

Eigenschaften reflektiver und transmittiver CsI-Photokathoden

Diplomarbeit
von
Burkhard B. Bauer

Physik-Department der Technischen Universität München
Institut E12
Dezember 1995

Zusammenfassung

Es wurden Untersuchungen an reflektiven und transmittiven CsI-Photokathoden durchgeführt. Die Experimente stehen im Zusammenhang mit der Entwicklung eines geeigneten Photokonverters für den HADES-RICH.

Die Präparierung der dünn-schichtigen Proben wurde durch Variation der verschiedenen Herstellungsparameter optimiert. Als Ausgangsmaterial diente ultrareines und feuchtigkeitsfreies CsI. Neben der Verdampfung mit einer Elektronenstrahlkanone kam erstmals die Laserplasma-Abscheidung von CsI zum Einsatz. Zur Vermeidung des für die Photokonversion schädlichen Einflusses von Luftfeuchtigkeit wurden die Proben unter Vakuum vom Herstellungs- zum Meßort geschleust und anschließend in einer feuchtigkeitsfreien N₂-Handschuhbox gelagert.

Es wurde ein neuer automatisierter Aufbau zur routinemäßigen wellenlängenaufgelösten Messung im Bereich des Vakuum-Ultravioletten errichtet. Besondere Aufmerksamkeit wurde der absoluten Bestimmung des einfallenden Photonennflusses im interessierenden Wellenlängenbereich $\lambda = 120\text{--}220$ nm gewidmet. Die Verwendung einer GaAsP-Photodiode mit bekannter, zeitlich stabiler spektraler Empfindlichkeit ermöglichte erstmals die Angabe verlässlicher kleiner Fehlerbalken $\Delta Q/Q < 2\%$ für die Quanteneffizienzmessungen.

Die genaue Bestimmung der Quanteneffizienzen erfolgte im Radiometrielabor der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Berlin an der Synchrotronstrahlungsquelle BESSY. Der zugängliche Meßbereich wurde erstmals auf Wellenlängen $\lambda < 140$ nm ausgedehnt. Die Schwellenenergie für die Emission von Photoelektronen aus CsI wurde aus den Messungen mit $E_{PE} \approx 5.9$ eV bestimmt.

Die gemessenen Quanteneffizienzwerte der besten, routinemäßig herstellbaren Proben lagen bei $Q \approx 13\%$ für $\lambda = 170$ nm. Gegenüber früheren Messungen am Institut sowie publizierten Literaturwerten bedeutet dies etwa einen Verlust um einen Faktor zwei, was vermutlich auf fehlerhafte Kalibrierungen bei den zitierten Untersuchungen zurückzuführen ist.

Untersuchungen an transmittiven CsI-Schichten zeigten eine ausgeprägte Absorptionsstruktur für vakuum-ultraviolettes Licht. Die Eindringtiefe der Strahlung in CsI wurde mit $d_e = 11\text{--}24$ nm im interessierenden Wellenlängenbereich bestimmt.

Ein direkter Vergleich mit Proben die am CERN hergestellt wurden ergab eine weitgehende Übereinstimmung mit den Quanteneffizienzen unserer Proben. Für den HADES-RICH sind nach gegenwärtigem Status quo zur Erfüllung der Anforderungen weitere Anstrengungen zur Steigerung der Quanteneffizienz erforderlich. Die Suche nach möglichen alternativen Materialien wurde durch Experimente an GaAs und GaN begonnen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Der HADES-RICH	1
1.2	Modell zur Beschreibung der Photoelektronenemission	4
1.3	Motivation	5
2	Herstellung der Proben	8
2.1	Grundsätzliche Überlegungen zur Herstellung von CsI-Schichten	8
2.2	Verdampfung mit der Elektronenstrahlkanone	11
2.3	Laserplasma-Abscheidung	14
3	Das Referenzverfahren	17
3.1	Photonenflußbestimmung im VUV-Bereich	17
3.2	Detektorkalibrierung an der PTB Berlin	18
3.3	Der Referenzdetektor	20
4	Meßaufbauten	22
4.1	Monochromatormeßplatz am Institut	22
4.1.1	Lichtquelle	23
4.1.2	Monochromator	24
4.1.3	Meßkammer	26
4.1.4	Datenaufnahme	27
4.2	Radiometrielabor der PTB Berlin	28
4.2.1	Die Synchrotronstrahlungsquelle BESSY	28
4.2.2	Meßkammer	30
5	Untersuchung reflektiver CsI-Photokathoden	33
5.1	Voruntersuchungen zu Parametern der Probenherstellung	33
5.1.1	Bedampfungsrate	33
5.1.2	Nachträgliche Probenerhitzung	35
5.1.3	Polierung und Beschichtung der Substrate	36
5.2	Untersuchung des Alterungsverhaltens	38
5.2.1	Alterung an Luft	38
5.2.2	Alterung durch VUV-Bestrahlung	39

5.3	Messung von Quanteneffizienzen	41
5.3.1	Messungen am Institut	41
5.3.2	Messungen bei der PTB Berlin	43
5.4	Diskussion der Meßergebnisse	46
5.4.1	Fehlerdiskussion	46
5.4.2	Alterung durch Aufbewahrung und Transport	48
5.4.3	Bestimmung der Schwellenenergie für die Emission von Photoelektronen aus CsI	50
5.4.4	Vergleich mit früheren Messungen am Institut	52
5.4.5	Vergleich mit der Literatur	53
5.5	Schlußfolgerungen für den HADES-RICH	55
5.6	Untersuchung von GaAs und GaN als alternative Photokathoden- materialien	58
6	Untersuchung transmittiver CsI-Photokathoden	60
6.1	Absorption von VUV-Photonen durch CsI	60
6.1.1	Messungen	60
6.1.2	Bestimmung der Photonen-Eindringtiefe und Diskussion	62
6.2	Voruntersuchungen zur Bestimmung der Quanteneffizienz trans- mittiver Photokathoden	65
6.2.1	Elektrische Kontaktierung der CsI-Schichten	65
6.2.2	Weiteres Vorgehen	67
7	Zusammenfassung und Ausblick	68

Kapitel 1

Einführung

1.1 Der HADES-RICH

Das Institut E12 des Physik-Departments der Technischen Universität München beteiligt sich an der HADES¹-Kollaboration zum Aufbau eines Spektrometers für die Detektion von Leptonenpaaren bei Schwerionenstößen am Schwerionenbeschleuniger SIS² bei der GSI³ in Darmstadt. Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen dieses Projektes.

Physikalisches Ziel des HADES-Experiments [HAD93] ist die Erlangung von Erkenntnissen über die Zustandsgleichung heißer dichter hadronischer Materie. Dazu sollen zentrale Kollisionen von Goldkernen mit einer kinetischen Energie von 1 A·GeV untersucht werden, bei welchen die Kernmaterie auf das zwei- bis dreifache ihrer normalen Dichte komprimiert wird. Als geeignete Sonden dienen leichte Vektormesonen (ρ , ω , Φ), die u.a. mit einem Verzweigungsverhältnis von 10^{-4} – 10^{-5} in Leptonenpaare zerfallen können. Diese Paare sowie das Dilepton-Kontinuum in heißer dichter hadronischer Materie gilt es nachzuweisen.

Der Detektor zur Identifizierung der Leptonenpaare muß folgenden Anforderungen genügen:

- Der Nachweis muß orts aufgelöst erfolgen, damit man Informationen über die Leptonenbahnen erhält.
- Der Detektor muß großflächig (ca. 1.5 m²) sein, um einen möglichst großen Raumwinkel zu erfassen.
- Der Detektor muß hadronenblind sein, da in der Umgebung zentraler Schwerionenstöße gemessen wird.
- Der Nachweis muß schnell erfolgen, damit hohe Raten verarbeitet werden können.

¹High-Acceptance Di-Electron Spectrometer

²SchwerIonenSynchrotron

³Gesellschaft für SchwerIonenforschung

Zur Erfüllung dieser Anforderungen bietet sich der Einsatz eines ringabbildenden Čerenkov-Detektors (RICH⁴) an: Die Leptonen erzeugen entlang ihrer Flugbahn in einem Gasradiator Čerenkov-Licht. Mittels eines geeigneten fokussierenden Spiegels wird der Strahlungskegel ringförmig auf einen Photonendetektor abgebildet. Die besondere Schwierigkeit liegt darin, die wenigen im vakuum-ultravioletten Wellenlängenbereich (VUV) erzeugten Photonen mit hoher Effizienz nachzuweisen.

Bei den im Einsatz befindlichen großen RICH-Detektoren wie z.B. dem DELPHI-RICH am CERN besteht der Photonendetektor aus einer Vieldrahtkammer, deren Zählgas photosensitiver TMAE⁵-Dampf beigemischt ist. Bei solchen Zählern werden aber aufgrund der großen Absorptionslänge des TMAE-Dampfes ($l_{\text{absorp}} \approx 2$ cm bei Zimmertemperatur) die Photoelektronen in deutlich unterschiedlichen Abständen zur Verstärkungsdrahtebene erzeugt. Die erheblich unterschiedlichen Driftzeiten der zu einem Ereignis gehörenden Photoelektronen führen zu einer Beschränkung der maximal verarbeitbaren Rate auf etwa 10^4 Ereignisse pro Sekunde. Das HADES-Projekt ist jedoch für etwa 10^5 Ereignisse pro Sekunde konzipiert. Die Verarbeitungsrate von TMAE-Zählern läßt sich im Prinzip durch Heizen des Detektors auf 60–70°C auf knapp diesen Wert steigern, weil dadurch die Absorptionslänge und somit die Differenz der Driftzeiten um den Faktor vier verringert wird. Der damit verbundene Aufwand ist aber sehr groß, da sich die großflächige Konstruktion mit Materialien unterschiedlicher Wärmeausdehnungskoeffizienten wegen der erforderlichen Genauigkeit der Justierung nicht verformen darf. Eine nicht zu unterschätzende Rolle spielen auch die Handhabungsprobleme, die das mit O₂ stark exotherm reagierende und äußerst korrosive TMAE aufwirft.

Im Unterschied zu TMAE-Zählern bieten Photonendetektoren, die dünne feste Photokonverter mit einem gasförmigen Photoelektronen-Vervielfacher kombinieren, den Vorteil geringerer Driftzeitunterschiede und damit hoher verarbeitbarer Ereignisraten. In diesem Zusammenhang führten die Veröffentlichungen von Séguinot et al. [SEG90] und Dangendorf et al. [DAN90] seit 1990 zu wachsendem Interesse am Material Cäsiumiodid (CsI). Nach Vorarbeiten an unserem Institut [MON93] wurde daher für den Photonendetektor im HADES-RICH CsI als Photokonverter vorgesehen.

Abbildung 1.1 zeigt den schematischen Aufbau des geplanten HADES-RICH. Die Leptonen erzeugen im Gasradiator Čerenkov-Licht. Da Čerenkov-Strahlung erst ab einer durch den Brechungsindex des Radiatorgases C₄F₁₀ bestimmten Schwellengeschwindigkeit der geladenen Teilchen emittiert wird (siehe 5.5), ist der Detektor hadronenblind. Über einen MgF₂-versiegelten Aluminiumspiegel wird der Strahlungskegel auf den 1.5 m² großen Photonendetektor (siehe Ab-

⁴Ring-Imaging Čerenkov Detector

⁵Tetrakis(dimethylamino)-ethylen

bildung 1.2) abgebildet. Ein Eintrittsfenster aus CaF_2 trennt das Radiatorgas vom Zählgas CH_4 (Methan) der Vieldrahtkammer. Die Kathode der Kammer ist mit dem photosensitiven CsI beschichtet. Zur Ortsauflösung ist sie in ca. 40.000 einzelne Rechtecke (sog. Pads) segmentiert, die individuell ausgelesen werden können.

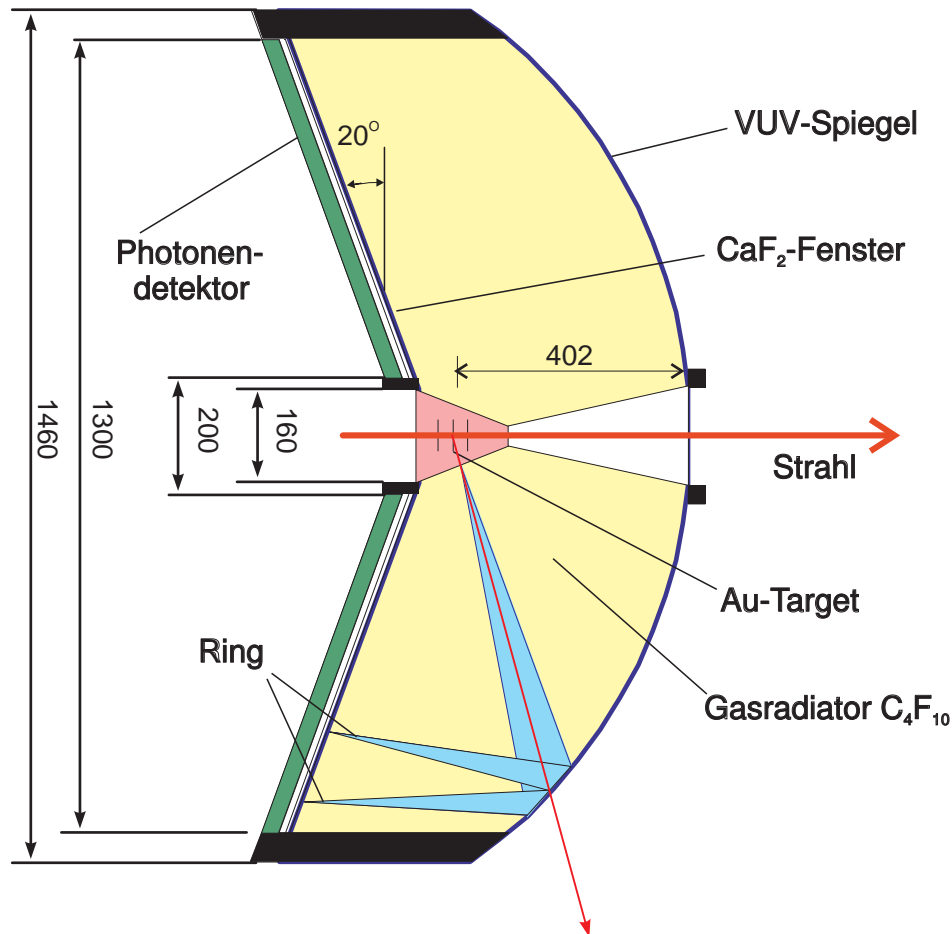


Abbildung 1.1: Schematischer Aufbau des HADES-RICH (Maßangaben in mm). Nähere Erläuterungen finden sich im Text.

Während CsI als VUV-Photokonverter im Vakuum in Photomultipliern weit verbreitet ist, stellt der Einsatz in gasförmigen Elektronenvervielfachern eine neuartige Anwendung dar. Ein wesentlicher Parameter für die Verwendung von CsI im HADES-RICH ist die Quanteneffizienz des Materials, also die Effizienz der Umwandlung der einfallende Photonen in freie Photoelektronen. Um die Čerenkov-Ringe mit hinreichender Wirksamkeit identifizieren zu können, ist eine Mindestanzahl von 12 nachgewiesenen Photonen je Ring erforderlich [MUN95a].

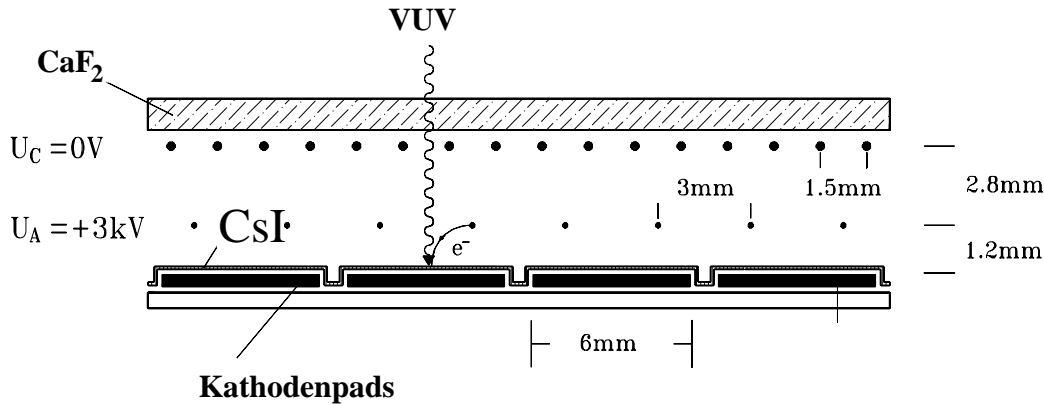


Abbildung 1.2: Querschnitt durch den Photonendetektor im HADES-RICH.

Im folgenden wird kurz ein Modell zur Beschreibung der photoneninduzierten Elektronenemission vorgestellt, ehe ausgehend von bisherigen Untersuchungen an CsI die Zielsetzungen dieser Arbeit definiert werden.

1.2 Modell zur Beschreibung der Photoelektronenemission

Um aus einem Festkörper Photoelektronen extrahieren zu können, muß im Prinzip ein dreistufiger Prozeß ablaufen: Im ersten Schritt wird ein Elektron im Festkörper durch Absorption eines Photons angeregt, im zweiten diffundiert es zur Oberfläche und im dritten verläßt es den Festkörper durch Überwindung der Oberflächenbarriere [SOM68].

Metalle zeigen i.a. eine hohe Lichtreflexion, sodaß die Photonen nur schwer überhaupt in das Material gelangen können. Gelingt es dennoch im Material ein Photoelektron zu erzeugen, so geht es meist durch inelastische Stöße mit anderen Elektronen des Leitungsbandes verloren. Die erreichbare Quanteneffizienz von Metallen liegt deshalb mit typischerweise 0.01–0.1% sehr niedrig.

Anders verhält es sich bei Isolatoren und Halbleitern. Abbildung 1.3 zeigt die energetischen Verhältnisse in einem vereinfachten Bändermodell. Nur wenige Photonen werden an der Oberfläche reflektiert. Die meisten gelangen in den Festkörper und können bei ausreichender Energie $h\nu$ ein Elektron aus dem Valenzband über die Bandlücke E_G ins Leitungsband anregen. Falls dieses kaum mit Ladungsträgern besetzt ist, kann das Photoelektron im wesentlichen

nur quasielastisch an Phononen streuen, sodaß es mit hoher Wahrscheinlichkeit die Oberfläche erreicht. Dort muß noch die Oberflächenbarriere, die sog. Elektronenaffinität E_A , überwunden werden. Die Schwellenenergie E_{PE} für die Photoelektronenemission ist also gegeben durch

$$E_{PE} = E_G + E_A . \quad (1.1)$$

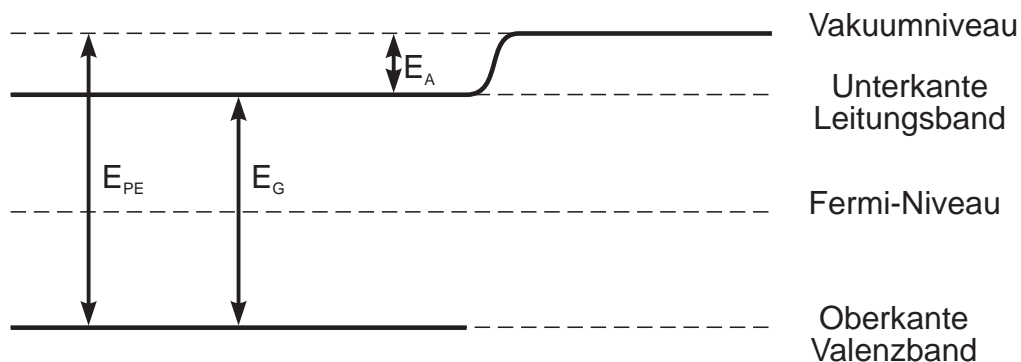


Abbildung 1.3: Idealisiertes Energiebändermodell eines isolierenden oder halbleitenden Photoelektronenemitters [SOM68]. Der Einfluß der Zustandsdichte auf die Bänderform wird in der Darstellung nicht berücksichtigt.

Die Quanteneffizienzen von Isolatoren und Halbleitern können wegen der geringen Verlustwahrscheinlichkeit beim Diffusionsprozeß der Photoelektronen im Material Werte im Bereich einiger bis einiger zehn Prozent erreichen. Voraussetzung ist allerdings eine hohe Reinheit des Materials, da sonst Photoelektronen durch Streuung an Gitterfehlern verloren gehen können.

Als exzellente Photoelektronenemitter gelten die Iodide der Alkalimetalle. Sie haben eine kleine Oberflächenbarriere $E_A < 1.5$ eV bei einer Bandlücke $E_G \approx 6$ eV [SOM68]. Besonders günstig sind die Eigenschaften von CsI. In der Literatur werden die relevanten Energien mit $E_G = 6.2\text{--}6.3$ eV und $E_A = 0.1$ eV angegeben [SOM68, POO75] (vgl. aber mit den Resultaten in 5.4.3).

1.3 Motivation

Vor Beginn des HADES-Projektes wurden am Institut Quanteneffizienzen von CsI-Proben gemessen [MON93, GER93]. Dabei wurden die in der Literatur publizierten Werte von Séguinot et al. [SEG90] prinzipiell bestätigt. Abbildung 1.4 zeigt einen Vergleich dieser Untersuchungen.

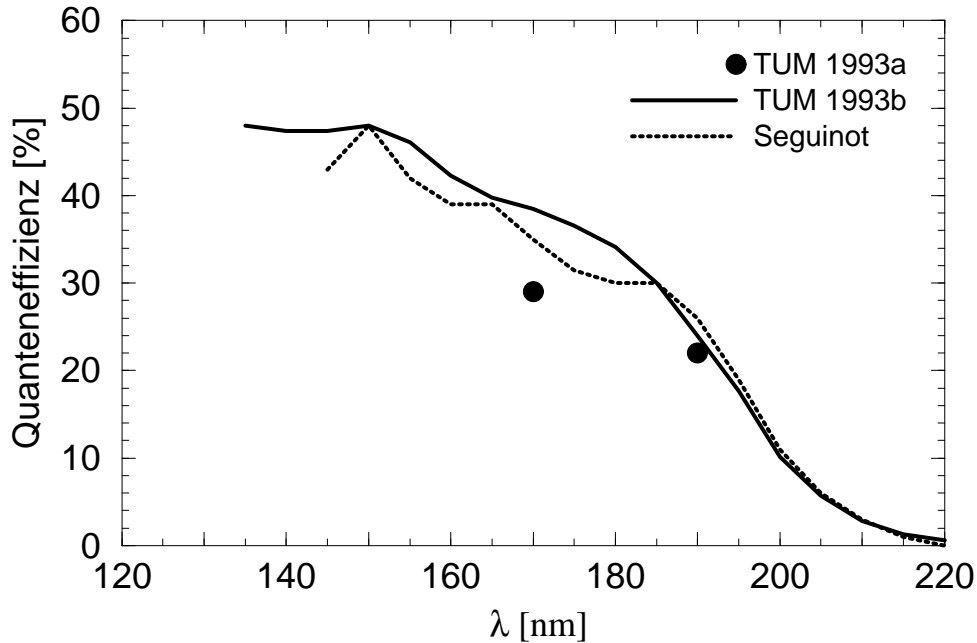


Abbildung 1.4: Vergleich früherer Quanteneffizienzmessungen an CsI. Dargestellt sind die Ergebnisse von Séguinot et al. [SEG90] sowie zweier Meßreihen an unserem Institut aus dem Jahre 1993 [MON93, GER93].

Beim Test des Prototyp-Detektors für den HADES-RICH Anfang 1995 ergaben sich jedoch aus der Nachweiseffizienz des Photonendetektors Anhaltspunkte für eine um etwa den Faktor zwei niedrigere Quanteneffizienz des CsI [GER95]. Diese Hinweise verdichteten sich durch völlig unabhängige Experimente mit CsI-beschichteten VUV-sensitiven Mikrostreifen-Gasdetektoren [STO95]. Als Ursache für die Diskrepanz zu den Ergebnissen der vorherigen Quanteneffizienzmessungen wurde ein Kalibrationsfehler der zur Bestimmung des einfallenden Photonendeflusses verwendeten fensterlosen Silizium-Diode vermutet. Die zum Teil erheblichen Unterschiede zwischen den verschiedenen in der Literatur veröffentlichten Quanteneffizienzwerte von CsI [SEG90, AND92, BRE94, LU94] lieferten weitere Belege für VUV-Kalibrationsprobleme bei der quantitativen Bestimmung der Photokonversionseigenschaften des Materials.

Da die Quanteneffizienz von CsI einen zentralen Parameter für die Realisierung des HADES-RICH darstellt und die bisherigen Untersuchungen äußerst widersprüchlich waren, wurden im Rahmen dieser Arbeit Anstrengungen zur genauen Bestimmung der Quanteneffizienz sowie zur quantitativen Erfassung des Alterungsverhaltens von CsI-Photokonvertern unternommen. Die Hauptziele waren dabei

- die Optimierung des Herstellungsverfahrens der Schichten und ihrer Behandlung nach der Präparierung,
- der Aufbau eines automatisierten und routinemäßig einsetzbaren Experimentierplatzes zur wellenlängenaufgelösten Messung im interessierenden Bereich $\lambda = 120\text{--}220$ nm und
- die Entwicklung eines zuverlässigen Referenzverfahrens zur Absolutbestimmung der Werte mit geringen Unsicherheiten.

Neben den für den HADES-RICH vorgesehenen reflektiven Photokathoden wurden auch transmittive CsI-Schichten untersucht, da hieraus Aufschlüsse über die die Photokonversion bestimmenden Materialeigenschaften zu erhalten sind.

Kapitel 2 befaßt sich mit der Herstellung der Proben. Das Referenzverfahren wird in Kapitel 3 vorgestellt. In Kapitel 4 erfolgt eine Beschreibung der Versuchsaufbauten. Die Ergebnisse der Messungen an reflektiven und an transmittiven Photokathoden werden in den Kapiteln 5 bzw. 6 vorgestellt und diskutiert.

Kapitel 2

Herstellung der Proben

2.1 Grundsätzliche Überlegungen zur Herstellung von CsI-Schichten

Für die Verwendung von CsI als Photokonverter ist die Herstellung möglichst reiner und homogener Schichten von grundlegender Bedeutung. Je geringer der Fehlstellengehalt ist, desto stärker wird die inelastische Streuung der im Material erzeugten Photoelektronen an Gitterfehlern unterdrückt und mithin ihr Austreten aus der Schicht erleichtert; eine Minimierung der Zahl an Leerstellen erschwert die Diffusion von adsorbierten Wasserdampf in das Material (vgl. 5.2.1). Beide Phänomene wirken sich wesentlich auf die erreichbare Quanteneffizienz aus. Deshalb sind die geeignete Wahl und die Optimierung des Herstellungsverfahrens zentrale Anliegen im Rahmen dieses Projektes. Im folgenden werden die verschiedenen Methoden diskutiert.

Homogene CsI-Einkristalle stellen die reinste Form des Materials dar. Wegen ihres hohen spezifischen Widerstands $\rho \approx 10^{10} \Omega\cdot\text{cm}$ [ZEI95, STO95] dürften sie jedoch für einen Einsatz als Photokathoden in einem Gaszähler unter hoher Einfallrate nur wenige Hundert nm dick sein: Die entnommenen Photoelektronen müssen nachgeliefert und die Ladungen der bei der Gasverstärkung entstehenden positiven Ionen ausgeglichen werden, damit sich der Kristall nicht auflädt und eine weitere Photoelektronenemission durch die Erhöhung der Austrittsarbeit erschwert wird. Leider lassen sich die Einkristalle nicht auf derart geringe Dicken schneiden, sodaß ihre Verwendung ausscheidet.

Für die Herstellung von CsI-Photokathoden ist folglich die Aufbringung dünner Schichten auf ein leitendes Substrat erforderlich. Der Leiter dient dabei zur Kontaktierung des CsI. Die maximal zulässige Schichtdicke hängt von der Ereignisrate ab. Verschiedene Methoden der Herstellung dünner Schichten kommen in Frage:

- Joulesche Verdampfung (Verdampfung infolge Wärmezufuhr durch elektrische Widerstandsheizung)

- Elektronenstrahl-Verdampfung (Verdampfung infolge Wärmezufuhr durch Oberflächenbeschuß mittels einer Elektronenstrahlkanone)
- Sputtern (Zerstäubung durch Ionenstrahlbeschuß)
- Laserplasma-Abscheidung (Abscheidung aus einem durch Laserbeschuß erzeugten heißen Plasma)

Die Verdampfung von CsI im Hochvakuum aus einem widerstandsgeheizten Schiffchen aus Molybdän oder Wolfram stellt die am weitesten verbreitete Methode dar. Sie wird von fast allen aus der Literatur bekannten Gruppen eingesetzt [SEG90, AND92, BRA93, LU94, RD94]. Die Temperatur des Schiffchens beträgt typischerweise $T \approx 1000^\circ\text{C}$ [MAI95c], die des CsI liegt jedoch wegen der für Dielektrika typischen geringen Wärmeleitfähigkeit unter der Schmelztemperatur $T_{\text{schmelz}} = 626^\circ\text{C}$ [HCP94]. Die Abtragung erfolgt demnach von festem CsI als Sublimationsprozeß. In Abbildung 2.1 ist die Dampfdruckkurve von CsI dargestellt.

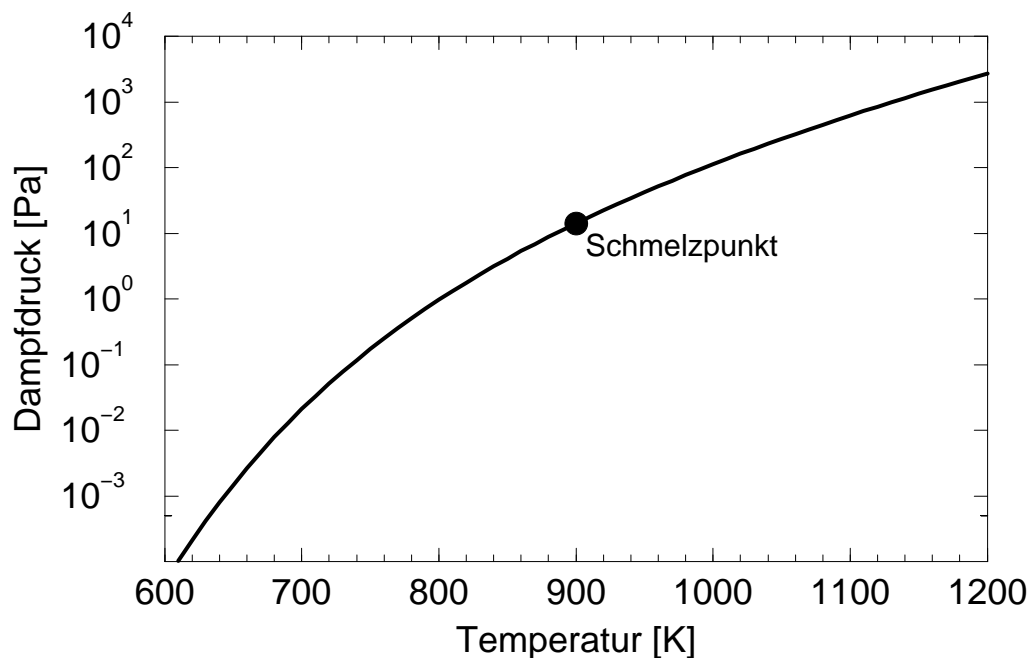


Abbildung 2.1: Dampfdruckkurve von CsI (entnommen aus [MAI95a]).

Das Verfahren ist allerdings mit gewissen Nachteilen behaftet [MAI95a]. Angesichts einer Dissoziationsenergie des CsI von ca. 4.3 eV [CIC73], der das thermische Energieäquivalent einiger zehntausend $^\circ\text{C}$ entspricht, ist zwar die Möglichkeit eines thermischen Aufbrechens von Bindungen im Quellmaterial bei der vorhandenen Temperatur nicht gegeben. Jedoch kann es an den Kontaktstellen des

CsI mit dem Schiffchen zu Reaktionen mit den heißen Metallwänden kommen. Dies bedeutet die Gefahr einer katalytischen Dissoziation von CsI-Molekülen.

Des weiteren schweben während des Aufdampfprozesses z.T. noch feste CsI-Klümpchen im Schiffchen auf umgebendem CsI-Dampf und werden so von der Wärmequelle isoliert. Erst nach Entweichen des Dampfes können sie auf das heiße Schiffchen zurücksinken. Die Verdampfung erfolgt daher un stetig als oszillierender Vorgang.

Schließlich kann die Oberseite der CsI-Klümpchen, welche dem Substrat zugewendet ist, aufgrund der erwähnten geringen Wärmeleitfähigkeit des CsI nicht heiß werden. Die Verdampfung findet also nur an der Unterseite statt. Das bedeutet, daß es für verdampfte CsI-Moleküle keinen direkten Weg von ihrem Ursprungsort zum Substrat gibt, sondern Reflexionen an den Wänden des Schiffchens nötig sind. Mithin besteht die Gefahr einer inhomogenen Dickeverteilung des auf dem Substrat abgelagerten dünnen Films, da die Klümpchen bestimmte Zielbereiche abschatten können.

Beim Sputtern mit niedriger Rate handelt es sich um ein dampfdruckunabhängiges Verfahren, bei dem das Material durch Ionenstrahlbeschuß zerstäubt und CsI-Moleküle oder -Cluster abgetragen werden. Dadurch können die für die thermische Verdampfung charakteristischen Nachteile umgangen werden. Jedoch ist auch diese Herstellungsmethode problematisch [MAI95a]. Die Oberfläche des Sputtertargets muß nämlich die Energie auftreffender Ionen absorbieren, ohne sie — infolge der geringen thermischen Leitfähigkeit — ausreichend abgeben zu können. Die Oberseite kann sich dadurch so stark erhitzen, daß der Dampfdruck unerwünschterweise zur Abscheidung beiträgt. Dieser Effekt läßt sich nur bei sehr kleiner Sputterrate vernachlässigen. Dann aber ist die Reaktion des aufzubringenden CsI-Filmes mit dem Restgas und insbesondere mit O₂-, N₂- und H₂O-Verunreinigungen des Sputtergases zu hoch und die Eigenschaften des Photokonverters werden beeinträchtigt.

Aufgrund der genannten Nachteile der Jouleschen Verdampfung und des Sputterns wurden für die vorliegende Arbeit die Verdampfung mit einer Elektronenstrahlkanone sowie erstmals die Laserplasma-Abscheidung zur Herstellung dünner CsI-Schichten herangezogen. Ehe in den folgenden Unterkapiteln diese beiden Methoden detailliert vorgestellt werden, sei noch kurz eine grundsätzliche Überlegung zur Charakterisierung der Schichtdicke dünner Filme dargelegt.

In der vorliegenden Arbeit erfolgen sämtliche Angaben von Schichtdicken als Massenbelegung pro Fläche ($\rho \cdot d$) [$\mu\text{g}/\text{cm}^2$] und nicht in Form einer Längeneinheit (z.B. [nm]). Dies begründet sich durch die Methode der Bestimmung der Substratbelegung mittels eines Schwingquarzes (siehe 2.2) und den Umstand, daß man für eine Umrechnung dieser Angabe in eine Länge (bzw. Dicke) die Dichte des abgelagerten polykristallinen CsI-Filmes benötigt. Diese ist jedoch nicht mit Bestimmtheit bekannt und kann nur spekulativ als die eines soliden CsI-Einkristalles angenommen werden. Außerdem unterstellt man bei einem sol-

chen Vorgehen stillschweigend eine völlig homogene Substratbelegung. Gerade für dünne Schichten trifft dies aber keineswegs immer zu (siehe Untersuchungen in [MON93]). Zum Vergleich mit den gängigen Literaturangaben für die Schichtdicke d in nm geht man von der monokristallinen CsI-Dichte $\rho_{kris} = 4.5 \text{ g/cm}^3$ [HCP94] aus:

$$d = \frac{(\rho \cdot d)}{\rho_{kris}} \quad (2.1)$$

Damit erhält man in praktischen Einheiten die Faustformel

$$d \text{ [nm]} \approx 2.2 \cdot (\rho \cdot d) \text{ [\mu g/cm}^2\text{]}. \quad (2.2)$$

2.2 Verdampfung mit der Elektronenstrahlkanone

Die Verdampfung von CsI mittels des Energieübertrags durch Elektronenbeschuß bietet eine ganze Reihe von Vorteilen und dient als Standardverfahren zur Herstellung dünner Photokonverterschichten am Targetlabor des Instituts. Zur Optimierung dieser Methode wurde eine Reihe von Anstrengungen unternommen.

Bereits die bestmögliche Wahl des CsI-Ausgangsmaterials spielt eine nicht zu unterschätzende Rolle. Gängige Produkte weisen in der Regel einen nennenswerten Verunreinigungsgrad auf und werden in einfachen Plastikgefäßen ausgeliefert, sodaß sich das CsI als hygroskopisches Material mit Wasserdampf aus der Luft vollsaugen kann. Bei der vorliegenden Arbeit wurde dagegen erstmals für die Herstellung von Photokathoden äußerst verunreinigungsarmes CsI der Fa. Anderson Physics Laboratories (Urbana, IL, USA) verwendet. Dieses wird von der Industrie zur Optimierung der Lebensdauer von halogenidhaltigen Metalldampflampen herangezogen [ULL94] und durch ein hochentwickeltes Spezialverfahren aus den reinen Elementen synthetisiert [APL81]. Das CsI wird in Form zahlreicher kleiner Kügelchen in einem abgeschlossenen Quarzglasröhrchen unter Argonatmosphäre geliefert. Der garantierte totale Verunreinigungsgrad liegt nach Firmenangaben unter 10 ppm [APL94]. Die Ampullen wurden in einer Stickstoff-Handschuhbox bei einem Wasserdampf- bzw. Sauerstoffgehalt von weniger als 1 ppm aufgebrochen, das Material entnommen und außerhalb der Box in einem Vakuumpreßwerkzeug mit einer Kraft $F \approx 500 \text{ kN}$ zu Pillen von 25 mm Durchmesser und 8 mm Höhe geformt. Diese Pillen dienten dann als Quellmaterial für den Verdampfungsprozeß.

Abbildung 2.2 zeigt den schematischen Aufbau der Aufdampfanlage. Zahlreiche Details der Beschreibung sind [MAI95a] entnommen.

Das Gehäuse besteht aus einer Edelstahlglocke von etwa 45 cm Durchmesser und 75 cm Höhe. Das Volumen läßt sich mittels einer Kryopumpe auf Drücke

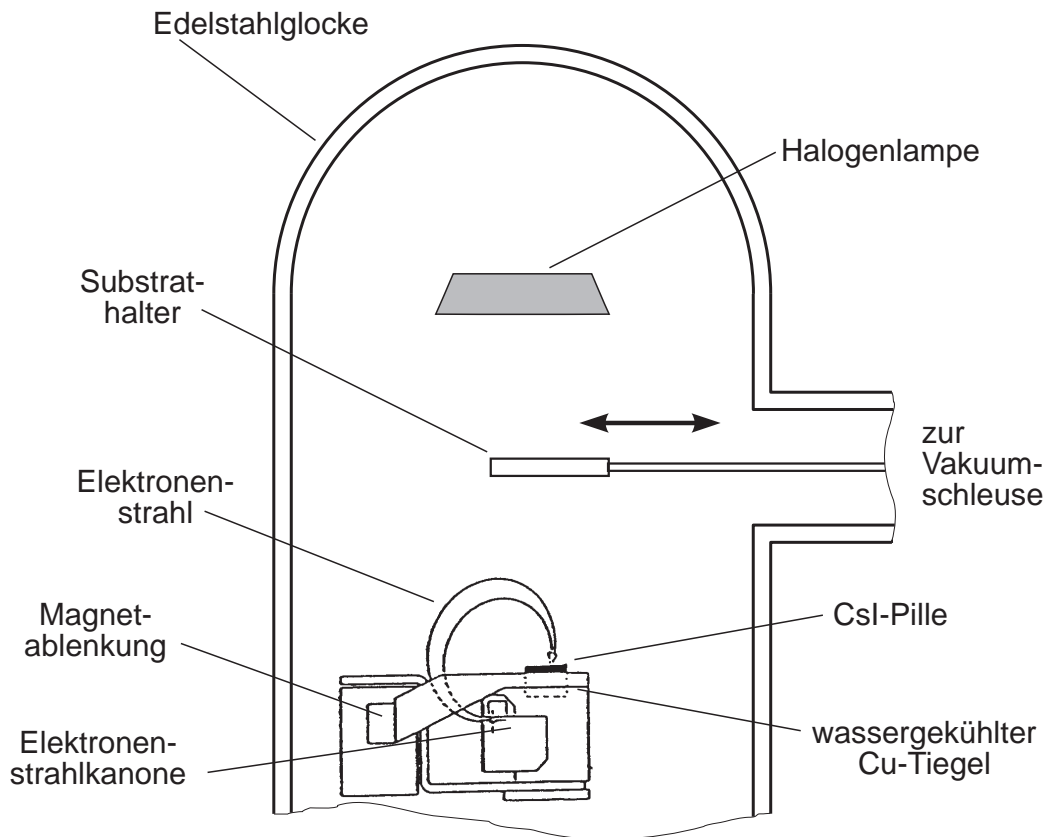


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Aufdampfanlage zur Erzeugung dünner CsI-Schichten mit der Elektronenstrahlkanone.

$p \approx 10^{-6}$ – 10^{-5} Pa evakuieren. Die Verwendung einer Kryopumpe zielt dabei auf eine Maximierung speziell des Saugvermögens für Wasserdampf (≈ 4600 l/s) ab.

Als Substrate dienen polierte Edelstahlplättchen (V2A) von 20×20 mm² Fläche, die vor ihrer Verwendung mit Azeton und destilliertem Reinstwasser sorgfältig gesäubert werden. Jeweils drei solche Plättchen können an der Schubstange einer balggedichteten Vakuumschiebedurchführung montiert werden. Sämtliche Teile dieser Vakuumschleuse (Abbildung 2.3), die an der Glocke festgef lanscht wird, sind aus Edelstahl gefertigt. Der Substrathalter wird zentral in einem Abstand von etwa 15 cm über der CsI-Pille positioniert. Nach dem Abpumpen des Aufbaus dient die Strahlungswärme einer Halogenlampe zum Ausheizen des Substrathalters bei 200°C. Dieser zwei- bis dreistündige Prozeß bewirkt die Desorption restlicher Verunreinigungen von den Edelstahlplättchen, ermöglicht somit ein besseres Haften der verdampften CsI-Moleküle auf dem Substrat und verhindert, daß Fremdatome und -moleküle vom Substrat in den CsI-Film diffundieren können.

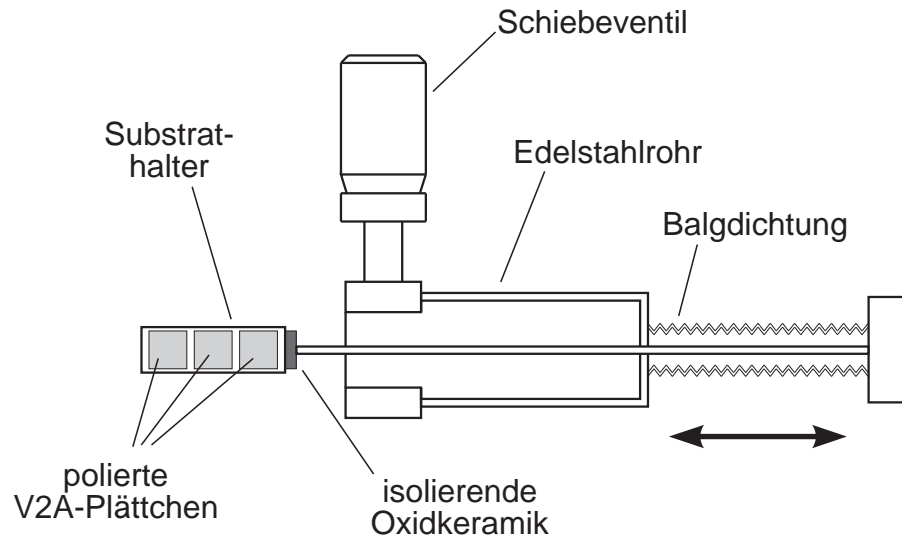


Abbildung 2.3: Vakuumschleuse mit Substrathalter für drei Proben. Die Schleuse kann direkt an der Aufdampfanlage, an der Meßkammer und an der Handschuhbox festgeflanscht werden.

Die Elektronenstrahlquelle wird mit einer Beschleunigungsspannung von 5 kV betrieben. Eine 270°-Magnetablenkung führt den Strahl auf die Oberfläche der CsI-Pille. Dabei wird dieser zugleich defokussiert. Dies vermindert die Leistungsdichte und beschränkt somit bei den gegebenen geometrischen Verhältnissen die lokale Temperatur am Auftreffort auf $T \approx 530^\circ\text{C}$. Die großflächige Abtragung ermöglicht die Realisierung genügend hoher Verdampfungsraten. Der Kupfertiegel, in dem sich die Pille befindet, wird wassergekühlt, um chemische Reaktionen zwischen Tiegelmaterial und CsI zu behindern. Dies unterdrückt die Möglichkeit eines katalytischen Aufbrechens von Cäsium-Iod-Bindungen. Während des Abscheidungsprozesses wird der Elektronenstrahl durch ein elektrisches Ablenkverfahren über die Oberfläche der Pille geführt. Der wesentliche Nutzen liegt darin, das Material gleichmäßig abzutragen und Kraterbildung, die eine homogene Beschichtung des Substrates mit CsI durch Abschattung gefährdet, zu verhindern.

Die Leistung der Substrateheizung kann während des Herstellungsprozesses variiert werden, um so einen Einfluß der Substrattemperatur bei der Bedampfung auf die Eigenschaften der CsI-Schicht zu untersuchen (vgl. 5.3 und 5.4). Aufdampftrate und erreichte Schichtdicke werden durch die Verstimmung der Resonanzfrequenz eines mitbedampften Schwingquarzes gemessen (siehe [MAI95b]). Die Rate kann variiert und im Hinblick auf die Eigenschaften des CsI-Films optimiert werden (vgl. 5.1.1). Die Standardschichtdicke betrug für alle reflektiven Photokathoden ($\rho \cdot d \approx 200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). Bei dieser Massenbelegung ist ein Einfluß der Schichtdicke auf die Quantenausbeute ausgeschlossen (siehe 6.1.2).

Als wesentliche methodische Verbesserung gegenüber früheren Experimenten wurde das Schleusen der bedampften Proben vom Herstellungsort zum Meßaufbau unter Hochvakuum realisiert. Der Substrathalter wird dazu an der Schubstange in ein Rohrstück zurückgezogen, welches sich mittels eines Schiebeventils abschließen läßt (siehe Abbildung 2.3). Erst dann wird die Glocke wieder belüftet, der evakuierte Substratschieber kann abgenommen und zum Meßplatz oder zur Handschuhbox gebracht und dort angeflanscht werden. Dadurch ist gewährleistet, daß zwischen Probenherstellung und -messung auch keine noch so kurze Wechselwirkung mit dem Wasserdampf der Raumluft stattfindet. Eine solche könnte die Resultate in nicht reproduzierbarer Weise beeinträchtigen und eine gezielte Optimierung der Aufdampfparameter unmöglich machen.

Die Verdampfung von CsI aus einem wassergekühlten Tiegel mit dem Elektronenstrahl und speziell das hier beschriebene Vorgehen haben also alle Vorteile, um hochwertige CsI-Schichten zu produzieren:

- Das Ausgangsmaterial ist äußerst rein.
- Das CsI kann behutsam von einer ebenen Oberfläche verdampft werden, d.h. keine Abschattungseffekte gefährden die Dickenhomogenität.
- Das Aufbrechen von CsI-Bindungen ist unwahrscheinlich, da der Energieübertrag direkt in Verdampfungsenergie umgewandelt wird und keine heißen Kontaktstellen mit dem Tiegelmateriale entstehen.
- Die Schichten können ohne Qualitätsverlust zum Meßplatz transferiert werden.

2.3 Laserplasma-Abscheidung

Das dampfdruckunabhängige Verfahren zur Erzeugung dünner Schichten durch Abscheidung des Quellmaterials aus einem durch Laserbeschuß erzeugten heißen Plasma wurde ursprünglich für die Produktion dünner Kohlenstoffolien entwickelt [DOL90, DOL93]. Derartige Folien dienen zur Ionenumladung in Tandem-Van de Graff-Beschleunigern. Die neue Depositionstechnik ermöglicht dabei gegenüber den anderen bekannten Methoden eine weitere Steigerung der Schichthomogenität. Im Falle des Kohlenstoffs wurden zudem höhere Dichten als die von Graphit beobachtet.

Für die vorliegende Arbeit wurde die Laserplasma-Abscheidung erstmals zur Herstellung von CsI-Photokathoden verwendet. Ihr Einsatz ist durch folgende Überlegungen motiviert:

- Beim Niederschlag auf dem Substrat könnte ähnlich wie beim Kohlenstoff eine deutlich homogenere Schicht mit weniger Korngrenzen und höherer Dichte entstehen.

- Ein verkleinerter Leerstellengehalt würde die negativen Auswirkungen adsorbierten Wasserdampfes verringern, da die H_2O -Moleküle schlechter in die Schicht diffundieren könnten.
- Eine Minimierung des Fehlstellengehaltes würde die mittlere freie Weglänge der im Material erzeugten Photoelektronen vergrößern, da weniger Streuungen an Gitterfehlern möglich wären. Photoelektronen könnten daher aus größerer Tiefe extrahiert werden.
- Eine geringere Rauigkeit des CsI-Filmes könnte die Verlustwahrscheinlichkeit einfallender Photonen durch Reflexion an der Oberfläche reduzieren, da diese vom lokalen Einfallswinkel abhängt [RD95].

Der prinzipielle Aufbau der Laserplasma-Apparatur ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Eine Duranglasgefäß von 20 cm Durchmesser und 40 cm Höhe wird mittels einer Kryopumpe auf $p \approx 10^{-6}$ Pa abgepumpt. Durch eine Laseroptik wird der Lichtstrahl eines Nd-YAG-Lasers nach Umlenkung mittels eines Goldspiegels auf die CsI-Pille fokussiert. Diese ist von gleicher Beschaffenheit wie in 2.2 beschrieben. An ihrer Oberfläche entsteht ein heißes $\text{Cs}^+\text{-I}^-$ -Plasma mit einer mittleren Ionenenergie von einigen 10 eV. Im Gegensatz zu thermischen Verfahren werden dabei anstelle von Molekülen — oder gar Materialclustern — stets einzelne Ionen abgelöst, welche mit hohen kinetischen Energien auf das Substrat treffen, wo sich das CsI wieder bildet. Zur Vermeidung von Kraterbildung und Abschattungseffekten wird die CsI-Pille mittels eines x-y-Tisches von Hand im Laserstrahl bewegt. Der Laser erzeugt bei einer Pulsdauer von 10 ns eine Leistungsdichte von mehreren GW/cm^2 . Eine Repetitionsrate von 50 Hz ist fest eingestellt. Als Substratträger dient dieselbe Vakuumschleuse wie beim Elektronenstrahlverfahren. Depositionsrate und Schichtdicke werden wieder mit einem Schwingquarz gemessen. Anders als im Rezipienten für die Verdampfung mittels Elektronenstrahl ist eine Strahlungsheizung für die Substrate bei diesem Aufbau derzeit nicht vorhanden.

Mit der Laserplasma-Abscheidung wurden bisher zwei Chargen¹ von je drei Proben der Schichtdicke $(\rho \cdot d) \approx 80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ hergestellt. Weitere Schritte zur Optimierung der Prozeßparameter sind beabsichtigt und befinden sich gerade in Vorbereitung.

¹Der Begriff Charge bezeichnet einen Satz von gemeinsam hergestellten Proben.

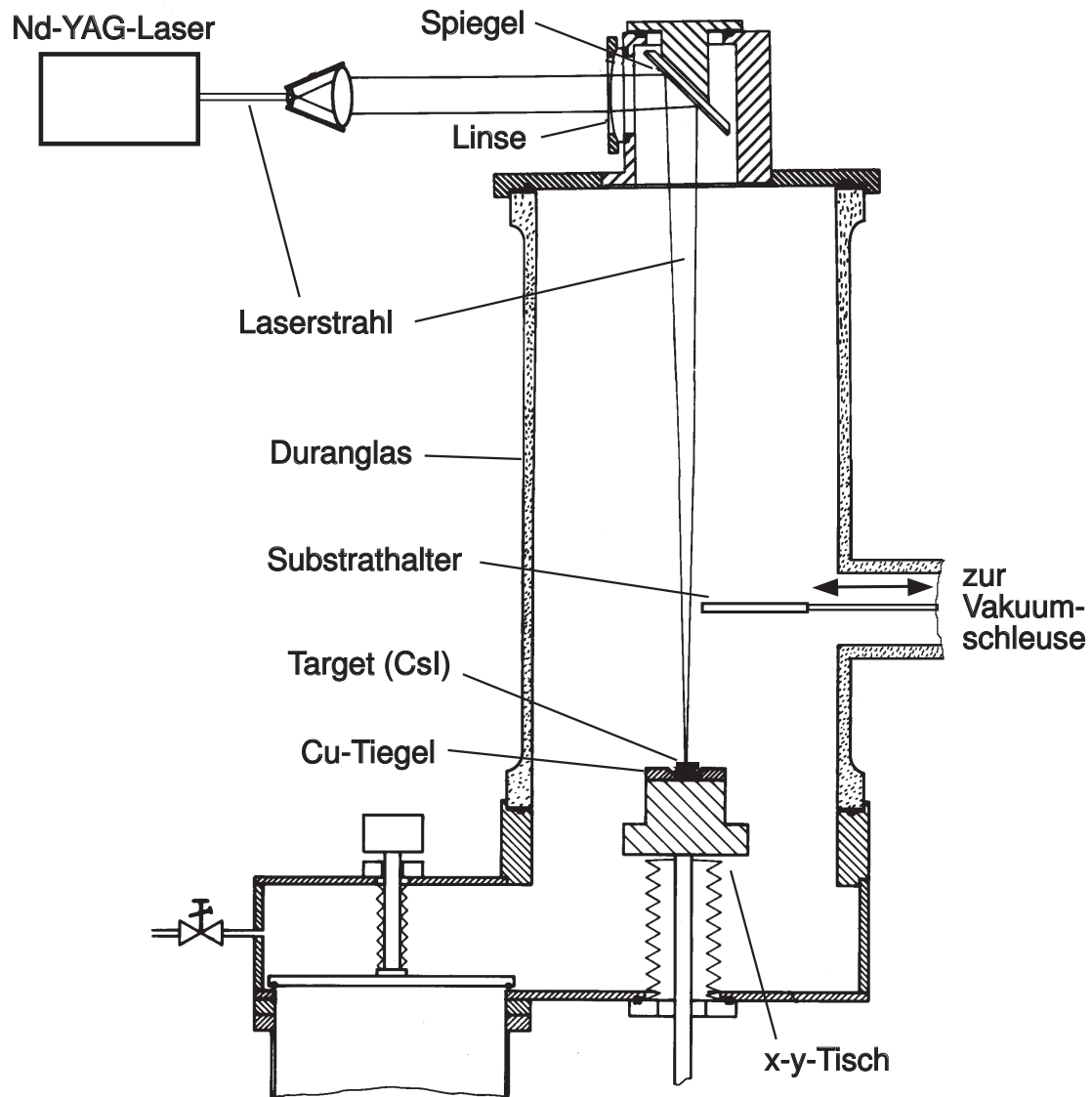


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Anlage zur Abscheidung von CsI mit dem Laserplasma-Verfahren.

Kapitel 3

Das Referenzverfahren

3.1 Photonenflußbestimmung im VUV-Bereich

Das Hauptanliegen bei der Untersuchung von CsI als Photokonverter ist die zuverlässige und genaue Messung der Quanteneffizienz der photoneninduzierten Elektronenemission:

$$\text{Quanteneffizienz} := \frac{\text{Zahl der austretenden Photoelektronen}}{\text{Zahl der einfallenden Photonen}} \quad (3.1)$$

Dazu ist neben der Messung der austretenden Photoelektronen also eine genaue Kenntnis des einfallenden Photonenflusses erforderlich. Die absolute Bestimmung des Photonenflusses erweist sich im interessierenden Wellenlängenbereich $120 \text{ nm} \leq \lambda \leq 220 \text{ nm}$ als zentrales experimentelles Problem.

Während im infraroten und sichtbaren Wellenlängenbereich durchstimmbare Laser nach Kalibrierung an einem Bolometer als starke und stabile geeichte Lichtquellen zur Verfügung stehen, gibt es im VUV bislang keine Primärstandardquellen¹. Sowohl die VUV-Strahlung eines Elektronen-Synchrotrons als auch die gängiger Gasentladungs-Lampen sind zeitabhängigen Veränderungen unterworfen. Man ist somit darauf angewiesen, den Photonenfluß mittels kalibrierter Referenzdetektoren während des Experiments wiederholt zu messen.

Eine aus der Literatur bekannte und weitverbreitete Methode beruht auf der Zugrundelegung der als bekannt vorausgesetzten Quanteneffizienz von TMAE-Dampf als Referenz [SEG90, AND92]. Dazu vergleicht man den Photostrom von den CsI-Proben mit demjenigen, den der in die Meßkammer eingebrachte TMAE-Dampf liefert. Ein Problem besteht aber darin, daß die Daten für die als Referenz verwendete Quanteneffizienz von TMAE-Dampf in der Literatur um bis zu 20% differieren [BRE94]. Die Handhabung des Verfahrens ist darüber hinaus mit erheblichen Schwierigkeiten verknüpft. So hängt die Quantenausbeute empfindlich vom Reinheitsgrad und Partialdruck des TMAE ab. Auch besteht die Gefahr einer Verfälschung der Meßergebnisse durch adsorbierte TMAE-Filme,

¹Zur Zeit laufen allerdings Bemühungen zur Entwicklung eines VUV-Primärstandards, der auf der Anregung von Edelgasexzimeren durch 20keV-Elektronen beruht [ULR95].

welche auf optischen Elementen wie Spiegeln oder Eintrittsfenstern zusätzliche Absorption des VUV-Lichtes und auf den CsI-Schichten eine Veränderung der Emissionseigenschaften bewirken können [SEG90, AND92, BRA93]. Der Genauigkeit des Verfahrens sind mithin deutlich Grenzen gesetzt.

Ebenfalls problematisch ist die Verwendung kommerzieller Photomultiplier als Referenzstandard. Obwohl diese von den Herstellern individuell kalibriert werden, erweisen sich die Sensitivitätskurven sowohl qualitativ (d.h. im spektralen Verlauf) als auch quantitativ (bis zu einem Faktor 2.5) als falsch [BRE94]. Dieses Problem tritt insbesondere bei sog. „head-on“-Multipliern in Erscheinung, deren Photokathoden im transmittiven Modus betrieben werden und deshalb besonders stark von Materialinhomogenitäten abhängen.

In der Literatur findet sich auch der Einsatz einer Cs₂Te-Vakuumdiode (Cäsiumtellurid) zur Bestimmung des Photonенflusses [BRE94]. Diese wurde vom NIST² mit einer Genauigkeit von 6–10% kalibriert. Allerdings ist nichts über die Alterung dieses Detektors durch VUV-Strahlung oder längere Lagerung bekannt. Außerdem ist eine Kalibrierung mit geringerer Unsicherheit wünschenswert, da jeder Fehler in den Meßwert der Quanteneffizienz des CsI eingeht. Deren genaue Kenntnis ist für die Frage der Anwendbarkeit von CsI-Photokathoden im HADES-RICH von größter Bedeutung.

Angesichts der Schwierigkeiten der aufgeführten Methoden erscheint es naheliegend, eine Erklärung für die zum Teil erheblichen Differenzen unter den Meßergebnissen für auf vergleichbare Weise hergestellte Proben verschiedener Gruppen maßgeblich in den unterschiedlichen Referenzstandards zu suchen. Es war daher ein Hauptanliegen dieser Arbeit, bei der Bestimmung des einfallenden Photonенflusses substanzielle Verbesserungen zu erzielen. Die Aufgabe bestand darin, erstens ein genaues Verfahren zur Kalibrierung im VUV-Bereich zu finden und zweitens die Langzeitstabilität eines so kalibrierten Detektors zu testen. Hierfür konnte die PTB³ in Berlin als Kollaborationspartner gewonnen werden.

3.2 Detektorkalibrierung an der PTB Berlin

Im Radiometrielabor der PTB Berlin besteht seit 1994 ein Meßplatz zur genauen Kalibrierung von Detektoren im Bereich $170 \text{ nm} \leq \lambda \leq 400 \text{ nm}$ [LAU95a], der in jüngster Zeit für Wellenlängen bis hinunter zu $\lambda = 120 \text{ nm}$ aufgerüstet wurde. Das Meßprinzip basiert auf dem Vergleich der spektralen Empfindlichkeit des zu untersuchenden Detektors mit der bekannten Sensitivität eines Kryoradiometers. Dazu nutzt man die Synchrotronstrahlung aus dem Speicherring BESSY⁴. Die besondere Schwierigkeit besteht darin, daß die monochromatisierte

²National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, USA

³Physikalisch-Technische Bundesanstalt

⁴Berliner Elektronen-Speicherring für SYNchrotronstrahlung

Synchrotronstrahlung im interessierenden Wellenlängenbereich lediglich eine geringe Strahlungsleistung von $P_{VUV} = 1\text{--}10 \mu\text{W}$ liefert. Der Grund dafür liegt in der geringen Bandbreite nach der Monochromatisierung und in Verlusten in Filtern, an Umlenkspiegeln sowie am Gitter des Monochromators. Das als Standard dienende Radiometer muß also über einen sehr kleinen und stabilen thermischen Untergrund verfügen.

Der Aufbau des Kryoradiometers ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Es handelt sich im Prinzip um einen schwarzen Hohlraumabsorber, der über einen Wärmewiderstand R thermisch an ein temperaturstabiles Wärmereservoir T gekoppelt ist. Einfallende VUV-Strahlung der Energie $h\nu$ erhöht die Temperatur des Absorbers proportional zu ihrer Leistung P_r um ΔT . Dieselbe Temperaturveränderung läßt sich auch durch die Leistung P_{el} einer elektrischen Widerstandsheizung produzieren. Im sog. dynamischen Substitutionsmodus hält man die Temperatur des Absorbers durch aktive Kontrolle stabil. Der Aufbau wird bei der Temperatur flüssigen Heliums betrieben, um die Wärmekapazität C klein zu halten. Dies führt zu einer kurzen Reaktionszeit. Die sehr kleine Raumwinkelakzeptanz beschränkt den thermischen Untergrund bei einer Instabilität $< 4 \text{ nW/h}$ auf $P_{th} = 18 \mu\text{W}$ [LAU95a]. Dieser Wert ist zu vergleichen mit der VUV-Strahlungsleistung von $P_{VUV} = 1\text{--}10 \mu\text{W}$. Die hohe Präzision der Messung ist trotz des geringen Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses durch die äußerst kleine Instabilität des Kryoradiometers gewährleistet.

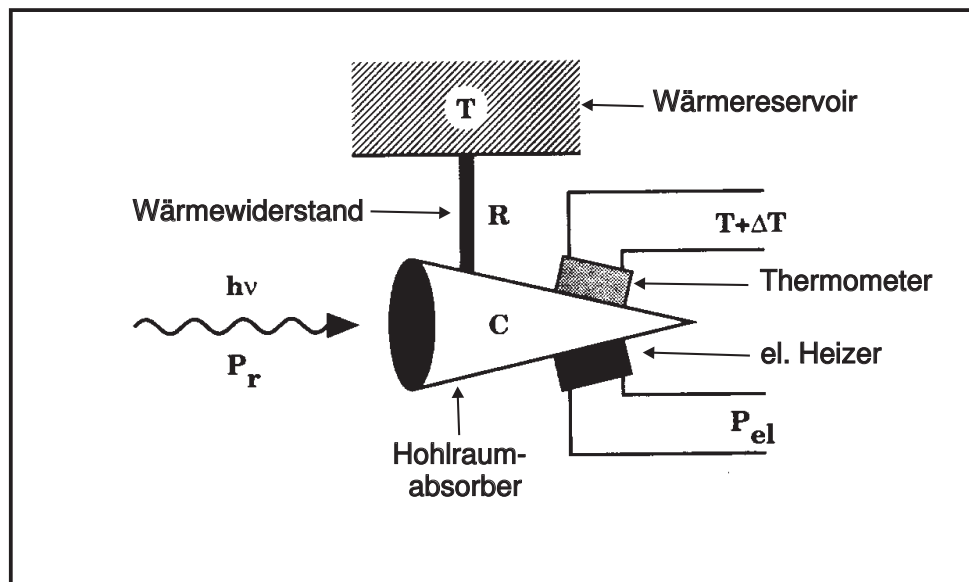


Abbildung 3.1: Prinzipskizze des Kryoradiometers zur Kalibrierung von Detektoren im VUV-Bereich bei der PTB Berlin (entnommen aus [LAU95a]).

Bisher wurden von der PTB am beschriebenen Meßplatz zwei Arten von Strahlungsdetektoren untersucht, nämlich Silizium-Photodioden und GaAsP-Schottky-Photodioden (Galliumarsenidphosphid) [LAU95b, RAB95].

Die Photosensitivität von Silizium-Dioden ist zwar räumlich sehr homogen, jedoch erweist sie sich für Wellenlängen $\lambda < 250$ nm als instabil; demnach führt VUV-Bestrahlung zu einer spürbaren Veränderung der spektralen Empfindlichkeit [LAU95b]. Damit scheiden diese Detektoren als Transferstandard für den Bereich des VUV aus. Dies hat insbesondere für die früheren Quanteneffizienzmessungen an CsI am Institut Konsequenzen (siehe 5.4.4).

Fensterlose Schottky-Dioden aus GaAsP stellten sich hingegen als strahlungsstabil heraus. Ihre Sensitivität ist erst bei sehr viel höheren Photonendichten, als sie für die Messungen im Rahmen dieser Arbeit relevant sind, geringfügigen zeitlichen Veränderungen unterworfen. Sie gelten momentan als der beste bekannte und mithin von der PTB empfohlene Transferstandard im Bereich des VUV und wurden für die vorliegende Arbeit erstmals zur Bestimmung der Quanteneffizienz von CsI herangezogen. Um jeglichen Alterungseffekt auszuschließen, wurden die verwendeten GaAsP-Dioden vorsichtshalber nach dem Meßprogramm von der PTB hinsichtlich der Stabilität ihrer Kalibrierung überprüft. Dabei wurde keine Veränderung der spektralen Empfindlichkeit festgestellt. Während Temperaturschwankungen beim Einsatz dieser Detektoren keine Probleme aufwerfen⁵, machen räumliche Inhomogenitäten eine exakte Justierung der Diode erforderlich: Die lokalen Sensitivitätsschwankungen betragen — bei sehr kleinem Leuchtfleck von 0.25 mm Durchmesser — bis zu 14% [RAB95]. Bei der Beleuchtung größerer Bereiche der Diodenoberfläche wird diese Variation zwar etwas herausgemittelt, dennoch muß sichergestellt sein, daß der Photonenstrahl genau die kalibrierte Position trifft. Die Verwendung von GaAsP-Dioden gewährleistet dann die gegenwärtig bestmögliche Absolutbestimmung des einfallenden Photonendichtes.

3.3 Der Referenzdetektor

Als Referenzdetektor dient eine fensterlose GaAsP-Schottkydiode vom Typ Hamamatsu G2119-01, die von der PTB mit einer Genauigkeit von 0.7% im Bereich $\lambda = 170\text{--}500$ nm und von 1.2% im Bereich $\lambda = 120\text{--}160$ nm bei einer Schrittweite von 10 nm kalibriert wurde. Ihre effektive Fläche beträgt 1×1 mm². Das spektrale Verhalten der Diode kann man Abbildung 3.2 entnehmen.

Die Sensitivität S [A/W] ist definiert als

$$S := \frac{\text{Photostrom}}{\text{einfallende spektrale Strahlungsleistung}} . \quad (3.2)$$

⁵Veränderungen um $\pm 2^\circ\text{C}$ führen lediglich zu einem Fehler $< 0.15\%$ [RAB95].

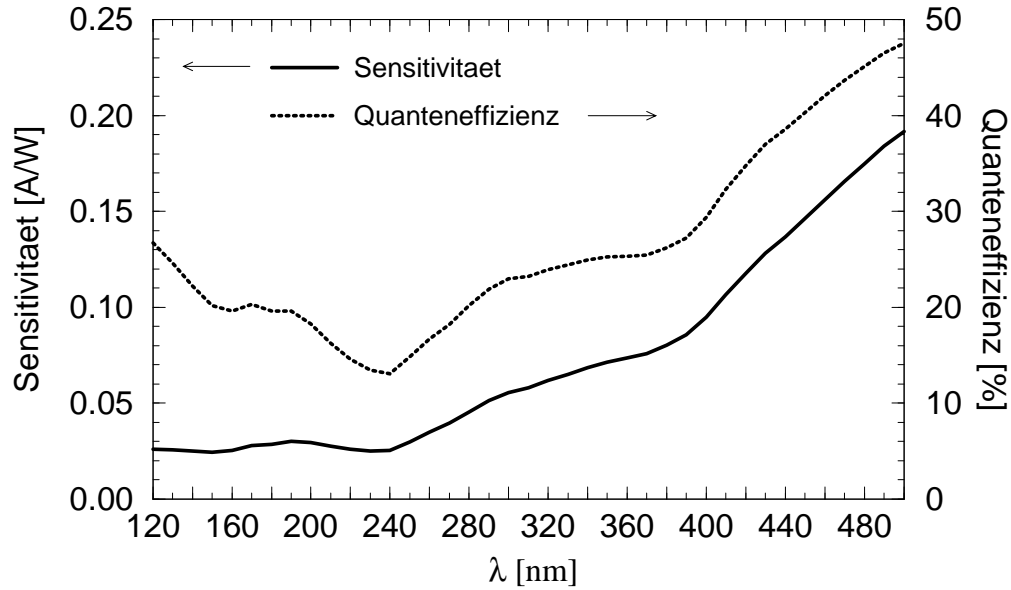


Abbildung 3.2: Spektrale Sensitivität und Quanteneffizienz der von der PTB Berlin kalibrierten GaAsP-Photodiode (Quelle: [PTB95]).

Sie ist mit der Quanteneffizienz Q verknüpft über

$$S = Q \cdot \frac{e\lambda}{hc} . \quad (3.3)$$

Dabei ist $e = 1.60218 \cdot 10^{-19}$ C die elektrische Elementarladung, λ die Wellenlänge, $h = 6.62608 \cdot 10^{-34}$ Js die Planck-Konstante und $c = 2.99792 \cdot 10^8$ m/s die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Eingesetzt ergibt sich in praktischen Einheiten

$$Q[\%] \approx 123984 \cdot \frac{S[\text{A/W}]}{\lambda[\text{nm}]} . \quad (3.4)$$

Das Referenzverfahren beruht einfach auf dem Vergleich der Photoströme von CsI-Probe und GaAsP-Diode:

$$Q_{CsI} = Q_{GaAsP} \cdot \frac{I_{CsI}}{I_{GaAsP}} \quad (3.5)$$

Für einige Relativmessungen wurde wegen zwischenzeitlicher Unverfügbarkeit der GaAsP-Diode auf eine unkalibrierte Silizium-Diode mit Quarzfenster zurückgegriffen. Um die in 3.2 erwähnten Stabilitätsprobleme auszuschließen, wurde die Konstanz ihrer Sensitivität durch wiederholte Nachmessung kontrolliert. Erwartungsgemäß zeigte sie angesichts der geringen Photonenströme bei den einzelnen Meßreihen keine Alterung. Für die Messungen mit dieser unkalibrierten Diode werden keine Absolutangaben über Quanteneffizienzen gemacht.

Kapitel 4

Meßaufbauten

4.1 Monochromatormeißplatz am Institut

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuer Monochromatormeißplatz zur wellenlängenabhängigen Messung im VUV-Bereich aufgebaut. Er ersetzt den bisher verwendeten Aufbau, der u.a. aus einer gepulsten D_2 -Blitzlampe und schmalbandigen Interferenzfiltern bestand [MON93]. Abbildung 4.1 zeigt eine schematische Übersicht des neuen Meßplatzes. Die einzelnen Komponenten werden im folgenden detailliert beschrieben.

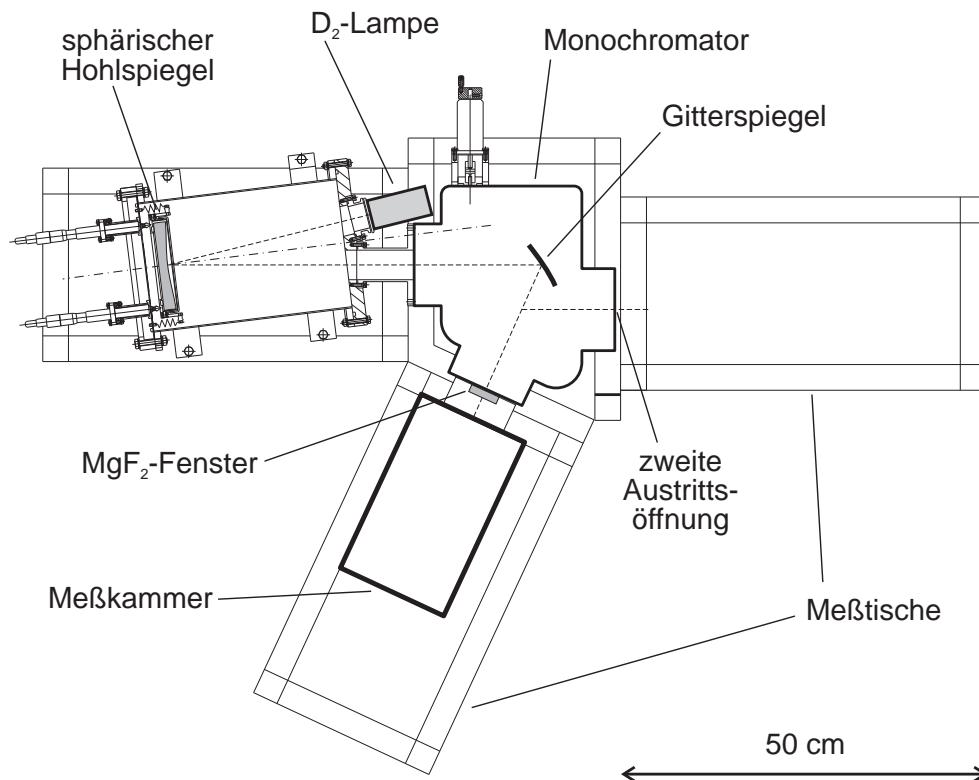


Abbildung 4.1: Der neue Monochromatormeißplatz am Institut im Überblick.

4.1.1 Lichtquelle

Als Lichtquelle dient eine Deuteriumlampe vom Typ V03 der Fa. L.O.T.-Oriol. Das VUV- und UV-Licht wird durch Entladung in einem D_2 -Gas unter einem Druck von einigen 100 Pa erzeugt [LOT95] und unter einem Öffnungswinkel von 15° durch ein MgF_2 -Fenster emittiert. Das Strahlungsspektrum (Abbildung 4.2) weist unterhalb von $\lambda = 165$ nm die bekannte ausgeprägte Linienstruktur des Deuteriums mit dem Hauptmaximum bei $\lambda \approx 162$ nm auf, während es darüber in ein Kontinuum übergeht. Für $\lambda < 130$ nm ist die nutzbare Lichtintensität aufgrund von Transmissionsverlusten im Lampenfenster zu gering für verlässliche Messungen. Die Intensität der Lampe sinkt mit wachsendem Betriebsalter (garantierte Lebensdauer 500 h).

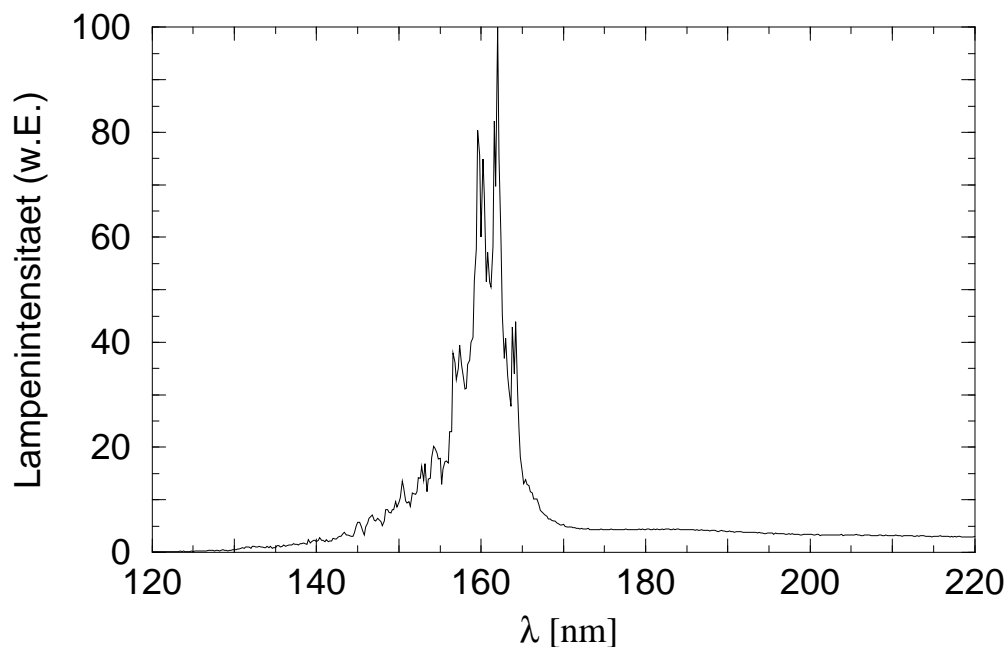


Abbildung 4.2: Emissionsspektrum der Deuteriumlampe (willkürliche Einheiten). Die Messung erfolgte mit einem Cs_2Te -Photomultiplier vom Typ R1460 der Fa. Hamamatsu.

Wenn man die Lampe unmittelbar vor dem Eintrittspalt des Monochromators montiert, wird nur ein winziger Ausschnitt des Strahlungskegels genutzt. Deshalb wurde eine fokussierende Apparatur konstruiert, welche den Brennfleck der Lampe auf den Spalt abbildet. VUV-transmittive Linsen aus CaF_2 oder MgF_2 kamen hierfür nicht in Frage, da ihre Brennweite als Funktion des Brechungsindex im interessierenden Wellenlängenbereich zu stark variiert (chromatische Aberration). Die Verwendung eines sphärischen Hohlspiegels schließt solche Dis-

persioneffekte hingegen aus. Die gesamte Konstruktion befindet sich in einem zur Vermeidung von Streulicht mit schwarzem Absorberlack beschichteten Vakuumgefäß. Der 1:1-Abbildung liegt die Geometrie des Rowland-Kreises zugrunde (Abbildung 4.3): Brennfleck der Lichtquelle, Spiegelfläche und Eintrittsspalt liegen auf einem Kreis, dessen Durchmesser gleich dem Krümmungsradius des Kugelspiegels von 405 mm ist. Der Spiegel (Fa. B. Halle Nachfl., Berlin) besteht aus Duranglas mit einer Oberflächenschicht aus Aluminium, welche zur Vermeidung von Oxidation von einem dünnen Schutzfilm aus MgF_2 bedeckt ist. Im interessierenden Wellenlängenbereich weist er nach Herstellerangaben eine Reflektivität $R \approx 90\%$ auf. Die Abbildungsfehler, die sich durch die Abweichung der Spiegelform vom Idealfall eines Ellipsoids ergeben, können durch die Wahl eines kleinen Einfallswinkels gegen das Lot von nur 7° vernachlässigt werden [SAL95]. Um Randfehler zu vermeiden, ist der Spiegel so dimensioniert, daß er nicht voll ausgeleuchtet wird. Zur genauen Justierung ist er an drei Punkten an Mikrometerschrauben aufgehängt, welche über vakuumdichte Balgdurchführungen von außen bedienbar sind.

Da die beschriebene Einrichtung den Emissionskegel der Lampe in den Monochromator abbildet, kann nun wesentlich mehr Licht genutzt werden. Der halbe Öffnungswinkel des Kegels von 7.5° entspricht genau der effektiven Apertur des Monochromators. Zwar verhindert die flächige Ausdehnung des Lampenbrennflecks (etwa 1 mm Durchmesser), daß das gesamte Licht durch den schmalen Eintrittsspalt gelangt, dennoch konnte bei sehr schmalem Spalt ($40 \mu\text{m}$) ein Steigerungsfaktor von mindestens 10 gegenüber dem Aufbau ohne Spiegel experimentell ermittelt werden. Für Spaltbreiten von $500 \mu\text{m}$, wie sie bei der Messung der Quanteneffizienzen verwendet wurden, dürfte das Verhältnis deutlich günstiger sein, da sich dann die Ausdehnung des Quellpunktes nicht mehr so stark auswirken kann. Durch die Steigerung der Lichtausbeute konnte die Auflösung von $\Delta\lambda = 16 \text{ nm}$ bei früheren Messungen auf $\Delta\lambda = 2 \text{ nm}$ verbessert werden. Typische Photonenflüsse am Meßort lagen bei $5 \cdot 10^{10}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$ im Hauptmaximum der Lampe bzw. $3 \cdot 10^9/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$ im Kontinuum.

4.1.2 Monochromator

Zur Auswahl der Wellenlänge dient wie bisher ein VUV-Monochromator in 65° -Geometrie vom Typ ARC VM-502 der Fa. Acton Research Company mit einem Spalt-Gitter-Abstand von 20 cm. Er verfügt über einen Gitterspiegel mit 1200 Strichen/mm. Seine Dispersion von 4 nm je 1 mm Spaltbreite legt die Genauigkeit der Wellenlängenauflösung fest. Für die CsI-Untersuchungen betrug sie bei Ein- und Austrittsspalten von je $500 \mu\text{m}$ demnach $\Delta\lambda = 2 \text{ nm}$.

Monochromator und Spiegelgehäuse werden gemeinsam über eine Turbomolekularpumpe bepumpt. Der Druck betrug stets $p < 5 \cdot 10^{-3} \text{ Pa}$. Der Monochromator ist hinter dem Austrittsspalt durch ein MgF_2 -Fenster von der Meßkammer

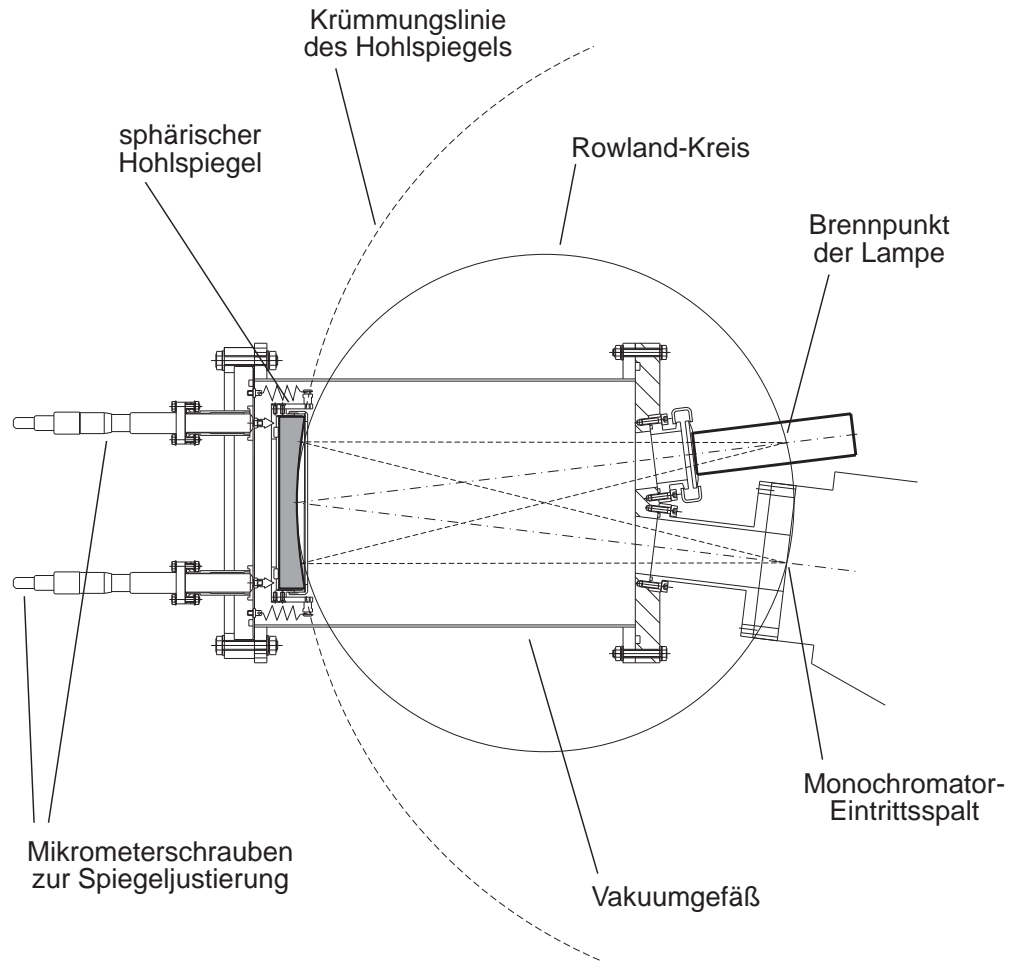


Abbildung 4.3: Schema der Spiegelapparatur zur Fokussierung des Emissionskegels der Deuteriumlampe. Brennfleck der Lampe, abbildende Spiegeloberfläche und Eintrittsspalt des Monochromators liegen auf dem sog. Rowland-Kreis, dessen Durchmesser gleich dem Krümmungsradius des Hohlspiegels ist.

getrennt. Dadurch ist das System Monochromator/Lichtquelle vakuumtechnisch isoliert und somit von Umbauten auf der Probenseite unabhängig.

Das System wurde auf einem speziell konstruierten Experimentiertisch in bequemer Arbeitshöhe von 120 cm in Raummitte aufgestellt. Somit ist auch das zweite Austrittsfenster des Monochromators, das alternativ zum ersten mittels eines Umklappspiegels eingesetzt werden kann, für Messungen zugänglich¹.

¹Gegenwärtig werden dort Experimente bzgl. des VUV-Spiegels für den HADES-RICH durchgeführt.

4.1.3 Meßkammer

Abbildung 4.4 zeigt das Schema der Meßkammer. Die einfallende Strahlung wird zur Vermeidung von Streulicht durch eine geschwärzte Doppelblende mit Lochdurchmessern von 2.2 mm bzw. 2.5 mm geführt. Dahinter befindet sich eine kupferkaschierte Epoxyscheibe mit Kreisbohrung. Über die Öffnung sind 25 μm -Drähte in Abständen von 1 mm gespannt. Dieses Gitter wird als Anode betrieben. Die Spannung ist mit +25 V so gewählt, daß alle aus der Probe austretenden Photoelektronen gesammelt werden. Dies wurde durch Sättigung des Photostroms bei dieser Anodenspannung bestätigt.

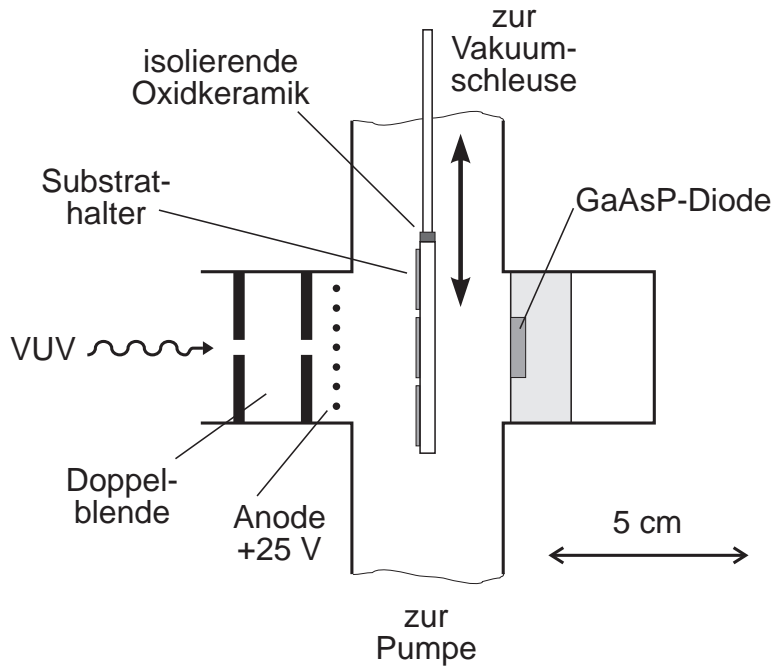


Abbildung 4.4: Querschnitt durch die Meßkammer am Monochromatormeißplatz. Die Kupfer-Beryllium-Feder zur elektrischen Kontaktierung des Substrathalters ist aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht in die Abbildung einbezogen.

An die Meßkammer kann die mit den bedampften Substraten bestückte Vakuumschleuse (siehe Abbildung 2.3) direkt angeflanscht werden. Die Schubstange kann in drei Stellungen entsprechend den drei Proben positioniert werden. Die elektrische Kontaktierung des Substrathalters, der über Zwischenstücke aus Oxidkeramik gegen die Meßkammer isoliert ist, erfolgt über eine elastische Kupfer-Beryllium-Feder. Ist der Probenschieber ganz herausgezogen, trifft das Licht am Ende der Kammer auf die Referenzdiode.

Der Aufbau kann ebenfalls für optische Transmissionsmessungen verwendet werden (siehe Kapitel 6). Hier entfallen jedoch die Gitteranode und die Kontaktfeder. Anstelle einer Diode wurde bei den entsprechenden Experimenten

ein Photomultiplier verwendet, was bei Relativmessungen wegen des Nichtvorhandenseins von Eichproblemen keine Schwierigkeiten aufwirft. Die hohe Nachweiseffizienz des Multipliers bietet sogar den Vorteil einer höheren Auflösung infolge geringerer Spaltbreiten am Monochromator.

4.1.4 Datenaufnahme

Eine deutliche Verbesserung brachte die Automatisierung der Meßdatenaufnahme [MUN95b]. Bis auf die manuelle Positionierung des Probenschiebers erfolgt die gesamte Datenaufnahme nunmehr vom Meßrechner aus. Die Winkelstellung des Monochromatorgitters und damit die Wellenlänge am Austrittsspalt wird mittels eines Schrittmotors exakt und schnell eingestellt. Das ermöglicht die Erfassung weiter Wellenlängenbereiche in kleinen Schritten innerhalb einer überschaubaren Zeit (z.B. 100 nm in Schritten von 0.5 nm binnen 10 min).

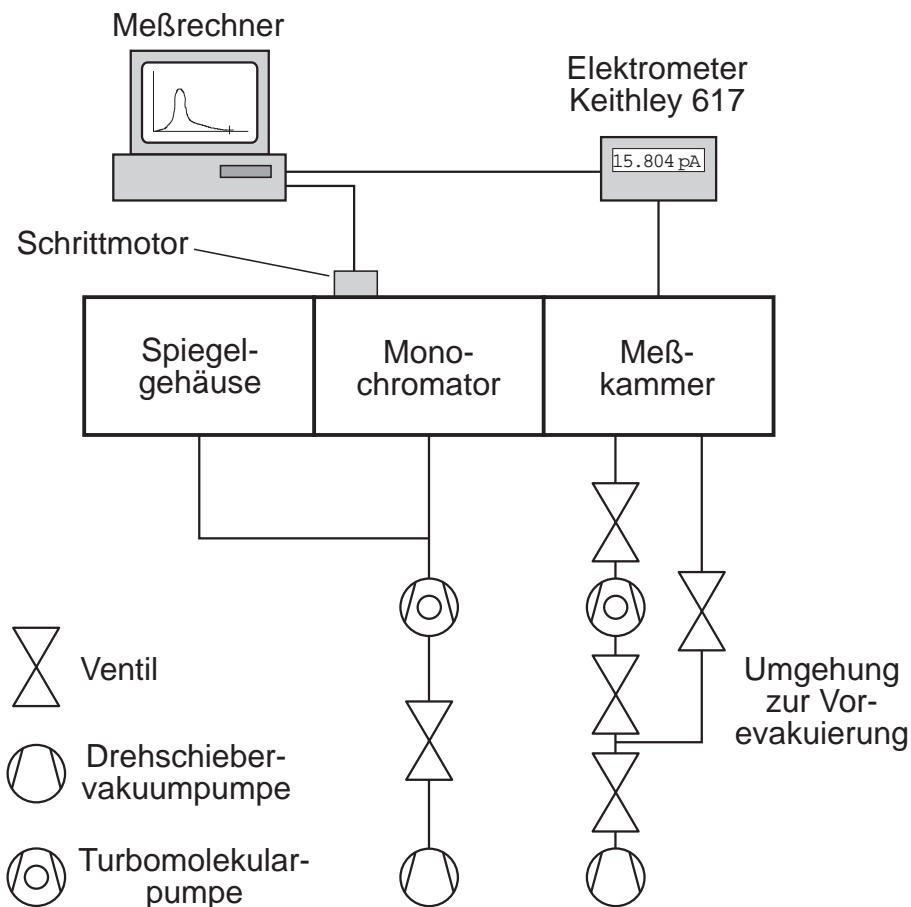


Abbildung 4.5: Prinzip der Datenaufnahme und Schema des Vakuumsystems am Monochromatormeißplatz.

Die Photostrommessung erfolgt mit einem Elektrometer vom Typ Keithley 617. Die Datenaufnahme ist in Abbildung 4.5 zusammen mit dem Vakuumsystem illustriert.

4.2 Radiometrielabor der PTB Berlin

Die Kollaboration mit der PTB Berlin ermöglichte neben der genauen Diodenkalibrierung auch die Durchführung zweier Strahlzeiten zur Messung der CsI-Quanteneffizienz im Labor der PTB bei der BESSY GmbH. Die Experimente erfolgten vor Ort in Zusammenarbeit mit Dr. Hans Rabus.

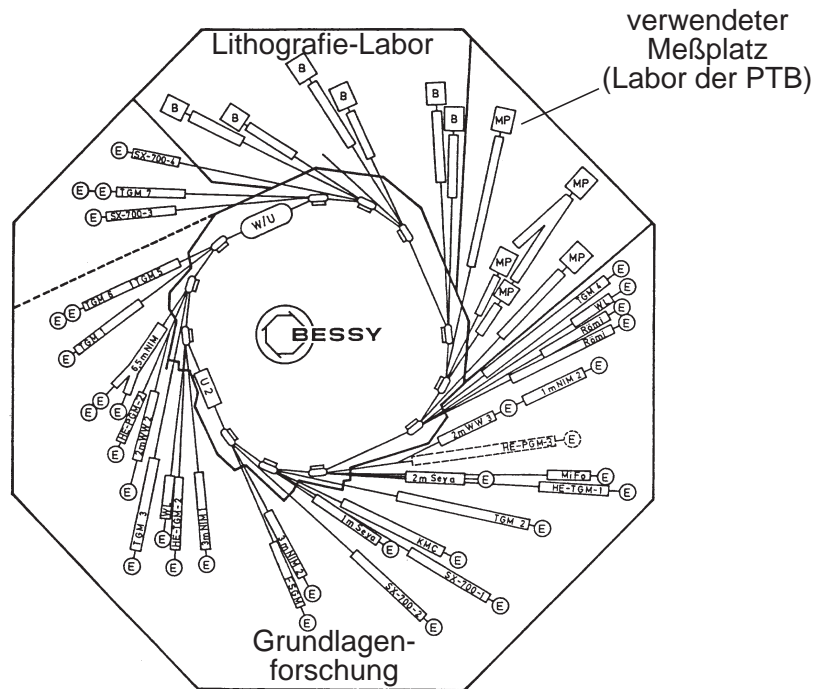


Abbildung 4.6: Schematische Übersicht über die Experimentierplätze am BESSY (Quelle: [BES91]). Skizziert sind der Speicherring und die von ihm abzweigenden Strahlrohre.

4.2.1 Die Synchrotronstrahlungsquelle BESSY

Synchrotronstrahlung aus Elektronenspeicherringen der sog. zweiten Generation ist eine bedeutende Quelle für zahlreiche Anwendungen in einem weiten Frequenzspektrum vom UV- bis in den Röntgenbereich. Die Intensität der Strahlung läßt sich über die Festlegung des Ringstroms (maximal $I = 700$ mA) vari-

ieren. Durch das strukturarme kontinuierliche Spektrum, welches keine steilen Linienflanken aufweist, werden Meßfehler durch Einstellungsungenauigkeiten am Monochromator unterdrückt. Abbildung 4.7 zeigt das gesamte Strahlungsspektrum beim Standardringstrom $I = 500$ mA.

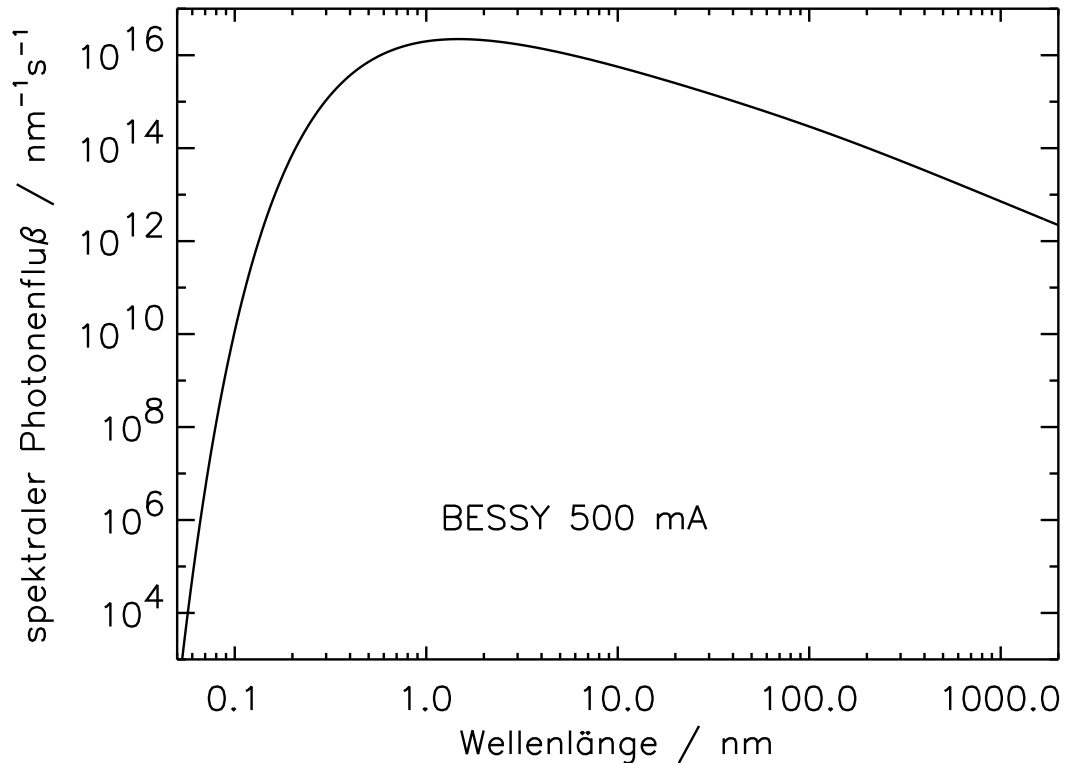


Abbildung 4.7: Strahlungsspektrum des Elektronenspeicherrings BESSY beim Standardringstrom $I = 500$ mA. Dargestellt ist der spektrale Photonfluss durch eine kreisförmige Blende von 85 mm Durchmesser in 13 m Entfernung zum Quellpunkt.

Der Strahlengang am verwendeten Meßplatz ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Ein 1 m-VUV-Monochromator in 15° -Geometrie der Fa. McPherson dient der Selektion der gewünschten Wellenlänge. Seine Spalte sind so eingestellt, daß die Auflösung 3.3 nm beträgt. Der Austrittsspalt wird über einen Ellipsoidspiegel² auf den Meßort abgebildet. Details finden sich in [LAU95a].

Um Strahlungsalterung während der Messungen zu vermeiden, wurde der Ringstrom auf $I < 1$ mA abgesenkt. Der Photonfluss im interessierenden Wellenlängenbereich lag danach am Meßort in der Größenordnung von $10^{10}/\text{cm}^2\cdot\text{s}$.

²Dabei handelt es sich quasi um ein „Ei ohne Kappen“, durch dessen Öffnungen das Licht ein- und nach Spiegelung im Inneren unter streifendem Einfall wieder austritt.

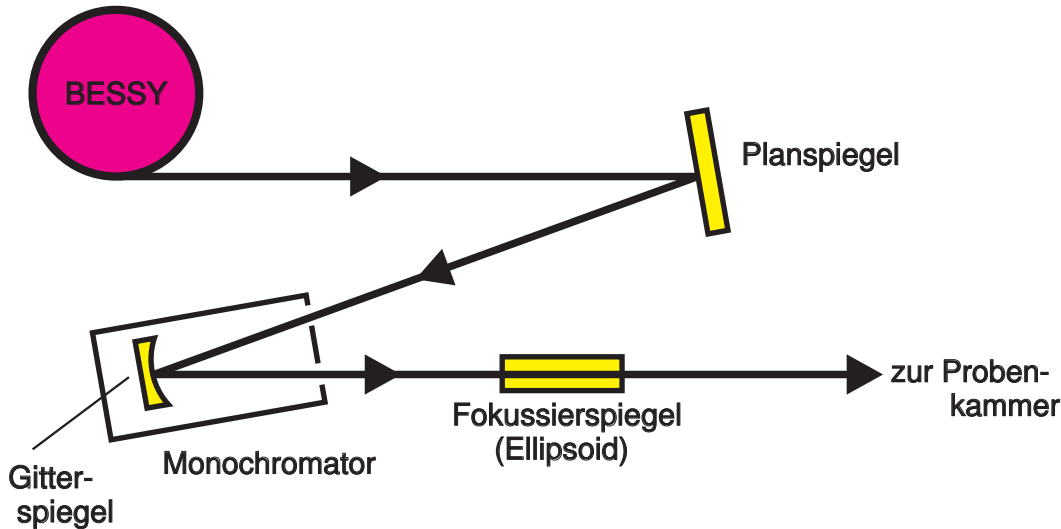


Abbildung 4.8: Strahlengang am verwendeten Meßplatz im Radiometrielabor der PTB Berlin am Elektronenspeicherring BESSY.

4.2.2 Meßkammer

Anders als in München, wo der rasche Transfer vom Herstellungsort der Proben zum Meßplatz gewährleistet ist, war für die Experimente in Berlin die Mitnahme möglichst vieler Proben in einem kompakten, evakuierten Aufbau notwendig. Das Schema der verwendeten Probenkammer ist in Abbildung 4.9 dargestellt.

Wieder dient eine geschwärzte Doppelblende (Lochdurchmesser je 2 mm) der Unterdrückung von Streulicht. Der Ellipsoidspiegel liefert eine relativ scharfe Abbildung des Austrittsspalt, abseits derer die Intensität stark abfällt. Zur Vermeidung von geometrischen Fehlern wurde deshalb der exakten Justierung der Blendenlöcher auf Strahlmitte besondere Aufmerksamkeit gewidmet. Etwa 1.5 cm hinter dem Anodengitter, das mit +100 V betrieben wird, befindet sich ein Drehteller, der für 7 Proben und die Referenzdiode Platz bietet³. Die GaAsP-Diode wurde wegen der erwähnten Flächeninhomogenität mit besonderer Sorgfalt mittig justiert. Der Teller, welcher gegen den Aufbau durch MACOR-Keramikteile isoliert ist, wird von außen mittels einer spielfreien Vakuum-Drehdurchführung positioniert. Wie in München wurde auch in Berlin zur Photostrommessung ein Elektrometer vom Typ Keithley 617 verwendet.

Der Einbau der Proben erfolgte in München unter N₂-Schutzgas in der Handschuhbox (H₂O- und O₂-Verunreinigungsanteil < 1 ppm). Danach wurde der aus CF-Normbauteilen mit Kupferdichtungen bestehende Aufbau auf $p \approx 10^{-5}$ Pa

³Beim angewendeten Meßverfahren wird BESSY nur als Quelle, nicht aber als Standard genutzt. Referenz bleibt auch hier die GaAsP-Diode.

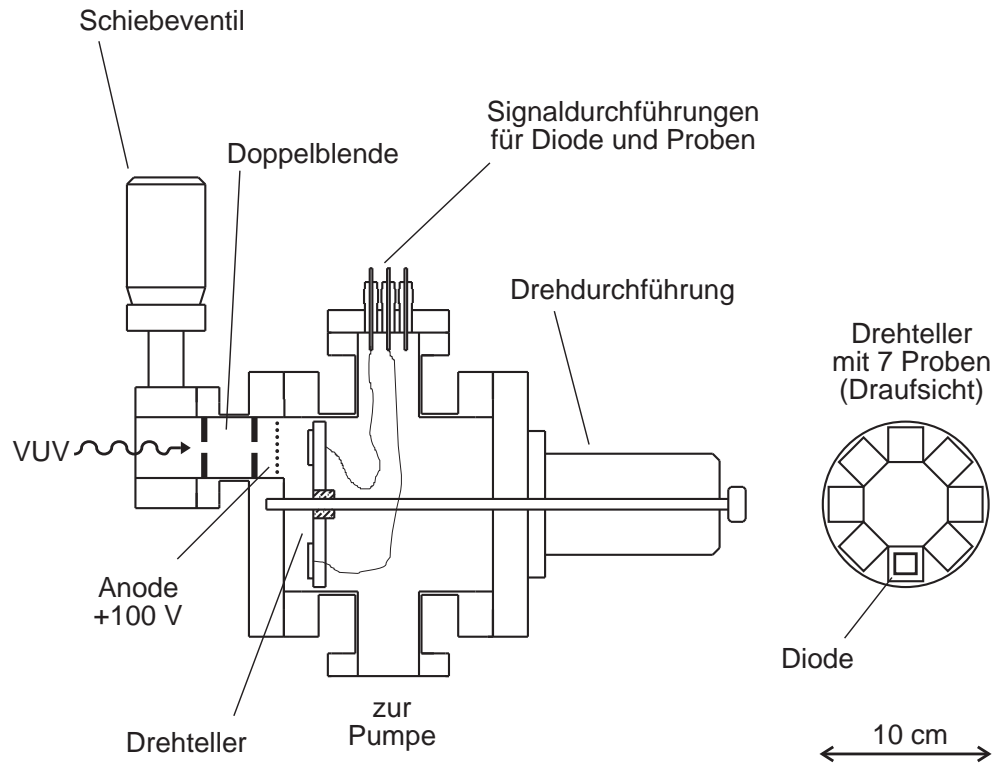


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung der Probenkammer für die Messungen an CsI bei der PTB Berlin.

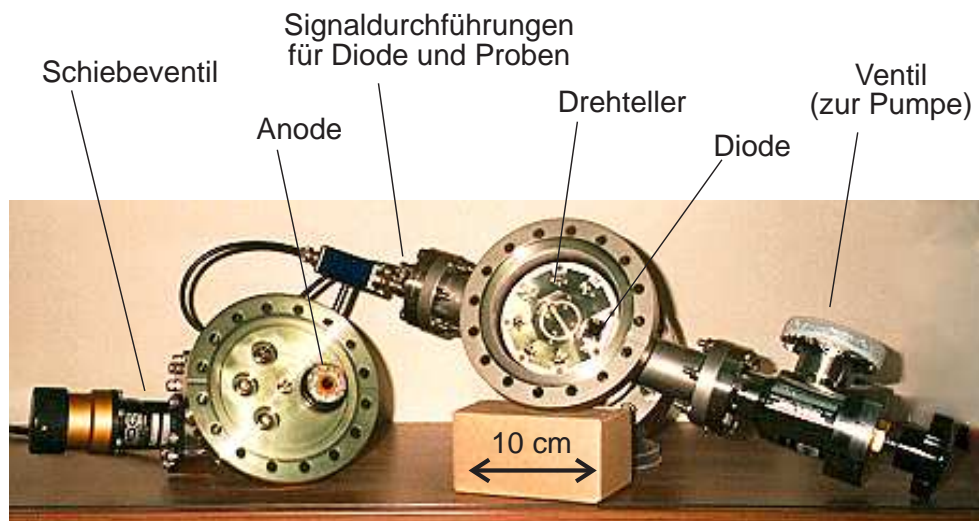


Abbildung 4.10: Photo der Probenkammer im zerlegten Zustand.

evakuiert und nach Berlin gebracht. Während der Meßzeit lag der Druck in der Kammer im unteren 10^{-4} Pa-Bereich. Auch der Rücktransport zu den Nachmessungen in München erfolgte im evakuierten Zustand. Die Kammer war sorgfältig leckgetestet worden, sodaß eine Verschlechterung des Vakuums während der Transporte allein durch Ausgasen bedingt war. Der Druck bei der Ankunft am Meßplatz ließ sich zwar nicht unmittelbar bestimmen, war jedoch so gering, daß nach Anflanschen der Probenkammer am Rezipienten kein Anstieg der dortigen Druckanzeige zu beobachten war.

Kapitel 5

Untersuchung reflektiver CsI-Photokathoden

Von einer reflektiven Photokathode spricht man, wenn die Photoelektronen von derselben Seite entnommen werden, auf der die Photonen einfallen. Für den Photonendetektor im HADES-RICH ist diese Geometrie vorgesehen. In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Messungen an reflektiven Kathoden präsentiert.

Der erste Abschnitt beschäftigt sich mit Voruntersuchungen zu diversen Parametern der Probenherstellung. Im zweiten Abschnitt folgen Untersuchungen zum Alterungsverhalten der CsI-Schichten an Luft sowie durch VUV-Bestrahlung. Die Ergebnisse der Quanteneffizienzmessungen werden in den beiden anschließenden Abschnitten vorgestellt und diskutiert. Der fünfte Abschnitt widmet sich den Konsequenzen aus den gewonnenen Erkenntnissen für den HADES-RICH. Ein kurzer Abschnitt über alternative Kathodenmaterialien (GaAs und GaN) schließt das Kapitel ab.

5.1 Voruntersuchungen zu Parametern der Probenherstellung

Es wurde untersucht, inwieweit sich die Auswirkungen verschiedener Herstellungsparameter, von denen andere Gruppen in der Literatur berichten, reproduzieren lassen. Namentlich handelt es sich dabei um die Bedampfungsrates, die nachträgliche Probenerhitzung (sog. heat enhancement) sowie die Polierung und Beschichtung der Substrate.

5.1.1 Bedampfungsrates

Bräuning et al. berichten von einer Aufdampfrate von ca. $4 \mu\text{g}/\text{cm}^2\cdot\text{s}$ bei der Herstellung ihrer Proben durch Verdampfung mittels elektrischer Widerstandsheizung [BRA93]. Dies war Anlaß zur Untersuchung der Frage, ob derart hohe Raten

auch bei der für diese Arbeit als Standardmethode eingesetzten Verdampfung mit der Elektronenstrahlkanone von Vorteil sind. Abbildung 5.1 zeigt die Ergebnisse für zwei Proben, die mit deutlich unterschiedlichen Raten von $0.1 \mu\text{g}/\text{cm}^2\cdot\text{s}$ bzw. $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2\cdot\text{s}$ bei ansonsten gleichen Parametern bedampft wurden. Um die Photoströme der CsI-Proben miteinander vergleichen zu können, wurde bei dieser Messung eine Siliziumdiode mit Quarzfenster als Referenzdetektor zur Normierung auf den einfallenden Lichtfluß benutzt. Die Abschneidekante von Quarz bei $\lambda = 160 \text{ nm}$ bewirkt, daß erst ab $\lambda = 165 \text{ nm}$ mit hinreichender Verlässlichkeit Aussagen getroffen werden können.

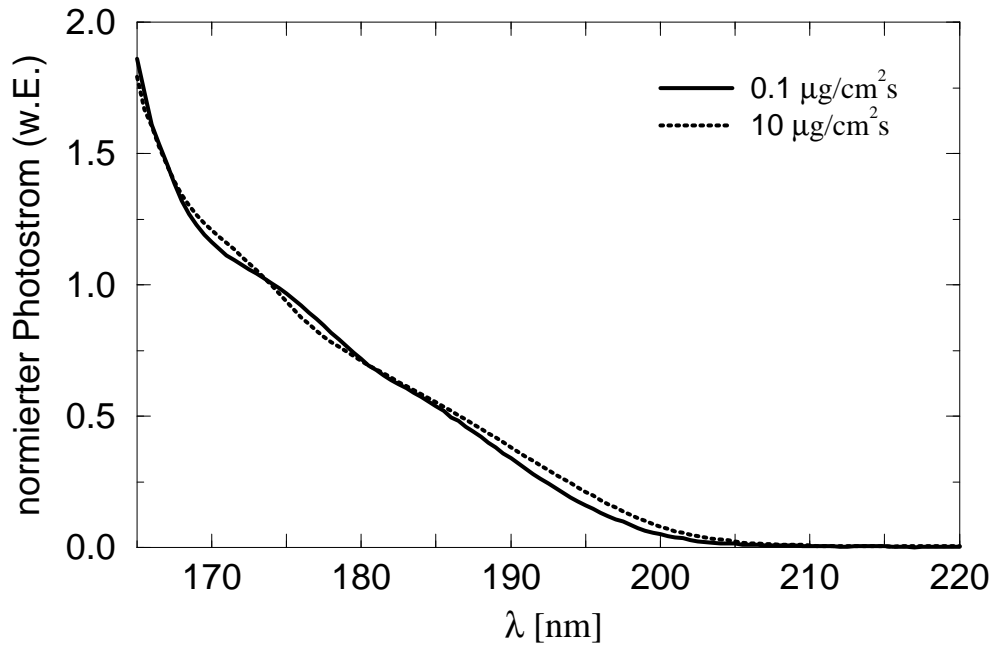


Abbildung 5.1: Vergleich der Photoströme zweier mit unterschiedlichen Bedampfungsraten mit dem Elektronenstrahlverfahren hergestellten CsI-Proben (willkürliche Einheiten). Die Normierung auf den einfallenden Photonenfluß erfolgte mit einer Siliziumdiode mit Quarzfenster.

Der Vergleich der Kurven liefert im Rahmen der Meßgenauigkeit keine Unterschiede. Ein Einfluß der Aufdampfrate auf die Eigenschaften des CsI als Photokonverter konnte mithin bei unserem Herstellungsverfahren nicht beobachtet werden. Da sich die in 2.2 beschriebene Bewegung des Elektronenstrahls über die CsI-Pille bei hoher Rate schlechter steuern läßt, das Ausgangsmaterial dadurch stärker von Furchen durchzogen wird und für einen weiteren Aufdampfprozeß nur noch eingeschränkt tauglich ist, wurde für die Präparierung aller weiterer Proben routinemäßig eine Rate von ca. $0.1 \mu\text{g}/\text{cm}^2\cdot\text{s}$ verwendet.

5.1.2 Nachträgliche Probenerhitzung

Verschiedene Gruppen berichten von einer Steigerung der Photoelektronenausbeute von CsI-Proben, die durch Joulesche Verdampfung hergestellt werden, durch mehrstündiges Erhitzen in der Vakuumapparatur auf etwa 50–60°C nach der Beschichtung [AND92, RD94, RD95, BUZ95]. Diese Nachbehandlung wird in der Literatur als „heat enhancement“ bezeichnet. Als Ursache des Effektes wird das Ausheilen von Strukturfehlern, die sich beim Ablagerungsprozeß bilden, vermutet [ALM95]. Buzulutskov et al. führen insbesondere an, daß durch die Erwärmung CsI₃- bzw. CsI₅-Moleküle in CsI und I₂ zerfallen können und das überschüssige Iod die Schicht verlassen kann [BUZ95].

Das Verfahren wurde von uns für die Elektronenstrahlverdampfung getestet. Nach dem üblichen Ausheizen von Verunreinigungen ließ man den Substrathalter auf Zimmertemperatur abkühlen. Die Substrate wurden bedampft und anschließend drei Stunden lang mittels der Halogenlampe auf 60°C erhitzt. Abbildung 5.2 zeigt den Vergleich der gemessenen Photoströme mit einer Probe, die bei einer Substrattemperatur von 100°C während der Bedampfung ohne nachfolgende Wärmebehandlung hergestellt wurde.

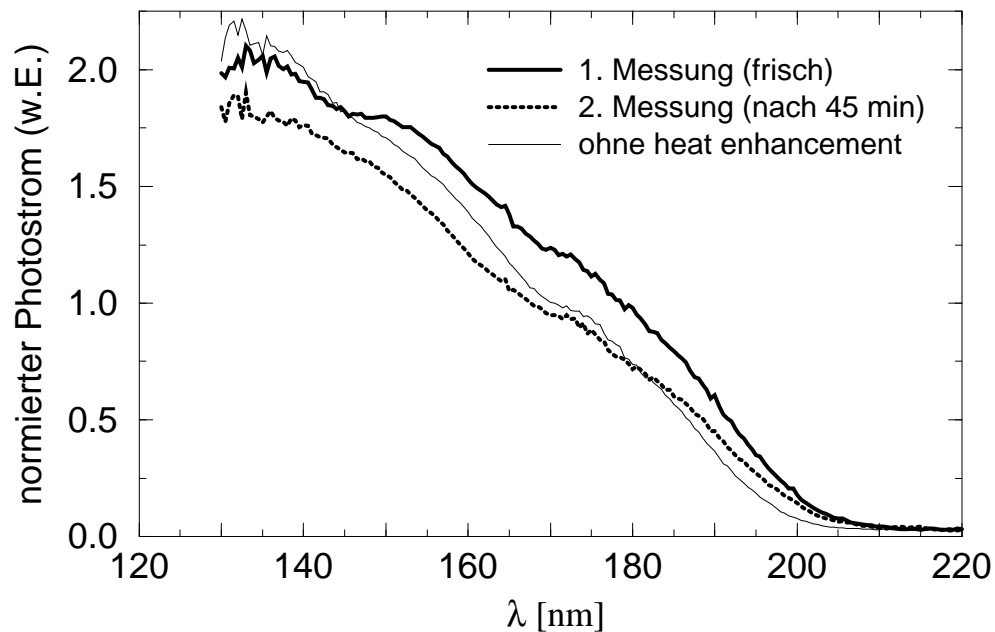


Abbildung 5.2: Photoströme von einer nach der Bedampfung wärmebehandelten CsI-Probe unmittelbar nach dem Schleusen zum Meßplatz bzw. 45 min später (willkürliche Einheiten). Zum Vergleich das Ergebnis für eine Probe ohne nachträgliche Wärmebehandlung („heat enhancement“).

Unmittelbar nach dem Transfer zum Meßplatz liefert die mit heat enhancement produzierte Photokathode demnach tatsächlich höhere Werte als die konventionelle. Jedoch sinkt die Meßkurve bereits innerhalb von nur 45 min um etwa 10–30% ab und liegt dann im Vergleich niedriger. Ein derartig rapides Alterungsverhalten unter Vakuum wurde bei herkömmlichen Proben nicht beobachtet. Insbesondere steht das Ergebnis im Widerspruch zu Untersuchungen von Buzulutskov et al., wonach die Quanteneffizienz nach heat enhancement irreversibel bei erhöhten Werten bleibt [BUZ95].

Aus den Resultaten läßt sich schließen, daß die Bedampfung kalter Substrate mit nachträglicher Wärmebehandlung für unser Herstellungsverfahren Nachteile bringt. Die Methode wurde daher nicht mehr eingesetzt.

5.1.3 Polierung und Beschichtung der Substrate

Auf der RICH-Konferenz in Uppsala¹ wurden u.a. CsI-Photokathoden ausführlich diskutiert. Dabei wurde von positiven Auswirkungen einer Polierung der Substrate berichtet. Bei den von uns verwendeten V2A-Plättchen handelt es sich zwar um poliertes Material, jedoch ist es meist von einigen feinen Kratzern durchzogen und erscheint dem optischen Eindruck nach matt. Es wurde daher untersucht, ob eine qualitativ höherwertige Polierung zu Verbesserungen führt. Im Kristalllabor am Physik-Department der TUM wurde dazu eines der Standardsubstrate nach Vorbehandlung mit SiC-Schleifblättern (Siliziumcarbid) der Spezifikation 1200 einem chemisch-mechanischen Polierverfahren mit der Substanz Syton der Fa. Logitech unterworfen. Bei letzterem handelt es sich um eine basische Flüssigkeit ($\text{pH} \approx 10$) mit SiO_2 -Kolloid (Siliziumdioxid) in einer Körnung von etwa $0.01 \mu\text{m}$. Das Substrat wird gegen eine mit dieser Flüssigkeit getränkte rotierende Polierseide gedrückt. Bei einem weiteren Plättchen wurde zusätzlich eine 5%-ige wäßrige Lösung von Na_2HCO_3 (Natriumhydrogencarbonat) verwendet. Dem optischen Eindruck nach waren beide Substrate nach der Behandlung spiegelblank und nahezu frei von Unebenheiten. Ihre Oberflächenrauigkeit lag unter $0.5 \mu\text{m}$ [STA95]. Beide Substrate wurden gemeinsam mit einem der gewöhnlichen V2A-Plättchen in ein- und demselben Prozeß bedampft.

In Abbildung 5.3 wird der auf die Silizium-Diode normierte Photostrom des CsI-Filmes auf einem der hochpolierten Substrate mit dem des unbearbeiteten verglichen. Wieder ergeben sich im Rahmen der Meßgenauigkeit keinerlei Unterschiede. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist die nahezu deckungsgleiche Kurve des zweiten hochpolierten Substrates nicht in die Darstellung aufgenommen.

Auch die Bedampfung des Plättchens mit einer dünnen Goldschicht vor der Aufbringung des CsI bringt im Vergleich zu den üblichen V2A-Substraten keine Veränderungen (siehe Abbildung 5.4). Die Ergebnisse zeigen, daß ein Nachpolieren oder Zwischenbeschichten unserer Substrate nicht erforderlich ist.

¹2nd International Workshop on RICH-Counters, 12.–16. Juni 1995, Uppsala, Schweden

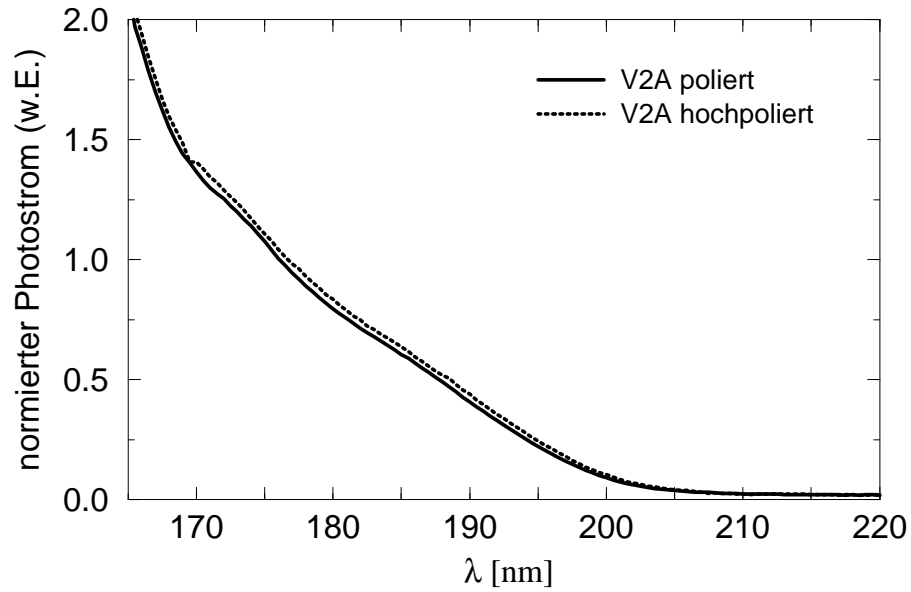


Abbildung 5.3: Vergleich der Photoströme für CsI-Proben auf einem polierten V2A-Standardsubstrat bzw. auf einem hochpolierten V2A-Substrat (willkürliche Einheiten).

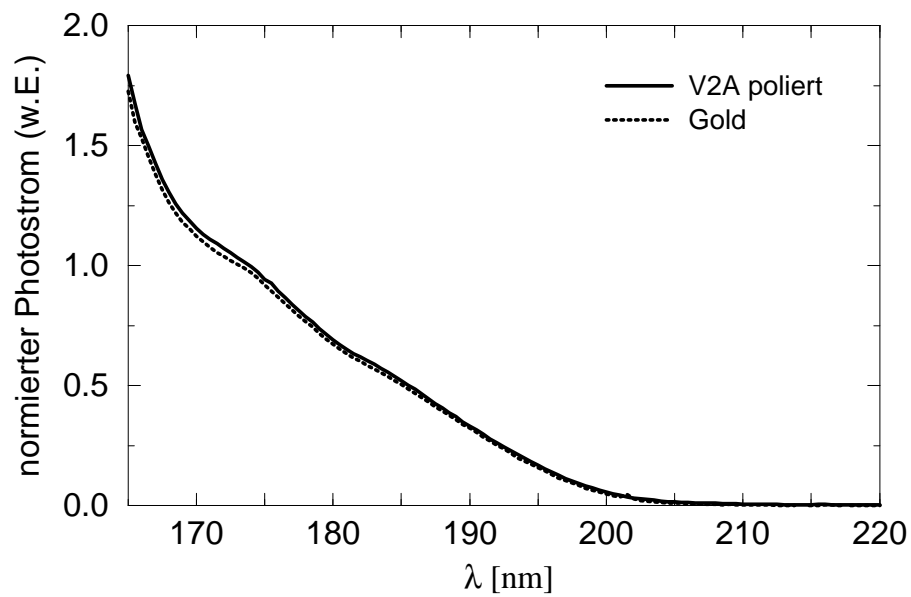


Abbildung 5.4: Vergleich der Photoströme für CsI-Proben auf einem polierten V2A-Standardsubstrat bzw. einem mit einer Goldschicht belegten Substrat (willkürliche Einheiten).

5.2 Untersuchung des Alterungsverhaltens

5.2.1 Alterung an Luft

Zur Untersuchung des Alterungsverhaltens an Luft wurde eine bei 250°C bedampfte Probe einen Tag bei 40% relativer Luftfeuchtigkeit und anschließend weitere 21 Tage zwischen 40% und 50% relativer Luftfeuchtigkeit in einem Reinraum offen gelagert. Abbildung 5.5 zeigt das Verhältnis des Photostroms der gealterten Probe zur Messung der noch frischen Probe unmittelbar nach ihrer Herstellung. Bei dem verwendeten Meßverfahren waren die Photoströme für $\lambda < 165$ nm bzw. $\lambda > 200$ nm zu gering für verlässliche Aussagen. Man erkennt, daß sich bereits ein Tag an Luft in einer Verschlechterung der Qualität um $\approx 20\%$ auswirkt. Nach insgesamt 22 Tagen ist das Emissionsvermögen für Photoelektronen schließlich weitgehend zerstört. Eine unter gleichen Umständen aufbewahrte Probe aus einer ähnlich hergestellten anderen Charge zeigte vergleichbare Alterungserscheinungen.

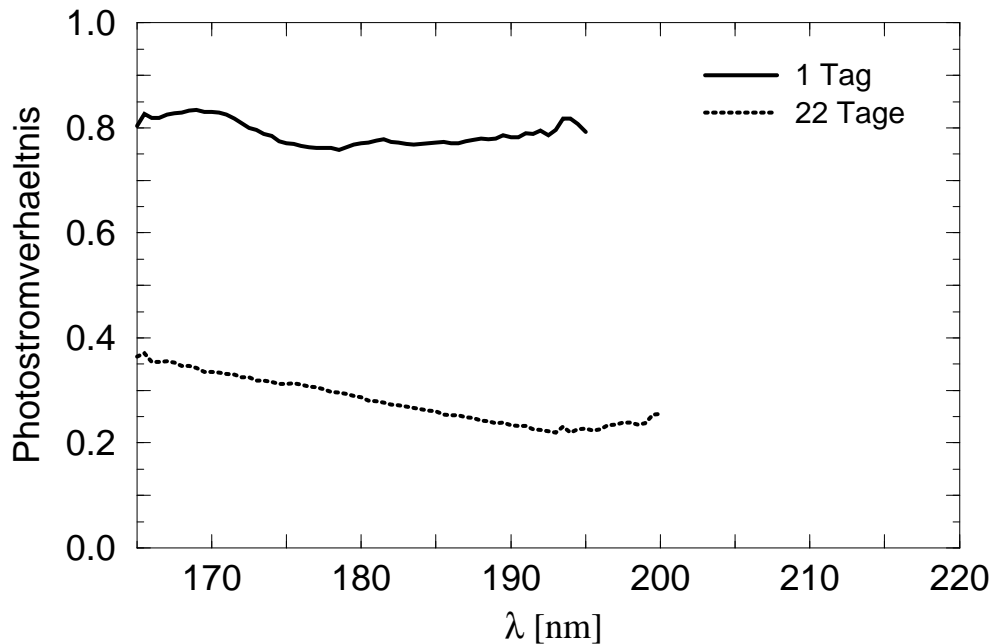


Abbildung 5.5: Alterung einer CsI-Photokathode an Luft. Dargestellt ist das Verhältnis der Photoströme der an Luft exponierten Probe zur Messung der ungealterten Probe.

Die Resultate bestätigen frühere Messungen am Institut und anderer Gruppen [LU94]. Für Oxidationsprozesse ist die Bandlücke des CsI zu hoch [LU94]; Ursache für den beobachteten Alterungseffekt dürfte deshalb die Adsorption von

Wasserdampf aus der Umgebungsluft am hygroskopischen CsI und seine anschließende Diffusion in das Material sein [LU94, MAI95a]. Im Innern der Schicht besetzen die H_2O -Moleküle Leerstellen und verkürzen als Gitterdefekte die mittlere freie Weglänge der Photoelektronen. Dies resultiert letztlich in einer Beeinträchtigung der Emissionsfähigkeit. Ein zusätzlicher Alterungsprozeß in Zusammenwirkung mit VUV-Bestrahlung wird im nächsten Abschnitt behandelt.

5.2.2 Alterung durch VUV-Bestrahlung

Die strahlungsinduzierte Alterung von CsI-Photokathoden wurde auf folgende Weise ermittelt: Eine bei 250°C mit dem Standardverfahren bedampfte Probe wurde mehrere Stunden lang breitbandig (Auflösung $\Delta\lambda \approx 16 \text{ nm}$) bei $\lambda = 180 \text{ nm}$ bestrahlt, wobei der extrahierte Photostrom im Laufe der Zeit von $I = 50 \text{ pA}$ auf $I = 40 \text{ pA}$ abnahm. In gewissen Intervallen wurde zwischendurch der Photostrom als Funktion der Wellenlänge normiert auf die Silizium-Diode mit Quarzfenster aufgezeichnet (bei einer Auflösung von $\Delta\lambda \approx 2 \text{ nm}$). In Abbildung 5.6 sind die Ergebnisse relativ zur Messung der ungealterten Probe dargestellt. Es ist ein deutlicher Alterungseffekt zu erkennen, der weitgehend von der Wellenlänge unabhängig ist. Dies steht im Widerspruch zu Beobachtungen von Lu et al., die ein stärkeres Nachlassen für größere Wellenlängen feststellten [LU95].

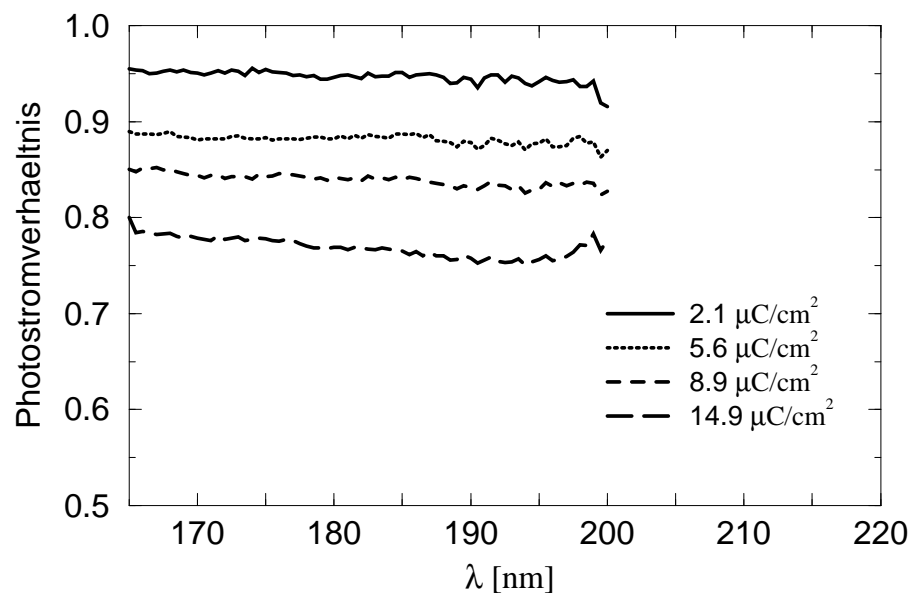


Abbildung 5.6: Alterung einer CsI-Photokathode durch VUV-Bestrahlung. Dargestellt ist das Verhältnis der Photoströme nach der Bestrahlung zur Messung der ungealterten Probe. Die beleuchtete Fläche betrug $A = 5 \text{ mm}^2$.

In Abbildung 5.7 ist die Abnahme der Photoelektronenemission bzgl. der frischen Probe als Funktion der photoelektrisch extrahierten Ladung pro Flächeneinheit aufgetragen.

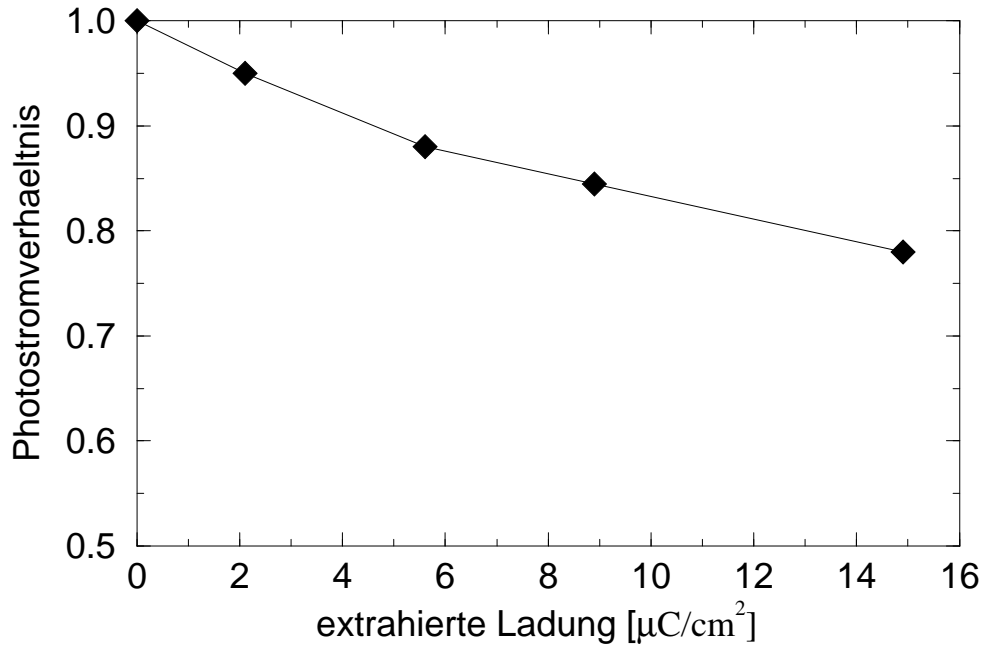


Abbildung 5.7: Abnahme des Photostroms von einer CsI-Kathode (normiert auf die Messung der ungealterten Probe) als Funktion der photoelektrisch extrahierten Ladung. Die Werte wurden für $\lambda = 170 \text{ nm} \pm 2 \text{ nm}$ ermittelt.

Anderson et al. vermuten als Grund für das Sinken des Photostroms durch VUV-Bestrahlung das Aufbrechen von Cäsium-Iod-Bindungen, in dessen Folge die Iodatome wegen ihres hohen Dampfdrucks $p \approx 100 \text{ Pa}$ (bei Zimmertemperatur) die Schicht verlassen können [AND92]. Zurück bleibt demnach ein mit Cäsiumatomen verunreinigtes CsI mit schlechter Quantenausbeute.

Eine andere Erklärung besteht darin, daß das VUV-Licht zur Photodissoziation von adsorbierten H_2O -Molekülen führt [MAI95a]. Die dabei entstehenden Radikale können dann die Bildung von CsOH- (Cäsiumhydroxid), Cs_2O - (Cäsiumoxid), und CsIO_3 -Molekülen (Cäsiumiodat) bewirken, welche aufgrund ihrer Größe nicht in die Schicht diffundieren können und deshalb an ihrer Oberfläche bleiben. Durch diese Verunreinigungslage wird die Potentialbarriere drastisch erhöht und mithin die Elektronenemission beeinträchtigt.

5.3 Messung von Quanteneffizienzen

Nach den vorbereitenden Untersuchungen wurde im Labor der PTB Berlin bei BESSY die genaue Messung der Quanteneffizienzen für 7 Proben aus vier verschiedenen Herstellungsprozessen durchgeführt. Ein noch offener Parameter bei der Verdampfung mittels Elektronenstrahl betraf die Substrattemperatur während des Aufdampfprozesses. Außerdem wurde erstmals die Laserplasma-Abscheidung eingesetzt. Tabelle 5.1 gibt Aufschluß über die Bestückung des in 4.2.2 beschriebenen Drehtellers.

Nr. der Charge	Anzahl der Proben	Herstellungsverfahren	Dicke ($\rho \cdot d$) [$\mu\text{g}/\text{cm}^2$]	Substrattemperatur bei Bedampfung [$^{\circ}\text{C}$]
1	2	Elektronenstrahl	200	100
2	2	Elektronenstrahl	200	250
3	2	Elektronenstrahl	200	20
4	1	Laserplasma	80	20

Tabelle 5.1: Charakterisierung der bei den Quanteneffizienzmessungen untersuchten Chargen.

Um Erkenntnisse über Alterungsprozesse während des Transports nach Berlin und zurück gewinnen zu können, wurden die Proben sowohl vor als auch nach den dortigen Messungen auch am Monochromatormeßplatz in München untersucht. Im folgenden wird zunächst kurz auf diese Messungen eingegangen, ehe die Ergebnisse der Berliner Strahlzeit ausführlich vorgestellt werden.

5.3.1 Messungen am Institut

Die Proben wurden jeweils kurz nach ihrer Herstellung am Monochromatormeßplatz in München in der in 4.1.3 beschriebenen Meßkammer untersucht. Die Schrittweite der Datenaufnahme betrug 0.5 nm bei einer Auflösung von $\Delta\lambda = 2$ nm. Typische Photostromspektren für diese Messungen finden sich in Abbildung 5.8.

Um auf den einfallenden VUV-Lichtfluß zu normieren, wurden die Photoströme der Proben durch die der zugehörigen GaAsP-Referenzmessung dividiert. Abbildung 5.9 zeigt die ermittelten Verhältnisse. Für Wellenlängen $\lambda < 130$ nm sind die Referenzströme für verlässliche Aussagen zu schwach. Alle Meßkurven fallen erwartungsgemäß monoton mit zunehmender Wellenlänge bzw. sinkender Photonenenergie. Die aus den Stromverhältnissen abgeleiteten Quanteneffizienzen werden in 5.4.2 (Abbildung 5.13) im Vergleich mit den Berliner Ergebnissen dargestellt.

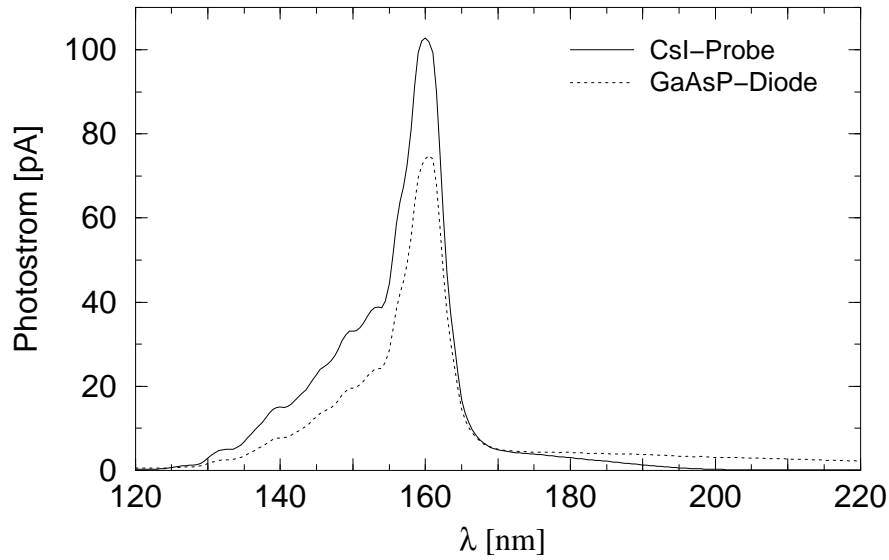


Abbildung 5.8: Typische Photoströme für die Messungen an reflektiven CsI-Photokathoden am Monochromatormessplatz am Institut.

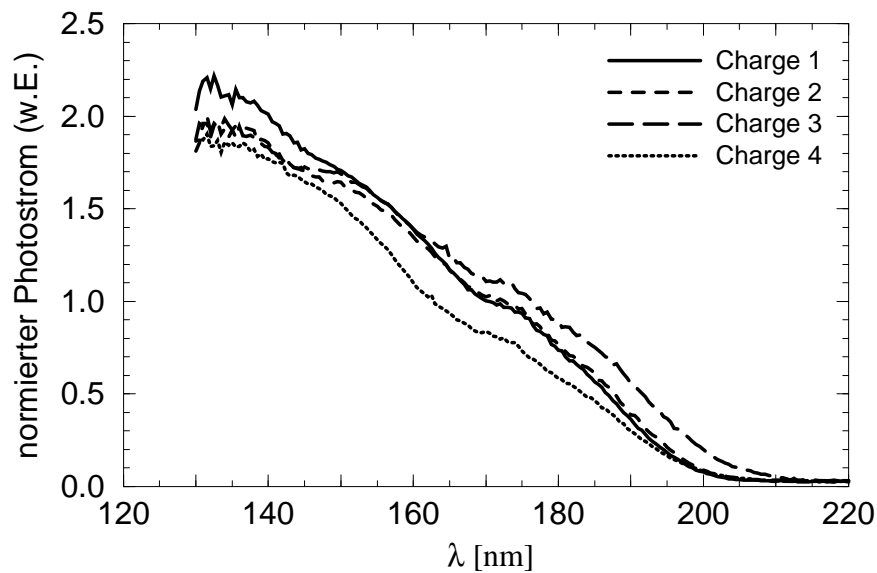


Abbildung 5.9: Vergleich der Photoströme (willkürliche Einheiten) für die vier untersuchten Charges (vgl. Tabelle 5.1). Die Messungen wurden jeweils unmittelbar nach der Herstellung durchgeführt. Die Normierung auf den einfallenden Photonfluß erfolgte mit der GaAsP-Referenzdiode.

Einige Tage nach der Berliner Strahlzeit wurden die Proben in München einer Nachmessung unterzogen. Anders als bei den Untersuchungen im unmittelbaren Anschluß an die Herstellung wurde dabei dieselbe Meßkammer wie in Berlin (siehe 4.2.2) verwendet. Die geänderten geometrischen Verhältnisse machten eine Aufweitung der Monochromatorspalte erforderlich. Die Messungen erfolgten deshalb bei einer Auflösung $\Delta\lambda = 4$ nm, wobei eine Schrittweite von 5 nm gewählt wurde. Die höchsten Photoströme der CsI-Proben lagen knapp über 30 pA. Verlässliche Messungen waren nur für Wellenlängen $\lambda > 140$ nm durchführbar. In Abbildung 5.10 sind die aus dem Referenzverfahren ermittelten Quanteneffizienzen dargestellt. Eine Diskussion dieser Ergebnisse folgt in 5.4.2.

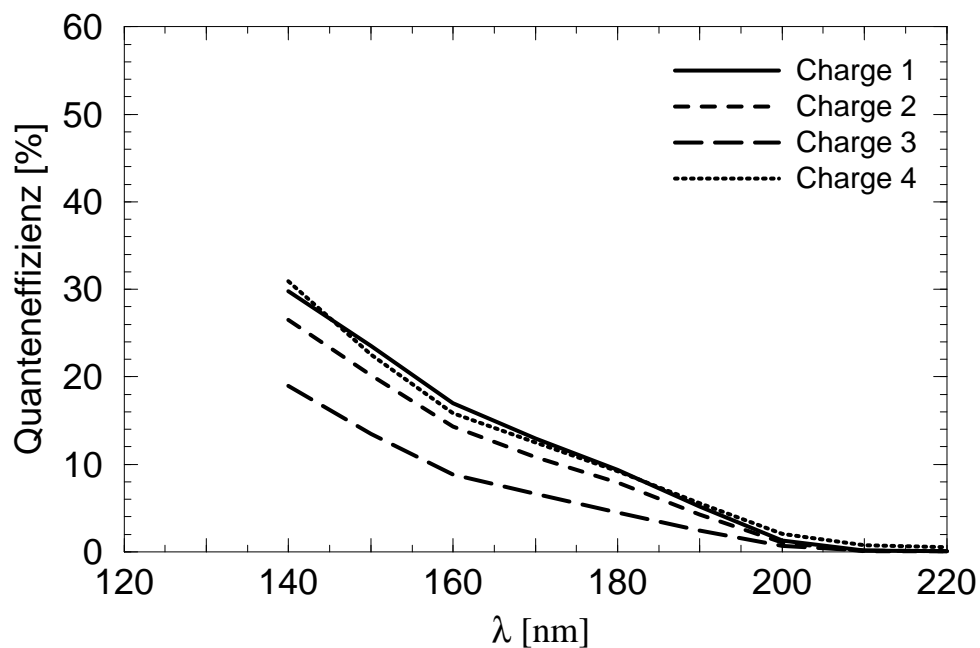


Abbildung 5.10: Ergebnis der Quanteneffizienzmessungen an den vier Chargen (siehe Tabelle 5.1) am Institut einige Tage nach der Strahlzeit in Berlin.

5.3.2 Messungen bei der PTB Berlin

Bei der Montage der Probenkammer am Strahlrohr im Radiometrielabor der PTB wurde die Doppelblende mit großer Sorgfalt auf den stark fokussierten VUV-Strahl ausgerichtet, um Meßfehler durch Abschattungseffekte auszuschließen (siehe 4.2.2). Der Monochromator wurde mit denselben Spaltbreiten wie bei

der Kalibrierung der GaAsP-Referenzdiode betrieben. Es waren mithin keine auflösungsbedingten Korrekturen für das Vergleichsverfahren nötig.

In Abbildung 5.11 sind typische Photoströmspektren für eine CsI-Probe und die Referenzdiode zu sehen, wie sie während der Strahlzeit auftraten. Die niedrigen Ströme im Bereich $\lambda = 120\text{--}125\text{ nm}$ sind auf die Verwendung eines MgF_2 -Filters (Abschneidekante $\lambda_{\text{grenz}} \approx 115\text{ nm}$) im Strahlengang zurückzuführen. Es wurde jeweils im Wellenlängenbereich $120\text{ nm} \leq \lambda \leq 220\text{ nm}$ bei einer Schrittweite von 5 nm gemessen. Die Ausweitung des Meßbereiches am kurzwelligen Ende auf Wellenlängen $\lambda < 140\text{ nm}$ stellt in der gesamten Literatur ein Novum dar.

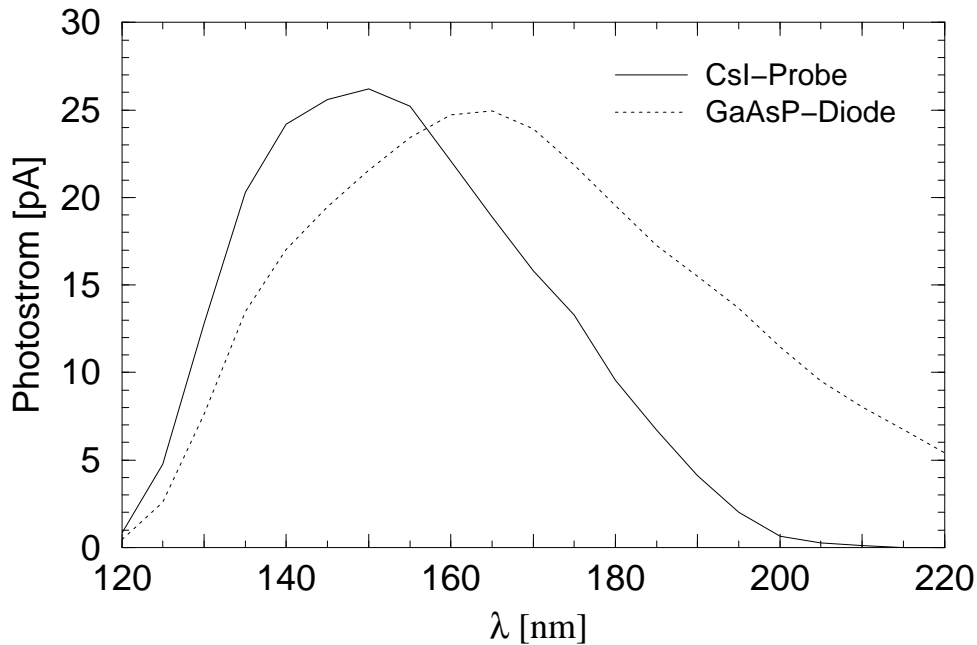


Abbildung 5.11: Typische Photoströme für die Messungen bei der PTB Berlin.

Die erreichten Ströme waren kleiner als angestrebt, da es beim Absenken des Elektronenstroms im Speicherring zu technischen Problemen am Steuerungscomputer gekommen war. Diese Absenkung war zur Vermeidung von Strahlungsalterung während des Experiments erforderlich, da der normale BESSY-Ringstrom einen viel zu hohen Photonenfluß hervorgebracht hätte. Bei der Messung wurde dem Picoampère-Meter nach dem Ansteuern jedes neuen Meßpunktes eine Einschwingzeit von einigen Sekunden gelassen und anschließend zur Verringerung von statistischen Fehlern über fünf Meßwerte gemittelt. Vor und nach jeder einzelnen Probenmessung wurde ein Diodenspektrum aufgezeichnet und der Mittelwert dieser beiden Spektren als Referenz herangezogen. Dadurch sollte eine

eventuelle zeitliche Veränderung der einfallenden Intensität ausgeglichen werden. Nach einer Dunkelstromkorrektur wurde das Verhältnis der Photoströme von Probe und Referenz ermittelt und daraus über die Kalibrationstabelle der GaAsP-Diode die Quanteneffizienz des CsI berechnet.

In Tabelle 5.2 sind die Quanteneffizienzen für die verschiedenen Proben aufgeführt. Eine Diskussion der Meßfehler erfolgt in 5.4.1. Die Werte für verschiedene Proben einer Charge sind im Rahmen der Meßgenauigkeit gleich. Dies läßt auf die gute Beherrschung des Herstellungsprozesses schließen.

λ [nm]	Quanteneffizienz [%]						
	Probe 1-1	Probe 1-2	Probe 2-1	Probe 2-2	Probe 3-1	Probe 3-2	Probe 4
120	52.0±2.7	50.1±1.2	52.0±3.8	49.6±1.2	39.4±2.4	37.3±2.3	51.2±4.3
125	47.7±1.1	47.9±1.0	43.6±1.3	42.2±1.0	33.3±0.8	32.8±0.8	47.5±2.2
130	41.8±0.9	42.2±0.9	37.9±0.8	36.8±0.8	27.7±0.6	27.2±0.6	40.3±1.4
135	35.6±0.7	35.7±0.8	31.6±0.7	30.6±0.7	21.9±0.5	21.5±0.5	33.6±0.9
140	31.5±0.7	31.8±0.7	27.9±0.6	26.8±0.6	18.4±0.4	18.0±0.4	29.7±0.7
145	27.9±0.6	28.1±0.6	24.3±0.5	23.3±0.5	15.6±0.3	15.3±0.3	26.0±0.6
150	24.7±0.5	24.9±0.5	21.2±0.5	20.3±0.4	13.3±0.3	13.1±0.3	22.8±0.5
155	21.3±0.5	21.4±0.5	18.1±0.4	17.3±0.4	11.1±0.2	10.9±0.2	19.5±0.4
160	17.7±0.4	17.9±0.4	15.0±0.3	14.3±0.3	8.9±0.2	8.8±0.2	16.2±0.3
165	15.3±0.3	15.3±0.3	12.8±0.3	12.2±0.2	7.5±0.2	7.4±0.1	14.0±0.3
170	13.4±0.2	13.4±0.2	11.3±0.2	10.8±0.2	6.5±0.1	6.4±0.1	12.5±0.2
175	12.3±0.2	12.3±0.2	10.2±0.2	9.7±0.2	5.8±0.1	5.7±0.1	11.3±0.2
180	9.7±0.2	9.7±0.2	7.9±0.2	7.6±0.1	4.4±0.1	4.4±0.1	9.1±0.2
185	7.7±0.1	7.7±0.1	6.4±0.1	6.2±0.1	3.5±0.1	3.5±0.1	7.5±0.2
190	5.3±0.1	5.2±0.1	4.4±0.1	4.3±0.1	2.4±0.1	2.4±0.1	5.4±0.1
195	2.9±0.1	2.8±0.1	2.5±0.1	2.8±0.1	1.3±0.0	1.3±0.1	3.1±0.1
200	1.1±0.0	1.0±0.0	1.1±0.1	1.1±0.0	0.6±0.0	0.6±0.1	1.4±0.1
205	0.3±0.0	0.3±0.0	0.3±0.1	1.3±0.0	0.2±0.0	0.2±0.1	0.5±0.1
210	0.1±0.0	0.1±0.0	0.1±0.1	0.1±0.0	0.1±0.0	0.1±0.1	0.2±0.1
215	0.0±0.0	0.0±0.0	0.0±0.1	0.1±0.0	0.0±0.0	0.0±0.1	0.0±0.2

Tabelle 5.2: Quanteneffizienzen einschließlich absoluter Meßfehler für die untersuchten CsI-Photokathoden in Prozent.

In Abbildung 5.12 werden die vier Chargen graphisch verglichen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind nur für die beste Kurve die Fehlerbalken mit eingetragen.

Die höchsten Quanteneffizienzen wurden für eine Elektronenstrahlverdampfung bei einer Substrattemperatur von 100°C erreicht; die Kurve für eine Bedampfung bei 250°C liegt etwas niedriger. Die bei Zimmertemperatur bedampften Proben fallen dagegen stark ab. Die Werte für die Laserplasma-Probe liegen zwischen den beiden besten Kurven für das Elektronenstrahlverfahren. Noch läßt sich nicht sagen, ob eine weitere Optimierung der Laserplasma-Abscheidung zu höheren Quanteneffizienzen führen wird. Als Ergebnis bleibt festzuhalten, daß

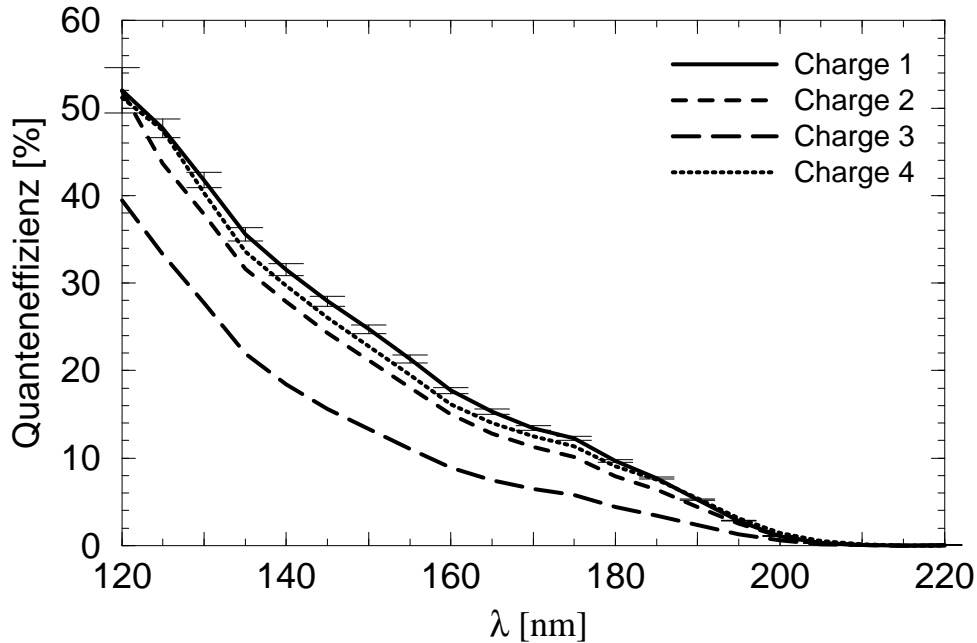


Abbildung 5.12: Quanteneffizienzen der vier untersuchten Chargen (vgl. Tabelle 5.1) bei der Strahlzeit in Berlin.

beim Elektronenstrahlverfahren ein Heizen der Substrate während der Bedampfung erforderlich ist, wobei eine Temperatur von 100°C als optimal gelten kann. Eine denkbare Erklärung dieses Effektes ist, daß die erhöhte Substrattemperatur eine geordnetere Schichtbildung ermöglicht und zugleich die Haftwahrscheinlichkeit für H_2O -Moleküle des Restgases reduziert [MAI95a].

5.4 Diskussion der Meßergebnisse

5.4.1 Fehlerdiskussion

Im Unterschied zu allen bisher veröffentlichten Meßergebnissen anderer Gruppen können für unsere in Berlin erzielten Resultate erstmalig verlässliche und enge Fehlerbalken angegeben werden [RAB95]. Tabelle 5.3 gibt einen Überblick über die einzelnen Meßunsicherheiten. Die Oberflächeninhomogenität der GaAsP-Diode geht dabei mit 1.5% als Hauptbeitrag ein. Die Unsicherheit der Kalibrierung beträgt 0.7% für Wellenlängen $\lambda \geq 170$ nm und 1.2% für $\lambda < 170$ nm. Da die Diode nur in 10 nm-Schritten kalibriert ist, wurde für die 5 nm-Zwischenwerte eine Interpolation mit Spline-Funktionen durchgeführt. Die Unsicherheit dieses Verfahrens ist in den Fehlerbalken mit 0.2–0.6% berücksichtigt, je nachdem

Oberflächeninhomogenität der GaAsP-Diode	1.5%
Unsicherheit der Dioden-Kalibrierung	1.2% für $\lambda < 170$ nm 0.7% für $\lambda \geq 170$ nm
Interpolation der Dioden-Kalibrierung mit kubischen Splines	0.2–0.6% für 5 nm-Zwischenwerte
zeitliche Veränderung des Photonенflusses	< 0.3%
Meßungenauigkeit des Picoampèremeters und Dunkelstromkorrektur	zusammen 0.1%
Gesamte Meßunsicherheit	1.8–2.0%

Tabelle 5.3: Zusammenstellung der einzelnen Beiträge zur Meßunsicherheit für die Quanteneffizienzmessungen in Berlin. Bei den angegebenen Werten handelt es sich um relative Fehler.

wie stark strukturiert die spektrale Empfindlichkeit der Diode im entsprechenden Wellenlängenbereich ausfällt. Die zeitliche Veränderung des Photonенflusses führt zu einer Unsicherheit < 0.3%, außer an den Rändern des Meßbereiches, also für $\lambda < 130$ nm bzw. $\lambda > 205$ nm, wo sie sich wegen der geringeren Meßwerte stärker auswirkt. Eine untergeordnete Rolle spielen dagegen mit 0.1% die Meßungenauigkeit der Photoströme nach Mittelung über fünf einzelne Elektrometermeßwerte je Wellenlängeneinstellung und die Dunkelstromkorrektur.

Die Wurzel aus der quadratischen Summe aller Meßunsicherheiten liegt den in Tabelle 5.2 und Abbildung 5.12 individuell für jeden einzelnen Meßwert angegebenen absoluten Fehlern zugrunde.

Die Messungen am Monochromator am Institut sind mit erheblich größeren Unsicherheiten behaftet als die in Berlin. Folgende systematische Fehler treten auf:

1. Die Kalibrationsunsicherheit der GaAsP-Diode trägt bis zu 1.2% bei.
2. In der Ungenauigkeit der Ausrichtung der Referenzdiode auf die Strahlrichtung schlägt sich die Oberflächeninhomogenität des GaAsP nieder. Man beachte, daß der Abstand zwischen Doppelblende und Diodenposition in der Meßkammer am Monochromator etwa 5 cm beträgt, sodaß die Justierung mit deutlich größeren Unsicherheiten als bei der Berliner Meßkammer verbunden ist (dort: Abstand wenige mm). Dieser Fehlerbeitrag wird aus der Maßtoleranz der verwendeten Bauteile sowie der Inhomogenität der Diode mit etwa 5% abgeschätzt. Er spielt nur für die Messungen am Institut vor der Berliner Strahlzeit eine Rolle, da nach der Rückkehr dieselbe Meßkammer wie in Berlin benutzt wurde.

3. Durch Messungen unter Verwendung verschiedener Filter (Plexiglas, Quarzglas, CaF_2) im Strahlengang wurde der Streulichtanteil als stets kleiner als 3% ermittelt.

Hinzu kommt noch der statistische Fehler, zu dem die Positionierung der Proben (bzw. die Oberflächeninhomogenität des CsI), die Intensitätsschwankungen der Lichtquelle, die Meßunsicherheit des Keithley-Elektrometers sowie das Signal/Rausch-Verhältnis beitragen. Der gesamte statistische Fehler kann aus dem Vergleich der Meßwerte zahlreicher auf ähnliche Weise hergestellter Proben mit maximal 7% für den Bereich $\lambda = 140\text{--}200\text{ nm}$ abgeschätzt werden. Außerhalb dieser Region ist der Fehler aufgrund der geringeren Lichtintensität entsprechend größer.

Insbesondere wegen des systematischen Fehlers im Zusammenhang mit der Justierung des Referenzdetektors ist es möglich, daß die vor der Berliner Strahlzeit in München ermittelten Quanteneffizienzen zu groß erscheinen. Da der Aufbau und mithin die Diodenposition zwischen den Messungen nicht verändert wurde, kann man aber die Daten auf jeden Fall für Relativaussagen, also zum qualitativen Vergleich verschiedener Proben heranziehen.

5.4.2 Alterung durch Aufbewahrung und Transport

Ein Vergleich der vor den Berliner Messungen in München ermittelten Quanteneffizienzen der vier Chargen mit den Ergebnissen der Strahlzeit (Abbildung 5.13) zeigt in allen Fällen deutliche Diskrepanzen. Wegen der vermuteten systematischen Fehler in München ist eine Absolutaussage über Alterungserscheinungen durch Aufbewahrung und Transport daraus jedoch nicht möglich. Beim Vergleich fällt aber auf, daß die Werte für die Elektronenstrahl-Proben bei den Münchener Messungen enger zusammenliegen als bei denen in Berlin. Daraus läßt sich schließen, daß die verschiedenen Chargen bis zur Messung in Berlin unterschiedlich gealtert sein müssen. Insbesondere liefert die bei Zimmertemperatur bedampfte Charge unmittelbar nach ihrer Herstellung für $\lambda > 160\text{ nm}$ noch die besten Resultate, während sie später deutlich am schlechtesten liegt. Offenbar war die Transport- und Lagerungsalterung bei diesen Proben mit Abstand am größten. Dies steht im Einklang mit der in 5.1.2 gemachten Beobachtung eines raschen Nachlassens der Photoelektronenemission der bei Zimmertemperatur bedampften und anschließend wärmebehandelten Proben.

Es wird betont, daß die unterschiedlichen Alterungen der Chargen keinesfalls auf die Behandlung der Proben zurückgeführt werden können: Alle wurden in München nach der Messung in derselben N_2 -Handschuhbox bei einem Wasserdampfgehalt unter 1 ppm aufbewahrt, nach einigen Tagen gemeinsam in den Probensteller eingesetzt und unter Vakuum nach Berlin transferiert. Die Alterung repräsentiert auch nicht die Dauer der Lagerung, da die am wenigsten

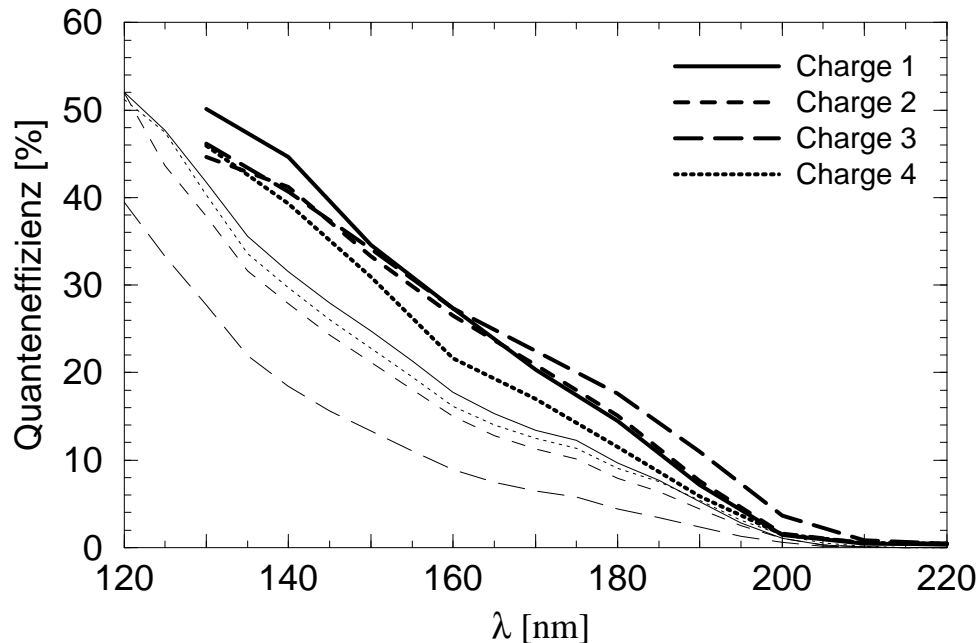


Abbildung 5.13: Vergleich der Quanteneffizienzmessungen am Institut unmittelbar nach der Probenherstellung und bei der Strahlzeit in Berlin (zur Charakterisierung der Chargen siehe Tabelle 5.1).

gealterte Probe am längsten aufbewahrt worden war, die am stärksten gealterte hingegen sogar am kürzesten. Als Ergebnis ist daher festzustellen, daß die Elektronenstrahlbedampfung bei einer Substrattemperatur von 100°C und die Laserplasma-Abscheidung auf ungeheizte Substrate die geringsten Alterungseffekte durch Lagerung bzw. Transport der Proben zeigen.

In Abbildung 5.14 werden die Ergebnisse der Nachmessungen in München denen der Berliner Strahlzeit gegenübergestellt. Da in beiden Fällen dieselbe Meßkammer verwendet wurde, ist hier ein Vergleich der Absolutwerte sinnvoll.

Die in München nach der Rückkehr gemessenen Quanteneffizienzen bestätigen innerhalb der Fehlergrenzen die Berliner Ergebnisse. Da bei den verglichenen Experimenten zwei völlig unterschiedliche Lichtquellen und Abbildungssysteme verwendet wurden, ist diese Übereinstimmung ein starker Beleg für die Verlässlichkeit des Meßverfahrens. Hinsichtlich der Transport- und Lagerungsalterung der Proben läßt sich feststellen, daß diese zum Stillstand gekommen ist.

Insgesamt kann man aus den Gegenüberstellungen schließen, daß nach der Probenherstellung zwar gewisse Alterungserscheinungen auftreten, die Quanteneffizienz jedoch nach einigen Tagen einen stabilen Wert erreicht.

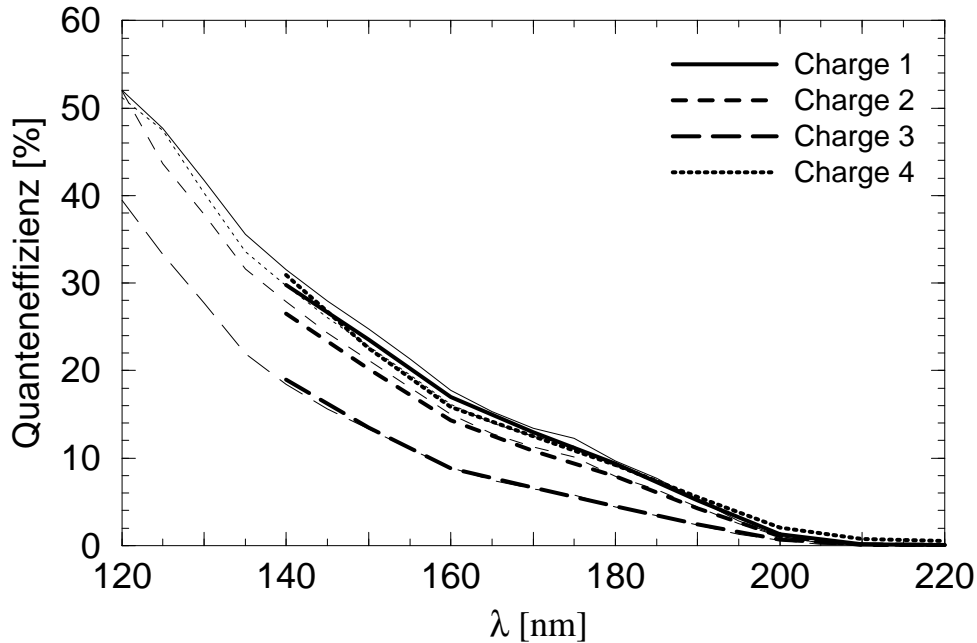


Abbildung 5.14: Vergleich der Quanteneffizienzmessungen am Institut einige Tage nach der Berliner Strahlzeit mit den in Berlin ermittelten Werten (zur Charakterisierung der Chargen siehe Tabelle 5.1).

5.4.3 Bestimmung der Schwellenenergie für die Emission von Photoelektronen aus CsI

Die in 1.2 eingeführte Schwellenenergie E_{PE} für die Emission von Photoelektronen repräsentiert laut Gleichung 1.1 die Summe von Bandlücke E_G und Oberflächenbarriere (bzw. Elektronenaffinität) E_A . Sie kann aus dem langwelligen Ende der Quanteneffizienzkurve, d.h. dem Absinken der Werte unter einen bestimmten Grenzwert ermittelt werden. Die Wahl des Grenzwertes ist dabei letztlich willkürlich und wird im folgenden mit $Q = 0.1\%$ getroffen, da eine geringere Festlegung bereits in der Größenordnung des absoluten Meßfehlers liegen würde. Die graphische Bestimmung wird durch ein halblogarithmisches Diagramm der Quanteneffizienzen erleichtert. Abbildung 5.15 zeigt in solcher Darstellung die Ergebnisse der Berliner Strahlzeit (vgl. Abbildung 5.12).

In Tabelle 5.4 sind für die vier Chargen die Wellenlängen λ_{PE} und die zugehörigen Energien E_{PE} für die Schwelle der Photoelektronenemission im Vergleich mit zwei Literaturangaben [SOM68, POO75] aufgeführt. Die Unterschiede zwischen den verschiedenen Herstellungsmethoden fallen eher gering aus. Die kleinere Schwellenenergie für Laserplasma-präparierte Proben kann aber als Hin-

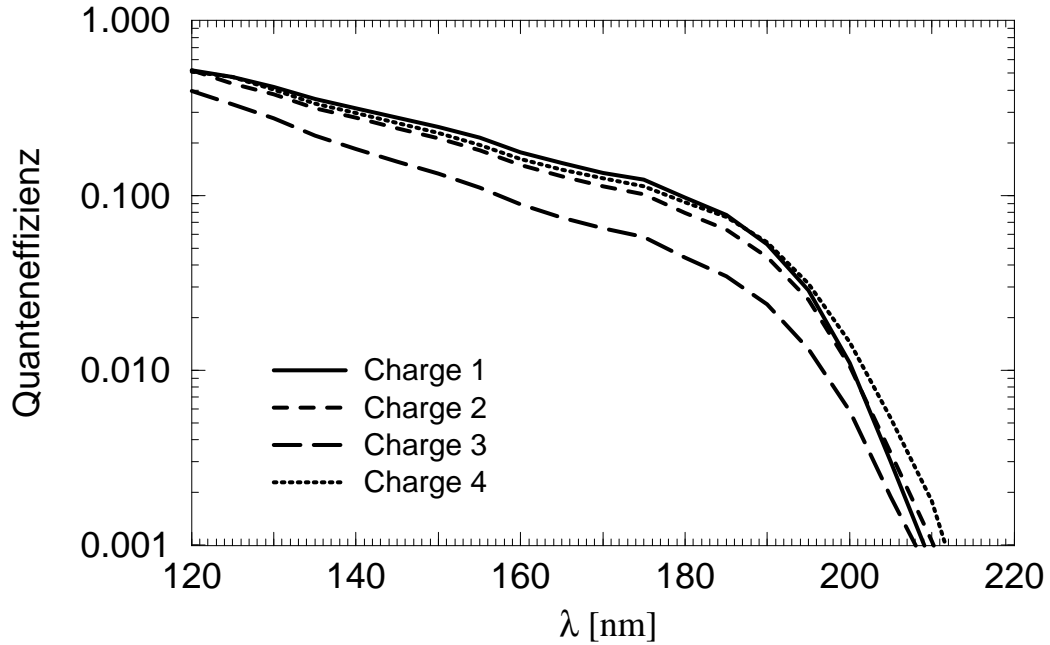


Abbildung 5.15: Halblogarithmische Darstellung der in Berlin gemessenen Quanteneffizienzen der vier Chargen (vgl. Tabelle 5.1).

Chargen-Nr.	λ_{PE} [nm]	E_G [eV]	E_A [eV]	E_{PE} [eV]
1	209.0	—	—	5.93
2	210.0	—	—	5.90
3	208.0	—	—	5.96
4	211.5	—	—	5.86
[SOM68]	194	6.3	0.1	6.4
[POO75]	197	6.2	0.1	6.3

Tabelle 5.4: Schwellenwellenlängen λ_{PE} bzw. -energien E_{PE} für die Emission von Photoelektronen für die Messungen in Berlin (zur Charakterisierung der Chargen siehe Tabelle 5.1). Die Literaturangaben [SOM68, POO75] sind nach Bandlücke E_G und Oberflächenbarriere E_A aufgeschlüsselt.

weis auf eine verminderte Oberflächenbarriere interpretiert werden. Generell ist festzustellen, daß die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Schwellen deutlich kleiner ausfallen als die Literaturwerte. Insbesondere ergibt sich unter Zugrundelegung der in der Literatur angenommenen Bandlücken E_G aus Gleichung 1.1 sogar eine negative Elektronenaffinität. Zwar ist dies prinzipiell möglich, dennoch kann wohl davon ausgegangen werden, daß die Bandlücke von CsI nicht bishe-

rigen Literaturangaben entspricht. Eine direkte Bestimmung der Bandlücke aus den Quanteneffizienzmessungen oder aus den optischen Transmissionsmessungen an CsI (siehe 6.1) ist nicht möglich.

5.4.4 Vergleich mit früheren Messungen am Institut

Abbildung 5.16 setzt die neuen Ergebnisse in Relation zu den früheren Messungen am Institut. Die in der Einleitung zu dieser Arbeit erwähnten Hinweise auf eine gegenüber vorherigen Untersuchungen geringere Quanteneffizienz des CsI werden bestätigt.

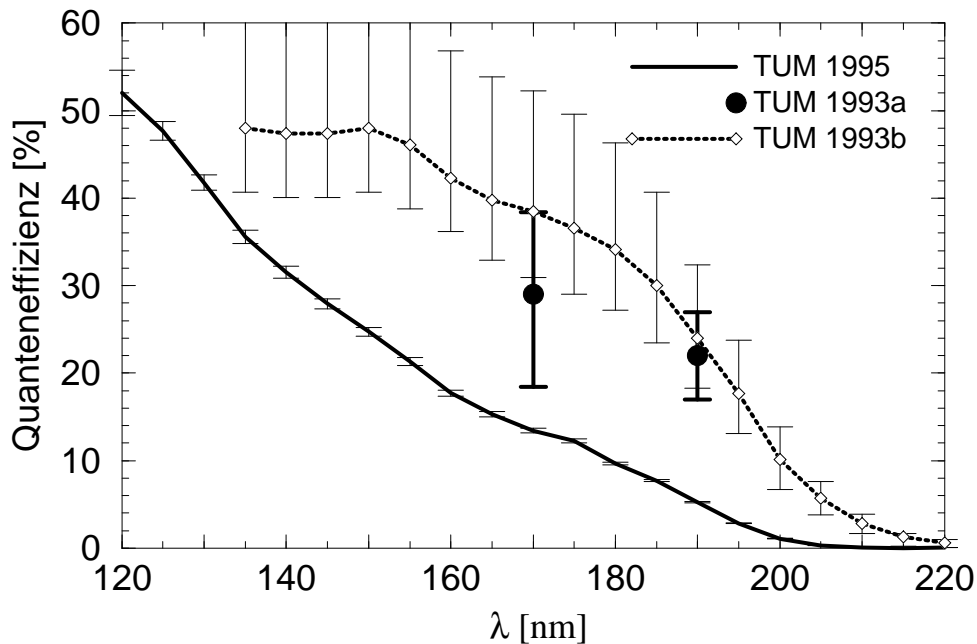


Abbildung 5.16: Gegenüberstellung der im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Quanteneffizienzen (TUM 1995) mit zwei früheren Messungen am Institut (TUM 1993a [MON93] bzw. TUM 1993b [GER93]).

Die Erklärung für die zu hohen Werte der früheren Messungen an unserem Institut liegt in der falschen Kalibrierung des damaligen Referenzdetektors. Dabei handelte es sich um eine fensterlose Silizium-Diode, die vom Hersteller im Wellenlängenbereich $200 \text{ nm} \leq \lambda \leq 400 \text{ nm}$ an einer vom „Swedish National Testing And Research Institute“ zur Verfügung gestellten Referenzdiode kalibriert worden war. Diese Kalibrationskurve wurde durch Vergleich der Photostrome mit einem „side-on“-Photomultiplier vom Typ R1220 der Fa. Hamamatsu unter Verwendung von dessen vom Hersteller beigefügten Quanteneffizienzkurve

zu Wellenlängen bis $\lambda = 130$ nm extrapoliert. Abbildung 5.17 zeigt diese Kalibrierung im Vergleich zu zwei Nachprüfungen, die im Rahmen dieser Arbeit mittels einer GaAsP-Photodiode im Abstand von 5 Monaten durchgeführt wurden.

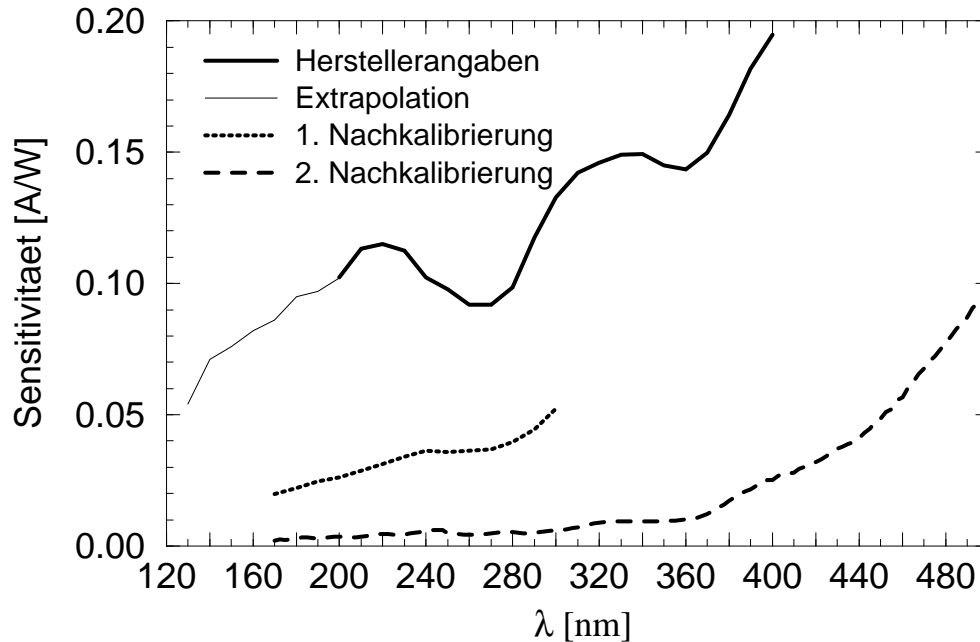


Abbildung 5.17: Kalibrierung der 1993 für die Messungen am Institut verwendeten Silizium-Diode laut Herstellerangaben und nach den Ergebnissen zweier Nachprüfungen im Rahmen dieser Arbeit.

Man sieht deutlich, daß die ursprüngliche Kalibrierung qualitativ und quantitativ falsch ist. Dies erklärt die Abweichung der früheren Meßergebnisse von den neuen hinsichtlich absoluter Werte und Kurvenform. Ferner ist ein Altern der Diode bis zum fast völligen Verfall der Photokonversionsfähigkeit erkennbar. Zur Vermeidung von Mißverständnissen sei explizit darauf hingewiesen, daß dieses Alterungsverhalten nur für die früher verwendete fensterlose Silizium-Diode gilt, nicht aber für die im Rahmen dieser Arbeit bei einigen Relativmessungen eingesetzte Silizium-Diode mit Quarzfenster. Deren Sensitivität wurde (wie in 3.3 erwähnt) überwacht und blieb während der einzelnen Meßreihen stabil.

5.4.5 Vergleich mit der Literatur

Eine vollständige Darstellung der veröffentlichten Untersuchungen an CsI-Photokathoden übersteigt den Rahmen dieser Arbeit. Ein umfassender Überblick findet sich im Beitrag von Breskin zur RICH-Konferenz in Uppsala 1995 [BRE95b].

Für die Diskussion in diesem Abschnitt wurde eine kleine, aber repräsentative Auswahl aus der Literatur getroffen. Es sind dies im einzelnen die Ergebnisse von Séguinot et al. [SEG90], welche ins HADES-Proposal einfließen, von Breskin et al. [RD95] sowie von Piuz et al. [RD94], welche beide der RICH-Kollaboration RD26 als Referenz dienen. Während den zwei ersteren jeweils Laboruntersuchungen an kleinen Proben zugrundeliegen, handelt es sich bei letzteren um Messungen an RICH-Photokathoden von einigen Hundert cm^2 Fläche. Abbildung 5.18 stellt diesen Literaturwerten unsere neuen Resultate gegenüber.

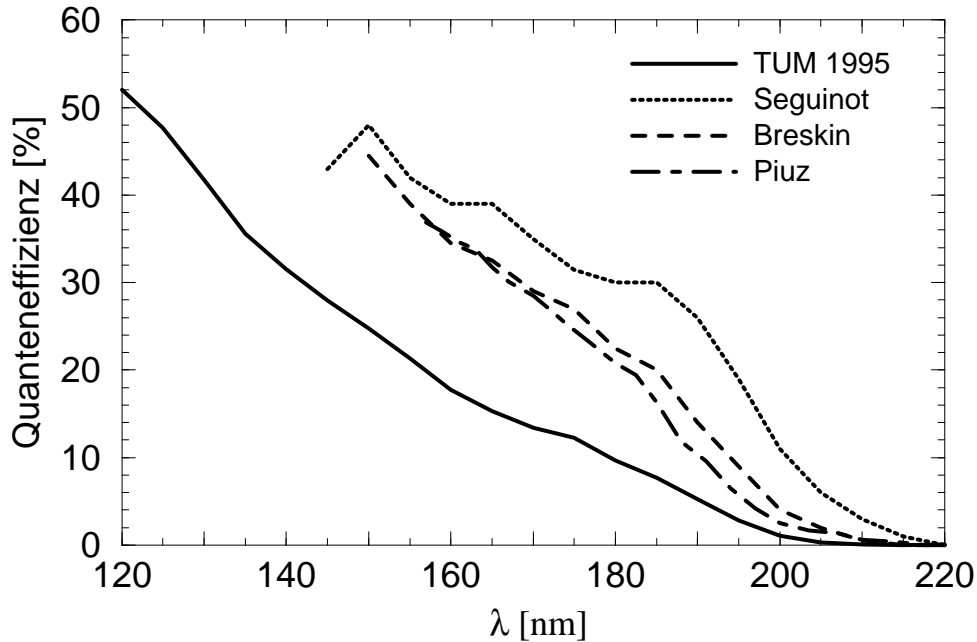


Abbildung 5.18: Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Quanteneffizienzen mit den publizierten Resultaten von Séguinot et al. [SEG90], Breskin et al. [RD95] und Piuz et al. [RD94].

Die Literaturwerte sind im Rahmen dieser Arbeit nicht reproduziert worden. Es sei hier aber auf die in 3.1 behandelten Probleme der herangezogenen Referenzverfahren hingewiesen. Séguinot verwendete die Quanteneffizienz von TMAE-Dampf als Referenz, was mit den beschriebenen Schwierigkeiten hinsichtlich Handhabung des Verfahrens und Unsicherheit der Literaturangaben zur Quanteneffizienz von TMAE verknüpft ist. Breskin ermittelte seine Ergebnisse mit Photomultipliern, die an einer Cs_2Te -Photodiode mit bekannter Sensitivität kalibriert worden waren; weder zur Alterung der Empfindlichkeit der Diode noch zu der der Multiplier finden sich in den Veröffentlichungen Angaben. Völlig anders funktioniert das Verfahren von Piuz: Hier werden Informationen über die

Quanteneffizienz aus der mittleren Photoelektronenzahl pro Čerenkov-Ring in einem RICH gewonnen. Die Radialverteilung der Photoelektronen auf dem Ring erlaubt Rückschlüsse auf den Verlauf der Quanteneffizienz als Funktion der Wellenlänge. Dabei setzt man eine genaue Kenntnis der Čerenkov-Lichtquelle und der Detektoreigenschaften voraus. Die entscheidenden Unsicherheiten liegen in den Annahmen bzgl. des Ansprechverhaltens des Photonendetektors (Čerenkov-Effekt im Radiator, Selbstabsorption, Zahl der ansprechenden Kathodensegmente je Einzeltreffer, Photonen-Rückkopplung aus der Verstärkungslawine, elektronisches Übersprechen).

Klaren Aufschluß über die Lage der Quanteneffizienzen verschiedener Gruppen relativ zueinander können Messungen der unterschiedlichen Photokathoden unter ein- und denselben Bedingungen an einem gemeinsamen Meßplatz liefern. Ein am Monochromatormeßplatz am Institut erst jüngst durchgeführter direkter Vergleich unserer CsI-Kathoden mit am CERN von A. Braem (Gruppe Piuz et al.) hergestellten Proben [BRA95] ergab einen relativen Unterschied in den Quanteneffizienzen von weniger als 10%. Diese Diskrepanz ist erheblich geringer als in Abbildung 5.18 und liegt etwa noch im Rahmen der Meßunsicherheit. Der Grund für die Abweichung von den in [RD94] veröffentlichten Werten dürfte wie vermutet in der Ungenauigkeit des verwendeten Referenzverfahrens liegen.

5.5 Schlußfolgerungen für den HADES-RICH

Die Untersuchungen an CsI-Photokathoden im Rahmen dieser Arbeit erfolgten an kleinflächigen Proben ($20 \times 20 \text{ mm}^2$) im Vakuum. Es muß daher die Frage gestellt werden, inwieweit die gewonnenen Erkenntnisse auf großflächige Kathoden (ca. 1.5 m^2) in einem Gaszähler übertragbar sind.

Im Falle des HADES-RICH ist CH_4 (Methan) als Detektorgas vorgesehen. Breskin et al. führten umfangreiche Untersuchungen an CsI unter Gasverstärkung in CH_4 durch [BRE95a]. Als wesentliches Resultat ist festzuhalten, daß die Quanteneffizienz von CsI in CH_4 quasi unabhängig vom angelegten elektrischen Feld gleich der im Vakuum ist. Auch die Reproduzierbarkeit der Photokonversionseigenschaften kleiner CsI-Proben bei großflächigen Kathoden wurde sowohl an unserem Institut [GER95] als auch in der Literatur (z.B. [BRE95b] und dortige Referenzen) bereits unter Beweis gestellt. Diese beiden Umstände rechtfertigen die folgende Diskussion der Konsequenzen der im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse hinsichtlich des HADES-RICH.

Die Behandlung der Proben nach der Präparierung, nämlich das Schleusen unter Vakuum zur Zwischenlagerung und anschließenden Montage in einer Handschuhbox, erlaubt einen realistischen Vergleich mit den Bedingungen beim Bau eines RICH-Detektors. Die höchste gemessene Quanteneffizienz wurde für eine durch das standardmäßig beherrschte Elektronenstrahlverfahren hergestellte

Charge ermittelt und wird durch das völlig andersartige Laserplasma-Verfahren bereits fast gleichwertig reproduziert. Die Bestimmung der Quanteneffizienzen konnte mit großer Genauigkeit durchgeführt werden. All diese Gründe erlauben es, die Werte der besten Kurve in Abbildung 5.12 als verlässliche Referenz für den gegenwärtigen Status quo in der Produktion von CsI-Photokathoden zu betrachten.

Die CsI-Quanteneffizienz Q_{CsI} geht als wesentlicher Parameter in die Nachweiseffizienz des HADES-RICH ein. Ein Qualitätsmaßstab für den Detektor ist die Größe N_0 . Sie beinhaltet alle relevanten Parameter. Im einzelnen sind dies die Quanteneffizienz Q_{CsI} , die Transmission $T_{C_4F_{10}}$ des Gasradiators, die Transmission T_{CaF_2} des Eintrittsfensters, die Transmission T_{Gitter} der Vieldrahtanode, die Reflektivität $R_{Spiegel}$ des Fokussierspiegels und die Nachweiseffizienz ε_{EE} für Einzelelektronen. N_0 ist definiert als

$$N_0 := Q_{eff} \cdot T_{Gitter} \cdot \varepsilon_{EE} \cdot \frac{370}{\text{cm} \cdot \text{eV}} . \quad (5.1)$$

Dabei ist Q_{eff} die sog. effektive Quanteneffizienz:

$$Q_{eff} := \int T_{C_4F_{10}}(E) \cdot R_{Spiegel}(E) \cdot T_{CaF_2}(E) \cdot Q_{CsI}(E) \cdot dE \quad (5.2)$$

Aus N_0 , der minimalen Bahnlänge l_{min} der Leptonen im Gasradiator und der Čerenkov-Schwelle² γ_s erhält man die Mindestanzahl N_{min} der nachgewiesenen Photonen pro Ring:

$$N_{min} = \frac{N_0 \cdot l_{min}[\text{cm}]}{\gamma_s^2} \quad (5.3)$$

Mit den aktuellen Quanteneffizienzen sowie den gemessenen Werten für $T_{C_4F_{10}}$, $R_{Spiegel}$ und T_{CaF_2} ergibt sich

$$N_0 = 73.6/\text{cm} \cdot \text{eV} .$$

Unter Verwendung von $l_{min} = 40$ cm und $\gamma_s = 18.2$ berechnet man

$$N_{min} = 9 .$$

Dieses Ergebnis liegt unter der in 1.1 genannten Mindestanforderung von 12 nachgewiesenen Photonen pro Ring. Es müssen also weitere Anstrengungen

²Čerenkov-Strahlung wird erst ab einer gewissen Schwellengeschwindigkeit $\beta_s = \frac{1}{n}$ emittiert. Dabei ist n der Brechungsindex des Radiators. Für γ_s gilt dementsprechend:

$$\gamma_s = \sqrt{\frac{1}{1 - \beta_s^2}}$$

unternommen werden, um eine den HADES-Anforderungen genügende Photokathode zu entwickeln. In Abbildung 5.19 sind einige Parameter des HADES-RICH nach dem jetzigen Status als Funktion der Wellenlänge dargestellt.

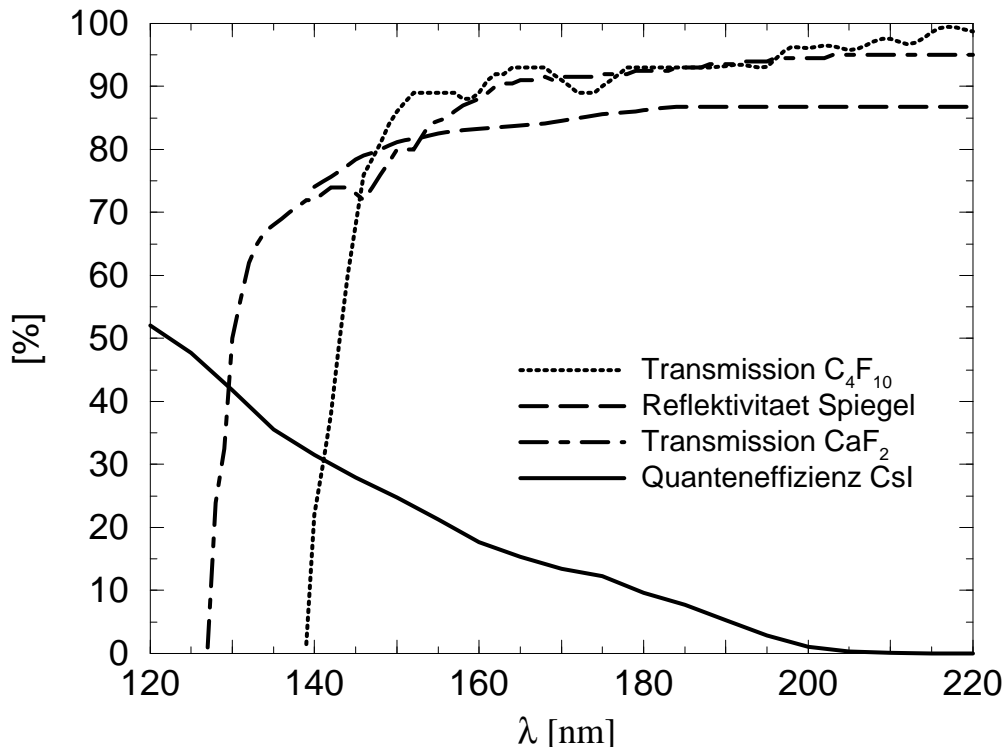


Abbildung 5.19: Übersicht über die aktuellen Meßdaten der wesentlichen optischen Parameter und der CsI-Quanteneffizienz für den HADES-RICH.

Abschließend sei bemerkt, daß die VUV-Alterung des CsI unter HADES-Bedingungen keine Probleme aufwirft. Dies zeigt ein kurzer Blick auf die Größenordnungen: Geht man davon aus, daß pro zentralem Stoß insgesamt etwa 200 VUV-Photonen auf die 1.5 m^2 Detektorfläche treffen, so entspricht das bei einer Ereignisrate von etwa 10^5 zentralen Stößen pro Sekunde einem VUV-Photonenfluß von $2 \cdot 10^7$ auf die Gesamtfläche bzw. $1.3 \cdot 10^3 / \text{cm}^2 \cdot \text{s}$. Je nach Quanteneffizienz bedeutet das eine photoelektrisch extrahierte Ladung pro Zeit- und Flächeneinheit von $2-8 \cdot 10^{-11} \mu\text{C} / \text{cm}^2 \cdot \text{s}$. Erst nach Tausenden von Jahren wäre also nach den in Abbildung 5.7 dargestellten Daten eine Abnahme der Quanteneffizienz um 10% zu erwarten. Allerdings berücksichtigt diese Abschätzung nicht die Gasverstärkung $G \approx 10^5$. Wie sich die Anwesenheit positiver Ionen, deren Ladungen von der CsI-Kathode ausgeglichen werden müssen, auf die Quanteneffizienz auswirkt, muß vor einer Verwendung im HADES-RICH noch untersucht werden.

5.6 Untersuchung von GaAs und GaN als alternative Photokathodenmaterialien

Eine Ausdehnung der Photosensitivität zu größeren Wellenlängen hin würde den Nachweis von mehr Čerenkov-Photonen ermöglichen. In diesem Zusammenhang sind Materialien mit kleinerer Bandlücke als der von CsI von Interesse. Wichtig ist eine chemisch inerte Oberfläche, da die Kathoden in einem Zählgas eingesetzt werden sollen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Untersuchungen an GaAs (Galliumarsenid) und GaN (Galliumnitrid) durchgeführt. Die Proben wurden vom Institut E25 des Physik-Departments der Technischen Universität München am Walter-Schottky-Institut zur Verfügung gestellt. Die Bandlücken der Materialien betragen $E_G = 1.45$ eV (GaAs) bzw. $E_G = 3.45$ eV (GaN) [AMB95].

Bei der GaAs-Probe handelte es sich um einen Quader von 5×10 mm² Fläche und ca. 0.6 mm Dicke. Die GaN-Probe war hingegen als etwa 1 μ m dicker Film auf ein Saphirsubstrat von 4.5×4.5 mm² Fläche aufgebracht. Die Proben wurden auf einem Halter (siehe 2.2) montiert und mit V2A-Plättchen elektrisch kontaktiert. Die Messung der Quanteneffizienz erfolgte wie bei den CsI-Proben unter Verwendung des Monochromatormeißplatzes am Institut.

Eine nennenswerte Quanteneffizienz konnte nicht festgestellt werden. Bei 160 nm ergaben sich die Werte $Q \approx 0.6\%$ für GaAs und $Q \approx 0.1\%$ für GaN. Diese sind zu vergleichen mit der Quanteneffizienz $Q \approx 0.3\%$ von V2A bei dieser Wellenlänge.

Material	Halbleitertyp	E_G [eV]	ν [cm ⁻³]	μ [V·s/cm ²]	ρ [Ω ·cm]	Quelle
GaAs	intrinsisch	1.45	10^{14} – 10^{15}	900	7–70	[PGA90]
GaN	n-leitend	3.45	10^{17}	400	0.16	[AMB95]

Tabelle 5.5: Bandlücke E_G , Ladungsträgerdichte ν , Mobilität μ und spezifischer Widerstand ρ von GaAs und GaN.

Die Gründe für die geringen Werte sind offenbar in der relativ hohen Leitfähigkeit der Materialien zu suchen. Demnach ist bei Zimmertemperatur das Leitungsband bereits so stark besetzt, daß die im Material erzeugten Photoelektronen durch inelastische Streuung an anderen Ladungsträgern sofort wieder verloren gehen. Beim intrinsischen Halbleiter GaAs ist hierfür die sehr geringe Bandlücke verantwortlich, während bei GaN schon bei kleinen Abweichungen von der Stöchiometrie n-Leitung vorliegt, wobei die Donatorniveaus nur knapp unterhalb der Leitungsbandkante liegen [AMB95]. Tabelle 5.5 gibt für beide Materialien einen Überblick über die Bandlücke E_G , die Ladungsträgerdichte ν ,

die Mobilität μ der Ladungsträger und den spezifische Widerstand ρ . Letzterer läßt sich aus ν , μ und der elektrischen Elementarladung $e = 1.60218 \cdot 10^{-19}$ C berechnen:

$$\rho = (e \cdot \mu \cdot \nu)^{-1} \quad (5.4)$$

Für eine Verwendung im Rahmen der vorgesehenen Anwendung scheiden beide Materialien wegen der zu geringen Quanteneffizienzen aus.

Kapitel 6

Untersuchung transmittiver CsI-Photokathoden

Als transmittiv bezeichnet man solche Photokathoden, bei denen die Photoelektronen von der Oberfläche entnommen werden, die der Eintrittsseite der Photonen gegenüberliegt. Ihre Emissionseigenschaften hängen viel empfindlicher von der Eindringtiefe der Photonen und der Entkommtiefe der Photoelektronen ab als bei reflektiven Kathoden. Über diese beiden Parameter finden sich in der Literatur nur wenige und zum Teil widersprüchliche Aussagen. Sie sind wesentliche Eingabegrößen für verschiedene theoretische Modelle der Photokonversion, auf deren Grundlage sich wiederum Berechnungen über die maximal erreichbaren Quanteneffizienzen reflektiver CsI-Schichten anstellen lassen. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit mit Studien an transmittiven CsI-Photokathoden begonnen, obschon diese nicht für den Einsatz im HADES-RICH vorgesehen sind.

Dieses Kapitel widmet sich in seinem ersten Abschnitt der Bestimmung der Eindringtiefe von VUV-Photonen in das CsI, ehe im zweiten Abschnitt von Voruntersuchungen zur Messung der Quanteneffizienz transmittiver Photokathoden berichtet wird.

6.1 Absorption von VUV-Photonen durch CsI

6.1.1 Messungen

Für die optischen Transmissionsmessungen an CsI wurde im Prinzip der in 4.1 beschriebene Monochromatormeßplatz verwendet, der zum damaligen Zeitpunkt jedoch noch nicht über die Fokussiereinrichtung auf der Quellseite verfügte. Der Einsatz eines Cs₂Te-Photomultipliers vom Typ R1460 der Fa. Hamamatsu erlaubte aber einen so sensitiven Nachweis der einfallenden Photonen, daß dennoch mit sehr engen Monochromatorspalten ($d = 40 \mu\text{m}$) und einer damit verknüpften hohen Auflösung $\Delta\lambda = 0.16 \text{ nm}$ gemessen werden konnte.

Die Proben wurden mittels Elektronenstrahlverdampfung jeweils auf eine Hälfte eines Saphirsubstrates von 2.54 cm Durchmesser und 1 mm Dicke aufgetra-

gen; die unbedeckte Hälfte diente zur Normierung auf die Transmission des einfallenden Photonennflusses durch das Substrat selbst. Die Zählraten als Funktion der Wellenlänge wurden für beide Hälften jeweils unmittelbar nacheinander gemessen, indem die Position des Saphirs im Strahl mittels einer Schiebedurchführung entsprechend eingestellt wurde. Somit konnte eine mögliche Veränderung des Verstärkungsfaktors des Multipliers, wie sie bei Aus- und Einschalten der Spannung zwischen den Messungen hätte auftreten können, ausgeschlossen werden. Da die Vakuumschleuse bei diesen Experimenten noch nicht eingesetzt wurde, mußten die Proben beim Transfer zum Meßplatz für etwa zwei Minuten der Raumluft ausgesetzt werden. Um dabei Reaktionen mit Wasserdampf zu unterdrücken, erfolgte der Ausbau aus der Bedampfungsanlage bei einer Substrattemperatur von 50°C . Die relative Luftfeuchtigkeit lag in jedem Fall unter 40%. Das Saphirsubstrat wurde nach jedem Meßzyklus vor der erneuten Bedampfung mit destilliertem Wasser gereinigt.

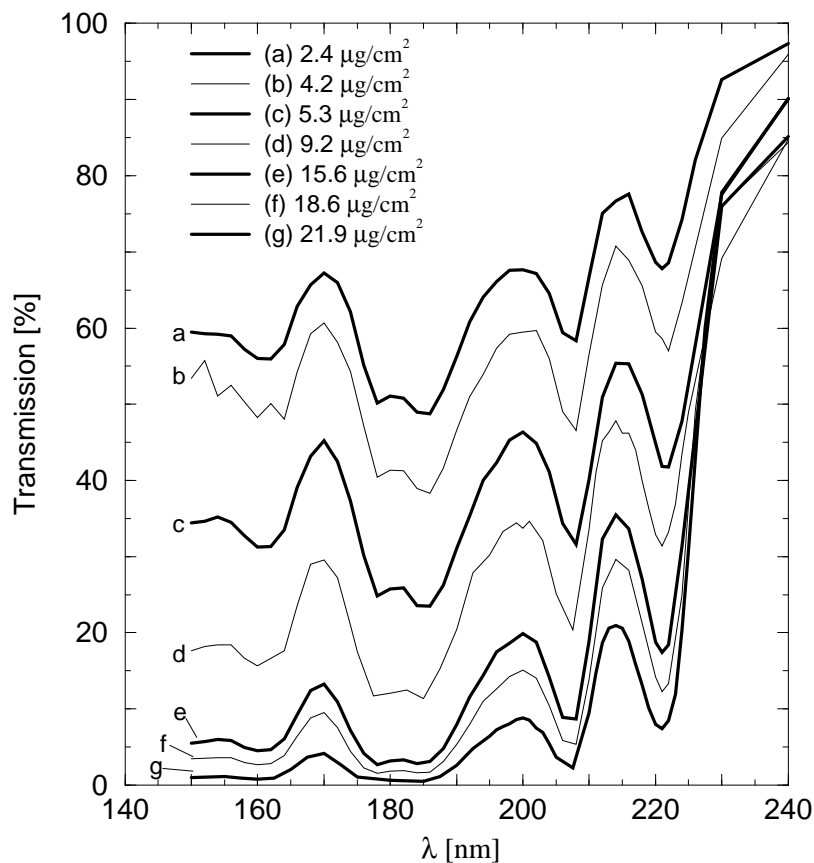


Abbildung 6.1: Transmission von VUV-Strahlung durch dünne CsI-Schichten unterschiedlicher Dicke.

Abbildung 6.1 zeigt die Lichttransmission durch CsI als Funktion der Wellenlänge im Bereich $150 \text{ nm} \leq \lambda \leq 240 \text{ nm}$ für sieben verschiedene Schichtdicken. Die Schrittweite der Messungen beträgt 2 nm. Für $\lambda < 150 \text{ nm}$ sind wegen der nahen Abschneidekante des Saphirs ($\lambda_{\text{grenz}} \approx 140 \text{ nm}$) keine verlässlichen Aussagen möglich.

Die Kurven zeigen ausgeprägte Bereiche erhöhter Absorption und Transmission. Eine Verschiebung der Maxima und Minima als Funktion der Filmstärke, die auf Interferenzeffekte hinweisen würde, ist nicht beobachtbar. Die Strukturen wurden qualitativ bereits in [SCH37] nachgewiesen und sind nun auch quantitativ erfaßt worden. Die Resultate befinden sich in guter Übereinstimmung mit [LU94].

Eine theoretische Erklärung der Lage der Extrema findet sich in [HIP36]. Demnach entstehen die beiden Absorptionsmaxima (Transmissionsminima) mit der niedrigsten und der drittniedrigsten Energie durch Elektronensprünge von einem Anion (I^-) zum nächsten Kation (Cs^+), wobei das Iodatome nach dem Übergang in zwei verschiedenen Zuständen zurückbleiben kann. Entsprechend ergeben sich die weiteren Absorptionsmaxima durch Übergänge zu den übernächsten und folgenden Nachbarn.

6.1.2 Bestimmung der Photonen-Eindringtiefe und Diskussion

Abbildung 6.2 zeigt die Transmission durch CsI als Funktion der Schichtdicke für die Wellenlängen $\lambda = 180 \text{ nm}$ und $\lambda = 200 \text{ nm}$ in halblogarithmischer Darstellung. Die beiden Datensätze repräsentieren die Extrema der Absorption im interessierenden Wellenlängenbereich.

Erwartungsgemäß folgt die transmittierte Intensität als Funktion der Schichtdicke einem Exponentialgesetz:

$$I(d) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{d}{d_e}\right) \quad (6.1)$$

Dabei versteht man unter der Eindringtiefe d_e diejenige Schichtdicke, in der der Photonenfluß auf den Bruchteil $\frac{1}{e}$ absinkt.

Die an die Daten angepaßte Exponentialfunktion in Abbildung 6.2 endet für die Schichtdicke $(\rho \cdot d) = 0 \text{ } \mu\text{g}/\text{cm}^2$ bei etwa 80% und nicht etwa bei 100%. Ursachen hierfür sind zum einen der Umstand, daß sich bei einer Transmissionsmessung neben den Absorptionseffekten auch die Reflexion an den Übergangsfächen zwischen den Medien bemerkbar macht, zum anderen die Tatsache, daß für sehr geringe Dicken Interferenzerscheinungen auftreten, die zu einer wellenförmigen Abweichung vom exponentiellen Verlauf führen¹. Diese Interferen-

¹Siehe hierzu z.B. die Transmissionsmessungen an dünnen Kohlenstoffolien in [DOL90] und [HAM91].

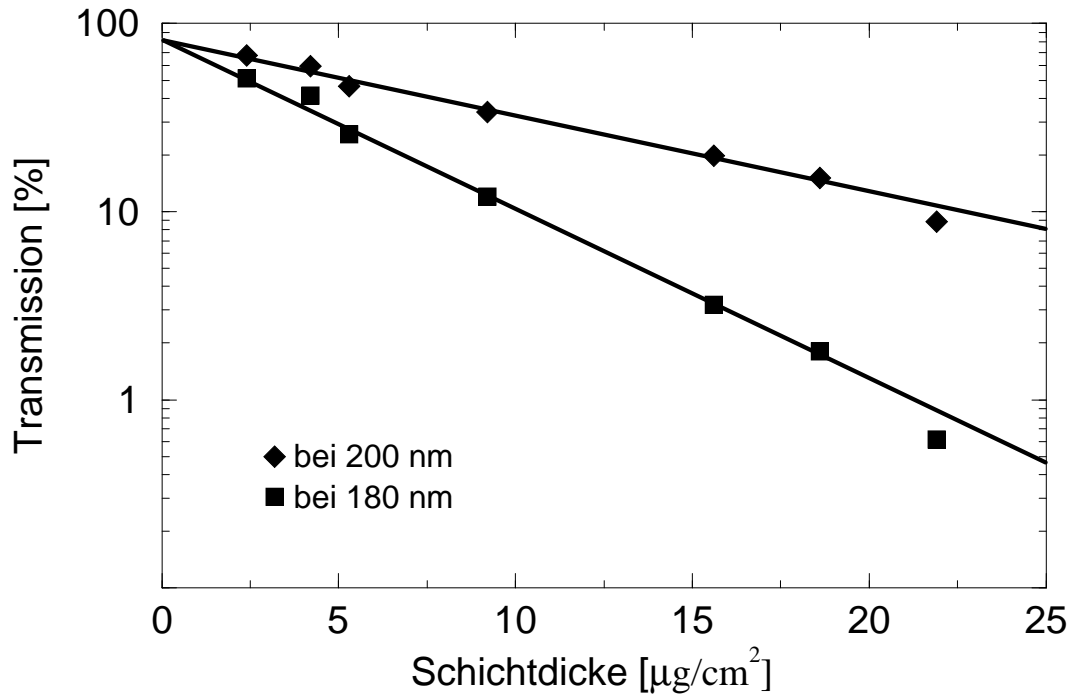


Abbildung 6.2: Halblogarithmische Darstellung der Transmission von VUV-Strahlung durch dünne CsI-Schichten als Funktion der Schichtdicke bei 180 nm bzw. 200 nm. Die Geraden stellen an die Daten angepaßte Exponentialfunktionen dar (näheres hierzu im Text).

zen waren Anlaß dafür, bei der Anpassung der Exponentialfunktion nur die Daten für $(\rho \cdot d) \geq 9.2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ heranzuziehen. Ein weiterer Grund für die Ausklammerung der Datenpunkte der drei dünnsten Schichten waren Hinweise auf eine nicht vollständige Substratbedeckung durch das CsI bei solchen Dicken. Dies zeigen REM²-Aufnahmen, die von B. Utz am Institut E10 des Physik-Departments angefertigt wurden (Abbildung 6.3; vgl. auch [MON93]).

Die Aufnahme zeigt eine mit dem Elektronenstrahlverfahren hergestellte CsI-Schicht der Dicke $(\rho \cdot d) = 6.6 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ in $6 \cdot 10^4$ -facher Vergrößerung. Es lassen sich deutlich ausgeprägte Inseln von etwa 200 nm Durchmesser ausmachen. Dieses Resultat wurde allerdings für eine Probe auf einem V2A-Substrat ermittelt, da eine REM-Aufnahme mit Saphirsubstrat wegen der schlechten elektrischen Leitfähigkeit nicht möglich war. Außerdem sei noch einmal erwähnt, daß die Probe kurz der Raumluft ausgesetzt war. Es kann daher nicht mit Sicherheit ausgeschlossen werden, daß die Inselbildung eine Folge der Einwirkung von Wasserdampf ist.

²RasterElektronenMikroskop

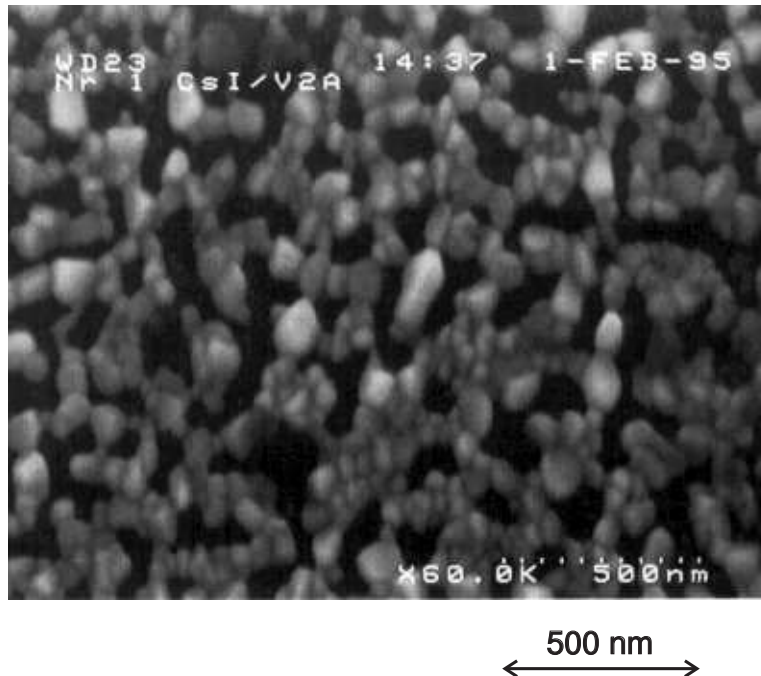


Abbildung 6.3: REM-Aufnahme einer CsI-Schicht der Dicke $(\rho \cdot d) = 6.6 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Die hellen Bereiche stellen CsI-Inseln dar, die schwarzen das V2A-Substrat.

Daher läßt sich nur mit den genannten Unsicherheiten die Eindringtiefe von VUV-Photonen in CsI aus der logarithmischen Steigung der exponentiellen Kurve ermitteln. Für die Extrema im interessierenden Wellenlängenbereich ergeben sich somit die Werte aus Tabelle 6.1. Die Ergebnisse korrespondieren gut mit denen von Lu et al. [LU94].

Wellenlänge λ	$(\rho \cdot d_e)$	d_e
180 nm	$4.8 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	11 nm
200 nm	$10.8 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	24 nm

Tabelle 6.1: Extremwerte der Photonen-Eindringtiefe für CsI im Bereich 150–220 nm. Die Umrechnung von $(\rho \cdot d_e)$ in d_e erfolgte mit Formel 2.2.

Die Resultate machen deutlich, daß die für die photoemittiven Eigenschaften des CsI verantwortlichen Prozesse in einer dünnen Oberflächenschicht stattfinden. Dies erklärt auch die Beobachtung aus [MON93], daß bereits ab einer Dicke $(\rho \cdot d) = 23 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ die Quanteneffizienz reflektiver CsI-Photokathoden im Rahmen der Meßgenauigkeit mit wachsender Schichtdicke nicht mehr zunimmt.

Festzustellen ist ferner, daß die starke Struktur der VUV-Absorption in CsI (siehe Abbildung 6.1) von den Quanteneffizienzen der reflektiven Kathoden nicht widergespiegelt wird; die Ermittlung der auf die GaAsP-Diode normierten Photostrome, wie sie in Abbildung 5.9 dargestellt sind, erfolgte in Schritten von 0.5 nm bei einer Auflösung $\Delta\lambda = 2$ nm und zeigt einen glatten Verlauf. Dieser Befund läßt sich dadurch erklären, daß die in [HIP36] beschriebenen für die Absorptionsstruktur verantwortlichen Übergänge nicht zur Entstehung freier Photoelektronen beitragen, da die beteiligten Elektronen nach dem Prozeß lokalisiert sind.

6.2 Voruntersuchungen zur Bestimmung der Quanteneffizienz transmittiver Photokathoden

6.2.1 Elektrische Kontaktierung der CsI-Schichten

Um transmittive CsI-Schichten als Photokathoden betreiben zu können, benötigt man eine VUV-transmittive leitende Schicht zwischen Substrat und CsI-Film, um die durch Photoeffekt entnommenen Elektronen nachzuliefern. Als geeignetes Substrat bietet sich alternativ zu Saphir CaF_2 an, da dessen Abschneidewellenlänge erst bei $\lambda \approx 125$ nm liegt. Als Kontaktschicht können dünne metallische Filme aus Chrom, Nickel oder Wolfram verwendet werden [LU94]. Diese zeigen allerdings bei hinreichender Leitfähigkeit eine eher geringe VUV-Transmission von typischerweise nur $T \approx 40\%$.

Um die Transmissionsverluste zu minimieren, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neuer Weg beschritten. Dabei konnte auf die Erfahrungen aus der Erzeugung von Kohlenstoff-Stripperfolien mittels Laserplasma-Abscheidung zurückgegriffen werden. Die VUV-Transmission dieser Schichten ist höher als die von Elektronenstrahl-bedampften [HAM91]. Die Kohlenstofffilme bedecken das Substrat schon bei sehr geringer Massenbelegung vollständig und äußerst homogen [DOL90]. Abbildung 6.4 zeigt die Transmission durch eine solche Schicht der Dicke $(\rho \cdot d) = 0.5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ auf einem CaF_2 -Substrat (Durchmesser 2.54 cm, Dicke 3 mm) als Funktion der Wellenlänge im Vergleich zum Chromfilm von Lu et al. [LU94].

Der Kohlenstoff zeigt im interessierenden Bereich nahezu unabhängig von der Wellenlänge eine Transmission $T = 80\text{--}85\%$ und liegt damit deutlich über der des metallischen Films. Die Kohlenstoff-Schicht wurde auf zwei Seiten mit Goldkontakten $((\rho \cdot d) = 250 \mu\text{g}/\text{cm}^2)$ versehen, sodaß sich ihr Flächenwiderstand messen

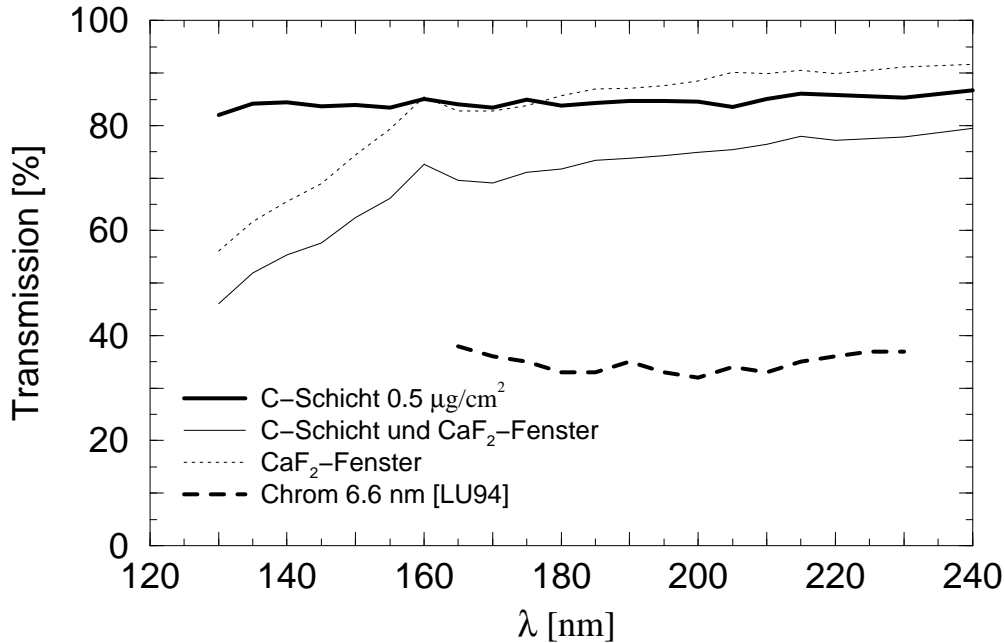


Abbildung 6.4: Transmission von VUV-Strahlung durch einen Laserplasma-erzeugten Kohlenstofffilm der Dicke $(\rho \cdot d) = 0.5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ im Vergleich zu einem Chromfilm der Dicke $d = 6.6 \text{ nm}$ (bzw. $(\rho \cdot d) = 4.8 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) von Lu et al. [LU94]. Wie man am kurzwelligen Ende der Kurve für Chrom bei $\lambda = 165 \text{ nm}$ erkennen kann, verwendeten die Autoren anders als hier ein Quarzsubstrat.

ließ. Dieser ergab sich zu $R/\square = 5.9 \text{ M}\Omega$, was für die vorgesehene Anwendung auf jeden Fall genügt³.

Die Eignung einer ähnlichen Kohlenstoffschicht für die Verwendung bei transmittiven CsI-Photokathoden wurde bereits im Experiment nachgewiesen [ZEI95]. Dabei diente das Quarzfenster eines Mikrostreifen-Gaszählers als Substrat. Eine CsI-Schicht der Dicke $(\rho \cdot d) = 8 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ konnte als transmittiver Photokonverter über mehrere Tage stabil betrieben werden. Zwar können über ihre Quanteneffizienz wegen der experimentellen Bedingungen keine verlässlichen Angaben gemacht werden, jedoch verdient es Erwähnung, daß die gesamte Apparatur die Photonennachweiseffizienz eines kommerziellen Cs₂Te-Photomultipliers vom Typ R1460 der Fa. Hamamatsu erreichte. Dies ist ein vielversprechendes Resultat.

³Die Größe R/\square macht dünne Schichten hinsichtlich ihres elektrischen Widerstandes vergleichbar, da sie Information über den Einfluß der Schichtdicke auf die Leitfähigkeit beinhaltet. Dazu wird ausgehend von der bekannten Formel für die Materialabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ($R = \rho \cdot \frac{l}{a \cdot b}$) eine quadratische Form der dünnen Schicht (also $a = l$) zugrundegelegt.

6.2.2 Weiteres Vorgehen

In der nächsten Zukunft werden Quanteneffizienzmessungen an transmittiven CsI-Photokathoden unterschiedlicher Dicke durchgeführt werden. Zur Herstellung der Proben ist das Laserplasma-Verfahren vorgesehen, weil die dadurch angestrebte größere Homogenität des CsI auch bei den für transmittive Photokathoden charakteristischen geringen Schichtdicken eine vollständige Substratbedeckung ermöglichen sollte. Außerdem könnte die erhoffte Senkung des Fehlstellengehaltes zu einer Steigerung der Entkommtiefe der Photoelektronen vielleicht bis zur Größe der Photonen-Eindringtiefe führen.

Die Entkommtiefe der Photoelektronen ist definiert als diejenige Entfernung zur Oberfläche, in der die Austrittswahrscheinlichkeit der Elektronen $\frac{1}{e}$ beträgt. Zu ihrer Ermittlung müssen die gewonnenen Quanteneffizienzen durch Modelle angenähert werden. Zu diesem Zweck kann man das Monte-Carlo-Verfahren von Akkerman [AKK94] heranziehen oder die Funktionen aus dem exponentiellen Modell von Lu [LU94] (Gleichung 6.2) bzw. dem Diffusionsmodell von Chen und Lu [CHE85, LU94] (Gleichung 6.3) an die Datensätze anpassen:

$$Q = Q_i \cdot \frac{l}{l - d_e} \left(\exp\left(-\frac{d}{l}\right) - \exp\left(-\frac{d}{d_e}\right) \right) \quad (6.2)$$

$$Q = \frac{Q_i \cdot l}{2 \sinh(d/l)} \cdot \left(\frac{1 - \exp(d/l - d/d_e)}{l - d_e} - \frac{1 - \exp(-d/l - d/d_e)}{l + d_e} \right) \quad (6.3)$$

Q bezeichnet die (externe) Quanteneffizienz (ein Photoelektron wird erzeugt und schafft den Austritt aus dem Material), Q_i die sog. intrinsische Quanteneffizienz (ein Photoelektron wird erzeugt und bewegt sich vom Entstehungsort weg, ohne notwendigerweise auch die Schicht zu verlassen), l die Entkommtiefe der Photoelektronen, d_e die in 6.1.2 definierte Eindringtiefe der VUV-Photonen und d die Dicke des transmittiven Photokonverters.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Untersuchungen an reflektiven und transmittiven CsI-Photokathoden durchgeführt. Die Experimente stehen im Zusammenhang mit der Entwicklung eines geeigneten Photokonverters für den HADESRICH.

Die Präparierung der dünn-schichtigen Proben wurde durch Variation der verschiedenen Herstellungsparameter optimiert. Als Ausgangsmaterial diente ultra-reines und feuchtigkeitsfreies CsI. Neben der Verdampfung mit einer Elektronenstrahlkanone kam erstmals die Laserplasma-Abscheidung von CsI zum Einsatz. Da jegliche Exposition der Schichten an Luft infolge der Luftfeuchtigkeit die Photokonversionseffizienz des CsI beeinträchtigt, wurde das Schleusen der Proben unter Vakuum vom Herstellungs- zum Meßort realisiert. Die Lagerung und Handhabung erfolgte ansonsten stets in einer feuchtigkeitsfreien N₂-Handschuhbox.

Es wurde ein neuer automatisierter Aufbau zur routinemäßigen wellenlängen-aufgelösten Messung im VUV-Bereich errichtet. Dieser eignet sich ebenfalls für optische Untersuchungen wie etwa Transmissions- und Reflexionsmessungen an Fenstermaterialien bzw. Spiegeln.

Besondere Aufmerksamkeit wurde der absoluten Bestimmung des einfallenden Photonenflusses gewidmet. Zur Lösung des experimentellen Problems einer zuverlässigen Referenzdetektorkalibrierung konnte die PTB Berlin für eine Kollaboration gewonnen werden. Die Verwendung einer GaAsP-Photodiode mit bekannter, zeitlich stabiler spektraler Empfindlichkeit ermöglichte erstmals die Angabe verlässlicher kleiner Fehlerbalken $\Delta Q/Q < 2\%$ für die Quanteneffizienzmessungen.

Die genaue Bestimmung der Quanteneffizienzen erfolgte im Radiometrielabor der PTB Berlin bei BESSY. Der zugängliche Meßbereich wurde erstmals auf Wellenlängen $\lambda < 140$ nm ausgedehnt. Die Schwellenenergie für die Emission von Photoelektronen aus CsI wurde aus den Messungen mit $E_{PE} \approx 5.9$ eV bestimmt.

Die gemessenen Quanteneffizienzwerte der besten, routinemäßig herstellbaren Proben lagen bei $Q \approx 13\%$ für $\lambda = 170$ nm. Gegenüber früheren Messungen am Institut sowie publizierten Literaturwerten bedeutet dies etwa einen Verlust um einen Faktor zwei. Als Ursprung dieser Diskrepanz werden falsche Kalibrie-

rungen von Referenzdetektoren vermutet. Ein direkter Vergleich mit Proben die am CERN hergestellt wurden ergab eine weitgehende Übereinstimmung mit den Quanteneffizienzen unserer Proben. Für den HADES-RICH sind nach gegenwärtigem Status quo zur Erfüllung der Anforderungen weitere Anstrengungen zur Steigerung der Quanteneffizienz um etwa ein Drittel erforderlich. Die Suche nach möglichen alternativen Materialien wurde durch Experimente an GaAs und GaN begonnen.

Durch Alterungsmessungen konnte nachgewiesen werden, daß die Bestrahlung der CsI-Photokathoden mit VUV-Licht unter HADES-Spezifikationen keine Schwierigkeiten aufwirft. Die Photoströme zeigten lediglich eine Abnahme um 10% für eine photoelektrisch extrahierte Ladung von $4 \mu\text{C}/\text{cm}^2$. Des weiteren wurde gezeigt, daß das Aussetzen von CsI-Filmen an Raumluft ihre Eigenschaften als Photokonverter nachhaltig verschlechtert. Daher soll in naher Zukunft getestet werden, ob eine VUV-durchlässige Passivierungsschicht auf die CsI-Photokathoden als Diffusionsbarriere gegen H_2O -Moleküle aufgebracht werden kann, ohne die Extraktion der Photoelektronen entscheidend zu behindern. Als Material kommt Laserplasma-abgeschiedener Kohlenstoff in Frage. Zusätzlich könnte durch Anlegen einer Absaugspannung an die Kohlenstoffschicht möglicherweise ein höherer Anteil der im Material erzeugten Photoelektronen aus der Schicht entnommen und mithin die Quanteneffizienz gesteigert werden. Abbildung 7.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau einer solchen versiegelten CsI-Kathode.

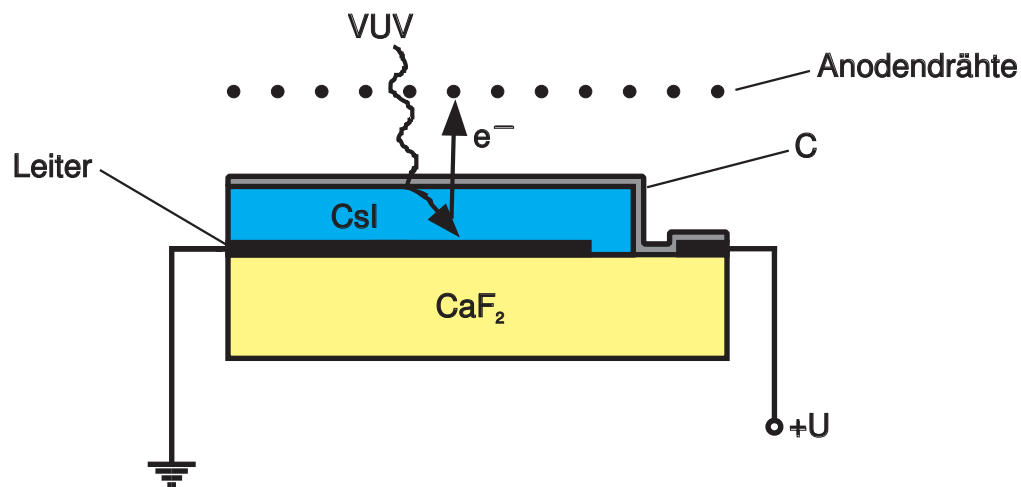


Abbildung 7.1: Versiegelung von CsI-Photokathoden zur Verhinderung einer Abnahme der Quanteneffizienz unter Einfluß von Luftfeuchtigkeit. Das Anlegen einer positiven Spannung an die dünne Oberflächenschicht aus Kohlenstoff dient einer Steigerung der Extraktion von Photoelektronen.

Untersuchungen an transmittiven CsI-Schichten zeigten eine ausgeprägte Absorptionsstruktur im VUV-Bereich. Die Eindringtiefe der VUV-Strahlung in CsI wurde mit $d_e = 11\text{--}24\text{ nm}$ im interessierenden Wellenlängenbereich bestimmt.

Voruntersuchungen zur Messung der Quanteneffizienz transmittiver CsI-Kathoden stellten die Tauglichkeit von Laserplasma-abgeschiedenen Kohlenstofffilmen als elektrische Kontaktierungsschicht unter Beweis. Bei ausreichender Leitfähigkeit liegt deren VUV-Transmission mit $T \approx 80\text{--}85\%$ deutlich besser als die der bisher in der Literatur beschriebenen Metallfilme.

Es ist beabsichtigt, aus Messungen an den transmittiven Schichten die Entkommtiefe der Photoelektronen aus CsI zu ermitteln. Sollte diese sich als kleiner erweisen als die VUV-Eindringtiefe, dann bedeutete dies den Verlust von Photoelektronen, die in zu großer Tiefe im Material erzeugt werden und somit nicht mehr austreten können. Zur Steigerung der Quanteneffizienz soll daher eine Schichtstruktur untersucht werden, die einen CsI-Film dünner als eine VUV-Eindringtiefe mit einer reflektierenden Aluminiumschicht kombiniert (Abbildung 7.2). Die Photoelektronen werden dann alle in geringer Entfernung zur Oberfläche generiert und können mit höherer Wahrscheinlichkeit entkommen.

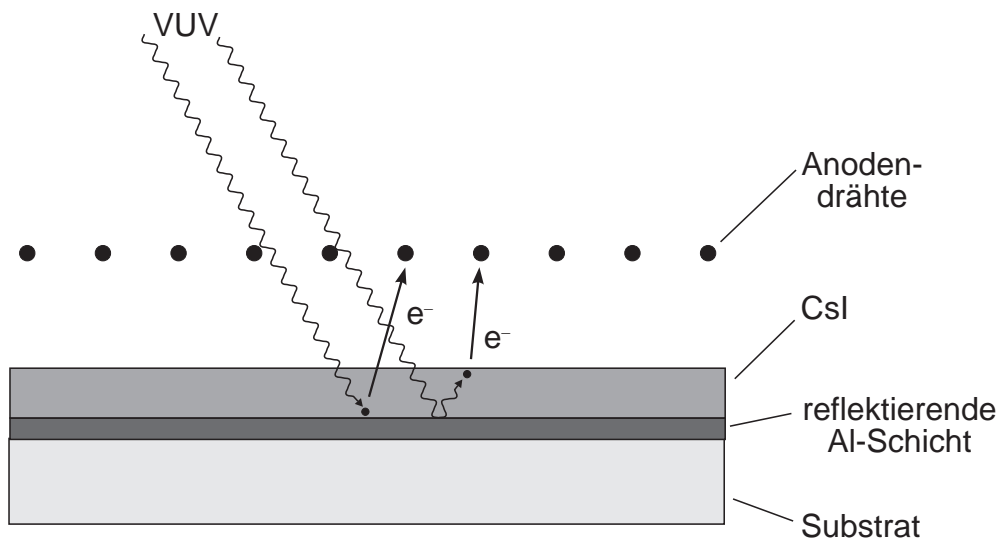


Abbildung 7.2: Kombination einer verglichen mit der VUV-Eindringtiefe dünnen CsI-Schicht mit einer reflektierenden Aluminiumlage. Die Photoelektronen entstehen alle in geringem Abstand zur Oberfläche.

Transmittive CsI-Photokathoden sind auch von Interesse für den Einsatz in Mikrostreifen-Gaszählern, da sie dort gegenüber reflektiven Schichten eine einfachere Konstruktion und optimierte Detektoreigenschaften ermöglichen (siehe [ZEI95]). Die im Rahmen dieser Arbeit begonnene Entwicklung soll daher auch unter diesem Aspekt fortgesetzt werden.

Tabellenverzeichnis

5.1	Charakterisierung der bei den Quanteneffizienzmessungen untersuchten Chargen	41
5.2	Quanteneffizienzen einschließlich absoluter Meßfehler für die untersuchten CsI-Photokathoden in Prozent	45
5.3	Zusammenstellung der einzelnen Beiträge zur Meßunsicherheit für die Quanteneffizienzmessungen in Berlin	47
5.4	Schwellenwellenlängen λ_{PE} bzw. -energien E_{PE} für die Emission von Photoelektronen für die Messungen in Berlin	51
5.5	Bandlücke E_G , Ladungsträgerdichte ν , Mobilität μ und spezifischer Widerstand ρ von GaAs und GaN	58
6.1	Extremwerte der Photonen-Eindringtiefe für CsI im Wellenlängenbereich $\lambda = 150\text{--}220$ nm	64

Literaturverzeichnis

- [AKK94] A. Akkerman, T. Boutboul, A. Breskin, R. Chechik, and A. Gibrekhterman, Low-energy electron transport in alkali halides, *J. Appl. Phys.* **76**(8) (1994) 4656–4662.
- [ALM95] J. Almeida, A. Braem, A. Breskin, A. Buzulutskov, R. Chechik, F. Piuz et al., Microanalysis surface studies and photoemission properties of CsI photocathodes, zur Veröffentlichung in *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research*.
- [AMB95] O. Ambacher, persönliche Mitteilung.
- [AND92] D.F. Anderson, S. Kwan, V. Peskov, and B. Hoeneisen, Properties of CsI and CsI-TMAE photocathodes, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* **323** (1992) 626–634.
- [APL81] S. Anderson and R.B. Page, Purification manufacturing and testing bi-component iodide pellets for metal halide lamps, *J. Light & Vis. Env.* **5**(1) (1981) 1–5.
- [APL94] APL Engineered Materials, Ultra Dry and Ultra Pure Inorganic Materials, Firmenkatalog, 1994.
- [BES91] Berliner Elektronenspeicherring-Gesellschaft für Synchrotronstrahlung mbH, Jahresbericht 1991.
- [BRA93] H. Bräuning, A. Breskin, R. Chechik, P. Miné and D. Vartsky, Investigation of CsI and CsI-TMAE VUV-photocathodes in vacuum and gas media, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* **327** (1993) 369–377.
- [BRA95] A. Braem und F. Piuz, persönliche Mitteilung.
- [BRE94] A. Breskin, R. Chechik, D. Vartsky, G. Malamud, and P. Miné, A correction of the quantum efficiency of CsI and other photocathodes due to the recalibration of the reference photomultipliers, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* **343** (1994) 159–162.

-
- [BRE95a] A. Breskin, A. Buzulutskov, R. Chechik, A. DiMauro, E. Nappi, G. Paic, and F. Piuz, Field-dependent photoelectron extraction from CsI in different gases, zur Veröffentlichung in Nucl. Instrum. Methods Phys. Research.
- [BRE95b] A. Breskin, CsI UV photocathodes: history and mystery, zur Veröffentlichung in Nucl. Instrum. Methods Phys. Research.
- [BUZ95] A. Buzulutskov, A. Breskin, and R. Chechik, Heat enhancement of the photoyield from CsI, NaI and CuI photocathodes, Nucl. Instrum. Methods Phys. Research **A 366** (1995) 410–412.
- [CHE85] D.M. Chen, K.G. Lynn, R. Pareja, and Bent Nielsen, Measurement of positron reemission from thin single-crystal W(100) films, Phys. Rev. **B 31** (1985) 4123–4130.
- [CIC73] *Comprehensive Inorganic Chemistry*, Pergamon Press, Oxford, 1973.
- [DAN90] V. Dangendorf, A. Breskin, R. Chechik, and H. Schmidt-Böcking, A Gas-filled UV-photon detector with CsI photocathodes for the detection of Xe light, Nucl. Instrum. Methods Phys. Research **A 289** (1990) 322–324.
- [DOL90] G. Dollinger, Kohlenstoffolien als Stripper für schwere Ionen, Dissertation TU München, 1990.
- [DOL93] G. Dollinger, P. Maier-Komor, C.M. Frey, E. Hammann, and H.J. Körner, New plant for fabricating carbon stripper foils by laser plasma ablation deposition, Nucl. Instrum. Methods Phys. Research **A 328** (1993) 168–172.
- [GER93] R. Gernhäuser, Quantum efficiency of CsI photocathodes, Interner Bericht am Institut E12 der TU München, 1993.
- [GER95] R. Gernhäuser, B.B. Bauer, J. Friese, J. Homolka, A. Kastenmüller, P. Kienle, H.J. Körner, P. Maier-Komor, M. Münch, R. Schneider, and K. Zeitelhack, Photon detector performance and radiator scintillation in the HADES-RICH, zur Veröffentlichung in Nucl. Instrum. Methods Phys. Research.
- [HAD93] HADES collaboration, HADES: Proposal for a High-Acceptance Di-Electron Spectrometer, 1993.
- [HAM91] E. Hammann, Parameter zur Herstellung Laserplasma-abgeschiedener Kohlenstoffolien, Diplomarbeit TU München, 1991.

- [HCP94] *Handbook of Chemistry and Physics*, CRC Press, Boca Raton, 75th edition, 1994.
- [HIP36] A. v. Hippel, Einige prinzipielle Gesichtspunkte zur Spektroskopie der Ionenkristalle und ihre Anwendung auf die Alkalihalogenide, *Zs. f. Phys.* **101** (1936) 680–720.
- [LAU95a] A. Lau-Främbis, U. Kroth, H. Rabus, E. Tegeler, and G. Ulm, New detector calibration facility for the wavelength range 35–400 nm based on an electrical substitution radiometer, *Rev. Sci. Instrum.* **66**(2) (1995) 2324–2326.
- [LAU95b] A. Lau-Främbis, U. Kroth, H. Rabus, E. Tegeler, G. Ulm, and B. Wende, First results with the new PTB cryogenic radiometer for the vacuum ultraviolet spectral range, zur Veröffentlichung in *Metrologia*.
- [LOT95] L.O.T. Oriel, *Hohlkathodenlampen und Deuteriumlampen*, Firmenkatalog, 1995.
- [LU94] C. Lu and K.T. McDonald, Properties of reflective and semitransparent CsI photocathodes, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* **343** (1994) 135–151.
- [LU95] C. Lu, Z. Cheng, K.T. McDonald, D.R. Marlow, E.J. Prebys and R.L. Wixted, Characterization of CsI photocathodes for use in a fast RICH detector, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* **366** (1995) 60–70.
- [MAI95a] P. Maier-Komor, B.B. Bauer, J. Friese, R. Gernhäuser, P. Kienle, H.J. Körner, G. Montermann, and K. Zeitelhack, Preparation of reflective CsI photocathodes with reproducible high quantum efficiency, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* **362** (1995) 183–188.
- [MAI95b] P. Maier-Komor, Absolute target thicknesses for calibration of accelerator experiments, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* **362** (1995) 139–142.
- [MAI95c] P. Maier-Komor, persönliche Mitteilung.
- [MON93] G. Montermann, Entwicklung eines ortsempfindlichen Mikrostreifen-Gasdetektors zum Nachweis von VUV-Photonen, Diplomarbeit TU München, 1993.
- [MUN95a] M. Münch, Ein Datenaufnahmesystem mit Echtzeit-Bildverarbeitung für Ringabbildende Čerenkovdetektoren, Diplomarbeit TU München, 1995.

-
- [MUN95b] A. Münnich, persönliche Mitteilung.
- [PGA90] *Properties of Gallium Arsenide*, INSPEC, London & New York, 1990.
- [POO75] R.T. Poole, J.G. Jenkin, J. Liesegang, and R.C.G. Leckey, Electronic band structure of the alkali halides, *Phys. Rev.* **B 11** (1975) 5179–5189.
- [PTB95] Physikalisch-Technische Bundesanstalt Berlin bei BESSY GmbH, Kalibrierschein zur Diode G11 vom Typ Hamamatsu G2119-01, 1995.
- [RAB95] H. Rabus, persönliche Mitteilung.
- [RD94] CERN RD26 collaboration, Development of a large area advanced fast RICH detector for particle identification at the LHC operated with heavy ions, Status report of the CsI-RICH collaboration, 1994.
- [RD95] CERN RD26 collaboration, Recent results on the properties of CsI photocathodes, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research* **A 360** (1995) 411–415.
- [SAL95] M. Salvermoser, persönliche Mitteilung.
- [SCH37] E.G. Schneider and H. O’Bryan, The absorption of ionic crystals in the ultraviolet, *Phys. Rev.* **51** (1937) 293–298.
- [SEG90] J. Séguinot, G. Charpak, Y. Giomataris, V. Peskov, J. Tischhauser, and T. Ypsilantis, Reflective UV photocathodes with gas-phase electron extraction; solid, liquid, and adsorbed thin films, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research* **A 297** (1990) 133–147.
- [SOM68] A.H. Sommer, *Photoemissive Materials*, John Wiley & Sons, 1968, Reprint Edition 1980, w/new preface & updated references, Robert E. Krieger Publishing Company, New York.
- [STA95] M. Stanger, persönliche Mitteilung.
- [STO95] A. Stolz, Entwicklung eines zweidimensional ortsempfindlichen Mikrostreifen-Gaszählers, Diplomarbeit TU München, 1995.
- [ULL94] Hr. Ullmann, Fa. OSRAM, persönliche Mitteilung.
- [ULR95] A. Ulrich, persönliche Mitteilung.

- [ZEI95] K. Zeitelhack, A. Stolz, B.B. Bauer, C. Erbe, J. Friese, R. Gernhäuser, A. Kastenmüller, P. Kienle, H.J. Körner, P. Maier-Komor, M. Münch, and S. Winkler, A 2-dimensional position sensitive microstrip gas chamber for single VUV-photons, zur Veröffentlichung in Nucl. Instrum. Methods Phys. Research.

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei allen bedanken, die zu dieser Arbeit beigetragen haben.

Herr Prof. H.J. Körner vermittelte mir dieses attraktive Thema und zeigte stets Interesse am Fortschreiten meiner Arbeit. Ihm sei auch für sein immer offenes Ohr für alle das Studium betreffenden Fragen im Laufe der vergangenen Jahre gedankt.

Herrn Prof. P. Kienle danke ich für die freundliche Aufnahme am Institut und beim von ihm mitbetreuten HADES-Projekt.

Besonderer Dank gilt meinen beiden Betreuern: Jürgen Friese fand als treibende Kraft während der Zusammenarbeit den goldenen Mittelweg zwischen Forderung und Förderung. Ihm verdanke ich insbesondere die Möglichkeit, zweimal das Institut bei den Strahlzeiten in Berlin vertreten zu können. Herr Dr. P. Maier-Komor kümmerte sich intensiv um alle die Probenherstellung betreffenden Angelegenheiten und war stets um den Erfolg meiner Arbeit bemüht.

Herr Dr. H. Rabus von der PTB Berlin betreute mit (angesichts der nächtlichen Arbeitszeiten buchstäblich) unermüdlichem Einsatz die Strahlzeiten in Berlin. Als unser Kollaborationspartner stand er immer bei allen die Zusammenarbeit betreffenden Fragen bereit.

Helmut Falkner und Werner Czech vom technischen Büro waren entscheidend an der Konstruktion des neuen Meßplatzes beteiligt. Ralf Lang und Michael Klöckner aus der Institutswerkstatt fertigten unzählige Bauteile prompt und präzise an und ermöglichten so die rasche Durchführung anstehender Messungen. Ihnen danke ich dafür, daß sie bei eiligen Angelegenheiten die DIN-Vorschriften für technische Zeichnungen als Deutsche ImprovisationsNorm buchstabierten.

Manfred Salvermoser danke ich für seine Hilfe bei der Konzeption der Fokussieroptik am neuen Monochromatormeßplatz. Alexander Münnich und Matthias Knülle realisierten mit der Automatisierung der Datenaufnahme eine bedeutende meßtechnische Verbesserung.

Frau M.K. Nacke stellte zahlreiche der Meßproben her und stand in vielerlei Hinsicht mit ihrer Hilfe bereit. Wolfgang Heimkes unterstützte mich bei vakuuntechnischen Fragen.

Herr Dr. A. Ulrich und Tanja Drobek retteten durch sofortige Zurverfügungstellung von Ersatzgeräten wertvolle Meßzeit, als es mir abweichend von der eigentlichen Themenstellung ungewollt gelang, die umfassende Gültigkeit von

Murphys Gesetz experimentell zu beweisen.

Oliver Ambacher vom Institut E25 stellte die GaAs- und GaN-Proben bereit. Bernd Utz vom Institut E10 fertigte die REM-Aufnahmen an. Herrn Dr. Ullmann von der Fa. OSRAM verdanke ich den Hinweis auf das höchstreine Ausgangsmaterial für unsere Probenherstellung.

Karl Zeitelhack und Josef Homolka standen in vielerlei Hinsicht mit Rat und Tat zur Seite. Jörg Reinhold erwies sich als geduldiger Tischnachbar in der Mensa und trug so zur Vermeidung von Magengeschwüren bei. Möge er nun in Amerika das Fast Food genießen.

Herzlichen Dank den anderen Diplomanden: Christoph Nachtmann garantierte stets für eine angenehme Arbeitsatmosphäre und lieferte zahlreiche Anstöße auch, wenn nicht sogar vor allem, auf nichtphysikalischem Gebiet. Elmar Wefers half bei der Korrektur des Manuskripts und übersah hoffentlich nur wenige Drk-felr. Andy Fräbel stieß erst kurz vor Schluß zu uns und deutete sich als würdiger Nachfolger an. Viel Glück für seine Arbeit im kommenden Jahr.

Very special thanks an unsere Kellerkinder: Anton Kastenmüller verstand es durch stete Herausforderung meine Kenntnisse im Umgang mit Computern und Meßtechnik zu erweitern. Seine weltanschaulichen Diskussionen bereicherten den physikalischen Arbeitsalltag und sind bereits zu Lebzeiten Legende, wenn auch nicht immer zutreffend. Nun, er hatte sicherlich seinen Spaß. Roman Gernhäuser erleichterte mir die ersten Schritte während der Diplomarbeit und stand immer als Ansprechpartner zur Verfügung. In Gegenwart von Toni mutierte er gelegentlich zu einem kongenialen Entertainer. Mathias Münch half bei zahlreichen UNIX-Problemen. Ihm ist zu wünschen, daß er als baldiger Inhaber eines Segelflugscheins außer Computern nichts zum Absturz bringen möge. Last and most gilt mein Dank Andreas Stolz: Zu wirklich jedem erdenklichen Problem wußte er eine Lösung. Er vermag über physikalische Fragen ebenso interessant zu berichten wie über Indonesien. Seine stete Hilfsbereitschaft, insbesondere bei der Anfertigung der vorliegenden Endfassung, würde eine eigene Laudatio verdienen.

Vielen Dank auch den übrigen Mitarbeitern des Instituts für das angenehme Arbeitsklima. Sie alle haben dafür gesorgt, daß das vergangene Jahr nicht zur bloßen Pflichterfüllung verkommen ist.

Ein herzliches Dankeschön, Fröhliche Weihnachten und ¡Buenos dias, Argentina!

München/Garching, 18. Dezember 1995