstäuberpumpe das vorhandene Gas durch Ionenimplantation in der Kammer bindet. Durch das regelmäßige Aufdampfen einer neuen Schicht Titan durch die Titansublimationspumpe erhöht sich die bindende Wirkung der Pumpe. Das Verdampfen von Titan erfolgt alle 8 Stunden und erzeugt einen charakteristischen Druckanstieg mit einem anschließenden Abfall des Drucks unter den Startwert. Zur Selbstreinigung verfügt die Ionenzerstäuberpumpe über eine Heizung, die bei 150°C und einem minimalen Druck von $1 \cdot 10^{-3}$ mbar diese gebundenen Gase entweichen lässt, sodass sie mit der Turbomolekularpumpe aus der Kammer entfernt werden können.

¹Weitere Informationen zur Funktionsweise und den Betriebsparametern sind auf der Herstellerseite <http://www.gammavacuum.com/index.php/product?id=7> zu finden

Der Druck wird innerhalb der Ionenzerstäuberpumpe indirekt über den gemessenen Ionenstrom sowie einer Heißkathodendruckmessröhre (Arun Microelectronics Ltd Dual Pressure Gauge Controller Model NGC2-D) auf der gegenüberliegenden Seite der Kammer gemessen. Der Druck wird permanent ausgelesen und gespeichert. Abhängig von der Pumpzeit wird ein Druck von $3 \cdot 10^{-10}$ mbar bis $5 \cdot 10^{-10}$ mbar in der Kammer und ein um den Faktor 10 niedriger Druck innerhalb der Pumpe erreicht (siehe Abb. 3.3). Für eine typische Bedampfung von Photokathoden wird ein Basisdruck von $2 \cdot 10^{-9}$ mbar bis $5 \cdot 10^{-9}$ mbar angestrebt (siehe Abb. 3.4), da ein niedrigerer Druck ein aktives Ausheizen der Kammer sowie zusätzliche Pumpzeiten von mehr als einer Woche bedingen. Dieser Arbeitsdruck wird nach circa 10-12 Tagen erreicht, bestehend aus einer fünftägigen Ausheizphase der neuen Proben sowie der tatsächlichen Pumpzeit der Ionenzerstäuberpumpe.

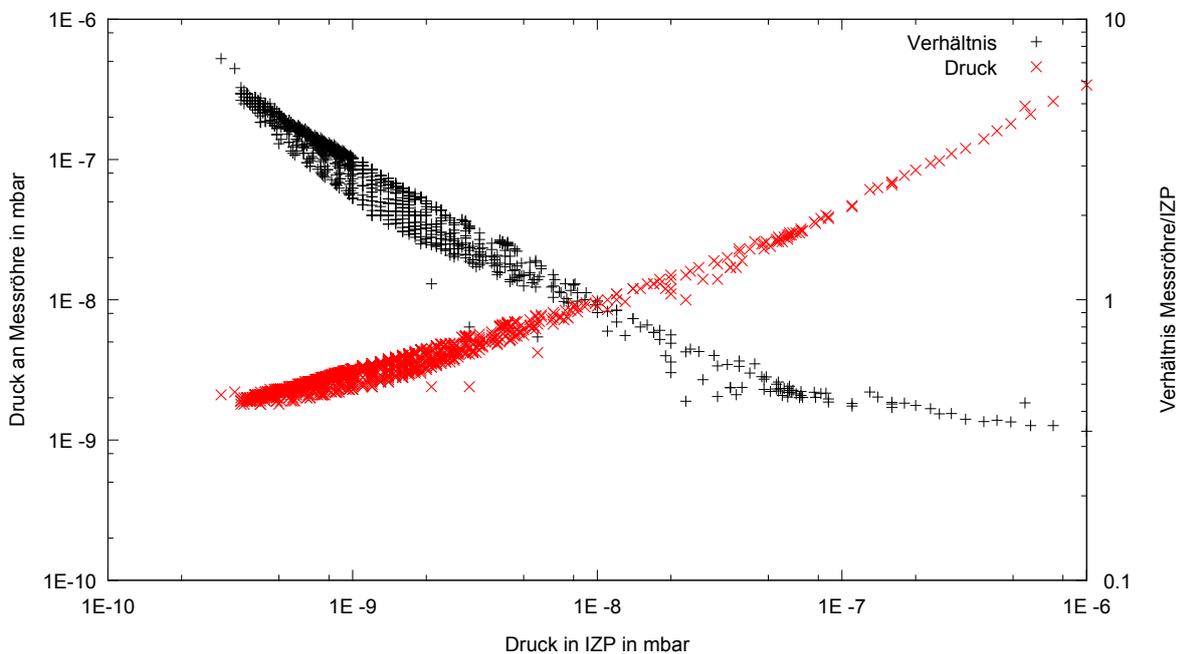


Abbildung 3.3: Exemplarische Gegenüberstellung der gemessenen Drücke in der Kathodenkammer an den beiden Messpunkten während eines typischen Abpumpvorgangs (siehe Abschnitt 3.4). Erwartungsgemäß ist der Druck innerhalb der Pumpe geringer als innerhalb der Kammer.

3.1.2 Massenspektrometer

Zur Überwachung der Restgasverteilung verfügen beide Kammern jeweils über ein Quadrupol-Massenspektrometer Typ Dycor LC-D Residual Gas Analyzer von AMETEK GmbH², das Partialdrücke von $1 \cdot 10^{-14}$ mbar messen kann. Das digitale Auslesen erfolgt mit der Dycor System 200 LC-D Software, die sowohl das Messen kompletter Massenspektren als auch die Überwachung einzelner Massenzahlen bzw. Elemente erlaubt. Das System wird neben der Helium-Lecksuche³

²Weitere Informationen zur Funktionsweise und den Betriebsparameter sind auf der Herstellerseite <http://www.ametekpi.com/download/Dycor-LC-D-European-RGA.pdf> zu finden

³An potentielle Lecks wird von außen Helium gesprüht und eine Veränderung des Heliumpartialdrucks innerhalb der Kammer deutet auf eine undichte Stelle.

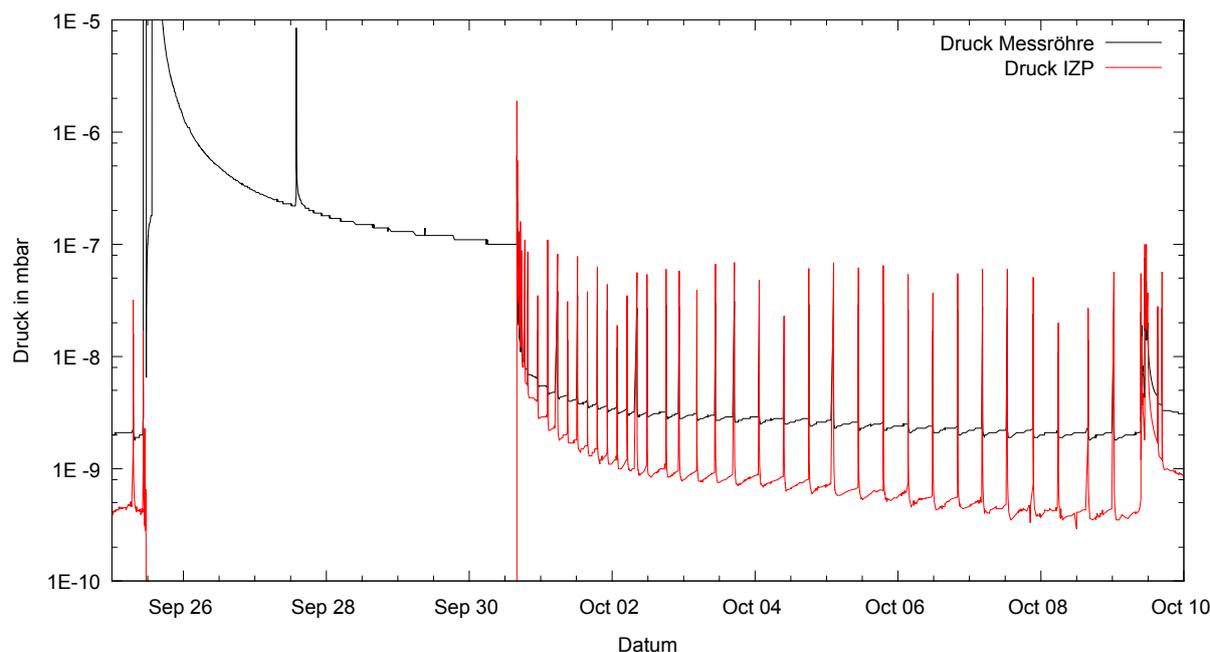


Abbildung 3.4: Beispielhaft das Vakuumprotokoll vom 25.09.2014 - 10.10.2014. Die Kammer wurde am 25.9. geöffnet und mit neuen Proben bestückt. In den ersten 5 Tagen werden die eingebrachten Proben ausgeheizt (je 24 Stunden) während die Turbomolekularpumpe die auftretenden Gase aus der Kammer pumpt. Nach Ende des Ausheizprozesses wird das Ventil zur Kammer geschlossen und die Ionenzerstäuberpumpe aktiviert, welche die noch verbleibenden Restgase innerhalb der Kammer bindet. Die Ausschläge in der Druckkurve zeigen das periodische „feuern“ der Titansublimationspumpe.

zur Überwachung der Sauberkeit der Kammer verwendet. Nach erfolgreichem Reinigen und Ausheizen der Kammer sollten im Restgas keine signifikanten Spuren der Atmosphäre, insbesondere von Wasser und Sauerstoff, zu finden sein.

Da aus Zeitgründen auf diesen kompletten Heizzyklus im regulären Betrieb verzichtet wird, ist in [Abbildung 3.5](#) eine Trendmessung der Hauptbestandteile der Restgase in der Kathodenkammer nach zweiwöchiger Pumpphase gezeigt. Trotz der relativ kurzen Öffnungszeiten von wenigen Minuten für einen Austausch der Proben wird der Kammerdruck von Wasser (Massenzahl 18) dominiert, das über die gereinigten Proben in die Kammer gebracht wird und sich zudem innerhalb von wenigen Minuten als Film auf allen Komponenten niederschlägt. Die zweite Komponente macht das schlecht pumpbare Kohlendioxid (Massenzahl 44) aus, das überproportional stark in der Kammer vertreten ist, dann Stickstoff (Massenzahl 28) als Hauptbestandteil der Atmosphäre sowie inertes Gas, das zum Belüften des Tanks verwendet wird. Beide Komponenten sollten einen geringen Einfluss auf die Entstehung der Photokathoden haben und sind daher zu vernachlässigen, siehe [Abschnitt 2.2.6](#). Als vierte Komponente ist Wasserstoff vorhanden, der im optimalen Fall den höchsten Partialdruck aufweisen sollte, da er als einziger Stoff durch die Kupfer-Dichtung ins Innere der Kammer diffundieren kann und in einer perfekten Kammer den Enddruck definiert und daher auch durch Ausheizen und lange Pumpzeit nicht beeinflussbar ist. Sauerstoff als dritte Komponente der Atmosphäre und auf Grund seiner hohen Reaktivität kritisch für die Herstellung zur Photokathoden, spielt für den Restdruck keine große Rolle. Die beiden Edelgase spielen ebenfalls keine Rolle und werden nur gezeigt, da Helium zum Lecktest verwendet wird und von außen an die Kammer gebracht wird, sowie Argon, das als Schutzgas in

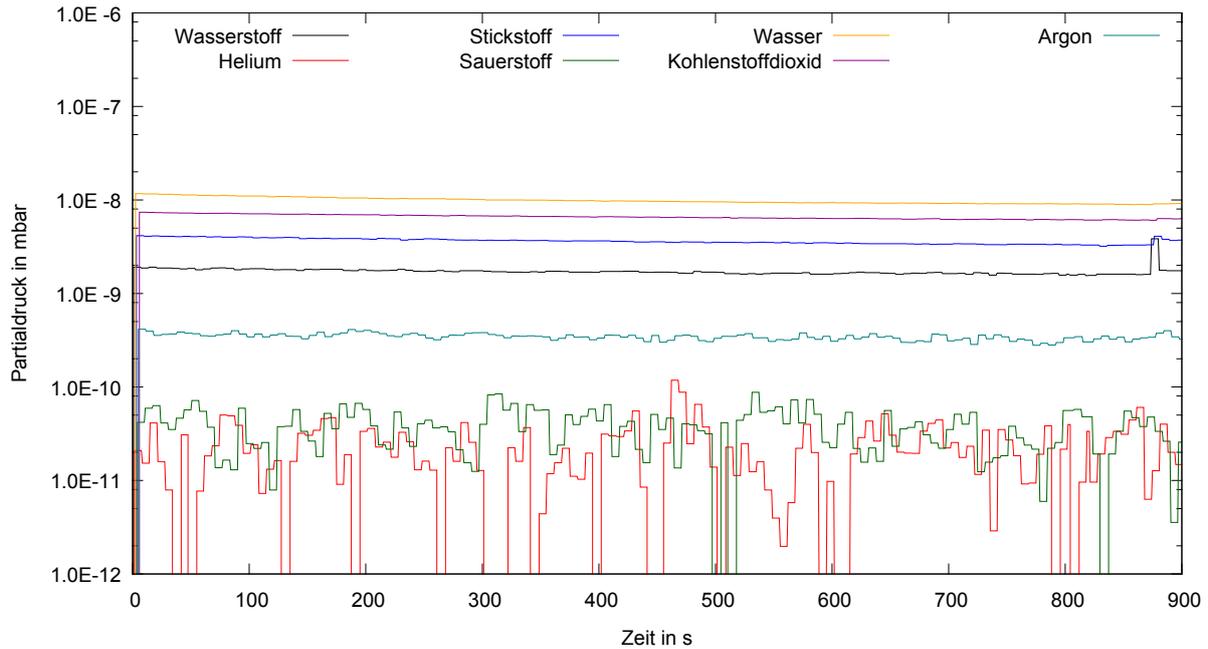


Abbildung 3.5: Exemplarischer Verlauf der Partialdrücke der Hauptkomponenten des Restgases in der Kathodenkammer vor einer Testbedampfung. Die Absolutwerte der Partialdrücke sind in der Realität um einen Faktor 10 niedriger als hier angegeben, da der tatsächliche Gesamtdruck des Systems zum Zeitpunkt der Messung (19.12.2014, 11 Uhr) bei circa $4 \cdot 10^{-9}$ mbar lag. Diese Differenz ergibt sich aus dem Verstärkungsfaktor des Massenspektrometers und einer mangelhaften Kalibrierung des Massenspektrometers bezüglich der Geometrie der Kammer.

den Cäsiumdispensern (siehe 3.2.3) verwendet wird und bei deren Aktivierung in die Kammer entweicht.

In Abbildung 3.6 wird im Vergleich das komplette Massenspektrum der Restgaszusammensetzung im Detektorkessel gezeigt, das nach mehrmonatigem Pumpen aufgenommen wurde. Da der Detektorkessel seltener geöffnet wird und keiner Bedampfung ausgesetzt ist, sowie über eine geringere Oberfläche verfügt, ist der Druck im Inneren niedriger als im Kathodenkessel. Trotzdem wird der Druck in diesem Kessel durch Wasser dominiert, das auch bei langen Pumpzeiten ohne zusätzliches Heizen nicht entfernt werden kann.

3.1.3 Heizzelt

Der Druck in einer Vakuumkammer wird neben der Pumpleistung und Oberfläche der Kammer durch die externe Kontamination aus Fetten, Ölen und Wasser bestimmt. Während die meisten Verunreinigungen durch Reinigung (mehrstufiges Reinigen der Teile im Ultraschallbad mit Tickopur, Aceton und Ethanol, siehe auch Abschnitt 4.1.1) entfernt werden können, verbleibt auf allen Oberflächen ein dünner Film von kondensiertem Wasser. Diese adsorbierte Wasserschicht auf Oberflächen lässt sich nur durch hohe Temperatur bei niederem Druck entfernen (siehe dazu Abschnitt 4.1.1). Zu diesem Zweck kann die komplette Vakuumanlage in ein Heizzelt verpackt werden.

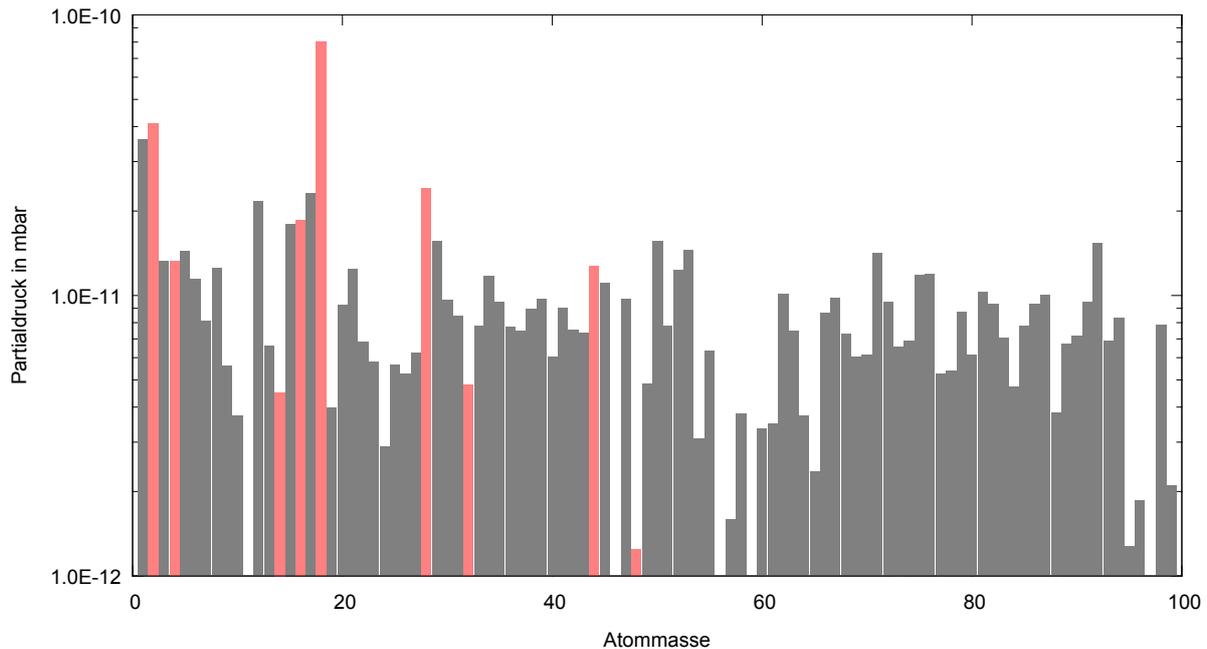


Abbildung 3.6: Exemplarisches Massenspektrum des Restgases im Detektorkessel vom 8.1.2015 nach drei Monaten Pumpzeit. Der totale Druck betrug zu diesem Zeitpunkt $2 \cdot 10^{-10}$ mbar. Die Messung wird vom Rauschen des Massenspektrometers im Bereich $5 \cdot 10^{-12}$ mbar dominiert und zeigt keine Elemente, die übermäßig vorhanden sind. In Rot sind die Massenzahlen markiert, die mit atomarem Wasserstoff (1), Helium (4), Stickstoff (14), Sauerstoff (16) sowie den Molekülen aus der Atmosphäre Wasser (18), Stickstoff (28), Sauerstoff (32), Kohlendioxid (44) und Ozon (48) korreliert sind. Es fällt auf, dass der Druck in dem sauberen und sehr lange gepumpten Detektorkessel von Wasser dominiert wird, das nur durch hohe Temperatur aus der Kammer entfernt werden kann.

Das Heizzelt besteht aus acht Aluminiumsegmenten, die jeweils einen Heizlüfter tragen und eine Grundfläche von $1,5\text{ m} \times 3\text{ m}$ abdecken (siehe Abb. 3.7). Über die obere Hälfte des Gestänges wird eine geschlossene Plane gezogen, die das Zelt nach oben hin verschließt und verhindert, dass heiße Luft entweichen kann. Außen werden vierzehn Isoliermatten angebracht, welche die eigentliche thermische Isolierung übernehmen und das freischwebende Zelt bilden.

Jeder Heizlüfter ist mit einem Temperaturfühler gekoppelt und wird paarweise von einer Steuerungseinheit mit Strom versorgt. Insgesamt stehen vier unabhängige Steuereinheiten für jeweils zwei Heizlüfter bereit, die von Hand programmiert werden müssen, sodass auch manuell sichergestellt werden muss, dass alle Geräte über das gleiche Heizprogramm verfügen. Die Steuergeräte können bis zu sechs verschiedene Temperaturphasen, bestehend aus einer Starttemperatur, einer Heizzeit und einer Endtemperatur, speichern und nacheinander abarbeiten. Das Heizzelt kann im Inneren durch Heißluft eine gleichmäßige Temperatur von bis zu 250 °C generieren. Dies bedingt unter anderem, dass alle fest verbauten Teile des Vakuumsystems mindestens diese Temperatur aushalten müssen. Kritisch sind insbesondere die Fenster, die nur einen Temperaturanstieg von wenigen Grad pro Stunde unbeschadet überstehen. Daher wird die Temperatur mit einer Rate von $7,5\text{ °C h}^{-1}$ über 24 Stunden auf die Solltemperatur gesteigert, die mit 200 °C deutlich unter dem Grenzwert der meisten Bauteile liegt.

Für ein optimales Ergebnis werden beide Kammern ohne Heizung mit der Turbomolekularpumpe bis in den Bereich von $1 \cdot 10^{-7}$ mbar gepumpt. Dann wird die Solltemperatur über 24 Stunden hinweg kontinuierlich auf 200 °C gesteigert, was zu einem Druckanstieg innerhalb der Kammer

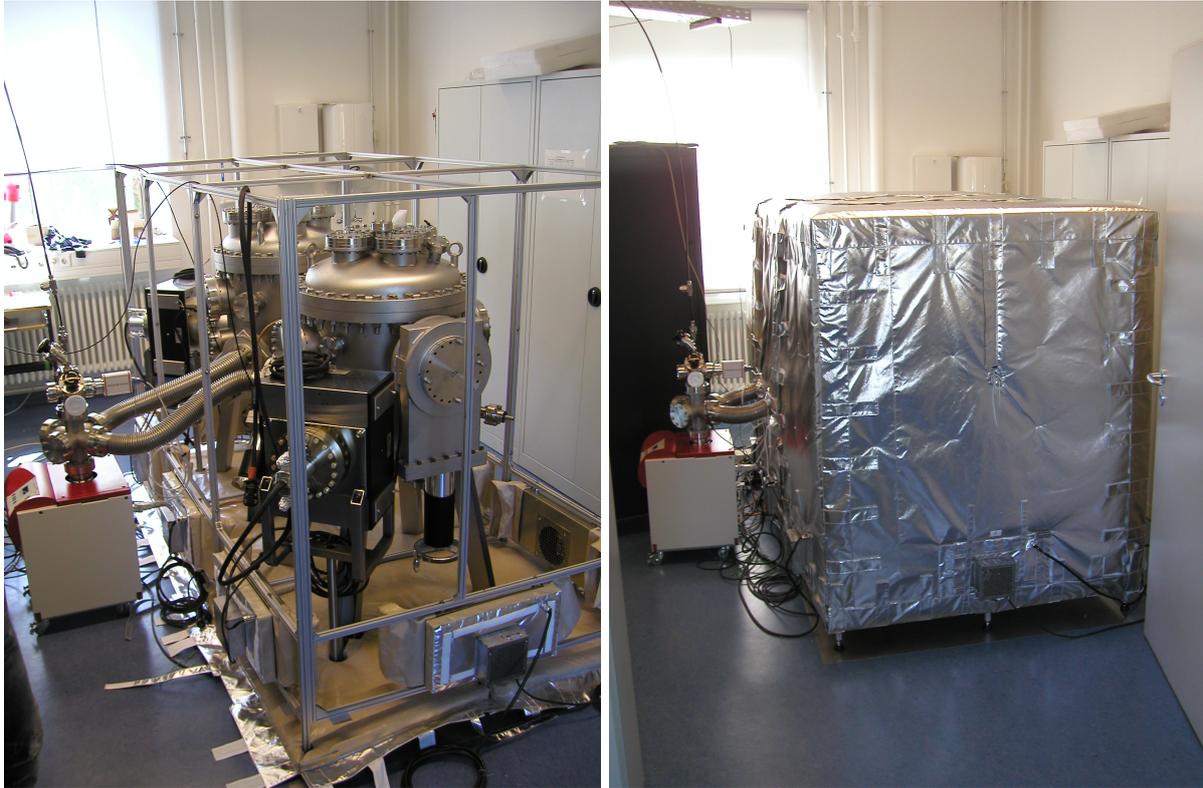


Abbildung 3.7: Aufbau des Heizzelts. Links ist das Haltegerüst aus Aluminium mit integrierten Heizlüftern zu sehen, rechts das komplette Heizzelt in seiner isolierenden Ummantelung.

führt. Die Temperatur wird aufrechterhalten bis der Druck trotz Heizung wieder auf den Ausgangswert sinkt, dann wird die Temperatur kontrolliert auf Raumtemperatur abgesenkt. Da das Heizzelt nicht über Kühlelemente verfügt sondern passiv über die Abstrahlwärme gekühlt wird, sinkt ab circa 50 °C die Temperatur langsamer als gewollt und man muss einzelne Isolierelemente entfernen. Weiterhin kann man bei dieser Temperatur gefahrlos ins Innere des Heizzelts greifen und die Verbindungsventile zwischen Vakuumkammer und Turbomolekularpumpe schließen und die Ionenzerstäuberpumpe aktivieren. Der gesamte Ausheizprozess dauert circa sieben Tage, inklusive je einem halben Tag Auf- bzw. Abbau des Zeltes. Auf Grund des hohen Zeitaufwands sowie des potentiellen Risikos eines Defekts⁴ wurde bisher nur bei langen Umbauten, die eine Öffnung des Deckelflansches beinhalten, ein voller Heizzyklus durchgeführt.

3.2 Ausstattung Vakuumkammer 1 - Kathodenbedampfung

In der ersten Vakuumkammer werden die Photokathoden für die Detektoren hergestellt. Mittig in der Kammer befindet sich eine drehbare Platte (Drehteller oder Substratteller genannt) mit Halterungen für sechs Substrate bzw. Detektorfenster. Die Substrate können über ein Ventil in die Kammer gelegt werden und individuell in der Kammer bedampft, vermessen und gegebenenfalls mit Hilfe einer Transferstange unter Vakuum in die zweite Vakuumkammer transferiert

⁴Potentielle Risiken sind auftretende Leckströme durch Änderung der Oberflächenbeschaffenheit, defekte Kabel oder im schlimmsten Fall ein gebrochenes Fenster, das zu massivem Schäden am Versuchsaufbau führen würde.

werden. Die Kathodenkammer verfügt zusätzlich zu der identischen Grundausstattung beider Vakuumsessel über mehrere Fenster, einer Tellurquelle, einen Cäsiumdispenser sowie eine separate Messposition zur Bestimmung der Photoempfindlichkeit der Photokathoden. Die Herstellung einer Photokathode erfolgt in drei Schritten, für welche die Ausbauten optimiert wurden. Zuerst muss das Substrat geheizt werden (siehe Abschnitt 4.1.1), danach wird eine Schicht Tellur aufgetragen, die im letzten Schritt mit Cäsium aktiviert wird. Die Aktivierung soll die Photoempfindlichkeit der Probe erhöhen (siehe 2), die während der Aktivierung mit einer Lampe stimuliert und gemessen wird.

3.2.1 Fenster

Die Kathodenkammer verfügt über sechs Fenster an der Oberseite der Kammer, die von der VACOM Vakuum Komponenten & Messtechnik GmbH bezogen wurden. Zwei 100 mm Borosilikat-Fenster (Artikelnummer VPCF100B-L) zur optischen Kontrolle des Kammerinneren, zwei 100 mm Quarzkristall-Fenster (Artikelnummer VPCF100UVQ-L) mit optimierter Transmission im ultravioletten Bereich (siehe Abb. 3.8) zur Beleuchtung der Proben mit UV-Licht (siehe Abschnitt 3.5), ein 40 mm Borosilikat-Fenster (Artikelnummer VPCF40B-L) zur Transmissionsmessung der Kathodenproben mit einem 645 nm Laser sowie ein 40 mm Zinkselenid-Fenster (VACOM, Artikelnummer VPCF63ZNSE-L) für Beobachtungen im Infrarotbereich mit einer entsprechenden Kamera. Diese Fenster wurden gewählt, da einerseits eine UV-LED mit einer Emissionslinie bei 260 nm verwendet wird und andererseits die fokussierende Optik des Monochromators (siehe Abschnitt 3.5.4.2) ebenfalls aus Quarzglas besteht. Mit Saphir- oder Magnesiumdifluorid-Fenstern existieren Optionen mit höherer Transmission im ultravioletten Bereich, aber da es aufgrund seiner Doppelbrechung keine kommerziell erhältlichen optischen Bauteile für den Monochromator aus Magnesiumdifluorid gibt, wurden auch keine Fenster eingesetzt. In der Praxis limitiert die kontinuierliche UV-Absorption von molekularem Sauerstoff in der Atmosphäre die UV-Transmission auf circa 190 nm, siehe auch Abbildungen 3.9 und 3.10. In der letzten Abbildung ist deutlich ein starker Abfall der Intensität unter 190 nm zu erkennen, die bei 180 nm nicht mehr vom Rauschen zu unterscheiden ist.

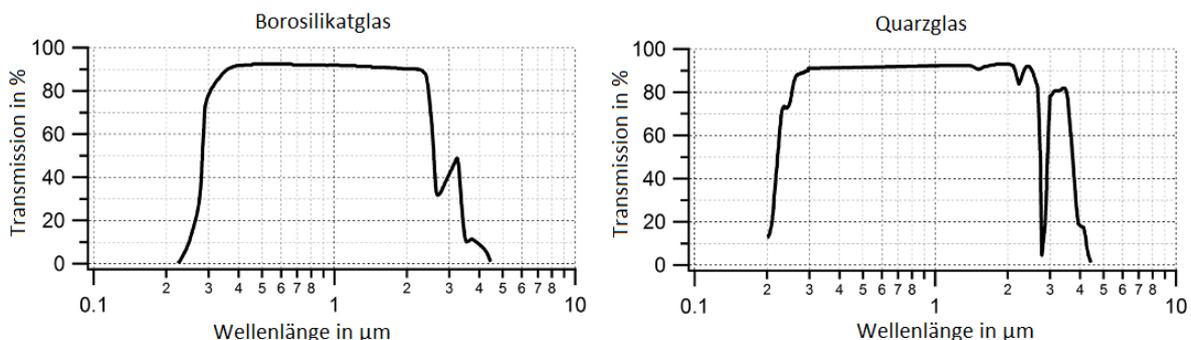


Abbildung 3.8: Vergleich Transmission von Standardfenstern (links) und einem Quarzkristall-Fenster (rechts) für erhöhte Transmission im UV-Bereich (VACOM Vakuum Komponenten & Messtechnik GmbH 2014b).

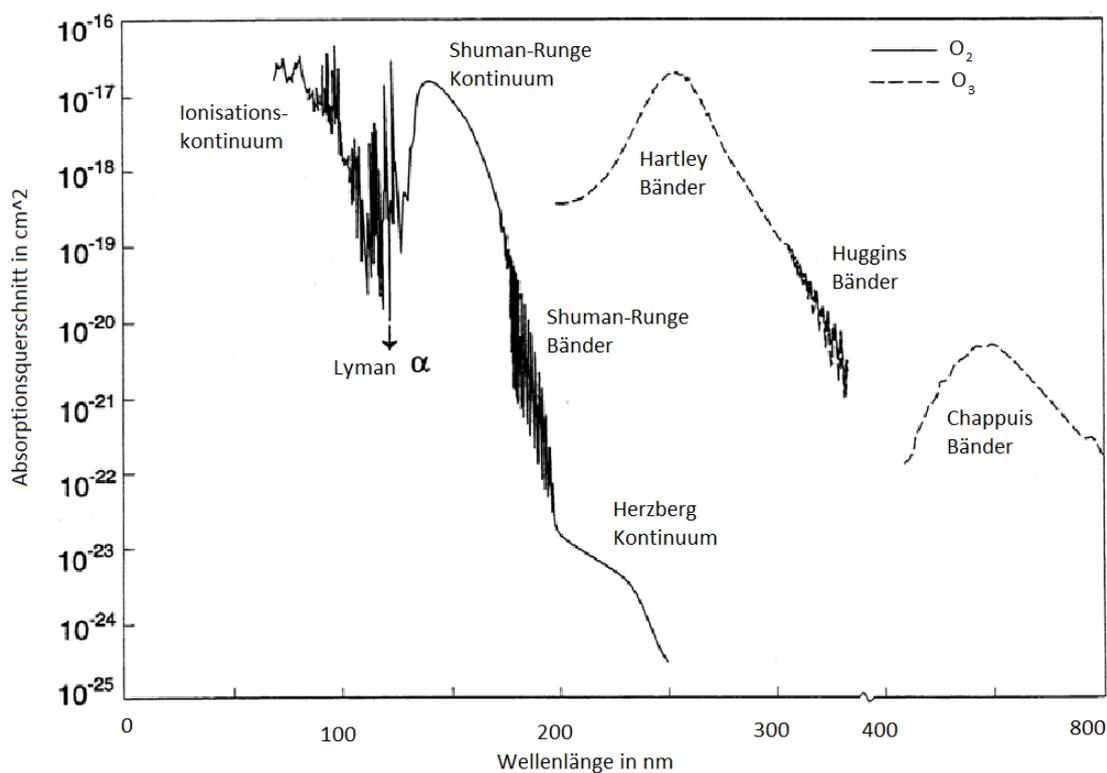


Abbildung 3.9: Darstellung der Absorption von UV-Licht in molekularem Sauerstoff. Quelle: Solomon und Brasseur (1986), Daten basierend auf Watanabe u. a. (1952).

3.2.2 Tellurquelle

Zur Verdampfung von Tellur verfügt die Kammer über eine Effusionszelle (Low Temperature Effusion Cell NTEZ40-15-34-S-SF-2114520, siehe Abb. 3.11) der Dr. Eberls MBE-Komponenten GmbH⁵, montiert auf einem 40 mm-Flansch mit einem 15 cm³ fassenden Quarztiegel für Temperaturen bis 800 °C. Die Temperatur innerhalb des Tiegels kann mit Hilfe eines Temperaturreglers von Eurotherm (Modellnummer 2408) auf 1 °C genau eingestellt werden. Um präzise Schichtdicken zu ermöglichen, ist der Tiegel mit einem manuell zu drehenden Deckel versehen. Innerhalb des Tiegels sublimiert das vorhandene Tellur in Kombination mit dem niedrigen Druck bei Temperaturen um 260 °C (bei Normaldruck liegt der Schmelzpunkt bei 449 °C und der Siedepunkt bei 990 °C (Zhang u. a. 2011)). Da bei Raten von 0,01 ns und angestrebten Schichtdicken von 10 nm auch „von Hand“ gute Resultate erzielt werden können, wurde aus Kostengründen auf einen automatischen Schließmechanismus verzichtet. Die Effusionszelle ist senkrecht unterhalb der Aufdampfposition innerhalb eines Blechzylinders (siehe Abb. 3.12) montiert, der verhindern soll, dass sich das verdampfte Material unkontrolliert in der Kammer verbreitet und auf die Pumpe, die Messröhren oder die Fensterscheiben trifft.

⁵Weitere Informationen zu Funktionsweise und Betriebsparametern finden sich auf der Herstellerseite <http://www.mbe-komponenten.de/products/mbe-components/effusion-cells/ntez.php>

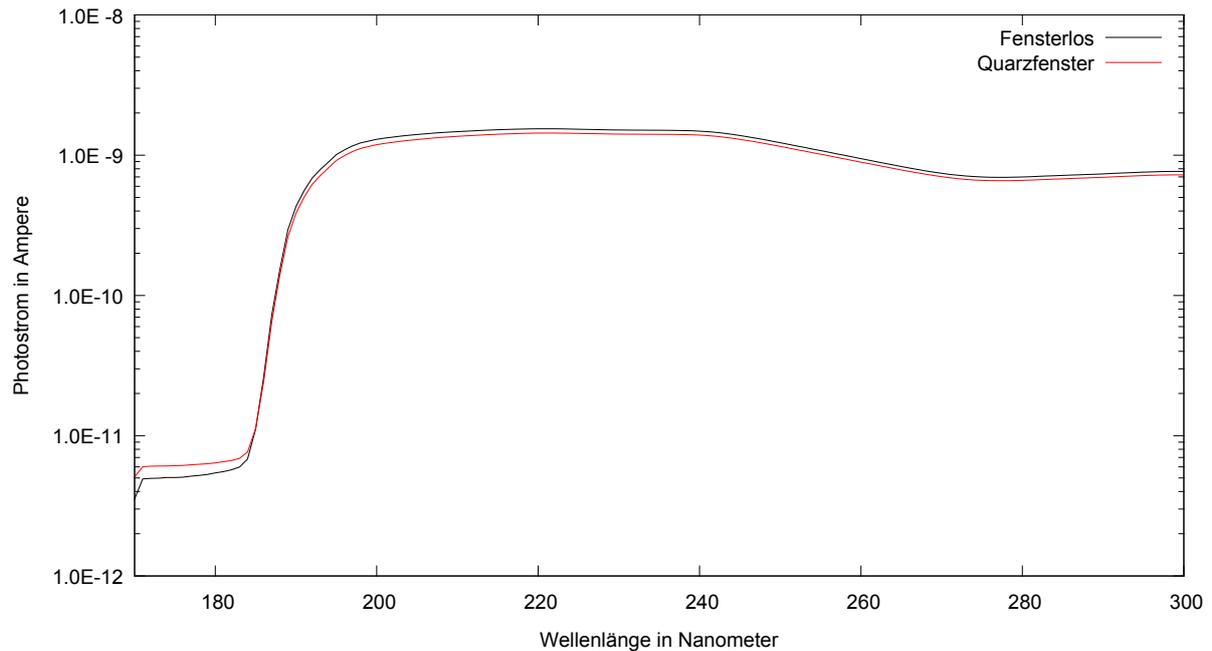


Abbildung 3.10: Gemessene Transmission der eingebauten Quarzfenster (Messaufbau beschrieben in Abschnitt 3.5). Unter 190 nm fällt der gemessene Photostrom unabhängig vom Fenster in den Bereich des Dunkelstroms.

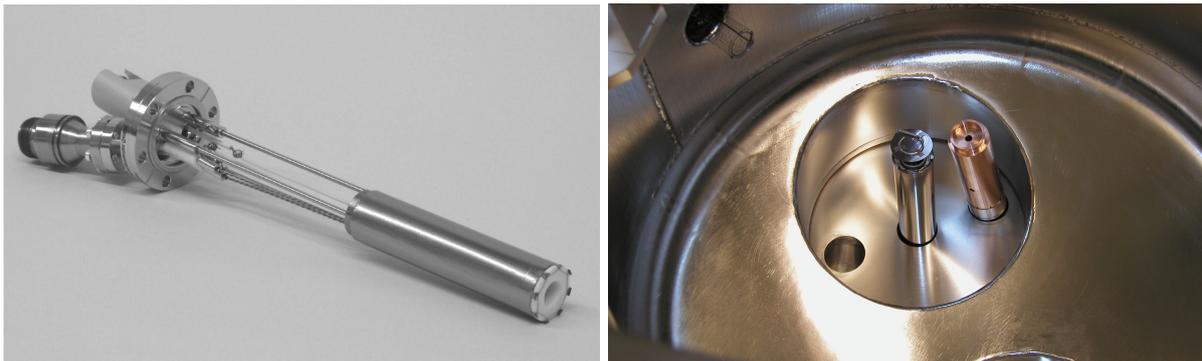


Abbildung 3.11: Links: Bild der Effusionszelle aus dem Handbuch [Dr. Eberl MBE-Komponenten GmbH \(2005\)](#). Rechts: Draufsicht auf die eingebaute Effusionszelle inklusive drehbarem Deckel. Ebenfalls zu sehen ist eine nicht verwendete Wasserstoffquelle (links), die ursprünglich zur Reinigung der Proben mit atomarem Wasserstoff vorgesehen war.

3.2.3 Cäsium-Dispenser

Die Aktivierung mit Cäsium wird mit einem Dispenser der Marke Alvasource⁶ von [Alvatec Production and Sales GmbH](#) durchgeführt. Diese Dispenser bestehen aus einem 6 mm dicken und 25 mm langen Röhrchen mit einer Füllmenge von 250 mg und 3 mm langen, abgeflachten Rändern zur Halterung und elektrischen Kontaktierung (siehe [Abb. 3.12](#)). An der Oberseite befindet sich ein 5 mm langer Schlitz für den Austritt des Cäsiums. Zum Schutz vor Oxidation liegt das Cäsium gebunden in einer Legierung vor, die bei Erhitzen das reine Cäsium freisetzt. Die Röhrchen sind unter Argon verpackt und mit einem Tropfen Indium versiegelt, um sie vor Sauerstoff zu schützen. Diese Indiumdichtung wird bei erstmaliger Verwendung unter Vakuum durch kurzes Aufheizen entfernt. Die Heizung erfolgt durch eine programmierbare 750 W Gleichstrom Stromversorgung

⁶Weitere Informationen auf Seite des Herstellers <http://www.alvatec.com/products/>

Typ Genesis von TDK-Lambda UK⁷. Der Dispenser ist auf einem Flansch montiert, der seitlich in den Blechzylinder geschoben wird und damit schräg von unten die Proben bedampft (siehe Abb. 3.12). Typische Bedampfungsraten sind 0,02 ns bei Strömen von 5 A bis 7 A.



Abbildung 3.12: Links: Foto der Cäsiumdispenser-Halterung montiert auf einem Flansch. Rechts: Seitenansicht des Schutzzyinders, der über der Effusionszelle und der Cäsiumquelle montiert ist.

Da Cäsium mit Sauerstoff reagiert, müssen die CS-Dispenser nach jeder Belüftung bzw. Kontakt mit der Atmosphäre ausgetauscht werden. Sollte die Kammer nur kurzzeitig geöffnet werden, zum Beispiel beim Austausch der Substrate, während die Kammer mit Stickstoff belüftet wurde und im Inneren ein leichter Stickstoff-Überdruck durch weiterhin einströmendes Gas herrscht, könnte in Übereinstimmung mit den Benutzerhinweisen aus Kostengründen davon abgesehen werden. Erfahrungsgemäß reicht die Cäsiumausbeute eines Dispensers für die Aktivierung von bis zu 8 Proben aus, da die Rate zum Ende der Lebensdauer aber stark abfällt, wird davon abgesehen, den kompletten Dispenser auszunutzen. Auf Grund der langen Pumpzeit werden die Dispenser bei jedem Tausch der Substrate ausgetauscht, um Zeitverluste durch eventuelle Probleme mit den Dispensern zu vermeiden.

Entgegen der Herstellerspezifikationen haben sich die Cäsiumdispenser als nicht stabil über einen längeren Zeitraum erwiesen, sodass während einer Bedampfung der Heizstrom aktiv angepasst werden muss. Ein neuer Dispenser liefert bei circa 5,5 A einen Cäsiumstrom im Bereich der gewünschten 0,02 ns, während nach einmaliger Verwendung bei gleicher Heizleistung ein geringerer oder gar keinen Strom mehr gemessen werden kann. Es bildet sich eine Art Hysterese, die

⁷Weitere Informationen auf Seite des Herstellers <http://uk.tdk-lambda.com/public/>

verhindert, dass nach dem Erkalten des Dispensers bei gleicher Temperatur erneut Cäsium verdampft wird. Diese wird erst nach 15 Minuten aufgebrochen, in denen der Cäsiumstrom wieder ansteigt, sodass ein konstanter Strom nur teilweise realisiert werden kann, da auch ein Absenken des Heizstroms einen stark verzögerten Effekt auf die Verdampfungsrate hat. Herstellungsbedingt sind die Röhren mit verschieden großen Körnern bestückt, die daher größenbedingt eine unterschiedliche Wärmekapazität besitzen und deshalb mit unterschiedlichen Raten verdampfen. Das Ansteigen der Rate kann dadurch erklärt werden, dass die Verdampfung eines einzelnen Körnchens ein sich beschleunigender Prozess ist, da die vorhandene Wärme auf ein immer kleineres Volumen einwirkt. Dieses unkontrollierbare Verhalten erschwert das Einstellen eines konstanten Cäsiumstroms. Weiterhin konnte der Hersteller keine Angaben zu der Abstrahlcharakteristik der Quelle machen, da es keine diesbezüglichen Messungen gibt. Theoretisch sollte ein Maximum kegelförmig senkrecht um Röhren abgestrahlt werden, da sich das verdampfte Cäsium als Gas innerhalb des Röhrens sammelt und gleichmäßig aus dem Schlitz austritt. Das tatsächliche Verhalten kann mit unserem System aber nicht gemessen werden.

Im September 2014 wurde eine zweite Charge Dispenser von Alvatec bestellt, die geringfügige Änderungen am Design aufwies. Diese Dispenser, obwohl gleich spezifiziert, verstopften bei der Aktivierung und bildeten einen Indiumtropfen am Ausgangsschlitz, der eine Verwendung des entsprechenden Dispensers unmöglich macht. Dieses Problem trat bei identischer Aktivierungsprozedur drei Mal bei fünf Versuchen auf und konnte im Zuge dieser Arbeit noch nicht zufriedenstellend gelöst werden.

3.2.4 Schichtdickenmessgerät

Zur Messung der Schichtdicke der aufgedampften (Tellur)-Schichten steht das Schichtdickenmessgerät STM-2XM von Sycon Instruments mit einer Auflösung von 0,001 33 nm zur Verfügung. Da die Effusionszelle einen konischen Quarztiegel besitzt, ergibt sich eine kegelförmige Projektion des verdampften Materials in Richtung der Öffnung. Dabei skaliert die mittlere Teilchendichte mit quadratisch dem Abstand und Flächen in gleicher Entfernung weisen gleiche Schichtdicke auf. Die Entfernung zwischen Substrat und Tellurquelle beträgt 300 mm. Der Messkopf befindet sich circa 26 mm in der Horizontalen und um 23 mm in der Vertikalen versetzt, bzw. hat einen Abstand von 275 mm. Daraus ergibt sich ein Verhältnis zwischen den Bedampfungsflächen von 0,84 mit welchem der angezeigte Wert multipliziert werden muss, um die tatsächliche Schichtdicke zu erhalten.

Die Messung der Schichtdicke erfolgt mit Hilfe eines Schwingquarzes⁸. Trifft während der Bedampfung zusätzliches Material auf den Quarz, ändert sich seine Frequenz abhängig von der zusätzlichen Masse. Sind die Dichte und das Elastizitätsmodul des aufgedampften Materials bekannt, kann aus der Frequenzänderung eine Schichtdicke berechnet werden. Da diese Größen im allgemeinen nur für Festkörper bekannt sind und diese Werte auf sehr dünne Schichten nicht

⁸Die Grundlagen zur Verwendung von Schwingquarzen zur Massenbestimmung finden sich bei [Sauerbrey \(1959\)](#), [Miller und Bolef \(1968\)](#), und [Behrndt \(1971\)](#).

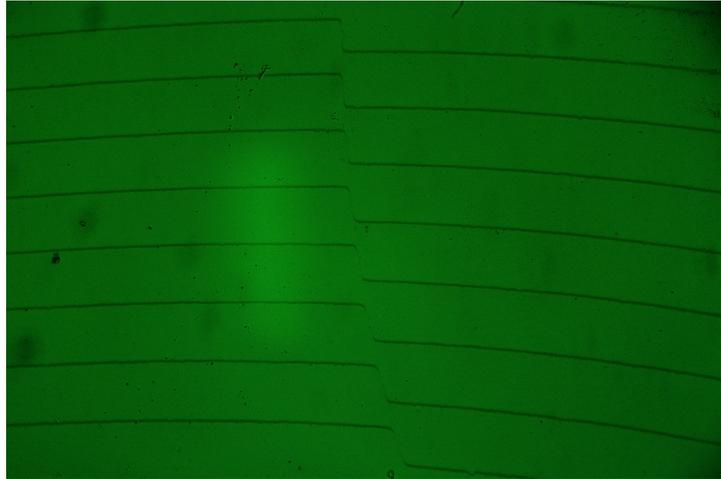


Abbildung 3.13: Exemplarisches Foto eines Vielstrahlinterferenzmusters. Eine Probe mit einem Höhenprofil (erzeugt durch eine Aufdampfmaske) wird mit einer dünnen Silberschicht bedampft, das die darunter liegende Struktur nahezu identisch nachbildet. Der Abstand der parallelen Interferenzlinien entspricht genau der Hälfte der 546 nm-Linie der verwendeten Quecksilberlampe. Die feinen Unregelmäßigkeiten der Linien sowie der große Sprung in der Mitte bilden das reale Höhenprofil nach. Aus dem Verhältnis des Linienabstands und des Sprungs kann man die tatsächliche Schichtdicke an der Kante berechnen.

uneingeschränkt übertragbar sind, kommt es zu kleineren Fehlern, daher wurde zur Kontrolle die Schichtdicke einer Probe mit einem Vielstrahlinterferenzmikroskop ([Hermanutz 2011](#)) vermessen. Diese Messung ergab ein Verhältnis von 0,80, siehe Tabelle 3.1, das gut mit dem berechneten Geometriefaktor übereinstimmt. Da in die Formel zur Berechnung der Schichtdicke eingeht, dass die aufgedampften Schichten sich wie eine einzelne Schicht verhalten, kann mit einem Schwingquarz nur immer ein Material vermessen werden, da ansonsten die Ungenauigkeiten deutlich ansteigen. Da im laufenden Betrieb sowohl Tellur als auch Cäsium verdampft und gemessen werden, sinkt die Qualität des Schwingquarzes und muss deshalb regelmäßig ersetzt werden. Ein Messkopf mit mehr als einem Kristall würde zwar präzisere Ergebnisse liefern, kann aber auf Grund der Größe nicht sinnvoll in die bestehende Kammer montiert werden, da in der Designphase diese Problematik nicht bedacht wurde. Daher sind alle Messungen der Schichtdicke und Rate mit gewissen Fehlern behaftet, die aber in Kauf genommen werden müssen, um quantitative Aussagen über die Schichten machen zu können.

Tabelle 3.1: Von einer Tellurprobe mit nominell 149 nm Schichtdicke wurde an drei Positionen jeweils ein Interferenzbild (siehe Abb. 3.13) erstellt, das dann mit Hilfe einer Mustererkennungssoftware mehrmals ausgewertet wurde. Weitere Details zum Verfahren siehe [Hermanutz \(2011\)](#).

Position	Messwert 1	Messwert 2	Messwert 3	Mittelwert
1	120,01 nm	121,33 nm	120,62 nm	120,65 nm
2	120,16 nm	119,82 nm	120,57 nm	120,18 nm
3	118,40 nm	118,75 nm	117,35 nm	118,17 nm

3.2.5 Messpositionen 1 & 2

Zur Messung des Photostroms an der Kathode stehen zwei Positionen zu Verfügung. Jede Probe liegt in einer gegen den Drehteller isolierten Edelstahlfassung, die über je einen Schleifkontakt an

den Messpositionen kontaktiert werden kann. Die Schleifkontakte führen jeweils auf einen Stecker aus der Kammer. Im ursprünglichen Entwurf wurden die Proben nicht einzeln, sondern gemeinsam über den Drehteller kontaktiert. Dies stellte sich aber in der ersten Testphase im Laufe des Jahres 2013 als Problem heraus, da ein lichtunabhängiger Strom das gemessene Photostromsignal überlagerte. Anfang 2014 wurde dieses Problem durch eine umfassende Umgestaltung des Innenbereichs auf die heutige Konfiguration gelöst, siehe dazu Abschnitt 3.5.3, der die Problematik und Änderungen im Detail beschreibt.

Während der Bedampfung und Aktivierung kann die Probe von oben mit einer 260 nm-LED Typ UV-Top von Roithner Lasertechnik GmbH⁹ beleuchtet werden. Unterhalb der Probe befindet sich der in Abb. 3.12 gezeigte Blechzylinder, der die Kammer gegen das verdampfte Material aus der Effusionszelle und dem Cäsiumdispenser abschirmt. Am oberen Auslass des sich verjüngenden Zylinders, der gegenüber der Kammer isoliert befestigt ist, befindet sich ein gelochter Deckel, dessen Aussparung in gerader Linie zwischen Substrat und Effusionszelle liegt. So soll verhindert werden, dass mehr Material als nötig in die Kammer gelangt. Der Abstand zwischen dem Zylinderdeckel und dem Drehteller beträgt 20 mm, der vom Messkopf des Schichtdickenmessgeräts ausgefüllt wird. Isoliert vom eigentlichen Deckel des Zylinders befindet sich ein weiteres Blech, das als Elektrode zur Messung des Photostroms fungiert und über ein Kaptonkabel mit einem Stecker am Gehäuse verbunden ist. Zwischen Probe und Elektrode kann dadurch ein Potential von bis zu 500 V angelegt werden (das Potential ist durch die Spezifikationen des Steckers und der Kabel beschränkt). Da an dieser Stelle nur Relativmessungen während der Bedampfung durchgeführt werden, ist es unerheblich, dass möglicherweise nicht alle Elektronen aufgefangen und gemessen werden. Weiterhin kann der Strom zwischen Zylinder und Masse gemessen werden, der dem Ionenstrom der Cäsiumquelle entspricht und damit eine Kenngröße für die Verdampfungsrate ist.

Standardmäßig wird eine Spannung von -200 V zwischen Substrat und Elektrode sowie 20 V zwischen Abschirmung und Masse angelegt. Die Messung erfolgt durch ein Keitley Amperemeter, siehe Abschnitt 3.5.1. Diese Konfiguration führt zu einem Dunkelstrom an der Elektrode im Bereich von $-0,5\text{ pA}$ und $-0,8\text{ nA}$ an der Abschirmung. Während der Bedampfung mit Cäsium steigt der Dunkelstrom an der Elektrode in den Bereich von 20 pA bis 50 pA , der aber im Vergleich zu den Messwerten im Bereich von Nanoampere zu vernachlässigen ist.

Die zweite Messposition besteht aus einem Messflansch mit einer einzelnen, flächigen Elektrode, die alle nach unten austretenden Elektronen auffangen sollte. Damit ist eine Situation, wie sie später im Detektor selbst herrscht, nachgebildet und die Ausbeute sollte akkurat reproduziert werden. Auch hier kann zwischen der Probe und der Elektrode eine Beschleunigungsspannung von bis zu 500 V angelegt werden. Das Auslesen erfolgt über ein BNC-Kabel mit einem Rauschniveau im Bereich unter 1 pA .

⁹Weitere Informationen auf Seite des Herstellers http://www.roithner-laser.com/datasheets/led_deepuv/uvtop260.pdf

3.2.6 Substratheizung

Im Laufe des Experiments wurden zwei unterschiedliche Heizungen getestet. Zu Beginn wurde eine indirekte Heizung bestehend aus einem $10\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ Kupferblock, durch den ein Wolframdraht gefädelt wurde, realisiert. Durch Anlegen eines Heizstroms heizte der Wolframdraht den Kupferblock radiativ auf, der auf Grund seiner guten thermischen Leitfähigkeit eine gleichmäßige Oberflächentemperatur einnahm. Das Ziel dieses Aufbaus war eine einheitliche Heizung der Proben, um thermische Verspannungen zu vermeiden. Mit diesem Aufbau konnten die Proben aber nur vor der Bedampfung ausgeheizt werden, da ansonsten die Proben während der Bedampfung nicht hätten beleuchtet werden können. Zudem stellte sich die indirekte Heizung als träge heraus, was beim 24-stündigen Ausheizen aber keine Rolle spielte.

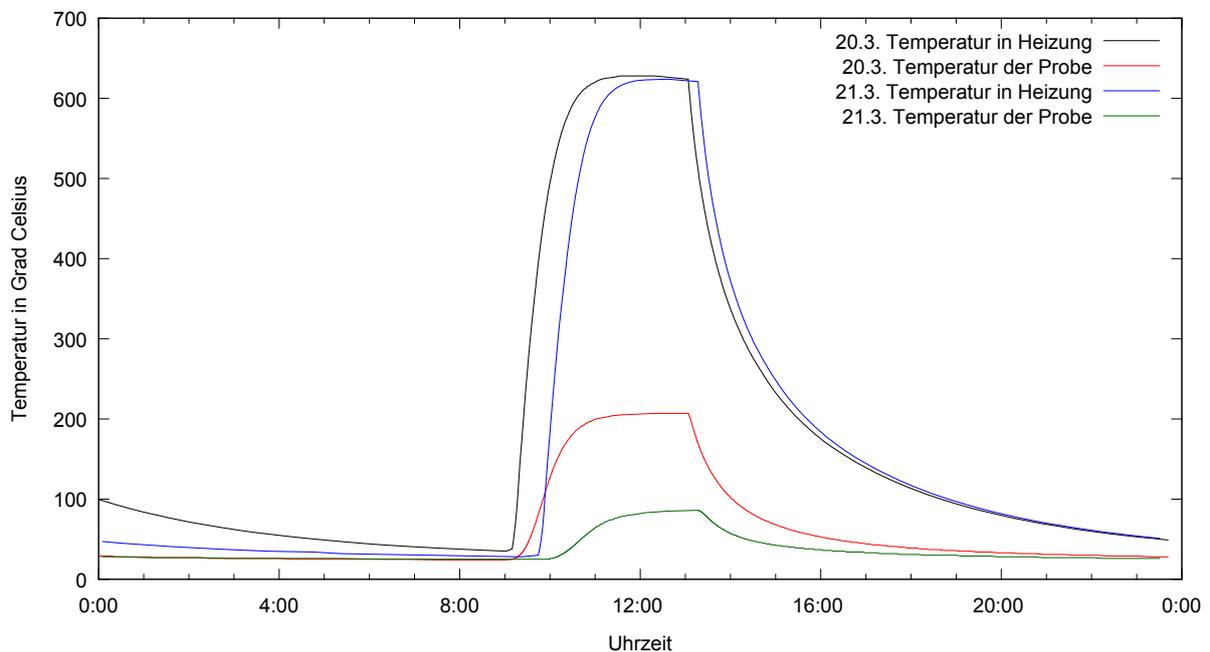


Abbildung 3.14: Darstellung zweier aufeinanderfolgender 24-Stunden-Messzyklen der Temperatur. Am 19.3. wurde ein Test durchgeführt, dessen Abkühlsequenz zu Beginn des ersten Zyklus zu sehen ist. Am 20.3. wurde bei einer Starttemperatur von 35 °C in der Heizung und 24 °C in der Probe die Heizung um 9:00 Uhr eingeschaltet und um 13:02 abgeschaltet. Am 21.3. wurde die Heizung um 9:45 bei 30 °C bzw. 25 °C eingeschaltet und um 13:20 abgeschaltet. In beiden Fällen war die Maximaltemperatur mindestens eine Stunde lang zwischen 600 °C bis 620 °C .

In Abbildung 3.14 sind die gemessenen Kurven für die Temperatur der Heizung und der Temperatur im Inneren eines Glassubstrats aufgetragen. Es wurde ein Standardglassubstrat mit einer 1 mm durchmessenden und 15 mm langen Bohrung parallel zur planen Fläche der Probe versehen, in die ein Temperatursensor eingeführt wurde. Man sieht deutlich, dass die Heizung circa drei Stunden benötigt, bis sie ihre Solltemperatur erreicht hat, was mit gewisser Vorbereitung eine akzeptable Zeit im laufenden Betrieb ist, aber fast einen Tag, um wieder auf Normaltemperatur abzukühlen. In dieser Zeit sind die Temperaturparameter innerhalb der Kammer unbestimmt, sodass kein reproduzierbares Experiment durchgeführt werden kann. Die Temperatur der Probe folgt dem Temperaturverhalten der Heizung, aber der Energieübertrag zwischen der Heizung und der Probe ist schlecht, da die Temperatur in der Heizung im Schnitt um einen Faktor 3,5 höher

ist als die Temperatur der Probe. Weiterhin wurde testweise versucht, die Proben während der Bedampfung indirekt über die daneben platzierte Heizung zu erhitzen. In diesem Fall reduziert sich der Energieübertrag erwartungsgemäß weiter, wobei die erreichte Temperatur von 100 °C im Sollbereich für die Photokathodenherstellung liegt. Da aber keine Aussage über den Temperaturgradienten zwischen den gegenüberliegenden Seiten der Probe getroffen werden kann, wurde diese Art der Heizung verworfen. Insbesondere kann diese Methode nicht auf größere Proben skaliert werden, da für die Detektoren Fenster mit 80 mm Durchmesser vorgesehen sind, die bei einem hohen Temperaturgradienten Schaden nehmen könnten.

Im Laufe der Versuche stellte sich heraus, dass eine erfolgreiche Aktivierung der Photokathoden erst bei Temperaturen deutlich oberhalb der Raumtemperatur möglich sind. Daher wurde eine zweite Heizung konstruiert, die direkt oberhalb der Aufdampfposition platziert ist und aus einem Edelstahlblech als Halterung, sowie einem Wolframdraht als Heizelement besteht (siehe Abb. 3.15), um die Probe während der Bedampfung zu heizen. Der Wolframdraht wurde diesmal zur direkten Heizung verwendet, das heißt als blanker Draht ohne Ummantlung, um einerseits die Heizleistung zu erhöhen, sowie eine schnellere Heizung zu ermöglichen. Die Edelstahlhalterung wurde gelocht, sodass die Probe während der Bedampfung mit einer UV-LED beleuchtet werden kann.

3.3 Ausstattung Vakuumkammer 2 - Detektorintegration

In dieser Kammer findet die Detektorintegration statt, das heißt die Verkapselung der Detektorkörper durch das Magnesiumdifluoridfenster, das in der ersten Kammer innenseitig mit der Photokathode bedampft wurde. Diese Verkapselung erfolgt durch einen geschmolzenen Indiumring, der als Dichtung zwischen dem Detektorgehäuse und dem Fenster gepresst wird. Abhängig von der Wahl der Indiumlegierung schmilzt die ausgewählte schon bei 118 °C, sodass der thermische Stress auf die Bauteile des Detektors reduziert wird und keine Gefahr besteht, dass sich die Photokathode vom Fenster löst. Für diesen Prozess sind in der Kammer zusätzlich zur schon beschriebenen Basisausstattung eine Transferstange, ein Manipulator („Wobble-Stick“), eine Hebevorrichtung sowie ein spezieller Flansch, der den Detektorkörper und eine Heizung trägt (siehe Abb. 3.15). Im ersten Schritt sollte das Verfahren in kleinerem Maßstab an einer Diode getestet werden. Daher sind die bisherigen Ausbauten auf Glassubstrate mit 25 mm Durchmesser und passende Keramikgehäuse ohne Mikrokanalplatten mit einer flächigen Metallfläche als Anode ausgelegt. Ziel ist die Herstellung einer Diode, im Zuge deren Herstellung die Kathode nicht beschädigt wird und über einen Zeitraum von einem Jahr keine Alterung aufzeigt, sodass eine hinreichend geringe Leckrate angenommen werden kann.

Die Verkapselung erfolgt in zwei Schritten. Im ersten Schritt wird der Diodenkörper gereinigt und mit einem passenden Indiumdichtring versehen. Es werden verschiedene Indiumlegierungen getestet, die entweder als Draht oder als Festkörper vorliegen, sodass sich auch die Form der Ringe und ihre Vorbereitung unterscheidet. Die Tests sind zum Zeitpunkt dieser Arbeit nicht



Abbildung 3.15: Links: Foto der Innenausbauten des Kathodenkessels in Draufsicht. Es ist der Substratteller mit fünf Substraten zu sehen, sowie einer ausgesparten Öffnung, um die untere Hälfte des Kessel einsehen zu können. Zudem ist die Substrateheizung über der Aufdampfposition zu sehen. Rechts: Draufsicht auf den Detektorkessel mit eingebautem Diodenflansch sowie der Halterung für die Hebevorrichtung mit mittig angebrachtem Stempel. Darunter befindet sich der Transferarm mit einer Gabel zum Transfer der Fenster. (Dieses Foto entstand bei dem Einbau der Hebevorrichtung mit offenem Deckel. Zu diesem Zeitpunkt war die Diodenheizung noch nicht fertig gestellt, daher fehlt sie auf dem Foto.)

abgeschlossen, sodass keine endgültige Aussage über diesen Verfahrensschritt getroffen werden können. Der Diodenkörper wird auf dem in [Abbildung 3.16](#) gezeigten Flansch platziert und die Vakuumkammer wird in den Sollbereich von $1 \cdot 10^{-10}$ mbar gepumpt. Der vordere Teil des Flansches ragt in die Mitte der Detektorkammer und trägt die Heizung, die einerseits den Diodenkörper ausheizt und von Verunreinigungen und Wasser befreit und andererseits den Indiumdichtring schmilzt. Zusätzlich verfügt der Flansch über elektrische Durchführungen mit denen später der Detektor innerhalb der Kammer Funktionstests unterzogen werden kann, um sicher zustellen, dass sowohl die Mikrokanalplatten als auch die Anode den Heizprozess überstehen. Im zweiten Schritt wird mit Hilfe der Transferstange ein Fenster aus der Kathodenkammer transferiert und in die Detektorkammer gebracht. Danach wird der Indiumdichtring geschmolzen und das Fenster auf die Diode platziert. Um eine ungleichmäßige Benetzung zu verhindern, wird anschließend die Diode mit der Heizung durch eine Hebevorrichtung angehoben und gegen einen Stempel an der Oberseite der Kammer gedrückt. Zuletzt wird die Kammer belüftet und die Effizienz der Photodiode wird vermessen. Bei erfolgreicher Verkapselung kann eine Photoeffizienz gemessen werden, die über einen längeren Zeitraum stabil bleibt. Ändert sich die Effizienz muss von einem Leck ausgegangen werden, da der eindringende Sauerstoff mit der Kathode reagiert und diese zerstört.

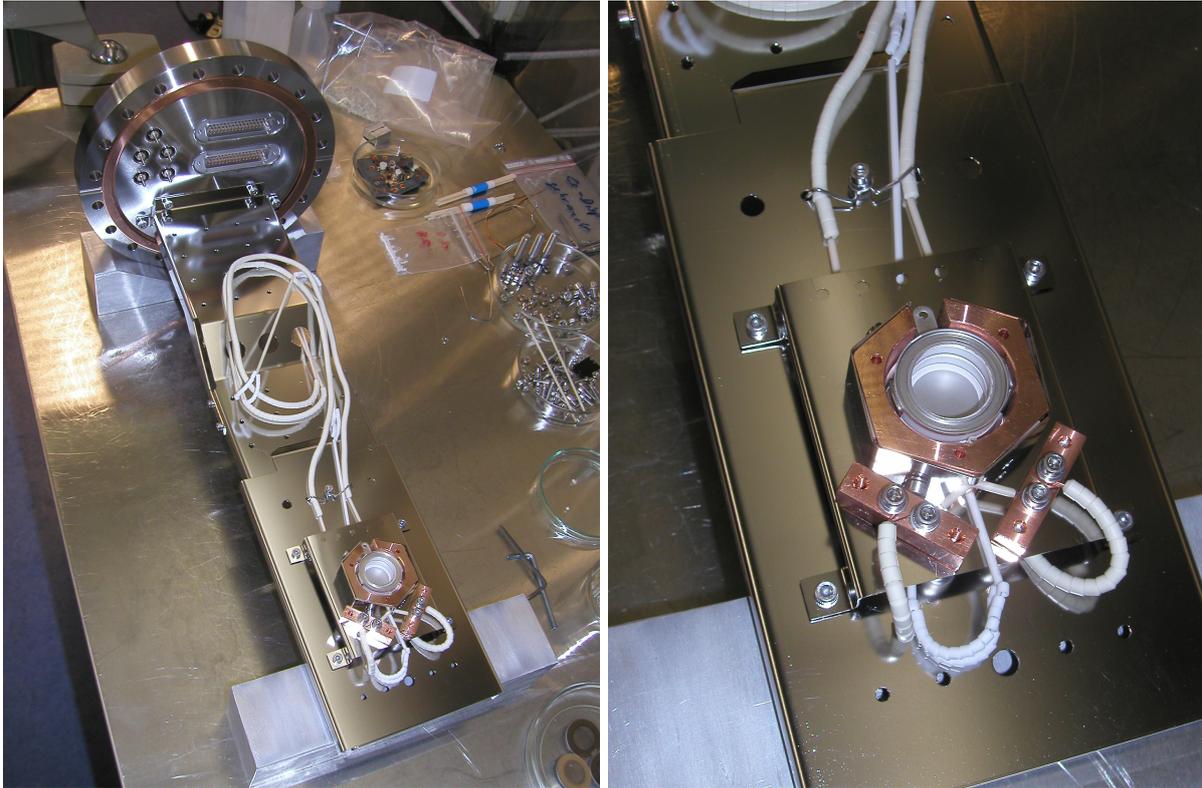


Abbildung 3.16: Links: Am Diodenflansch sind die Halterung für die Diode sowie die Heizung zum Schmelzen des Indiumdichtrings befestigt. Der vordere Teil mit der Heizung liegt als Blech auf und kann von der darunter platzierten Hebevorrichtung angehoben werden. Der Flansch verfügt über elektrische Durchführungen, um an der Außenseite die Ausleselektronik des Detektors anzuschließen und Testmessungen während der Verkapselung durchzuführen. Rechts: Fokusansicht der Detektorheizung realisiert aus einem Kupferblock, der indirekt durch einen Wolframdraht geheizt wird, der durch den Block geführt wird. Im Zentrum der Heizung ist ein Diodenkörper platziert.

3.4 Datenerfassung/Prozesskontrolle

Zur allgemeinen Überwachung der Vakuumkammern werden permanent der Druck der Ionenzerstäuberpumpen sowie der Druck der Druckmessröhren ausgelesen und gespeichert (siehe Abb. 3.17). Zusätzlich wird die Temperatur der Vakuumkammern an der Außenseite überwacht, als Referenzwert für die Raumtemperatur im Labor bzw. für die tatsächliche Kesseltemperatur während des Ausheizprozesses. In der Kathodenkammer befindet sich ein weiterer Temperaturfühler, der bei Bedarf an ausgewählte Positionen gebracht werden kann, zum Beispiel unter die Heizung zur Messung der tatsächlichen Proben­temperatur. Im Detektorkessel ist dieser Temperaturfühler fest im Heizkörper für die Diodengehäuse verbaut.

3.5 Probencharakterisierung - QE-Messung

Das Ziel der Entwicklung sind langlebige, gleichförmige Photodioden mit hoher Umwandlungseffizienz bzw. Quantenausbeute. Zu diesem Zweck wird einerseits der Photo­strom der Kathode während der Bedampfung überwacht, wobei hierbei nur die relative Änderung des Stroms gemessen und bewertet wird und andererseits erfolgt am Ende einer erfolgreichen Aktivierung eine



Institut für Astronomie und Astrophysik
 Abteilung Astronomie
 Sand 1, D-72076 Tübingen, Germany

EBERHARD KARLS
 UNIVERSITÄT
 TÜBINGEN

UHV-Anlage Raum A227

Aktuelle Vakuumwerte im Detektorlabor:

Zeit: 21.05.2015 10:25:49

Vakuum Kathodenkessel: 7.90e-11 mbar ■
 Vakuum Detektorkessel: 4.00e-10 mbar ■
 Ionenpumpe Kathodenkessel: 8.40e-10 mbar ■
 Ionenpumpe Detektorkessel: 8.20e-10 mbar ■

[Grafik Vakuumverlauf letzter Tag](#)

[Grafik mit komplettem Vakuumverlauf](#)

[Aktuelles Protokoll-Listing](#)

Aktuelle Temperaturen im Detektorlabor:

Zeit: 21.05.2015 10:25:49

Kathodenkessel: 25 °C
 Detektorkessel: 23 °C
 Substrateheizung: 31 °C
 Kath.-Kessel innen: 29 °C
 Detektorheizung: 28 °C

[Grafik Temperaturverlauf letzter Tag](#)

[Grafik mit komplettem Temperaturverlauf](#)

[Aktuelles Temperatur-Listing](#)

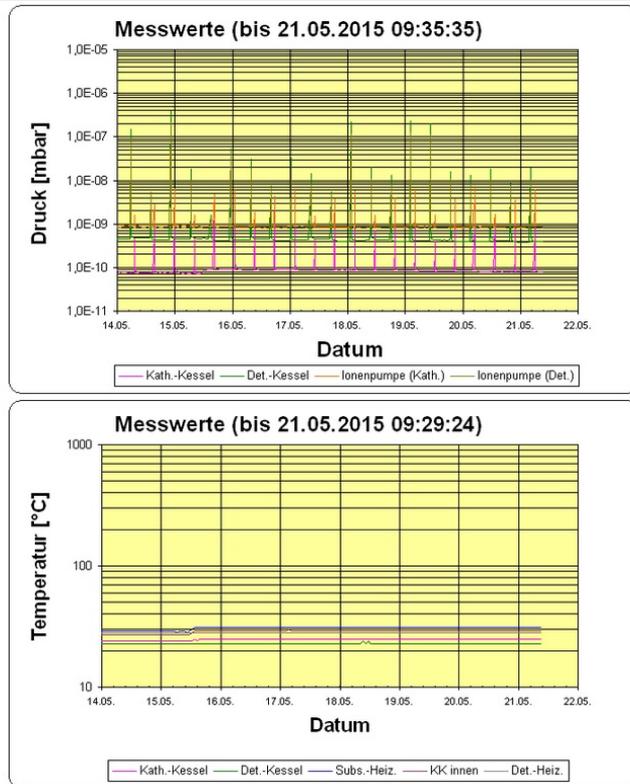


Abbildung 3.17: Die Datenerfassung erfolgt automatisch und kann über die Institutswebsite abgerufen und überwacht werden.

wellenlängenabhängige Messung des Photostroms im Vergleich mit einer kalibrierten Vergleichsdiode zur Bestimmung der absoluten Effizienz.

3.5.1 Keithley Amperemeter

Die Messung des Photostroms erfolgt durch zwei Keithley Amperemeter Modell 6517B¹⁰ für Präzisionsmessungen in einem Messbereich von 1 fA bis 20 mA. Mit den baugleichen Messgeräten besteht die Möglichkeit verschiedene Messkonfigurationen gleichzeitig zu messen, sowie durch Tauschen der Messgeräte eventuelle Probleme der Messgeräte als Fehlerquellen auszuschließen. Die Steuerung und Auslese erfolgt über den GPIB488-Standard, der mit Labview ausgelesen wird (siehe Abschnitt 3.5.2). Zur Reduzierung externen Rauschens werden außerhalb der Kammer doppelt geschirmte Triaxialkabel verwendet. Im Inneren der Kammer werden einfach isolierte Kaptonkabel verwendet, da keine vakuumtauglichen geschirmten Kabel zur Verfügung stehen, sodass ein Rauschniveau im Bereich von $\pm 0,2$ pA verbleibt. Für die Messung der Photoströme der Kathoden kann mit der internen Spannungsversorgung der Messgeräte eine Spannung bis

¹⁰Für weitere Details siehe Herstellerseite <https://www.keithley.de/products/dcac/sensitive/highresistance?mn=6517B>

zu 1000 V angelegt werden, die auf Grund der Spezifikationen von BNC-Steckern auf 500 V beschränkt wird (VACOM Vakuum Komponenten & Messtechnik GmbH 2014a).

3.5.2 Labview-Datenerfassung

Zum Auslesen, sowie zur Speicherung und Verarbeitung der Prozessparameter, wird Labview verwendet, das mit allen Messgeräten kompatibel ist und daher eine einfache und flexible Auswertung erlaubt. Die Auswertung der Messwerte erfolgt im Sekundentakt, da die typischen Verarbeitungszeiträume im Bereich von zehn Minuten für eine Beschichtung mit Tellur liegen und bei circa einer Stunde für eine Aktivierung. Während der Herstellung einer Probe wird sowohl der Schwingquarz ausgelesen, als auch der Photostrom und der Cäsiumstrom an der Aufdampfposition (siehe Abb. 3.18).

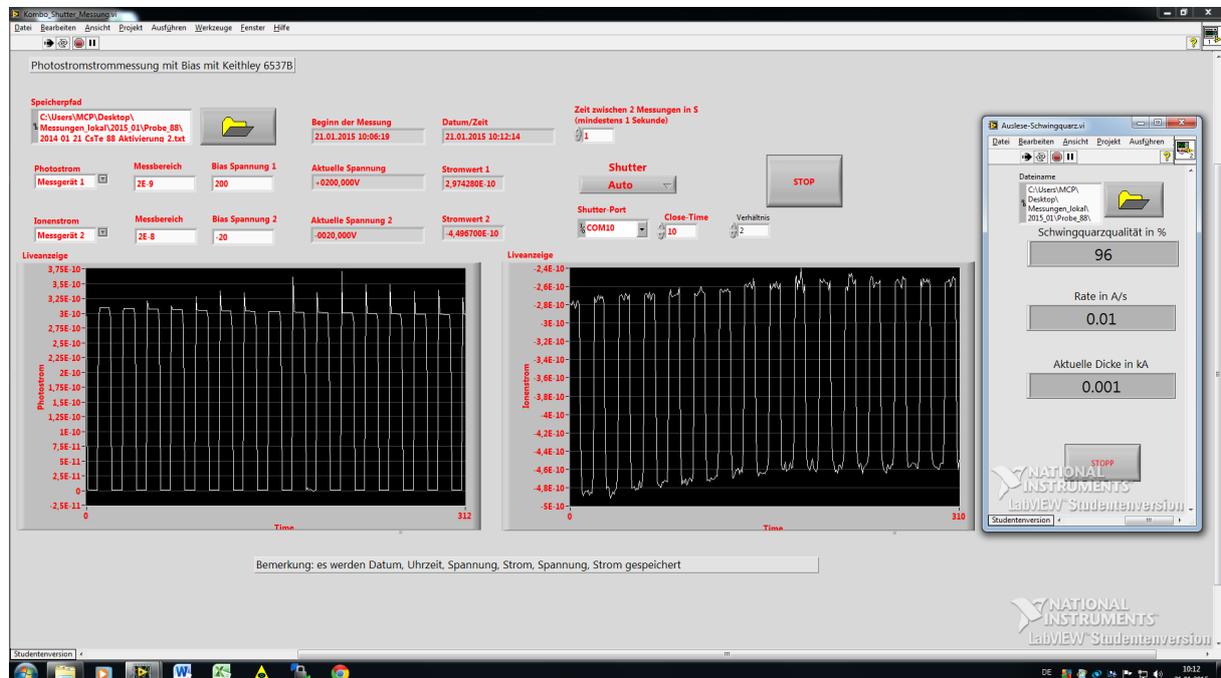


Abbildung 3.18: Screenshot der Datenaufnahme während einer Messung auf der Aufdampfposition. Es werden der Photostrom und der Ionenstrom mit einem Hell-Dunkel-Muster überwacht sowie die gemessene Schichtdicke in einem separaten Programm.

Während der Messung können die Spannungen beliebig eingestellt werden, wobei in der Standardkonfiguration eine Beschleunigungsspannung von 200 V zwischen Probe und Elektrode, und -20 V zwischen Abschirmzylinder und Masse zur Messung des Ionenstroms anliegen. Der Messbereich kann auch dynamisch eingestellt werden, es hat sich aber herausgestellt, dass auf dem Messzylinder kurzschlussartige Störungen auftreten können, die bei zu fein gewählten Messbereichen die „auto-range“-Anpassung des Messgeräts stören und damit eine effektive Aufnahme von Messwerten verhindern. Durch die manuelle Wahl eines Messbereichs können, dank des sechs Größenordnungen umfassenden dynamischen Messbereichs des Geräts, brauchbare Messwerte aufgenommen werden. Dieses Problem betrifft allein die Sekundärmessung des Cäsiumstroms, der als Kontrolle dient und nicht in die Qualifikation der Proben einfließt. Zusätzlich

kann mit einer Blende, die entweder manuell aktiviert oder automatisch in fixen Intervallen geschaltet werden kann, die Lampe abgedunkelt und eine Dunkelstrommessung gemacht werden. Der ursprüngliche Ansatz die LED ein- bzw. auszuschalten wurde aufgegeben, nachdem bei den Messungen festgestellt wurde, dass die LED eine 30-minütige Aufwärmphase benötigt um eine konstante Lichtintensität zu liefern. Das Auslesen von Druck und Temperatur wird mit einem von Jürgen Barnstedt programmierten C++-Programm durchgeführt, das für alle Teststände am Institut verwendet wird. Da Druck und Temperatur kontinuierlich überwacht werden, speichert das Programm nur Änderungen, um den Speicherbedarf zu minimieren.

3.5.3 Photostrommessung während Aktivierung

Im ursprünglichen Messaufbau von 2013 wurde der Photostrom zwischen Substratteller und Elektrode gemessen. Diese Option wurde gewählt, da unterschiedliche Proben in die Kammer eingebracht werden sollten, unter anderem Proben auf einem runden Metallsubstrat, die eine separate Halterung benötigten. Da weiterhin gewährleistet sein musste, dass die Proben mit der Transfergabel aufgenommen und in die zweite Kammer transferiert werden können, wurde beim Design ein größeres Augenmerk auf die Variabilität gelegt als auf die Messung, da man zu diesem Zeitpunkt die Komplexität der Photostrommessungen unterschätzt hatte. Am Beispiel von Probe 22 in Abbildung 3.19 dargestellt, erkennt man deutlich die Schwierigkeit mit dem ursprünglichen Messaufbau. Es wurde der Photostrom während einer Aktivierung mit Cäsium gemessen, sowie alternierend im 15-Sekundentakt der Dunkelstrom. Während der Bedampfung von 10:15 Uhr bis 11:00 Uhr erhöht sich zwar der gemessene absolute Photostrom deutlich, aber der relative Photostrom als Differenz zwischen hell und dunkel steigt nur langsam. Im Moment der Abschaltung der Cäsiumquelle um 11:00 Uhr bricht der zusätzlich Offset-Strom weg, und es ergibt sich ein regelmäßiges Muster mit einem Dunkelstrom im Bereich des Rauschniveaus.

Eine Vermutung war die elektrostatische Aufladung einer der Komponenten, die aber ein ebenso langsames Entladen vorausgesetzt hätte. Da unter gewissen Umständen ein Drehen des Substrattellers ebenfalls einen Störstrom generiert hat, der sich wiederum langsam abgebaut hat, wurde diese Idee nicht gänzlich verworfen. Schlussendlich konnte die Ursache dieses Effekts aber nicht genauer bestimmt werden. Zusätzliche Störströme entstanden durch die Druckmessröhre und die Ionenzerstäuberpumpe, die aus diesem Grund während dieser Messungen deaktiviert wurden. Da keine Konfiguration aus unterschiedlichen Spannungen an verschiedenen Komponenten (Elektrode, Drehteller, Abschirmzylinder) das Problem lösen konnte, das leider auch nicht schlüssig erklärt werden konnte, wurde Anfang 2014 ein Umbau der internen Verkabelung und Probenhalterung durchgeführt. Anstatt der gemeinsamen Kontaktierung und dem Auslesen der Proben über den Substratteller, wurde die in Abschnitt 3.2.5 beschriebene Konfiguration realisiert, bei der jede Probe einzeln ausgelesen wird. Weitere Probleme ergaben sich bei der externen Verkabelung zwischen Messgerät und Kammergehäuse, die ebenfalls zum Rauschen beigetragen hat, z.B. durch Kontaktwiderstände, Oberflächenladungen, Induktion in parallel verlaufenden Kabeln und Erschütterungen des Messaufbaus, z.B. durch Vibrationen der Turbomolekularpumpe.

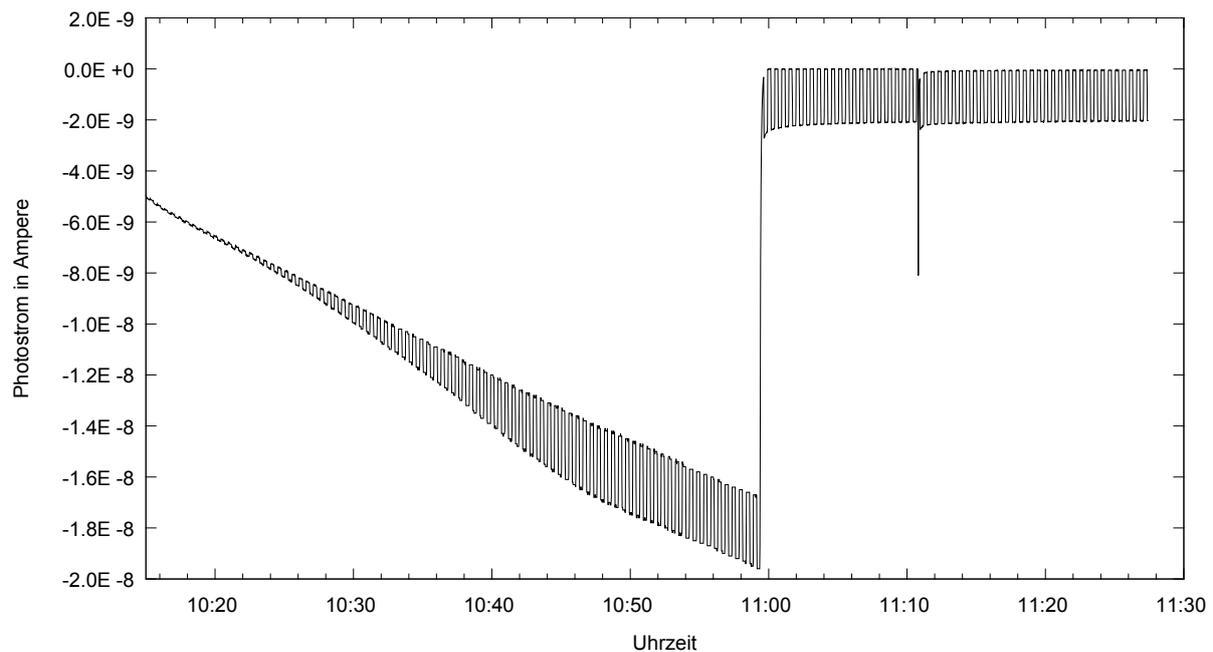


Abbildung 3.19: Gemessener Photostrom der CsTe-Probe 20 während der Aktivierung mit Cäsium mit der ursprünglichen Messkonfiguration im November 2013. In 15-Sekundenintervallen wird die Lampe abgeblendet, um einen Dunkelstrom zu messen. Wie zu erkennen ist, addiert sich ein variabler Offset auf die Messwerte, der unabhängig von der Beleuchtung ist. Um 11 Uhr wird die Aktivierung mit Cäsium beendet, worauf hin der Offset verschwindet und ein gleichmäßiges Hell-Dunkel-Muster geniert wird.

Insgesamt wurde im Laufe der verschiedenen Tests und sukzessiven Änderungen des Messaufbaus das Rauschniveau um einen Faktor 100 in einen Bereich unter 1 pA reduziert.

In [Abbildung 3.20](#) ist die Aktivierung der Probe 58 zu sehen, wiederum mit einer regelmäßigen Dunkelstrommessung. Nach dem Umbau liegt der Rauschanteil bei den Messungen der Photokathode im niederen Picoamperebereich, trotz gleichzeitig aktivierter Druckmessröhre und Ionenzerstäuberpumpe. In [Abbildung 3.21](#) sind die Dunkelstromkomponente der Photostromaktivierung im Fokus sowie auf der zweiten Achse der Ionenstrom dargestellt. Vor der Aktivierung befinden sich der Photostrom wie auch der zugehörige Dunkelstrom der reinen Tellurprobe ohne Cäsium immer im negativen Bereich von $-0,2\text{ pA}$ bis $-0,5\text{ pA}$. Mit Einsetzen der Bedampfung durch Cäsium erreicht die Messung einen Tiefpunkt bei circa -2 pA , um danach in den Ausgangsbereich der ursprünglichen Messung zurückzukehren und dort für den Großteil der Bedampfung zu bleiben. Der geringe kontinuierliche Anstieg resultiert höchstwahrscheinlich aus einer Erwärmung des Zylinders und des Substrats durch die indirekte Heizung durch den Cäsiumdispenser, kann aber auch anteilig aus einem Störstrom durch die Druckmessröhre oder Ionenzerstäuberpumpe stammen. Da Messungen ohne Druckmessröhre ebenfalls einen Anstieg des Dunkelstroms aufweisen, spielt dieser Effekt aber eine untergeordnete Rolle, da insbesondere die tatsächlichen Photostrommessungen keine Reaktion auf ein Ausschalten der Pumpe oder der Messröhre zeigen. Der Dunkelstrom bleibt während der gesamten Messung im Bereich unter 10 pA , womit sich ein durchschnittliches Signal-zu-Rausch Verhältnis von 1000:1 ergibt.

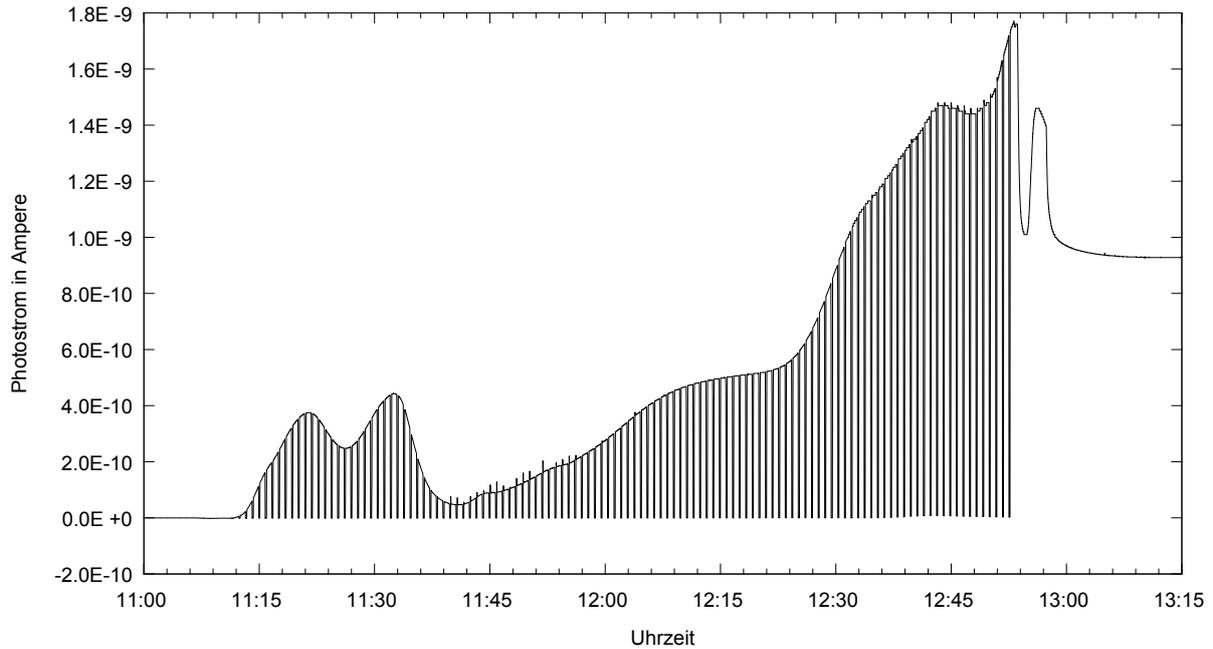


Abbildung 3.20: Gemessener Photostrom der CsTe-Probe 58 während der Aktivierung mit Cäsium. Alle 45 s wird die UV-LED automatisch abgeblendet für eine 10-sekündige Dunkelstrommessung. Im Normalfall wird während einer Aktivierung nur stichprobenhaft der Dunkelstrom vermessen, da nach dieser Referenzmessung ein stabiler Dunkelstrom angenommen wird.

Der Tiefpunkt des Dunkelstroms ist ein charakteristischer Effekt beim Einsetzen des Cäsiumstroms auf die Photostrommessung, dessen Ursache wahrscheinlich in der Entstehung von Exitonenemission auf Grund der Bedeckung von Cs_2O ist, siehe Abschnitt 2.1.6. Eventuell ändert das Einsetzen des Cäsiumstroms das interne Potentialgefälle zwischen Substrat, Elektrode und Masse, da der Teilchenstrom auch Ladung transportiert. In Abbildung 3.21 ist der Strom auf dem Zylinder gemessen, der als Referenz für den Cäsiumstrom aus der Quelle dient. Man sieht zeitlich korreliert zu dem Anstieg im Dunkelstrom um 11:14 Uhr einen Ausschlag im Ionenstrom, der eine Bauart bedingte Eigenschaft des Cäsiumdispensers ist, siehe auch Abschnitt 3.2.3 dazu, wobei dieser Zacken im Bezug auf den totalen Anstieg des Cäsiumstroms sowie des Vorzeichens nicht die alleinige Ursache für die Änderung des Dunkelstroms sein kann. Zudem kann man keine Korrelation zwischen dem Dunkelstrompeak um 12:45 und der Messung des Cäsiumstroms finden. Da aber gleichzeitig der Photostrom eine Änderung erfährt, scheint dieser Effekt auf eine Änderung der Photokathode zurückzuführen zu sein. Es ist hierbei zu beachten, dass sowohl das Innere des Abschirmzylinders, der Schwingquarz sowie die Unterseite der Substrathalterung im Laufe des Experiments mehr als 100 mal mit Tellur und Cäsium bedampft wurden und damit ebenfalls photoaktiv sind. Dieser Effekt kann gemessen werden, wenn die UV-LED nicht senkrecht sondern schräg auf die Probe leuchtet und damit auch einen Teil der Zylinderinnenseite illuminiert. Diese Flächen übersteigen die Oberfläche der Photokathode um ein Vielfaches und liefern daher selbst indirekt beleuchtet ein Signal, das mit der negativen Spannung auf dem Zylinder unterdrückt werden soll. Dieser Effekt lässt sich in der Abbildung 3.21 deutlich an dem Hell-Dunkel-Muster erkennen, das dem photosensitiven Anteil des Cäsiumstroms entspricht.

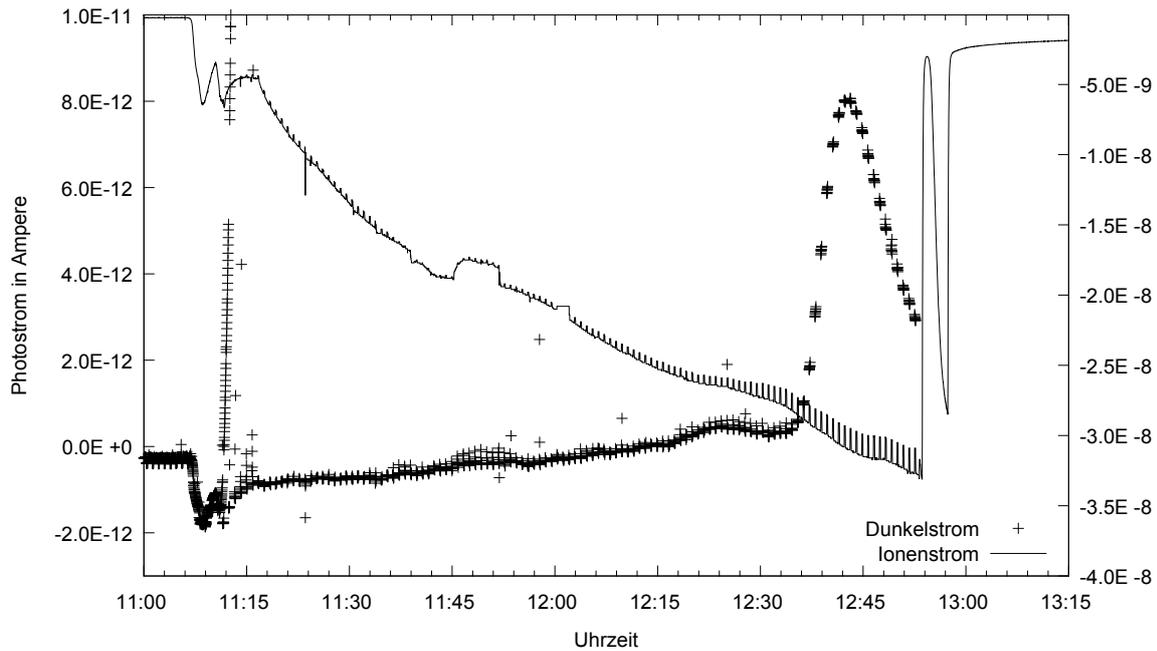


Abbildung 3.21: Ausschnitt der Photostrommessung der Aktivierung von Probe 58 mit Fokus auf den Dunkelstrom (Y-Achse in den Bereich unter $1 \cdot 10^{-11}$ A) sowie auf der zweiten Y-Achse der Ionenstrom.

Um 12:54 Uhr erreicht der Photostrom einen Peak und beginnt wieder zu fallen, daraufhin wird der Heizstrom des Cäsiumdispensers für circa eine Minute ausgeschaltet, worauf der entsprechende Cäsiumstrom am Messzylinder abfällt, siehe [Abbildung 3.21](#). Nach Abschalten des Dispensers fällt der Photostrom auf der gleichen Zeitskala wie der Cäsiumstrom deutlich ab, bis nach einer Minute der Dispenser wieder aktiviert wird. Auf Grund der Trägheit des Cäsiumdispensers erfolgt der Anstieg des Photostroms zeitversetzt, hier jedoch noch klar korreliert. Der Beitrag des Cäsiumstroms zum Photostrom fällt niedriger aus, da auch der Cäsiumstrom niedriger ist. Trotz dieses Beitrags des Cäsiumstroms sinkt der Photostrom weiter, woraufhin kurze Zeit später die Bedampfung komplett beendet wird. Im Normalfall wird nach Erreichen des maximalen Photostroms der Cäsiumstrom nicht erneut aktiviert, in diesem Fall sollte aber der Effekt des Cäsiumstroms auf den Gesamtstrom deutlich gemacht werden.

Das heißt, obwohl die Dunkelstromproblematik des ursprünglichen Aufbaus gelöst wurde, sind auch die Messungen in der aktuellen Konfiguration überlagert von dem Einfluss des Cäsiumdispensers. Dieser überlagernde Strom reagiert ebenfalls auf Licht, ist also kein Störstrom, sondern ein verstärkender Effekt des realen Photostroms. In weiteren Versuchen ist aufgefallen, dass der Effekt unabhängig von der effektiven Verdampfungsrate des Cäsiumdispensers ist, sondern nur von der Leistung des Dispensers abhängt, daher handelt es sich höchstwahrscheinlich um einen thermischen Effekt. Durch die radiative Heizung der Photokathode erhöht sich die Photoeffizienz, wobei nicht schlüssig erklärt werden kann, wie eine Temperatur von circa 100°C bzw. mittlere thermische Elektronenenergie von circa 30 meV einen starken Einfluss auf die gemessenen Photoströme hat.

Trotz allem ist diese Messkonfiguration aussagekräftiger, da die Messwerte bzw. das Verhältnis zwischen Dunkelstrom und Signalstrom direkt die Qualität der Proben widerspiegeln.

3.5.4 Wellenlängenabhängige absolute Quanteneffizienz

Zur Messung der wellenlängenabhängigen Quantenausbeute steht ein System aus einer Deuteriumlampe, einem Monochromator, einer optischen Bank, einem Umlenkspiegel sowie einer kalibrierten Diode bereit, siehe Abbildung 3.22.

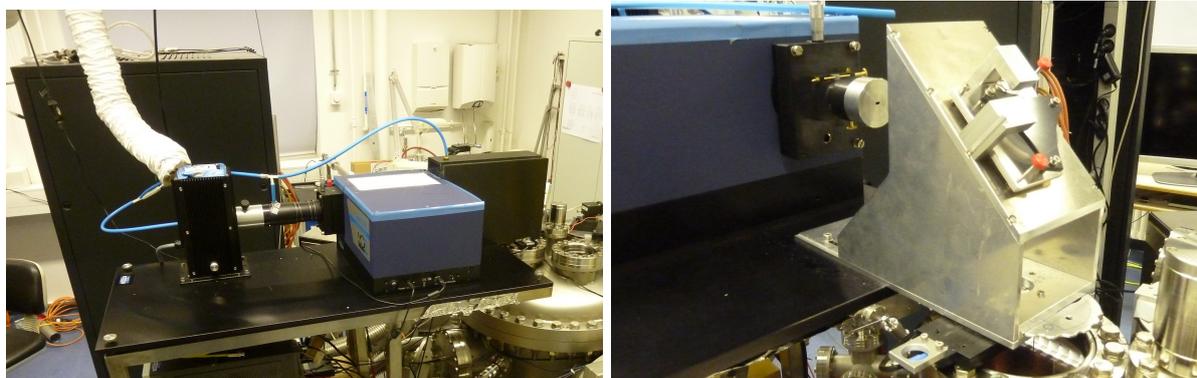


Abbildung 3.22: Links: Foto der optischen Bank mit komplettem Versuchsaufbau, bestehend aus der Deuteriumlampe mit Abzug, Verbindungsstück zum Monochromator sowie der Abdeckung des Umlenkspiegels an der Front. Mit den blauen Schläuchen kann Stickstoff in die einzelnen Teile geleitet werden. Rechts: Darstellung des Justiermechanismus mit dem Umlenkspiegel im Inneren des Metallrahmens. Die Metallhalterung sowie der Spiegel sind feinjustierbar für die optimale Ausrichtung des Lichtstrahls. Direkt über der Kammer befindet sich eine Drehscheibe mit unterschiedlich großen Lochblenden, um den Lichtstrahl feiner zu begrenzen, sowie am unteren Teil der Metallhalterung eine Einschubkassette mit der Kalibrationsdiode. Diese Diode wird direkt über dem Fenster in den Strahlengang für die Referenzmessung eingeschoben, sodass der gemessene Referenzwert nur durch das Eingangsfenster an der Kammer verändert wird.

3.5.4.1 Deuteriumlampe

Als Lichtquelle für die Messung der Quanteneffizienz steht eine 30 W Deuteriumlampe von LOT-Oriel mit einem Spektrum von 160 nm bis 370 nm zu Verfügung. Die Lampe ist zusammen mit dem Monochromator auf der optischen Bank montiert (siehe Abb. 3.22). Zur Justierung des Lichtstrahls auf die Substrate im Inneren der Kammer wurde ein roter Laser auf einer abnehmbaren Halterung montiert, die zwischen Monochromator und Deuteriumlampe platziert werden kann und dabei einen deckungsgleichen Lichtstrahl aussendet. Die Feinjustierung des Lasers wurde mit Hilfe des Laboraufbaus des ORFEUS-Detektor in unserem Haus durchgeführt ([Barnstedt 2014](#)).

Da eine Messung der Quanteneffizienz aus einer Messung der Kathode und einer Kalibrationsmessung mit Hilfe der NIST-Diode besteht, muss eine zeitliche Stabilität der Deuteriumlampe gewährleistet sein. Da pro Messpunkt 1,13 s benötigt werden und typischerweise der Wellenlängenbereich 180 nm bis 300 nm in Abständen von 1 nm (siehe 3.5.4.2) mit jeweils 5 Messungen abgefahren wird, dauert eine Messung $120 \text{ s} \times 5 \times 1,13 \text{ s}$ bzw. circa 11 min. Insgesamt muss die Lampe also über einen Zeitraum von 20 min stabil sein. In Abbildung 3.23 wurde das Einbrennverhalten der Deuteriumlampe nach dem Einschalten untersucht, indem mit Hilfe der kalibrierten

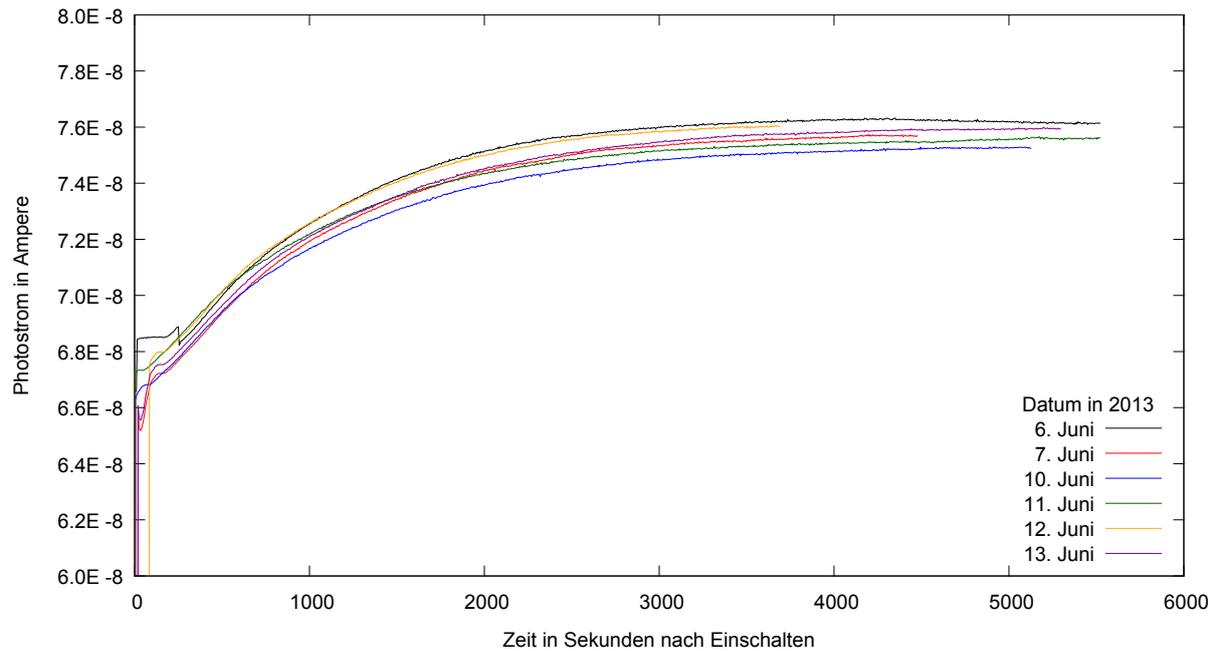


Abbildung 3.23: Messung des totalen Lichtflusses der Deuteriumlampe mit Hilfe der kalibrierten NIST-Diode während des Einschaltvorgangs. Wie zu erkennen ist, benötigt die Lampe eine Einbrennzeit von mehr als einer Stunde um stabil zu arbeiten. Daher wurde im Allgemeinen die Lampe mindestens zwei Stunden vor den Messungen eingeschaltet.

NIST-Diode (siehe 3.5.4.3) der totale Photonenfluss gemessen wurde. Basierend auf diesen Ergebnissen wurde eine minimale Aufwärmphase von zwei Stunden definiert. In Abbildung 3.24 ist die Stabilität der Lampe nach zwei Stunden vermessen.

In Abbildung 3.25 ist eine Zusammenstellung der regelmäßigen Kalibrationsmessungen über einen Zeitraum von 3 Monaten dargestellt. Man sieht einen kontinuierlichen Rückgang des Flusses über alle Wellenlängen bei gleichbleibendem Spektrum, der auf eine Alterung der Lampe zurück zu führen ist. Diese langfristige Alterung der Lampe kein Problem dar, da für jede Messung ein eigenes Referenzspektrum mit der NIST-Diode aufgenommen wird.

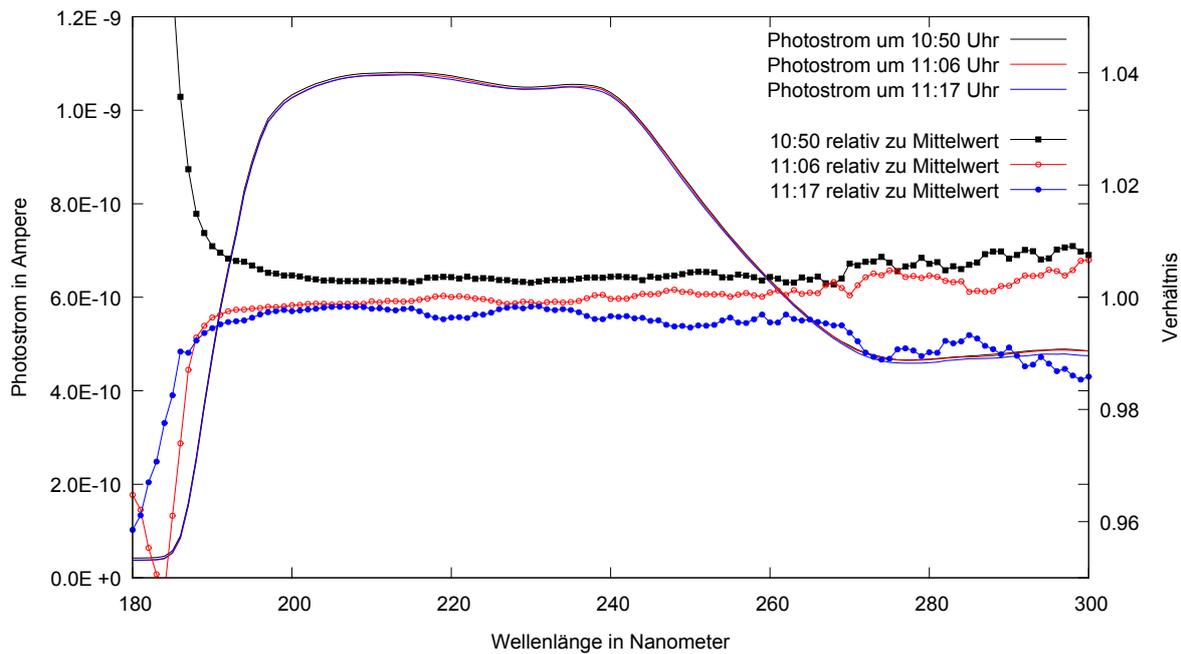


Abbildung 3.24: Drei aufeinanderfolgende Spektren der Deuteriumlampe nach zwei Stunden Einbrennzeit (04-06.06.2014). Auf der zweiten Ordinate wurde die Abweichung gegenüber dem Mittelwert der drei Messungen für jede der Einzelmessungen angegeben. Man erkennt nur noch geringe Schwankungen im Bereich unter 2%, sodass die Lampe nach dieser Zeit als stabil angenommen wird.

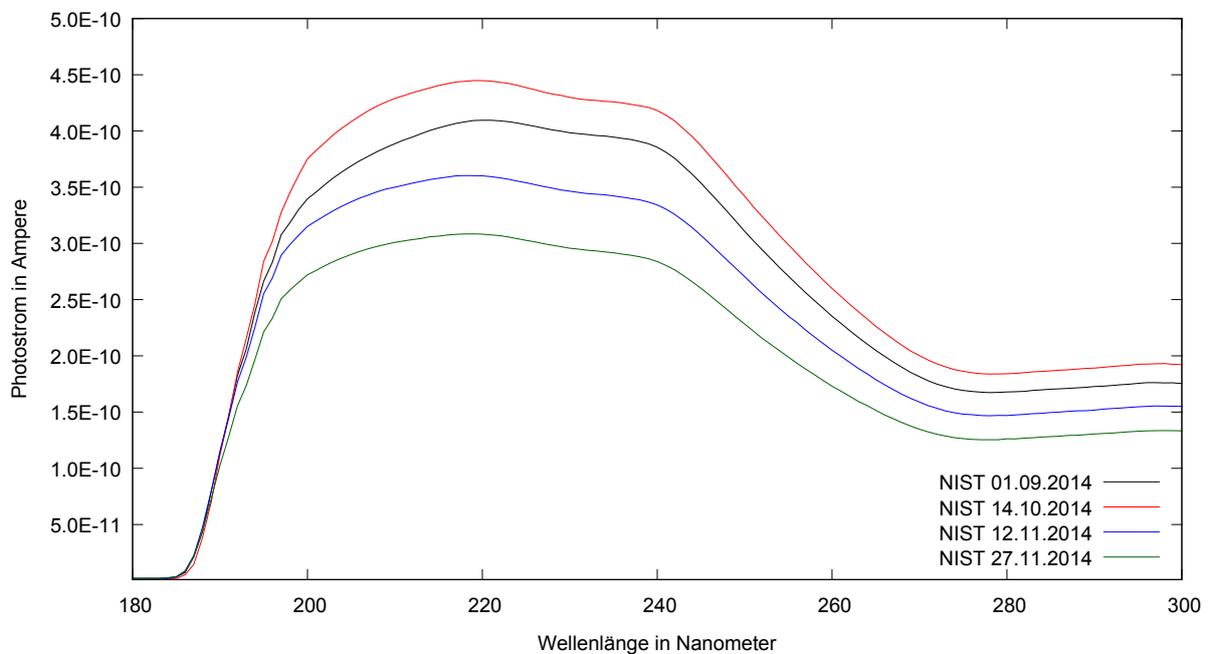


Abbildung 3.25: Zusammenstellung der langfristigen Entwicklung der Emissionscharakteristik der Deuteriumlampe, die am 27.08.2014 in Betrieb genommen wurde. Es ist eine Abnahme der Leistung zu erkennen, wobei die Form des Spektrums erhalten bleibt.

3.5.4.2 Omni- λ 300 Monochromator

Der Omni- λ 300 Monochromator von LOT-Oriel ist mit einem Gitter für den niedrigen Wellenlängenbereich konfiguriert, das eine Auflösung von 0,1 nm bei 500 nm besitzt. Der minimale Abstand zwischen zwei Messpunkten beträgt 0,005 nm. Die Kalibrierung des internen Motors (Korrelation zwischen Motorposition und Wellenlänge) erfolgte am 22.10.2012 (siehe Dokumentation UHV-Anlage (Barnstedt und Hermanutz 2012)) für den Bereich von 200 nm bis 500 nm mit Hilfe eines Quecksilberlinienstrahlers Typ Pen-ray (LOT-Oriel Group Europe 2011) und seinen definierten Emissionslinien (siehe Abb. 3.26). Mit Ausnahme der nicht sauber aufgelösten 434,75 nm-Doppellinie beträgt die Abweichung im Mittel weniger als 0,5 nm, sodass die gefundenen Konfigurationsparameter beibehalten wurden.

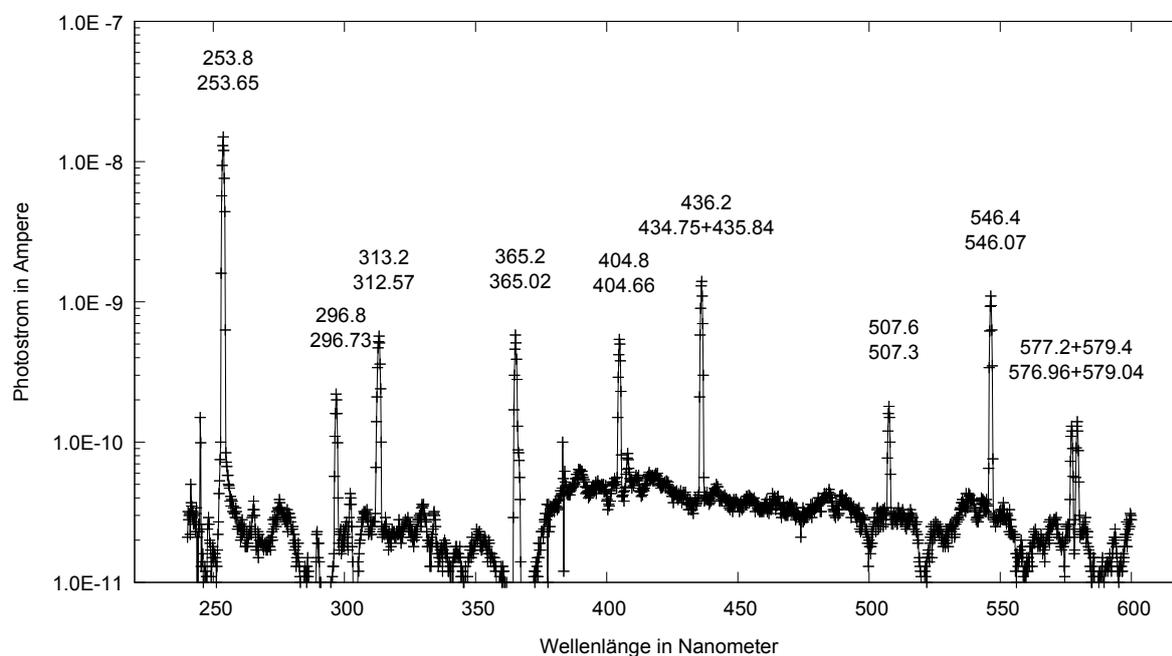


Abbildung 3.26: Vermessung des Linienspektrums einer Quecksilber-Lampe mit 0,2 nm-Schritten. Zum Vergleich sind die Literaturwerte (Reader und Corliss 1980) als zweiter Wert aufgeführt. Da der Monochromator die Aufspaltung der Linien durch Beugung am Gitter bewerkstelligt, handelt es sich bei der 507,3 nm-Linie um die 2. te Ordnung der 253,65 nm-Linie.

Die Lichtintensität kann durch einen feinjustierbaren Eingangsschlitz verändert werden, die Ausdehnung des Lichtflecks durch einen Ausgangsschlitz (die Höhe beträgt 14 mm). Der Einfluss der Spaltbreite wurde an Hand einer einzelnen Hg-Linie vermessen, siehe Abbildung 3.27 und Tabelle 3.2. Der Anstieg der Intensität und Breite der Linie ist in erster Näherung linear. Da die Verbreiterung der Linien beugungsbedingt ist, wird für die Standardmessungen ein Abstand von 1 nm zwischen zwei Messpunkten gewählt.

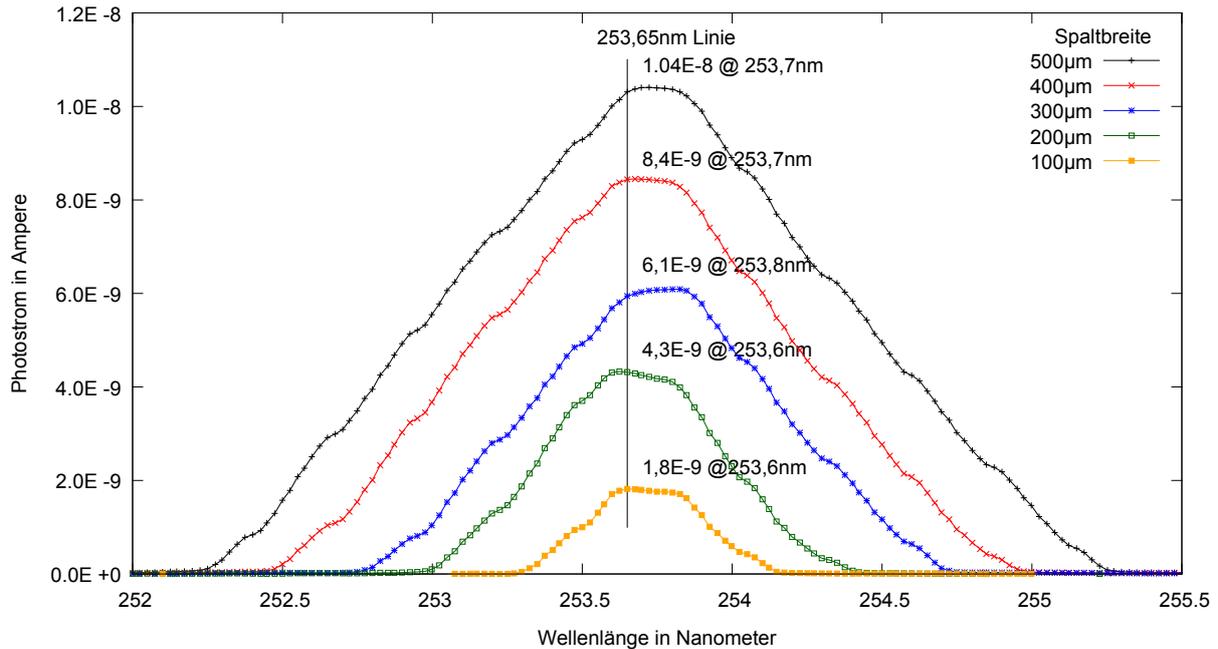


Abbildung 3.27: Vermessung der 253,65 nm-Linie in 0,025 nm-Schritten bei unterschiedlicher Spaltbreite. In Tabelle 3.2 sind die Peakwellenlänge, max. Intensität und Breite der Linie angegeben.

Tabelle 3.2: Zusammenhang zwischen Spaltbreite des Monochromators und der gemessenen Photoströme sowie die Verbreiterung der Linie. Siehe auch Abb. 3.27

Spaltbreite	Peak	Max. Intensität (Zuwachs)	FWHM (Zuwachs)
100 μm	253,650 nm	1,82 nA	0,423 nm
200 μm	253,624 nm	4,33 nA (+2,53 nA)	0,658 nm (+0,253 nm)
300 μm	253,801 nm	6,09 nA (+1,79 nA)	0,940 nm (+0,282 nm)
400 μm	253,676 nm	8,45 nA (+2,36 nA)	1,175 nm (+0,235 nm)
500 μm	253,749 nm	10,40 nA (+1,95 nA)	1,457 nm (+0,282 nm)

Bei der Einstellung des Lichtflecks muss eine Abwägung gemacht werden, zwischen zusätzlicher Intensität und damit besserem Signal-zu-Rausch-Verhältnis und Justierbarkeit der Probe. Das Licht verlässt den Ausgangsschlitz des Monochromators, wird fokussiert und trifft auf einen Umlenkspiegel, passiert das Quarzfenster an der Oberseite der Kammer und trifft nach einem Weg von ca. 50 cm auf die Probe. Auf diesem Weg verbreitert sich der ursprünglich schon nicht punktförmige Lichtkegel weiter und illuminiert damit eine Fläche von circa 25 mm × 10 mm. Diese Fläche ist abgeschätzt, da es keine UHV-taugliche Methode gibt um UV-Licht sichtbar zu machen und daher nur die Ausdehnung des Kalibrationslasers als Referenz beobachtet werden kann. Die Standardproben haben einen Durchmesser von 25 mm abzüglich des umlaufenden Metallrings von 5 mm, verbleibt also nur eine aktive Photokathodenfläche mit einem Durchmesser von 15 mm. Da der Lichtfleck größer als die Probe ist und damit keine brauchbare Messung möglich ist, wurde eine weitere Blende direkt über dem Eingangsfenster mit einer 2,5 mm durchmessenden Öffnung installiert. In dieser Konfiguration reduziert sich die Ausdehnung des Referenzlichtflecks auf der Probenposition auf circa 5 mm × 5 mm und als Resultat auch der Lichtfluss auf die in Abbildung 3.28 gezeigten Beispielwerte für die CsTe Probe 80. Diese Messungen reagieren auf Grund des niedrigen Flusses von 5 pA bis 30 pA sehr stark auf Schwankungen des Dunkelstroms,

sodass das Signal-zu-Rausch-Verhältnis im Normalfall nur 10:1 ist. Da es keine Methode gibt, um festzustellen, ob alles Licht auf die Probe fällt, stellen alle Messungen nur eine Untergrenze dar. Beim Übergang auf größere Proben kann sowohl der Lichtfleck vergrößert werden und damit das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verbessert werden, als auch mit dem kleinen Lichtfleck eine positionsabhängige Photoeffizienz bestimmt werden.

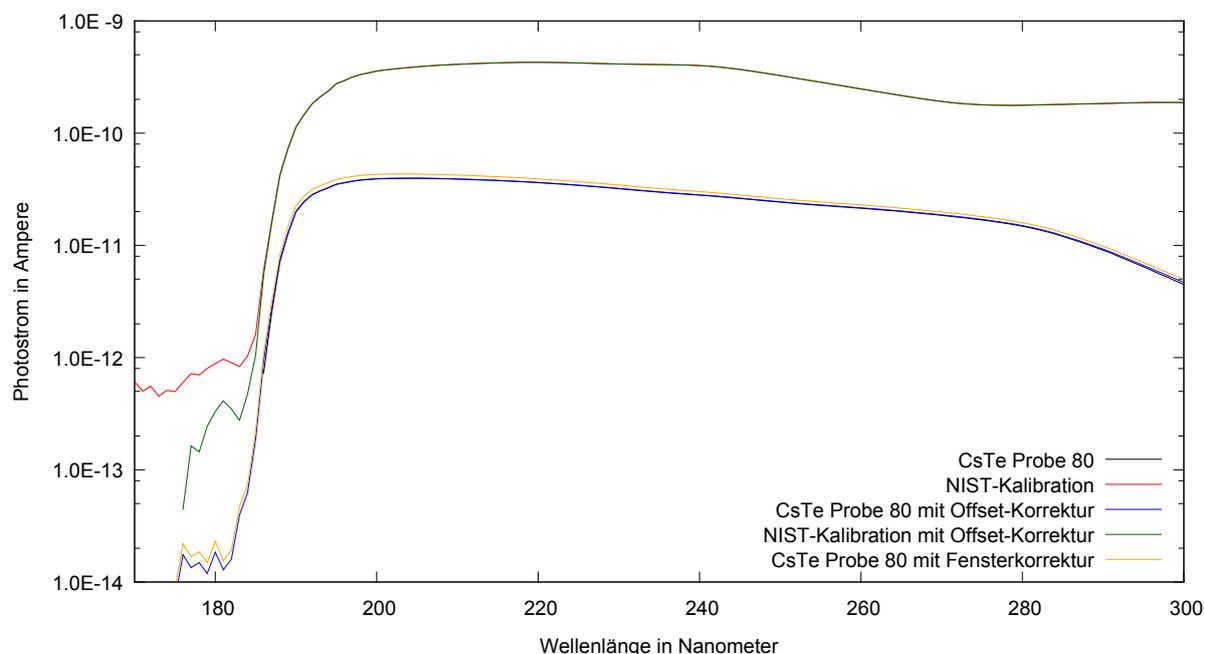


Abbildung 3.28: Photostrommessung der CsTe Probe 80 am 03.11.2014 (10:44-10:51 Uhr) mit der zugehörigen NIST-Kalibrationsmessung (10:51-11:02 Uhr). Aufgetragen sind die Mittelwerte von jeweils 5 Messwerten pro Wellenlänge. Die Photostrommessung weist einen negativen Dunkelstrom im Bereich von $-0,5$ pA auf mit einem ersten positiven Messwert bei 186 nm. Die negativen Messwerte sind auf die UV-Absorption der Atmosphäre bei niedrigeren Wellenlängen zurückzuführen. Weiterhin sind die Offset-Korrektur sowie die Fensterkorrektur für die Photodiode aufgetragen.

3.5.4.3 NIST-kalibrierte Diode

Als Referenz für die Bestimmung der Quanteneffizienz werden zwei baugleiche Photodioden mit einer Fläche von $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ der Firma Opto Diode¹¹ verwendet, die vom National Institute of Standards and Technology (NIST) vermessen wurden. Aus den entsprechenden Prüfprotokollen (siehe Abb. 3.29) wurde die Umwandlungseffizienz für alle Wellenlängen berechnet. Die Original-Referenzmessung datiert vom 26.01.2011. Während des Experiments wurde nur eine der beiden Dioden (Nr. 911) fest in den Teststand integriert und verwendet, während die zweite für Kontrollzwecke verpackt im Schrank gelagert wurde. Da laut Hersteller eine Beeinträchtigung der Dioden durch Kontamination der Detektorfläche zu erwarten ist, wurde am 9.10.2014 eine Vergleichsmessung zwischen beiden Dioden angestellt (siehe Abb. 3.30), bei der kein Unterschied zwischen den beiden Dioden festgestellt werden konnte. Es kann daher eine verwendungsbedingte

¹¹Weitere Informationen zur Funktionsweise und die Betriebsparameter sind auf der Herstellerseite <http://optodiode.com/products.html#IRD-UV-Photodiodes> zu finden

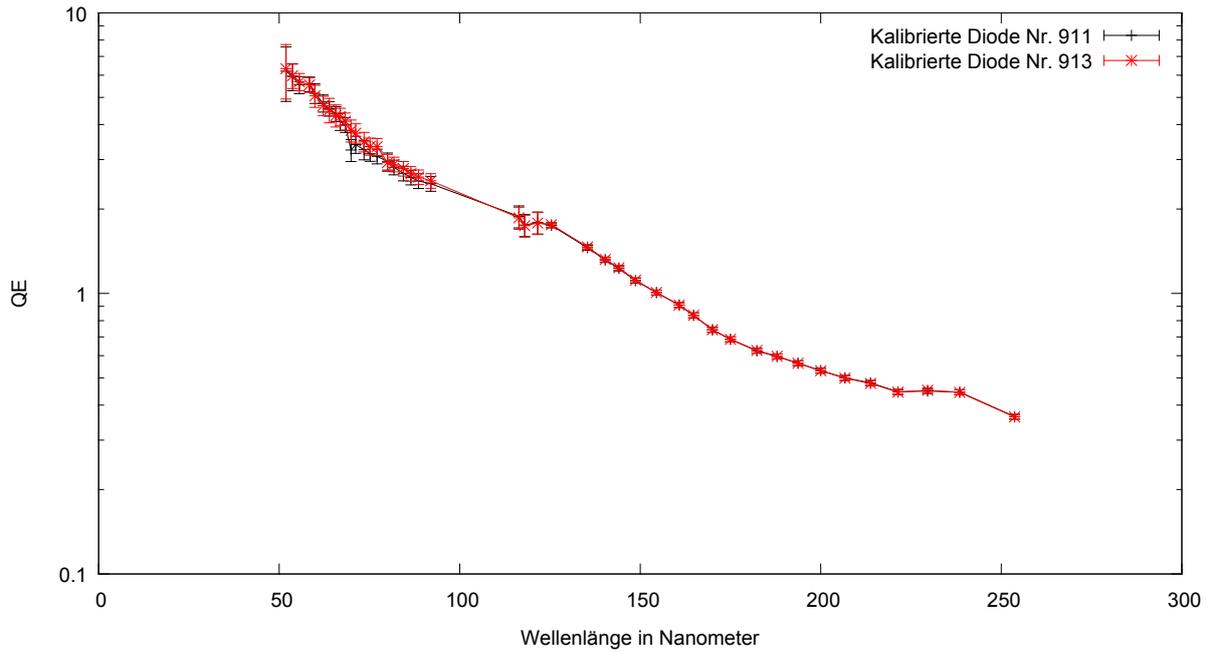


Abbildung 3.29: Aufgetragen sind die Messwerte, die von NIST für die beiden Dioden #911 und #913 geliefert wurden. Die Effizienz für die verbleibenden Wellenlängen wurde interpoliert und ist ebenfalls eingetragen. Die Abweichung zwischen den beiden Dioden beläuft sich im Mittel auf weniger als 0,5%.

Alterung, die über die natürliche Alterung hinausgeht, ausgeschlossen werden. Für präzisere Messungen müssen die Dioden neu kalibriert werden.

3.5.4.4 Berechnung der absoluten Photoumwandlungseffizienz

Die Berechnung der Photoumwandlungseffizienz der Photokathoden erfolgt in zwei Schritten. Im ersten Schritt wird für die gemessenen Werte eine Offset-Korrektur durchgeführt, basierend auf den Dunkelstromwerten, die im Wellenlängenbereich 171 nm bis 176 nm aufgenommen werden. Obwohl dies theoretisch keiner echten Dunkelstrommessung entspricht, die separat mit abgeblendeter Lampe durchgeführt werden müsste, entsprechen die Messwerte in der Praxis auf Grund der starken UV-Absorption der Atmosphäre dem Dunkelstrom. Hauptproblem hierbei ist das Restlicht, das auf die sehr sensitive Kalibrationsdiode fällt. Um dieses Streulicht zu minimieren sind der Monochromator sowie der Strahlengang der Lampe bis zum Eingangsfenster der Kammer mit einem lichtdichten Gehäuse abgedeckt. Weiterhin wurden die Laborfenster mit einer schwarzen Folie abgeklebt, sowie die Rollos während der Messung geschlossen gehalten. Die Messungen werden optimalerweise nachmittags durchgeführt, da die Laborfenster keinem direkten Licht mehr ausgesetzt sind und somit Schwankungen der Sonneneinstrahlung, zum Beispiel durch vorbeiziehende Wolken, weiter reduziert werden. All diese Maßnahmen führten zu einer Reduktion des Dunkelstroms der NIST-Diode um einen Faktor 100 in den Bereich unter 1 pA.

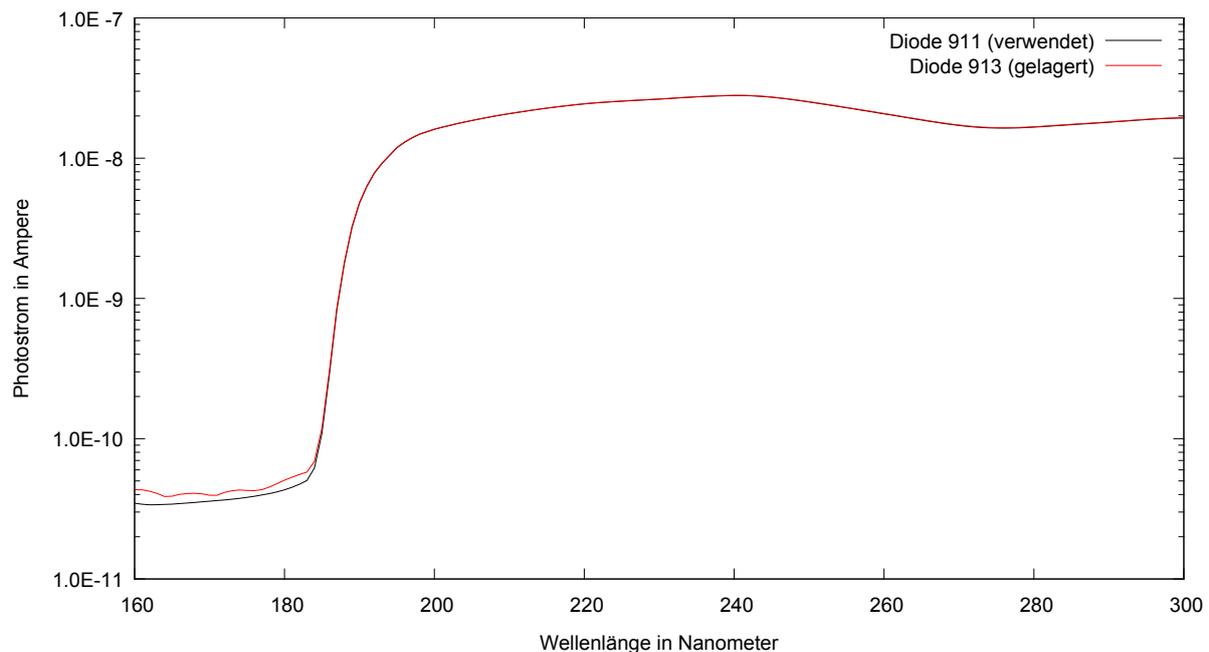


Abbildung 3.30: Vergleichsmessung der beiden Dioden am 9.10.2014. Beide Dioden wurden direkt an den Ausgangsschlitz des Monochromators montiert und direkt hintereinander vermessen. Es wurden jeweils 5 Messwerte pro Wellenlänge aufgenommen und deren Mittelwert aufgetragen. Im Messbereich ab 186 nm liegen die Messwerte der Dioden im Mittel weniger als 0,5% auseinander.

Da die NIST-Diode bauartbedingt außerhalb der Vakuumkammer platziert ist¹² wird der Photostrom der Photokathode noch um den Transmissionsgrad des verbauten Quarzfensters korrigiert (siehe Abb. 3.10). In Abbildung 3.28 sind diese Korrekturen exemplarisch für die Messung der CsTe Probe 80 dargestellt. Die Korrekturen fallen gering aus (im Bereich von 2-3% bei den absoluten Werten) und spielen nur im Bereich unter 200 nm eine Rolle, da hier das Signal-zu-Rausch-Verhältnis am niedrigsten ist. Im zweiten Schritt wird das Verhältnis der korrigierten Ströme gebildet und diese werden mit der Umwandlungseffizienz der NIST-Diode multipliziert.

3.5.5 Messung unter Stickstoff-Atmosphäre

Das größte Problem bei den Messungen der Effizienz ist die UV-Absorption der Atmosphäre, die verhindert, dass Wellenlängen unterhalb von 190 nm vermessen werden können. Während zu Beginn der Testphase diese Problematik noch ignoriert werden konnte, da die Gesamtperformance der Proben im niedrigen Prozentbereich war, wurde im Laufe der Testmessungen klar, dass präzise Messungen und die endgültige Charakterisierung der Proben sich auf den Bereich unter 200 nm beziehen müssen. Unter optimalen Bedingungen würde daher die gesamte Charakterisierung im Vakuum stattfinden, mit Hilfe einer Referenzdiode im Kammerinneren sowie verschiedenen „Lampen“ in Form von zum Leuchten angeregten Gasen mit Linienemission oder entsprechenden Filtern, die ebenfalls im Inneren der Kammer platziert sind, um eine Absorption

¹²Obwohl die Diode für den Betrieb im Vakuum konzipiert und zugelassen ist, reagiert sie sensibel auf Temperaturänderungen und erfüllt nicht die Temperaturtoleranz, die für ein Ausheizen der kompletten Vakuumkammer erforderlich wäre. Aus diesem Grund wurde sie außerhalb der Kammer platziert.

durch Fenstermaterialien zu vermeiden. In einem solchen Setup können abhängig von den vorhandenen Referenzwellenlängen der Gase einzelne Punkte bis in den Bereich von 50 nm gemessen werden, siehe dazu auch das Prüfprotokoll in Abbildung 3.29 der NIST-kalibrierten Dioden, die mit diesem Verfahren vermessen werden. Zwar verfügt das IAAT über solch eine Anlage, die aber seit 20 Jahren stillgelegt ist. Die Inbetriebnahme wurde diskutiert und wurde aus personellen und finanziellen Gründen verworfen, da die Erfolgchancen nicht abgeschätzt werden konnte. Darüber hinaus müssten die bedampften Photodioden unter Vakuum in diese Kammer transferiert und vermessen werden. Da zudem nur eine Messung bis 150 nm erwünscht ist, wurde versucht, das bestehende System zu verbessern.

In Abbildung 3.22 ist die Seitenansicht des Messaufbaus zu sehen. Auf der linken Seite befindet sich das Gehäuse der Deuteriumlampe, das mit einer fokussierenden Optik im Verbindungsstück zum Monochromator abgeschlossen ist. Auf dem gesamten optischen Pfad von der Lampe bis zum Eintritt in die Kammer entsteht durch das UV-Licht gesundheitsschädliches Ozon. Da die Lampe in alle Richtungen abstrahlt und nur ein geringer Teil zum Monochromator gerichtet ist, entsteht im direkten Umfeld der Lampe der Großteil des Ozons, das abgesaugt und aus dem Raum geleitet wird. Abgesehen von den gesundheitlichen Gefahren birgt das entstehende Ozon ein Problem für die Messung. Während der in der Atmosphäre enthaltene Sauerstoff UV-Licht gemäß Solomon und Brasseur (1986) (siehe Abb. 3.9) im Schumann-Runge-Band und Schumann-Runge-Kontinuum im Bereich 150 nm bis 200 nm absorbiert, weist Ozon nur das Hartley-Band mit einer Absorption zwischen 200 nm bis 300 nm auf. Das heißt abhängig von der chemischen Zusammensetzung der Atmosphäre ändert sich die Absorption und damit die Messergebnisse. In Abbildung 3.31 sind die Auswirkungen verschiedener Zusammensetzungen auf eine Messung des Deuteriumspektrums mit Hilfe der kalibrierten Diode zu sehen. Als Referenz dient eine normale Messung mit zwei Stunden Einbrennzeit der Deuteriumlampe bei eingeschalteter Lüftung, die ab 186 nm eine messbare Intensität aufweist. Bei der zweiten Messung wurde das Labor gesperrt und die Deuteriumlampe acht Stunden lang ohne Lüftung betrieben und dann eine Messung unter erhöhten Ozonwerten durchgeführt. Im Unterschied zu einer normalen Messung wird schon bei niedrigeren Wellenlängen ein Photostrom gemessen, der aber bei höheren Wellenlängen niedriger ausfällt als bei der Referenzmessung. Diese Messung korreliert mit der reduzierten Absorption im Schumann-Runge-Band auf Grund des niedrigeren Sauerstoffanteils und der erhöhten Absorption durch das Hartley-Band im längerwelligen Bereich. Da der erhöhte Anteil an Ozon im Labor ein Sicherheitsrisiko darstellt und zudem in seiner lokalen Ausbreitung nicht kontrolliert werden kann, ist diese Methode kein geeignetes Mittel für reproduzierbare Messungen.

Alternativ wurde daher testweise versucht, den Sauerstoff im Bereich um die Lampe durch Stickstoff zu verdrängen, um einen ähnlichen Effekt zu erzielen, da Stickstoff kein Absorptionsband über 100 nm aufweist. Zu diesem Zweck wurde ein provisorisches Schlauchsystem installiert, um sowohl an der Unterseite der Lampe als auch in den Monochromator Stickstoff einfließen zu lassen. Wie erwartet erhöht sich die Intensität bei niedrigen Wellenlängen, während der erhöhte Anteil an Stickstoff ab 200 nm keinen Einfluss mehr auf das Spektrum hat. Leider ist dieses System, genauso wie die Erhöhung des Ozonanteils, kein zuverlässiges Instrument, um die Effizienzmessungen an der Photokathode durchzuführen, da die Zusammensetzung der Atmosphäre

nicht kontrolliert werden kann. In Abschnitt 3.8.5 wird ein Aufbau skizziert, der basierend auf dieser Idee auch Messungen im Bereich unter 200 nm ermöglichen sollte, ohne die Messung im Vakuum durchführen zu müssen.

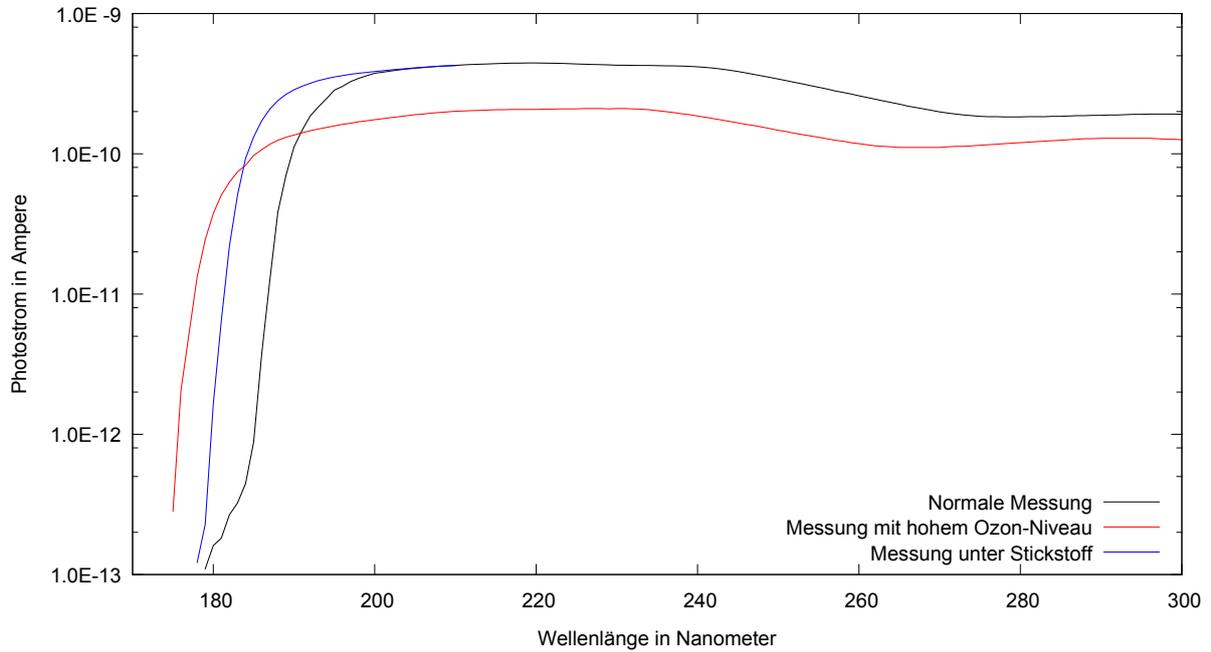


Abbildung 3.31: In diesem Plot sind die Auswirkung der Atmosphärenzusammensetzung auf das Spektrum der Lampe mit besonderem Augenmerk auf den Wellenlängenbereich unterhalb von 220 nm zu sehen. Aufgetragen sind eine normale Messung mit aktivierter Lüftung, eine Messung ohne Lüftung und sehr langer Belichtungszeit und damit hoher Ozonkonzentration, sowie eine Messung mit erhöhtem Stickstoffanteil.

3.6 Aufdampfanlage

Für verschiedene vorbereitende Arbeiten steht eine Aufdampfanlage Typ BAK 550 der Firma Balzers aus dem Jahr 1969 bereit, siehe Abbildung 3.32. Diese Kammer wurde im Zuge meiner Diplomarbeit (Hermanutz 2011) repariert und Instand gesetzt. Im weiteren folgt eine kurze Zusammenfassung basierend auf dieser Arbeit, um die wichtigsten Parameter der Kammer und ihre Möglichkeiten zu benennen. Hauptsächlich werden in der Kammer die Substrate der Photokathodenherstellung mit einem Nickelchromring bedampft, um später die Photokathode elektrisch kontaktieren zu können. Weiterhin wurden verschiedene Beschichtungen der Detektorkörper getestet, um die Haftung der Indiumdichtung zu verbessern und zuletzt wurden die offenen Anoden (siehe Abschnitt 3.7) mit einer hochohmigen Germaniumschicht zur induktiven Kopplung der Signale versehen.

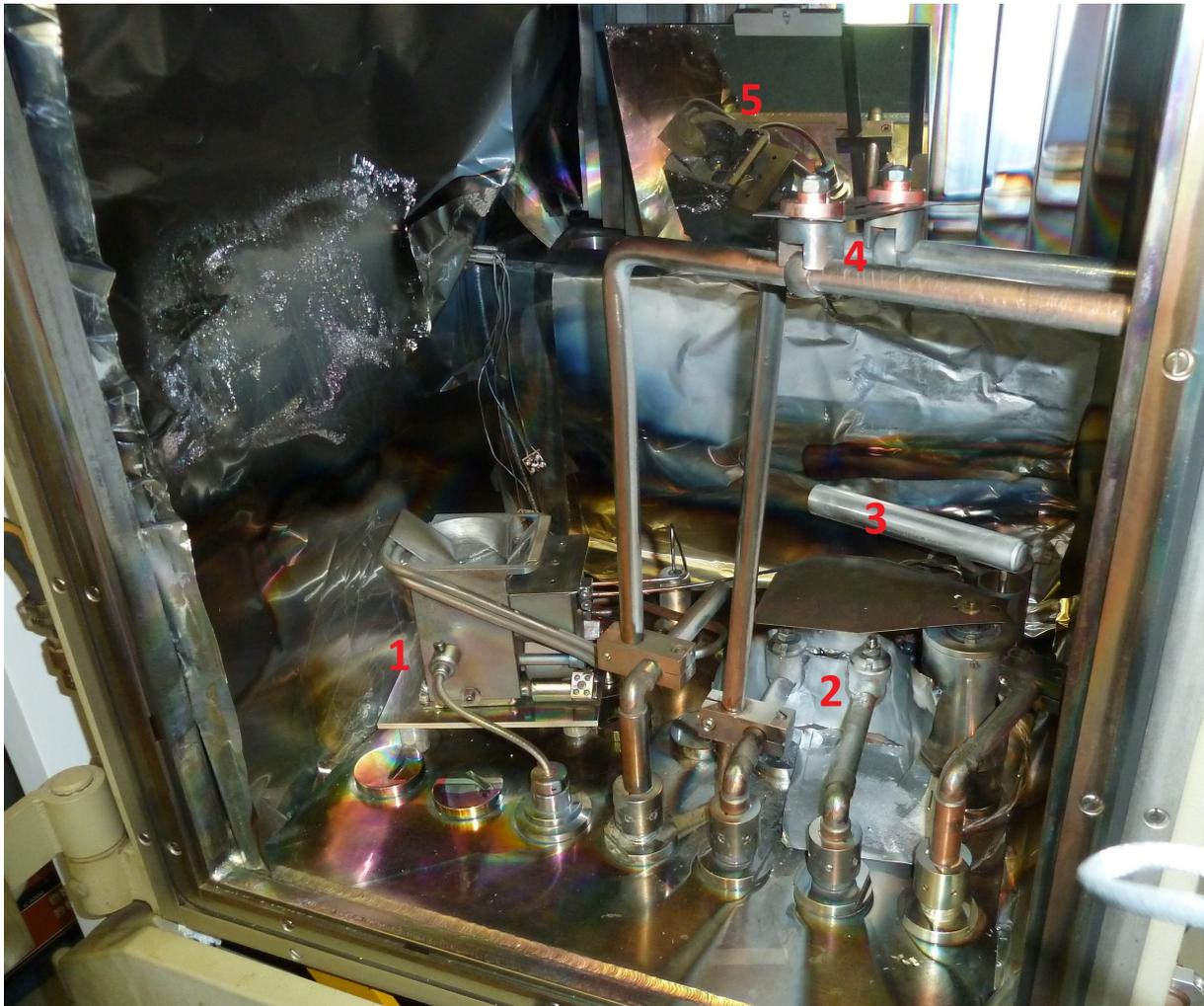


Abbildung 3.32: Foto der Innenausbauten der Bedampfkammer am IAAT. (1) Elektronenstrahlverdampfer; (2) Hochstromverdampfer mit steuerbarer Blende; (3) Glimmeinrichtung ; (4) Probenheizung; (5) Spiegel an Abtrennung zum Pumpbereich. Oberhalb der Heizung befindet sich der drehbare Probenhalter, an dem die Substrate hängend befestigt werden. Die Abmessungen des Kammerinneren betragen circa 53 cm × 30 cm × 65 cm.

3.6.1 Pumpen

Die Kammer verfügt über drei Membranpumpen und eine Turbomolekularpumpe von Pfeiffer Vakuum, mit deren Hilfe ein Kammerdruck von $1 \cdot 10^{-6}$ mbar erreicht werden kann. Ein typischer Arbeitsdruck von $5 \cdot 10^{-6}$ mbar kann in circa 90 Minuten erreicht werden. Die Kammer verfügt über eine Wasserkühlung in Form eines Rohrsystems, das neben den Hochstromverdampfern das komplette Gehäuse umfasst, sodass die Kammer auf die Wassertemperatur gekühlt werden kann. Im Winter beträgt diese Temperatur 8°C bis 12°C und im Sommer etwa 15°C bis 17°C . Alternativ kann mit Hilfe eines Boilers auch Heißwasser durch die Kammerwandung geleitet werden, um somit die Kammer auf 40°C bis 50°C aufzuheizen.

3.6.2 Hochstromverdampfer und Elektronstrahlverdampfer

Die Kammer beinhaltet zwei unabhängige Verdampfer, einen klassischen Hochstromverdampfer, bei dem ein Wolframschiffchen mit max. 10 A erhitzt wird sowie einem Elektronstrahlverdampfer. Der Schmelzpunkt von Wolfram liegt bei über 3400°C ¹³, sodass nahezu alle Metalle damit verdampft werden können. Diese Methode eignet sich vor allem für Materialien mit niedrigem Schmelz- und Siedepunkt, wie zum Beispiel Aluminium (Siedepunkt bei Normaldruck bei circa 2470°C) und bietet mit Hilfe einer Blende eine gute Möglichkeit, auch präzise Schichtdicken zu erhalten. Erfahrungsgemäß ist der Schmelzpunkt eines Materials kein ausreichender Indikator für die Wahl des Verdampfers, da sich das Verhalten in flüssiger Form oft deutlich unterscheidet. Während flüssiges Aluminium stabil in der Mitte des Schiffchens bleibt und stabile Verdampfungsraten generiert, wirft flüssiges Germanium, dessen Siedepunkt bei 2830°C nur geringfügig über dem von Aluminium liegt, Blasen und wandert zu den kühleren Rändern des Wolframschiffchens und erkaltet dort erneut. Zudem erzeugt diese Wanderung des flüssigen Germaniums thermischen Stress im Schiffchen, sodass dieses häufig in der Mitte in einer scharfen Kante bricht. Die Wahl des Verdampfers basiert daher auf persönlicher Erfahrung. Der Elektronstrahlverdampfer generiert mit einer einfachen Glühwendel freie Elektronen, die in einem Potential mit 6000 V auf das Verdampfergut beschleunigt werden. Mit Hilfe von Magneten werden die Elektronen in einem Halbkreis in einen Tiegel gelenkt und fokussiert, sodass die Glühwendel vor dem erzeugten Gas geschützt ist. Auf diese Weise können durch Elektronenbeschuss punktuell sehr hohe Energiedichten erzeugt werden. In unserem Fall wird die Leistung des Elektronstrahlverdampfers auf Grund baulicher Notwendigkeiten beschränkt, da der Verdampfer nachträglich in die Kammer integriert wurde und die vorhandenen Durchführungen der Hochspannungsversorgung nicht optimal liegen. Daher muss im Inneren eine Strecke von circa 30 cm zwischen Durchführung und Anschluss an Elektronstrahlverdampfer mit Hilfe von blanken Kupferdrähten überwunden werden. Diese behelfsmäßige Konstruktion bietet keine Isolation, sodass bei zu hohem Druck und Verschmutzung, ab einem gewissen Schwellenwert des Glühwendelstroms Kurzschlüsse zwischen den Drähten und dem Kammergehäuse auftreten. Dies beschränkt die maximale Verdampfungsrates des Elektronstrahlverdampfers, da bei einem Kurzschluss eine Überschlagesicherung die

¹³Alle Temperaturangaben basieren auf [Zhang u. a. \(2011\)](#).

Hochspannung für einige Sekunden unterbricht¹⁴. In der Praxis reduziert die geringere Leistung die erreichbare Verdampfungsrate der meisten Stoffe auf wenige Nanometer pro Sekunde.

3.6.3 Glimm- und Heizvorrichtung

Zur Vorbereitung und zusätzlichen Reinigung der Proben steht neben der Heizung eine Glimmeinrichtung bereit. Die Glimmeinrichtung besteht aus einem Gaseinlassventil, mit dem der Kammerdruck auf $1 \cdot 10^{-4}$ mbar genau eingestellt werden kann, sowie einer Spannungsversorgung, die das einfließende Gas ionisiert und Richtung Probeneller beschleunigt. Zur Verfügung steht entweder reaktiver Sauerstoff, der gut geeignet ist biologische Rückstände auf den Proben zu zerstören und diese zu reinigen oder Argon, das auf Grund seiner Masse eine höhere kinetische Energie aufweist und durch den Zerstäubereffekt (Behrisch 1964) Verschmutzungen an der Probenoberfläche entfernen kann. Diese Methode ist ebenfalls geeignet um chemisch gebundenes Wasser von der Oberfläche zu entfernen, sodass im Normalfall Argon anstatt Sauerstoff verwendet wird, da die vorhergehende chemische Reinigung der Proben im Ultraschallbad alle anderen Rückstände entfernen sollte. Nebeneffekt dieser Methode ist eine Bearbeitung des Substrats im Submikrometerbereich, was abhängig von der Parameterwahl zu einer Politur oder Aufräuhung der Oberfläche führt (Hines 1957). Unkontrolliert kann diese Methode das Substrat beschädigen.

Hermanutz (2011) zeigte, dass schon ein kurzes Ionenbombardement einen stärkeren Einfluss auf die Stabilität aufgedampfter Schichten besitzt als jede chemische Reinigung, die über eine Reinigung der Proben mit chemischen Mitteln hinaus geht. Weiterhin wurde gezeigt, dass es keinen Unterschied macht, ob das Ionenbombardement vor oder nach dem Heizen der Proben durchgeführt wird. Daher wird aus verfahrenstechnischen Gründen die Kammer einmalig auf einen Druck im Bereich von $1 \cdot 10^{-5}$ mbar abgepumpt, der Arbeitsbereich durch das Plattenventil abgetrennt und mit Argon auf $1 \cdot 10^{-2}$ mbar geflutet. Anschließend folgt die fünfminütige Reinigung durch Ionenbeschuss (mit den vorhandenen Möglichkeiten konnte ab zwei Minuten kein Unterschied mehr im Effekt des Ionenbombardements festgestellt werden), an deren Ende das Plattenventil wieder geöffnet wird, was im Normalfall einen Druckabfall auf $5 \cdot 10^{-5}$ mbar bewirkt. Abhängig vom Probentyp erfolgt daraufhin entweder die Bedampfung (bei entsprechendem Druck) oder die Proben werden ausgeheizt. Die Heizung erfolgt über zwei parallele Wolframbleche mit $8 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$, die circa 10 cm unter dem Probenhalter angebracht sind und eine Temperatur von $200 \text{ }^\circ\text{C}$ an der Probenposition erzeugen. Im Fall der Glassubstrate für die Photokathoden werden diese eine Stunde lang geheizt, währenddessen der Kammerdruck mit Hilfe der Wasserkühlung in den Arbeitsbereich des Elektronenstrahlverdampfers absinkt. Momentan ist es nicht möglich, die Proben während der Bedampfung zu heizen, daher wird versucht die Bedampfung innerhalb von Sekunden nach Ende des Heizens durchzuführen. Dies bedingt ein Verlust an Prozesskontrolle, da die Temperatur der Probe in diesem Moment nicht definiert ist und vorausgesetzt werden muss, dass sich das individuelle Verhalten der Proben nicht unterscheidet. Es wurde aber festgestellt,

¹⁴Wiederholte Überschlüge verkürzen die Lebenszeit der Hochspannungsversorgung und können zur dauerhaften Beschädigung der Hochspannungsgleichrichter führen, sodass diese unbedingt zu vermeiden sind

dass der positive Effekt der Heizung auf die Stabilität und Uniformität der Metallschicht diesen Nachteil überwiegt.

3.6.4 Schichtdickenmessung und -eichung

Die Schichtdickenmessung wird mit einem „SQC-310 Deposition Contoller“ von Inficon mit einem Mehrfachmesskopf mit sechs Schwingquarzen durchgeführt. Der Messkopf ist zentral in der Kammer installiert, sodass für die einzelnen Materialien ein geometrischer Korrekturfaktor von circa 1,5 angewendet werden muss. Dieser Faktor wurde von [Hermanutz \(2011\)](#) untersucht und variiert bei unterschiedlichen Materialien geringfügig auf Grund zusätzlicher Materialeigenschaften. Zur Kontrolle wurde für Nickelchrom eine Kalibrationsmessung mit dem Vielstrahlinterferenzmikroskop (siehe [Abb. 3.13](#)) durchgeführt, die bei einer angezeigten Schichtdicke von 25 nm eine tatsächliche Dicke von 34,9 nm ergab. Dieser Korrekturfaktor von 1,4 liegt innerhalb des erwarteten Bereichs.

3.7 Germaniumschicht für Anode

Im geschlossenen Anodendesign, das über den 128 Auslesestreifen eine zusätzliche Keramikschicht aufweist, um die empfindlichen Auslesestreifen zu schützen, muss die auftretende Ladung der Mikrokanalplatten induktiv eingekoppelt werden. Zu diesem Zweck wird eine hochohmige Schicht auf der Keramik aufgebracht, die einerseits die auftretende Ladung langsam genug ableitet, um eine Ortsbestimmung durchzuführen und andererseits die Ladung schnell genug ableitet, damit keine Aufladung der Schicht das Signal stört. Zu diesem Zweck wurden mehrere Glasproben mit unterschiedlichen Schichtdicken Germanium bedampft und mit Hilfe der Vier-Punkt-Methode der Oberflächenwiderstand vermessen, um anschließend eine Anode testweise mit einer Germaniumschicht zu versehen.

3.7.1 Bedampfung der Anoden mit Germanium

Zur Bedampfung wurde eine Halterung für die Anoden konstruiert, siehe [Abbildung 3.33](#), in der die Anoden auf einem dünnen äußeren Ring liegen, während die Mitte der Anode entweder abgeschattet wird für die Metallisierung mit Nickelchrom oder offen ist zur Bedampfung mit Germanium. Trotz des niedrigen Siedepunkts hat es sich als technisch vorteilhaft erwiesen, Germanium ebenfalls mit dem Elektronstrahlverdampfer zu vaporisieren, da bei der Erhitzung durch den Hochstromverdampfer sich das flüssige Germanium einerseits zum Rand des Wolframschiffchens verflüchtigt und andererseits die Verdampfungsraten sehr ungleichmäßig sind, da nur ein kleiner Teil des Materials tatsächlich verdampft. Im Elektronstrahlverdampfer kann dagegen die Leistung sehr präzise eingestellt werden, sodass eine konstante Rate im Bereich von 1 ns bis 2 ns erreicht wird. Wird die Leistung zu schnell gesteigert, verdampfen kleine Teile explosionsartig

und schleudern Tropfen aus flüssigem Material in die Vakuumkammer. Diese Erkalten beim Auftreffen auf die Kammer und stellen keine prinzipielle Störung des Prozesses dar, aber erhöhen die Verschmutzung der Kammer und können auch auf die Probe treffen und sich dort als Tropfen ablagern.

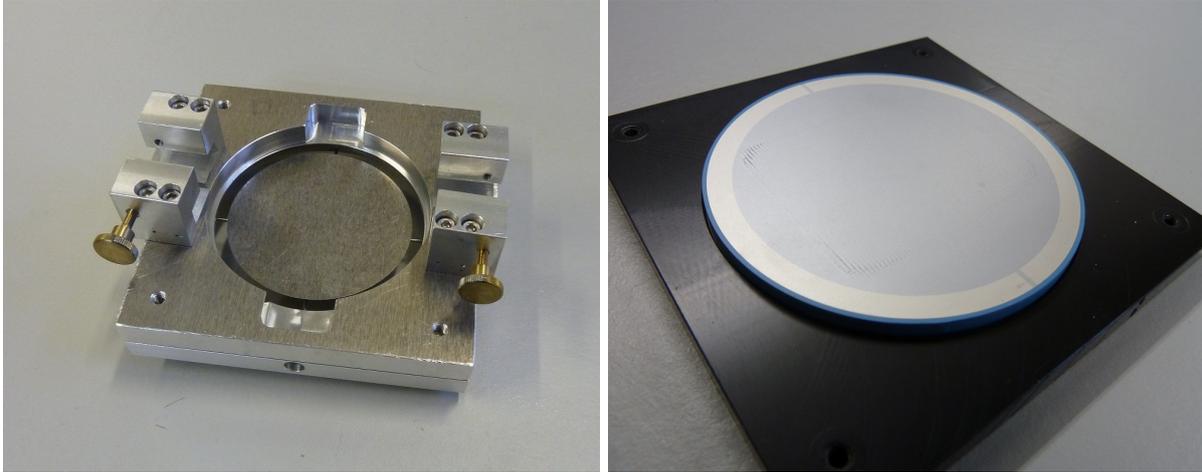


Abbildung 3.33: Links: Halterung der Anode während der Beschichtung. Rechts: Foto der Anode bedampft mit einer hochhohmigen Germaniumschicht und einem Ring aus Nickelchrom zur elektrischen Kontaktierung.

3.7.2 Vier-Punkt-Methode

Für die Messung des Flächenwiderstands einer dünnen Schicht wird die Vier-Punkt-Messung verwendet. Diese Messung basiert auf der Vierleitermessung von William Thomson und findet auch in der Thomas-Brücke Anwendung. Durch geschickte Schaltung spielen die Kontakt- und Kabelwiderstände bei dieser Messung keine Rolle, sodass auch sehr niedrige Widerstände vermessen werden können. Es werden vier Messelektroden in einer Linie mit gleichem Abstand auf die Probe aufgebracht. Nun wird zwischen den beiden äußeren Elektroden eine Spannung angelegt und der dazugehörige Strom gemessen. Gleichzeitig wird der Spannungsabfall zwischen den beiden inneren Elektroden gemessen. Im Idealfall einer unendlich ausgedehnten Probe kann sich das elektrische Feld ohne Randbedingung ausbreiten und die Berechnung für den Flächenwiderstand ρ vereinfacht sich auf $\rho = \frac{\pi}{\ln 2} \frac{U}{I}$ (Valdes 1954). In Abbildung 3.34 ist die praktische Realisierung dieses Verfahrens mit Hilfe eines 140-poligen Steckers zu sehen, dessen Federkontakte die Funktion der Messspitzen übernehmen. Da die Anoden einen Durchmesser von 70 mm aufweisen und der Abstand zwischen zwei Messspitzen 2 mm beträgt, ist die Annahme der unendlich ausgedehnten Probe hinreichend erfüllt. Im linken Teil der Abbildung 3.34 ist das Layout der Steckerbelegung gezeigt sowie die zehn möglichen Messpositionen markiert.

3.7.3 Widerstandsmessung und Probenqualifizierung

Zu Beginn der Untersuchung war nicht bekannt, wie die Schichtdicke mit dem Widerstand korreliert, daher wurden unterschiedliche Schichtdicken auf Standardglassubstraten getestet. Diese

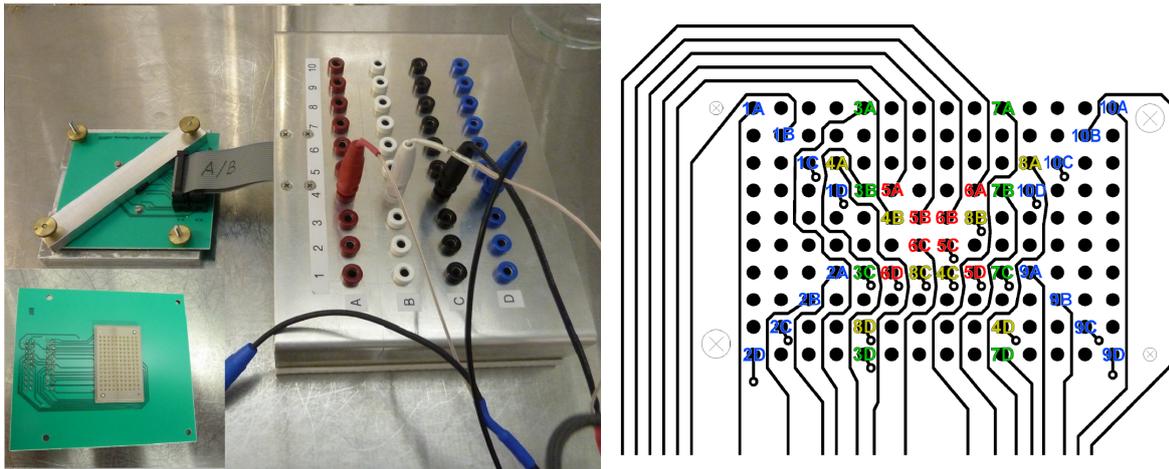


Abbildung 3.34: Links: Zur Bestimmung des Flächenwiderstands der Germaniumschicht wird die Vierpunktmethode verwendet bei der vier Messspitzen in einer Reihe auf die Probe aufgebracht sind. Zwischen den beiden äußeren fließt ein bekannter Strom und zwischen den beiden inneren wird die Potentialdifferenz gemessen. Hier werden die Messspitzen durch einen 140-poligen Stecker realisiert (siehe Bildausschnitt links). Der Messaufbau erlaubt zehn unterschiedliche Messpositionen. Das Auslesen und die Messung erfolgt durch ein Labview-Programm. Rechts: Layout der Messelektroden für die Vier-Punkt-Messung. Die zehn Messpositionen sind nummeriert. Die Strommessung erfolgt jeweils zwischen den Pins A und D und der Spannungsabfall wird zwischen B und C gemessen.

Schichten wurden mit dem Hochstromverdampfer bei stark schwankenden Raten zwischen 1 ns bis 10 ns aufgebracht, da der Aufdampfprozess zu diesem Zeitpunkt noch nicht ganz verstanden war. Jede Probe wurde an den zehn möglichen Messpunkten, die in dem Messaufbau realisiert sind, vermessen und der Mittelwert wurde in [Abbildung 3.35](#) aufgetragen. Es ist anzumerken, dass in der Praxis die Platzierung und Justierung der Messelektroden auf dem Substrat nicht immer für alle Messpositionen klappt, sodass im Schnitt 1-2 der 10 möglichen Messpositionen in der Mittelwertbildung nicht berücksichtigt werden. Während der Testmessungen konnte keine Systematik in den Ausfällen einzelner Positionen entdeckt werden. Weiterhin wurde, aus Ermangelung eines qualitativen Testsetups, stichprobenartig mit einem spitzen Gegenstand über die Oberfläche gekratzt, wobei dieser Test keine sichtbaren Spuren hinterlassen hat. Da die Oberfläche keiner mechanischen Belastung ausgesetzt wird, wurden keine weiteren Tests bezüglich der Stabilität der Schicht unternommen.

3.7.4 Test auf Anode

Basierend auf den Ergebnissen mit den Glassubstraten wurden zwei Anoden (Seriennummern #4 und #5) mit Germanium beschichtet. Ziel war ein Widerstandswert im Bereich von 20 M Ω , da [Schmidt-Boecking \(1995\)](#) diesen Wert nahelegte. Dies entsprach unserer Korrelation entsprechend einer Schichtdicke von 120 nm, wobei die tatsächliche Probe einen angezeigten Wert von 123,9 nm aufwies¹⁵. Die Probe wurde einem kompletten Reinigungszyklus inklusive Ultraschallbad und Beglimmen unterzogen. Das Germanium wurde mit dem Hochstromverdampfer mit einer stark schwankenden Rate zwischen 1 ns bis 3 ns bedampft. Im Ergebnis beträgt der Widerstand im

¹⁵Da die reale Schichtdicke keine Relevanz für unseren Prozess besitzt, wurde auf eine Kalibrierung verzichtet. Es reicht die Anzeige des Messgeräts und die damit korrelierten Widerstände.

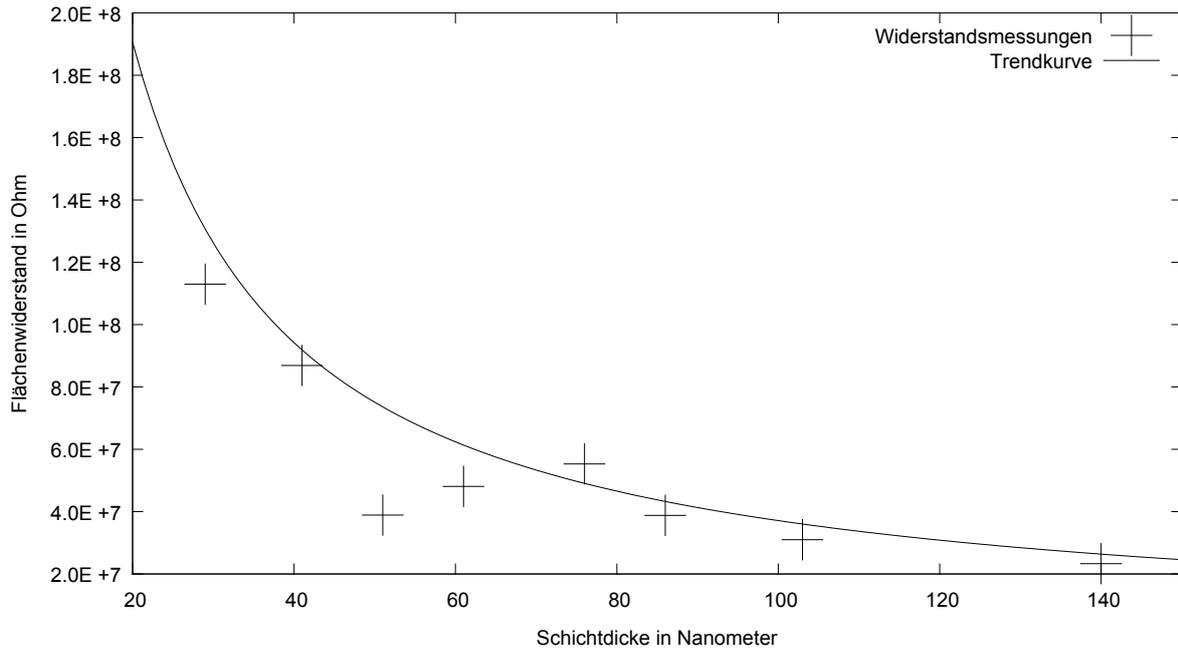


Abbildung 3.35: Zur Bestimmung des Oberflächenwiderstands in Abhängigkeit der aufgetragenen Schichtdicke wurden mehrere Proben mit unterschiedlichen Dicken erstellt und dann mit Hilfe der Vierpunktmethode vermessen. Aufgetragen sind die Mittelwerte sowie ein exponentieller Fit für den Widerstand.

Mittel $7,5 \text{ M}\Omega$ und ist damit um einen Faktor 2 niedriger als erwartet.

Die Ergebnisse für die Anode #4 sind im Detail in Abbildung 3.36 dargestellt. Die Standardabweichung der Einzelwerte beträgt weniger als 0,5% für jede Messposition, daher wird ein Messfehler ausgeschlossen. Es ist davon auszugehen, dass die Oberflächenstruktur der Keramikanode als Untergrund zu einem niedrigeren Widerstand führt. Die Schwankungen zwischen den Messpositionen sind auf einen systematischen Fehler innerhalb der Messung zurückzuführen, der im nächsten Abschnitt diskutiert wird.

Die Anode #4 wies nach der Bedampfung Defekte auf und eine induktive Einkopplung der Ladungsträger war nicht mehr möglich (einige Leiterbahnen waren nicht kontaktiert), daher wurde eine zweite Anode bedampft. Vor der Bedampfung wurde diese Anode (#5) auf Kurzschlüsse untersucht, im Ultraschallbad gereinigt und erneut untersucht, sodass ausgeschlossen werden konnte, dass die Anode vor der Bedampfung Defekte aufwies. Da das Beglimmen mit Argon zwar den besten Reinigungseffekt erzielt, aber eine aggressive Reinigungsmethode ist, wurde auf diesen Schritt verzichtet. Die Anode wurde ebenfalls mit 120 nm Germanium bedampft, wobei diese Bedampfung mit dem Elektronenstrahlverdampfer durchgeführt wurde, bei einer gleichmäßiger Rate von 2 ns. Bei dieser Bedampfung ist die tatsächliche Germaniumschichtdicke auf der Probe höher, da der Geometriefaktor der beiden Aufdampfpositionen variiert. Nach [Hermanutz \(2011\)](#) ist der Wert des Elektronenstrahlverdampfers circa 20% höher, daher wurde mit einem geringeren Widerstand gerechnet. Direkt nach der Herstellung am 28.11.2014 wurde die Anode vermessen und es wurde ein Flächenwiderstand von $4,5 \text{ M}\Omega$ ermittelt. Basierend auf dieser Messung kann die Schichtdicken-Widerstands-Korrelation für den Elektronenstrahlverdampfer für die weitere

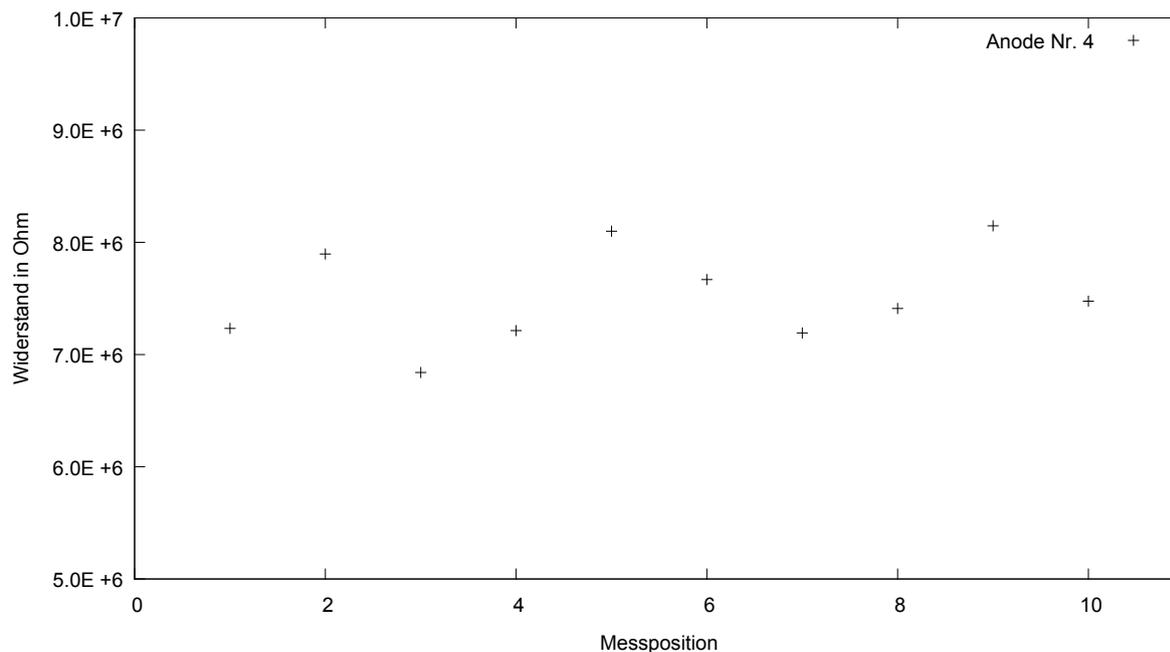


Abbildung 3.36: Darstellung des Flächenwiderstands von Anode #4. Es wurden an jeder Messposition zwischen 40 und 50 Messwerte aufgenommen und deren Mittelwert aufgetragen. Die ermittelte Standardabweichung ist innerhalb der Größe der gewählten Symbole.

Herstellung von Anoden angepasst werden. Ein Funktionalitätstest konnte keine Beeinträchtigungen oder Kurzschlüsse feststellen, sodass das Beglimmen eine mögliche Ursache für die Kurzschlüsse bei Anode #4 ist.

In der Theorie sollten alle Messpositionen den gleichen Flächenwiderstand ergeben, aber es werden drei Idealisierungen angenommen, die in der Realität verletzt werden. Es wird eine unendlich ausgedehnte Probe angenommen, um Randwertprobleme zu vermeiden, die Messspitzen werden als ideal punktförmig und der Abstand zwischen den Messspitzen als äquidistant angenommen. Am 27.01.2015 wurde Anode #5 erneut vermessen um die systematische Abweichung der Messpositionen zu ermitteln. Der Widerstand ist im Mittel auf $1,67\text{ M}\Omega$ gesunken, wobei bisher nicht untersucht wurde, welche Ursache diese Änderung hat. In Abbildung 3.37 ist das Ergebnis dieser Messung aufgetragen. Die Anode wurde zufällig gedreht, um eine geometrisch bedingte Änderung der Widerstandsmessung auszuschließen. Man erkennt Unterschiede zwischen den einzelnen Messpositionen, die auf das Layout der Messpositionen zurückzuführen sind (siehe Abb. 3.34). Die Messpositionen 1,2,9 und 10 weisen die gleichen Abstände zwischen den Messspitzen (2,83 mm) und gleiche geometrische Orientierung auf. Die Messpositionen 5+6 haben den gleichen Abstand, aber liegen zentral in der Mitte des Steckers und unterscheiden sich daher in ihrer Geometrie. Die Positionen 4+8 haben den doppelten Abstand (5,66 mm) und die Positionen 3+7 haben einen Messspitzenabstand von 6 mm.

Zur besseren Visualisierung ist in Abbildung 3.37 der Mittelwert von $1,70\text{ M}\Omega$ für die Messpositionen 1,2,9 und 10 als größte Gruppe mit gleichen Eigenschaften eingezeichnet. Zugleich weist diese Gruppe die größte Streuung der Messwerte auf, was eventuell auf die Lage des Messpunkte

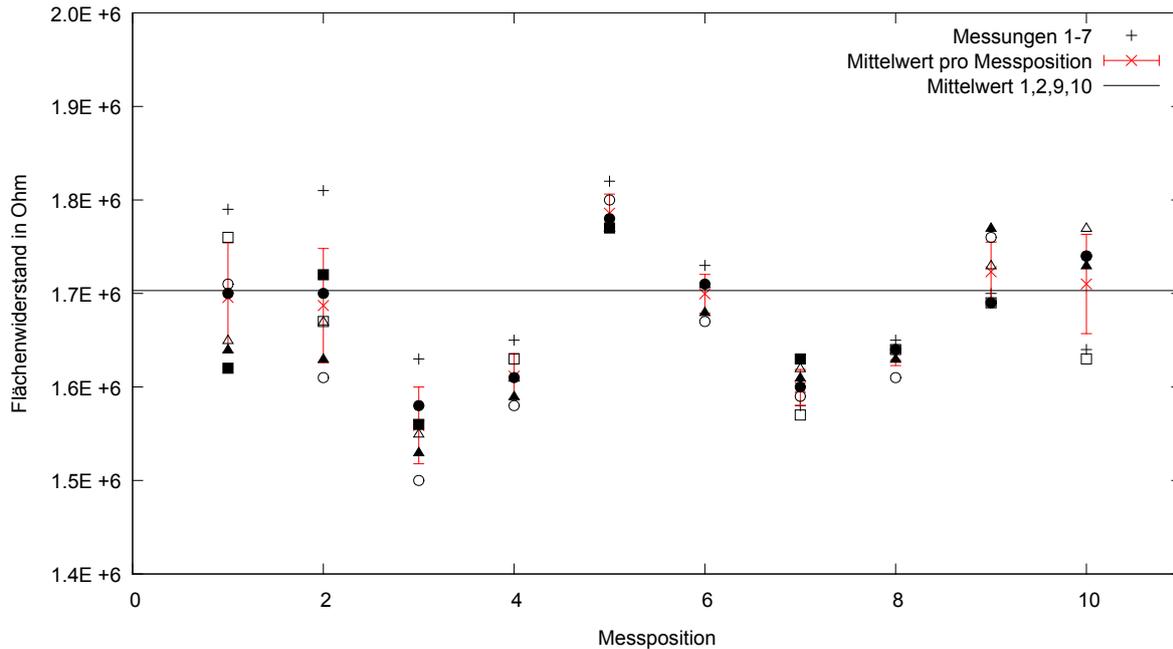


Abbildung 3.37: Aufgetragen sind 7 Messungen der mit Germanium bedampften Anode #5. An jeder Messposition wurden zwischen 45-90 Messwerte aufgenommen und gemittelt mit einer Standardabweichung innerhalb des Darstellungssymbols. Zwischen den einzelnen Messungen wurde jeweils die Position der Anode um einen zufälligen Betrag verändert (die Probe wurde zwischen 45-90 Grad gedreht), um auszuschließen, dass die Struktur der Anode einen Einfluss auf die Messung des Widerstands hat. Man erkennt eine klare Struktur der Messwerte mit zwei Minima bei den Positionen 3 und 7 sowie einem Maximum bei Position 5.

direkt in der Ecke des Steckers zurückzuführen ist. Die Abbildung 3.34 zeigt die Platine, die über die Ecken auf die Probe gepresst wird, so dass ein ungleicher Anpressdruck auf den Ecken zu einem Verkippfen des Steckers führen kann. Dies wird durch die Messwerte 4-8 bestätigt, die näher im Zentrum des Steckers liegen und eine geringere Streuung aufweisen. Die Ausnahme bildet Messwert 3 bzw. 7, die sich trotz gleicher Geometrie in ihrem Streuverhalten unterscheiden, sodass davon auszugehen ist, dass weitere baulich bedingte Faktoren ebenfalls eine Rolle spielen.

In Relation zum Mittelwert der Messpositionen 1,2,9 und 10 erkennt man deutlich, dass die Messwerte für die Messpositionen mit größerem Messspitzenabstand niedriger ausfallen, wobei mit den vorhandenen Daten keine Unterscheidung zwischen den Positionen 3+7 und 4+8 gemacht werden kann. Dieser Argumentation folgend stellt Position 5 eine Abweichung dar, da die Messwerte deutlich über dem Mittelwert der Positionen mit gleichen Abstand liegen, inklusive der Messposition 6, welche die gleiche Geometrie aufweist. Es kann daher ein technischer Mangel, z.B. eine fehlerhafte Lötstelle, eine abweichende Position eines Federkontakts auf dem Stecker oder eine fehlerhafte Leiterbahn auf der Platine für die Messposition 5 nicht ausgeschlossen werden.

Schließt man Messposition 5 aus ergibt sich ein Mittelwert für den Flächenwiderstand von $1,66 \text{ M}\Omega$ mit einer Standardabweichung von $0,05 \text{ M}\Omega$.

3.8 Mögliche Verbesserungen des Versuchsaufbaus

Unter der Voraussetzung, dass weitere finanzielle Mittel vorhanden sind und man im Zuge eines kommenden Projekts die Herstellung von Photokathoden bzw. Detektoren beschleunigen und verbessern möchte, sind im weiteren verschiedene mögliche Änderungen an den Vakuumkammern aufgeführt, die sich als vorteilhaft erweisen könnten. All diese Änderungen setzen größere Eingriffe in das Vakuumsystem voraus, insbesondere bedingen alle ein Öffnen der Deckelflansche, sodass mindestens ein Monat für das anschließende Pumpen und Ausheizen des Vakuumsystems veranschlagt werden muss, falls es keine Komplikationen¹⁶ gibt. Aus diesem Grund wurden einige der aufgeführten kleinen Änderungen (z.B. der Einbau eines Temperaturfühlers an der Heizung oder der Austausch bzw. die Reinigung des inneren Abschirmzylinders), obwohl leicht ausführbar, nicht implementiert, da der potentielle Wissensgewinn, das Risiko nicht rechtfertigte.

3.8.1 Erhöhung der Probenzahl

Die mittlere benötigte Zeit zur Bedampfung einer Probe und die anschließenden Tests wird durch drei Faktoren bestimmt. Zuerst die Verfügbarkeit von Personal, das die Anlage bedienen kann. Durch Planung und Arbeitsteilungen können Verzögerungen in diesem Bereich (Wochenende, Feiertage, Dienstreisen) minimiert werden, sodass sie keine maßgebliche Rolle spielen. Die zweite Größe sind technische Probleme, die unvorhersehbar sind, aber zu massiven Einschränkungen führen können. Zum Beispiel wurde das Hauptventil am Kathodenkessel beschädigt, sodass dieses mehrere Wochen in Reparatur war. Die Hochspannungsversorgung an der Bedampfungskammer musste auf Grund eines baulichen Mangels ausgetauscht werden, was in Kombination mit der Fehlersuche ebenso zu einer Verzögerung im Bereich eines Monats führte. Fehlerhaft montierte Kupferdichtungen können zu Lecks führen, die im Schnitt erst nach einem Tag bemerkt und behoben werden. Weitere Verzögerungen können durch Kurzschlüsse im Inneren der Kammer, defekte Kabel, defekte Cäsiumdispenser, Software-Inkompatibilitäten im Zuge von Updates oder Fehler des Experimentators auftreten. Trotz allem spielen diese Einzelereignisse keine maßgebliche Rolle im Vergleich zu der Pumpzeit zwischen den einzelnen Versuchen. Das Beladen der Kammer mit neuen Proben sowie dem Austausch des Cäsiumdispenser folgt zwingend eine 14-tägige Wartezeit bestehend aus der Ausheizphase der Proben und der Ionenzerstäuberpumpe, der Aktivierung des Cäsiumdispensers durch Entfernung seiner Indiumdichtung und der Pumpzeit bis zum Erreichen des gewünschten Arbeitsdrucks. Um den Durchsatz der Proben zu erhöhen, sowie bessere Ergebnisse auf Grund gleichbleibender Verhältnisse im Inneren der Kammer zu erreichen, muss die Pumpzeit der Anlage reduziert werden.

Dies kann durch den Einbau einer Vakuumschleuse gelöst werden, die mit Hilfe der vorhandenen Turbomolekularpumpe auf einen Druck im Bereich von $1 \cdot 10^{-8}$ mbar gepumpt wird, sodass die Hauptkammer nicht belüftet werden muss. Solch eine Schleuse wurde im Zuge eines anderen

¹⁶Das Öffnen des Kammerdeckels hat sich als kritisch herausgestellt, da die verwendeten Kupferdichtungen Einzelanfertigungen sind und sehr präzise gearbeitet sein müssen. Insbesondere muss der Durchmesser des Dichtrings von 534 mm beim Verlöten auf 0,1 mm eingehalten werden. Daher ist im Schnitt nur jede zweite Dichtung zuverlässig.

Projekts aus einfachen Standardbauteilen der Vakuumtechnik realisiert (siehe Abbildung 3.38) und sollte unter mittlerem Kostenaufwand innerhalb weniger Wochen in das bestehende System implementiert werden können.

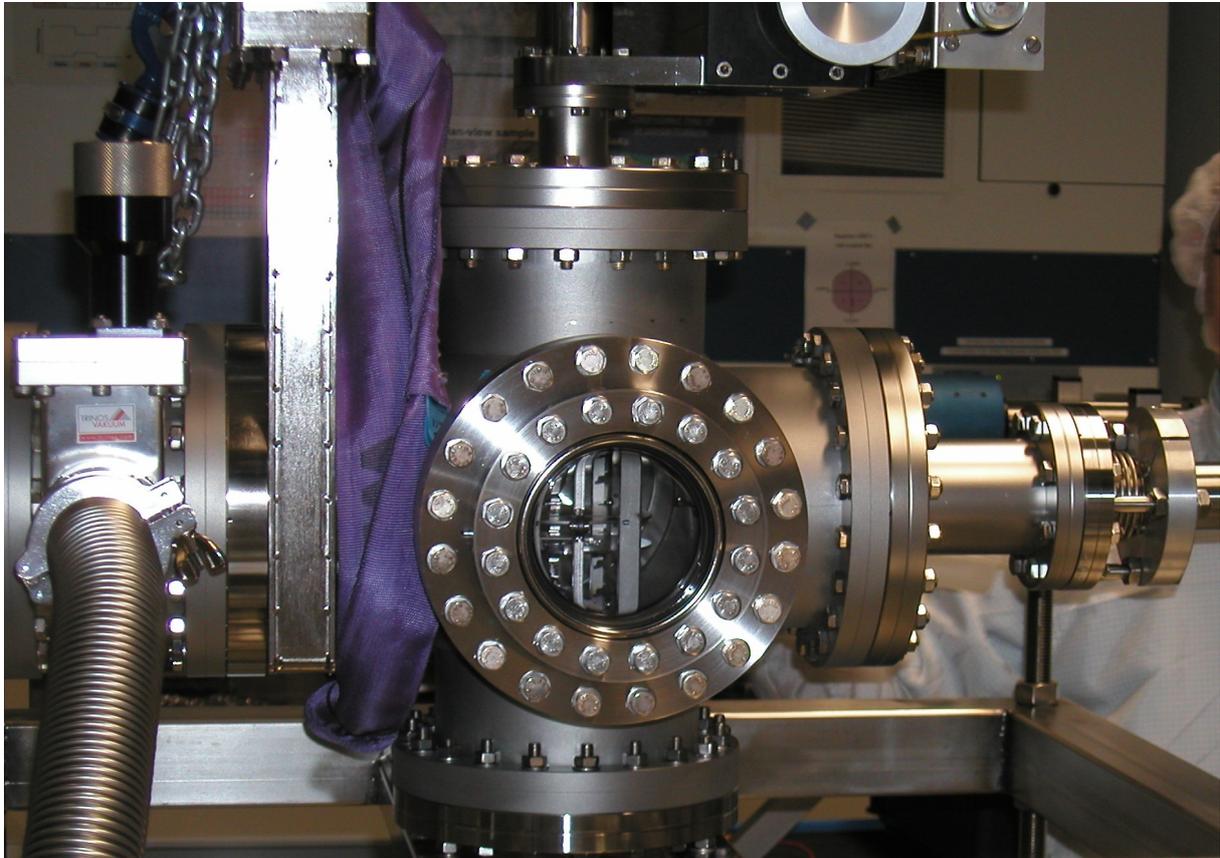


Abbildung 3.38: Foto einer transportablen Schleuse, die in Karlsruhe Institut für Technologie (KIT) zum Transport von Proben unter Vakuum gebaut wurde. Hauptbestandteil ist ein Vakuumschleuse mit sechs Flanschan schlüssen, in dessen Mitte eine Transportkassette für mehrere Proben installiert ist. Die Proben liegen in übereinander gestapelten Einschubfächern, die mit Hilfe einer Verschiebeeinheit in der Höhe verstellt werden können. Auf der linken Seite befindet sich das Ventil, das die Kammer hermetisch abschließt, sowie ein Wellbalg zum Anschluss an eine Pumpe. Die Verbindung zur Vorvakuumpumpe kann mit einem weiteren Ventil unterbrochen werden, sodass die Kammer entweder alleine oder nach Öffnen der Ventile mit Hilfe der Hauptkammer gepumpt werden kann. Auf der rechten Seite des Kreuzes befindet sich eine Transferstange (auf dem Foto ist rechts der Ansatz der 2 m langen Stange zu sehen), mit deren Hilfe die Proben aus der Kassette in die Hauptkammer transferiert werden können.

Weiterhin könnte der Ausheizprozess in diese Schleuse verlagert werden, sodass die Kontamination der Hauptkammer durch externe Stoffe reduziert wird. Dies kann einerseits durch eine interne Strahlungsheizung geschehen, die direkt die Proben heizt, sowie Heizmanschetten, welche die komplette Schleuse aufheizen und damit das vorhandene Wasser entfernen. Die Verwendung von Heizmanschetten ist deutlich einfacher als der Aufbau des Heizzelts, kann aber nur eingeschränkt auf größere Systeme übertragen werden, da eine ungleichmäßige Erwärmung den thermischen Stress¹⁷ von kritischen Bauteilen wie den Fenstern erhöht.

Voraussetzung für diese Lösung sind transferierbare Proben, dh. Proben, die im Gegensatz zu den hauptsächlich verwendeten planen Quarzproben eine umlaufende Rille aufweisen, sodass

¹⁷Der Ausdehnungskoeffizient von Edelstahl beträgt abhängig von der Legierung $10 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ bis $16 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Bei einer Erwärmung von 200 K dehnt sich der Kathodenkessel daher um circa 1 mm bis 1,6 mm aus.

sie mit einem Greifarm transferiert werden können, wie das auch für den Transfer zwischen Kathodenkammer und Detektorkammer vorgesehen ist. Die Proben mit umlaufender Rille sind in der Beschaffung um einen Faktor fünf teurer, daher wurde bisher auf ihren regulären Einsatz verzichtet. Durch das Verlagern des Heizprozesses reduziert sich die Wartezeit zwischen zwei Versuchsreihen von 14 auf 9 Tage.

Weiterhin müsste das Reservoir an Cäsium innerhalb der Kathodenkammer deutlich erhöht werden, da nach momentaner Erfahrung ein einzelner Dispenser nur für 5 bis 8 Proben ausreicht. Aus geometrischer Betrachtung sollte die parallele Installation von drei Dispensern, die bei einer individuellen Dicke von 6 mm im Mittelpunktsabstand von 8 mm montiert werden können, keinen Unterschied für die Probe in 250 mm Entfernung machen. Um die Hitze-Entwicklung zu minimieren, sollten die Dispenser einzeln verwendet werden. Auf diese Weise sollten bei einmaligem Öffnen der Kammer genug Cäsiumdispenser für die Aktivierung von 20 Proben installiert werden können. In Kombination mit der Schleuse reduziert sich die Zeit zum Erreichen des Arbeitsdrucks nach Installation neuer Dispenser auf circa 9 Tage für die ersten 5 Proben, sowie auf vermutlich 2-3 Tage pro Austausch der Proben, da der Druck in der Schleuse um einen Faktor 100 über dem Arbeitsdruck der Kammer liegen sollte, wenn man als Vergleich den ähnlich großen MCP-Teststand heranzieht. Durch die Reinigung der Proben und das Ausheizen der Kammer sollte aber wenig schwer pumpbares Wasser in die Hauptkammer gelangen, sodass die Ionenzerstäuberpumpe schnell den nötigen Arbeitsdruck wieder herstellen sollte.

Der momentan verwendete Flansch mit der Halterung für die Cäsiumdispenser verfügt über einen vierpoligen Stromanschluss, sodass ein Umbau des Dispenser durch die Werkstatt des IAAT innerhalb weniger Arbeitsstunden durchgeführt werden könnte, da nur zwei neue Halteklemmen mit getrenntem elektrischen Kontakt eingebaut werden müssen, die über die gemeinsame Masse mit Strom versorgt werden. Extern müsste der Stecker neu verkabelt werden, sodass man die verschiedenen Dispenser ansteuern kann.

Um einen gleichen Arbeitsablauf für jede Probe zu garantieren, wird nur eine Probe pro Tag aktiviert, da bei einer Aktivierung der Druck ansteigt, beeinflusst durch die Heizung während der Bedampfung, sowie der radiativen Abstrahlung des Cäsiumdispensers. Zusätzlich benötigt die Photokathode nach der Aktivierung mehrere Stunden, um ihre endgültige chemische Komposition zu erreichen und wieder ins thermischen Gleichgewicht mit der Umgebungstemperatur zu kommen, bevor eine erste Effizienzmessung durchgeführt werden kann.

Die momentane Probenrate beträgt daher 5 Proben pro 19 Tage, bestehend aus 14 Tagen Vorbereitungszeit und 5 Tagen für die Aktivierung der Proben bzw. 3,8 Tagen pro Probe. Durch Einbau einer Schleuse und mehreren Dispensern könnten 20 Proben in einem Zeitraum von 35 Tagen aktiviert werden, bestehend aus 9 Tagen Vorbereitungszeit für den Einbau der Dispenser, 20 Tagen für die Aktivierung der Proben, sowie weiteren 3×2 Tagen Pumpzeit zwischen dem Austausch der Proben. Damit würde sich die Zeit pro Probe auf 1,75 Tage um mehr als einen Faktor zwei reduzieren.

3.8.2 In Situ Überwachung

Bisher werden die Schichtdicke und die Verdampfungsrate von Tellur und Cäsium mit dem gleichen Schwingquarzmesskopf aufgenommen. Da die Berechnung der Schichtdicke aus Änderung der Eigenfrequenz des Quarzes auf der Annahme beruht, dass auf dem Quarz eine ideale homogene Schicht eines zweiten Materials aufgedampft wird, das die gleichen Materialeigenschaften wie ein entsprechender Festkörper aufweist, ist jede Messung des Schwingkopfes mit einem Fehler behaftet. Während für die Reproduzierbarkeit der Proben dieser systematische Fehler keine Rolle spielt, ist die Verwendung des Schwingquarzes zur Vermessung beider verwendeter Materialien problematisch. Da sich auf dem Schwingquarz ein Mehrschichtsystem aus Tellur und Cäsium sowie deren Mischprodukte bildet, dessen Materialeigenschaften nicht bekannt ist ist der Fehler des Schwingquarzes zufällig und kann daher nur als Richtwert für die Schichtdicken verwendet werden. Diese Zufälligkeit kann bei Tellur abgeschätzt bzw. reduziert werden, da die Bedampfung bei konstanter Temperatur durchgeführt wird und die gemessenen Raten bei Tellur über eine kleine Anzahl von Bedampfungen hinweg nicht variiert, sodass ein regelmäßiger Austausch der Messquarze ausreicht. Trotz allem wäre es besser, wenn für jedes Material ein individueller Messquarz verwendet werden könnte, insbesondere falls die angeführten Änderungen zur Erhöhung der Probenzahl durchgeführt werden. Dies setzt den Kauf eines entsprechenden Messkopfes voraus.

Weiterhin verfügt die Kammer momentan über keine Temperaturkontrolle der Probenheizung, da im ursprünglichen Kammerkonzept keine aktive Heizung vorgesehen war. Für eine umfassende Temperaturüberwachung gibt es mehrere interessante Ansatzpunkte, namentlich die Temperatur in der Heizung, die Temperatur des Substrats und die Temperatur der Photokathode während ihrer Bildung. Da die Heizung gelocht ist und nicht aus einem einzelnen Heizblock gefertigt ist, ist es schwierig ihr eine einheitliche Temperatur zuzuweisen, aber zur Überwachung reicht ein Temperaturfühler an einer Position als Kontrolle, ob die gemessene Heizleistung mit einer konstanten Temperatur an diesem Kontrollpunkt korreliert. Bei der Temperaturmessung der Proben muss man auf ein System setzen, das stationär unter der Heizung befestigt ist, da man an dem Drehteller keine Kabel befestigen kann bzw. sollte, um seine Beweglichkeit nicht einzuschränken. Daher bleibt entweder die Temperaturmessung durch einen feinen Schleifkontakt, wobei sicher gestellt werden muss, dass sich die Proben dadurch nicht aus ihrer Halterung lösen, oder der Einbau eines Manipulators („wobble stick“), der den Temperaturfühler bei Bedarf in Kontakt mit der Probe bringt.

Die Temperaturmessung an den Photokathoden kann nur indirekt erfolgen, da jede Abdeckung einen Schatten auf das Substrat werfen würde. Es wäre aber möglich, einen Temperaturfühler an dem Messkopf des Schichtdickenmessgeräts anzubringen und damit die Temperatur, die von dem Cäsiumdispenser emittiert wird, abzuschätzen. Alternativ kann ein Temperaturfühler über einen Schleifkontakt auch an die Unterseite der Substrathalterung gebracht werden, der optimalerweise im thermischen Gleichgewicht mit der Probe ist. Im Zusammenhang mit diesen Messungen muss auch untersucht werden inwiefern die Substrathalter die Temperatur der Proben beeinflussen und ob ihre Größe einen negativen Effekt auf die Temperatur des Glassubstrats haben. Es muss

ebenso abgeschätzt werden, inwiefern eine Bedampfung des Temperaturfühlers mit Tellur und Cäsium seine Eigenschaften verändert und die Temperaturmessung beeinflusst.

Die meisten Informationen sollte man mit Hilfe eines beweglichen Temperaturfühlers erhalten, da der Temperaturgradient zwischen der Halterung und der Probe überwacht werden kann, sowie der Einfluss der Probenposition und ihre Änderung auf die Temperatur. Mit Blick auf den Bau von Detektoren mit 80 mm durchmessenden Substraten ist der Temperaturgradient auf der Probe von Interesse, um auftretende Spannungen zu verhindern und eventuell auftretende Ungleichmäßigkeiten bei der Photokathodenbildung zu verstehen.

Als kontaktlose Alternative stehen Pyrometer oder Infrarotkameras zu Verfügung, die im Praxis-test versagt haben, da die Quarzglassubstrate im Infrarotbereich eine hohe Transmission aufweisen (siehe Abb. 3.8), sodass die Temperatur des Hintergrunds gemessen wurde. Zusätzlich reflektieren die polierten Edelstahlflächen des Vakuumsessels die Infrarotstrahlung, sodass eine Infrarotkamera¹⁸ neben dem tatsächlichen Bildausschnitt auch die Überlagerung durch reflektierte Flächen wahrnimmt und kein scharfes Bild mit präzisen Temperaturangaben erstellen kann.

3.8.3 Bedampfungskammer

Die vorhandene Bedampfungskammer ist eine gemeinsam genutzte Einrichtung am IAAT, die von verschiedenen Projekten mit ganz unterschiedlichen Anforderungen verwendet wird. Dies hat zur Folge, dass regelmäßig unterschiedliche Materialien verdampft werden und dadurch die Kammer kontaminiert wird. Für optimale Ergebnisse bei der Bedampfung der Proben mit Nickelchrom oder der Anodenbeschichtung, sollte die Kammer daher gründlich gereinigt und gewartet werden, was zwangsläufig eine Sperrung für andere Nutzer voraussetzt, und dann exklusiv für eine einzelne Anwendung genutzt wird.

Der Einbau einer Heizung an der Aufdampfposition des Elektronstrahlverdampfers würde es erlauben, die Proben während der Bedampfung auf einer fixen Temperatur zu halten. Da jedes Schichtwachstum von Temperatur profitiert und es entsprechend eine optimale Temperatur für das Bedampfen von Nickelchrom wie auch für Germanium gibt, würde sich die Qualität der Schichten steigern lassen. In beiden Fällen würde sich auf makroskopischer Ebene die Uniformität der Schicht erhöhen, die eine geringere Oberflächenrauigkeit aufweisen würde, sowie auf mikroskopischer Ebene die Ausbildung einer gleichmäßigen Gitterstruktur mit entsprechend positiven Auswirkungen auf Stabilität und Leitfähigkeit der Schichten. Diese Heizung müsste aus einem Heizdraht konstruiert werden, der von einem Blech gegen das verdampfende Material abgeschirmt ist, mit einer Aussparung, die groß genug ist, um keinen Schatten auf die Probe oder den Messkopf des Schichtdickenmessgeräts zu werfen. Der Einbau solch einer Heizung sowie die Modifikation der bestehenden Stromversorgung bedingt einige Eingriffe in die bestehende Kammer, könnte aber mit moderatem Arbeitsaufwand und Kosten bewältigt werden.

¹⁸Entsprechende Versuche wurden 2013 mit Hilfe einer Wärmebildkamera von FLIR durchgeführt und nach Beratung durch den Hersteller aufgegeben.

Voraussetzung ist der Einbau eines Temperaturfühlers, sowohl zur Überwachung der Temperatur während der Bedampfung als auch während des Ausheizens. Im bestehenden Aufbau könnte ein Temperaturfühler die Temperatur während des Ausheizens überwachen und damit die Reproduzierbarkeit der Probenpräparation verbessern. Dieser Temperaturfühler könnte über der Heizung neben den Proben angebracht werden und sollte an dieser Position leicht gegen verdampfendes Material abgeschirmt werden können.

3.8.4 Probenreinigung

Alle Glassubstrate werden vor dem Einbringen in die Bedampfungskammer gründlich in drei Stufen gereinigt (siehe Abschnitt 4.1 für die Standardreinigungsprozedur). Während diese Reinigung im Prinzip alle biologischen und chemischen Rückstände auf den Proben entfernen sollte, bleibt das Problem, dass sie nach der Reinigung wiederum der Atmosphäre ausgesetzt sind. Weder die Bedampfungskammer, noch die Kathodenkammer verfügen über ein abgeschlossenes Reinraumzelt. Während das Labor mit der Kathodenkammer mit einer Klimaanlage und Luftfiltern ausgestattet ist, verfügt das Aufdampflabor über keine aktiven Vorkehrungen zur Luftreinhaltung. Beim Öffnen der Kammer dringt neben Luft auch Staub in die Kammer und beim Einbringen der Proben können diese ebenfalls kontaminiert werden, da einzelne Staubkörner ausreichen, um Fehlstellen auf der Probe zu verursachen. Der Eingangsbereich der Bedampfungskammer verfügt über eine Lamina Flow Unit, die reaktiviert werden muss. Die Wartung und Wiederinbetriebnahme dieser Einheit würde es erlauben, den letzten Reinigungsschritt der Proben innerhalb dieses abgeschirmten Bereichs vorzunehmen und die Proben unter sauberer Atmosphäre in die Kammer einzubringen.

3.8.5 Effizienzmessung unter Stickstoffatmosphäre

Basierend auf den ersten Testmessungen unter Stickstoff (siehe Abschnitt 3.5.5) sollte ein System realisiert werden, in dem Lampe und Monochromator luftdicht verpackt sind. Um eine gleichmäßige Gaszusammensetzung und Zirkulation zu erreichen, sollten alle Verschaltungselemente des Aufbaus (Abdeckung der Lampe, Verbindungsrohr, Deckel des Monochromators, Lichtschutz des Umlenkspiegels) entfernt und durch ein luftdichtes, lichtundurchlässiges Zelt aus Aluminium-Verbund-Folie ersetzt werden. Dieses Zelt müsste individuell gefertigt, auf die bestehende optische Bank montiert und mit einem zentralen Einlassventil für den Stickstoff und mehreren dezentralen Überdruckauslassventilen an der Unterseite versehen werden. Der leichtere einfließende Stickstoff sollte den vorhandenen Sauerstoff nach unten aus dem Zelt drücken und durch einen geringen Überdruck ein Nachströmen durch potentielle Lecks verhindern. Diesen Prozess kann man beschleunigen, indem man den vorhandenen Sauerstoff mit einer Kombination aus Sauerstoff- und Feuchtigkeitsabsorbent bindet. Vorgesehen werden müssen eine Wartungsöffnung, um den Justierlaser verwenden zu können, sowie je eine Öffnung in der Nähe des Umlenkspiegels und des Ausgangsschlitz des Monochromators. Der Justierlaser kann durch einen zweiten externen Laser ersetzt werden, der einmalig mit dem Justierlaser in Deckung gebracht werden muss. Solch ein

Laser wurde provisorisch schon auf einem der Sichtfenster auf dem Kathodenkessel montiert. Zur Prozesskontrolle kann mit einem Amperometrischen Sauerstoffgassensor¹⁹ der Sauerstoffanteil bestimmt und überwacht werden. Um die Menge an verwendetem Stickstoff zu reduzieren, kann der Sauerstoffsensor mit einem elektrischen Steuerventil für den Stickstoffeinlass gekoppelt werden und damit der Sauerstoffanteil konstant gehalten werden, um eine stabile Messung zu ermöglichen. Durch eine komplette Verdrängung des vorhandenen Sauerstoffs würde der messbare Wellenlängenbereich nur noch durch die vorhandenen Fenster bestimmt werden, welche die gleichen Transmissionseigenschaften wie die verwendeten Kathodensubstrate aufweisen und eine Messung bis 160 nm erlauben sollten.

¹⁹Zum Beispiel das InPro6800 G von Mettler Toledo

4 Herstellung von Cs₂Te-Photokathoden

Die Herstellung einer Photokathode unterteilt sich in drei Phasen. In der Vorbereitung wird das Substrat gereinigt und mit einem Metallring zur elektrischen Kontaktierung versehen. In der zweiten Stufe wird die Probe in die Vakuumkammer eingebracht und ausgeheizt, um sicherzustellen, dass kein Wasser mehr auf dem Substrat vorhanden ist. Zuletzt findet die Bedampfung mit Tellur und der Aktivierung der Probe durch Cäsium statt, gefolgt von der Qualifizierung der Probe durch die Messung der wellenlängenabhängigen Quanteneffizienz.

Im Zuge dieser Arbeit wurden mehrere Phasen durchlaufen, in denen iterativ der Prozess der Photokathodenherstellung besser verstanden wurde. Darauf aufbauend wurden die Prozessparameter angepasst bzw. bauliche Änderungen an der Kammer vorgenommen. Auf Grund der Pumpzeit zwischen einzelnen Versuchen, sowie einer Vielzahl technischer Probleme hat sich dieser Prozess über mehrere Jahre erstreckt und ich möchte im Folgenden einen kurzen Überblick über diese zeitliche Entwicklung liefern.

Die ersten Komponenten der Vakuumkammern wurden Anfang April 2011 geliefert und zusammengebaut. Am 5. Mai 2011 wurden die Kammern erstmalig mit dem Heizzelt ausgeheizt und gepumpt mit dem Ergebnis, dass die Kammern mehrere Lecks aufwiesen. Auf Grund der Kombination von drei defekten Blindflanschen (die Fehlerrate bei diesen Bauteilen wird mit 0,01% angegeben und ist daher denkbar unwahrscheinlich) sowie defekten Schweißnähten und undichten Niederdruckmessröhren hat der Prozess der Fehlersuche und Behebung bis April 2012 gedauert. Am 10.04.2012 wurde die erste Testbedampfung mit Tellur durchgeführt, sowie die dazugehörige Schichtdickeneichung, gefolgt von der ersten Aktivierung am 7.05.2012. Diese ersten Tests schlugen alle fehl, da die Messung des Photostroms dominiert wurde von anderen Effekten, unter anderem dem Einfluss der Druckmessröhre, der Ionenzerstäuberpumpe sowie der Cäsiumquelle. Weitere Probleme bereiteten die ungleichmäßige Beleuchtung durch die Lampe, sowie Schwankungen in der Stromversorgung, die sich als zu instabil erwies und ersetzt wurde. Weiterhin musste festgestellt werden, dass eine zu hohe Verdampfungsrate von Tellur eine effektive Schichtbildung verhindert, sodass diese reduziert wurde.

Ende 2012 wurden auch zwei Tests mit Galliumnitridproben gemacht, die von der Universität Karlsruhe beigestellt wurden. Dieses Experiment wurde aber auf Grund technischer Probleme nicht weitergeführt, da zu diesem Zeitpunkt der Prozess der Aktivierung noch nicht ausreichend verstanden war. Zudem wurden Tests mit einer Wärmebildkamera zur Überwachung der Substrattemperatur durchgeführt, die aber keine Erkenntnisse lieferten, da das Innere der Kammern die Infrarotstrahlung reflektiert und die Wärmebildkamera ein überlagertes und verrauschtes Bild generiert.

Anfang 2013 wurde erneut die Messmethode geändert und es wurde ein zweites Amperemeter installiert, um gleichzeitig Photostrom und Ionenstrom der Cäsiumquelle messen zu können. Zudem wurden die Innenausbauten testweise verändert. Diese weiteren baulichen Änderungen führten zu einer funktionierenden Konfiguration, die am 02.09.2013 eingebaut wurde. Bis zum 12.2.2014 wurden damit circa 30 Proben aktiviert mit denen aber nur unbrauchbare und inkonsistente Messergebnisse gewonnen werden konnten, sodass die Messmethode und der Innenausbau der Kathodenkammer nochmals überarbeitet wurde.

In zwei Schritten wurde am 07.04.2014 und am 22.05.2014 der derzeitige Messaufbau realisiert, d.h. die Proben können während der Bedampfung geheizt werden und jede einzelne Probe kann individuell kontaktiert werden. Insbesondere die Proben #49-#59 lieferten überzeugende, neue Ergebnisse, die am 28.07.2014 auf ein defektes Kabel zurückgeführt wurden, dessen fehlerhafte Abschirmung einen Anteil am gemessenen Strom hatte. Daher wurden erst ab dem 11.08.2014 verlässliche Ergebnisse produziert, dies entspricht Probennummer #62. #71 ist die erste Probe, die unter partieller Stickstoffatmosphäre vermessen wurde, um den Bereich unter 190 nm besser vermessen zu können. Die Proben #93 und #94 wurden im April 2015 mit einer zusätzlichen, flächigen Metallschicht versehen, um die Leitfähigkeit der Photokathode zu erhöhen und stellen in Kombination mit den Ergebnissen der Proben #96-#99 den letzten Stand der Experimente dar.

In diesem Kapitel wird der Standardprozess, der für die Herstellung der Proben etabliert wurde, beschrieben, die damit einhergehenden charakteristischen Phasen der Herstellung sowie einzelne Ergebnisse für die Quanteneffizienz der Proben vorgestellt.

4.1 Überblick Standardprozedur für CsTe-Proben

Alle Proben werden nach dem gleichen Schema vorbereitet und hergestellt, wobei der Prozess von [Di Bona u. a. \(1996\)](#), siehe auch Abschnitt [2.2.1](#), inspiriert wurde. Die Substrate werden mit Wasser und Seife unter fließendem Wasser von groben Verunreinigungen gesäubert, abgetrocknet und in einem Halter platziert. Dieser Halter war ursprünglich aus einem säurebeständigen Kunststoff gefertigt, der sich als nicht resistent genug erwies und Rückstände auf den Proben hinterließ, sodass ein weiterer Halter aus Teflon gefertigt wurde. Aus praktischen Gründen werden immer sechs Substrate gleichzeitig gereinigt.

Die Proben werden in ein Becherglas, gefüllt mit Trichlorethylen, platziert und fünf Minuten im Ultraschallbad gereinigt. Anschließend werden sie mit bi-destilliertem Wasser abgespült und mit Stickstoff getrocknet. Dieser Vorgang wird mit Aceton wiederholt. Im dritten Schritt werden die Proben für weitere fünf Minuten in Reinstisopropanol im Ultraschallbad gereinigt und aus dem Vorbereitungsraum in das Aufdampflabor für die Metallisierung gebracht. Obwohl es sich bei den verwendeten Chemikalien um die höchste Güteklasse handelt, verdampfen weder das Aceton noch das Isopropanol ohne Rückstände. Es verbleiben leichte Rückstände ähnlich Wasserflecken, sodass die Flüssigkeit mit hohem Druck mit einer Stickstoffpistole von den Proben abgeblasen werden muss.

Die unter Unterdruck gelagerte Bedampfungskammer wird für die Metallisierung erst direkt vor dem Einbringen der Proben geöffnet, um die Kontamination durch die Atmosphäre zu minimieren. Zwei Proben werden ab gepustet, optisch kontrolliert und eventuell erneut mit Isopropanol benetzt bzw. zurückgestellt für eine komplette Reinigung. Um einen lückenlosen Metallring zu gewährleisten, wird das Innere der Probe mit einem Metallplättchen abgedeckt, das zudem mit einem Magneten die Probe am Substratteller fixiert. Die Vakuumkammer wird auf einen Druck im Bereich von $1 \cdot 10^{-5}$ mbar gepumpt, mit Argon auf $1 \cdot 10^{-3}$ mbar geflutet und durch Ionenbombardement weiter gereinigt bzw. beglimmt (siehe Abschnitt 3.6.3). Anschließend wird die Probe für eine Stunde mit circa 200 °C Oberflächentemperatur an der Probenposition geheizt. Kurz vor Ende der Heizzeit wird die Kaltwasserkühlung eingeschaltet, welche die Kammer abhängig von der Jahreszeit auf 7 °C bis 15 °C abkühlt. Die warme Probe wird zur Aufdampfposition geschwenkt und dort mit Hilfe des Elektronenstrahlverdampfers mit 50 nm bis 100 nm Nickelchrom bedampft. Der elektrische Widerstand der Kontaktschicht beträgt im Schnitt weniger als 100 Ω.

Anschließend werden die Proben aus der Vorbereitungskammer entnommen und in einem Becherglas mit flüssigem Isopropanol gelagert, um Verschmutzung und Kontamination durch die Atmosphäre zu reduzieren. In die Kathodenkammer können fünf Proben gleichzeitig eingebracht werden, indem das seitliche Ventil geöffnet wird und die Proben in die Kammer gelegt werden. Da im gleichen Schritt der Cäsiumdispenser ausgetauscht wird, dauert der Vorgang in etwa 15 min bis die Vakuumpumpen der Kammer gestartet werden. Während des Pumpvorgangs mit der Turbomolekularpumpe wird jede Probe 24 Stunden lang ausgeheizt, sodass nach fünf Tagen auf die Ionenzerstäuberpumpe umgeschaltet wird und im Schnitt nach 8-10 Tagen der Kammerdruck im Bereich unter $5 \cdot 10^{-9}$ mbar ist. Dieser Druck ist vermutlich nicht niedrig genug für optimale Ergebnisse, siehe dazu auch Abschnitt 3.8.1, in dem die Problematik der langen Pumpzeit und damit einhergehend die geringe Anzahl an Proben, die aktiviert werden konnten, diskutiert wird.

4.1.1 Reinigungsprozess

Die Qualität der aufgedampften Schichten wird maßgeblich von der Reinigung und Vorbehandlung des Substrats beeinflusst. Bei der Herstellung der Quarz- und Magnesiumdifluoridsubstrate bleiben Polierrückstände, Maschinenöle und Fette auf der Oberfläche zurück, während der Lagerung kommen Staubpartikel hinzu und auf Grund der Atmosphäre bilden sich Reaktions- und Adsorptionsschichten an der Oberflächen. Um eine optimale Bedingungen für eine homogene Beschichtung sowie eine gleich bleibende Qualität der Substrate zu erzielen, müssen diese gereinigt werden.

Grobe Verunreinigungen werden mit Hilfe haushaltstypischer Reinigungsprozeduren entfernt. Darunter fallen Abspülen mit Wasser und Seife, Säuren oder flüchtigen Lösungen. Im ersten Schritt entfernt man mit Hilfe einer Reinigungslösung basierend auf Tensiden Staub, Fette und Öle. Nach Entfernen der Spülmittelrückstände kann das Substrat mit Hilfe eines Säurebads von chemischen Verunreinigungen befreit werden, eventuell intensiviert durch elektrochemische Prozesse oder einem Ultraschallbad. Wir verwenden Trichlorethylen im zweiter Reinigungsschritt,

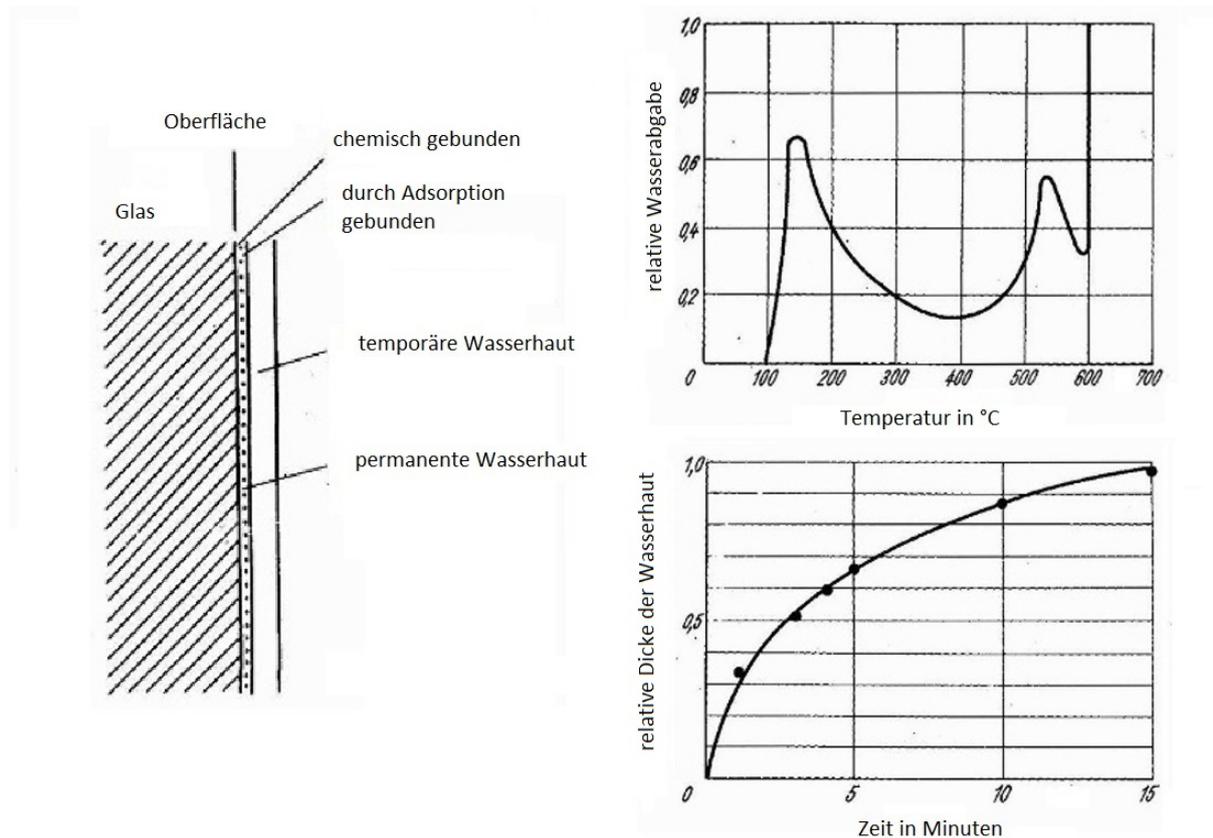


Abbildung 4.1: Links: Darstellung der Wasserhaut auf einer Oberfläche. Rechts oben: Relative Wasserabgabe in Abhängigkeit von der Substrattemperatur. Rechts unten: Zeitlicher Verlauf der Wasserhautbildung bei Raumtemperatur an Atmosphäre. Quelle: Schiller und Heisig (1976).

gefolgt von Aceton. Die Proben wurden jeweils 5 min im Ultraschallbad behandelt, anschließend mit bi-distilliertem Wasser gereinigt und getrocknet. Im vorletzten Schritt versucht man das vorhandene Wasser durch flüchtige Stoffe wie Ethanol oder Isopropanol zu verdrängen. Die Wirkung kann man verbessern, indem man die Substrate in eine Dampfkammer einbringt oder sie erwärmt. Hier wurden die Proben in Isopropanol gereinigt und bis zur direkten Verwendung in der Vakuumkammer darin gelagert, um neue Kontaminationen zu verhindern.

Direkt vor dem Einbau werden die Proben trocken geblasen und optisch auf Rückstände wie Schlieren, Tropfen oder Staub kontrolliert und dann in die Vakuumkammer eingebracht. Problematisch ist die hohe Verdampfungsrate von Isopropanol, das schneller verdampft als es herunter geblasen wird, sodass sich feine Rückstände der gelösten Stoffe auf dem Substrat ablegen. Daher wurde als Option darüber nachgedacht, im letzten Schritt die Proben erneut mit bi-distilliertem Wasser abzuspülen, da sich dieses, auf Grund der glatten Oberflächen und seiner hohen Oberflächenspannung deutlich besser von den Substraten blasen lässt. Da der Sinn des Isopropanols aber die Verdrängung von Wasser ist, wurde diese Idee verworfen und kaltes Isopropanol verwendet, das einen Mittelweg darstellt.

Die hartnäckigste aller Verunreinigungen ist die Adsorption von Wasserdampf auf der Substratoberfläche und Bildung einer sogenannten Wasserhaut. Wie im linken Teil der Abbildung 4.1

schematisch dargestellt, besteht die Wasserhaut aus zwei Komponenten. Nach [Wessel \(1953\)](#) misst die permanente Wasserhaut etwa 10 nm und ist durch chemische und physikalische Adsorption gebunden. Darüber liegt die adsorbierte temporäre Wasserhaut mit einer Dicke von 50 nm. Diese Wasserhaut beeinflusst die Bildung aufgedampfter Schichten und muss entfernt werden, um stabile Schichten zu erhalten. Wie von [Thiene \(1939\)](#) ausgeführt kann dieser Wasserfilm durch Erhitzen entfernt werden, dabei hängt die Rate, mit der das Wasser verdampft wird, stark von der Temperatur ab, siehe [Abbildung 4.1](#). Bei Temperaturen von 150 °C bis 250 °C wird die temporäre Wasserhaut entfernt und ab 550 °C die permanente Wasserhaut. Zuletzt löst sich chemisch gebundenes Wasser ab Temperaturen von 600 °C. Die Wasserhaut bildet sich, wie in der linken [Abbildung 4.1](#) gezeigt, innerhalb weniger Minuten an der Atmosphäre wieder nach. Daher macht Heizen außerhalb eines Vakuumsystems keinen Sinn, insbesondere, da sich unter niedrigem Druck die benötigte Temperatur stark reduziert und damit der thermische Stress des Substrats minimiert werden kann.

4.1.2 Metallisierung der Substrate

Damit die Photokathode auf den Substraten elektrisch kontaktiert werden kann, wird auf die Proben ein elektrisch leitender Metallring aufgedampft. Die Proben haben einen Durchmesser von 25 mm, deren äußere 5 mm mit einer umlaufenden Nickelchromschicht versehen werden. Nickelchrom hat einerseits eine gute elektrische Leitfähigkeit (siehe [Tabelle 4.1](#)), sowie eine hohe Kratzfestigkeit und Haftung auf Glassubstraten. Weiterhin gibt es Hinweise darauf, dass Nickelchrom und Indium eine stabile Verbindung eingehen, sodass das Verlöten der Substrate mit dem Detektorkörper vereinfacht wird.

Tabelle 4.1: Messung des elektrischen Widerstands zwischen zwei Punkten auf den Proben mit unterschiedlichen Nickelchromringen. Der Metallring wurde in vier Quadranten aufgeteilt, zwischen denen der Widerstand vermessen wurde.

Quadrant	20 nm NiCr	25 nm NiCr	30 nm NiCr	50 nm NiCr
1-2	520 Ω	320 Ω	136 Ω	69 Ω
1-3	560 Ω	330 Ω	142 Ω	80 Ω
1-4	510 Ω	340 Ω	96 Ω	72 Ω

Die besten Ergebnisse wurden bei der Verdampfung mit Hilfe des Elektronenstrahlverdampfers erzielt. Das als Granulat vorliegende Material schmilzt bei erstmaligem Erhitzen und formt mit der dabei entstehenden Oberflächenspannung einen halbkugelförmigen Tropfen, der im Gegensatz zu dem Ausgangsmaterial metallisch glänzt. Diese Änderung der Oberflächenbeschaffenheit ist auf den geringfügig unterschiedlichen Gasdruck der beiden Elemente zurückzuführen, der beim Verdampfen zu unterschiedlichen Verdampfungsraten führt, sodass die Oberfläche hauptsächlich aus glänzendem Chrom besteht. Bei der Herstellung der Legierung wird dieser Unterschied berücksichtigt, sodass sich die Zusammensetzung der Legierung in Granulatform (Massenverhältnis 80:20) von der Zusammensetzung nach dem Verdampfen unterscheidet. Die aufgedampfte Schicht glänzt metallisch wie in [Abbildung 4.2](#) zu sehen ist. Damit die Probe einen ununterbrochenen Metallring erhält, wird sie mit Hilfe eines Magneten und einer metallischen Abdeckung als

Blende für den unbedampften Mittelbereich der Probe in der Kammer befestigt. Diese Halterung hat den Nachteil, dass in seltenen Fällen die Abdeckung nicht exakt in der Mitte der Probe sitzt, sodass der Metallring ungleichmäßig geformt ist. Im reinen Testbetrieb hat dies keine negative Auswirkung, da sich nur die aktive Fläche der Photokathode verschiebt und geringfügig reduziert.



Abbildung 4.2: Foto dreier Standardproben mit Metallring. Zu sehen ist eine Probe mit Bohrung für einen Temperaturfühler, eine Probe mit gutem Metallring, der Rückstände einer aufgedampften Photokathode zeigt, sowie eine Probe mit verschobener Metallisierung.

Abhängig vom Gewicht kann dieses Verfahren auch auf größere Proben übertragen werden. Sollte dies nicht der Fall sein, muss eine Halterung ähnlich der für die Anoden gefertigt werden, siehe Abbildung 3.33, und die Probe in zwei Stufen metallisiert werden und in Kauf genommen werden, dass sich mehrere abgeschattete Bereiche mit reduzierter Schichtdicke bilden. Da die Photokathode aber flächig auf dem ganzen Ring kontaktiert wird, sind solche abgeschattete Bereiche kein grundsätzliches Problem.

4.1.3 Prozessbeschreibung: Tellur-Bedampfung

Die Bedampfung mit Tellur erfolgt mit Hilfe einer Effusionszelle, siehe Abschnitt 3.2.2, bei einer Temperatur von 270°C und einer Rate von durchschnittlich $0,9\text{ nm min}^{-1}$ bis $1,2\text{ nm min}^{-1}$. Während der Bedampfung wird das Substrat geheizt, um eine bessere Filmbildung zu erhalten. Basierend auf den Simulationsergebnissen, die in Abschnitt 2.2.5 vorgestellt sind, wurde eine gemessene Schichtdicke von 10 nm gewählt, wobei durch die Position des Messkopfes relativ zur Probe dieser Wert mit $0,84$ multipliziert werden muss. In Tests wurde dieser Wert von 9 nm bis 12 nm variiert. Alle Angaben beziehen sich immer auf den Anzeigenwert und nicht auf den korrigierten Wert, da für die Herstellung und Reproduzierbarkeit der Photokathode die absoluten Schichtdicken nicht relevant sind. Die Schichtdicke wird während der Bedampfung mit

dem Schwingquarzmessgerät gemessen und kann bei den geringen Raten mit Hilfe einer Blende auf 0,1 nm genau eingestellt werden.

In ersten Tests wurde mit einer deutlich höheren Rate bei einer Temperatur von 340 °C operiert, wobei festgestellt werden musste, dass sich bei hohen Temperaturen keine gleichförmigen Filme bzw. gar keine Tellurfilme auf den Quarzsubstraten bilden. Vermutlich führt die hohe Beweglichkeit in Kombination mit einem geringen Stickingkoeffizient zu einem Abdampfen des Tellurs. Dies wurde festgestellt, als mit einem 635 nm-Laser die Transmission des Substrats während der Bedampfung mit Tellur gemessen wurde und keine Änderung der Transmission gemessen werden konnte. Da die Transmission für alle Wellenlängen mit wachsender Schichtdicke sinken sollte, wurde dieses Verfahren zu Beginn der Versuche als Kontrollmechanismus für die Bedampfung mit Tellur und Cäsium verwendet.

Leider wurde bei der optischen Kontrolle der Proben ein Farbunterschied zwischen der Position, die durch den Laser illuminiert wird und der Umgebung festgestellt. Es ist nicht klar, inwiefern die Beleuchtung einen Einfluss auf die Filmbildung hat, aber [Di Bona u. a. \(1996\)](#) haben unter anderem gezeigt, dass die Beleuchtung mit UV-Licht einen positiven Einfluss auf die Regeneration von Cs₂Te-Photokathoden nach Exposition an Sauerstoff hat. Daher kann ein Einfluss durch den Laser nicht ausgeschlossen werden. Da zudem die Transmissionsmessung auf Grund von Streulichteeffekten nicht zuverlässig etabliert werden konnte und die absoluten Messwerte zwischen den unterschiedlichen Proben, obwohl theoretisch aus dem gleichen Material mit gleichen optischen Eigenschaften, stark geschwankt haben und zum Teil höher lagen als Messungen ohne Probe, wurde dieses Verfahren aufgegeben. Prinzipiell ist die Transmissionsmessung aber eine gute Methode, um sicherzustellen, dass der Filmbildungsprozess tatsächlich abläuft und sollte eventuell mit einem anderen Ansatz neu realisiert werden.

4.1.4 Aktivierung mit CS

In Abschnitt [2.2.5](#) wurden Simulationsergebnisse für die optimale Schichtdicke von Cäsium vorgestellt und im Schnitt wird eine Dicke von circa 50 nm Cäsium auf einem 10 nm Tellurfilm erwartet. Die Verdampfung von Cäsium erfolgt mit Cäsiumdispensern, deren Verdampfungsrate abhängig von ihrem Heizstrom ist. Die Verdampfungsraten sind leider stark abhängig vom Heizstrom und entgegen der Herstellerangaben zeitlich variabel und schwanken typischerweise zwischen 0,5 nm min⁻¹ bis 3 nm min⁻¹. Es ist daher kaum möglich eine konstante Verdampfungsrate zu erzeugen, sodass nur eine durchschnittliche Rate angegeben werden kann. Nach Abschalten des Heizstroms verzögert sich der Abfall der Verdampfungsrate dagegen nur um wenige Sekunden, sodass auch hier präzise Schichtdicken möglich sind. Im Normalfall wird die Bedampfung mit Cäsium beendet, sobald sich der gemessene Photostrom nicht mehr ändert bzw. sinkt, siehe hierzu auch die Ausführungen zum Aufdampfverhalten in Abschnitt [4.3](#).

4.2 Versuche mit kalten Substraten

Wie eingangs beschrieben waren alle Tests mit ungeheizten Substraten ohne Erfolg. Da diese Versuchsreihe aber in der Anfangsphase des Experiments durchgeführt wurde, die von den generellen Problemen mit dem Versuchsaufbau geprägt war, siehe die Beschreibung des zeitlichen Verlaufs des Experiments und seine verschiedene Iterationen zu Beginn dieses Kapitels, kann die Ursache der Fehlschläge nicht mit Sicherheit benannt werden. Da alle vorhandenen Daten unbrauchbar bzw. nicht verlässlich sind, müssen die Tests mit kalten Substraten zu einem weiteren Zeitpunkt wiederholt werden. Dabei muss untersucht werden, ob die Substrattemperatur einen Einfluss auf die Lebenszeit der Proben wie die Quantenausbeute hat.

4.3 Versuche mit warmen Substraten ab Juni 2014

In Abbildung 4.3 ist das Aufdampfverhalten der ersten erfolgreichen Aktivierung bei warmem Substrat dargestellt. Die Form während der Aktivierung, bestehend aus Peaks, lokalen Plateauphasen und Ausschlägen in Folge der Dunkelstrommessung, sowie ein finaler Anstieg nach Deaktivierung der Cäsiumquelle hat sich als charakteristisch für die meisten Aktivierungen herausgestellt. Die einzelnen Features werden im folgenden genauer erläutert, soweit verstanden. Die Ausschläge sind eine Besonderheit dieser Messung, da sie nur nach dem Abdunkeln der Probe auftreten. Zum Zeitpunkt dieser Messung wurde dieser Effekt nicht verstanden und konnte erst sehr viel später auf die schlechte Leitfähigkeit der Probe zurückgeführt werden. Während der Dunkelstrommessung hat die Photokathode Zeit, die emittierten Elektronen zu regenerieren, sodass die erste Messung dem vollen Potenzial der Photokathode entspricht, während die konstanten Messungen der Effizienz unter Last entspricht. Der Anstieg des Dunkelstroms um circa einen Faktor fünf ist auf die Bildung von Fehlstellen und die thermische Erwärmung zurückzuführen, sowie auf Wechselwirkungen mit der Heizleistung des Cäsiumdispensers.

In Abbildung 4.4 ist das Aufdampfverhalten von vier Proben aufgetragen, die in einem Zeitraum von circa einem Monat in drei unterschiedlichen Chargen produziert wurden, siehe dazu auch in Tabelle 4.2 ausgewählte Aufdampfparameter. Diese Proben sind in ihrem Verhalten repräsentativ für die Mehrzahl aller hergestellten Photokathoden. Den aufgezeichneten Proben ist gemeinsam, dass sie aus einer 9 nm dicken Tellerschicht bestehen, während die Heizleistung und der Druck variieren. Da eine höhere Temperatur die Mobilität des Cäsiums erhöht und damit die Diffusion in die Tellerschicht begünstigen sollte, während gleichzeitig die Wahrscheinlichkeit, dass Cäsium an der Oberfläche adsorbiert wird mit steigender Temperatur sinkt, sollte es eine optimale Substrattemperatur für die Aktivierung geben. Da wir keine Möglichkeit haben, die Temperatur des Substrats in unserem Versuchsaufbau zu messen und die absolute Temperatur für ein gutes Ergebnis unerheblich ist, wird die Heizleistung überwacht und variiert. Der Effekt konnte bis jetzt aber nicht klar identifiziert werden und es konnte bisher nur eine maximale Heizleistung von 10 W als entsprechende Obergrenze für die Temperatur gefunden werden. Bei den gezeigten

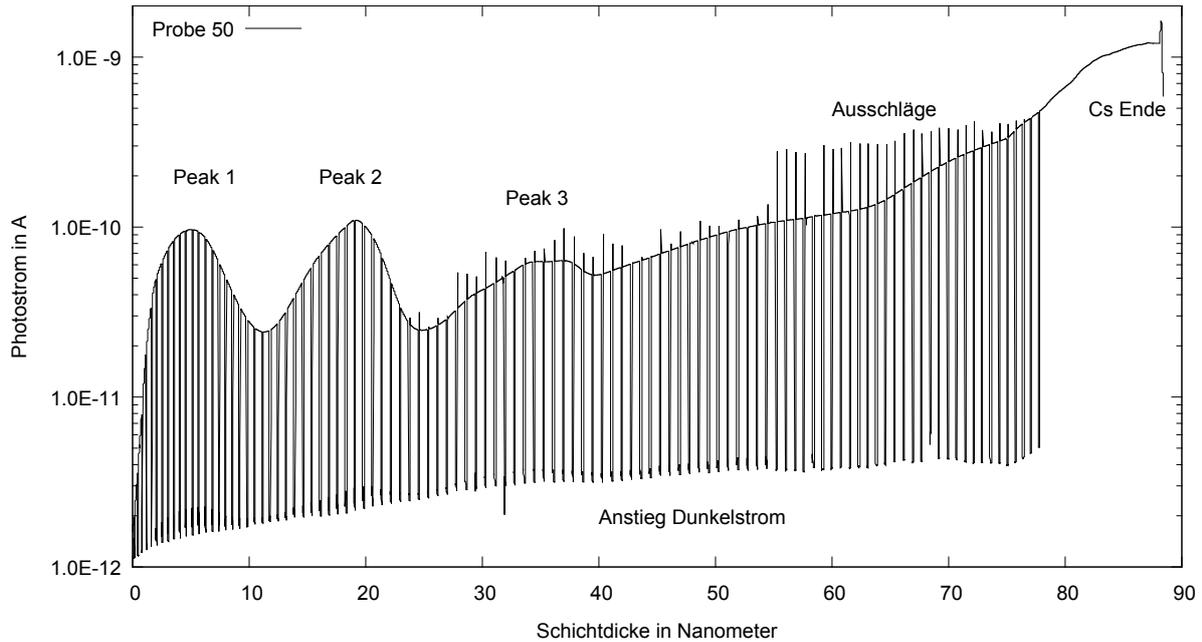


Abbildung 4.3: Darstellung des Photostroms (mit periodischer Dunkelstrommessung) in Abhängigkeit der Schichtdicke des aufgedampften Cäsiums während der Aktivierung. Probe #50 gehört zu den ersten erfolgreich aktivierten Proben, die während der Aktivierung beheizt wurde. Der maximale Photostrom am Ende der Aktivierung betrug $1,6 \cdot 10^{-9}$ A und nach Ende der Aktivierung fiel der Photostrom auf $2,1 \cdot 10^{-10}$ A ab.

Proben spielt die Temperaturvariation daher höchstwahrscheinlich keine Rolle. Der Einfluss des Drucks konnte leider ebenfalls nicht genauer bestimmt werden, aber auch hier ist bekannt, dass die Restgaszusammensetzung Einfluss auf das Verhalten der Schicht hat, wobei dies hauptsächlich die Langzeitstabilität betrifft. Ein hoher Sauerstoffanteil begünstigt die Bildung von Tellur- und Cäsiumoxiden, die beide eine negative Auswirkung auf die Photokathode haben und eine Degradierung bewirken.

Tabelle 4.2: Aufgelistet sind die Kenndaten ausgewählter Proben. Hierbei bezieht sich das Datum auf das Jahr 2014. Der Zustand des Glassubstrats unterteilt sich in neue Proben und einmal gebrauchte Proben, die nach der Reinigung immer noch über einen intakten Nickelchromring verfügen. Der Heizstrom bestimmt die eingestellte Stromstärke der Heizung, die tatsächliche Heizleistung variiert dabei geringfügig. Mit D_{Te} ist die gemessene Dicke der Tellurschicht bezeichnet, P_{Start} ist der Startdruck in mbar sowie P_{max} der maximale Druck, der während der Aktivierung aufgetreten ist. Die Cäsiumverdampfungsrate gibt den Mittelwert der Rate an, da der Wert während der Bedampfung stark schwankt und die Leistung des Cäsiumdispenser regelmäßig angepasst werden muss, gefolgt von der gemessenen Cäsiumschichtdicke D_{Cs} .

Nr.	Datum	Zust.	Heizstr.	D_{Te}	P_{Start}	-	P_{max}	Cs-Rate	D_{Cs}
50	04.08.	neu	3,5 A	9,5 nm	$2,2 \cdot 10^{-9}$	-	$5,9 \cdot 10^{-9}$ mbar	0,84 $\frac{nm}{min}$	99,4 nm
71	14.10.	gebr.	3,1 A	9,0 nm	$3,0 \cdot 10^{-9}$	-	$8,1 \cdot 10^{-9}$ mbar	1,83 $\frac{nm}{min}$	83,9 nm
73	10.10.	gebr.	3,0 A	9,0 nm	$5,6 \cdot 10^{-9}$	-	$1,0 \cdot 10^{-8}$ mbar	1,82 $\frac{nm}{min}$	87,2 nm
77	13.11.	neu	2,9 A	9,0 nm	$7,3 \cdot 10^{-9}$	-	$1,4 \cdot 10^{-8}$ mbar	0,54 $\frac{nm}{min}$	118,8 nm
80	23.10.	gebr.	2,9 A	8,9 nm	$1,2 \cdot 10^{-8}$	-	$1,8 \cdot 10^{-8}$ mbar	1,61 $\frac{nm}{min}$	84,4 nm
81	12.11.	neu	3,0 A	9,0 nm	$1,0 \cdot 10^{-8}$	-	$3,5 \cdot 10^{-8}$ mbar	1,35 $\frac{nm}{min}$	81,1 nm

Trotz dieser geringfügigen Unterschiede verhalten sich die vier Proben während der Aktivierung mit Cäsium ähnlich. Im Bereich unter 20 nm zeigen alle vier Proben einen starken anfänglichen Anstieg, der mit der Bildung einer Monolage Cäsium und der daraus resultierenden Oberflächenaktivierung korreliert ist, sowie einer Doppelpeakstruktur, die auch bei Probe #50 in Abbildung

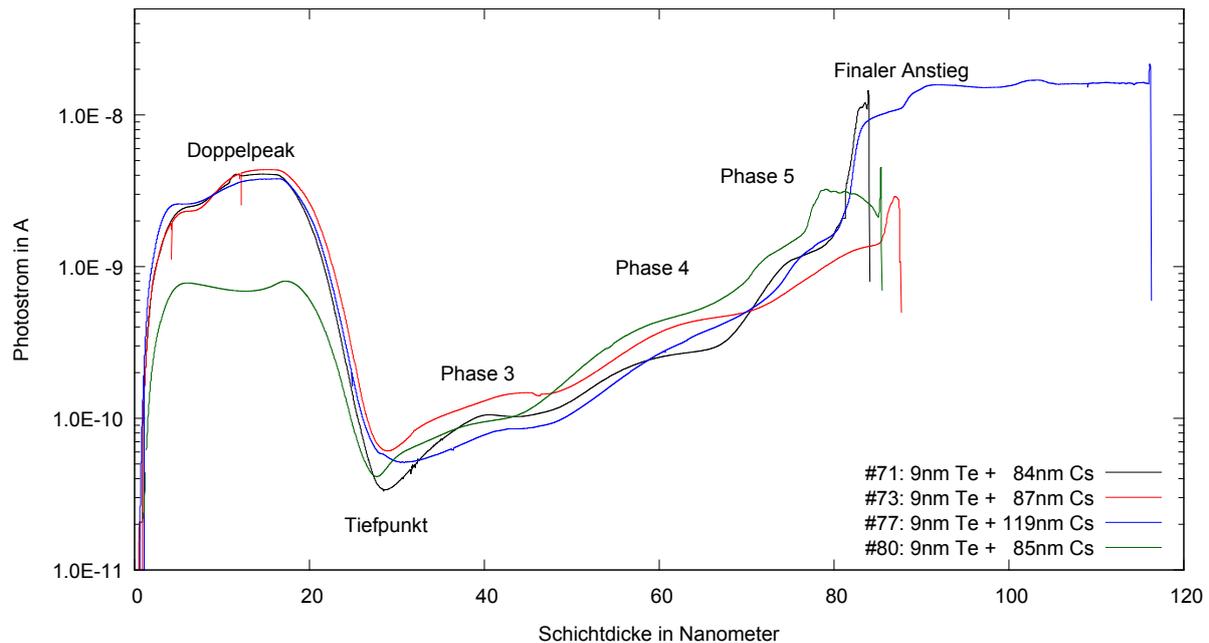


Abbildung 4.4: Darstellung des Photostroms ausgewählter Proben in Abhängigkeit der Schichtdicke aufgedampften Cäsiums während der Aktivierung. Alle Proben durchlaufen mehrere Phasen der Entwicklung, beginnend mit den ersten beiden Phasen, die sich in einer charakteristischen Doppelpeakstruktur äußern. Anschließend folgen drei weitere Wachstumsphasen, bestehend aus Photostromanstiegen und kleinen Plateauphasen gleichbleibenden Photostroms, sowie einem finalen Anstieg des Photostroms. Nach Ende der Bedampfung mit Cäsium fällt der Photostrom scharf ab und stabilisiert sich nach mehreren Stunden. Dieser Abfall wird durch den senkrechten Strich am Ende der Photostromkurve deutlich gemacht. Die erste Hälfte des totalen Abfalls findet typischerweise in der ersten Minute statt. In Tabelle 4.2 sind die Herstellungsparameter der unterschiedlichen Proben aufgelistet.

4.3 klar zu erkennen ist. Der Strom sinkt für diese Proben deutlich auf ein lokales Minimum nach der Bedampfung mit 30 nm Cäsium, gefolgt von einem langsamen Anstieg, der wiederum gewisse Muster aufweist. Besonders deutlich sieht man bei Probe #71, dass sich in drei Phasen (markiert mit Phase 3-5) kurze Plateaus ausbilden bzw. die Entwicklung des Photostroms in einzelnen Stufen abläuft (siehe auch Abbildung 2.12). Bei #77 werden diese drei Phasen mit einer langen, stabilen Phase hohen Photostroms abgeschlossen. Es ist davon auszugehen, dass die Photokathode zu diesem Zeitpunkt komplett aus Cs_2Te besteht, während dies bei den anderen Proben nicht mit Sicherheit gesagt werden kann. Dies zeigt ein Hauptproblem bei der Herstellung der Photokathoden. Es ist nicht klar, wann der Vorgang der Schichtbildung abgeschlossen ist. Die Proben #71 und #77 zeigen beide eine unterschiedlich lange Phase des Plateaus mit einem abschließenden Anstieg des Photostroms beim Deaktivieren des Cäsiumdispensers. Die Probe #73 zeigt einen scharfen Anstieg, ähnlich der Probe #71, aber fällt beim Abschalten der Cäsiumquelle direkt ab, ohne dass es zu einem finalen Anstieg kommt. Die Probe #80 hat das Maximum des Photostroms überschritten und zeigt innerhalb von 10 nm Cäsium einen fallenden Strom, wohingegen bei Probe #77 dieser nahezu konstant bleibt, während über 30 nm überschüssiges Cäsium aufgedampft werden. Am Ende zeigen beide einen Anstieg, der in seiner Höhe in keinem Bezug zu der Menge überschüssigen Cäsiums zu stehen scheint.

Eine mögliche Erklärung für das Verhalten der Proben, am Beispiel von #71, lautet wie folgt. Der initiale Anstieg des Photostroms ist auf die Bildung einer Monolage Cäsium zurückzuführen, die durch die reine Oberflächenaktivierung die Austrittsarbeit für die Elektronen deutlich

reduziert, siehe Abschnitte 2.1.5 und 2.1.6. Durch die Diffusion von Cäsium bildet sich an der Oberfläche CsTe, siehe Abschnitt 2.2.4, und es bildet sich die Doppelpeakstruktur bei der Photostrommessung aus. Der darauffolgende Einbruch des Photostroms ist nur im Vergleich mit den Ergebnissen in Abschnitt 4.4 als Einbruch der Leitfähigkeit der Probe zu erklären. Reines Tellur besitzt eine geringe elektrische Leitfähigkeit von $5 \cdot 10^{-3} \text{ A V}^{-1} \text{ m}^{-1}$, sodass die Fähigkeit der Photokathode, ausgetretene Elektronen zu ersetzen, sehr gering ist. Dieser Effekt ist besonders deutlich bei Probe #50 in Abbildung 4.3 zu erkennen. Bei dieser Aktivierung wurde periodisch die Lampe abgeblendet und eine Dunkelstrommessung durchgeführt. Jeweils der erste Messwert nach einer Dunkelphase weist einen höheren Photostrom auf, als bei einer dauerhaften Beleuchtung, da die Photokathode ausreichend Zeit hatte, sich zu regenerieren. Der gleiche Effekt ist auch in Abbildung 4.10 bei einer wellenlängenabhängigen Photostrommessung der Probe #71 zu sehen.

Während der ersten Phase der Aktivierung mit Cäsium erhöht sich die elektrische Leitfähigkeit der Probe, während erst nur eine dünne Schicht der Photokathode einen Beitrag zum Photostrom liefert. Durch eine Änderung der chemischen Zusammensetzung bzw. Bildung einer isolierenden Schicht reduziert sich die Leitfähigkeit und bewirkt einen drastischen Einbruch im Photostrom. Die darauffolgend zu erkennenden Phasen der Filmbildung werden durch die schlechte Leitfähigkeit unterdrückt und sind nur im Ansatz in Abbildung 4.4 zu erkennen. Da während der Aktivierung aber ein immer größerer Anteil der Schicht zu Cs₂Te wird und damit einen Beitrag zum Photostrom liefert, hebt sich der Effekt der schlechten Leitfähigkeit zum Teil auf. In der finalen Filmbildungsphase, in der die komplette Schicht zur Photokathode wird, steigt der Photostrom stark an und abhängig von der Aufdampftrate des Cäsiums bildet sich an der Oberfläche ein Gleichgewicht aus. Bei Probe #77 betrug die durchschnittliche Cäsiumverdampfungsrate weniger als ein Drittel der Rate der Vergleichsproben, sodass davon auszugehen ist, dass in Realität kein zusätzliches Cäsium aufgedampft wurde, sondern sich ein Gleichgewicht eingestellt hat. Dies erklärt den stabilen Photostrom über den großen Bereich der aufgebrauchten Cäsiumschicht. In diesem Zusammenhang gilt es zu betonen, dass nur gemessen wird, wie viel Cäsium an der Position der Photokathode ankommt und nicht wie viel sich auf der Photokathode auch ablagert, da der Stickingkoeffizient ungleich eins ist. Bei Probe #80 dagegen bewirkt die höhere Cäsiumverdampfungsrate eine effektive Erhöhung der Cäsiumschichtdicke. Dabei reduzierte das aufgebrauchte Cäsium den Photostrom, da die Photoelektronen eine geringere Chance haben, die Messelektrode zu erreichen. Im Moment der Deaktivierung der Cäsiumquelle fällt dieser blockierende Einfluss weg und erhöht kurzzeitig den Photostrom. Dieser kurzzeitige positive Peak wird gefolgt von dem rapiden Einbruch des Photostroms, der durch die Reduktion der elektrischen Leitfähigkeit der Probe zu erklären ist. Siehe dazu im Vergleich das gemessene Aufdampfverhalten der Probe #94 in Abbildung 4.7, die über eine zusätzliche Metallschicht zur besseren Leitfähigkeit verfügt und keinen rapiden Einbruch des Photostroms zeigt. Grundsätzlich ist eine Reduktion des Photostroms nach der Aktivierung zu erwarten, da sowohl die Heizung ausgeschaltet wird, als auch der Hitzetransport durch die Cäsiumquelle wegfällt, sodass die Probe abkühlt. Zudem kommt es, abhängig von den vorhandenen Restgasen in der Kammer, zu ungewollten Reaktionen an der Oberfläche der Probe, zum Beispiel zur Bildung von Cäsiumoxiden.

Es konnte aber mit den bisherigen Proben kein quantitativer Zusammenhang zwischen der Höhe der einzelnen Peaks, dem finalen Peak oder dem Photostrom nach Ende der Aktivierung gefunden werden.

4.3.1 Einfluss der Tellerschicht auf Aktivierungsergebnis

Zur Eingrenzung der optimalen Tellerschichtdicke wurden Proben mit unterschiedlicher Schichtdicke aktiviert und vermessen. Es wurde der Bereich von 8,5 nm bis 11,5 nm in 0,5 nm-Schritten getestet, nachdem zuerst der Aktivierungsprozess grundsätzlich verstanden wurde und erste Ergebnisse erzielt wurden. Der Wertebereich ergibt sich aus den Simulationsergebnissen von [van Oerle \(1997\)](#). In [Abbildung 4.5](#) sind die Ergebnisse der Aktivierung aufgezeichnet. Alle Proben zeigen ein ähnliches Verhalten, bestehend aus dem Doppelpeak unterhalb von 20 nm Cäsium sowie dem anschließenden lokalen Minimum. Anschließend steigt bei allen Proben der Photostrom in den Bereich oberhalb $2 \cdot 10^{-9}$ A und fällt nach Ende der Aktivierung stark ab. Bei den Untersuchungen konnte kein Zusammenhang zwischen der Höhe der Doppelpeaks, des maximalen Photostroms oder des Photostroms nach Ende der Aktivierung gefunden werden.

In [Abbildung 4.6](#) sind die Quanteneffizienzmessungen der einzelnen Proben aufgetragen. Das beste Ergebnis wurde bei einer Schichtdicke von 9 nm Tellur erzielt, wobei diese Testreihe nur einen Anhaltspunkt für die Schichtdicke liefern kann. Den Proben ist ein Abfall unter 1% bei 300 nm gemein, sodass davon ausgegangen werden kann, dass sie unempfindlich gegenüber Sonnenlicht sind und damit eine der Grundvoraussetzung für einen UV-Detektor erfüllen. Der deutliche Anstieg unter 200 nm ist zwar einerseits ein realer Anstieg der Quanteneffizienz, wird aber überlagert durch die Absorption der Atmosphäre und dem damit einhergehenden niedrigen Signal-zu-Rausch-Verhältnis, sodass die Werte unter 190 nm unbrauchbar sind. Alle Proben zeigen einen leichten Anstieg mit einem Peak bei etwa 270 nm.

4.3.2 Einfluss von Druck und Temperatur auf Aktivierungsergebnis

Die bisherigen Messdaten erlauben es nicht, einen Zusammenhang zwischen dem Aktivierungsergebnis und dem Druck oder der Temperatur zu ziehen. Es ist davon auszugehen, dass ab einer kritischen Temperatur, die Mobilität der absorbierten Atome zu einem Abdampfen führt, während die Diffusion des Cäsium durch eine höhere Temperatur begünstigt werden sollte. In [Abbildung 2.11](#) sind die möglichen Reaktionsprodukte von Cäsium und Tellur als Funktion der Temperatur angegeben. Die Temperatur bezieht sich hierbei auf reine Reaktionen und nicht auf einen Diffusionsprozess wie im vorliegenden Fall, es sollte aber deutlich werden, dass die Temperatur einen Einfluss auf die chemische Zusammensetzung der Schicht hat. Es gibt aber keine Indizien, dass nicht auch bei Raumtemperatur eine Photokathode gebildet werden kann, siehe [Michelato u. a. \(1996\)](#). Es gibt aber Hinweise, dass der Filmbildungsprozess Auswirkungen auf

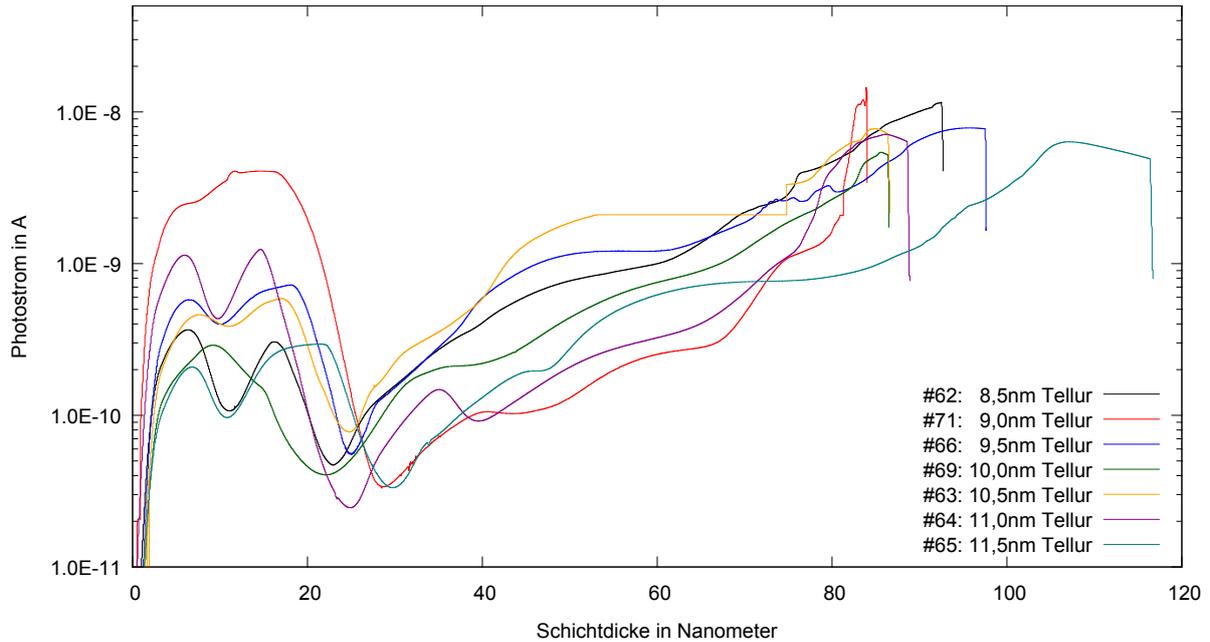


Abbildung 4.5: Darstellung des Aktivierungsverhaltens bei unterschiedlicher Tellerschichtdicke. Trotz der starken Unterschiede der Tellerschichtdicke verhalten sich die Proben im Prinzip ähnlich, wobei die Probe #69 keinen Doppelpeak und Probe #71 kein lokales Minimum aufweist. Weiterhin zeigt nur #71 einen Anstieg nach Ende der Aktivierung auf, während die restlichen Proben nach dem letzten Anstieg und Ende der Aktivierung direkt einen starken Photostromabfall aufweisen.

die Langzeitstabilität, sowie auf die maximale Quanteneffizienz der Probe haben. Für genauere Aussagen müssen aber erst weitere Tests durchgeführt werden.

Der Einfluss des Drucks kann mit den bisherigen Daten ebenfalls nicht klar quantifiziert werden. Es ist davon auszugehen, dass ein höherer Kammerdruck zur Inklusion von Restgasatomen in die Photokathode führt. Handelt es sich dabei um Wasser oder Sauerstoff, bilden sich Telluroxide, die keinen Beitrag zum Photostrom liefern und die Quanteneffizienz entsprechend negativ beeinflussen. Jedoch gibt es hierfür keine Messdaten, da bis jetzt keine Langzeitmessungen der Photokathoden durchgeführt wurden, um Alterungsprozesse zu untersuchen. Solche Messungen sind mit verkapselten Dioden geplant, da aber die Verkapselung bis jetzt nicht erfolgreich durchgeführt werden konnte, existieren keine derartigen Messungen, die mindestens über einen Zeitraum von mehreren Monaten durchgeführt werden müssen.

4.4 Versuch mit Metallschicht als Grundlage

Da Cs_2Te über eine geringe Leitfähigkeit verfügt, wurden im März 2015 zwei Proben mit einer zusätzlichen Nickelchromschicht versehen, die flächig das komplette Substrat bedeckt und somit die Leitfähigkeit der Photokathode erhöht. Da diese Schicht einen Teil des einfallenden Lichts blockiert, darf diese nicht zu dick ausfallen, daher wurden in einem ersten Versuch die Probe #93 mit 2,3 nm und die Probe #94 mit 4,2 nm bedampft¹. Beide Proben wurden schon einmal verwendet

¹Diese Werte entsprechen wiederum der Anzeige des Messgeräts und fallen in Realität um den Faktor 1,5 höher aus.

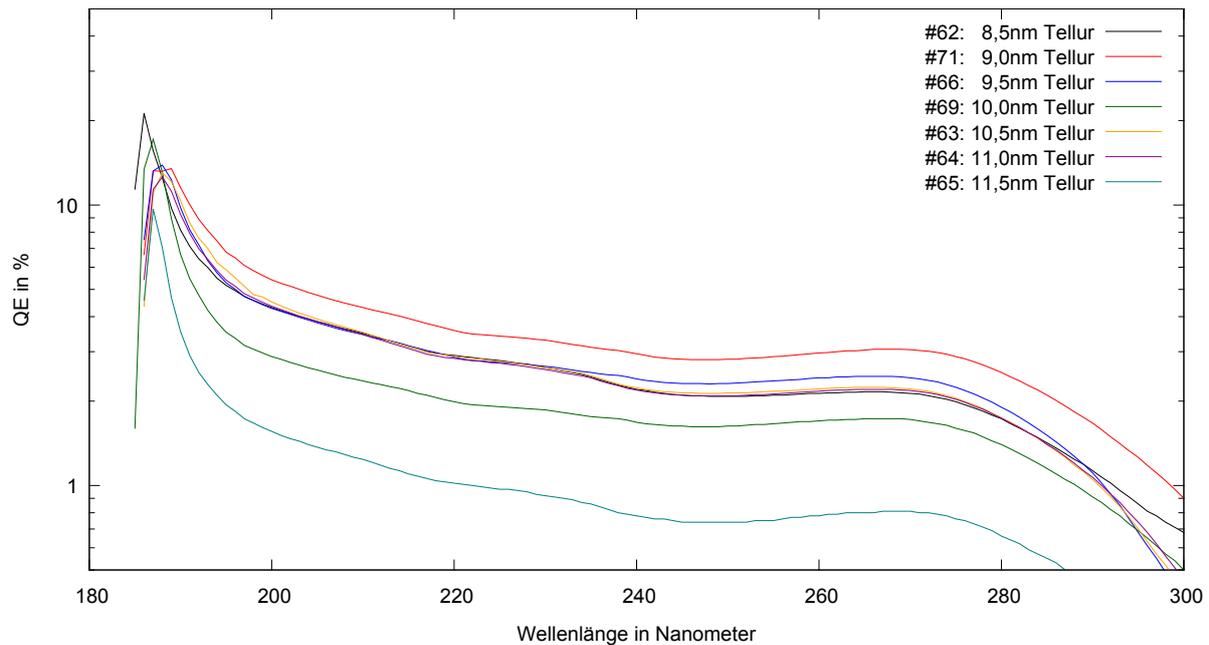


Abbildung 4.6: Messung der Quantenausbeute verschiedener Proben mit unterschiedlicher Tellurschichtdicke. Die besten Ergebnisse wurden bei einer Schichtdicke von 9 nm erzielt. Die reale Schichtdicke beträgt damit in etwa 7,56 nm und liegt damit unterhalb der Vorhersage durch die Simulationen von [van Oerle \(1997\)](#).

und wurden komplett gereinigt. Bei Probe #93 handelt es sich um einen MgF_2 -Substrat und bei Probe #94 um ein reguläres Quarzsubstrat. Auf Grund des zu diesem Zeitpunkt relativ hohen Drucks in der Kathodenkammer wurden die beiden Proben erst am 8.04. und 10.04. aktiviert. Der Kammerdruck lag zu diesem Zeitpunkt bei durchschnittlich $1,2 \cdot 10^{-8}$ mbar bis $2 \cdot 10^{-8}$ mbar und damit einen Faktor 50 über dem optimalen Arbeitsbereich, der in der Kammer erreicht werden kann. Da aber nicht klar war, ob dieses Experiment überhaupt Erfolg versprechend ist, wurden diese nicht-optimalen Bedingungen in Kauf genommen.

Das Ergebnis dieses Versuchs weicht dabei deutlich von allen bisherigen Versuchen ab. In [Abbildung 4.7](#) ist der zeitliche Verlauf der Aktivierung der Probe #94 mit Cäsium zu sehen. Der Photostrom stieg im Laufe der Aktivierung von $5 \cdot 10^{-13}$ A auf $8,8 \cdot 10^{-8}$ A und sank nach Ausschalten der Cäsiumquelle nur langsam und moderat auf circa $4 \cdot 10^{-8}$ A und zeigte nicht den typischen rapiden Abfall der Proben ohne Metallschicht. Dieser Abfall ist sowohl auf das Abkühlen der Probe zurückzuführen, als auch auf weitere Reaktionen der Schicht mit der Umgebung. Da die Druckverhältnisse nicht optimal sind und noch Restsauerstoff in der Kammer vorhanden ist, kann unter anderem Cäsiumoxid oder Telluroxid entstehen und somit die Eigenschaften der Photokathode verändern. Trotz allem scheint der rapide Abfall, der bei den anderen Proben beobachtet werden kann, durch eine Änderung der Leitfähigkeit der Photokathode erklärt werden zu können, da während der aktiven Bedampfung mit Cäsium sich eventuell eine leitende Schicht von überschüssigem Cäsium an der Oberfläche bildet, das nach Ende der Bedampfung abdampft.

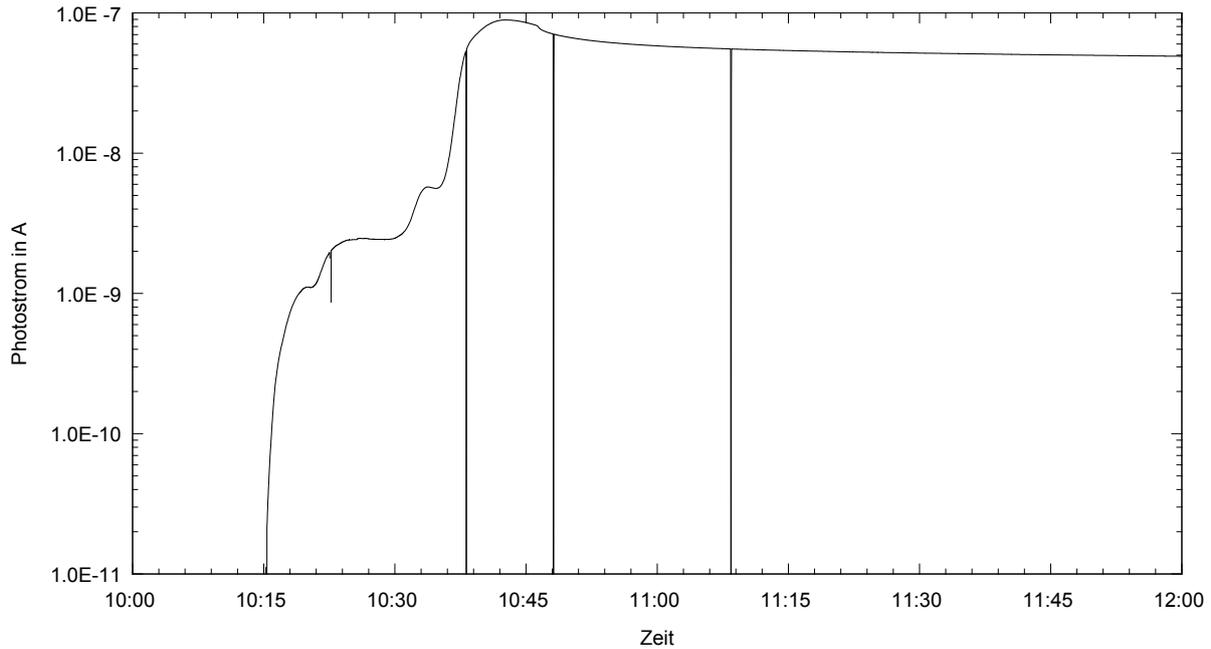


Abbildung 4.7: Darstellung des gemessenen Photostroms während und nach der Bedampfung der Probe #94 am 08.04.2015. Der Cs-Dispenser wurde um 10:13 Uhr mit 6,5 A geheizt und die Bedampfung wurde um 10:46 Uhr beendet. Die Bedampfung durchschreitet mehrere Phasen und nach Ende der Bedampfung sank der gemessene Photostrom langsam, da das Substrat abkühlt. Dieses Verhalten weicht damit deutlich von den Proben ohne Nickelchromschicht ab.

Während der Bedampfung werden mehrere Phasen durchlaufen, siehe Abbildung 4.8 und dazu zum Vergleich Abbildung 2.12 mit der Darstellung der unterschiedlichen Entstehungsphasen von Di Bona u. a. (1996). Beide Proben zeigen ein identisches Verhalten, die unterschiedlichen effektiven Photostromwerte sind sowohl durch die individuelle Justierung der Lampe wie auch durch die unterschiedliche Schichtdicke der Nickelchromschicht zu erklären, da die Probe #93 mit der dünneren Metallschicht und damit der besseren Transmission den höheren Strom zeigt. In weiteren Versuchen muss untersucht werden wie weit die Schichtdicke der Nickelchromschicht reduziert werden kann, da 2,2 nm anscheinend schon ausreichen. Insbesondere muss untersucht werden, inwiefern sich das Transmissionsverhalten der Substrate mit der Dicke der Metallschicht ändert.

In Abbildung 4.9 sind die Quanteneffizienzmessungen der Proben #93 und #94 im Vergleich zu Probe #71 ohne Metallschicht gezeigt. Man erkennt eine Änderung im Verlauf der Quanteneffizienz mit einer Verschiebung zu höheren Wellenlängen. Bei circa 270 nm zeigt die Probe #93 ein lokales Maximum, das bei den beiden Messungen, die an unterschiedlichen Tagen durchgeführt wurden, in unterschiedlicher Höhe auftaucht. Die zweite Messung wurde durchgeführt, um den Verlauf nach 300 nm genauer zu betrachten, da im Gegensatz zu den meisten Proben, siehe Abbildung 4.6, die Probe #93 bei 300 nm eine QE über 1% zeigte. Diese Grenze hat sich auf circa 320 nm verschoben. Im Gegensatz dazu zeigen die Messungen keinen deutlichen Anstieg zu niedrigen Wellenlängen, wie das bei Probe #71 zu erkennen ist. Davon ausgenommen ist der Anstieg unter 190 nm, der auf das schlechte Signal-zu-Rausch-Verhältnis auf Grund der Atmosphärenabsorption zurückzuführen ist.

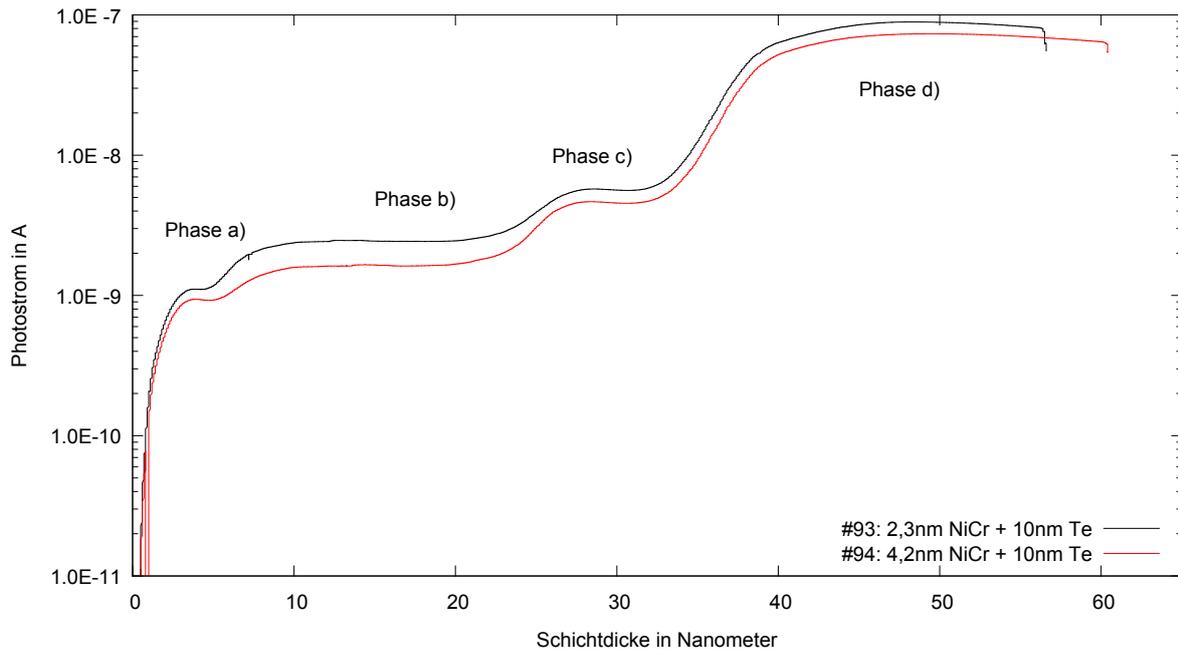


Abbildung 4.8: Gezeigt ist das Aufdampfverhalten der Proben #93 und #94, die jeweils über eine flächige Nickelchromschicht von 2,3 nm bzw. 4,2 nm verfügen, um die Leitfähigkeit der Photokathode zu verbessern. Beide Proben wurden mit 10 nm Tellur mit einer Rate von $1,08 \text{ nm min}^{-1}$ bedampft und anschließend direkt mit Cäsium aktiviert. Aufgetragen ist der Photostrom der Proben in Abhängigkeit der gemessenen Schichtdicke des aufgedampften Cäsiums. Man sieht deutlich, dass beide Proben identische Phasen der Filmbildung durchlaufen und bei einer gleichen Schichtdicke ihren maximalen Photostrom erreichen, der circa 8000 mal höher als der Dunkelstrom ist.

In Abbildung 4.10 sind die Rohdaten der wellenlängenabhängigen Photostrommessung für die Probe #93 und als Referenz Probe #71 gezeigt. Die Messung startet bei 170 nm und endet bei 300 nm und bei jeder Wellenlänge werden fünf Messpunkte aufgenommen. Damit entspricht Messpunkt 100 einer Wellenlänge von 190 nm. Es gilt zu beachten, dass zwischen den Messungen ein halbes Jahr lag und die Deuteriumlampe daher bei der Messung von Probe #93 eine 25% niedrigere Leuchtkraft aufwies. Zur besseren Vergleichbarkeit wurde die Messung der Probe #93 daher um das Verhältnis der Referenzmessungen korrigiert. Vergleicht man den Verlauf der Messungen, erkennt man, dass sich das Maximum zu höheren Wellenlängen verschoben hat und es ein lokales Minimum bei circa 240 nm gibt. Wichtiger ist aber die scharfe Stufenform, die bei jedem Wechsel der Wellenlänge auftritt und damit im klaren Kontrast zu dem Zackenmuster bei Probe #71 steht, deren fünf Einzelmesswerte pro Wellenlänge nicht konstant sind. Dieser Effekt könnte ein weiteres Indiz für die schlechte Leitfähigkeit von Cs_2Te darstellen und entspricht dem Verhalten der kurzen Ausschläge nach der Dunkelstrommessung, wie sie bei der Aktivierung von #50 in Abbildung 4.3 zu sehen sind. Leider ist nicht klar, wieso nach dem anfänglichen Maximum sich das Zackenmuster umkehrt und mit einem Minimum beginnt. Die Metallschicht hat daher einen positiven Einfluss auf das Verhalten der Probe, da die gemessenen Werte gleichmäßiger sind.

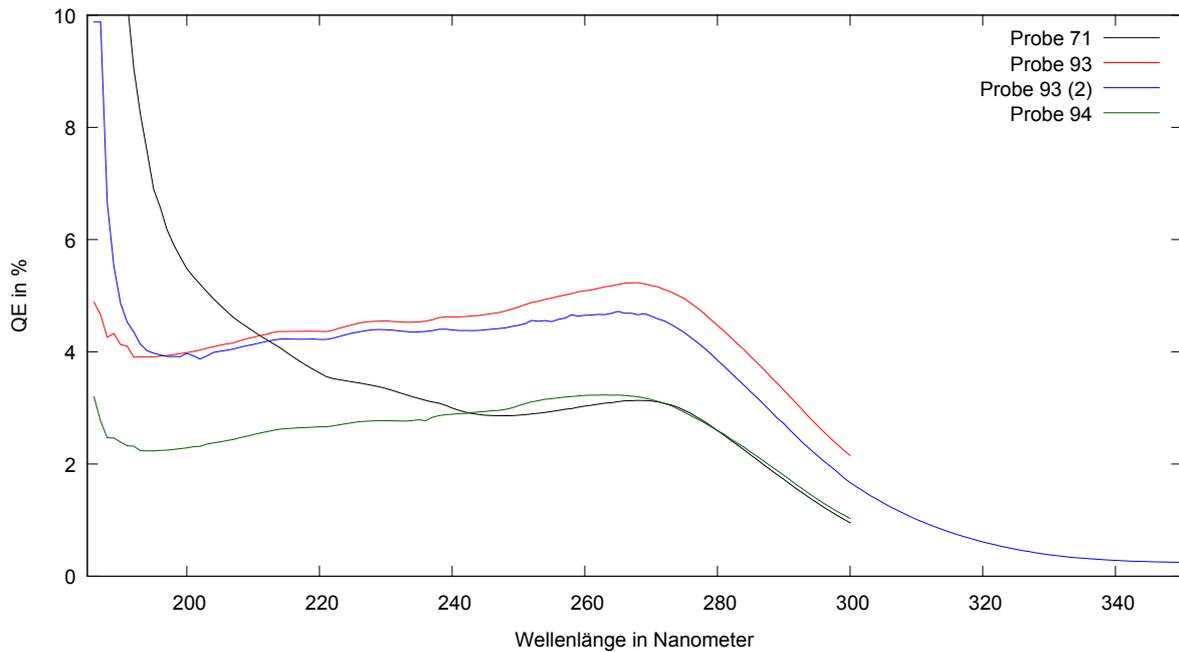


Abbildung 4.9: Vergleich der wellenlängenabhängigen Quanteneffizienz der Proben #71, #93 und #94. Wie in Abschnitt 3.5.5 ausgeführt sind alle Werte unterhalb von 190 nm starken Schwankungen auf Grund der Atmosphärenabsorption unterworfen, daher sollten diese Werte ignoriert werden. Die Proben mit leitender Metallschicht unterscheiden sich im wellenlängenabhängigen Verhalten von den anderen Proben, repräsentiert durch Probe #71, insofern als dass sie ein Maximum im Bereich von 270 nm aufweisen und zudem eine stabilere und höhere QE über den kompletten Messbereich zeigen.

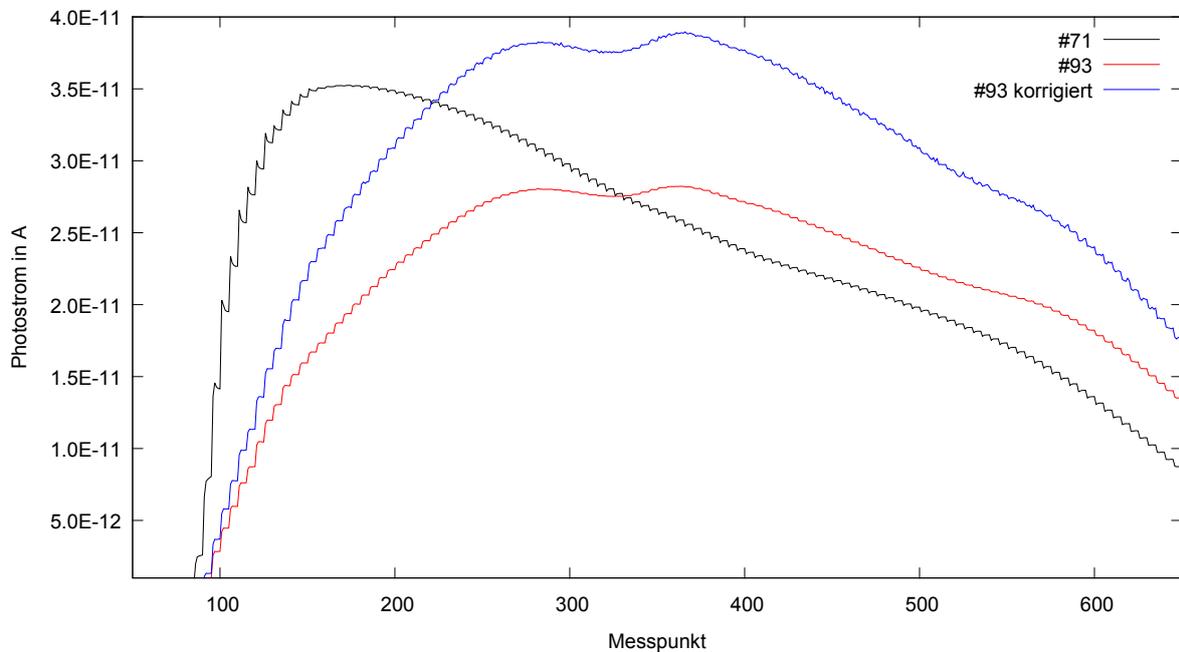


Abbildung 4.10: Gezeigt sind die Messwerte der wellenlängenabhängigen Photostrommessung der Proben #71 und #93. Die Messung startet bei 170 nm und es werden jeweils 5 Messpunkte pro Wellenlänge aufgenommen, sodass die Messpunkte 646-650 einer Wellenlänge von 300 nm entsprechen. Zur besseren Vergleichbarkeit der Absolutwerte wurde die Messung der Probe #93 mit dem Verhältnis der Kalibrationsmessungen multipliziert, um die Alterung der Lampe zu berücksichtigen.

4.4.1 Zweiter Versuch mit leitender Metallschicht

Basierend auf diesen besseren, abweichenden Ergebnissen wurden vier weitere Proben (#96-#100) zwischen dem 17.4.2015 und 20.4.2015 vorbereitet und zusätzlich mit einer flächigen Metallschicht versehen und am 21.4.2015 in die Vakuumkammer eingebracht. Um optimale Bedingungen zu erhalten wurde anschließend die Kammer mit dem Heizzelt für fünf Tage bei 150 °C ausgeheizt und anschließend die Proben zusätzlich jeweils für 24 h mit der Probenheizung bei 5 A bzw. mit 24 W geheizt. Nach Ende diesen Prozesses betrug der Druck der sauberen Kammer am 04.05.2015 nur noch $2,6 \cdot 10^{-10}$ mbar und war damit um einen Faktor 100 niedriger als bei der Bedampfung der Proben #93 und #94.

In Abbildung 4.11 ist das Aufdampfverhalten dieser Proben aufgetragen und in Tabelle 4.3 sind die wichtigsten Parameter der Proben aufgelistet. Man erkennt die gleichen Charakteristika wie bei den Proben #93 und #94, unabhängig von der Tellerschichtdicke, sodass als bestätigt gelten kann, dass die Metallschicht Ursache für das veränderte Verhalten ist. Weiterhin zeigt die Probe #98, die als Referenzprobe ohne Metallschicht in die Kammer eingebracht wurde, das typische Doppelpeak-Muster mit anschließendem Abfall, das in Abbildung 4.5 als Standardverhalten für Proben ohne Metallschicht identifiziert wurde. Dabei muss eingeschränkt werden, dass der Abfall nach dem ersten Peak nicht so deutlich ausfällt und ebenso der finale Anstieg sehr niedrig ist. Dies kann auf die sehr unstete Cäsiumquelle zurückzuführen sein, die wiederum bei Strömen an der Grenze der Spezifikation betrieben werden musste und einen stark schwankenden Cäsiumstrom lieferte ($0,12 \frac{\text{nm}}{\text{min}}$ bis $4,8 \frac{\text{nm}}{\text{min}}$). Alternativ kann auch der sehr gute Druck für dieses Ergebnis ausschlaggebend sein, dies ist aber nicht sicher.

Tabelle 4.3: Kenndaten ausgewählter Proben. Die Proben #93 und #94 wurden am 10.4. und 8.4. aktiviert, die Proben #96-#100 am 04.05. und 05.05. beginnend mit Probe #100. Alle Proben wurden mit einer Heizleistung von $3,0 \text{ A} \cdot 1,8 \text{ V}$ geheizt und zwischen der Bedampfung mit Tellur und Cäsium wurde keine Pause gemacht, da der Druck trotz aktivierter Heizung und aktivierter Tellurquelle ausgezeichnet war.

Nr.	Zustand	D _{NiCr}	D _{Te}	P _{Start}	-	P _{max}	Cs-Rate	D _{Cs}
93	gebr.	2,3 nm	10,0 nm	$3,1 \cdot 10^{-8}$	-	$3,3 \cdot 10^{-8}$ mbar	$1,67 \frac{\text{nm}}{\text{min}}$	60,4 nm
94	gebr.	4,2 nm	10,0 nm	$2,1 \cdot 10^{-8}$	-	$3,8 \cdot 10^{-8}$ mbar	$1,71 \frac{\text{nm}}{\text{min}}$	56,5 nm
96	neu	1,6 nm	8,5 nm	$2,3 \cdot 10^{-10}$	-	$1,3 \cdot 10^{-9}$ mbar	$0,59 \frac{\text{nm}}{\text{min}}$	48,8 nm
97	neu	1,1 nm	10,6 nm	$1,9 \cdot 10^{-10}$	-	$1,2 \cdot 10^{-9}$ mbar	$0,84 \frac{\text{nm}}{\text{min}}$	82,3 nm
99	neu	2,0 nm	9,5 nm	$4,0 \cdot 10^{-10}$	-	$9,2 \cdot 10^{-10}$ mbar	$0,94 \frac{\text{nm}}{\text{min}}$	56,2 nm
100	neu	1,5 nm	10,0 nm	$8,0 \cdot 10^{-10}$	-	$1,5 \cdot 10^{-9}$ mbar	$1,16 \frac{\text{nm}}{\text{min}}$	53,5 nm

In Abbildung 4.12 ist die wellenlängenabhängige Quanteneffizienz der Proben aufgetragen. Hierbei wurde eine Messung über den Wellenlängenbereich von 180 nm bis 350 nm aufgenommen, sowie eine Messung im Bereich von 170 nm bis 220 nm unter partieller Stickstoffatmosphäre. Die Absolutwerte sind niedriger als bei der Probe #93, sodass der verbesserte Druck anscheinend keine Verbesserung der Schichtqualität bewirkt. Trotzdem sind die Messergebnisse erfreulich, da sie einerseits zeigen, dass die Proben mit Metallschicht über den Wellenlängenbereich von 180 nm bis 280 nm eine klar höhere Quanteneffizienz zeigen, gefolgt mit einem scharfen Abfall ab 300 nm, sodass die Kathoden als „solarblind“ qualifiziert werden können. Die Proben #96

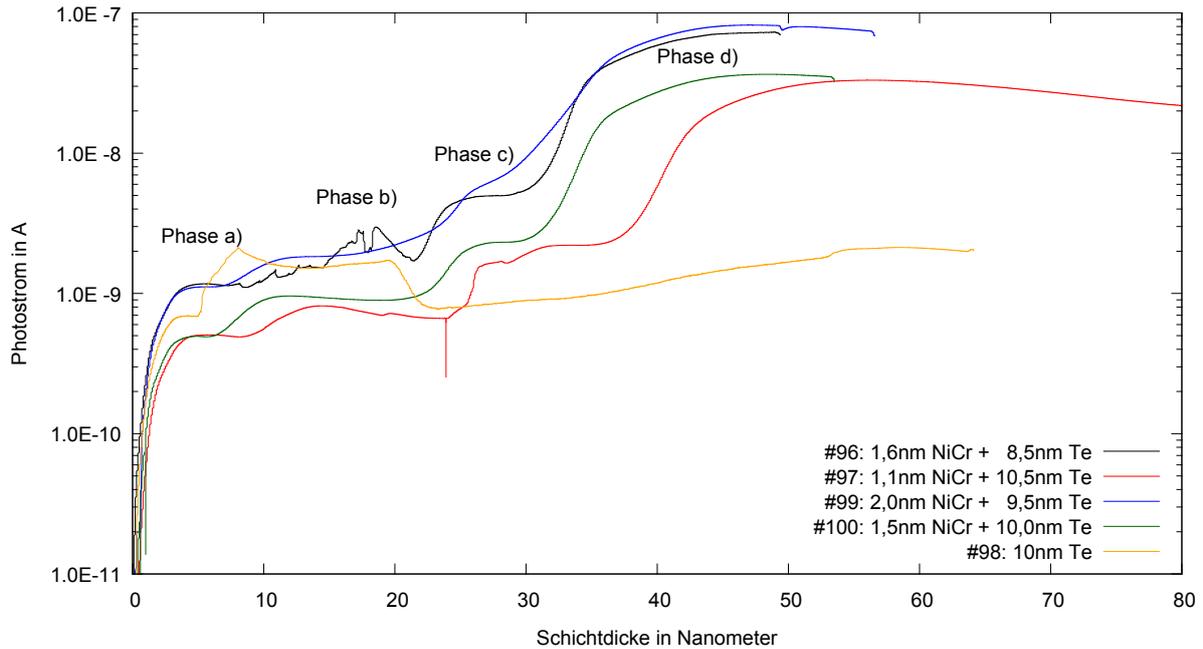


Abbildung 4.11: Aufgetragen ist der gemessene Photostrom während der Aktivierung mit Cäsium. Man erkennt wiederum die vier Phasen, die auch in Abbildung 4.8 zu sehen sind. Es wurden unterschiedliche Metallschichtdicken in Kombination mit unterschiedlichen Tellerschichtdicken realisiert, um mit möglichst wenig Tests einen großen Parameterbereich abzudecken, da Ziel der Versuchsreihe eine Bestätigung der Ergebnisse von Probe #93 und #94 war. Man erkennt deutlich, dass sich unabhängig von der Dicke der Metallschicht das Verhalten der Proben ändert. Die Proben #96 und #97 zeigen Unregelmäßigkeiten, die auf Wechselwirkungen mit der Druckmessröhre und dem Cäsiumdispenser zurückzuführen sind, da dieser mit einer sehr hohen Heizleistung betrieben werden musste. Probe #98 wurde als Referenz ohne Metallschicht bedampft und zeigt das gewohnte Verhalten, obwohl auch dieses von der Wechselwirkung mit dem Cäsiumdispenser verzerrt ist und keinen finalen Anstieg zeigt.

und #100 weisen die gleiche Form auf, beginnend mit einem Anstieg bis circa 230 nm, gefolgt von einer W-förmigen Struktur mit einem Maximum bei knapp 260 nm. Eine mögliche Erklärung für dieses Feature liegt in der Absorption der Nickelchromschicht, die bei beiden Proben mit 1,5 nm bzw. 1,6 nm sehr ähnlich ist. Die Probe #97 weist die höchste Tellerschichtdicke mit 10,6 nm sowie die höchste Cäsiumdicke mit 82,3 nm auf und zeigt eine Verschiebung der maximalen Quanteneffizienz hin zu höheren Wellenlängen. Dieser Effekt ist aus der Literatur ([Apker und Taft 1953](#)) bekannt und wird unter anderem mit einer erhöhten Menge Cäsium in Verbindung gebracht, was sich mit diesem Ergebnis deckt, siehe die linke Abbildung 2.8. Der Abfall bei niedrigeren Wellenlängen steht jedoch im Kontrast zu den Ergebnissen von [Powell u. a. \(1973\)](#), die ein lokales Maximum der Quanteneffizienz bei circa 180 nm messen, gefolgt von einem lokalen Minimum bei circa 147 nm. Da beide Werte außerhalb des Messbereichs des momentanen Versuchsaufbaus sind, können keine qualifizierten Aussagen über das Verhalten unserer Proben gemacht werden. Grundsätzlich ist aber nicht klar, wieso alle Proben eine fallende Effizienz unter 220 nm zeigen, obwohl dort das Maximum der Quanteneffizienz erwartet wird, es liegt aber nahe, einen Zusammenhang mit der Metallschicht zu sehen, die eine reduzierte Transmission bei niedrigen Wellenlängen bewirkt. Das tatsächliche Maximum bei 270 nm entspricht einer Energie knapp oberhalb der erwarteten Bandlücke von Cs_2Te und sollte die Grenze für das Einsetzen der Photoemission darstellen.

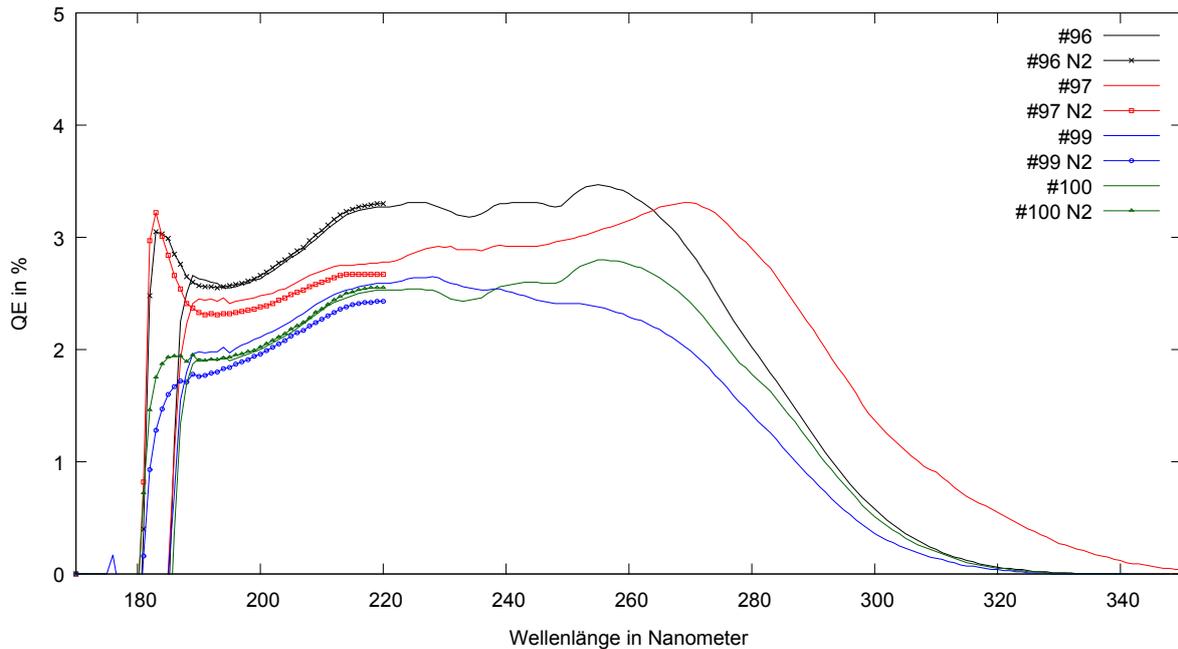


Abbildung 4.12: Aufgetragen sind die gemessenen Quanteneffizienzen der Proben #96-#100, jeweils gemessen im Wellenlängenbereich von 180 nm bis 350 nm unter normaler Atmosphäre, sowie im Bereich von 170 nm bis 220 nm unter partieller Stickstoffatmosphäre, um eine Messung zu niedrigen Wellenlängen zu erlauben.

Mit diesem Test konnte nicht quantitativ eingeschränkt werden, inwiefern die Dicke der Nickelchromschicht das Verhalten während der Bedampfung beeinflusst, aber es kann angenommen werden, dass eine Schichtdicke von 1,5 nm bis 2 nm ausreichend für eine verbesserte elektrische Leitfähigkeit ist. Für eine genauere Bestimmung der optimalen Schichtdicke sind weitere Tests nötig. Basierend auf den vorläufigen Ergebnissen, sollten mehrere Proben mit unterschiedlicher Nickelchromschichtdicke hergestellt werden, die wiederum einer wellenlängenabhängigen Transmissionsmessung unterzogen werden. Damit kann geklärt werden, inwiefern die Metallschicht einen negativen Einfluss auf die Beleuchtung durch UV-Licht hat. Weiterhin wurde Nickelchrom für diesen ersten Test nur gewählt, da es schon für den äußeren Metallring verwendet wird und eine gute Haftung auf den Glassubstraten zeigt. Es sollte bei Bedarf durch ein besser geeignetes Material ersetzt werden, zum Beispiel Aluminium, Silber oder Gold.

4.5 Quanteneffizienzmessung

Die Messung der Quanteneffizienz unterliegt einigen Einschränkungen, sodass alle angegebenen Werte als unteres Limit betrachtet werden müssen. Da die Referenzdiode außerhalb der Vakuumkammer angebracht ist, wird der gemessene Photostrom um die Transmission des Eintrittsfensters korrigiert. Da der Lichtstrahl aber nicht unter einem perfekten 90° Winkel auf das Glasfenster trifft, fällt die tatsächliche Transmission eventuell etwas niedriger aus, als die gemessene Referenztransmission. Weiterhin kann nicht sicher gestellt werden, dass der Lichtstrahl komplett auf die Photokathode fällt, da er durch die optischen Elemente eine zusätzliche Aufweitung erfährt. Dieser Effekt wird reduziert, indem eine 2 mm Blende verwendet wird. Nachteil dieses Ansatzes

ist der geringe absolute Lichtfluss, sodass die Messung sensibel auf Rauschen reagiert. Dieser Effekt spielt insbesondere im Bereich unter 190 nm eine große Rolle, da hier die Atmosphäre eine hohe Absorption aufweist, und damit bei allen Messungen zu einem scheinbaren Anstieg der Quanteneffizienz führt. Daher sind alle Messwerte unterhalb von 190 nm unbrauchbar und alle Werte unter 200 nm nur unter Einschränkung glaubhaft. Da die systematischen Fehler nicht genauer quantifiziert werden können, wird immer ein unteres Limit für die Quanteneffizienz angegeben. Die wichtigste Voraussetzung für eine zuverlässige Messung ist ein dunkler Raum und eine gute Abdeckung des Versuchsaufbaus während der Referenzmessung mit der NIST-Diode, da diese auf Tageslicht reagiert. Der gemessene Dunkelstrom sollte hierbei 2 pA nicht überschreiten, da ansonsten eine Offsetkorrektur nötig wird, die den Fehler der Messung erhöht.

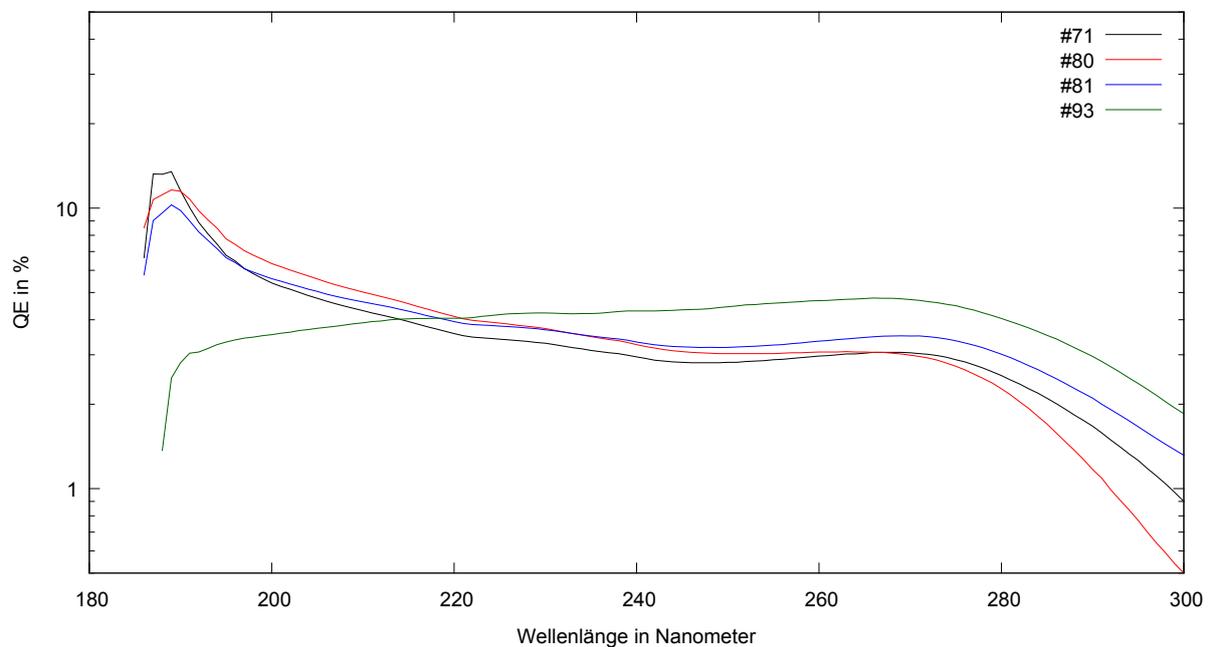


Abbildung 4.13: Aufgetragen sind die besten Ergebnisse für die Quanteneffizienz einzelner Proben, die nicht von technischen Problemen beeinflusst sind, ausgenommen dem Anstieg unterhalb von 190 nm.

Abgesehen von diesen systematischen Fehlern sind die statistischen Fehler der Messung vernachlässigbar gering und betragen für jede eingehende Messgröße weniger als 1%. Mit der Gaußschen Fehlerfortpflanzung ergibt sich für die Quanteneffizienz ein Fehler kleiner als 0,01%, sodass auf Fehlerbalken verzichtet wird. In Abbildung 4.13 sind die Ergebnisse der besten Proben zusammengetragen. Die Proben #71, #80 und #81 wurden in drei verschiedenen Chargen gefertigt und bestehen jeweils aus 9 nm Tellur und zwischen 80 nm bis 85 nm Cäsium, die Probe #93 wird in Abschnitt 4.4 ausführlich beschrieben. Vergleichbare Ergebnisse wurden ebenfalls mit den Proben #63, #66, #72, #73 und #74 erzielt, wobei aus den erhaltenen Messdaten kein eindeutiges Rezept für ein gutes Ergebnis erhalten wurde.

4.6 Weitere Schritte

Basierend auf den neuen Erkenntnissen mit der leitenden Metallschicht muss diese genauer untersucht werden. Das heißt im ersten Schritt muss genauer untersucht werden, ob Nickelchrom als leitende Zwischenschicht geeignet ist oder ob andere Materialien eine geringere Absorption im UV-Licht aufweisen bzw. eine bessere elektrische Leitfähigkeit liefern. Hierfür müssen die Transmissionseigenschaften von Proben mit unterschiedlicher Schichtdicke vermessen werden. Im zweiten Schritt muss die optimale Dicke für eine Verbesserung der Quanteneffizienz bestimmt werden, da schon 1,1 nm im Fall der Probe #97 ausreichen, um das in Abbildung 4.8 gezeigte Aufdampfverhalten zu erzeugen. Um den Parameterbereich von 0,2 nm bis 2 nm abzurastern, werden mindestens 10 Punkte benötigt und damit 20 Proben, um Einmaleffekte auszuschließen. Im zweiten Schritt muss die optimale Schichtdicke von Tellur in Kombination mit Cäsium bestimmt werden. Zu diesem Zweck sind auch Monte-Carlo-Simulationen möglich, um die Ergebnisse von van Oerle (1997) auf semitransparente Photokathoden zu übertragen. Inwiefern diese Simulationen bei der Findung der optimalen Parameter helfen können, lässt sich aber schwer abschätzen, da viele Parameter für die Simulationen nur schwer bestimmbar sind. Die bisher erhaltenen Daten konzentrieren sich auf einen Bereich von 8,5 nm bis 10,5 nm², aber die leitende Metallschicht verändert das Verhalten der Proben so deutlich, dass man den Bereich um 10 nm, wie er von van Oerle (1997) vorgeschlagen wird, erneut testen sollte und sich nicht von den bisherigen Messergebnissen einschränken lassen sollte. Abhängig von den gewählten Abständen sind daher mindestens weitere 20 bis 40 Proben nötig. Sollte die Optimierung der Tellurschichtdicke abhängig von der Metallschichtdicke sein, erhöht sich die benötigte Probenzahl deutlich. Am Ende dieser Optimierung könnte die Herstellung einer Photokathode mit Quanteneffizienz im Bereich von 5%-10% stehen, vergleichbar mit der Performance der STIS Photokathode, siehe rechte Abbildung 2.8.

Im vorletzten Schritt müssen diese Photokathoden über längere Zeit überwacht werden, um ihre Alterung abschätzen zu können, wobei der Druck hierbei eine maßgebliche Rolle spielen wird. Ebenso müssen die Kathoden die Verkapselung mit dem Diodenkörper überstehen und dann außerhalb der Kammer erneut vermessen und qualifiziert werden. Im letzten Schritt muss die Herstellung auf die geplanten Detektorfenster mit dem dreifachen Durchmesser skaliert werden und eine uniforme Photokathode hergestellt werden. Die dafür nötigen baulichen Änderungen an der Kammer sind schon vorbereitet und sollten ohne Schwierigkeiten realisiert werden können. Und auch wenn die bisherigen Tests keine Schwierigkeiten erkennen lassen, muss sichergestellt werden, dass der Umstieg von Quarzkristallsubstraten auf Magnesiumdifluoridsubstrate keinen Einfluss auf das Schichtwachstum bewirkt.

²Die Angaben beziehen sich immer auf das Schichtdickenmessgerät, daher sind diese Werte mit 0,84 zu multiplizieren, um die reale Schichtdicke zu erhalten. Es wurde also der Bereich von 7,1 nm bis 8,8 nm getestet.

5 Zusammenfassung der Ergebnisse

Im Laufe dieser Arbeit wurde der Ultrahochvakuumaufbau zur Herstellung von Photokathoden in Betrieb genommen und sukzessive verbessert. In vielen Schritten wurden die Herausforderungen, die beim Betrieb von UHV-Anlagen aufkommen, überwunden und die eingesetzten Methoden verfeinert, um am Ende einen funktionierenden Aufbau zur Herstellung von Cs₂Te-Photokathoden zu erhalten. Nebenbei wurde das Vorbereitungslabor mit der Bedampfungskammer zur Herstellung von Oberflächenbeschichtungen aufgerüstet und für die Herstellung von Nickelchrom- und Germaniumschichten umgebaut. Die Beschichtung einer geschlossenen Anode mit einer hochohmigen Germaniumschicht wurde erfolgreich durchgeführt und die entsprechende Anode wird im Testbetrieb der Ausleseelektronik verwendet.

Trotz vieler technischer Probleme wurden fast 100 Tests mit Photokathoden durchgeführt. Von diesen Versuchen können circa 25 als erfolgreich bezeichnet werden, da die entsprechenden Proben vertrauenswürdige Messergebnisse lieferten. Die erhaltenen Leistungsparameter der Photokathoden fallen zwar noch niedriger als der Erwartungswert aus, aber die neuesten Ergebnisse mit leitenden Metallschichten (siehe Abschnitt 4.4.1) auf den Substraten sind vielversprechend. Damit ist die Grundlage für die Herstellung von Photokathoden geschaffen und die technischen Voraussetzungen für reproduzierbare Messergebnisse der Quanteneffizienz sind mit dem momentanen Messaufbau erfüllt.

In Abschnitt 3.8 werden mögliche technische Änderungen vorgeschlagen, die weitere Verbesserungen bewirken könnten und in Abschnitt 4.6 sind die nächsten Schritte für die Herstellung von Photokathoden skizziert. Basierend auf den bisherigen Erkenntnissen gilt es, drei Parameter zu optimieren: das Material und die Dicke der leitenden Metallschicht, die Menge aufgedampften Tellurs sowie die Dauer der Aktivierung mit Cäsium. In der vorliegenden Arbeit konnten diese Parameter eingegrenzt werden, aber es werden weitere Tests benötigt, um abschließende Aussagen machen zu können. Zuletzt muss der Herstellungsprozess auf die Größe des Detektors übertragen werden und es müssen Langzeittests zur Bestimmung der Stabilität der Photokathoden gemacht werden. Auch hierfür sind nun die technischen Voraussetzungen geschaffen und es werden nur kleine Umbauten an dem Versuchsaufbau benötigt.

Literaturverzeichnis

Allen und Gobeli 1966

ALLEN, F.G. ; GOBELI, G.W.: Energy Structure in Photoelectric Emission from Cs-Covered Silicon and Germanium. In: *Physical Review* 144 (1966), S. 558–575

Alvatec Production and Sales GmbH 2014

ALVATEC PRODUCTION AND SALES GMBH: ALVASOURCES Chromate-free metal vapor sources. 2014. – Forschungsbericht

Apker und Taft 1953

APKER, L. ; TAFT, E.: Photoemission from Cesium and Rubidium Tellurides. In: *Journal of the Optical Society of America* 43 (1953), S. 81–83

Barnstedt 1985

BARNSTEDT, J.: *Entwicklung eines photonenzählenden transportablen Kamerasystems für astronomische Anwendungen im sichtbaren Spektralbereich*, Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen, Dissertation, 1985

Barnstedt 2014

BARNSTEDT, J.: Fortgeschrittenen Praktikum : Versuch MCP-Detektoren / Eberhard Karls Universität Tübingen. 2014 (1). – Forschungsbericht

Barnstedt und Hermanutz 2012

BARNSTEDT, J. ; HERMANUTZ, S.: WUV-IAAT-UHV-Anlage / Eberhard Karls Universität Tübingen. 2012 (1). – Forschungsbericht

Barnstedt u. a. 1999

BARNSTEDT, J. ; KAPPELMANN, N. ; APPENZELLER, I. ; FROMM, A. ; GÖLZ, M. ; GREWING, M. ; GRINGEL, W. ; HAAS, C. ; HOPFENSITZ, W. ; KRÄMER, G. ; KRAUTTER, J. ; LINDENBERGER, A. ; MANDEL, H. ; WIDMANN, H.: The ORFEUS II Echelle Spectrometer: Instrument description, performance and data reduction. In: *Astronomy & Astrophysic* 134 (1999), Februar, S. 561–567

Behrisch 1964

BEHRISCH, R.: Festkörperzerstäubung durch Ionenbeschuß. In: *Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften* Bd. 35. Springer Berlin / Heidelberg, 1964, S. 295–443

Behrnt 1971

BEHRNDT, K.H.: Long-Term Operation of Crystal Oscillators in Thin-Film Deposition. In: *Journal of Vacuum Science Technology* 8 (1971), September, S. 622

Bell 1969

BELL, R.L.: Thermionic Emission of the GaAs Photocathode. In: *Solid-State Electronics* 12 (1969), S. 475–483

Berglund und Spicer 1964

BERGLUND, C.N. ; SPICER, W.E.: Photoemission Studies of Copper and Silver: Theory. In: *Physical Review* 136 (1964), S. 1030–1044

Bertness und Sanford 2011

BERTNESS, K.A. ; SANFORD, N.A.: GaN Nanowires Grown by Molecular Beam Epitaxy. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 17 (2011)

Chevallay u. a. 2000

CHEVALLAY, E. ; HUTCHINS, S. ; LEGROS, P. ; SUBERLUCQ, G. ; TRAUTNER, H.: Production And Studies Of Photocathodes For High Intensity Electron Beams. In: *XXth International Linac Conference, 2000*

Clampin u. a. 2005

CLAMPIN, M. ; LUMB, D. ; SIRIANNI, M. ; SMITH, E.: Detectors For Space Science. In: *Experimental Astronomy* 19 (2005), Januar, S. 45–67

Clemens und Mönch 1975

CLEMENS, H. ; MÖNCH, W.: Electronic properties of cleaved GaAs (110) surfaces covered with cesium. In: *Critical Reviews in Solid State Sciences* 5 (1975), S. 273–280

Colyer u. a. 2011

COLYER, R.A. ; SIEGMUND, O.H.W. ; TREMSIN, A.S. ; VALLERGA, J.V. ; WEISS, S.: Phasor imaging with a widefield photon-counting detector. In: *Journal of Biomedical Optics* 17 (2011)

Debes 2014

DEBES, J.: Cosmic Origins Spectrograph Instrument Handbook / Space Telescope Science Institute. 2014 (23). – Forschungsbericht. Version 22

Di Bona u. a. 1996

DI BONA, A. ; SABARY, F. ; VALERI, S. ; MICHELATO, P. ; SERTORE, D. ; SUBERLUCQ, G.: Auger and X-ray photoemission spectroscopy study on Cs₂Te photo cathodes. In: *Journal of Applied Physics* 80 (1996), S. 3024–3030

DiStefano und Spicer 1972

DI STEFANO, T.H. ; SPICER, W.E.: Photoemission from CsI: Experiment. In: *Physical Review B* 7 (1972), S. 1554–1564

DiStefano und Spicer 1972

DI STEFANO, T.H. ; SPICER, W.E.: Photoemission from CsI: Theory. In: *Physical Review B* 7 (1972), S. 1564–1571

Dr. Eberl MBE-Komponenten GmbH 2005

DR. EBERL MBE-KOMPONENTEN GMBH: Low Temperature Effusion Cell NTEZ40-15-34-S-SF-2114520 with 15 cm³ Quartz crucible. 2005. – Forschungsbericht

Ehrenreich und Philipp 1962

EHRENREICH, H. ; PHILIPP, R.: Optical Properties of Ag and Cu. In: *Physical Review* 128 (1962), S. 1622–1629

Einstein 1905

EINSTEIN, A.: Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. In: *Annalen der Physik* 17 (1905), S. 132–148

Escher 1981

ESCHER, J. ; WILLIARDSON, R.K. (Hrsg.): *Contacts, Junctions, Emitters (Semiconductors & Semimetals)*. Bd. 15. Academic Press Inc, 1981

Fisher u. a. 1972

FISHER, D.G. ; ENSTROM, R.E. ; ESCHER, J.S. ; WILLIAMS, B.F.: Photoelectron surface escape probability of (Ga,In)As : Cs-O in the 0.9 to 1.6 μm range. In: *Journal of Applied Physics* 43 (1972), S. 3815

Franco u. a. 2014

FRANCO, A. ; GEISSBUHLER, J. ; WYRSCH, N. ; BALLIF., C.: Fabrication and characterization of monolithically integrated microchannel plates based on amorphous silicon. In: *Sci. Rep.* 4 (2014), apr. – Published online

Fraser 1989

FRASER, G.W.: *X-ray detectors in astronomy*. Cambridge University Press, 1989

Fuke u. a. 2008

FUKE, S. ; SUMIYA, M. ; NIHASI, T. ; HAGINO, M. ; MATSUMOTO, M. ; KAMO, Y. ; SATO, M. ; OHTSUKA, K.: Development of UV-photocathodes using GaN film on Si substrate. In: *Proc. of SPIE* 6894 (2008)

Grewing und Krämer 1991

GREWING, M. ; KRÄMER, G.: The ORFEUS Mission. In: *Extreme Ultraviolet Astronomy* (1991)

Gurney 1935

GURNEY, R.W.: Theory of Electrical Double Layers in Adsorbed Films. In: *Physical Review* 47 (1935), S. 479–482

Hermanutz 2011

HERMANTZ, S.: *Untersuchungen zur Beschichtung von Tscherenkow-Teleskop-Spiegeln am Beispiel von H.E.S.S.*, Eberhard Karls Universität Tübingen, Diplomarbeit, 2011

Hernandez 2014

HERNANDEZ, S.: STIS Instrument Handbook for Cycle 22. 2014 (22). – Forschungsbericht. Version 22

Hertz 1887

HERTZ, H.: Über den Einfluss des ultravioletten Lichtes auf die elektrische Entladung. In: *Annalen der Physik* 267 (1887), S. 983–1000

Hilsch und Pohl 1928

HILSCH, R. ; POHL, R.W.: Ueber die ersten ultravioletten Eigenfrequenzen einiger einfacher Kristalle. In: *Zeitschrift fuer Physik* 48 (1928), S. 384–396

Hines 1957

HINES, R.L.: Radiation Effect of Positive Ion Bombardment on Glass. In: *Journal of Applied Physics* 28 (1957), Mai, S. 587–591

Howorth u. a. 2010

HOWORTH, J. ; COX, I. ; MILNES, J. ; JONES, G.: Recent Improvements in Photomultipliers and Readout Systems. In: *Proc. SPIE* 7780 (2010)

Jagutzki u. a. 2002

JAGUTZKI, O. ; LAPINGTON, J.S. ; WORTH, L.B.C. ; SPILLMAN, U. ; MERGEL, V. ; SCHMIDT-BÖCKING, H.: Position sensitive anodes for MCP read-out using induced charge measurement. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 477 (2002), S. 256–261

Johnson 1992

JOHNSON, S.M.: Ultraviolet angular response of cesium-telluride photocathodes. In: *Applied Optics* 31 (1992), S. 2332–2342

Joseph 1995

JOSEPH, C.L.: UV Image Sensors and Associated Technologies. In: *Experimental Astronomy* 6 (1995), Januar, S. 97–127

Joseph 2000

JOSEPH, C.L.: UV Technology Overview. In: *Proceedings of the Space Astrophysics Detectors and Detector Technologies Conference* (2000)

Kappelmann u. a. 2006

KAPPELMANN, N. ; BARNSTEDT, J. ; GRINGEL, W. ; WERNER, K. ; BECKER-ROSS, H. ; FLOREK, S. ; GRAUE, R. ; KAMPF, D. ; REUTLINGER, A. ; NEUMANN, C. ; SHUSTOV, B. ; SACHKOV, M. ; PANCHUK, V. ; YUSHKIN, M. ; MOISHEEV, A. ; SKRIPUNOV, E.: HIRDES UV spectrographs. In: *Proc. SPIE* 6266 (2006), Juli

Kappelmann u. a. 2009

KAPPELMANN, N. ; BARNSTEDT, J. ; WERNER, K. ; BECKER-ROSS, H. ; FLOREK, S.: WSO/UV spectrographs: the expected performance of HIRDES. In: *Astrophys. Space Sci.* 320 (2009), Nr. 1-3, S. 191–195. – ISSN 0004-640X

Korotkikh u. a. 1977

KOROTKIKH, V.L. ; KORINFSKII, A.D. ; MATYASH, A.A. ; MUSATOV, A.L.: In: *Fizika Tverd. Tela [Sov. Phys. - Solid State]* 19 (1977), 2869 S

Krolikowski und Spicer 1969

KROLIKOWSKI, W.F. ; SPICER, W.E.: Photoemission Studies of the Noble Metals. I. Copper. In: *Physical Review* 185 (1969), Sep, S. 882–900

Lang 1971

LANG, N.D.: Theory of Work-Function Changes Induced by Alkali Adsorption. In: *Physical Review B* 4 (1971), S. 4234–4244

Langmuir 1932

LANGMUIR, I.: Vapor Pressures, Evaporation, Condensation and Adsorption. In: *Journal of the American Chemical Society* 54 (1932), S. 2798–2832

LAPPD Collaboration 2010

LAPPD COLLABORATION: Technical Design Report for the frugal MCP / Argonne National Laboratory. 2010 (1). – Forschungsbericht. 1

Löchner 2006

LÖCHNER, S.: *Development, Optimisation and Characterisation of a Radiation Hard Mixed-Signal Readout Chip for LHCb*, Ruperto-Carola University of Heidelberg, Dissertation, 2006

Löchner und Schmelling 2006

LÖCHNER, S. ; SCHMELLING, M.: The Beetle Reference Manual / Ruperto-Carola University of Heidelberg. 2006. – Forschungsbericht

Lindau und Spicer 1974

LINDAU, I. ; SPICER, W.E.: The probing depth in photoemission and auger-electron spectroscopy. In: *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena* 3 (1974), S. 409

Llopart u. a. 2002

LLOPART, X. ; CAMPBELL, M. ; DINAPOLI, R. ; SEGUNDO, D. S. ; PERNIGOTTI, E.: Medipix2, a 64k pixel readout chip with 55 μm square elements working in single photon counting mode. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* (2002), S. p. 2279.

LOT-Oriel Group Europe 2011

LOT-ORIEL GROUP EUROPE: Light sources for calibration - Pen-Ray line source for wavelength calibration. 2011. – Forschungsbericht

Michaelson 1977

MICHAELSON, H.B.: The work function of the elements and its periodicity. In: *Journal of Applied Physics* 48 (1977), S. 4729–4733

Michelato u. a. 1996

MICHELATO, P. ; SERTORE, D. ; PAGANI, C. ; DI BONA, A. ; VALERI, S. ; FERRINI, G. ; PARMIGIANI, F.: Cs₂Te photocathode for the TTF Injector II. In: *Proceedings of the European Particle Accelerator Conference 1996* (1996), S. 1510

Miller und Bolef 1968

MILLER, J.G. ; BOLEF, D.I.: Sensitivity Enhancement by the Use of Acoustic Resonators in cw Ultrasonic Spectroscopy. In: *Journal of Applied Physics* 39 (1968), September, S. 4589–4593

Mizuno u. a. 2008

MIZUNO, I. ; NIHASHI, T. ; NAGAI, T. ; NIIGAKI, M. ; SHIMIZU, Y. ; SHIMANO, K. ; KATO, K. ; IHARA, T. ; OKANO, K. ; MATSUMOTO, M. ; TACHINO, M.: Development of UV image intensifier tube with GaN photocathode. In: *Proc. of SPIE* 6945 (2008)

Norton u. a. 2011

NORTON, T. ; JOSEPH, C. ; WOODGATE, B. ; STOCK, J. ; HILTON, G. ; BERTNESS, K.: High Quantum Efficiency Photon-Counting Imaging Detector Development for UV (50-320 nm) Astronomical Observations. In: *Bulletin of the American Astronomical Society* 43 (2011)

Pfeifer 2014

PFEIFER, M.F.: *Development of low power readout electronics for micro channel plate detectors with cross strip anodes for UV space observatories*, Eberhard Karls Universität Tübingen, Dissertation, 2014

PHOTONIS Digital Imaging 2014

PHOTONIS DIGITAL IMAGING: Long-Life MCP Selection Guide. 2014 (1). – Forschungsbericht. 1

Powell u. a. 1973

POWELL, R.A. ; SPICER, W.E. ; FISHER, G.B. ; GREGORY, P.: Photoemission Studies of Cesium Telluride. In: *Physical Review B* 8 (1973), S. 3987–3995

Reader und Corliss 1980

READER, J. ; CORLISS, C.H.: *Wavelengths and Transition Probabilities for Atoms and Atomic Ions*. National Bureau of Standards, 1980

Ruth u. a. 2013

RUTH, A. ; NEMETH, K. ; HARKAY, K.C. ; TERDIK, J.Z. ; TERRY, J. ; SPENTZOURIS, L.: Searching for low-workfunction phases in the Cs-Te system: the case of Cs₂Te₅. In: *Journal of Applied Physics* 113 (2013), S. 183703–183703–4

Sahnow und Gummin 2000

SAHNOW, D.J. ; GUMMIN, G.A.: On-orbit performance of the double delay line detectors for the Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer. In: *Proc. of SPIE* 4139 (2000), S. 131

Sangster und Pelton 1993

SANGSTER, J. ; PELTON, A.D.: The Cs-Te (Cesium-Telluride) System. In: *Journal of Phase Equilibria and Diffusion* 14 (1993), S. 246–249

Sauerbrey 1959

SAUERBREY, G.: Verwendung von Schwingquarzen zur Wägung dünner Schichten und zur Mikrowägung. In: *Zeitschrift für Physik* 155 (1959), April, S. 206–222

Scheer und van Laar 1965

SCHEER, J.J. ; VAN LAAR, J.: GaAs-Cs: A new type of photoemitter. In: *Solid State Communications* 3 (1965), S. 189–193

Scheer und van Laar 1967

SCHEER, J.J. ; VAN LAAR, J.: Fermi Level Stabilization at Cesium-Semiconductor Surfaces. In: *Solid State Communications* 5 (1967), S. 303–306

Schiller und Heisig 1976

SCHILLER, S. ; HEISIG, U.: *Bedampfungstechnik. Verfahren, Einrichtungen, Anwendungen.* Verlag Technik, Berlin, 1976

Schmidt-Boecking 1995

SCHMIDT-BOECKING, H.: *Verfahren und Detektoreinrichtung zur elektronischen positionsbezogenen Erfassung von Strahlung, Patentnummer: DE4429925 C1.* 1995

Siegmund u. a. 1999

SIEGMUND, O.H.W. ; JELINSKY, P. N. ; JELINSKY, S. R. ; STOCK, J. M. ; HULL, J. S. ; DOLIBER, D. L. ; ZANINOVICH, J. ; TREMSIN, A. S. ; KROMER, K. E.: High-resolution cross delay line detectors for the GALEX mission. In: SIEGMUND, O. H. (Hrsg.) ; FLANAGAN, K. A. (Hrsg.): *EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy X* Bd. 3765, Oktober 1999, S. 429–440

Siegmund u. a. 2008

SIEGMUND, O.H.W. ; TREMSIN, A.S. ; VALLERGA, J.V. ; MCPHATE, B. ; HULL, J.S. ; MALLOY, J. ; DABIRAN, A.M.: Gallium Nitride Photocathode Development for Imaging Detectors. In: *Proc. of SPIE* 7021 (2008)

Siegmund u. a. 2011

SIEGMUND, O.H.W. ; VALLERGA, J.V. ; TREMSIN, A.S.: Microchannel Plate Imaging Photon Counters for Ultraviolet through NIR Detection with High Time Resolution. In: *Proc. SPIE* 8033 (2011)

Siegmund u. a. 2007

SIEGMUND, O.H.W. ; VALLERGA, J.V. ; TREMSIN, A.S. ; MCPHATE, J.: Microchannel Plates: Recent Advances in Performance. In: *Proc. of SPIE* 6686 (2007)

Solomon und Brasseur 1986

SOLOMON, S. ; BRASSEUR, G.: *Aeronomy of the Middle Atmosphere.* Springer, 1986

Sommer 1968

SOMMER, A.H.: *Photoemissive Materials.* John Wiley & Sons, 1968

Soriano u. a. 1990

SORIANO, L. ; GALAN, L. ; RUEDA, F.: An XPS Study of Cs₂Te Photocathode Materials. In: *Surface and Interface Analysis* 16 (1990), S. 193–198

Spicer 1958

SPICER, W.E.: Photoemissive, Photoconductive, and Optical Absorption Studies of Alkali-Antimony Compounds. In: *Physical Review* 112 (1958), S. 114–122

Spicer und Herrera-Gomez 1993

SPICER, W.E. ; HERRERA-GOMEZ, A.: Modern Theory and Application of Photokathodes. In: *Proc. SPIE* 2022 (1993)

Stalin u. a. 2010

STALIN, C.S. ; SRIRAM, S. ; KUMAR, A.: Determination of Quantum Efficiency of UVIT Flight Model Detectors / Indian Institute of Astrophysics. 2010. – Forschungsbericht

Sze 1969

SZE, S.M.: *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, 1969

TDK-Lambda UK 2012

TDK-LAMBDA UK: Genesys, Programmable DC Power Supplies 750W/150W. 2012. – Forschungsbericht

Thiene 1939

THIENE, H.: *Glas Band 2*. Fischer, 1939

Timothy 1991

TIMOTHY, J.G.: Multi-anode microchannel array detector systems for space astrophysics missions. In: MORGAN, B. L. (Hrsg.): *Photoelectric Image Devices, the McGee Symposium*, 1991, S. 49–56

Tremsin u. a. 2009

TREMSIN, A.S. ; SIEGMUND, O.H.W. ; VALLERGA, J.V. ; RAFFANTI, R. ; WEISS, S.: High Speed Multichannel Charge Sensitive Data Acquisition System with Self-Triggered Event Timing. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 56 (2009), S. 1148–1152

Triloki u. a. 2015

TRILOKI ; RAI, R. ; SINGH, B.K.: Optical and structural properties of CsI thin film photocathode. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 785 (2015), S. 70–76

Uchiyama u. a. 2005

UCHIYAMA, S. ; TAKAGI, Y. ; NIIGAKI, M. ; KAN, H.: GaN-based photocathodes with extremely high quantum efficiency. In: *APPLIED PHYSICS LETTERS* 86 (2005)

Uebbing und James 1970

UEBBING, J.J. ; JAMES, L.W.: Behavior of Cesium Oxide as a Low Work-Function Coating. In: *Journal of Applied Physics* 41 (1970), S. 4505–4516

VACOM Vakuum Komponenten & Messtechnik GmbH 2014a

VACOM VAKUUM KOMPONENTEN & MESSTECHNIK GMBH: Produktkatalog VACOM, Kapitel 4, Elektrische Durchführungen, (Version 21.03.2014). 2014. – Forschungsbericht

VACOM Vakuum Komponenten & Messtechnik GmbH 2014b

VACOM VAKUUM KOMPONENTEN & MESSTECHNIK GMBH: Produktkatalog VACOM, Kapitel 7, Vakuumpoptik, (Version 05.03.2014). 2014. – Forschungsbericht

Valdes 1954

VALDES, L.B.: Resistivity Measurements on Germanium for Transistors. In: *Proc. IRE* 42 (1954), Feb, Nr. 2, S. 420–427. – ISSN 0096-8390

Vallerga u. a. 2014

VALLERGA, J.V. ; RAFFANTI, R. ; COONEY, M. ; CUMMING, H. ; VARNER, G. ; SELJAK, A.: Cross strip anode readouts for large format, photon counting microchannel plate detectors: developing flight qualified prototypes of the detector and electronics. In: *Proc. SPIE* 9144 (2014), S. 91443J–91443J–12

van Oerle 1997

VAN OERLE, B.M.: *A High Brightness Electron Beam for Free Electron Lasers*, Nederlands Centrum voor Laser Research, Dissertation, 1997

Watanabe u. a. 1952

WATANABE, K. ; INN, E.C.Y. ; ZELIKOPFF, M.: Absorption Coefficients of Oxygen in the Vacuum Ultraviolet. In: *The Journal of Chemical Physics* 21 (1952), S. 1026–1030

Wessel 1953

WESSEL, H.: Die Benetzbarkeit von Glas durch Wasser und ihre Messung nach dem Kontaktwinkelverfahren. In: *Silikattechnik* 4 (1953), S. 59–63

Zhang u. a. 2011

ZHANG, Y. ; EVANS, J. ; YANG, S.: Corrected Values for Boiling Points and Enthalpies of Vaporization of Elements in Handbooks. In: *Journal of Chemical & Engineering Data* 56 (2011), S. S.328–337