



Charakterisierung von Spiegeln für den RICH-Detektor von CBM

Diplomarbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Diplom-Physiker

dem Fachbereich Mathematik und Naturwissenschaften
Fachgruppe Physik
der Bergischen Universität Wuppertal

vorgelegt von
Sascha Reinecke

04. Oktober 2011

WU-D 11-10

Betreuender Professor: Prof. Dr. Karl-Heinz Kampert
Zweitgutachter: Prof. Dr. Christian Zeitnitz

"The Lord of the Rings

*Photons from ice and sea under the sky,
Photons from vast water tanks in halls of stone,
Photons from the atmosphere in an insect's eye,
Photons from aerogels, light, clear, blown,
Photons from liquids, gases, crystals flying by,
Photons from fused silica expanding on a cone.
In RICH detectors where PID truths lie.
One Ring to rule them all, One Ring to find them,
One Ring to bring them all, correlate, and bind them
In RICH detectors where PID truths lie."*

(Blair N. Ratcliff [1])

Zusammenfassung

Inhalt dieser Arbeit ist der Aufbau eines Messstandes zur Charakterisierung von Spiegeln und die anschließende Klassifikation verschiedener sphärischer Spiegel-Prototypen der Hersteller Compass, Flabeg und JLO Olomouc mit Hilfe mehrerer Methoden. Die Charakterisierung erfolgt über die Bestimmung der absoluten Reflektivität (Auswertung der Spektren mit und ohne Spiegel), der orts aufgelösten Reflektivität (relativ zu einem Kalibrierspiegel mittels einer Reflection Probe, mit der Aussagen über die Homogenität getroffen werden können) und der D_0 -Messung (Bestimmung des kleinsten Kreisdurchmessers vorgegebener Intensität im Krümmungsradius der Spiegel). Aus den Messungen resultiert, dass der Spiegel von Olomouc die Anforderungen in Hinsicht auf die Benutzung für den Prototypen des RICH-Detektors von CBM, d.h. eine hohe absolute Reflektivität besonders im UV-Bereich, eine gute Homogenität der Spiegel sowie ein D_0 von weniger als 5 mm, am besten erfüllt. Die Vermessung der für den Prototypen des Detektors bestellten Spiegel von Olomouc (\rightarrow Serientest) zeigt die gleichbleibend hohe Qualität bei der Herstellung mehrerer Spiegel.

Desweiteren werden die Reflektivitäten einiger Photomultiplier mit verschiedenen Kathodenmaterialien (Bialkali und Superbialkali) und unterschiedlichen Fenstern mit dem Aufbau zur Vermessung der absoluten Reflektivität wellenlängenabhängig bestimmt.

Abstract

This thesis contains the construction of a test setup for the characterization of mirrors, including the classification of spherical prototype mirrors from the producers Compass, Flabeg and JLO Olomouc via different methods. The characterization is carried out by determination of the absolute reflectivity (by evaluation of spectra with and without the mirror), the spatially-resolved reflectivity (relative to a given calibration mirror with the usage of a reflection probe to achieve impression of the homogeneity of the mirror) and the D_0 -measurement. The results show, that the Olomouc-mirror has the best characteristics to be used within the prototype RICH-detector of CBM. The measurement of the four mirrors specially made for the prototype by Olomouc is also part of this work and shows a constant high quality of the production.

Another application of the test setups is the measurement of reflectivity of photomultipliers with their different cathodes (Bialkali and Superbialkali) and windows. The results are compared to the quantum efficiencies of the photomultiplier.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	vii
Tabellenverzeichnis	x
1. Motivation	1
2. Cherenkov-Detektoren	5
2.1. Cherenkov-Strahlung	5
2.2. Ring Imaging Cherenkov (RICH) Detektoren	10
2.3. Cherenkov-Radiatoren	14
2.4. Spiegel	16
2.5. Der RICH-Detektor von CBM	17
2.5.1. Was ist CBM	18
2.5.2. Der CBM-Detektor	18
3. Reflektivitätsmessungen	23
3.1. Messaufbau für die absoluten Reflektivitätsmessungen	23
3.2. Messaufbau mit der Reflection Probe für relative Messungen	26
3.3. Absolute Messung von Reflektivitäten	27
3.4. Ortsaufgelöste Messung von Reflektivitäten	29
3.5. Charakterisierung und aufgetretene Probleme	31
3.5.1. Notwendigkeit des Filtrerrades	31
3.5.2. Dispersion der Linsen	33
3.5.3. Abstandsverhalten der Reflection Probe	34
3.5.4. Streulicht	35
3.5.5. Rauschen der Photodiode	37
4. D_0-Messungen	41
4.1. Prinzip der D_0 -Messungen	41
4.2. Aufbau	42
4.3. Auswertung	44
4.4. Segmentierter D_0 -Test	49
4.5. Bestimmung des Krümmungsradius	51
4.6. Ausblick und Verbesserungen	53
5. Klassifikation der Spiegel	55
5.1. Der Compass-Spiegel	55
5.2. Der Flabeg-Spiegel	61
5.3. Der Olomouc-Spiegel	63

5.4. Serientest von 4 Olomouc-Spiegeln	67
6. Reflektivitäten von Photomultipliern	75
6.1. Vermessene Photomultiplier	75
6.2. Auswertung	76
7. Fazit	83
A. D_0-Messungen	85
B. Cherenkov-Strahlung	89
Literatur	99

Abbildungsverzeichnis

1.1. Geplanter Bau der Beschleunigeranlage an der GSI in Darmstadt. ([2])	2
1.2. Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie. ([3])	2
2.1. Polarisation der Atome bei Geschwindigkeiten unter (links) bzw. über (rechts) der Lichtgeschwindigkeit c_n . (nach [4])	6
2.2. Entstehung der Cherenkov-Wellenfront. (nach [7])	7
2.3. Erwartetes Cherenkov-Spektrum für $\beta = 1$, $n_{\text{CO}_2} = 1,00043$, $z = 1$, $L = 1,5$ m im Bereich von 200-800 nm.	9
2.4. Prinzip eines RICH-Detektors. (nach [10])	10
2.5. Geplanter Aufbau des RICH-Detektors von CBM. ([11])	11
2.6. Abschwächlänge von CO_2 , wie sie in der Monte Carlo-Simulation von CBM verwendet wird.	15
2.7. Reflektivität verschiedener Beschichtungen. ([12])	17
2.8. Simulation eines Events: grün - track projections, blau - Hits, rot - gefundene Ringe. ([3])	18
2.9. Gesamtdetektor von CBM bestehend aus (von links) einem supraleitenden Dipolmagneten, dem STS/MVD Detektor innerhalb des Magneten, dem RICH Detektor (grün), dem TRD (hellblau), dem TOF (im orangenen Gestell) und am Ende dem ECAL (mehrfarbig) sowie dem PSD (grün). ([2])	20
2.10. Gesamtdetektor von CBM bestehend aus einem MuCH anstelle des RICH, dem TRD und dem TOF dahinter sowie dem STS und MVD im Dipolmagneten davor. Am Ende befindet sich der PSD. ([2])	21
3.1. Aufbau für die absoluten Messungen.	24
3.2. Einzelspektren der beiden Lampen mit und ohne Filtrerrad.	24
3.3. Verlauf des Strahlengangs des Monochromators. [18]	25
3.4. Transmission der drei verwendeten Filter des Filtrerrades. [19]	26
3.5. Aufbau für die relativen Messungen.	27
3.6. Bestimmung des Fehlers für den absoluten Aufbau: links - Berechnete Reflektivität des Flabeg-Spiegels für 7 Messungen, rechts - resultierende Standardabweichung aus den 7 Messungen.	29
3.7. Bestimmung des Fehlers für den relativen Aufbau: links - Berechnete Reflektivität des Flabeg-Spiegels für 9 Messungen, rechts - resultierende Standardabweichung aus den 9 Messungen.	30
3.8. Test des Filtrerrades - Spektrum mit und ohne Filtrerrad und mit und ohne Spiegel.	32
3.9. Test des Filtrerrades - Gemessene Reflektivität mit und ohne Filtrerrad.	33
3.10. Skizzierte Funktionsweise der Reflection Probe.	35
3.11. Berechnete Reflektivitäten mit den verschiedenen Hülsen.	36

3.12. Spiegelreflektivitäten mit und ohne Streulichtblende.	37
3.13. Verteilung des Rauschens (relativer Aufbau).	38
3.14. Verteilung des Rauschens (absoluter Aufbau).	39
4.1. Realer Aufbau des D_0 -Tests.	42
4.2. Histogramme der Aufnahmen mit (links) und ohne (rechts) LED.	44
4.3. Histogramm der Differenz der Aufnahmen.	45
4.4. Verteilung der Helligkeitswerte.	46
4.5. Differenz-Histogramm mit Cutoff bei einem Helligkeitswert von 500.	47
4.6. Jeweilige Kreisradien im ausgewählten Bereich.	48
4.7. Zweidimensionaler Gaußfit der Radienverteilung.	50
4.8. Aufnahmen von Teilen des Spiegels.	51
4.9. Verlauf der Gesamthelligkeit in Abhängigkeit vom Abstand zum Spiegel (für den zweiten Spiegel aus dem Serientest).	52
5.1. Absolute Reflektivitäten der drei getesteten Spiegel-Prototypen.	56
5.2. Ergebnisse der relativ gemessenen Reflektivität des Compass Spiegels.	57
5.3. Positionsabhängige Reflektivität des Compass-Spiegels für 200 nm und 250 nm.	58
5.4. Positionsabhängige Reflektivität des Compass-Spiegels für 300 nm und 400 nm.	58
5.5. Histogramm der Aufnahme des Compass-Spiegels.	59
5.6. Verteilung der Helligkeitswerte der Aufnahme mit dem Compass-Spiegel für Helligkeitswerte bis 5000.	60
5.7. Ergebnisse der relativ gemessenen Reflektivität des Flabeg Spiegels.	62
5.8. Positionsabhängige Reflektivität des Flabeg-Spiegels für 200 nm und 250 nm.	63
5.9. Positionsabhängige Reflektivität des Flabeg-Spiegels für 300 nm und 400 nm.	63
5.10. Aufnahme des Flabeg-Spiegels zur D_0 -Messung.	64
5.11. Ergebnisse der relativ gemessenen Reflektivität des Olomouc Spiegels.	65
5.12. Positionsabhängige Reflektivität des Olomouc-Spiegels für 200 nm und 250 nm.	66
5.13. Positionsabhängige Reflektivität des Olomouc-Spiegels für 300 nm und 400 nm.	66
5.14. Vergleich der absolut bestimmten Reflektivitätskurven aller 5 vermessenen Olomouc-Spiegel.	67
5.15. Positionsabhängige Reflektivitäten aller vier Spiegel.	68
5.16. Positionsabhängige Reflektivitäten aller vier Spiegel bei 200 nm.	69
5.17. Positionsabhängige Reflektivitäten aller vier Spiegel bei 250 nm.	70
5.18. Positionsabhängige Reflektivitäten aller vier Spiegel bei 300 nm.	71
5.19. Positionsabhängige Reflektivitäten aller vier Spiegel bei 400 nm.	72
5.20. D_0 -Histogramme der 4 Olomouc-Spiegel. Der eingezeichnete Kreis beinhaltet 95% der Gesamthelligkeit.	73
6.1. Spektren der getesteten Photomultiplier.	77
6.2. Reflektivitäten der getesteten Photomultiplier.	78
6.3. Quanteneffizienzen verschiedener Photomultiplier. [19]	79
6.4. Photonis XP3062 vor und nach dem Öffnen.	81
A.1. Herstellerangaben zur Kamera Atik ATK-320E	86
A.2. Fokuserie des 2. Olomouc-Spiegels aus dem Serientest	87

B.1. Einlaufendes Teilchen trifft auf Elektron	89
B.2. Energiefluss dargestellt durch Poynting-Vektor	95

Tabellenverzeichnis

2.1. Eigenschaften verschiedener Cherenkov Radiatoren	14
2.2. Verschiedene Observablen und die dafür benötigten Detektoren	21
3.1. Wellenlängenabhängige Brennweiten der verwendeten Linsen.	33
3.2. Parameter des Gaußfits der Verteilung des Rauschens (relativer Aufbau).	38
3.3. Parameter des Gaußfits der Verteilung des Rauschens (absoluter Aufbau).	39
4.1. Parameter des zweidimensionalen Gaußfits der Verteilung der Radian.	49
5.1. Ergebnisse der D_0 -Bestimmung für den Compass-Spiegel.	59
5.2. D_0 -Ergebnisse der vier Olomouc-Spiegel des RICH-Prototypen.	73

Motivation

Seit längerem toben in der Presse wilde Diskussionen. Das Thema: Schwarze Löcher. Erschaffen am Large Hadron Collider (LHC) an der Europäischen Organisation für Kernforschung (CERN) in Genf. Die einen sagen uns bereits den Weltuntergang voraus, die anderen zeigen mit wissenschaftlich fundierten Argumenten die Harmlosigkeit der Experimente. Teilchenenergien von (umgerechnet) 10^{17} eV? Für Astroteilchenphysiker sind derart niedrige Energien schon längst Alltag. Das Pierre Auger Observatorium in Argentinien hat bereits zahlreiche Teilchen mit Energien von einigen 10^{19} eV nachgewiesen. Und dennoch gibt es keine schwarzen Löcher in unserer Atmosphäre.

Das Thema dieser Diplomarbeit hat jedoch weder etwas mit dem LHC zu tun noch mit dem Pierre Auger Observatorium (PAO) in Argentinien, an dem Astroteilchenphysiker Teilchen mit höchsten Energien nachweisen können. Diese Arbeit ist dem Projekt Compressed Baryonic Matter (CBM) zuzurechnen, welches an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt gebaut wird. Ein Ziel, das mit CBM verfolgt wird, ist jedoch das Gleiche wie beim LHC oder beim PAO: Wie entstand Materie? Was hält uns im Innersten zusammen? Und woraus besteht die Welt?

Bis es jedoch erste Ergebnisse von CBM geben wird, werden noch einige Jahre vergehen. Dem aktuellen Stand nach sollen die ersten Ereignisse 2018 stattfinden, doch bis dahin ist noch viel Forschung und Entwicklung nötig, um die angestrebten Ziele zu erreichen und neue Erkenntnisse über die Natur erlangen zu können.

Der Bau in Darmstadt umfasst jedoch nicht allein das Projekt CBM, sondern noch einige weitere Forschungsprojekte, von denen das Proton Antiproton Darmstadt Experiment (PANDA) eines der bekannteren ist. CBM ist ein Fixed Target Experiment, d.h. es werden beschleunigte Teilchen auf beispielsweise eine fest eingespannte Goldfolie geschossen. Zur Beschleunigung der Teilchen werden zwei Beschleuniger mit unterschiedlichen Energien gebaut, der SIS-100 und der SIS-300. In Abbildung 1.1 ist eine Übersicht des geplanten Baus und der einzelnen Experimente zu sehen.

Eines der interessantesten Ziele, das mit CBM verfolgt wird, ist die Erkundung des Phasendiagramms stark wechselwirkender Materie. In dieser Hinsicht ist die Forschung von CBM komplementär zur Forschung z.B. am LHC: Am LHC wird ebenfalls das Phasendiagramm erforscht, jedoch nur in Bereichen niedriger Teilchendichten aber dafür sehr hohen Temperaturen, weshalb der Beschleuniger diese riesigen Ausmaße hat. CBM soll jedoch in die Bereiche moderater Temperaturen und hoher Teilchendichten vordringen. Um dies zu erreichen, müssen wesentlich

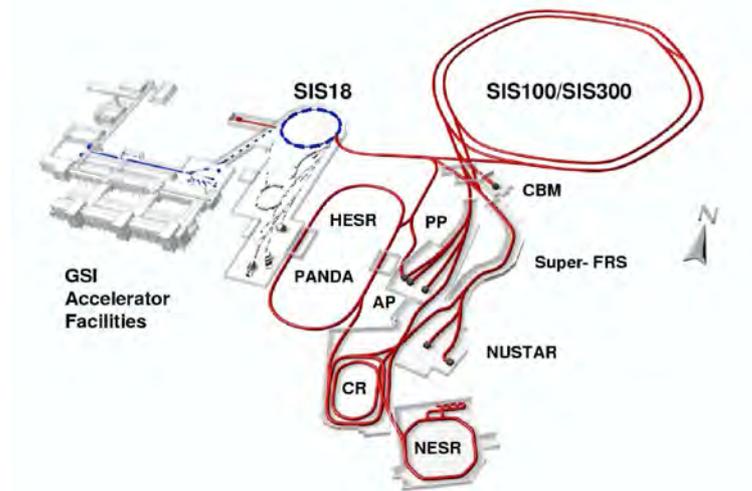


Abbildung 1.1. – Geplanter Bau der Beschleunigeranlage an der GSI in Darmstadt. ([2])

kleinere und weniger starke Teilchenbeschleuniger eingesetzt werden, jedoch mit höheren Luminositäten und dafür optimierten Detektoren. In Abbildung 1.2 ist das Phasendiagramm und die Phasenbereiche von CBM und LHC dargestellt. Das Deconfinement und die Lage des kritischen Punktes sind ebenfalls Schwerpunkte der Erforschung von CBM.

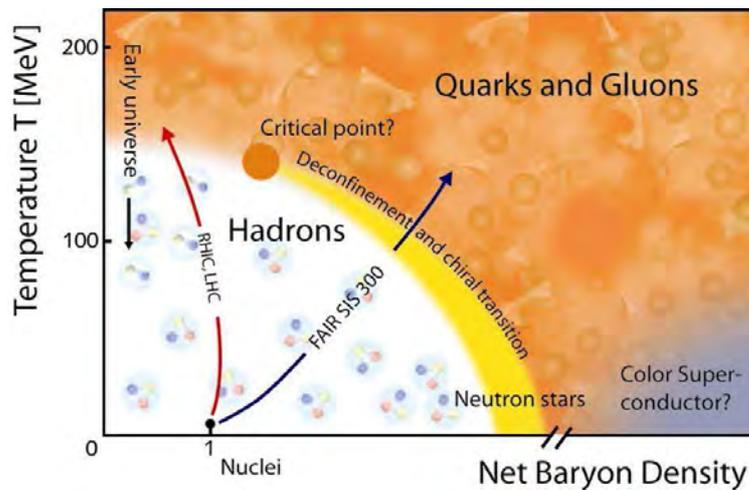


Abbildung 1.2. – Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie. ([3])

Der Inhalt dieser Arbeit beschränkt sich jedoch nur auf einen sehr kleinen Teil des großen Ganzen: den Ring Imaging Cherenkov (RICH) Detektor. Und den auch nicht komplett, sondern nur die verwendeten Spiegel zur Fokussierung des entstehenden Cherenkov-Lichtes. Von drei verschiedenen Herstellern (Compass, Flabeg, Joint Laboratory of Optics (JLO) Olomouc - im folgenden nur Olomouc) wurden uns sphärische Testspiegel zugesandt, die nach den gegebenen Anforderungen an den RICH-Detektor fabriziert wurden. Dennoch gibt es aufgrund der Möglichkeiten der Hersteller kleine Unterschiede: der Compass-Spiegel ist nur 20 cm × 20 cm groß, im Gegensatz zu den 40 cm × 40 cm der anderen beiden Spiegel. Ausserdem verfügt der Compass-Spiegel

über keine schützende Magnesiumfluorid-Schicht, sondern nur über die reflektierende Aluminiumschicht. Die Spiegel von Flabeg und von Olomouc verfügen über beide Schichten. Jedoch ist das Glassubstrat des Flabeg-Spiegels nicht poliert, was man hinterher sehr gut in den Messungen sehen kann. Mit diesen Vorkenntnissen würde der Spiegel von Olomouc erwartungsgemäß die besten Gesamtergebnisse liefern. Die Messungen bestätigen diese Erwartungen, der Spiegel von Olomouc ist, unter Betrachtung aller Ergebnisse, der am besten geeignete Spiegel.

Die Charakterisierung der Spiegel umfasst verschiedene Messmethoden. Die wichtigste Eigenschaft ist die absolut gemessene Reflektivität, welche aus dem Unterschied der mit einer Photodiode gemessenen Spektren einer Lichtquelle mit und ohne dem zu testenden Spiegel erhalten werden kann. Sie gibt wellenlängenabhängig (von 200-800 nm) Auskunft darüber, wieviel des einfallenden Lichtes auch wieder gerichtet reflektiert wird. Diffuse Reflektionen können nicht bestimmt werden, sind aber auch nur von geringem Interesse. Mit einem ähnlichen Aufbau, bei dem eine sog. Reflection Probe benutzt wird, wird die Reflektivität orts aufgelöst bestimmt. Aufgrund der Konstruktion der Reflection Probe kann die orts aufgelöste Reflektivität nur relativ zu einem Spiegel bekannter (absoluter) Reflektivität gemessen werden. Dies kann mit diesem Aufbau (im Gegensatz zu dem absoluten Aufbau) jedoch an beliebig vielen Punkten der Spiegeloberfläche durchgeführt werden und somit ein Rückschluss auf die Homogenität gezogen werden.

Der letzte, ebenfalls sehr wichtige Test ist die D_0 -Messung. Dabei wird die Oberfläche des Glassubstrats untersucht, auf welches die Schichten des Spiegels aufgetragen werden. Der Test erfolgt mit einer punktförmigen Lichtquelle und einer Kamera, die sich im Krümmungsmittelpunkt der Spiegel befinden. Aus der Ausdehnung des Bildes der Lichtquelle auf der Kamera kann anschließend ein Urteil über die Qualität der Substratoberfläche erstellt werden.

Insgesamt ergeben sich somit genug Möglichkeiten, um die wichtigsten Eigenschaften der erhaltenen Testspiegel zu bestimmen und ein Urteil darüber zu fällen, welcher Spiegel die besten Eigenschaften zur Verwendung in dem Prototypen aufweist. Da dieses Ergebnis (der Olomouc-Spiegel) bereits während der Arbeit zustande kam und entsprechend vier Spiegel für den Einsatz in dem RICH-Prototypen geordert wurden, wurden diese ebenfalls komplett vermessen und als sehr gut befunden.

Cherenkov-Detektoren

Im folgenden soll nun ein kurzer Überblick über die Cherenkov-Strahlung sowie den bei CBM verwendeten Detektortyp des RICH-Detektors gegeben werden. Zur Untermauerung der theoretischen Sachverhalte ist im Anhang eine theoretische Herleitung der Cherenkov-Strahlung angegeben. Genauere Angaben und Eigenschaften, deren Umfang den Rahmen dieser Arbeit übersteigen und nicht relevant hierfür sind, können entsprechender Fachliteratur entnommen werden.

2.1. Cherenkov-Strahlung

Die ersten Beobachtungen der Cherenkov-Strahlung wurden 1910 von Marie Curie gemacht. Sie hatte sie als bläuliche Leuchterscheinung von in destilliertem Wasser gelösten Radiumsalzen beobachtet, aber nicht weiter untersucht. Erst 1928 gab es dann weitere Erkenntnisse, als Lucien Mallet nachwies, dass das Spektrum dieser bläulichen Leuchterscheinung im Gegensatz zum Fluoreszenzspektrum kontinuierlich ist und keine diskreten Linien aufweist. Er konnte allerdings nicht herausfinden, wodurch diese Erscheinung verursacht wird. Eine vollständige Untersuchung dieses Phänomens fand jedoch erst ab 1934 durch seinen späteren Namensgeber Pawel Alexejewitsch Cherenkov (1904 - 1990) statt, welcher von seinem Doktorvater Sergei Vavilov aufgrund seiner eigenen Überlegungen um eine Untersuchung dessen gebeten wurde. ([4])

Die ersten theoretischen Überlegungen fanden sogar noch vor den ersten Beobachtungen statt: 1888 sagte Oliver Heaviside voraus, dass geladene Teilchen beim Durchgang durch ein transparentes Medium mit einer höheren als der Lichtgeschwindigkeit Strahlung mit einer konischen Wellenfront erzeugen müssten. Heavisides Überlegungen gerieten jedoch bis zur Wiederentdeckung 1974 in Vergessenheit. Die komplette theoretische Erklärung der Cherenkov-Strahlung erfolgte jedoch erst nach den experimentellen Studien 1937 durch die beiden Physiker Ilya M. Frank und Igor Y. Tamm. Für die Entdeckung und Erklärung der Cherenkov-Strahlung erhielten Cherenkov, Frank und Tamm 1958 den Nobelpreis. ([5], [6])

Cherenkov-Licht tritt auf, wenn geladene Teilchen ein dielektrisches, also polarisierbares, Medium durchqueren und dabei eine Geschwindigkeit haben, die größer ist als die mediumsspezifische Lichtgeschwindigkeit c_n . Dieser Effekt kann an verschiedenen Orten beobachtet werden. Beispielsweise wird er durch die beim β -Zerfall entstehenden Elektronen in Kernkraftwerken hervorgerufen, die dann zu einem bläulichen Schimmern in den Abklingbecken führen, oder

bei Luftschauern in der Atmosphäre, welche dann von entsprechend aufgestellten Cherenkov-Detektoren (sog. Cherenkov-Teleskope) registriert und ausgewertet werden können. Im Hinblick auf diese Arbeit jedoch steht die Erzeugung von Cherenkov-Licht in großen Teilchenbeschleunigern im Vordergrund, um daraus auf die Geschwindigkeiten entstandener Teilchen zu schließen.

Allgemein werden bei dem Durchgang von geladenen Teilchen durch Materie die umliegenden Atome aufgrund des Coulomb-Feldes des Teilchens elektrisch polarisiert, wodurch eine große Anzahl an Dipolen in dem Medium entsteht. Ist das Teilchen z.B. ein Elektron (also negativ geladen), so zeigen die positiven Pole der Dipole in Richtung Flugstrecke, bei Positronen oder Protonen (bzw. allgemein positiv geladenen Teilchen) würden die negativen Pole in Richtung der Flugbahn zeigen. Ist nun die Geschwindigkeit des Teilchens kleiner als die Lichtgeschwindigkeit, also $v < c_n = c/n$, mit n dem Brechungsindex des Mediums, so erstreckt sich die Polarisation auf den ganzen Raumwinkel 4π . Da sich durch die Polarisation alle entstehenden elektrischen Dipole auf das geladene Teilchen ausrichten und die Dipole kohärent abstrahlen, ergibt sich durch die Überlagerung aller Dipolstrahlungen insgesamt eine Auslöschung der Abstrahlung in größerer Entfernung.

Im Fall einer Geschwindigkeit des Teilchens größer der Lichtgeschwindigkeit, also $v > c_n$, erfolgt die Polarisation jedoch nur in einem kegelförmigen Bereich um die Flugbahn mit dem Öffnungswinkel 2φ . Die Spitze dieses Kegels zeigt dabei in die Flugrichtung des Teilchens. Da sich hierbei die einzelnen Strahlungsamplituden nicht mehr komplett destruktiv überlagern, ergibt sich im Endeffekt eine Strahlung, die sich senkrecht zu der Mantelfläche des Kegels ausbreitet (analog zum Machschen Kegel), die Cherenkov-Strahlung. In Abbildung 2.1 kann man die Unterschiede der Polarisation bei verschiedenen Geschwindigkeiten recht deutlich erkennen. In der linken Grafik ($v < c_n$) wird dabei die Polarisation über den ganzen Raumwinkel recht deutlich, während die Grafik rechts ($v > c_n$) nur den entsprechenden Teil in einem Winkel von 2φ umfasst. Abbildung 2.2 zeigt die resultierende Überlagerung der Einzelwellen zu einer gemeinsamen Wellenfront sowie die Ausbreitungsrichtung der Cherenkov-Strahlung.

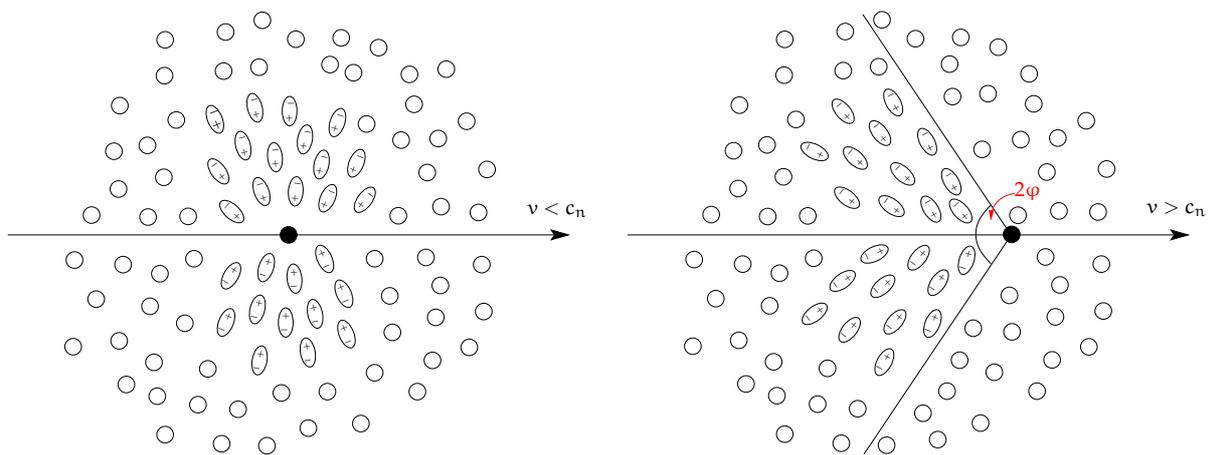


Abbildung 2.1. – Polarisation der Atome bei Geschwindigkeiten unter (links) bzw. über (rechts) der Lichtgeschwindigkeit c_n . (nach [4])

Der Öffnungswinkel des Kegels hängt jedoch ab von der Geschwindigkeit v des Teilchens sowie dem (wellenlängenabhängigen) Brechungsindex $n(\lambda)$ des durchquerten Mediums und es gilt der Zusammenhang (siehe Abbildung 2.2) mit der Lichtgeschwindigkeit c sowie $\beta = v/c$

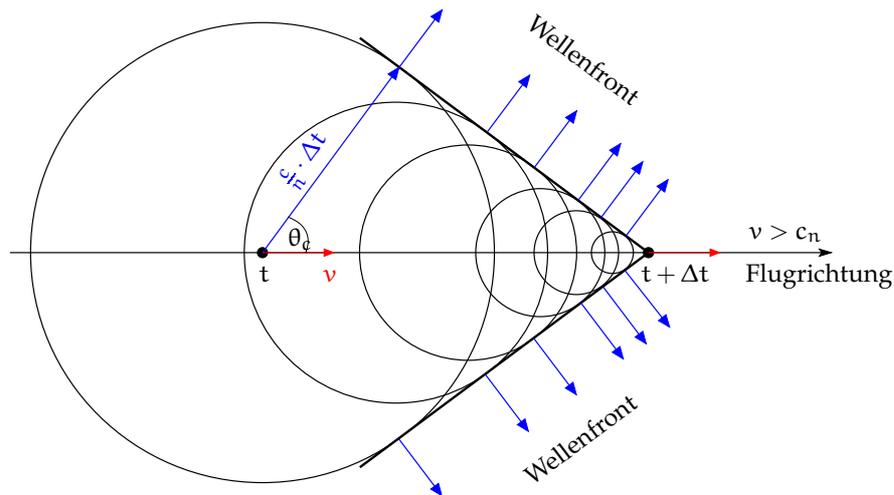


Abbildung 2.2. – Entstehung der Cherenkov-Wellenfront. (nach [7])

$$\sin \varphi = \frac{c}{n(\lambda) \cdot v} = \frac{1}{n(\lambda) \cdot \beta} \quad . \quad (2.1)$$

Für die Geschwindigkeit, um Cherenkov-Licht zu erzeugen, gilt die Einschränkung

$$\frac{1}{n(\lambda)} \leq \beta \leq 1 \quad . \quad (2.2)$$

Die Abstrahlungsrichtung bzw. der Winkel zwischen Teilchenbahn und Abstrahlrichtung ergibt sich dabei einfach wie folgt: In dem Zeitintervall Δt legt die vom Teilchen ausgesandte Elementarwelle die Wegstrecke $c\Delta t/n$ zurück, während das Teilchen in dieser Zeit die Strecke $\beta c\Delta t$ zurücklegt. (Die Herleitung ist also identisch zu der von φ , da θ_c und φ Winkel in einem rechtwinkligen Dreieck sind.) Daraus ergibt sich der Cherenkov-Winkel θ_c zu

$$\cos \theta_c = \frac{c\Delta t/n(\lambda)}{\beta c\Delta t} = \frac{1}{\beta \cdot n(\lambda)} (= \sin \varphi) \quad . \quad (2.3)$$

Nach dem Prinzip von Huygens überlagern sich sämtliche abgestrahlten Elementarwellen zu einer Wellenfront mit identischer Frequenz bzw. Wellenlänge und Ausbreitungsrichtung. Man kann somit aus der Messung des Abstrahlwinkels θ_c der Cherenkov-Strahlung auf die Geschwindigkeit des Teilchens schließen, welches die Strahlung verursacht hat.

Bei einer niedrigen Geschwindigkeit oberhalb der spezifischen Lichtgeschwindigkeit ($v \approx c_n$) ergibt sich also eine Abstrahlung in Vorwärtsrichtung und mit zunehmender Geschwindigkeit erfolgt die Abstrahlung zu immer steileren Winkel bis zu einem Grenzwinkel $\theta_{\max} = \arccos \frac{1}{n}$ bei Vakuumlichtgeschwindigkeit des Teilchens ($v = c$). Der maximale Abstrahlwinkel hängt somit allein vom durchquerten Medium ab.

Neueren Erkenntnissen zufolge ist es jedoch auch möglich, dass bereits bei Unterlichtgeschwindigkeit eine Entstehung von Cherenkov-Licht stattfinden kann, wie Forscher vom Stuttgarter Max-Planck-Institut für Festkörperforschung und bei der University of Michigan experimentell

entdeckt haben [8].

Bei den obigen Betrachtungen gibt es jedoch die Einschränkung, dass sie so nur gültig ist für ein Teilchen, welches durch einen unendlich ausgedehnten Radiator hindurchläuft. Bei einer endlichen Flugstrecke durch den Radiator muss man entsprechend anders vorgehen (gewisse Korrekturen anbringen), was hier aber nicht mehr diskutiert werden soll.

Das Spektrum der Cherenkov-Strahlung ist gegeben durch die Frank-Tamm-Formel

$$\frac{d^2E}{dx d\omega} = \frac{(ze)^2}{c^2} \cdot \omega \cdot \left(1 - \frac{c^2}{v^2 \cdot n^2(\omega)}\right) \quad (2.4)$$

Dabei ist dE die pro Längeneinheit (durch das Teilchen zurückgelegt) und pro Frequenz emittierte Energie, $n(\omega)$ der Brechungsindex des durchquerten Mediums, ze die elektrische Ladung des Teilchens, v seine Geschwindigkeit und ω die Frequenz der emittierten Strahlung.

Dieser Formel kann man entnehmen, dass die Cherenkov-Strahlung kontinuierlich ist und keine typischen Peaks aufweist, wie es z.B. bei Fluoreszenzen oder Emissionsspektren der Fall ist. Offenbar steigt die Intensität der Strahlung auch mit zunehmender Frequenz, bzw. zu kleineren Wellenlängen hin, womit sich auch ein $1/\lambda^2$ -Abfall im Cherenkov-Spektrum ergibt.

Die Anzahl an entstehenden Photonen mit der Energie $h\nu$ pro Längenintervall (dies bezieht sich auf die Länge des Radiators) und pro Frequenzintervall ergibt sich mit $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ zu

$$\frac{d^2N}{dx d\nu} = \frac{2\pi\alpha z^2}{c} \cdot \left[1 - \frac{1}{\beta^2 \cdot n^2(\nu)}\right] \quad (2.5)$$

In wellenlängenabhängiger Form mit $\cos \theta_c = \beta^{-1} \cdot n^{-1}$ (also Vernachlässigung der Dispersion: $n(\lambda) = n$) und $\nu = c/\lambda$ lautet dies

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = -\frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \cdot \sin^2 \theta_c \quad (2.6)$$

Um das wellenlängenabhängige Spektrum $dN/d\lambda$ zu erhalten, kann diese Gleichung jetzt einfach nach x integriert werden, wobei L die zurückgelegte Strecke ist. In Abbildung 2.3 ist das Spektrum im Bereich von 200 - 800 nm aufgetragen.

$$\frac{dN}{d\lambda} = -\frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \cdot \sin^2 \theta_c \cdot L \quad (2.7)$$

Für einen Detektor, der empfindlich ist im Bereich von 200 nm bis 800 nm (dies ist gerade der für diese Arbeit relevante Wellenlängenbereich), kann damit ein ungefährender Wert für die Anzahl an nachweisbaren Photonen pro Längenintervall in einem unbestimmten Radiator ermittelt werden, die durch ein einfach geladenes Teilchen ($z = 1$) mit unbestimmter Geschwindigkeit entstehen:

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha \cdot \sin^2 \theta_c \cdot \left[\frac{1}{200 \text{ nm}} - \frac{1}{800 \text{ nm}}\right] \approx 1720 \cdot \sin^2 \theta_c \text{ Photonen/cm} \quad (2.8)$$

α ist hier die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante, und z ist die Ladung des Teilchens in Einheiten der Elektronenmasse. Betrachten wir das für uns wichtige Radiatormaterial CO_2 mit einem

Brechungsindex von $n_{\text{CO}_2} = 1,000\,43$, so erhalten wir für die maximale Anzahl an entstehenden Photonen (d.h. wir betrachten den Fall $v = c$ bzw. $\beta = 1$)

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha \cdot \left(1 - \frac{1}{n_{\text{CO}_2}^2}\right) \cdot \left[\frac{1}{200\text{ nm}} - \frac{1}{800\text{ nm}}\right] \approx 1,48 \text{ Photonen/cm} \quad . \quad (2.9)$$

Wie man sieht, entsteht nur eine relativ geringe Anzahl an Cherenkov-Photonen beim Durchgang eines einfach geladenen Teilchens durch den CO_2 -Radiator. Ausgehend von einer zurückgelegten Wegstrecke von ca. 1,5 m durch den Radiator würden also höchstens etwa 225 Photonen in dem angegebenen Wellenlängenbereich entstehen, von denen jedoch noch einige durch die Reflektion am Spiegel der Auswertung entzogen werden.

Der Wellenlängenbereich, in dem das Cherenkov-Licht entsteht, ist auf den sichtbaren und den nahen sichtbaren Bereich bis hin zum Deep-UV-Bereich des Lichtes beschränkt. Kürzere Wellenlängen, die im Bereich der Röntgenstrahlung liegen, können beispielsweise nicht emittiert werden, da für diese Wellenlängen der Brechungsindex $n \leq 1$ beträgt und dementsprechend keine Cherenkov-Strahlung erzeugt werden kann (da $n > 1$ gelten muss, siehe auch [9]). Eine untere Grenze der Cherenkov-Strahlung ergibt sich durch die Absorption des Radiators.

Desweiteren ist das Cherenkov-Licht so polarisiert, dass der elektrische Feldvektor \vec{E} der Strahlung überall senkrecht auf dem Kegelmantel steht und der magnetische Feldvektor \vec{H} tangential darauf.

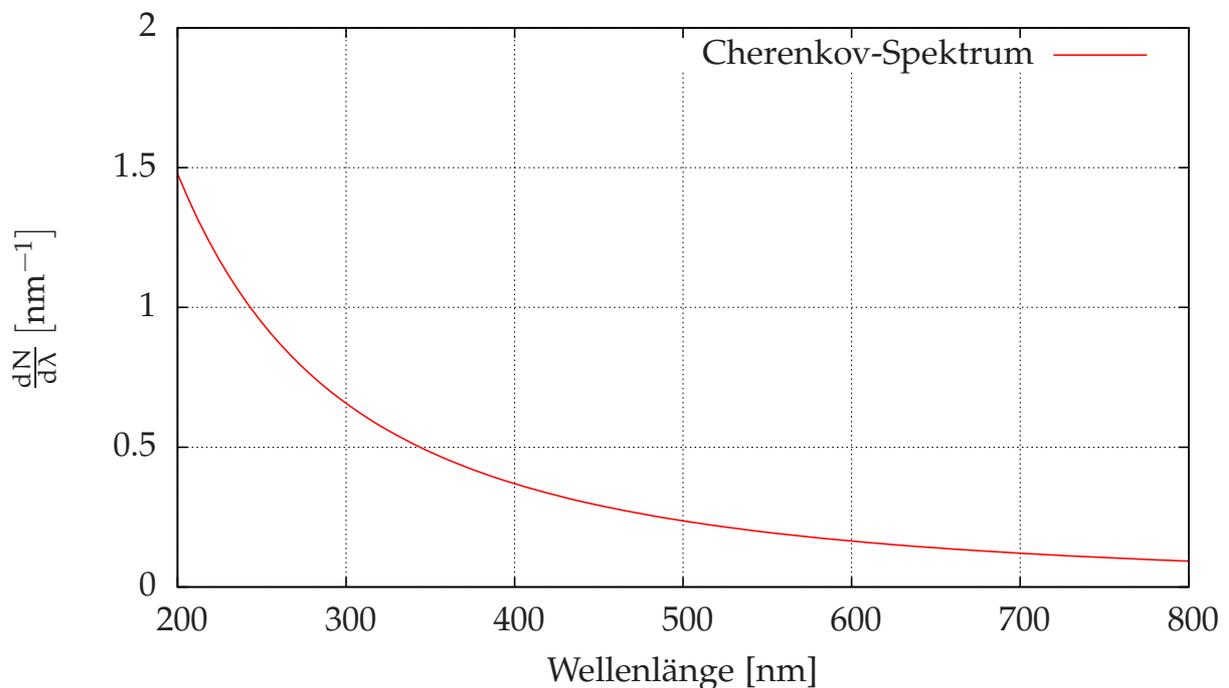


Abbildung 2.3. – Erwartetes Cherenkov-Spektrum für $\beta = 1$, $n_{\text{CO}_2} = 1,000\,43$, $z = 1$, $L = 1,5\text{ m}$ im Bereich von 200-800 nm.

2.2. Ring Imaging Cherenkov (RICH) Detektoren

Ring Imaging Cherenkov (RICH) Detektoren dienen der Bestimmung der Geschwindigkeit von geladenen Teilchen, welche leicht aus der Messung des Cherenkov-Winkels θ_c (später mehr dazu) bestimmt werden kann. Zusammen mit der Messung des Teilchenimpulses mit weiteren Detektoren kann somit sogar das jeweilige Teilchen identifiziert werden. Das Konzept der RICH Detektoren geht zurück auf T. Ypsilantis und J. Séguinot (1977). Das Prinzip beruht auf der Cherenkov-Strahlung, welche durch Teilchen beim Durchgang durch ein Medium („Radiator“) mit einer größeren als der mediumsspezifischen Lichtgeschwindigkeit verursacht wird.

Der Aufbau des RICH Detektors ist dabei wie folgt: Zunächst besteht der RICH-Detektor aus einem Radiator, z.B. eine große, gasgefüllte Kammer. Rings um den Teilchenstrahl sind mehrere sphärische Spiegel mit Krümmungsradius R_{Spiegel} so angeordnet, dass sich der Wechselwirkungspunkt und somit der Ausgangspunkt der Teilchen im Abstand R_{Spiegel} zu den Spiegeln befindet. Die Spiegel sind auf die jeweiligen Photomultiplier-Kameras ausgerichtet, von denen es, wie im Fall des CBM-RICH, auch mehrere geben kann (beim CBM-RICH wird es zwei geben: eine oberhalb und eine unterhalb des Teilchenstrahls). Da sich die Cherenkov-Strahlung radial vom Strahl weg ausbreitet, wobei die einzelnen Strahlen bzw. Photonentrajektorien parallel zueinander sind, wird bei richtiger Ausrichtung für jedes Teilchen ein kleiner Ring auf einer der Kameras zu sehen sein, dessen Radius vom Öffnungswinkel des Cherenkov-Kegels und damit von der Teilchengeschwindigkeit abhängt. Die Kameras müssen sich für die Fokussierung in der Brennebene der Spiegel befinden. In Abbildung 2.4 ist dieses Prinzip sehr gut verdeutlicht.

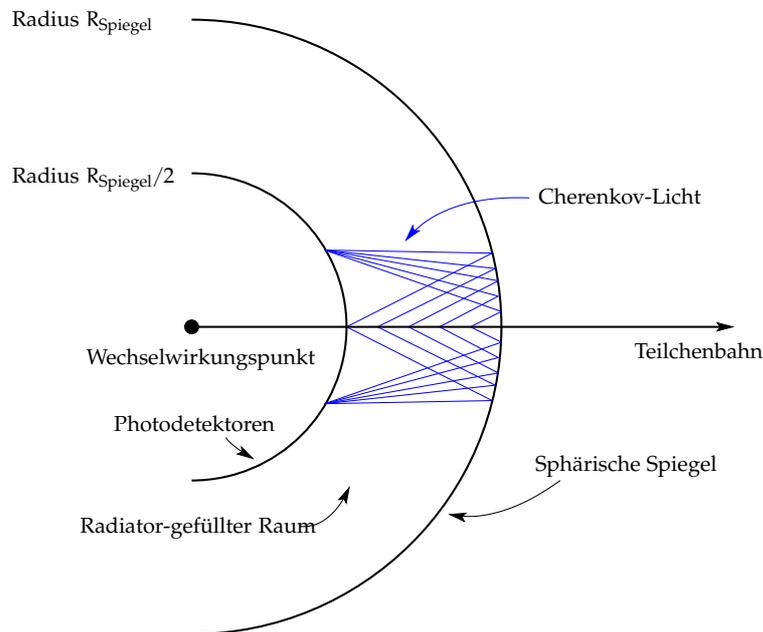


Abbildung 2.4. – Prinzip eines RICH-Detektors. (nach [10])

Diese Grafik ist dabei wie folgt zu verstehen: Vom Wechselwirkungspunkt aus hat das Teilchen eine gewisse Bahn, auf der es sich bewegt. Gelangt es nun mit Überlichtgeschwindigkeit (in Verhältnis zu der Lichtgeschwindigkeit im Medium/Radiator) in den Radiator, so wird Cherenkov-Licht erzeugt, welches sich dann kegelförmig um die Teilchenbahn ausbreitet. Von den sphä-

rischen Spiegeln wird es dann wieder reflektiert und auf einen Kreis fokussiert, der auf der Photokamera abgebildet wird. In Abbildung 2.5 ist dieses Prinzip nochmal besser dargestellt als Querschnitt durch den geplanten RICH-Detektor von CBM.

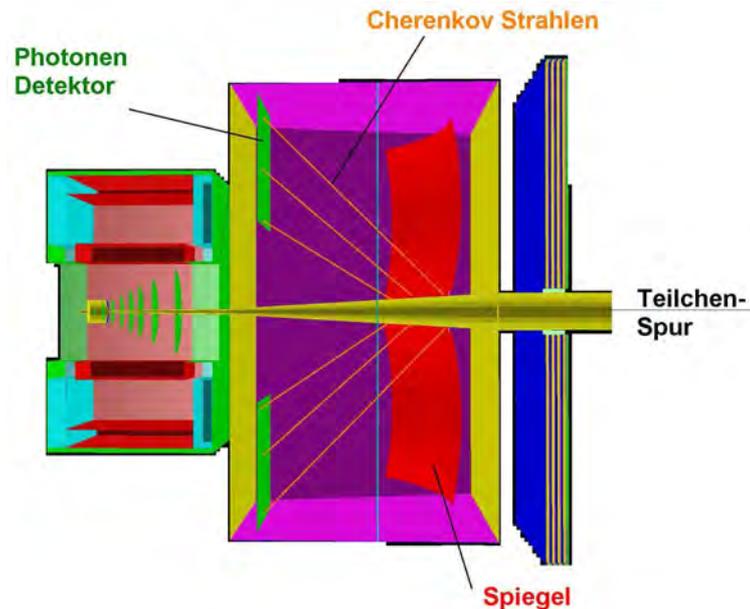


Abbildung 2.5. – Geplanter Aufbau des RICH-Detektors von CBM. ([11])

Die Notwendigkeit der Krümmung der Spiegel ergibt sich daraus, dass die Cherenkov-Strahlung nicht nur in einem Punkt, sondern über eine gewisse Strecke hinweg kontinuierlich abgestrahlt wird. Ohne die Spiegel würde man also (in der Ebene senkrecht zum Beschleuniger bzw. Gesamtdetektor) eine große Kreis- bzw. Ellipsenfläche erhalten, auf der Cherenkov-Photonen nachgewiesen werden können. Um jedoch ein verwertbares Ergebnis (d.h. ein Ergebnis, welches uns einen eindeutigen Winkel liefert) zu bekommen, reicht es somit nicht aus, die gesamte Kreisfläche zu vermessen (auf der dann nur sehr wenige Photonen verteilt sind), sondern es muss diese Kreisfläche auf einen Ring abgebildet werden, dessen Radius einzig von der Geschwindigkeit der Teilchen abhängt und unabhängig von dem genauen Abstrahlort ist. Aufgrund dieser Fokussierung kann somit eine große Verbesserung der Auflösung erreicht werden, da die Photonen nun auf eine wesentlich geringere Fläche konzentriert sind. Dieser Ringradius ist dann eindeutig und wird zur Berechnung des Cherenkov-Winkels benutzt. Die Berechnung der Geschwindigkeit aus dem gemessenen Kreisradius erfolgt aus den geometrischen Verhältnissen. Es gilt zunächst

$$r_{\text{Kreis}} = f_{\text{Spiegel}} \cdot \tan \theta_c = \frac{R_{\text{Spiegel}} \cdot \tan \theta_c}{2} \quad (2.10)$$

r_{Kreis} ist der Radius des entstandenen Kreises, f_{Spiegel} die Brennweite des Spiegels und $R_{\text{Spiegel}} = 2f_{\text{Spiegel}}$ dessen Krümmungsradius.

Für kleine Winkel kann $\tan \theta_c$ durch $\tan \theta_c \approx \theta_c$ genähert werden, welcher nun wiederum ersetzt werden kann durch $\theta_c = \arccos(1/\beta n)$ und die Gleichung anschließend nach der Ge-

schwindigkeit β aufgelöst werden kann:

$$\beta = \frac{1}{n \cdot \cos\left(\frac{2r_{\text{Kreis}}}{R_{\text{Spiegel}}}\right)} . \quad (2.11)$$

Ist nun ebenfalls der Impuls p des Teilchens bekannt, welches das Cherenkov-Licht verursacht hat, so kann nun einfach auf die Masse m des Teilchens und somit auf das Teilchen selbst geschlossen werden (Teilchenidentifikation):

$$p = m\gamma \cdot \beta c \quad \Rightarrow \quad m = \frac{p \cdot \sqrt{1 - \beta^2}}{\beta c} . \quad (2.12)$$

Der abgebildete Kreis liefert noch eine weitere Information, da aus der Lage des Mittelpunktes diesen Kreises auf die genaue Richtung des ursprünglichen Teilchens geschlossen werden kann.

Das zur Erzeugung der Strahlung benötigte Medium, der Radiator, ist in der Regel ein Gas. Bisher wurde dafür häufig C_4F_{10} benutzt, aus Kostengründen und da dieses Gas nur noch von sehr wenigen Firmen hergestellt wird, wird mittlerweile oft CO_2 genommen. Je nach verwendetem Radiator liegt die Schwelle für die Erzeugung von Cherenkov Licht bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten $\beta_{\text{Schwell}} = v_{\text{Schwell}}/c = 1/n$ der Teilchen. Abhängig ist diese Schwell-Geschwindigkeit einzig von dem Brechungsindex n des durchquerten Mediums. In Tabelle 2.1 sind für einige verschiedene Radiatoren (Festkörper sowie gasförmig) die entsprechenden Brechungsindizes n sowie Schwellgeschwindigkeiten β_{Schwell} und γ -Faktoren angegeben.

Zum Nachweis der reflektierten Photonen dient eine Kamera, die meist aus einer Vielzahl an Photomultipliern besteht. Die Entwicklung von Multi-Anoden-Photomultipliern (MAPMT) sorgte für eine erhebliche Verbesserung in Hinblick auf die Auflösung dieser Photokamera. In früheren RICH-Detektoren wurden dagegen oft Mehrdrahtproportionalkammern (Multi Wire Proportional Chamber - MWPC) verwendet, bei denen eine photosensitive Substanz ins Zählgas eingebracht wurde. Diese hatten für damalige Verhältnisse ebenfalls eine gute Ortsauflösung und eine ausreichend große Nachweiswahrscheinlichkeit für einzelne Photonen. MWPCs haben jedoch den deutlichen Nachteil, dass die Zählraten nicht zu hoch sein dürfen (da es sich um eine Driftkammer handelt, die bauartbedingt eine gewisse Totzeit aufweist; ein jedem bekanntes Beispiel sind da auch die klassischen Geiger-Müller-Zählrohre). Photomultiplier allgemein weisen dahingehend ein wesentlich geringere Reaktionszeit auf, womit auch die messbaren Zählraten weit höher sind.

Von jedem Teilchen erwarten wir nur eine gewisse, recht niedrige Anzahl an Photonen. Für ein möglichst großes Signal der Kamera müssen die Spiegel somit eine möglichst große Reflektivität, besonders im UV-Bereich besitzen. Der UV-Bereich ist gerade so wichtig, weil das Cherenkov-Spektrum, wie oben gezeigt, in der Intensität bzw. in der Anzahl der erzeugten Photonen mit $1/\lambda^2$ abfällt. Unter Berücksichtigung der Transmissions-Eigenschaften des jeweils benutzten Radiators ergibt sich somit ein Maximum an Intensität im UV-Bereich, da z.B. viele Gase Licht erst ab einer bestimmten Wellenlänge durchlassen und alles unterhalb dieser Wellenlänge absorbieren. Selbstverständlich muss auch der verwendete Photonendetektor (Photomultiplier-Kamera) eine möglichst große Nachweiseffizienz (Quanteneffizienz), insbesondere für einzelne Photonen, haben, um von den wenigen reflektierten Photonen einen Großteil auch nachweisen zu können.

Die Anzahl N der detektierten Photonen kann dabei recht gut abgeschätzt werden:

$$N = N_0 \cdot L \cdot \sin^2 \theta_c \quad . \quad (2.13)$$

Hier ist L die Strecke, die das Teilchen im Radiator zurücklegt und N_0 der Leistungsfaktor des Detektors, der sämtliche Eigenschaften wie Reflektivität der Spiegel, Quanteneffizienz der verwendeten Photomultiplier und Transmission des Gases enthält. N_0 kann ebenfalls berechnet werden:

$$N_0 = \frac{\alpha}{\hbar c} \cdot \int_{E_1}^{E_2} dE_\gamma \cdot \varepsilon(E_\gamma) \approx 370 \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-1} \cdot \int_{E_1}^{E_2} dE_\gamma \cdot \varepsilon(E_\gamma) \quad . \quad (2.14)$$

$\varepsilon(E_\gamma) = \varepsilon_T(E_\gamma) \cdot \varepsilon_R(E_\gamma) \cdot \varepsilon_Q(E_\gamma)$ ist hierbei die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Photons, die sich aus den einzelnen Beiträgen $\varepsilon_T(E_\gamma)$ (Transmission des Gases), $\varepsilon_R(E_\gamma)$ (Reflektivität der Spiegel) sowie $\varepsilon_Q(E_\gamma)$ (Quanteneffizienz der PMTs) zusammensetzt. Der Leistungsfaktor N_0 eignet sich sehr gut zum Vergleich verschiedener RICH-Detektoren, da er die Charakteristika gut zusammenfasst.

Ein weiterer wichtiger Faktor eines RICH-Detektors ist die erreichbare Auflösung. Diese kann aus Gleichung 2.3 durch einfache Fehlerbetrachtung erhalten werden:

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \sqrt{\tan^2 \theta \cdot (\Delta\theta_{\text{det}})^2 + \left(\frac{\Delta n}{n}\right)^2} \quad . \quad (2.15)$$

Hierbei ist $\Delta\theta_{\text{det}}$ der Fehler der Winkelmessung bzw. Rekonstruktion des Detektors und Δn die Variation des Brechungsindex des Radiators, welche aber häufig vernachlässigt wird. Der Fehler der Winkelmessung kann noch in Abhängigkeit des Fehlers eines einzelnen detektierten Photons geschrieben werden:

$$\Delta\theta_{\text{det}} = \frac{\Delta\theta}{\sqrt{N}} \quad (2.16)$$

wobei $\Delta\theta$ die Ungenauigkeit des Winkels eines Photons angibt und N die Anzahl der detektierten Photonen des jeweiligen Rings. Für $\beta \sim 1$ kann die Auflösung durch einfache Umformungen und unter Vernachlässigung der Dispersion (womit gilt $\Delta\beta/\beta = \tan \theta \cdot \Delta\theta_{\text{det}}$) besser in Abhängigkeit von $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ ausgedrückt werden (mit Gleichung 2.13):

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma} = n\beta^3\gamma^2 \cdot \sin \theta \cdot \Delta\theta_{\text{det}} = n\beta^3\gamma^2 \cdot \frac{\Delta\theta}{\sqrt{N_0 L}} \quad . \quad (2.17)$$

Folglich hat der Leistungsfaktor N_0 einen erheblichen Einfluss auf die Auflösung, ebenso wie der Fehler der Winkelmessung $\Delta\theta$.

Es besteht auch die Möglichkeit, den RICH-Detektor ohne Spiegel zu bauen und das Cherenkov-Licht direkt zu messen (\rightarrow sog. proximity focusing). Zu diesem Zweck muss jedoch der Radiator möglichst dünn sein, damit der entstehende Ring (hierbei entsteht ein Ring, weil nur über einen dünnen Bereich Cherenkov-Licht parallel abgestrahlt wird) nur eine geringe Breite aufweist.

Anhand dieser Beschreibungen könnte der Eindruck entstehen, dass ein RICH-Detektor relativ einfach aus einer Box, ein paar Spiegeln und einigen Photomultipliern gebaut werden kann. Jedoch entstehen in der Realität einige nicht zu vernachlässigende Probleme. Es werden je nach

Konfiguration Spiegel in der Größe von einigen m² benötigt, welche allerdings nicht aus einem großen Spiegel hergestellt werden können, sondern aus vielen kleinen Spiegeln. Dies kann wiederum zu minimalen Ungenauigkeiten bei der Produktion führen (die Spiegel müssen geschnitten werden und auch alle identische Eigenschaften aufweisen), oder auch bei der Aufstellung und Ausrichtung der einzelnen Spiegel. Ein anderes Problem ist, dass zur Ringerkennung eine relativ geringe Pixelgröße und eine größere Anzahl an Pixeln benötigt wird. Diese müssen allerdings aufgrund des Cherenkov-Spektrums, welches proportional zu λ^{-2} ist, im UV-Bereich eine ausreichend große Quanteneffizienz besitzen. Desweiteren haben MAPMTs noch einige andere Probleme, z.B. das Crosstalk, bei dem ein Photon zu einem geringen Anteil noch in den Nachbarpixeln registriert wird oder der Einfluss von Magnetfeldern, die dafür sorgen, dass die Elektronen zwischen Kathode und erster Dynode abgelenkt werden und somit nicht mehr registriert werden, was deutliche Einbußen in der Quanteneffizienz zur Folge hat bis hin zu null detektierten Photonen ab einer gewissen Magnetfeldstärke.

2.3. Cherenkov-Radiatoren

In Tabelle 2.1 sind verschiedene Radiator-Materialien für Cherenkov-Detektoren mit ihren Brechungsindizes $n - 1$ sowie den Schwellgeschwindigkeiten β_{Schwell} , den daraus berechneten γ -Faktoren und den maximalen Abstrahlwinkeln θ_{max} angegeben.

Material	$n - 1$	β_{Schwell}	γ_{Schwell}	$\theta_{\text{max}} [^\circ]$
Diamant	1,42	0,41	1,10	65,6
Flintglas	0,92	0,52	1,17	58,6
Bleifluorid	0,80	0,55	1,20	56,3
Aluminiumoxid	0,76	0,57	1,22	55,4
Bleiglas	0,67	0,60	1,25	53,2
Plexiglas	0,48	0,66	1,33	47,5
Borosilikatglas	0,47	0,68	1,36	47,1
Wasser	0,33	0,75	1,52	41,2
Pentan (STP)	$1,7 \cdot 10^{-3}$	0,9983	17,2	3,34
CO ₂ (STP)	$4,3 \cdot 10^{-4}$	0,9996	34,1	1,68
H ₂ (STP)	$1,4 \cdot 10^{-4}$	0,99986	59,8	0,96
He (STP)	$3,3 \cdot 10^{-5}$	0,99997	123	0,47

Tabelle 2.1. – Eigenschaften verschiedener Cherenkov Radiatoren. Für Gase gemessen bei 0 °C und 1 atm (STP). [9]

Die Festkörper-Radiatoren haben dabei immer einen festen Brechungsindex, während der Brechungsindex der gasförmigen Radiatoren durch unterschiedlichen Druck noch verändert werden kann, denn es gilt

$$(n - 1) = (n_0 - 1) \cdot \frac{p}{p_0} \quad . \quad (2.18)$$

Hier sind n_0 und p_0 jeweils der Brechungsindex bzw. der Druck bei Standardangaben (STP), d.h. bei 0 °C und 1 atm. n ist dementsprechend der Brechungsindex bei Druck p .

Bei Verwendung eines Gasradiators muss auf den zu messenden Wellenlängenbereich geachtet werden, da diese Licht unterhalb einer bestimmten Wellenlänge bzw. ab einer bestimmten Energie absorbieren. Die jeweiligen Grenzen sind aber z.B. beim CO₂ (ca. 175-190 nm) unterhalb dessen, was mit den Photomultipliern gemessen werden kann, so dass die Auswirkungen zu vernachlässigen sind.

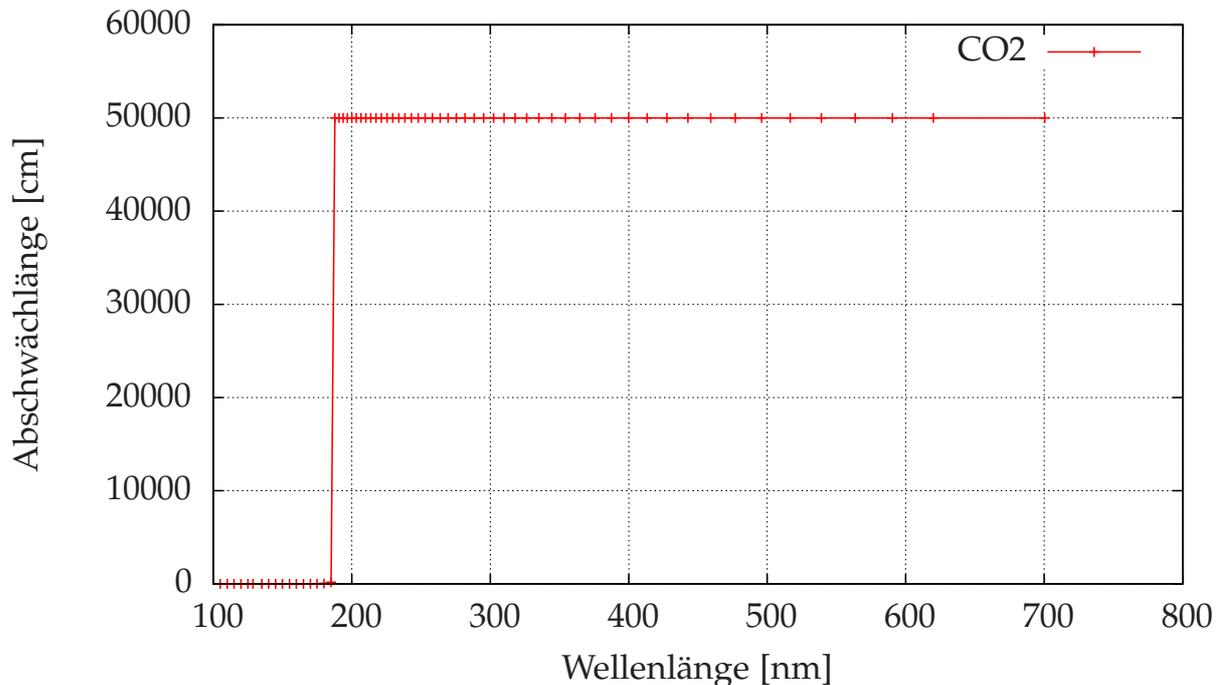


Abbildung 2.6. – Abschwächlänge von CO₂, wie sie in der Monte Carlo-Simulation von CBM verwendet wird.

In Abbildung 2.6 sind die verwendeten Werte der Abschwächlänge von CO₂ angegeben, wie sie in der Monte Carlo-Simulation von CBM benutzt werden. Die Werte sind dabei äquivalent zum Transmissionsverhalten von CO₂, denn eine geringe Abschwächlänge bedeutet eine starke Absorption und damit nur geringe Transmission, während eine große Abschwächlänge eine geringe Absorption bzw. hohe Transmission angibt. Sehr deutlich ist erkennbar, dass bei ca. 190 nm ein beinahe stufenartiger Anstieg der Abschwächlänge stattfindet. Dies stellt die Absorptionskante des CO₂ dar, unterhalb derer annähernd alles absorbiert und oberhalb dessen annähernd alles transmittiert wird. Die Lage dieser Kante ist wichtig zu kennen, damit man weiss, für welchen Bereich der verwendete Aufbau (Photomultiplier, Spiegel) optimiert sein muss. Aus diesem Grund sind die Messungen dieser Arbeit auf den Bereich ab 200 nm ausgelegt.

Neben den hier genannten Radiatoren gibt es noch eine Vielzahl weiterer Möglichkeiten. Ein sehr wichtiger Stoff dafür sind sog. Aerogele, die immer häufiger eingesetzt werden. Aerogele gehören zu den Festkörpern, weisen aber in ihrer Struktur sehr viele Poren und Zwischenräume auf, womit ihre Dichte sehr gering ist ($< 1 \text{ g cm}^{-3}$). Im Hinblick auf die Verwendung in Cherenkov-Detektoren füllen Aerogele die Lücke zwischen den Gasen mit sehr niedrigen Bre-

chungsindizes, und den Festkörpern mit relativ hohen Brechungsindizes auf. Der Brechungsindex von Aerogelen liegt im Bereich von $n - 1 = 0,025 - 0,075$, womit Teilchengeschwindigkeiten ab $\beta = 0,93 - 0,976$ gemessen werden können.

2.4. Spiegel

Allgemein bestehen Spiegel aus einem Substrat (häufig Glas), auf die eine reflektierende Schicht aufgebracht wurde (z.B. Aluminium oder Silber) und die zum Schutz noch mit einer weiteren Schicht (z.B. Magnesiumfluorid MgF_2) bedeckt ist. Man muss dabei zwischen zwei Spiegelarten unterscheiden: bei haushaltsüblichen Spiegeln sind die beiden Schichten auf die Rückseite des Substrats aufgebracht, so dass das Licht erst durch das Substrat gelangt, bevor es reflektiert wird. Das Substrat bildet in diesem Fall also den Schutz, womit eine Beeinträchtigung der reflektierenden Schicht durch Reinigen, leichte Stöße, Fingerabdrücke und ähnliche äußere Einflüsse gänzlich verhindert wird.

Die andere Art sind optische Spiegel. Bei diesen ist die Beschichtung auf der Vorderseite des Substrats, das Licht wird also direkt an der Schicht reflektiert ohne das Substrat durchlaufen zu müssen. Dies hat den Vorteil, dass die optischen Eigenschaften des Substrats keine Auswirkungen auf die Reflektion haben und dadurch ebenfalls keine Doppelbilder aufgrund der Grenzflächenübergänge am Substrat entstehen. Allerdings sind diese Art von Spiegeln aufgrund der geringen Schichtdicke von meist nur einigen hundert nm sehr empfindlich z.B. gegenüber leichtem Wischen, Reinigen oder leicht groben Berührungen. Der Umgang mit optischen Spiegeln erfordert demzufolge ein recht hohes Maß an Sorgfalt.

In wissenschaftlichen Bereichen werden immer nur optische Spiegel eingesetzt, da die optischen Eigenschaften wesentlich überwiegen. Solche optischen Eigenschaften sind in erster Linie die Reflektivität, bei der dann auch die Absorption verschiedener Wellenlänge eine gewisse Rolle spielt.

Als reflektierende Schicht kommen verschiedene Materialien zum Einsatz. Die häufigsten sind Metallbeschichtungen aus Aluminium, Silber oder Gold. Diese reflektieren besonders im IR-Bereich sehr gut, während der UV-Bereich nur bei einigen (z.B. Aluminium) eine hohe Reflektivität aufweist. In Abbildung 2.7 sind die Reflektivitätskurven für Aluminium, Silber, Gold und Kupfer im Wellenlängenbereich von 200 - 5000 nm gezeigt. Man sieht dort deutlich die Einbrüche bei Silber, Gold und Kupfer zu kurzen Wellenlängen hin, und den annähernd konstanten Verlauf von Aluminium über den gesamten Wellenlängenbereich.

Aufgrund der niedrigen Reflektivitätswerte der meisten Beschichtungen im UV-Bereich kommt fast ausschließlich Aluminium als Spiegelbeschichtung für Aufbauten wie Cherenkov-Detektoren zum Einsatz, wie es auch bei den hier vermessenen Prototyp-Spiegeln der Fall ist. Eine MgF_2 -Schicht schützt die Aluminium-Schicht dabei vor Oxidation und äußeren Beschädigungen. Diese mindert allerdings die Reflektivität minimal.

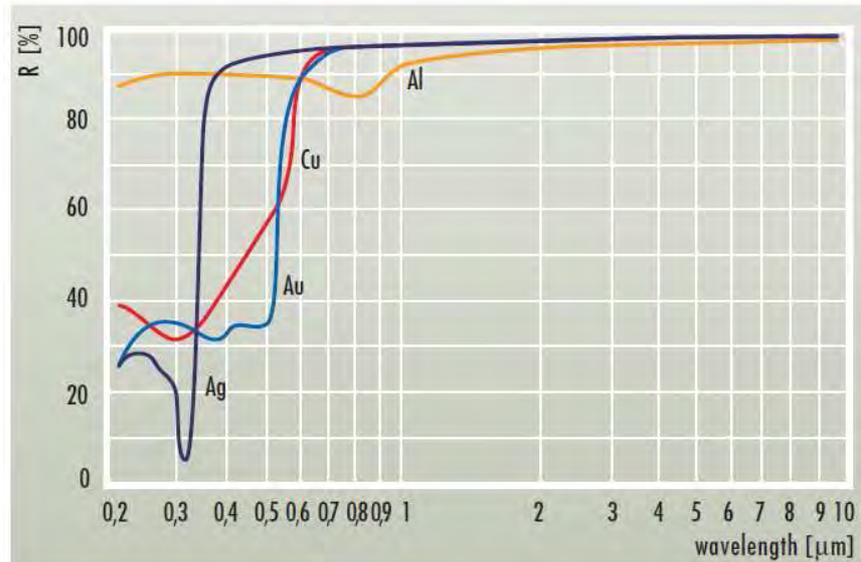


Abbildung 2.7. – Reflektivität verschiedener Beschichtungen. ([12])

2.5. Der RICH-Detektor von CBM

Der RICH-Detektor von CBM befindet sich unmittelbar hinter dem Dipolmagneten, in den der Micro Vertex Detector (MVD) und das Silicon Tracking System (STS) eingebaut sind. Das Hauptziel ist die Identifizierung von Elektronen mit Impuls $p \leq 10 - 12 \text{ GeV}/c$ und dadurch die Separation von Elektronen und Pionen, um die Pionen bei seltenen dileptonischen Zerfällen effektiv unterdrücken zu können. Die Unterdrückung von Pionen kann bei Teilchenimpulsen bis $8 \text{ GeV}/c$ erfolgen und liegt im Bereich von 10^3 bis 10^4 . Möglich ist ebenfalls eine K/π Separation in Bereichen oberhalb $5 - 6 \text{ GeV}/c$ ([13]). Es handelt sich hierbei um einen Gas-RICH-Detektor, bei dem als Radiator CO_2 bei Normaldruck zum Einsatz kommt. Das entstehende Cherenkov-Licht kann anschließend über eine Vielzahl von Spiegeln und einer Photokamera aus einigen Hundert Multi-Anoden-Photomultipliern (MAPMT) mit je 64 Kanälen nachgewiesen werden.

Die Spiegel bestehen aus einem Glassubstrat mit einer reflektierenden Aluminiumschicht und einer schützenden Magnesiumfluoridschicht, so dass die Gesamtdicke $\leq 6 \text{ mm}$ beträgt. Der Krümmungsradius der Spiegel wird 3 m betragen und eine Gesamtfläche von $11,8 \text{ m}^2$ haben. Die zwei eingesetzten Photokameras werden aus Multi-Anoden Photomultipliern des Types Hamamatsu H8500 bestehen und eine Oberfläche von $2,4 \text{ m}^2$ haben. Die mögliche Verwendung von Wellenlängenschiebern (wavelength-shifter, kurz WLS) befindet sich derzeit noch in der Erforschung.

Nach derzeitigen Berechnungen werden für jeden durch Elektronen verursachten Ring im Mittel 21 Photoelektronen erwartet. Der Leistungsfaktor wird im Bereich von $N_0 \approx 130 - 140 \text{ cm}^{-1}$ liegen. Für jeden zentralen Gold-Gold-Stoß mit Energien von 25 GeV pro Nukleon werden ca. 100 Ringe erwartet. In Abbildung 2.8 ist die Simulation eines Events zu sehen, wie dieses auf der Photokamera registriert wird. Dabei sind die grünen Punkte die projizierten Spuren, blau die einzelnen Hits und rot die gefundenen Ringe.

Bei der Wahl des Radiators spielten verschiedene Faktoren eine wichtige Rolle, z.B. das Transmissionsverhalten, die Handhabung oder auch der genaue Brechnungsindex. Das CO_2 hat in

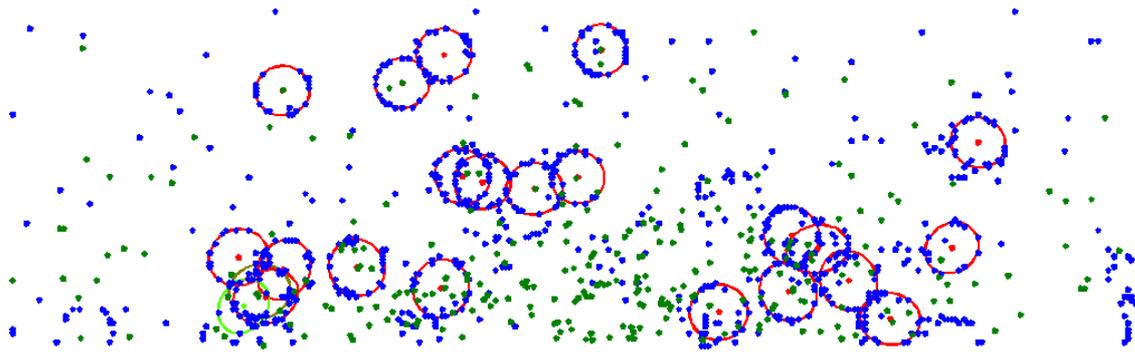


Abbildung 2.8. – Simulation eines Events: grün - track projections, blau - Hits, rot - gefundene Ringe.
([3])

diese Hinsicht die günstigsten Eigenschaften, vor allem, da es weder giftig noch entflammbar ist und somit eine (relativ) einfache Handhabung erlaubt (die einzige Gefahr geht von der Übersättigung der Luft mit CO_2 aus, wodurch Erstickungsgefahr droht). Das Transmissionverhalten ist, wie schon weiter oben gezeigt, ebenfalls günstig, und der Brechungsindex ist klein genug.

2.5.1. Was ist CBM

Das Ziel des Compressed Baryonic Matter (CBM) Experiments ist die Untersuchung und Analyse der Vorgänge während Stößen mit schweren Ionen. Dabei können verschiedene Facetten untersucht werden: Es können Multiplizitäten bestimmt werden, der Fluss von vielen Teilchen, wie Protonen, Pionen, Kaonen, Hyperonen, hadronischen Resonanzen, leichten Vektormesonen, Charmonium oder Open Charm, kann festgelegt werden und noch viele weitere Möglichkeiten. Durch die Messung all dieser Observablen ist es möglich, das bereits in der Motivation erwähnte Phasendiagramm im Bereich moderater Temperaturen und hoher Teilchendichten eingehend zu untersuchen, insbesondere das Deconfinement, die Lage des kritischen Punktes sowie die Eigenschaften des Quark-Gluon-Plasmas.

2.5.2. Der CBM-Detektor

Der CBM-Detektor besteht aus mehreren hintereinander angeordneten Einzeldetektoren, die bei einem Ereignis verschiedene Messdaten nehmen. In Abbildung 2.9 ist eine Möglichkeit der Anordnung dieser Detektoren zu erkennen. Je nach den zu beobachtenden Teilchen wird eine unterschiedliche Konfiguration all dieser Einzeldetektoren eingesetzt werden, wie Tabelle 2.2 entnommen werden kann. Im folgenden sei eine kurze Beschreibung einiger wesentlicher Detektor-komponenten (bis auf den RICH) zur Übersicht gegeben.

Silicon Tracking System (STS)¹: Das Silicon Tracking System (STS) ist das zentrale Element und inmitten des supraleitenden Dipolmagneten angebracht. Mit diesem System sollen Teilchenspuren rekonstruiert sowie die Impulse von geladenen Teilchen bestimmt werden.

Das STS besteht dabei aus einer Vielzahl von sog. Micro-Strip Detektoren aus Silizium, die ggf. noch um ein oder zwei Hybrid-Pixel Detektoren ergänzt werden.

¹ [14]

Insgesamt wird es acht Stationen geben, an denen die Micro-Strip Detektoren angebracht werden, jeweils in unterschiedlichen Abständen zum Wechselwirkungspunkt, die von 30 cm bis 100 cm reichen. Damit eine möglichst gute Impuls-Auflösung von $\Delta p/p = 1\%$ bei typischen Energien von 1 GeV/c erreicht werden kann, müssen die einzelnen Stationen eine möglichst geringe Masse haben. Desweiteren darf das STS keine Totzeit beim Auslesen aufweisen, da sehr hohe Reaktionsraten von bis zu 10 MHz erwartet werden. Eine dritte wichtige Voraussetzung ist die Strahlungshärte des Detektors, da er sich mitunter am nächsten am Wechselwirkungspunkt befindet.

Micro-Vertex Detector (MVD)²: Der Micro-Vertex Detector (MVD) ist noch vor dem STS aufgestellt und weist somit den geringsten Abstand zum Wechselwirkungspunkt auf. Die Aufgabe dieses Detektors ist es, die Spuren der am schnellsten zerfallenen Teilchen zu detektieren. Das Hauptaugenmerk liegt dabei auf der Rekonstruktion von D-Mesonen durch ihre hadronischen Zerfallskanäle $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (mit einer durchschnittlichen Zerfallslänge von $c\tau \approx 124 \mu\text{m}$) sowie $D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ ($c\tau \approx 317 \mu\text{m}$).

Der MVD besteht ebenfalls aus mehreren Stationen, von denen sich die erste bereits 5 - 10 cm hinter dem Wechselwirkungspunkt befinden wird. Er besteht im Gegensatz zum STS (\rightarrow Streifendetektoren) aus sehr dünnen Pixeldetektoren aus Silizium, um eine möglichst hohe Ortsauflösung zu erreichen.

Transition Radiation Detector (TRD)³ : Der Transition Radiation Detector (TRD) wird ebenfalls zum Nachweis von Elektronen und zusätzlich von Positronen ab Impulsen von 1,5 GeV/c eingesetzt. Die Bestimmung von Teilchenspuren ist weiterer Aufgabenbereich von TRDs.

Der TRD nutzt dabei die Übergangsstrahlung zum Nachweis von geladenen Teilchen, um diese zu unterscheiden. Übergangsstrahlung wird dabei von elektrisch geladenen Teilchen emittiert, wenn sie die Grenzfläche zweier Materialien mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten ϵ_1 und ϵ_2 durchqueren. Für die Emission ist es nötig, dass der Gammfaktor des Teilchens die Schwelle von: $\gamma = E/M \approx 500$ überschreitet.

Time Of Flight Detector (TOF)⁴: Der Time of Flight Detector (TOF) ist der einzige Detektor in diesem Aufbau, der die Möglichkeit einer adäquaten Hadronenidentifikation bietet (prinzipiell auch mit dem RICH möglich, jedoch nur für sehr hohe Impulse $p > 7 \text{ GeV}$). Das verwendete Prinzip ist die Flugzeitmessung, wobei das Stoppsignal von den Timing Resistive Plate Chambers (tRPC) kommt. Erzielt werden soll eine zeitliche Auflösung von weniger als 100 ps und eine Ortsauflösung von weniger als $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ bei einer Effizienz von mehr als 95%.

Electromagnetic calorimeter (ECAL)^{3 5}: Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) dient zur Identifikation von Elektronen und Photonen und zur Bestimmung ihrer Impulse. In Zusammenarbeit mit dem RICH und dem TRD kann somit die Teilchenidentifikation verbessert werden. Zusätzlich kann die Rekonstruktion neutraler Mesonen über ihre photonischen Zerfallskanäle erfolgen. Für diese und weitere Zwecke muss das ECAL eine gute Energieauflösung von $5\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ bieten, eine Ortsauflösung von wenigen mm und einen Energiebereich bis 40 GeV abdecken können. Aufgebaut ist das ECAL aus mehreren Modulen, die jeweils aus 140 Schichten aus abwechselnd 1 mm Blei und 1 mm Szintillatormaterial bestehen.

² [15] ³ [2] ⁴ [16] ⁵ [17]

Muon Chamber System (MuCh)³ : Das Muon Chamber System (MuCh) ist, wie der Name schon sagt, ein Myonen-Detektor. Mit diesem Detektor, für den der Aufbau der Detektoren ein wenig geändert werden muss (siehe Abbildung 2.10), sollen vor allem Myonen mit niedrigen Impulsen bei sehr hohen Teilchenanzahlen identifiziert werden. Zu diesem Zweck werden die Zerfälle des $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ sowie die Zerfälle von leichten Vektormesonen ($\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $\omega^+ \rightarrow \mu^+ \mu^-$ und $\phi^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$) in Gold-Gold-Kollisionen bei Energien von 25 AGeV genauer betrachtet und ausgewertet.

Für Messungen wird das MuCh unmittelbar hinter dem STS aufgebaut. Es besteht aus 15-18 Detektorstationen und sechs Absorberschichten aus Wolfram, Eisen und Kohlenstoff verschiedener Dicke, die alle abwechselnd hintereinander angeordnet werden, jeweils drei Detektorstationen hinter jeder Absorberschicht.

Projectile Spectator Detector (PSD)³ : Der Projectile Spectator Detector (PSD) dient zur Bestimmung der Zentralität eines Zusammenstoßes, indem die Energie derjenigen Nukleonen sehr genau gemessen wird, die nicht an der Reaktion teilgenommen haben und sich somit noch in Strahlrichtung bewegen. Der PSD besteht dabei aus vielen Modulen aus Blei- und Szintillatorschichten, die mit Hilfe von Fasern und Multi-Avalanche Photodioden ausgelesen werden.

Insgesamt wird es zwei verschiedene Aufbauten des Detektors geben, wobei der zweite aus Abbildung 2.10 dazu gedacht ist, um Myonen zu messen, zu welchem Zweck dann der MuCH anstelle des RICH eingebaut wird.

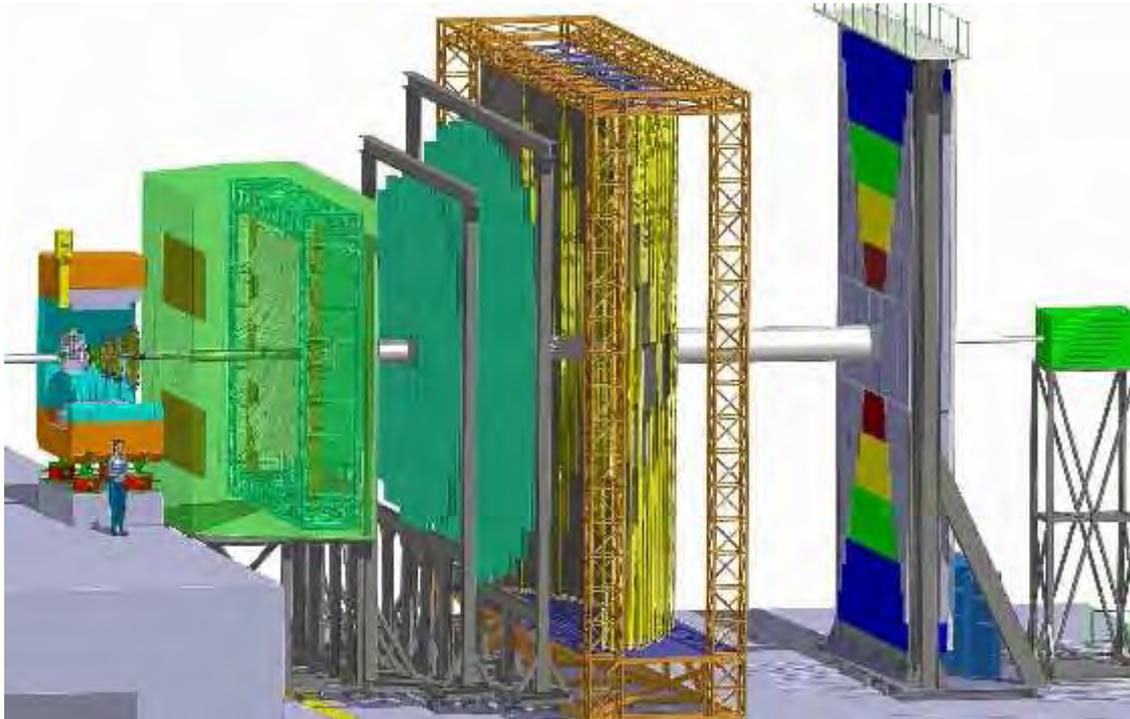


Abbildung 2.9. – Gesamtdetektor von CBM bestehend aus (von links) einem supraleitenden Dipolmagneten, dem STS/MVD Detektor innerhalb des Magneten, dem RICH Detektor (grün), dem TRD (hellblau), dem TOF (im orangenen Gestell) und am Ende dem ECAL (mehrfarbig) sowie dem PSD (grün). ([2])

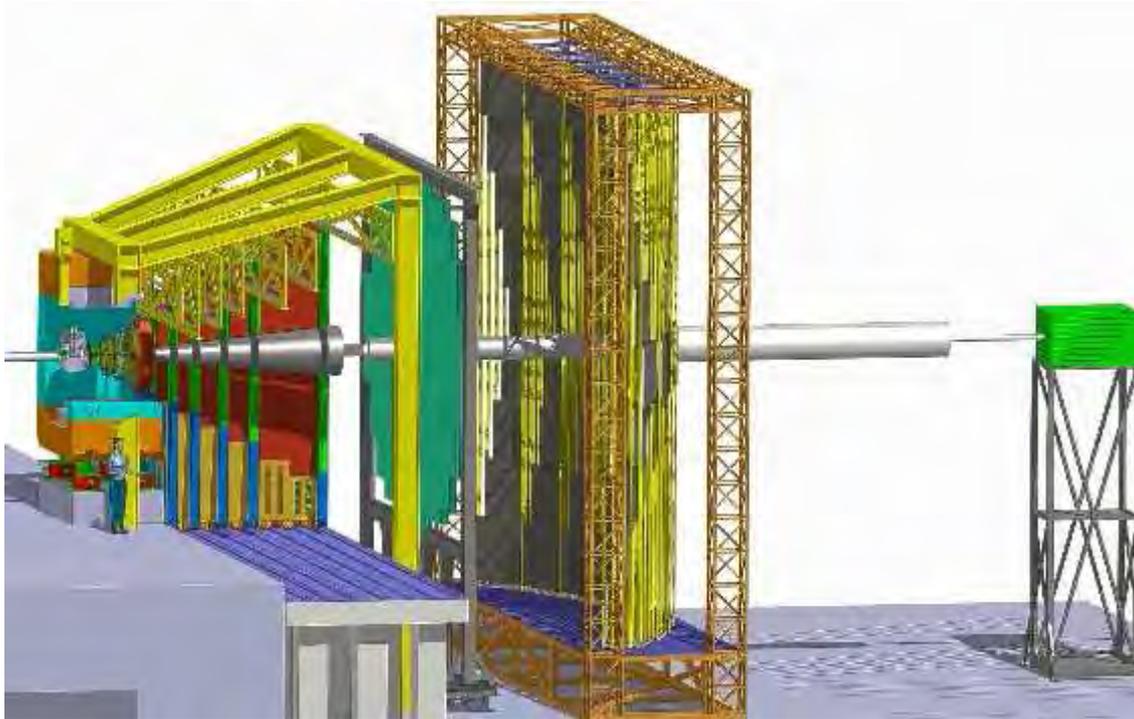


Abbildung 2.10. – Gesamtdetektor von CBM bestehend aus einem MuCH anstelle des RICH, dem TRD und dem TOF dahinter sowie dem STS und MVD im Dipolmagneten davor. Am Ende befindet sich der PSD. ([2])

Observable	MVD	STS	RICH	MuCH	TRD	RPC	ECAL	PSD
π, K, p		✓	(✓)		(✓)	✓		✓
Hyperonen		✓			(✓)	(✓)		✓
Open charm	✓	✓	(✓)		(✓)	(✓)		✓
Elektronen	✓	✓	✓		✓	✓		✓
Myonen		✓		✓		(✓)		✓
Photonen							✓	✓
Photonen via e^\pm Konversion	✓	✓	✓		✓	✓		✓

Tabelle 2.2. – Verschiedene Observablen und die dafür benötigten Detektoren. Detektoren mit (✓) können zur Untergrundreduktion zusätzlich eingesetzt werden. ([2])

Reflektivitätsmessungen

Ziel dieser Arbeit ist zum einen die Bestimmung der Reflektivitäten der Testspiegel und zum anderen die Bestimmung der Homogenität der Spiegel, indem die Reflektivität an einer gewissen Anzahl an festgelegten Punkten gemessen wird. Zu diesem Zweck musste der bisher vorhandene Messstand teilweise optimiert werden, und teilweise um eine weitere Testmöglichkeit ergänzt werden. Die Ergebnisse dieser Messungen werden anschließend in Kapitel 5 ausführlich diskutiert.

Kern des Aufbaus ist eine polychromatische Lichtquelle, ein Monochromator sowie eine Photodiode. Dabei muss man jedoch zwei verschiedene Messmethoden unterscheiden: Bei der absoluten Messung der Reflektivität wird mit Hilfe der Photodiode im Strahlengang der Strom einmal ohne Spiegel gemessen und einmal mit dem Spiegel im Strahlengang. Aus dem Verhältnis dieser beiden Messungen kann schließlich die (absolute) Reflektivität bestimmt werden.

Für die relative Messung der Reflektivität wird eine sog. „Reflection Probe“ benutzt. Diese besteht aus mehreren 400 μm dicken optischen Fasern, welche zum einen das Licht in den Probenkopf leiten, und zum anderen das reflektierte Licht wieder auf die Photodiode zurückführen. Aufgrund der Konstruktion dieser Reflection Probe kann die Reflektivität eines Spiegels bei diesem Aufbau nur relativ zu einem anderen Spiegel gemessen werden, dessen (absolute) Reflektivität bekannt ist. Diese Messmethode eignet sich jedoch sehr gut zur orts aufgelösten Messung, womit man Aussagen über die Homogenität des Spiegels machen kann.

3.1. Messaufbau für die absoluten Reflektivitätsmessungen

Der Aufbau für die absoluten Messungen kann Abbildung 3.1 entnommen werden.

Grundsätzlich ist der Aufbau folgendermaßen: Die polychromatische Lichtquelle (Spectral Products ASBN-D1-W150M) besteht aus zwei verschiedenen Lampen, einer leistungsregulierbaren (bis 150 W) Halogenlampe für die höheren Wellenlängen ab ca. 400 nm und einer 30 W Deuterium-Lampe für den kurzwelligen Bereich beginnend bei 180 nm. In Abbildung 3.2 sind die einzelnen Spektren der beiden Lampen zu sehen, jeweils mit Verwendung des Filterrads und auch ohne das Filterrad (die Halogenlampe wurde dabei auf eine Leistung von ca. 20% eingestellt, wie sie bei allen Messungen eingestellt wurde). Man erkennt dort deutlich, dass das Spektrum der Deuterium-Lampe mehrere Peaks aufweist, die typisch sind für Niederdruck-Gasentladungslampen (man erkennt z.B. deutlich eine Linie der Balmer-Serie des Wasserstoffs

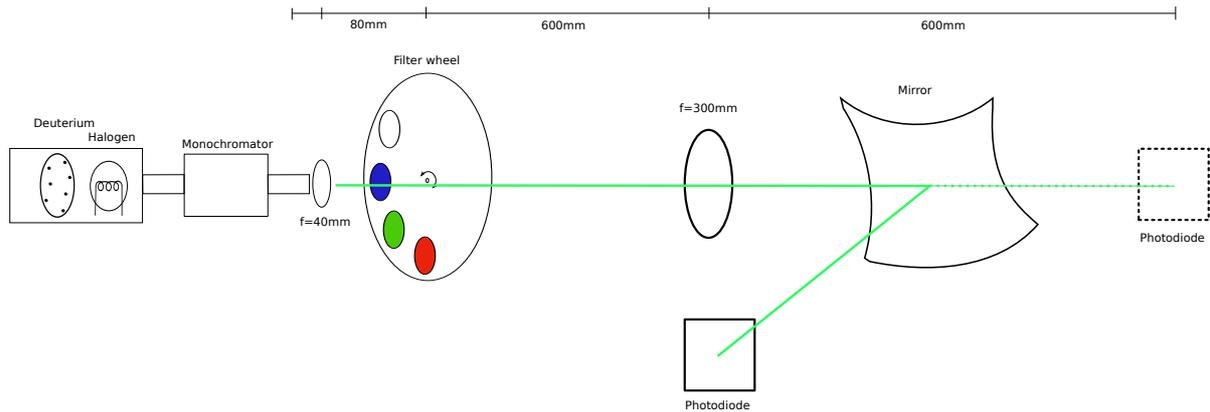


Abbildung 3.1. – Aufbau für die absoluten Messungen.

bei ca. 656 nm). Das Spektrum der Halogenlampe ist sehr gleichmäßig, wie man es bei diesem Typen erwarten würde (Halogenlampen kann man als schwarzen Strahler auffassen, die einen einzigen sehr breiten Peak im Spektrum aufweisen, der nur von der Temperatur abhängt). An diese Lichtquelle angeschlossen ist ein Monochromator (Spectral Products CM110), der über mehrere Spiegel und ein drehbares Gitter nur einen sehr schmalen Wellenlängenbereich durchlässt (Bandbreite ca. 5-10 nm). Der Hersteller gibt eine Ungenauigkeit von $\pm 0,6$ nm für die Präzision der Wellenlänge für diesen Monochromator an. Der genaue Verlauf des Strahlengangs innerhalb des Monochromators kann Abbildung 3.3 entnommen werden.

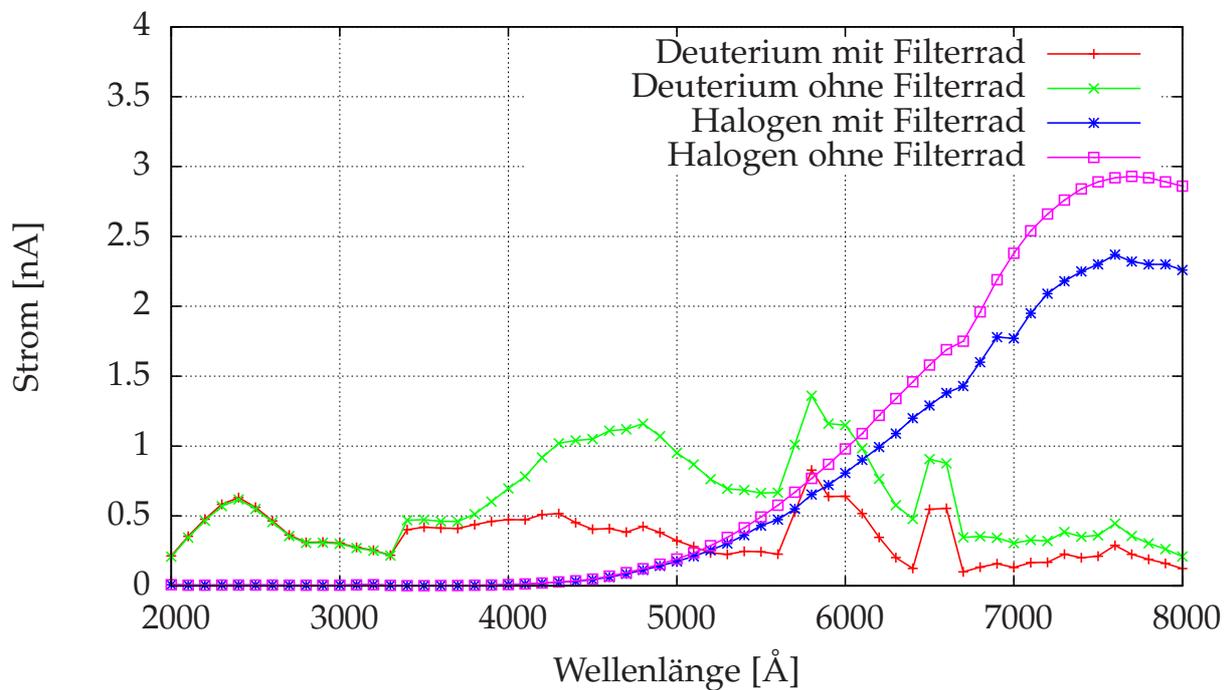


Abbildung 3.2. – Einzelspektren der beiden Lampen mit und ohne Filterrad.

Intern sind zwei Gitter eingebaut, wovon jedes auf einen bestimmten Wellenlängenbereich optimiert ist. Das erste Gitter mit einer Gitterkonstanten von $D = 1200 \text{ nm}^{-1}$ ist für einen Wel-

lenlängenbereich von 180-450 nm ausgelegt mit einem Transmissionspeak von 65% bei 200 nm, während das zweite mit $D = 600 \text{ mm}^{-1}$ für 350-1300 nm ausgelegt ist und eine maximale Transmission von 80% bei 500 nm hat. Der Wechsel dieser beiden Gitter erfolgt bei 340 nm.

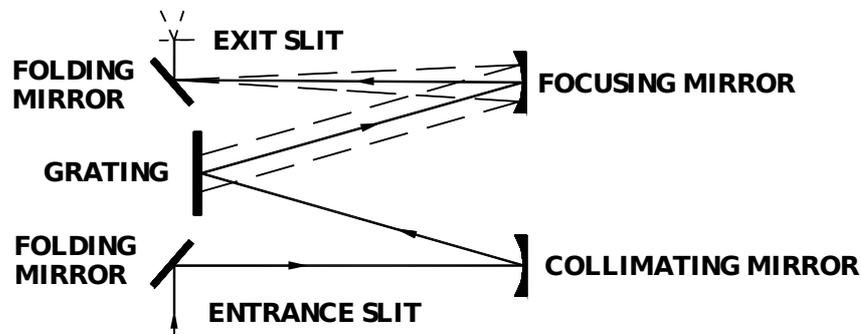


Abbildung 3.3. – Verlauf des Strahlengangs des Monochromators. [18]

Für die absoluten Messungen müssen hinter dem Monochromator noch verschiedene Anordnungen von Linsen installiert werden. Am geeignetsten hat sich dabei folgende Konfiguration herausgestellt:

Hinter dem Monochromator, in einem Abstand von ungefähr 8 cm, ist eine kleine Linse (Aussendurchmesser $D = 25 \text{ mm}$) mit einer Brennweite von $f = 40 \text{ mm}$ angebracht, die das Bild auf ein, weitere 8 cm weit entferntes Filterrad fokussiert. Zur Unterdrückung höherer Ordnungen der kurzen Wellenlängen werden bei diesem Filterrad je nach eingestellter Wellenlänge verschiedene Langpassfilter angefahren. Bis 340 nm wird kein Filter benutzt, das Ausgangsspektrum des Monochromators bleibt also ungefiltert. Von 350 nm bis 560 nm verwenden wir den ersten Filter, der die kurzen Wellenlängen bis ca. 340 nm blockiert und somit auch die höheren Ordnung des kürzerwelligen Lichtes bis 340 nm aus dem restlichen Spektrum herausfiltert. Von 560 nm bis 700 nm wird der zweite Filter benutzt und von 700 nm bis zu unserer Grenze von 800 nm der dritte Filter. Alle drei Filter sind im Grunde identisch, nur jeweils angepasst für verschiedene Wellenlängen. In Abbildung 3.4 ist das genaue Transmissionsverhalten der drei verwendeten Filter dargestellt, in der das stufenartige Abschneiden der Wellenlängen sehr gut zu erkennen ist.

Zur weiteren Fokussierung des divergierenden Strahls auf eine möglichst geringe Fläche (die aktive Fläche der Photodiode beträgt $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$) ist hinter dem Filterrad in einem Abstand von ca. 60 cm eine Linse mit einer Brennweite von $f = 300 \text{ mm}$ angebracht. Mit dieser Anordnung kann man in einem Abstand von weiteren 60 cm nun einmal die Messung mit der Photodiode im Strahl machen und einmal die reflektierte Messung mit dem Spiegel im Strahl, bei der die Photodiode dann entsprechend woanders positioniert werden muss, so dass der Fokus immer noch auf dieser bleibt. Bei dieser Messung ist darauf zu achten, dass der Lichtstrahl möglichst senkrecht auf den Spiegel fällt.

Gemessen wird das jeweilige Spektrum mit einer Photodiode, angeschlossen an ein Picoamperemeter (Keithley 6485). Der komplette Aufbau ist bis auf die Lichtquelle und den Monochromator innerhalb einer geschwärzten Box untergebracht, die den Großteil an äußerem Licht

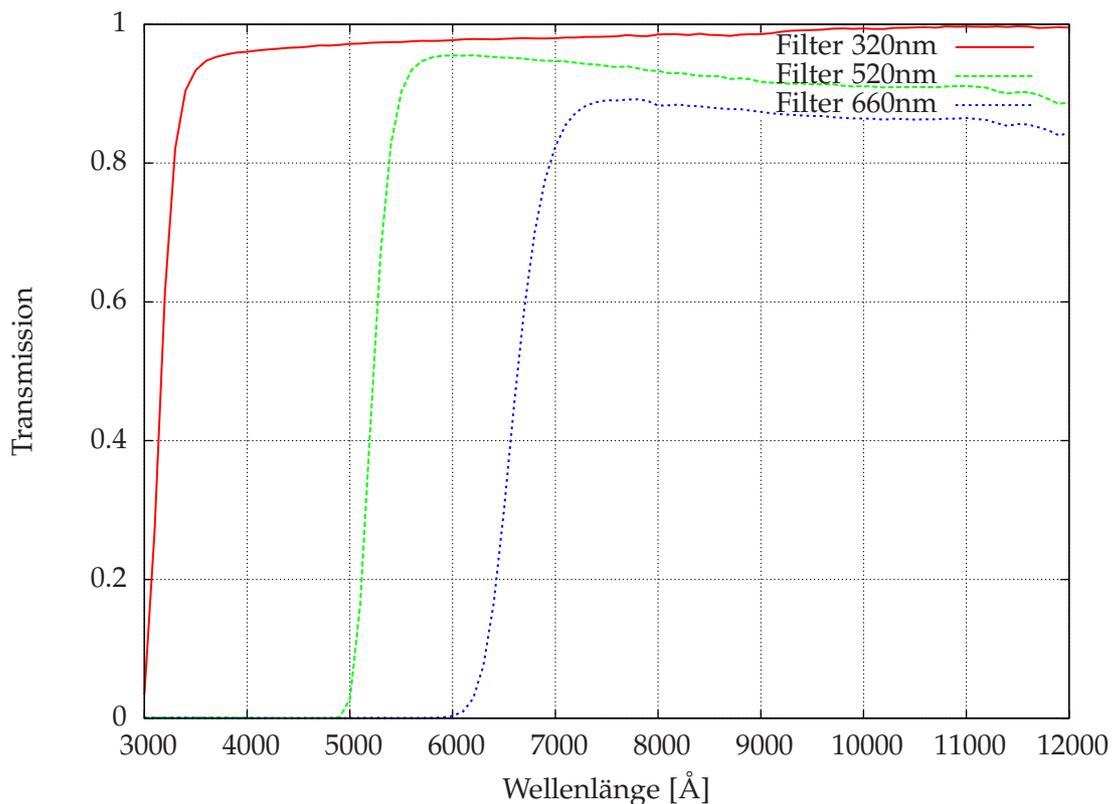


Abbildung 3.4. – Transmission der drei verwendeten Filter des Filterrades. [19]

abhalten soll.

3.2. Messaufbau mit der Reflection Probe für relative Messungen

Wie bereits erwähnt, wird für die relativen Messungen eine Reflection Probe verwendet. Diese besteht insgesamt aus sieben optischen Fasern: Sechs davon sind dabei kreisförmig angeordnet und werden benutzt, um ein eingespeistes Lichtsignal zum Probenkopf zu leiten. Die letzte optische Faser befindet sich in der Mitte der sechs Fasern und dient dazu, das von einer Oberfläche reflektierte Licht vom Probenkopf bis zu einer entsprechenden Messapparatur zu leiten, in diesem Fall also einer Photodiode. In Abbildung 3.5 ist der verwendete Aufbau skizziert (Die sechs roten Fasern sollen dabei das eingekoppelte Licht darstellen, während die einzelne hellrote Faser in der Mitte das reflektierte und somit abgeschwächte Signal sein soll).

Bei den relativen Messungen müssen andere Linsen verwendet werden, um ein möglichst kleines Abbild des Lichtstrahls in einem möglichst geringen Abstand zur Lichtquelle zu bekommen. Der Grund dafür ist, dass jede einzelne der sieben Fasern in der Reflection Probe nur einen Durchmesser von $400\ \mu\text{m}$ hat und für ausreichend große Messwerte der Photodiode möglichst viel Licht auf diese einzelnen Fasern gebündelt werden muss. Zu diesem Zweck werden nur eine sehr kurzbrennweitige Linse mit einer Brennweite von $f_1 = 14\ \text{mm} \pm 2\ \text{mm}$ (keine Herstellerangabe vorhanden) sowie die Linse mit einer Brennweite von $f_2 = 40\ \text{mm}$ eingebaut. Das Filterrad wird

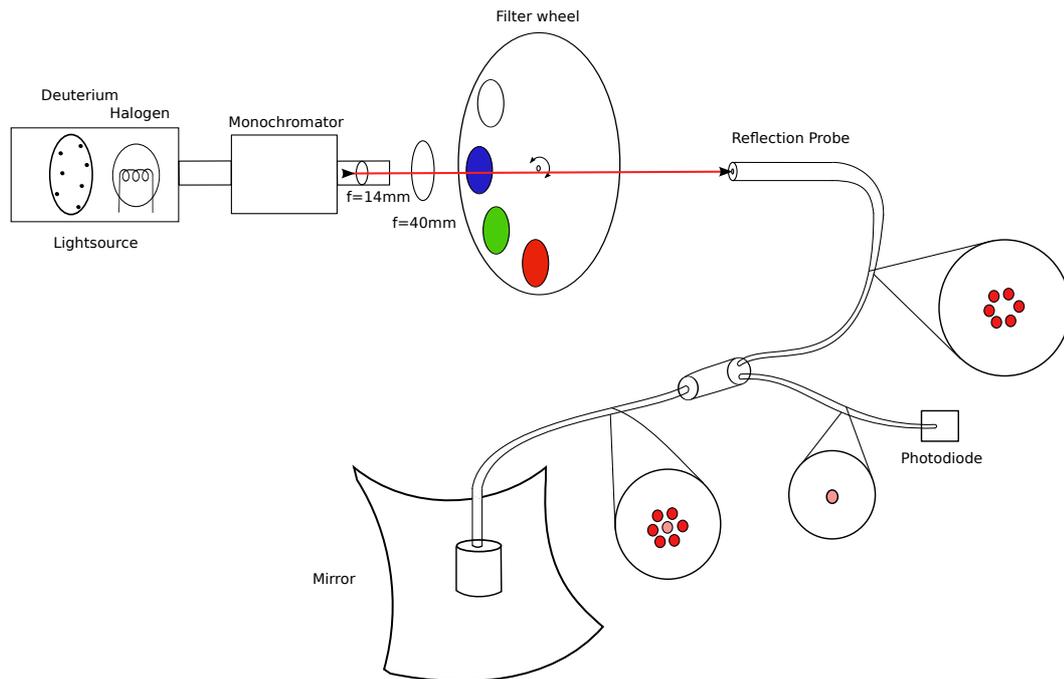


Abbildung 3.5. – Aufbau für die relativen Messungen.

ebenfalls benötigt und hinter den beiden Linsen aufgebaut. Kurz dahinter wird dann die Faser so auf dem x-y-Tisch (die z-Achse ist dabei in Strahlrichtung) eingespannt, dass die Einkopplung des Lichts möglichst nah am Fokus stattfindet. Zur genaueren Justage kann die Faser mit den beiden am x-y-Tisch angebrachten Schrauben so ausgerichtet werden, dass bei einer festen Wellenlänge der gemessene (und bereits reflektierte) Strom möglichst groß wird. Zur Unterdrückung von Streulicht werden die Messungen in einem abgedunkelten Raum durchgeführt.

Mit Hilfe eines kleinen Metallzylinders wird der Probenkopf, in dem alle sieben optischen Fasern vereint sind, auf dem Spiegel positioniert. Am unteren Ende, also an der Auflagefläche des Zylinders, ist ein kleines Gummi eingearbeitet, welches dicht mit dem Spiegel abschließt und diesen somit zum einen vor Kratzern durch das Metall des Zylinders schützt, und zum anderen Streulicht von aussen abhält. Desweiteren bietet dieser Metallzylinder die Möglichkeit, über zusätzliche Hülsen den Abstand der Reflection Probe zum Spiegel einzustellen und damit z.B. auch Spiegel mit abweichenden Krümmungsradien zu vermessen.

Um die Photodiode vor Streulicht und elektrischen Störeinflüssen abzuschirmen, ist diese in einen kleinen Metallkasten eingelassen, an dem die Reflection Probe angeschlossen wird.

3.3. Absolute Messung von Reflektivitäten

Zur Bestimmung der absoluten Reflektivität werden zwei Messungen durchgeführt: Zuerst wird eine Messung gemacht, bei der der Lichtfleck auf die Photodiode fokussiert ist und mit dieser dann das Spektrum der Lichtquelle aufgenommen werden kann. Anschließend wird der zu vermessende Spiegel so in den Strahlengang gebracht, dass er den Lichtstrahl möglichst senkrecht reflektiert, und die Photodiode entsprechend aufgestellt. In dieser Position wird das Spektrum

der Lichtquelle nochmals aufgenommen. Der Quotient aus diesen beiden Messungen liefert als Ergebnis die absolute Reflektivität des Spiegels Reflektivität^{abs} (kurz R^{abs}) in dem vermessenen Wellenlängenintervall, also

$$\text{Reflektivität}^{\text{abs}}(\lambda) = R^{\text{abs}}(\lambda) = \frac{I_{\text{MitSpiegel}}}{I_{\text{OhneSpiegel}}}(\lambda) = \frac{I_{\text{M}}}{I_{\text{O}}}(\lambda) \quad . \quad (3.1)$$

Dabei ist $I_{\text{MitSpiegel}}$ (kurz I_{M}) bzw. $I_{\text{OhneSpiegel}}$ (kurz I_{O}) der wellenlängenabhängig gemessene Strom der Photodiode mit dem Spiegel im Strahlengang bzw. ohne den Spiegel (ohne Spiegel entspricht dies also einer Messung des Lichtquellspektrums).

Der Fehler ΔR^{abs} der absoluten Reflektivität, der durch die Messungenauigkeiten der Ströme verursacht wird, ergibt sich durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung zu:

$$\Delta R^{\text{abs}}(\lambda) = \sqrt{\left(\frac{\Delta I_{\text{M}}}{I_{\text{O}}}\right)^2 + \left(\frac{I_{\text{M}}}{I_{\text{O}}^2} \cdot \Delta I_{\text{O}}\right)^2}(\lambda) \quad . \quad (3.2)$$

ΔI_{M} und ΔI_{O} sind die Fehler der Messungen mit bzw. ohne Spiegel. Gegeben sind diese Fehler durch das verwendete Picoamperemeter, welche vom Hersteller für den Messbereich bis 20 nA angegeben sind mit $0,004 \cdot \text{Messwert} + 1 \text{ pA}$ und für den Messbereich bis 200 nA mit $0,002 \cdot \text{Messwert} + 10 \text{ pA}$. Zur weiteren Fehlerreduktion wurde noch ein digitaler Filter eingesetzt, der intern mehrere Messwerte mittelt. Dieser Filter wurde auf Mittelung über 10 Messwerte eingestellt.

Ein weiterer Fehler wird durch die Dispersion der Linsen verursacht, weshalb die Photodiode mit Sorgfalt aufgestellt werden muss. Eine genauere Diskussion dieser Thematik findet in Unterabschnitt 3.5.2 statt.

Desweiteren ist diese Messmethode einer systematischen Unsicherheit unterworfen, die dadurch zustande kommt, dass die Abstände der Linsen, der Lichtquelle sowie der Photodiode (und ebenfalls des Spiegels) zueinander bei einem Neuaufbau nie exakt identisch sind, wodurch der Fokuspunkt immer eine leicht andere Ausdehnung hat. Um herauszufinden, wie groß diese systematische Unsicherheit ist, wird die Reflektivitätsmessung mit einem Spiegel mehrmals wiederholt, wobei alles jeweils ab- und wieder aufgebaut wird. Aus den unterschiedlichen Ergebnissen kann dann die Unsicherheit abgeleitet werden.

In Abbildung 3.6 sind die Resultate der zu diesem Zweck erstellten Messungen zu sehen. Aus insgesamt sieben Messungen (inkl. der Messung, wie sie später zur Klassifikation verwendet wird) wird die Reflektivität des Flabeg-Spiegels bestimmt (links) und anschließend aus diesen Messungen der Fehler mit Hilfe der Standardabweichung für jede Wellenlänge berechnet (rechts). Sehr gut zu erkennen ist dabei, dass bei sehr kurzen (bis 2300 Å) und bei längeren Wellenlängen (ab 5000 Å) ein etwas größerer Fehler zu verzeichnen ist als in dem Bereich dazwischen. Aus diesem Grund wird für alle absolut gemessenen Reflektivitäten bis 2300 Å und ab 5000 Å ein Fehler von 0,02 angenommen, während der Fehler dazwischen auf 0,01 festgelegt wird. Diese Fehler sind zwar größer als hier gemessen, allerdings soll dies auch nur eine Obergrenze darstellen. Desweiteren sind diese Fehler hier deutlich größer als die Fehler, die durch die Messungenauigkeit von Picoamperemeter und Photodiode entstehen.

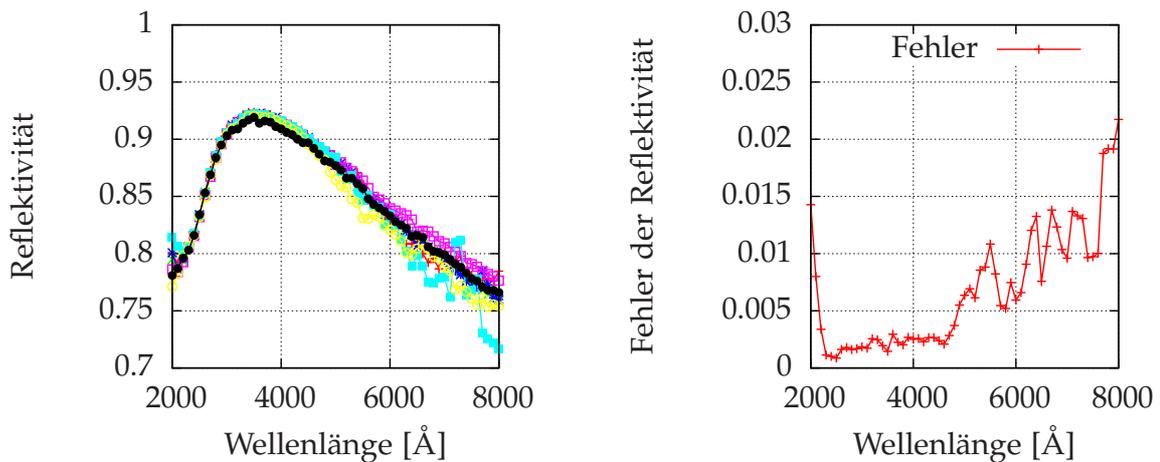


Abbildung 3.6. – Bestimmung des Fehlers für den absoluten Aufbau: links - Berechnete Reflektivität des Flabeg-Spiegels für 7 Messungen, rechts - resultierende Standardabweichung aus den 7 Messungen.

3.4. Ortsaufgelöste Messung von Reflektivitäten

Zur ortsaufgelösten Messung der Reflektivitäten der Spiegel eignet sich der relative Messaufbau hervorragend, da ohne optische Neujustage des Aufbaus viele verschiedene Positionen auf der Spiegeloberfläche vermessen werden können.

Der Probenkopf als Lichtquelle kann also auf jede beliebige Stelle des Spiegels gestellt und damit eine Messung durchgeführt werden. Für die Prototypen-Spiegel wurde als Messraster ein 5×5 großes Feld gewählt und jeweils in der Mitte jedes einzelnen Quadrats gemessen. Für jeden Spiegel ergeben sich also 25 Messpunkte (unterschiedliche Größen der Spiegel wurden dabei nicht berücksichtigt, alle haben 25 Messpositionen), was einen guten Kompromiss aus Messaufwand und Aussagekraft bzw. Genauigkeit darstellt. Für die Reproduzierbarkeit der Messpositionen wurde eine Papierschablone angefertigt. Die kleinen Abweichungen, die dabei dennoch auftreten können, sollten jedoch aufgrund der Homogenität des Spiegels keine Auswirkungen haben.

Um nun eine Vermessung eines Spiegels durchzuführen, wird zunächst eine (relative) Messung des Kalibrierspiegels mit der Reflection Probe durchgeführt. Die absolute Reflektivität des Kalibrierspiegels wurde bereits zuvor mit dem absoluten Aufbau bestimmt und weist somit noch geringe Fehler auf, die bei den späteren Berechnungen mit berücksichtigt werden müssen. Anschließend können die 25 Positionen des Spiegels mit der Reflection Probe vermessen werden. Um zu überprüfen, ob die Lichtquelle ein konstantes Spektrum aussendet, wurde die Messung des Kalibrierspiegels in regelmäßigen Abständen wiederholt, in diesem Fall nach jeweils fünf vermessenen Positionen. In den späteren Messungen ist auch gut zu sehen, dass die Lichtquelle sehr konstant ist und nur minimale Schwankungen aufweist. Die jeweilige Reflektivität der 25 Positionen kann dann wie folgt erhalten werden:

$$\text{Reflektivität}^{\text{rel}}(\lambda) = R^{\text{rel}}(\lambda) = R_{\text{Kal.Spiegel}}^{\text{abs}}(\lambda) \cdot \frac{I_{\text{UnbekannterSpiegel}}}{I_{\text{Kal.Spiegel}}}(\lambda) = R_{\text{K}}^{\text{abs}}(\lambda) \cdot \frac{I_{\text{U}}}{I_{\text{K}}}(\lambda) \quad . \quad (3.3)$$

Mit dem Fehler der absoluten Reflektivität $\Delta R^{\text{abs}}(\lambda)$, gegeben durch Gleichung 3.2, folgt für den Fehler der relativen Reflektivität:

$$\Delta R^{\text{rel}}(\lambda) = \sqrt{\left(\frac{I_{\text{U}}}{I_{\text{K}}} \cdot \Delta R_{\text{K}}^{\text{abs}}\right)^2 + \left(\frac{R_{\text{K}}^{\text{abs}}}{I_{\text{K}}} \cdot \Delta I_{\text{U}}\right)^2 + \left(R_{\text{K}}^{\text{abs}} \cdot \frac{I_{\text{U}}}{I_{\text{K}}^2} \cdot \Delta I_{\text{K}}\right)^2} . \quad (3.4)$$

Man sieht also deutlich, dass die Messung der relativen Reflektivität von vorneherein einen größeren Fehler aufweist als die absolute Messung der Reflektivität. Auch für diese Art der Messungen muss die systematische Unsicherheit durch mehrfaches Ab- und Aufbauen und anschließender Reflektivitätsmessung abgeschätzt werden.

Desweiteren ist die relative Messung mit einem gewissen systematischen Fehler behaftet, der in erster Linie durch den Abstand der Reflection Probe zu dem Spiegel verursacht wird. Der Kalibrierspiegel hat eine plane Oberfläche, während die zu vermessenen Testspiegel alle sphärisch sind. Dadurch ist der Abstand beider Spiegel zur Reflection Probe unterschiedlich und es wird stets ein unterschiedlicher Anteil an Licht gesammelt, was zu entsprechend abweichenden Werten der relativen Messung im Verhältnis zur absoluten Messung liefert. Der Unterschied ist dabei in erster Linie die Höhe der Werte, der Verlauf bleibt annähernd identisch (siehe das folgende Unterkapitel). Der Aufwand, diesen unterschiedlichen Abstand im Aufbau zu korrigieren ist zeitaufwendig und bedeutet für die Messung der Homogenität keinen allzu großen Mehrwert. Alternativ kann zum Kalibrieren auch ein ebenfalls sphärischer Spiegel verwendet werden. Dies hat den Vorteil, dass stets die gleiche Menge Licht gesammelt wird und die Messungen damit unabhängig vom Abstand der Reflection Probe zum Spiegel sein sollten.

Aus diesem Grund sind die Ergebnisse der relativen Messung nicht mit denen der absoluten Messung vergleichbar, jedoch dient der relative Aufbau vor allem der Bestimmung der Homogenität (in Bezug auf die Reflektivität) der Spiegel, zu welchem Zweck dieser ausreichend gute Messwerte liefert und eine Korrektur dieser systematischen Abweichung nicht nötig ist.

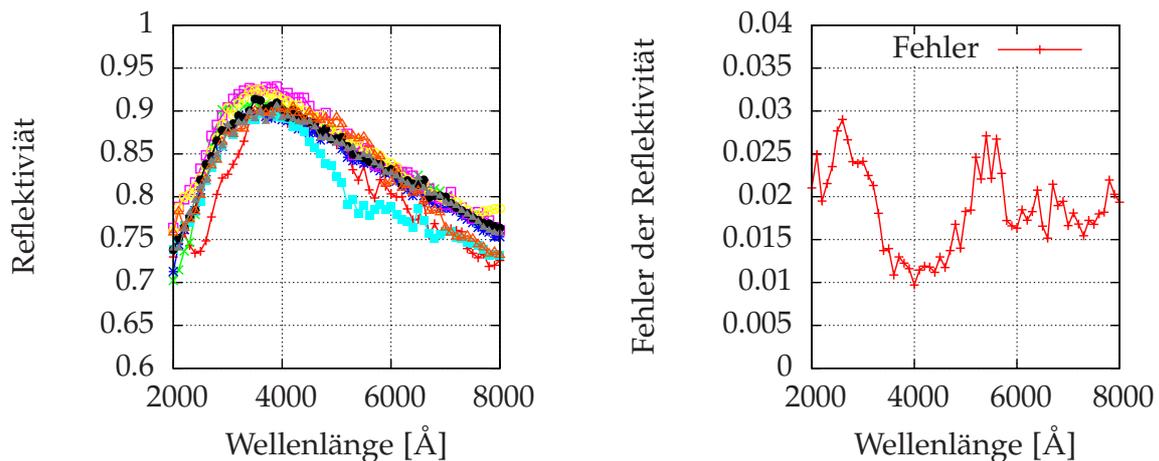


Abbildung 3.7. – Bestimmung des Fehlers für den relativen Aufbau: links - Berechnete Reflektivität des Flabeg-Spiegels für 9 Messungen, rechts - resultierende Standardabweichung aus den 9 Messungen.

Die Ergebnisse der Bestimmung der systematischen Unsicherheit der Messungen sind in Ab-

bildung 3.7 zu sehen. Mit dem relativen Aufbau wurde die Reflektivität des Flabeg-Spiegels insgesamt neunmal bestimmt (links) und daraus der Fehler über die Standardabweichung in Abhängigkeit der Wellenlänge ausgerechnet (rechts). Wie erwartet ist der Fehler hierbei größer als für den absoluten Aufbau. Anhand des Verlaufs wird der Fehler für den relativen Aufbau für Wellenlängen bis 3400 Å und ab 5000 Å auf 0,03 festgelegt und im Bereich dazwischen auf 0,02. Diese Werte sind ebenfalls stets größer, aber stellen eine recht gute Obergrenze dar, innerhalb derer die Ergebnisse der Messungen nachwievor als gut einzustufen sind. Um die Ergebnisse im folgenden übersichtlich zu halten, besonders bei der Auftragung der jeweils 25 relativ gemessenen Positionen, sind die Fehlerbalken in diesen Graphen nicht mit eingetragen.

3.5. Charakterisierung und aufgetretene Probleme

Bei dem Aufbau der beiden Messaufbauten, des absoluten und des relativen, stellten sich durch immer genauere Messungen verschiedene Probleme heraus, die nach und nach soweit wie möglich reduziert wurden. Diese verschiedenen Probleme und Eigenschaften der Aufbauten sollen nun hier erläutert und diskutiert werden.

3.5.1. Notwendigkeit des Filtrrades

Eine wichtige Frage war, ob das Filtrrad, das in dem bereits bestehenden Aufbau integriert war, wirklich nötig ist. Insbesondere bei den relativen Messungen könnte der Aufbau durch Weglassen des Filtrrades noch wesentlich kompakter gestaltet werden, so dass die in die Faser eingekoppelte Lichtmenge gesteigert würde. Entsprechende Tests und Vergleiche von Messungen jeweils mit und ohne Filtrrad führen dann zu einer endgültigen Aussage. Für diese Tests wird der absolute Aufbau verwendet, d.h. das Spektrum der Lichtquellen wird wellenlängenabhängig mit der Photodiode gemessen.

Wie in Abbildung 3.8 zu sehen, gibt es oberhalb von 3400 Å deutliche Unterschiede im Spektrum bei den Messungen mit und ohne Filtrrad (unterhalb von 3400 Å wird kein Filter eingesetzt). Der Unterschied der beiden Spektren bei genau 3400 Å ist in der Benutzung unterschiedlicher Programme zur Messwertnahme begründet, die den Wechsel des Gratings jeweils um 100 Å versetzt durchführen, was zu einer unterschiedlichen Intensität führt. In dem Bereich bis 5600 Å ist der gravierendste Unterschied zu sehen, da beim Spektrum mit dem Filtrrad ein annähernd konstanter Verlauf vorhanden ist, während bei Weglassen des Filtrrades ein breiter Peak zustande kommt. Bei noch größeren Wellenlängen ist der Unterschied der beiden Spektren dann nicht mehr derart unregelmäßig, sondern bleibt relativ konstant, wie man auch an der Differenz-Kurve gut erkennen kann. Die Fehlerbalken sind zwar mit eingetragen, allerdings aufgrund ihrer Größe nicht sichtbar. Aus diesem Diagramm lässt sich jedoch noch keine Aussage über die Notwendigkeit des Filtrrades treffen. Zu diesem Zweck betrachten wir die absoluten Reflektivitätskurven für einen Spiegel und überprüfen, inwiefern sich diese unterscheiden.

In Abbildung 3.9 sind beide Reflektivitätskurven für den Kalibrierspiegel aufgetragen. Gut erkennbar ist, dass es Bereiche gibt, die annähernd identisch sind (bis 3400 Å sollte es aufgrund des Aufbaus keine Unterschiede geben) sowie einen Bereich, in dem die beiden Kurven größere

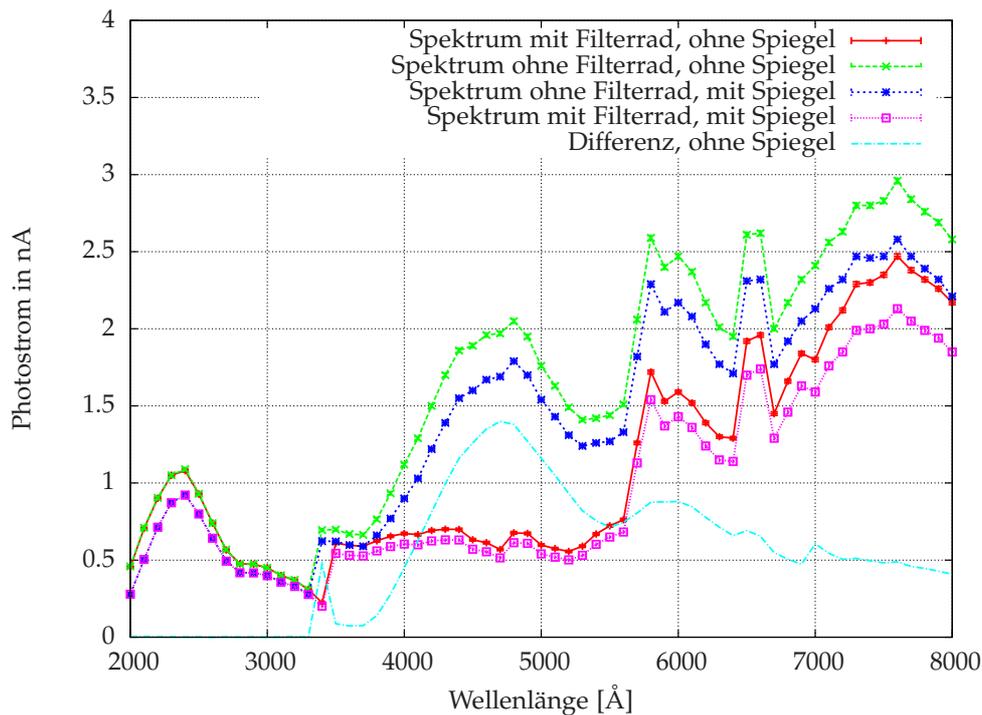


Abbildung 3.8. – Test des Filtrerrades - Spektrum mit und ohne Filtrerrad und mit und ohne Spiegel.

Differenzen aufweisen (im Bereich zwischen 3600 \AA bis ca. 5000 \AA). Ein Vergleich der Reflektivitätskurven mit den dazugehörigen Spektren verdeutlicht gut, dass die Abweichungen der beiden Messungen im Spektrum und in der Reflektivität jeweils ungefähr im selben Wellenlängenbereich sind.

Der Grund für diese unterschiedlichen Reflektivitäten ist, dass der Monochromator vermutlich noch höhere Ordnungen des kurzwelligen Spektrums bei höheren Wellenlängen durchlässt. In diesem Fall würde also der Peak im UV-Bereich (mit dem Maximum bei 2400 \AA , siehe Abbildung 3.8) ebenfalls bei 4800 \AA zu sehen sein, was genau mit dem gemessenen Spektrum ohne das Filtrerrad übereinstimmt. Es wird also jeweils nicht allein die eingestellte Wellenlänge gemessen, sondern ebenfalls Anteile kürzerer Wellenlängen. Aus diesem Grund wird in diesem Wellenlängenbereich von 3600 \AA bis ca. 5000 \AA ebenfalls ein Anteil der Reflektivität von kürzeren Wellenlängen sichtbar, und da diese wesentlich geringer ist als bei den höheren Wellenlängen (insbesondere bei 2000 \AA , was zu dem Minimum bei 4000 \AA führt), weist die berechnete Reflektivität ohne das Filtrerrad einen derartigen Unterschied zur Reflektivität mit Filtrerrad auf.

Dies erklärt auch, weshalb die Reflektivität ohne Filtrerrad bis 6500 \AA kleiner ist als die Reflektivität mit Filtrerrad und danach größer, da jeweils Anteile von der halben Wellenlänge im Spektrum gemessen werden und die Reflektivität somit kleiner bzw. größer ausfällt als mit Filtrerrad.

Als Resultat dieser Messungen kann aufgrund der vorherigen Erklärungen bestätigt werden, dass das Filtrerrad für die Messungen der Reflektivität wichtig ist und nicht darauf verzichtet werden kann.

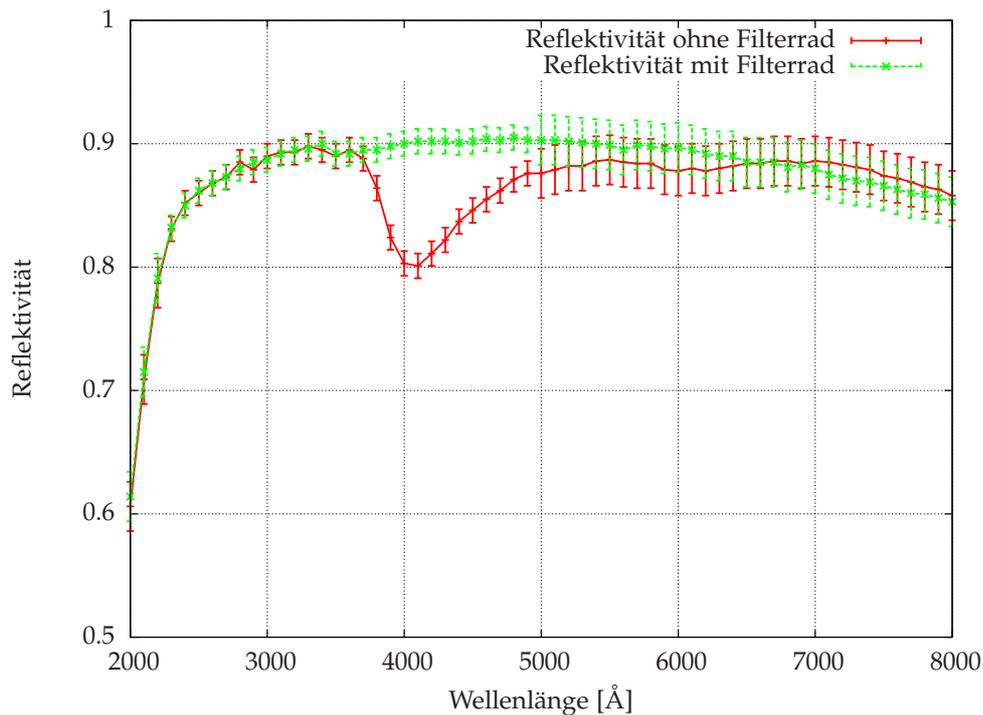


Abbildung 3.9. – Test des Filterrades - Gemessene Reflektivität mit und ohne Filterrad.

3.5.2. Dispersion der Linsen

Dispersion der Linsen bedeutet, dass Licht unterschiedlicher Wellenlänge unterschiedlich stark gebrochen wird, die Brennweite also wellenlängenabhängig ist. Dadurch ist der Fokus einer Linse ebenfalls abhängig von der Wellenlänge und variiert je nach Linse mehr oder weniger stark. Bei den zur Messung verwendeten Linsen ist die Brennweite in Abhängigkeit der Wellenlänge bekannt, wie man Tabelle 3.1 (angegebene Werte des Herstellers) entnehmen kann. Man erkennt gut, dass die Brennweite teilweise mehr als 10% variiert, besonders stark im UV-Bereich und im IR-Bereich.

Aussen-Ø D [mm]	f [mm]	f _{1930 Å} [mm]	f _{2480 Å} [mm]	f _{2660 Å} [mm]	f _{3080 Å} [mm]	f _{3550 Å} [mm]	f _{5460 Å} [mm]	f _{10 640 Å} [mm]
16	16	16,67	16,13	16,41	16,87	17,20	17,78	18,17
25	40	36,05	39,71	40,40	41,54	42,36	43,81	44,80
35	100	90,86	100,14	101,91	104,84	106,94	110,64	113,20
35	300	272,65	300,65	305,99	314,83	321,16	332,33	340,05

Tabelle 3.1. – Wellenlängenabhängige Brennweiten der verwendeten Linsen.

Bei dem absoluten Aufbau hat die Dispersion der Linsen nur einen geringen Einfluss auf die Messungen. Dies liegt daran, dass die verwendete Photodiode mit einer Größe von 10 mm × 10 mm groß genug ist, um trotz unterschiedlich großer Ausdehnung des Lichtspots bei verschie-

denen Wellenlängen diesen dennoch in den meisten Fällen komplett zu erfassen. Jedoch führt eine mangelhafte Justage dazu, dass bei einigen wenigen Punkten, insbesondere am Rand des verwendeten Spektrums (also im Bereich von 2000 Å und 8000 Å) der Lichtspot zu groß wird. Da vor allem die kurzen Wellenlängen wichtig sind (dort ist die Intensität des Cherenkov-Spektrums am größten), sollte die Justage so erfolgen, dass die kurzen Wellenlängen komplett auf die Photodiode passen. Es ist also günstig, die Ausrichtung z.B. bei einer Wellenlänge im Bereich um 4000 Å vorzunehmen anstatt bei größeren Wellenlängen.

Für den relativen Aufbau ist die Dispersion der Linsen jedoch einer der entscheidenden Merkmale. Die einzelnen Fasern der Reflection Probe sind nur 400 µm dick und sollen möglichst viel Licht sammeln. Je schlechter der Lichtspot also auf die Faser fokussiert ist, desto geringer ist der gesammelte Anteil. Je nach Justierung kann es also passieren, dass einige Wellenlängen nur zu einem sehr geringen Anteil (besonders im UV-Bereich passiert dies) eingekoppelt werden und somit die berechnete Reflektivität größere Fehler aufweist oder gar nicht erst bestimmbar ist, da die gemessenen Intensitäten im Rauschbereich sind. Um diesen Effekt erfolgreich zu minimieren, werden möglichst wenig und möglichst kurzbrennweitige Linsen verwendet, in diesem Fall derer zwei ($f_1 = 14 \text{ mm}$, $f_2 = 40 \text{ mm}$).

3.5.3. Abstandsverhalten der Reflection Probe

Die Reflection Probe besteht aus sieben optischen Fasern, jede mit einem Durchmesser von 400 µm und einem Öffnungswinkel von $25,4^\circ$. Der Abstand der Reflection Probe zu den Spiegeln kann dabei variiert werden, womit diese je nach Abstand einen unterschiedlich großen Anteil des reflektierten Lichts sammelt. Der Hauptgrund, warum der Abstand Einfluss auf die Messergebnisse hat, ist die Verwendung eines planen Kalibrierspiegels zur Vermessung der sphärischen Spiegel. Daraus resultiert ein Fehler, der beim Vergleich mit den absoluten Messungen sichtbar wird. Durch die Optimierung des Messabstandes kann dieser Fehler zwar nicht komplett verhindert werden, jedoch soweit wie möglich minimiert. Idealerweise wäre die Verwendung eines ebenfalls sphärischen Kalibrierspiegels. Der Vergleich mit den absoluten Reflektivitäten liefert in dem Zusammenhang ebenfalls ein Indiz dafür, welche Qualität die relativen Messungen haben.

Zur Bestimmung eines optimalen Abstandes wurden mehrere Hülsen angefertigt, die auf den Metallzylinder gesteckt werden können und die Reflection Probe somit bei einem festen Abstand halten. Die Hülsen unterschieden sich in ihrer Länge jeweils um 0,1 mm, angefangen bei einer Länge von 11,1 mm. Die Länge einer Hülse ist jedoch nicht identisch zum Abstand von Spiegel und Reflection Probe, welcher nur sehr gering ist (bei einem planen Spiegel beträgt der Abstand mit der hier ausgewählten Hülse ca. 2 mm) und für einen sphärischen Spiegel schwer bestimmt werden kann (und nicht direkt benötigt wird). Für jede Hülse wurde anschließend eine relative Messung durchgeführt, d.h. jeweils der Kalibrierspiegel und der Compass-Spiegel vermessen. So kann zum einen das Spektrum direkt sowie auch die resultierende (relative) Reflektivität verglichen werden und eine Hülse für die Messungen ausgewählt werden.

In Abbildung 3.10 ist zunächst das Prinzip der Reflection Probe im Querschnitt dargestellt. Dadurch soll deutlich werden, inwiefern der Abstand der Reflection Probe zum Spiegel Einfluss auf die gesammelte Lichtmenge hat.

Die verschiedenen Hülsen wurden anhand des Compass-Spiegels vermessen und bewertet. Da die reinen Spektren der verschiedenen Messungen keine Aussage über einen optimalen Abstand

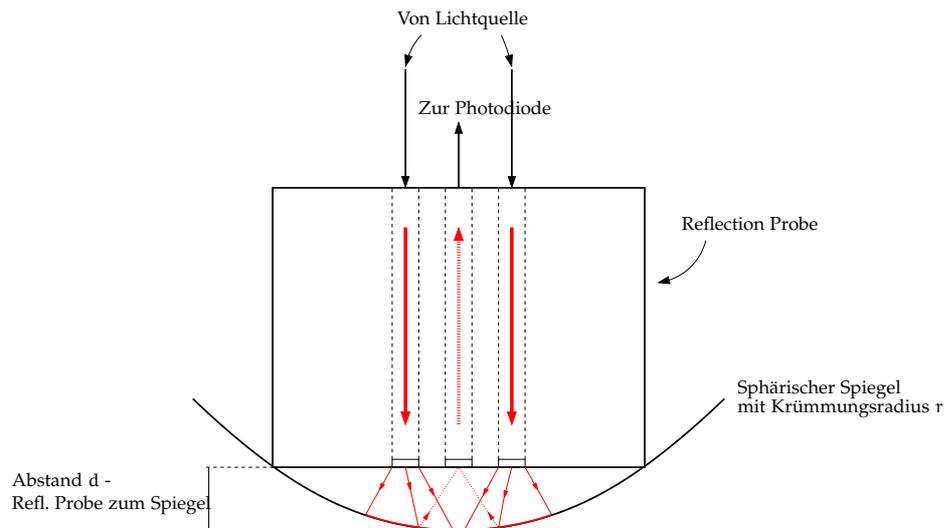


Abbildung 3.10. – Skizzierte Funktionsweise der Reflection Probe.

zulassen, betrachten wir zu diesem Zweck die resultierenden Reflektivitäten bei verschiedenen Abständen, wie in Abbildung 3.11 zu sehen.

Zunächst fällt auf, dass alle Kurven einen annähernd identischen Verlauf aufweisen, d.h. von 2000-3000 Å um ca. 10-15% ansteigen und danach nur noch um weniger als 10% im Bereich bis 8000 Å. Der Unterschied der einzelnen Kurven ist einzig die absolute Höhe, die bei allen unterschiedlich ist. Zum Vergleich ist die gemessene Reflektivität mit dem absoluten Aufbau eingetragen (dicke schwarze Linie ohne Datenpunkte). Aus dem Vergleich zeigt sich gut, dass die Hülse der Länge 12 mm die absolut gemessene Reflektivität am besten nachbildet, weshalb diese Hülse für sämtliche weiteren Messungen verwendet wurde.

Wie man also sehen konnte, weisen die relativen Messungen Unterschiede zu den absoluten Messungen auf, die vor allem von der unterschiedlichen Oberflächenform von Kalibrierspiegel und Testspiegel herrühren. Jedoch konnten diese Unterschiede durch die Bestimmung eines optimalen Abstandes gut minimiert werden. Die verbleibende Differenz von absoluter und relativer Reflektivität kann als systematischer Fehler der relativen Messungen berücksichtigt werden.

3.5.4. Streulicht

Streulicht stellt ein nicht zu vernachlässigendes Problem bei diesen Messungen dar. Da die Photodiode besonders bei den absoluten Messungen der Reflektivität nicht abgeschirmt ist und somit auf sämtliches Licht reagiert, auch wenn es nicht direkt von der Lichtquelle kommt (nur bei der relativen Messung kann eine Abdeckung der Photodiode benutzt werden), sondern auch auf diejenigen Anteile, die an verschiedenen Bauteilen reflektiert werden, sowie auf Licht, das von anderen Quellen herrührt (auch wenn diese übrigen Quellen soweit wie möglich verhindert wurden), müssen entsprechende Maßnahmen getroffen werden, um diese Streulichtanteile innerhalb der Box zu minimieren. Besonders deutlich wird dieser Sachverhalt, wenn man die zu messenden Ströme betrachtet, die im Bereich von nA und darunter sind.

Zunächst befindet sich der Messaufbau in einer geschwärzten verschließbaren Box innerhalb

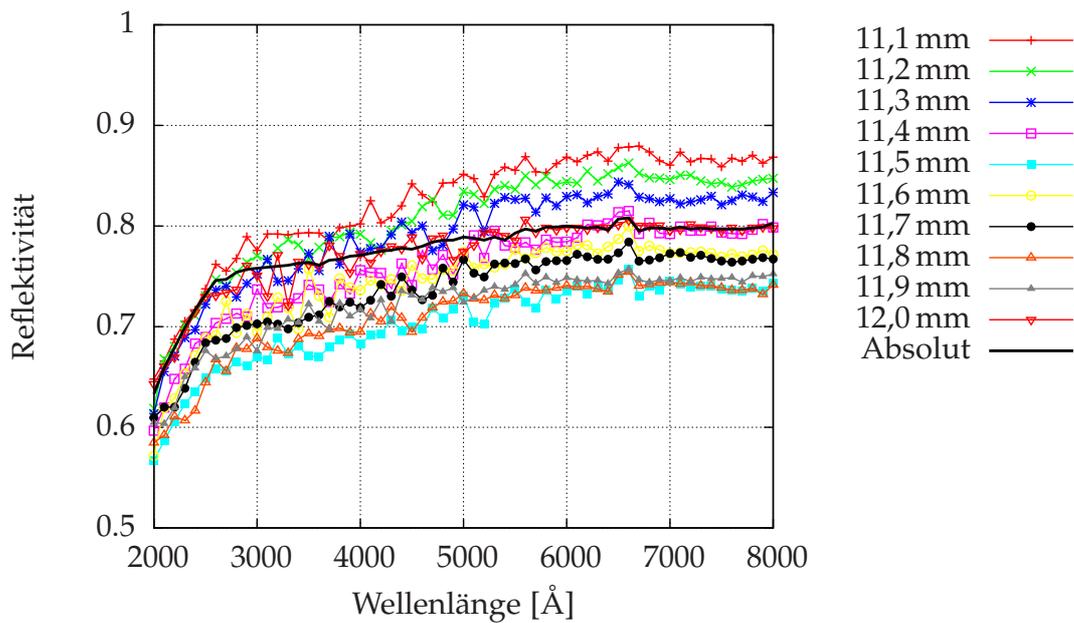


Abbildung 3.11. – Berechnete Reflektivitäten mit den verschiedenen Hülsen.

eines geschwärzten Raumes, um möglichst viel Licht von ausserhalb auszublenden. Die Schwärzung erfolgt aus dem einfachen Grund, um die Reflektionen gering zu halten. Der Raum selbst befindet sich inmitten des Gebäudes, so dass er abgeschirmt ist von Sonnenlichtanteilen und somit prädestiniert ist für derartige lichtempfindlichen Messungen. Mit diesem Aufbau wurde also zunächst der Streulichtanteil von ausserhalb der Box nahezu komplett eliminiert.

Innerhalb der Box ist die einzige Lichtquelle die benutzte Deuterium-/Halogenlampe. Aufgrund der Verwendung von langbrennweitigen Linsen (bei dem absoluten Aufbau) wird das Licht allerdings nicht komplett durch die Linsen abgebildet, ein recht großer Teil des Lichtes trifft weder die Linsen oder die Halterungen, sondern gelangt ungehindert daran vorbei und kann somit die Messungen verfälschen. Um dies zu verhindern, wird eine große Lochblenden aus schwarzer Pappe rings um die Linsen aufgebaut, womit das meiste Licht in diesem Bereich von der Photodiode ferngehalten wird, auch wenn ein sehr minimaler Anteil auch an der Pappe vorbeigeht (weil die Pappe nie wirklich alles abdecken kann). Zusätzlich kann bereits hinter dem Monochromator eine kleine Lochblende aufgestellt werden, welche den hinterher divergierenden Lichtstrahl von Anfang an in seiner Ausdehnung beschränkt und nur den Teil durchlässt, der hinterher auch von den Linsen gebündelt wird. Diese beiden Lochblenden wurden im Laufe dieser Arbeit erst zu dem bestehenden Aufbau hinzugefügt. Die Unterschiede zu den Reflektivitätsmessungen ohne diese Blenden kann in Abbildung 3.12 betrachtet werden.

Man sieht gut, dass die Messungen mit den Lochblenden in geringeren Reflektivitäten resultieren als die Messungen ohne Lochblenden. Erklärt ist dieses Verhalten recht einfach: Jede Reflektivitätsmessung besteht aus zwei Teilmessungen, einmal mit (Wert im Zähler) und einmal ohne den Spiegel (Wert im Nenner). Bei der Messung ohne Spiegel befindet sich die Photodiode direkt im Strahlengang, womit diejenigen Lichtanteile, die an der Linse vorbei gehen, nicht direkt auf die Photodiode gelangen und diese Messung nur unwesentlich beeinflussen (egal ob Messung mit oder ohne Blende). Bei der Messung mit Spiegel jedoch befindet sich zum einen die Photodiode

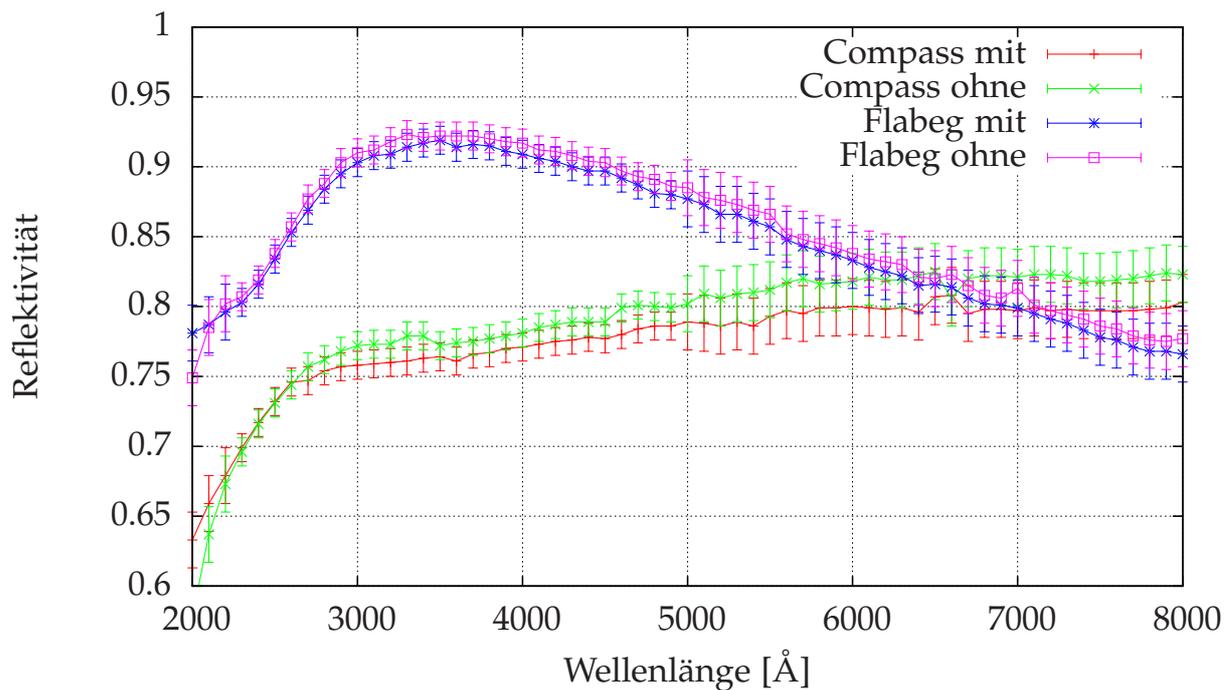


Abbildung 3.12. – Spiegelreflektivitäten mit und ohne Streulichtblende.

gerade in dem Bereich, in den diese Lichtanteile eindringen können (hier wird dann aber nur die Rückseite der Diode beleuchtet), und zum anderen kann dieses Licht über den Spiegel ebenfalls zu kleinen Anteilen auf die Photodiode reflektiert werden, womit ein größerer Strom und damit eine größere Reflektivität ohne die Blenden gemessen wird. Entsprechend ergibt die Messung mit den Blenden einen geringeren Strom, nämlich nur die Lichtanteile, die durch die Linse auf die Photodiode fokussiert sind, und damit eine geringere Reflektivität.

3.5.5. Rauschen der Photodiode

Da die Photodiode nicht gekühlt ist, und die Messbox nicht absolut lichtdicht ist, wird ständig ein gewisser Strom der Photodiode gemessen, der sich auf die Messungen auswirkt. Dieser Strom wird als Rauschen interpretiert. Durch Messen dieses Stromes über einen Zeitraum von z.B. einigen Minuten kann ermittelt werden, wie sehr sich das Rauschen auf die Messungen auswirkt. Dabei müssen für den absoluten und den relativen Aufbau zwei unterschiedliche Messungen des Rauschens gemacht werden. Der Unterschied ist jedoch nur ein anderer Aufbau zur Messung, da bei dem absoluten Aufbau die Photodiode nicht abgedeckt ist und dadurch empfindlicher auf Restlicht reagiert als beim relativen Aufbau, bei dem zusätzlich eine Abdeckung auf die Photodiode montiert ist. Es wird also ein höheres Rauschen beim absoluten Messaufbau erwartet als beim Relativen.

Das Rauschverhalten wurde über einen Zeitraum von $1500\text{ s} = 25\text{ min}$ für den relativen Aufbau, d.h. die Photodiode ist mit der Abdeckung versehen, registriert. Dabei wurde ca. alle 2 - 3 s ein Messwert genommen, womit man insgesamt 745 Messwerte erhält. Für eine präzise Auswertung dieses Rauschens werden alle Werte in ein Histogramm geschrieben, welches eine Binbreite von

$2 \cdot 10^{-14}$ A aufweist, und anschließend eine Gaußverteilung in dieses Histogramm gefittet (siehe Abbildung 3.13).

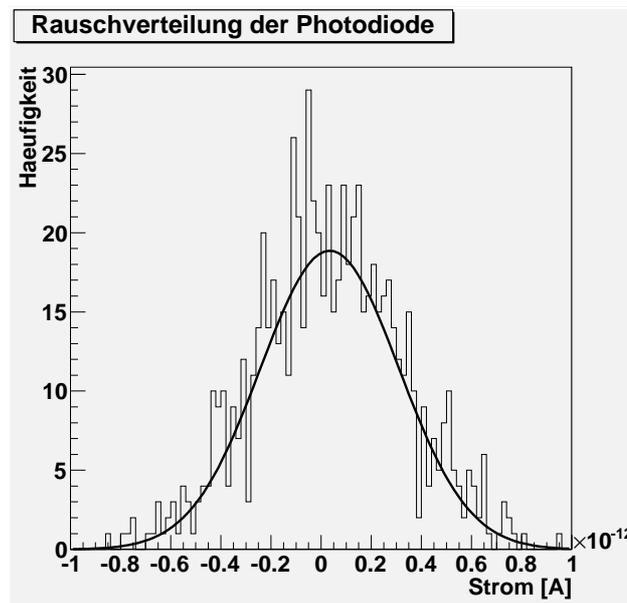


Abbildung 3.13. – Verteilung des Rauschens (relativer Aufbau).

Der Gauß-Fit liefert die Resultate aus Tabelle 3.2. Deutlich zu erkennen ist der geringe Erwartungswert von $3,417 \cdot 10^{-14}$ A, der nur sehr gering von Null abweicht. Wesentlich wichtiger ist jedoch die Standardabweichung σ . Als möglichst präzise Abschätzung für das Rauschen der Photodiode ist ein Wert von $3\sigma \approx 7,3 \cdot 10^{-13}$ A geeignet, in dessen Intervall man 99,73% aller Messwerte finden kann. Dieser Wert muss nun als Fehler bei den relativen Messungen berücksichtigt werden.

Parameter	Wert	Fehler
Amplitude A_0	18,860	1,008
Erwartungswert x_0 [A]	$3,417 \cdot 10^{-14}$	$1,116 \cdot 10^{-14}$
Standardabweichung σ [A]	$2,763 \cdot 10^{-13}$	$1,055 \cdot 10^{-14}$

Tabelle 3.2. – Parameter des Gaußfits der Verteilung des Rauschens (relativer Aufbau).

Für den absoluten Aufbau erfolgt die Bestimmung des Rauschens analog. Diesmal wird jedoch die Abdeckung der Photodiode entfernt und die Photodiode in die Messbox gestellt und verschlossen. Diese Messung erfolgte über einen Zeitraum von $1200 \text{ s} = 20 \text{ min}$ im Abstand von ca. 2 - 3 s, was 597 Messwerten entspricht.

Diese Messwerte werden ebenfalls statistisch aufgetragen mit einer Bin-Breite von $1 \cdot 10^{-13}$ A (siehe Abbildung 3.14) und mit einer Gaußverteilung ausgewertet. Die Parameterwerte können Tabelle 3.3 entnommen werden.

Für den Fehler der absoluten Messung ergibt sich demnach zusätzlich ein Anteil von $3\sigma \approx 4,5 \cdot 10^{-12}$ A, der bei den Messungen mit berücksichtigt werden muss.

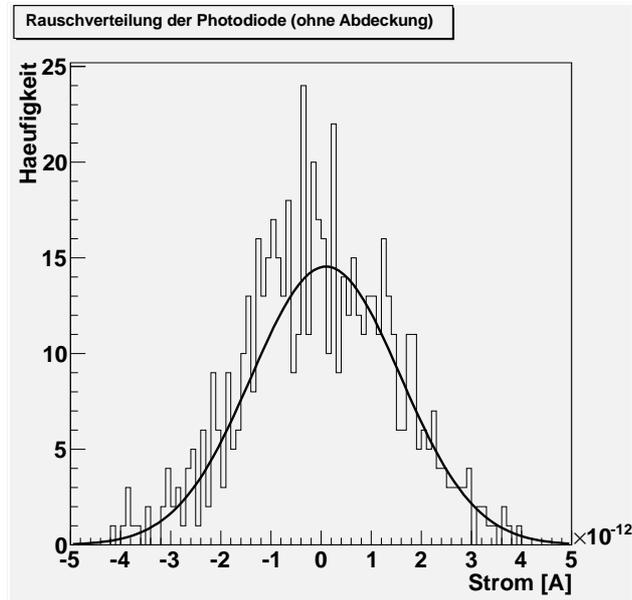


Abbildung 3.14. – Verteilung des Rauschens (absoluter Aufbau).

Parameter	Wert	Fehler
Amplitude A_0	14,551	0,828
Erwartungswert x_0 [A]	$9,803 \cdot 10^{-14}$	$6,839 \cdot 10^{-14}$
Standardabweichung σ [A]	$1,486 \cdot 10^{-12}$	$6,116 \cdot 10^{-14}$

Tabelle 3.3. – Parameter des Gaußfits der Verteilung des Rauschens (absoluter Aufbau).

D₀-Messungen

Der sog. D₀-Test ist ein weiterer Test, um die optische Qualität von Spiegeln zu bewerten. Dabei wird jedoch nicht die Beschichtung untersucht, sondern die Oberfläche des Glassubstrats, auf welchem die Beschichtung aufgetragen wird. Die Qualität der Oberfläche ist maßgebend für die Qualität der optischen Abbildung durch den Spiegel. Eine perfekte Oberfläche bildet die Konturen eines Objektes, z.B. der Cherenkov-Ringe im RICH-Detektor, 1:1 ab, während weniger gute Oberflächen diese Konturen verzerren und damit die spätere Rekonstruktion verschlechtern. Da hier an der Universität Wuppertal bisher keine derartigen Untersuchungen durchgeführt wurden, ist es ebenso Teil dieser Arbeit, einen Messstand für den D₀-Test aufzubauen und so weit wie möglich zu optimieren, einschließlich der Bewertung der vorhandenen Spiegel-Prototypen. In diesem Kapitel wird anhand eines Spiegels (Compass) die Messung und Auswertung dieses Tests erläutert. Die Ergebnisse aller Spiegel sind anschließend in Kapitel 5 aufgelistet.

4.1. Prinzip der D₀-Messungen

Das Prinzip dieses Tests ist folgendermaßen: Im Krümmungsmittelpunkt des Spiegels wird eine (idealerweise punktförmige) Lichtquelle mit möglichst isotroper Abstrahlung auf den Spiegel gerichtet. Da die Spiegel sphärisch sind, trifft mit diesem Aufbau jeder von der Lichtquelle ausgehende Strahl exakt senkrecht auf den Spiegel auf und wird somit wieder in sich selbst reflektiert. Idealerweise würde man also eine Abbildung der Lichtquelle auf sich selbst erwarten. Dies gilt so jedoch nur für einen idealen Spiegel und eine Punktquelle.

Hinzu kommt jedoch, dass zur Auswertung der Messung ein Bild des abgebildeten Punktes gemacht werden muss, was am besten mit einer CCD-Kamera gemacht werden kann (ohne Verwendung eines Objektivs, nur der CCD-Sensor, auf den der Punkt direkt abgebildet wird). Somit kann sich also die Lichtquelle nicht mehr direkt im Krümmungsmittelpunkt befinden, sondern muss etwas seitlich versetzt von diesem Punkt angebracht werden, jedoch möglichst nahe an der Achse durch Krümmungsmittelpunkt und Mittelpunkt des Spiegels, damit die Verzerrungen durch die verschobene Position gering bleiben. Die Kamera kann nun so ausgerichtet werden, dass die Abbildung der Lichtquelle genau auf dem Sensor erscheint. In Abbildung 4.1 ist dies verdeutlicht.

Der Wert für das D₀ ist anschließend über denjenigen Kreis definiert, innerhalb dessen 90% bzw. 95% der Gesamthelligkeit des aufgenommenen Bildes liegen. Das D₀ gibt dann den Durchmesser

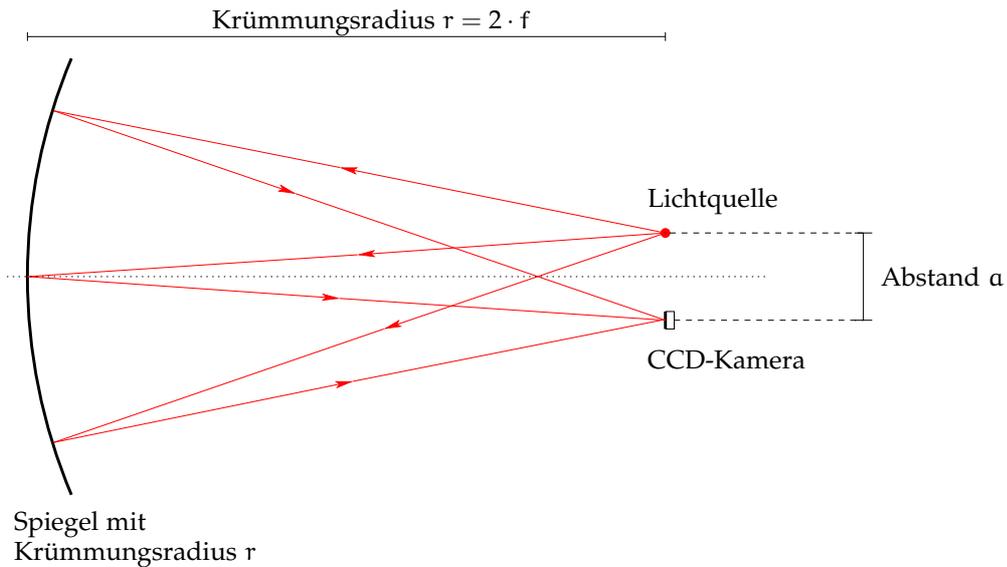


Abbildung 4.1. – Realer Aufbau des D_0 -Tests.

diesen Kreis an. Je kleiner dieser Kreis ist, desto besser fokussiert der Spiegel ein Bild auf eine Kamera. Ein Wert von $D_0 < 5$ mm wird dabei für die hier getesteten Spiegel gefordert, da dies genau die Größe eines Pixels der Multi-Anoden Photomultiplier ist, die für die Cherenkov-Kamera verwendet werden sollen.

4.2. Aufbau

Der Aufbau des D_0 -Tests ist grundsätzlich so wie in Abbildung 4.1 dargestellt. Im Krümmungsmittelpunkt des Spiegels werden eine Lichtquelle und eine Kamera positioniert und dann das Abbild der Lichtquelle auf die Kamera aufgenommen und ausgewertet.

Allerdings gibt es einige Aspekte, die bei diesem Aufbau eine wichtige Rolle spielen. So hat die Lichtquelle in jedem Fall eine nicht zu vernachlässigende Ausdehnung, die man als kleinstmöglich messbaren Lichtfleck auf der Kamera erhält. Als besonders geeignet zur Erstellung einer kleinen Punktquelle erwiesen hat sich die Verwendung einer optischen Faser, die typischerweise einen Durchmesser von einigen $100 \mu\text{m}$ hat. In diesem Aufbau diente daher die einzelne Lichtfaser in einem der Arme der bereits bei den Reflektivitätsmessungen verwendeten Reflection Probe als Lichtquelle, die einen Durchmesser von $0,4$ mm aufweist. Dies ist also wesentlich geringer als die benötigten Qualitätsanforderungen an den Spiegel (ein D_0 von 5 mm). Einkoppelt wird das Licht über eine LED. Wichtig ist ebenfalls, dass die Lichtquelle so isotrop wie möglich ist, damit der Spiegel gleichmäßig ausgeleuchtet wird. Eine quantitative Überprüfung der Isotropie wurde nicht durchgeführt, wurde aber per Auge als für die Messungen ausreichend befunden. Desweiteren sind die Spiegel nicht ideal (wie später gezeigt, ist der Flabeg Spiegel besonders schlecht in dieser Hinsicht), was zu Verzerrungen und zu Vergrößerungen des Lichtflecks führt.

Eine weitere Fehlerquelle ist die Ausrichtung von Lichtquelle und Kamera. Um die Ungenauigkeiten hierbei soweit wie möglich zu minimieren, wird die Lichtquelle (also das eine Ende der Reflection Probe) auf die Kamera montiert, so dass die beiden nur zusammen bewegt werden

können und nicht getrennt voneinander. Eine unabhängige Bewegung könnte dazu führen, dass sich die Lichtquelle und der Kamerasensor nicht in der gleichen Ebene befinden und deshalb nicht der ideale Abstand zum Spiegel gefunden werden kann. Dadurch beträgt der Abstand von Lichtquelle bis zur Mitte des Sensors (siehe Abstand a in Abbildung 4.1) ungefähr $66 \text{ mm} \pm 2 \text{ mm}$. Ein geringerer Abstand ist aufgrund der Ausmaße des Kameragehäuses leider nicht möglich.

Wie man später im Serientest der vier Olomouc-Spiegel sehen kann, hat die Halterung des Spiegels ebenfalls einen starken Einfluss auf die Ergebnisse. Bei den Messungen zeigt sich nämlich, dass die Halterung zu einer geringen Verspannung des Spiegels führt und die Bilder auf der Kamera dadurch verzerrt sind (bei einem Test der Spiegel mit dem Aufbau in Gießen wurde gezeigt, dass die Spiegel in Ordnung sind). Demzufolge muss die Halterung so gebaut sein, dass der Spiegel einzig von sich selbst getragen wird und die Halterung diesen so wenig wie möglich berührt. Insbesondere darf kein Druck auf Stellen des Spiegels ausgeübt werden. Auf den Compass-Spiegel hat die von uns eingesetzte Halterung keinen großen Einfluss, da dieser nur $20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$ groß ist. Bei dem Flabeg-Spiegel kann man die Auswirkungen der Halterung nicht erkennen, da dieser eine zu schlechte Qualität hat. Einzig bei den Olomouc-Spiegeln macht sich dies bemerkbar. Dieses Problem wurde leider erst zum Schluss bemerkt, so dass die Zeit zur Anfertigung einer besseren Halterung nicht mehr ausreichte.

Zur Aufnahme der Bilder wird die CCD-Kamera ATK-320E des Herstellers Atik Cameras in der schwarz/weiß-Version verwendet. Mit dem eingebauten Peltier-Kühler kann der Sensor auf 25°C unter Raumtemperatur gekühlt werden, was ein stark unterdrücktes Rauschen zur Folge hat (Herstellerangaben, Kopie im Anhang: Abbildung A.1). Sie löst mit 1620×1220 Pixeln auf, wobei jedes Pixel quadratisch mit einer Kantenlänge von $4,4 \mu\text{m}$ ist. Der Chip kommt somit auf eine Gesamtgröße von $8,5 \times 6,8 \text{ mm}$. Bilder können mit einer Farbtiefe von 16 Bit aufgenommen werden, die aufgenommenen Helligkeitswerte (da nur schwarz/weiß) liegen also zwischen 0 und 65535. Die Verschlusszeit kann ab $1/1000 \text{ s}$ beliebig eingestellt werden.

Die Kamera mit der daran befestigten Reflection Probe wird auf einer optischen Schiene befestigt, so dass der Abstand zum Spiegel variiert werden kann und ebenfalls die Höhe von Kamera und Lichtquelle zusammen. Sie muss so ausgerichtet sein, dass der reflektierte Lichtfleck genau auf den Sensor abgebildet wird. Dabei bietet es sich an, die Justierung in einer Ebene durch Drehung des Spiegels durchzuführen, und in der anderen, dazu senkrechten Ebene durch die Höhenverstellung von Kamera und Lichtquelle gemeinsam.

Ist die Kamera ungefähr im Krümmungsmittelpunkt, d.h. bei dem Flabeg-Spiegel in einem Abstand von 320 cm (bzw. 300 cm beim Compass Spiegel) ausgerichtet, können mehrere Aufnahmen bei jeweils minimal verschiedenen Entfernungen zum Spiegel (auszurichten an der optischen Schiene) gemacht werden. Durch die Auswertung mehrerer Aufnahmen kann schließlich das kleinste D_0 bestimmt werden. Eine weitere wichtige Kenngröße der Spiegel kann aus diesen Aufnahmen ebenfalls erhalten werden, nämlich der genaue Krümmungsradius (vorausgesetzt der Spiegel weist eine ausreichend hohe Qualität auf, so dass ein minimaler Wert des D_0 bestimmbar ist). Die genaue Kenntnis des Krümmungsradius ist wichtig, um beim Bau des RICH-Detektors Abweichungen von der Norm ausgleichen zu können.

4.3. Auswertung

Die Auswertung der D₀-Messungen wird hier exemplarisch für den Compass-Spiegel durchgeführt und funktioniert für die anderen Spiegel genauso. Alle Ergebnisse zusammengefasst sind hinterher in Kapitel 5 zu finden.

Für jede eingestellte Position werden jeweils zwei Aufnahmen gemacht: eine mit eingeschalteter LED und eine mit ausgeschalteter LED. Beide Aufnahmen werden voneinander subtrahiert und man erhält somit den Helligkeitsanteil, der von der LED durch Reflektion auf dem Spiegel verursacht wird. Restlicht, welches sich eventuell noch im Raum befindet, wird somit herauskorrigiert.

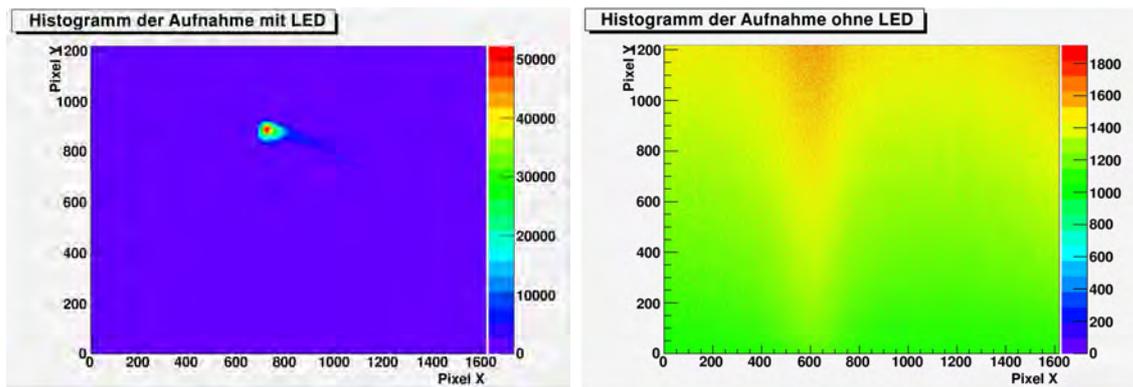


Abbildung 4.2. – Histogramme der Aufnahmen mit (links) und ohne (rechts) LED.

In Abbildung 4.2 sind zwei Beispielaufnahmen für den Compass Spiegel zu sehen: zum einen (links) die Aufnahme mit eingeschalteter LED, und zum anderen (rechts) die Aufnahme mit ausgeschalteter LED, also das Nullbild. In der Aufnahme mit LED ist deutlich ein beinahe kreisförmiger Peak zu erkennen, der zu einer Seite hin einen leichten, wesentlich dunkleren Schweif aufweist. Dieser Schweif wird vom Spiegel verursacht, da er sich bei Drehung des Spiegels und ansonsten gleichem Aufbau ebenfalls mitdreht. Weiterhin sind die Ausmaße der beleuchteten Fläche wesentlich geringer als der $8,5 \times 6,8$ mm (erstreckt auf 1620×1220 Pixel) große Sensor. Die Helligkeitswerte erstrecken sich auf einen Bereich bis maximal etwas über 50000, was zeigt, dass die Aufnahme nicht überbelichtet ist, da der maximal mögliche Wert von 65535 nicht erreicht wurde.

In der Aufnahme mit ausgeschalteter LED kann man deutlich erkennen, dass die maximalen Helligkeitswerte wesentlich geringer sind (< 2000) als mit eingeschalteter LED. Die Aufnahme erfolgte mit identischer geometrischer Anordnung und Belichtungszeit, nur mit ausgeschalteter LED, so dass man die Helligkeitsanteile bekommt, die durch den Raum und die Kamera verursacht werden. Man kann dabei deutliche Strukturen in der Verteilung der Helligkeitswerte erkennen, die nachweislich vom Kamera-Sensor herrühren, was deutlich sichtbar bei einer Aufnahme mit der aufschraubbaren Schutzkappe wird. Welche Effekt genau für diese Struktur verantwortlich ist, kann jedoch nicht weiter bestimmt werden und ist auch nicht nötig.

Im nächsten Schritt werden nun diese beide Aufnahmen voneinander subtrahiert, um das Signal der Reflektion allein zu erhalten. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.3 zu sehen.

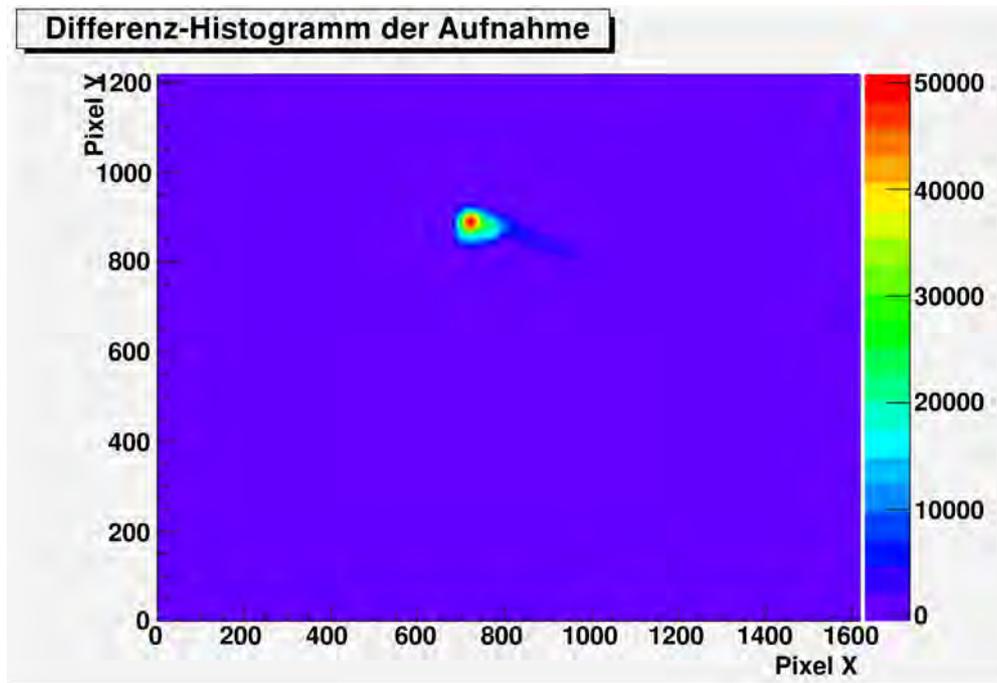


Abbildung 4.3. – Histogramm der Differenz der Aufnahmen.

Dieses Differenz-Histogramm sieht fast genauso aus, wie die Aufnahme mit LED selber (verständlich aufgrund der geringen Helligkeitswerte bei der Aufnahme ohne LED), einzig der Schweif ist weniger lang und weniger breit als zuvor, und die maximalen Helligkeitswerte liegen nun im Bereich von ca. 50000, sind also minimal kleiner.

Aufgrund statistischer Schwankungen der einzelnen Pixel der Kamera weist dieses Differenz-Histogramm weiterhin ein gewisses, sehr geringes Rauschniveau auf. Es wird also eine Grenze für die Helligkeit definiert, unterhalb derer sämtliche Pixel vernachlässigt werden bzw. deren Wert auf Null gesetzt wird. Zu diesem Zweck betrachten wir die Verteilung der Helligkeitswerte des Differenz-Histogramms im niedrigen Bereich (siehe Abbildung 4.4).

Zur besseren Übersicht ist die y-Achse logarithmisch skaliert. Desweiteren sind nur Helligkeitswerte von 0 bis 5000 aufgetragen. Man erkennt gut den gaußförmigen Anteil des Rauschens bei niedrigen Helligkeitswerten, welcher dann beim Übergang zu den Spiegelanteilen, die höhere Helligkeitswerte aufweisen, abknickt und flacher weitergeht. Dieser Knick ist ungefähr bei einem Helligkeitswert von 500, weshalb die Schwelle zum Abschneiden der Pixel auch an diese Stelle gesetzt wird.

Nach Abzug aller Pixel mit Helligkeitswerten unter 500 ergibt sich das Histogramm aus Abbildung 4.5. Sehr gut sind hierbei die Ausmaße des Schweifs zu erkennen, der sich von dem kreisförmig verteilten Maximum um ca. 500 Pixel ($\approx 2,2$ mm) nach rechts erstreckt. Die peakartige Struktur des Schweifs wird gut durch die etwas höheren Helligkeitswerte in der Mitte des Schweifs im Gegensatz zum Rand verdeutlicht. In dieser Aufnahme sieht man noch zwei weitere Merkmale: zum einen ist vom Maximum ausgehend ein senkrechter Strich nach oben zu vermuten (weist jedoch nur sehr wenige Pixel auf). Die Intensität bzw. die Ausprägung dieses Strichs kann leicht erhöht werden, wenn die Schwelle zum Abschneiden der Pixel von 500 runtergesetzt

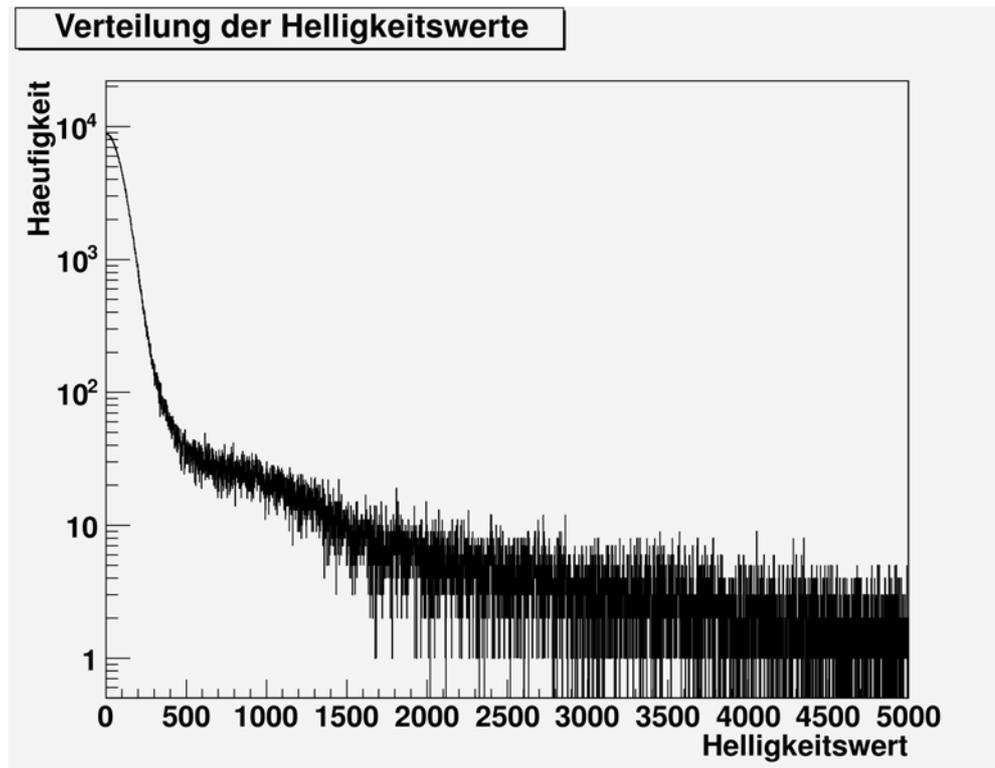


Abbildung 4.4. – Verteilung der Helligkeitswerte.

wird auf niedrigere Werte. Die Ursache dieses Strichs ist jedoch nicht der Spiegel oder der Aufbau, sondern die Kamera. Unabhängig davon, welche Belichtungszeit eingestellt ist, kann der Strich reproduzierbar bei jeder Aufnahme nachgewiesen werden. Er tritt besonders stark oberhalb sehr heller Peaks und größerer Bereiche auf. Welcher genaue Effekt diesen Strich verursacht, kann jedoch nicht geklärt werden.

Das zweite Merkmal, das auf den Aufnahmen vorher nicht zu sehen war, ist ein Teil des Schweifs, der nicht nach unten hin abfällt, sondern ungefähr auf Höhe (d.h. gleiche Y-Pixel) des Maximums bleibt und auch nicht so lang ist (ca. 200 Pixel). Dieser Teil ist aber sehr klein und weist nur sehr niedrige Helligkeitswerte auf, so dass der Einfluss auf die Analysen nur gering sein sollte. Da der Grund für den Schweif der Spiegel ist, muss dieser so weit es geht bei den Berechnungen erhalten bleiben, da er an die optische Qualität des Spiegels gekoppelt ist, was sich in einem höheren Wert für das D₀ bemerkbar macht (höher gilt hierbei bezogen auf einen idealen Spiegel).

Mit dieser Aufnahme (Abbildung 4.5) kann nun die eigentliche Analyse gestartet werden. Ziel dieser Analyse ist es, einen Kreis mit dem Radius r_0 (bzw. mit Durchmesser D_0) zu finden, in dem 90% bzw. 95% der Gesamthelligkeit der Aufnahme zu finden sind. Für diese Arbeit definieren wir das D₀ dahingehend, dass der Mittelpunkt dieses Kreises nicht zwingend genau im Maximum liegen muss, sondern aufgrund von Abweichungen vom Ideal (wie dies hier der Fall ist: der Schweif deutet auf eine nicht ideale Oberfläche des Spiegel-Substrats hin) auch eine abweichende Position haben kann. Gesucht ist also der über alle Pixel minimale Wert des D₀.

Die Analyse funktioniert wie folgt: Um den Rechenaufwand möglichst gering zu halten, wird

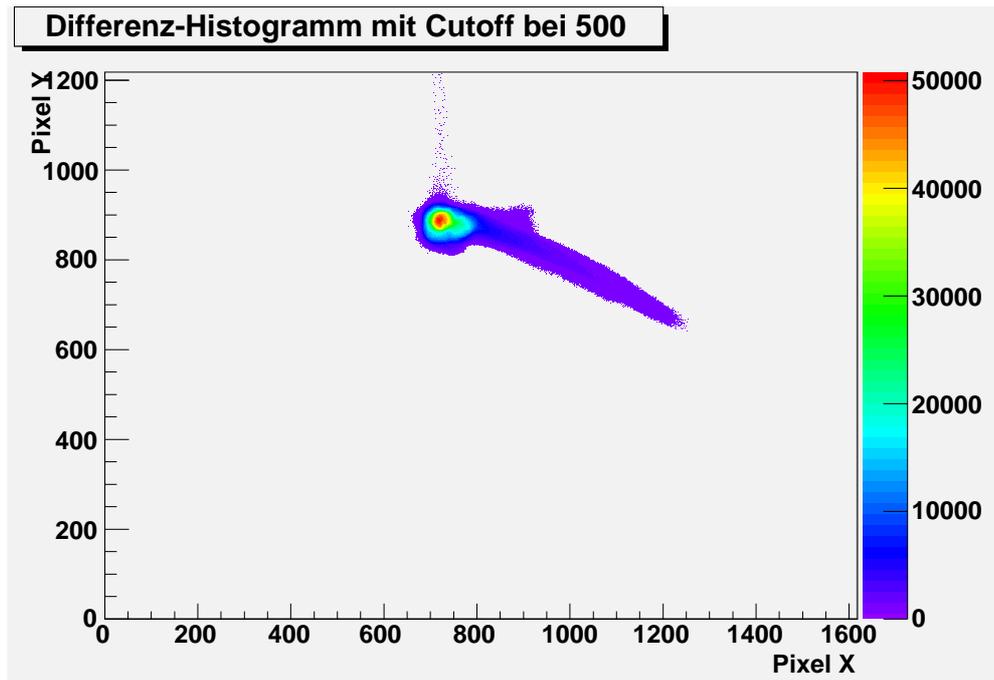


Abbildung 4.5. – Differenz-Histogramm mit Cutoff bei einem Helligkeitswert von 500.

erst ein gewisser Bereich zur Überprüfung ausgewählt. Dieser Bereich hat eine Ausdehnung von 200×200 Pixel (kann jedoch auch beliebig größer oder kleiner gewählt werden) und wird so gelegt, dass der Mittelpunkt des kleinsten Kreises, der 90% bzw. 95% der Gesamthelligkeit enthält, in diesem Bereich zu finden ist. Dies kann in dieser Aufnahme beispielsweise sehr gut auf den Bereich $X = 700 - 900$ und $Y = 760 - 960$ eingeschränkt werden. Die Gesamthelligkeit ergibt sich einfach durch Aufsummieren aller Helligkeitswerte der gesamten Aufnahme. Für jeden Pixel in diesem Bereich (also insgesamt 40000 Pixel) wird nun iterativ der Anteil an der Gesamthelligkeit als Funktion des Kreisradius berechnet, angefangen bei einem möglichst geringen Radius (normalerweise müsste man bei einem Radius von Null Pixeln anfangen, jedoch kann zur Verringerung des Rechenaufwandes hier ebenfalls ein Startradius > 0 gewählt werden, bei dem man sicher sein kann, dass der Radius des kleinsten Kreises immer noch größer ist als der Startradius), bis hin zu einer vorher festgelegten oberen Schranke. Das Ganze erfolgt in 1 Pixel-Schritten, in welchen der Radius jeweils erhöht wird. Die jeweilige Iteration wird jedoch vor der oberen Schranke beendet, wenn ein Radius die eingestellte Helligkeitsgrenze (90% bzw. 95%) überschreitet. In Quelltext A.1 im Anhang ist der wichtige Teil des Quelltextes der Berechnung zum besseren Verständnis angegeben.

Die Analyse liefert somit insgesamt 40000 Kreisradien, zu jeder Position ergibt sich ein Radius. In Abbildung 4.6 sind alle errechneten Kreisradien an ihren zugehörigen Positionen für die obige Aufnahme für eine Schwelle von 90% der Gesamthelligkeit eingezeichnet. Deutlich zu erkennen ist eine kreis- bis ellipsenartige Struktur, die im Zentrum bei ungefähr $X = 800$ und $Y = 860$ den minimalen Wert annimmt und zum Rand hin immer größer wird. Nur an wenigen Stellen wird die eingestellte obere Schranke von 250 Pixeln als Radius erreicht (dies sind die tiefrot gezeichneten Flächen, besonders oben links deutlich zu sehen). Aus dieser Verteilung ist ein minimaler Radius von 128 ($\approx 563 \mu\text{m}$) Pixeln erkennbar, der allerdings bei mehreren Pixeln erreicht wird.

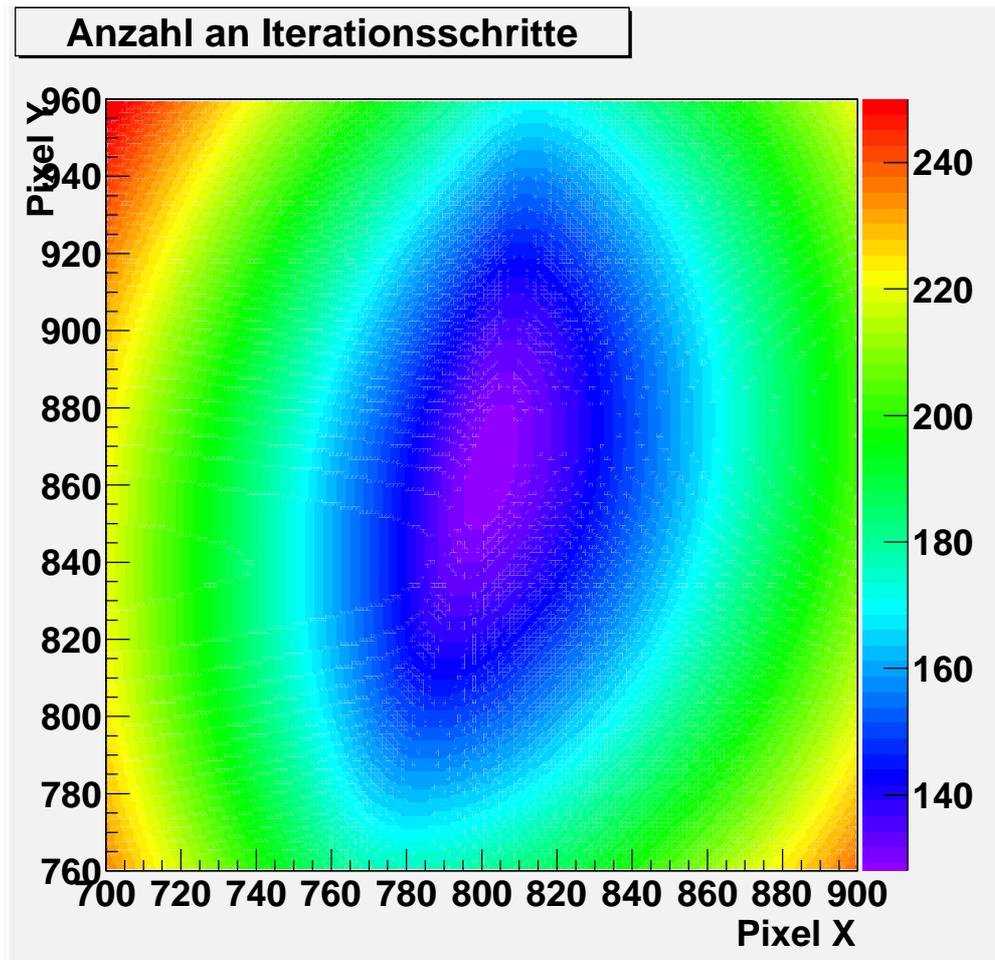


Abbildung 4.6. – Jeweilige Kreisradien im ausgewählten Bereich.

Der Spiegel hat demnach ein D₀ von 1126 µm bei 90% der Gesamthelligkeit.

Zusätzlich kann dies jetzt noch weiter ausgewertet werden, indem eine zweidimensionale Gaußverteilung mit unterschiedlichen Halbwertsbreiten in diese Verteilung gefittet wird. Als Ergebnis dieses Fits erhalten wir zum einen die Position des Minimums, und zum anderen einen Wert für das Minimum, welcher dann den kleinstmöglichen Kreisradius r_0 darstellt. Die Gaußverteilung muss zum Fitten noch um einen gewissen Winkel gedreht sein, wie man in der Grafik erkennen kann, welcher dann als Fitparameter ebenfalls automatisch bestimmt wird. In Tabelle 4.1 sind die Ergebnisse des Fits eingetragen.

Aus diesen Fitparametern ergibt sich in diesem Fall der kleinste Radius zu $r_0 = 132 \pm 2$ Pixel. Dies entspricht $r_0 = 132 \cdot 4,4 \mu\text{m} \approx 581 \mu\text{m} \pm 9 \mu\text{m}$ bzw. $D_0 = 1162 \mu\text{m} \pm 18 \mu\text{m}$.

In Abbildung 4.7 ist ein Plot der Fit-Funktion aufgetragen. Der zweidimensionale Gaußfit weist natürlich einige Unterschiede auf bzw. kann die Verteilung nicht perfekt wiedergeben (in den berechneten Radien ist z.B. gut zu erkennen, dass diese in eine Richtung nicht sehr symmetrisch sind), aber die Unterschiede sind nicht zu groß und für die benötigten Informationen zu vernachlässigen, da nur die Position des Peaks sowie der dazugehörige Wert gesucht sind.

Parameter	Wert	Fehler
Position X [Pixel]	807	1
Position Y [Pixel]	862	1
Minimum/Radius [Pixel]	132	2
Minimum/Radius [μm]	581	9
Winkel [$^\circ$]	102,5	0,2

Tabelle 4.1. – Parameter des zweidimensionalen Gaußfits der Verteilung der Radian.

Es ergibt sich jedoch die Frage, welcher der Werte - der berechnete Wert von 128 Pixel oder der gefittete Wert von 132 Pixel - die Eigenschaft des Spiegels besser wiedergibt. Der gefittete Wert hat den Vorteil, dass er das komplette Verhalten des Spiegels in diesem Bereich berücksichtigt, wobei nicht sicher ist, ob sich dies wirklich gaußförmig verhält. Der berechnete Wert hingegen hängt von keiner speziellen Funktion ab, sondern nur von den einzelnen Helligkeitswerten, unabhängig von einem bestimmten Muster. Desweiteren kann der Gaußfit in dieser Ausführung nur bei Verläufen angewandt werden, die ein eindeutiges Minimum haben. Der Spiegel muss folglich ein gewisses Mindestmaß an Qualität aufweisen. Bei schlechten Spiegeln, wie z.B. dem Flabeg-Spiegel ist dies nicht so einfach anwendbar (selbst die Berechnung führt bei diesem Spiegel kaum zu einem vernünftigen Resultat). Aus diesem Grund wird der berechnete Wert als das D_0 des Spiegels angenommen.

Letztlich sind die Unterschiede der beiden Werte mit nur 8 Pixel beim Radius sehr gering und ändern nichts an der Aussage über die Qualität diesen Spiegels, da beide Werte sehr gut sind.

4.4. Segmentierter D_0 -Test

Eine interessante Frage ist nun, wodurch der Schweiß genau verursacht wird, also ob der Spiegel als Ganzes oder nur Teile als Grund dafür in Frage kommen. Zu diesem Zweck werden entsprechende (Papier-) Schablonen angefertigt, mit denen jeweils nur ein Teil (der Spiegel wurde in neun Teile aufgeteilt) des Spiegels belichtet werden kann, und damit dann für jeden Teil eine Aufnahme angefertigt.

Die Aufnahmen werden dabei mit einer Belichtungszeit von einmal 0,02 s und einmal mit 0,1 s angefertigt. Bei der kürzeren Zeit ist die Aufnahme noch nicht überbelichtet und der Dynamikbereich der Kamera kann somit fast komplett ausgenutzt werden. Die längere Belichtungszeit von 0,1 s sorgt für eine Überbelichtung der Aufnahme. Die überbelichtete Aufnahme eignet sich nicht zur Berechnung des D_0 , allerdings ist dadurch gut ersichtlich, wie groß die Ausdehnung des Lichtflecks auf der Kamera ist, da sich auch schwächer beleuchtete Stellen deutlicher vom Untergrund abheben. Zur D_0 -Auswertung wird die Aufnahme mit der kurzen Belichtungszeit benutzt.

In Abbildung 4.8 ist sehr deutlich erkennbar, dass die oberen sechs Teile des Spiegels annähernd perfekte optische Qualitäten aufweisen, da der Lichtfleck jeweils auf einen sehr kleinen und runden Punkt konzentriert ist und dieser nur minimale Abweichungen von der Kreisform zeigt.

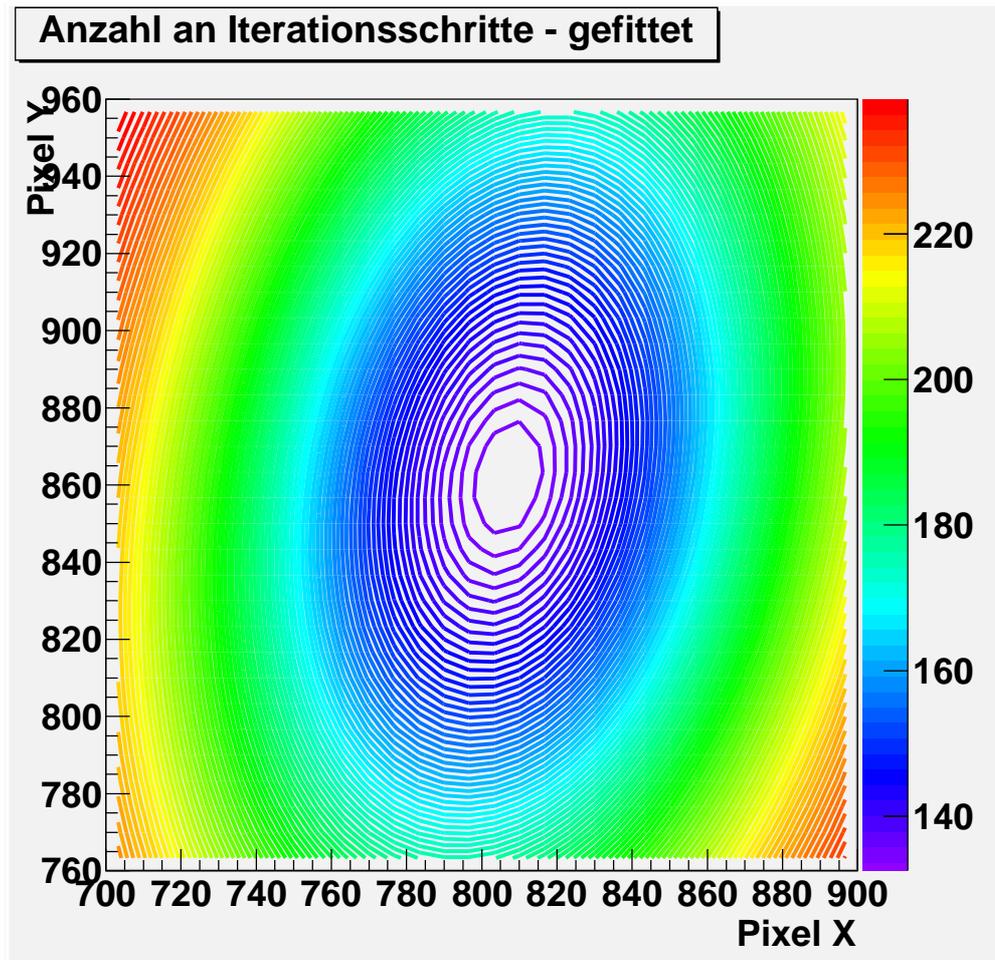


Abbildung 4.7. – Zweidimensionaler Gaußfit der Radienverteilung.

Für den fünften Teil in der Mitte ergibt sich beispielsweise ein D_0 von 108 Pixel ($\approx 475 \mu\text{m}$), was nur etwas größer ist als der Durchmesser der Lichtfaser und weitaus geringer als das D_0 von 256 Pixeln ($\approx 1126 \mu\text{m}$) des gesamten Spiegels. Die unteren drei Bereiche des Spiegels haben jedoch eine massiv schlechtere optische Qualität, insbesondere Teil Sieben unten links. Der Lichtfleck ist dort über einen großen Streifen verteilt und die Helligkeitswerte sind sehr stark gesunken, so dass der Untergrund einen stärkeren Einfluss hat, was deutlich zum Vorschein kommt. Teil Acht und Neun sind nicht ganz so schlecht, allerdings immer noch wesentlich schlechter als die oberen Teile. Es ist also eindeutig, dass die D_0 -Messung diesen Spiegels stark von den einzelnen schlechten Bereichen beeinflusst wird.

Die Information darüber, welche Teile besonders gut oder besonders schlecht sind, kann bei der späteren Justierung der Spiegel im Detektor verwendet werden. Dies wird üblicherweise mit Laser-Systemen gemacht, so dass die Justierung mit einem schlechten Teil des Spiegels zu Fehleinstellungen führen kann. Die Kenntnis darüber, welcher Teil schlecht und welcher gut ist, kann dabei helfen, diesen Fehler zu vermeiden.

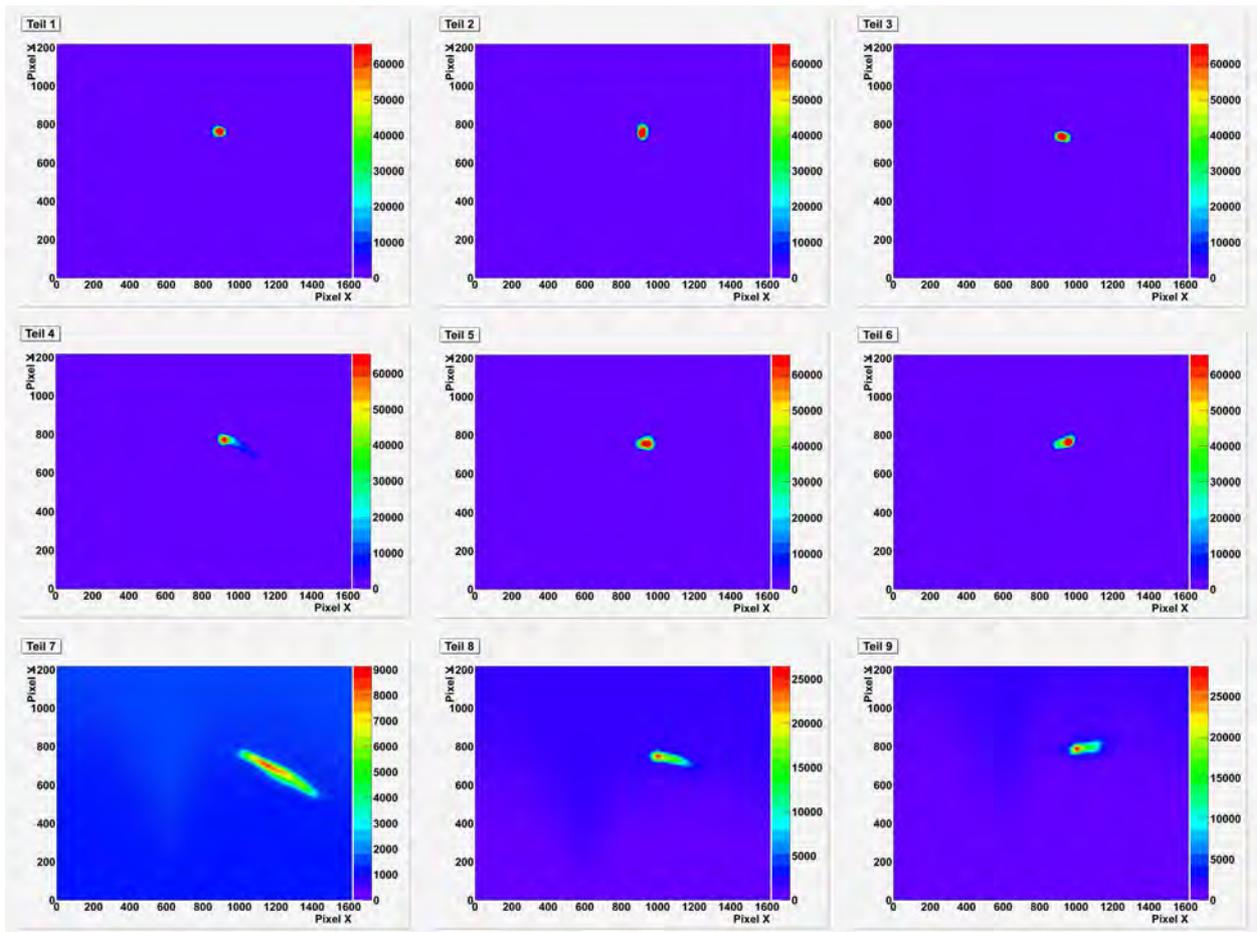


Abbildung 4.8. – Aufnahmen von Teilen des Spiegels.

4.5. Bestimmung des Krümmungsradius

Nimmt man mehrere Aufnahmen bei verschiedenen Abständen zum Spiegel, so kann daraus ein zusätzlicher Wert für den Krümmungsradius des Spiegels bestimmt werden. Zu diesem Zweck berechnet man die Gesamthelligkeit, d.h. die Summe aller Helligkeitswerte jeder Aufnahme und trägt diese dann als Funktion des Abstandes von Spiegel und Kamera/Lichtquelle auf, wie in Abbildung 4.9 beispielsweise für einen der vier Olomouc-Spiegel aus dem Serientest zu sehen.

Man kann dort deutlich ein Plateau zwischen 301,5 cm und 305 cm erkennen. Zum Rand hin fallen die Werte stark ab. Das Plateau kommt dadurch zustande, dass in diesem Bereich das vom Spiegel erzeugte Bild komplett auf den Sensor abgebildet ist, bei den Bereichen davor und danach jedoch Teile des Bildes nicht mehr aufgenommen werden können, da das Bild dort größer als der Sensor ist. Aus der Lage des Plateaus kann auf den Krümmungsradius geschlossen werden, dieser befindet sich genau in der Mitte, in diesem Fall also ungefähr bei 303 cm. Dieser Wert ist 3 cm größer als die Herstellerangabe von 300 cm und muss beim Bau des RICH-Detektors mit berücksichtigt werden. Die Mitte des Plateaus gibt dabei den Krümmungsradius an, da aufgrund des Strahlenganges ein symmetrischer Verlauf vor und hinter dem Krümmungsradius erwartet wird.

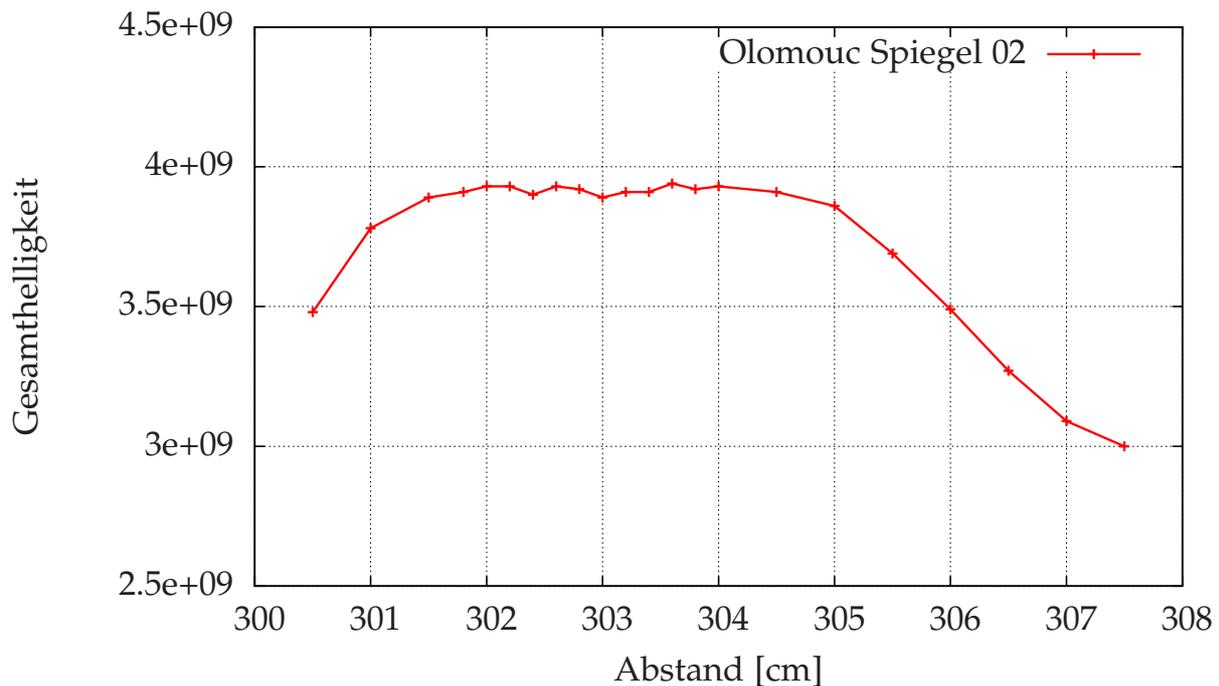


Abbildung 4.9. – Verlauf der Gesamthelligkeit in Abhängigkeit vom Abstand zum Spiegel (für den zweiten Spiegel aus dem Serientest).

Die Ergebnisse aus diesem Test eignen sich jedoch nur zur ungefähren Angabe des Krümmungsradius, auch wenn der Wert von 3 cm sehr gut mit dem Resultat von 3 cm für diesen Spiegel aus den D₀-Messungen (siehe Abbildung 5.20) übereinstimmt. Mögliche Ungenauigkeiten können zum einen dadurch verursacht werden, dass die Verteilung nicht exakt ausgewertet wurde (z.B. durch Fitten), zum anderen sind zu wenig Aufnahmen vorhanden, um den weiteren Verlauf der Gesamthelligkeitsverteilung besser anzugeben und daraus die Symmetrie und den Mittelpunkt zu bestimmen. Weitere Fehler entstehen beim Ablesen des eingestellten Abstandes sowie vor allem durch eine ungenaue Ausrichtung des Bildes der Lichtquelle auf den CCD-Sensor, wodurch die erwartete Symmetrie im Verlauf gestört und die Abweichung zum Krümmungsradius größer wird.

Dieser Test wurde dementsprechend zunächst zur groben Einordnung des Krümmungsradius verwendet, der genaue Wert wurde aus den Bildern selbst erhalten. Dabei ist der Krümmungsradius durch das kleinste erhaltene D₀ gegeben.

Im Anhang in Abbildung A.2 sind für diesen zweiten Spiegel aus dem Serientest, bei dem aus den Messungen in Gießen bekannt ist, dass er schlechter ist als die anderen drei, mehrere Aufnahmen zu sehen, jeweils bei verschiedenen Abständen zum Spiegel. Die mittige Aufnahme ist dabei genau die Aufnahme, die für die D₀-Auswertung verwendet wurde und somit den Krümmungsradius angibt. Zusätzlich sind die zwei nächsten Aufnahmen zu sehen, jeweils im Abstand von 2 mm vor und hinter dem Krümmungsradius, sowie zwei Aufnahmen im Abstand von 15 mm davor und dahinter. Da diese Histogramme alle zur Datenreduktion einem Rebinning unterzogen wurden (je zwei Bins in x-Richtung sowie zwei in y-Richtung wurden zusammengefasst), sind die Maximalwerte der Helligkeit auf das Vierfache von vorher eingestellt. Zur besseren Übersicht

haben alle Aufnahmen ebenfalls den gleichen Maximalwert. Damit man den reflektierten Anteil erkennen kann, wurde bei allen Aufnahmen ein Cutoff bei Helligkeitswerten von 400 (vor dem Rebinning) gesetzt. Die Pixel oberhalb des eigentlichen Bildes mit erhöhten Helligkeitswerten werden durch die Kamera verursacht und können leider nur schwerlich vernünftig reduziert werden. Gut erkennbar ist in dieser Fokusserie die rasch zunehmende Größe des Bildes und besonders auch die Bereiche der zwei sichtbaren Peaks im Abstand um den Krümmungsradius. Die Aufnahmen der anderen drei Spiegel aus dem Serientest sehen diesen hier sehr ähnlich und sind aus diesem Grund nicht zusätzlich abgebildet.

4.6. Ausblick und Verbesserungen

Die wichtigsten Informationen zu der D_0 -Messung wurden mit dieser Analyse-Methode bis hierhin herausgefunden, nämlich zum einen ein Wert für das jeweilige D_0 sowie eine Untersuchung einzelner Teilbereiche der Spiegel und dem Rückschluss daraus, welche Bereiche besonders gut bzw. schlecht sind (vorausgesetzt die Gesamtaufnahme des Spiegels weist Unregelmäßigkeiten auf). Allerdings können diese Messungen in noch wesentlich größerem Umfang durchgeführt und ausgewertet werden.

Fangen wir zunächst mit den Möglichkeiten bei der Durchführung an: In dieser Arbeit wurden die Messungen so durchgeführt, dass die Kamera und die Lichtquelle auf den kleinst möglichen Punkt eingestellt wurden (es wurden mehrere Aufnahmen gemacht und der kleinste daraus resultierende Wert wurde als Aufnahme für das D_0 angenommen). Dabei wurde jedoch keine Rücksicht auf den genauen Abstand zum Spiegel genommen (vor allem aufgrund der mangelnden Möglichkeit, da keine optische Bank entsprechender Länge vorhanden war; der Abstand wurde mit einem Metermaß bestimmt). Der Test könnte nun aber auch so durchgeführt werden, dass der Abstand bei einem festen Wert (dem vorgegebenen Krümmungsradius) gehalten wird und dort dann jeweils das D_0 bestimmt wird. Eine Kombination dieser beiden Arten, bei der mehrere Abstände über mehrere Zentimeter durchgemessen werden, ist noch am vorteilhaftesten (dies wurde für den Serientest der vier Olomouc-Spiegel so gemacht).

Desweiteren ist eine Überarbeitung der bisherigen Spiegelhalterung nötig, damit beim Spiegel keine Verspannungen auftreten und das Bild somit nicht verzerrt ist oder ähnliche Abweichungen aufweist.

Bei der Auswertung gibt es ebenfalls noch verschiedene Herangehensweisen: Ist der Spiegel so gut, dass man einen eindeutigen Punkt auf der Aufnahme sehen kann, so kann man zunächst dessen Mittelpunkt z.B. mit Hilfe eines Gaußfits herausfinden und anschließend die D_0 -Berechnung ausschließlich um diesen Punkt durchführen. Eine Betrachtung des Verhaltens der benötigten Radien für einen jeweils vorgegebenen Anteil an der Gesamthelligkeit kann ebenfalls interessant sein, bedeutet für die Aussagen über die Qualität eines Spiegels jedoch keinen Mehrwert.

Klassifikation der Spiegel

Im folgenden soll eine Übersicht der Ergebnisse vorgestellt werden, die im Laufe dieser Arbeit über die Spiegel angefertigt wurden. Zu diesen Ergebnissen zählen die absolut gemessene Reflektivität an einer dezidierten Position des Spiegels, die als Funktion des Ortes über den gesamten Spiegel gemessene Homogenität der Reflektivität (gemessen mit dem relativen Aufbau) sowie die Ergebnisse der D_0 -Messungen. Basierend auf den Ergebnissen dieser Messungen wurde entschieden, den Prototypen des RICH-Detektors mit Spiegeln der Firma Olomouc zu bestücken. Hierzu wurden vier weitere Spiegel von Olomouc bezogen und ebenfalls vermessen. Die Ergebnisse diesen Serientests sind im folgenden ebenfalls dargestellt.

Um die unterschiedlichen Reflektivitätswerte der verschiedenen Spiegel in Bezug auf den geplanten Verwendungszweck besser quantitativ bewerten und vergleichen zu können, wurde ausserdem zu jeder Reflektivitätskurve die Anzahl der Cherenkov-Photonen berechnet, welche nach Reflektion am jeweiligen Spiegel den Photodetektor erreichen. Hierzu wurde eine Radiator-Länge von 1,5 m sowie Teilchen mit $\beta = 1$ angenommen, und das zugehörige Cherenkov Spektrum (siehe Abbildung 2.3) mit der gemessenen Reflektivitätskurve gefaltet. Zur weiteren Betrachtung müsste noch die Quanteneffizienz der Photomultiplier mit berücksichtigt werden, allerdings dient diese Arbeit der Einstufung der Spiegel, weshalb dieser Schritt hier nicht mehr durchgeführt wurde.

Um einen besseren Überblick zu bekommen und die Ergebnisse besser vergleichen zu können, sind in Abbildung 5.1 die gemessenen absoluten Reflektivitäten der drei getesteten Spiegel-Prototypen der Hersteller Compass, Flabeg sowie Olomouc aufgetragen.

5.1. Der Compass-Spiegel

Der Spiegel des Herstellers Compass weist als einziger der getesteten Spiegel eine Größe von $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$ (alle anderen $40\text{ cm} \times 40\text{ cm}$) auf. Auch besitzt die Oberfläche als einzige keine schützende Magnesiumfluorid-Schicht. Als reflektierende Schicht kommt, wie bei allen getesteten Spiegeln, Aluminium zum Einsatz. Die Messungen der absoluten Reflektivität und das D_0 diesen Spiegels konnten mit vorherigen Messungen verglichen werden, welche teils hier in Wuppertal (abs. Reflektivität), teils ausserhalb (D_0) durchgeführt wurden. Der Vergleich bestätigt die Genauigkeit und die Reproduzierbarkeit der Messungen.

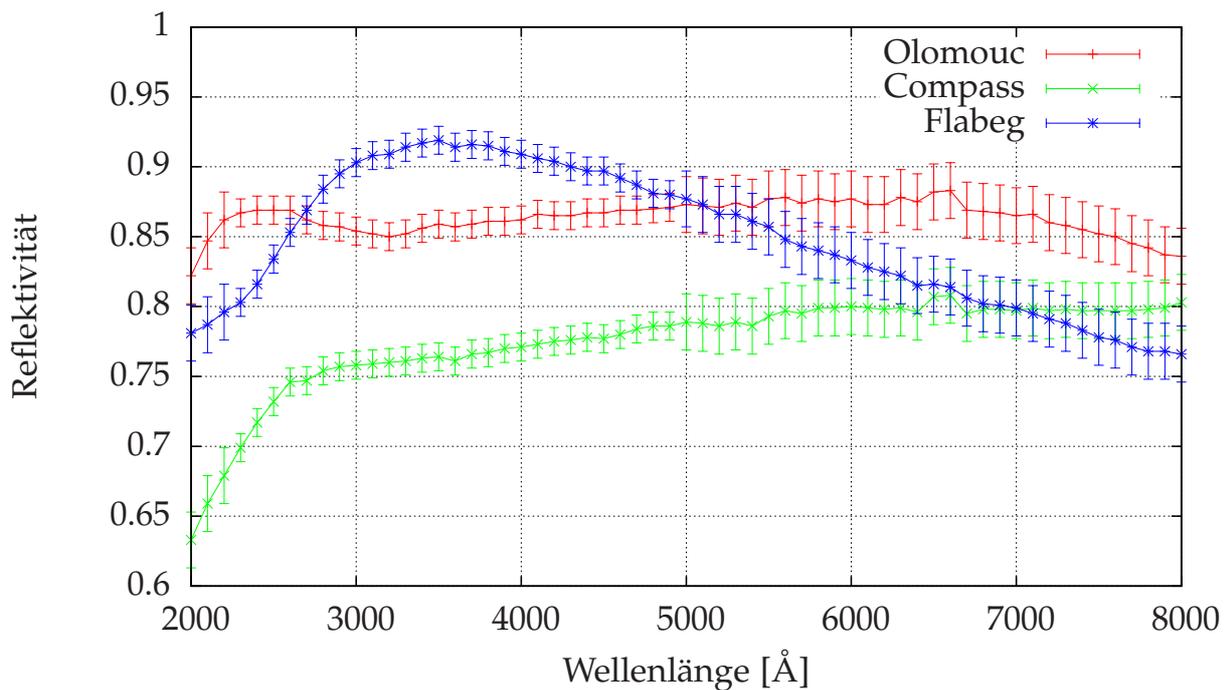


Abbildung 5.1. – Absolute Reflektivitäten der drei getesteten Spiegel-Prototypen.

Absolute Reflektivität

Die Ergebnisse der absoluten Reflektivität (siehe Abbildung 5.1) zeigen, dass dieser Spiegel fast im gesamten Wellenlängenbereich, vor allem aber im für die Anwendung wichtigen UV-Bereich bis 4000 Å, die schlechteste Reflektivität aufweist. Der Unterschied zum nächst besseren Spiegel (Flabeg) beträgt bei kurzen Wellenlängen bis zu 15% und wird zu längeren Wellenlängen kleiner. Er hat zu sehr kurzen Wellenlängen hin eine Reflektivität von ca. 64%, ansteigend bis ca. 75% bei 2600 Å, und steigt nur noch auf ca. 80% bei 8000 Å. Die Werte des Olomouc-Spiegels werden jedoch in keinem Fall erreicht, der Abstand zu diesem beträgt immer mindestens 4%.

Aus diesen absolut gemessenen Reflektivitäten ergibt sich die Anzahl an erwarteten Photonen für den Compass-Spiegel zu $N = 171 \pm 3$ (mit $z = 1$, $\beta = 1$, $n_{\text{CO}_2} = 1.00043$, $L = 1,5 \text{ m}$ und einer Fehlerannahme von $\Delta R^{\text{abs}} = 0.01$).

Ortsaufgelöste Reflektivität

In Abbildung 5.2 sind die Ergebnisse der ortsaufgelöst gemessenen Reflektivitätsverteilung aufgetragen. Zu sehen sind dort alle 25 vermessenen Positionen des Spiegels, die Linie in rot zeigt den Mittelwert aller Messungen an. Erkennbar ist, dass eine Position bei Wellenlängen bis ca. 4000 Å deutlich geringere Werte aufweist als die anderen Positionen, wobei diese Abweichungen mit maximal 5% dennoch nicht allzu extrem sind. Die Streuungen um den Mittelwert, besonders gut bei den höheren Wellenlängen sichtbar, sind mit $\pm 2\%$ ziemlich niedrig und liegen somit innerhalb des Fehlerbereichs von 2-3%. Um diese Ergebnisse besser zu verdeutlichen, sind in

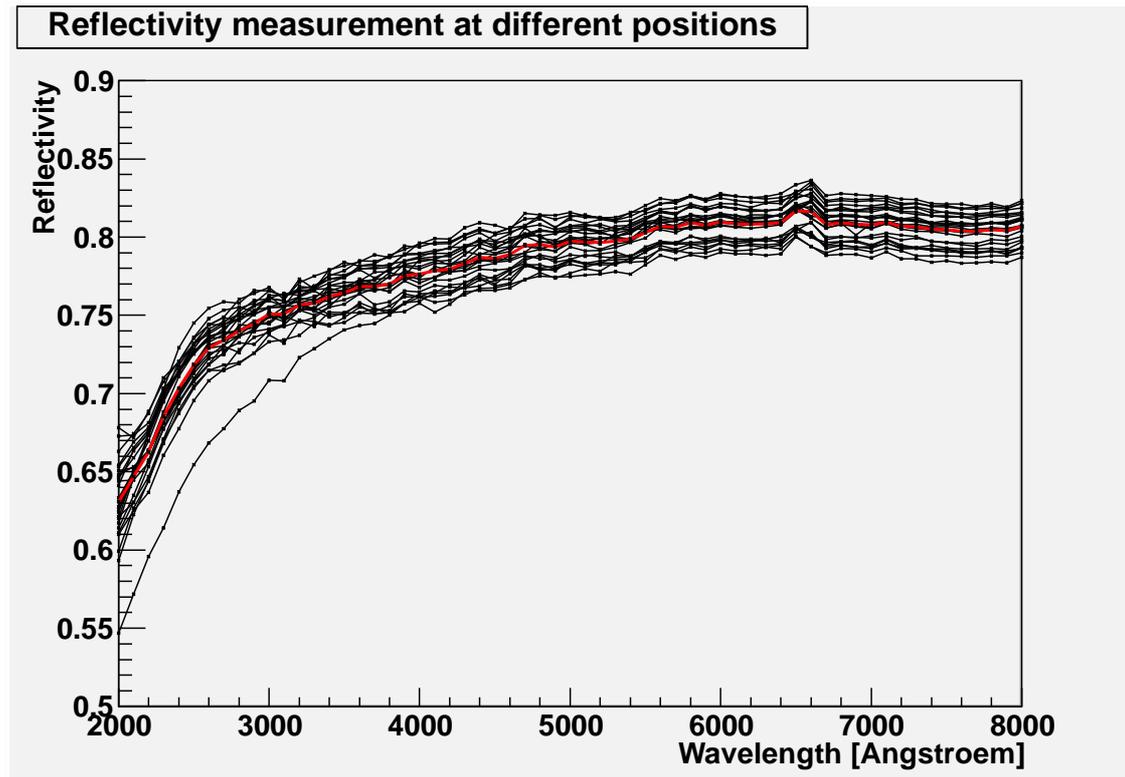


Abbildung 5.2. – Ergebnisse der relativ gemessenen Reflektivität des Compass Spiegels.

Abbildung 5.3 und Abbildung 5.4 die ermittelten Reflektivitätswerte für vier feste Wellenlängen positionsabhängig aufgetragen. Diese Betrachtungsweise wurde für größere Wellenlängen nicht durchgeführt, da mit zunehmender Wellenlänge die Anzahl an erwarteten Photonen im Cherenkov-Spektrum stark abnimmt und diese Wellenlängen zunehmend weniger wichtig werden.

Die Auftragung hierbei ist so zu verstehen, dass bei Null der Mittelwert der jeweiligen 25 Positionen ist und die z-Achse von $0,9 \cdot$ Mittelwert (also 10% unter dem Mittelwert) bis $1,1 \cdot$ Mittelwert (also 10% über dem Mittelwert) reicht.

Die Position mit abweichenden Werten ist hier gut als die Position in der unteren linken Ecke zu identifizieren. Deutlich ist auch, dass der Unterschied dieser Position in der Grafik bei 400 nm kaum noch sichtbar ist.

Insgesamt zeigt sich aber, dass der Compass-Spiegel bei fast allen gemessenen Wellenlängen sehr homogen ist, nur bei sehr kurzen Wellenlängen (< 250 nm) sind die Variationen etwas größer. Die Qualität der Beschichtung ist also gut.

Zu bemerken ist ebenfalls, dass der Verlauf der relativen Messwerte sehr gut mit dem absoluten Verlauf übereinstimmt, was man zum einen am steilen Verlauf bis 3000 \AA als auch an dem kleinen Peak bei ca. 6600 \AA ausmachen kann.

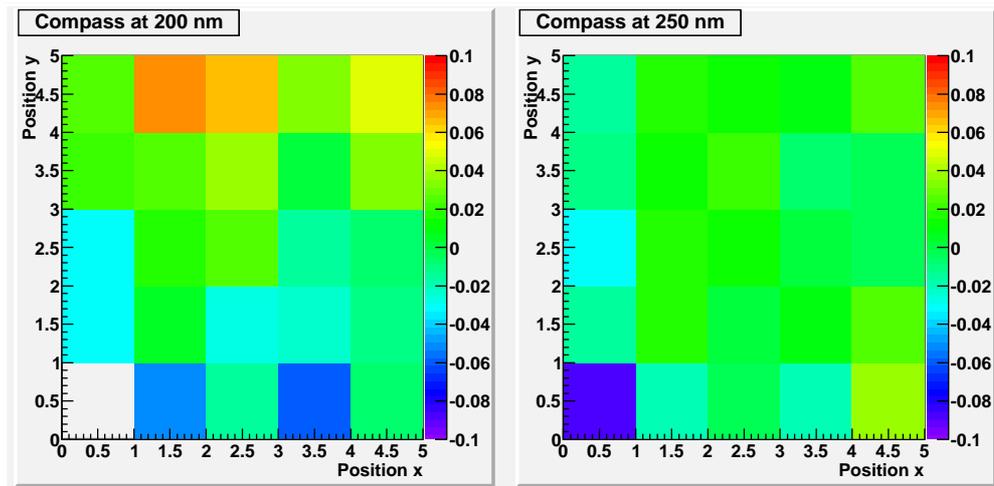


Abbildung 5.3. – Positionsabhängige Reflektivität des Compass-Spiegels für 200 nm und 250 nm.

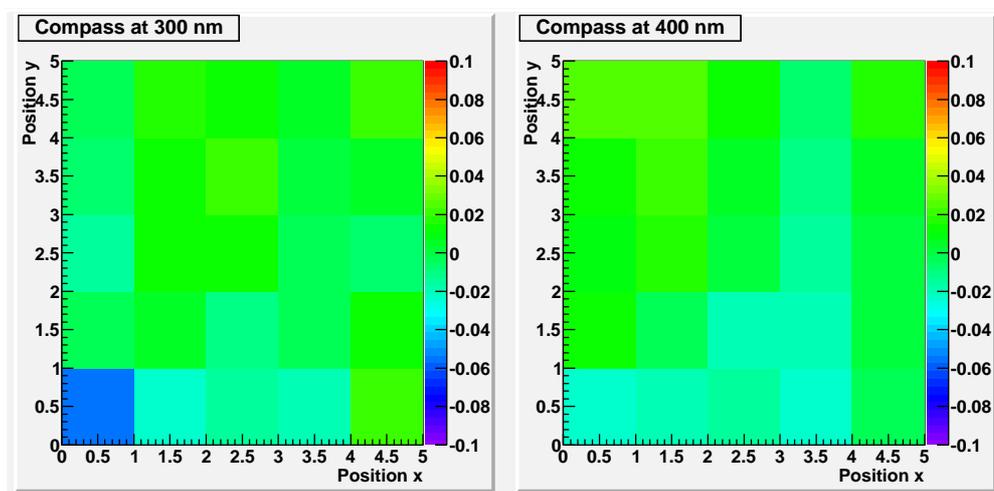


Abbildung 5.4. – Positionsabhängige Reflektivität des Compass-Spiegels für 300 nm und 400 nm.

D₀-Test

Die Ergebnisse der D₀-Messung des Compass Spiegels sind sehr gut. In Abbildung 5.5 ist das Histogramm der Aufnahme bereits nach Abzug des Nullbildes sowie einem Cutoff bei einem Helligkeitswert von 500 abgebildet, zusammen mit den beiden Kreisen der D₀-Auswertung (der kleinere Kreis umfasst 90% der Gesamthelligkeit, der Größere 95%). Der Cutoff bei 500 wurde anhand von Abbildung 5.6 gesetzt, bei der man bei diesem Wert einen leichten Knick feststellen kann. Hinzu kommt, dass mit dieser Schwelle genug Pixel entfernt werden, als dass man die Konturen des Bildes sehr gut erkennen kann, aber auch nicht zu viel abgeschnitten wird, was man an dem durch die Kamera verursachten senkrechten Balken oberhalb des Mittelpunktes erkennt, der teilweise noch vorhanden ist. In der Aufnahme selbst sieht man auch, dass sie nicht überbelichtet ist und der Dynamikbereich der Kamera recht gut ausgenutzt wurde.

Desweiteren ist gut erkennbar, dass die Position des kleinsten D₀ mit größer werdendem Helligkeitsanteil nach rechts in Richtung des Schweißs wandert. Dies ist jedoch nicht weiter verwunder-

Differenz-Histogramm mit Cutoff bei 500

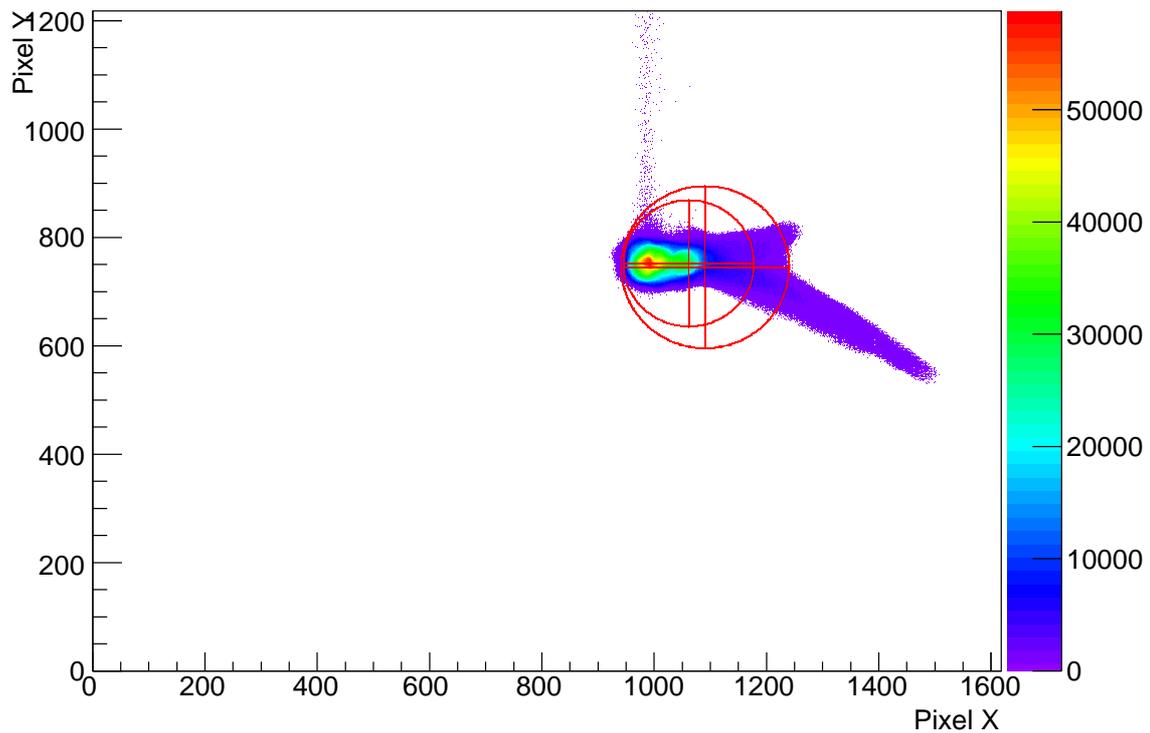


Abbildung 5.5. – Histogramm der Aufnahme des Compass-Spiegels.

lich, da der Radius ebenfalls größer ist und zur Abdeckung von möglichst vielen beleuchteten Pixeln der Mittelpunkt anders gelegt werden muss.

Bereits ohne explizite Analyse kann man dem Compass-Spiegel eine sehr gute D_0 -Eigenschaft attestieren, da der Großteil des Punktes über 300 Pixel $\approx 1,32$ mm in X-Richtung ausgedehnt ist und nur ein geringer Teil mit niedrigen Helligkeitswerten noch weiter weg ist. Bei der Auswertung der positionsabhängigen D_0 -Werte und anschließendem Fitten dieser Werte erhält man für das kleinste D_0 , jeweils für einen Anteil von 90% und 95% an der Gesamthelligkeit, die Resultate aus Tabelle 5.1.

Helligkeitsanteil	90%	95%
Kleinstes D_0 , berechnet (Pixel)	234	300
Kleinstes D_0 , berechnet (μm)	1030	1320
Kleinstes D_0 , gefittet (Pixel)	242 ± 4	308 ± 4
Kleinstes D_0 , gefittet (μm)	1065 ± 18	1355 ± 18

Tabelle 5.1. – Ergebnisse der D_0 -Bestimmung für den Compass-Spiegel.

Das Ergebnis ist also ein $D_0 = 1,03$ mm bei 90% der Gesamthelligkeit und ein $D_0 = 1,32$ mm bei 95%, was deutlich unter den geforderten 5 mm für den Detektor liegt. Im Hinblick auf den D_0 -Test ist der Spiegel des Herstellers Compass für den geplanten Einsatzzweck folglich als sehr

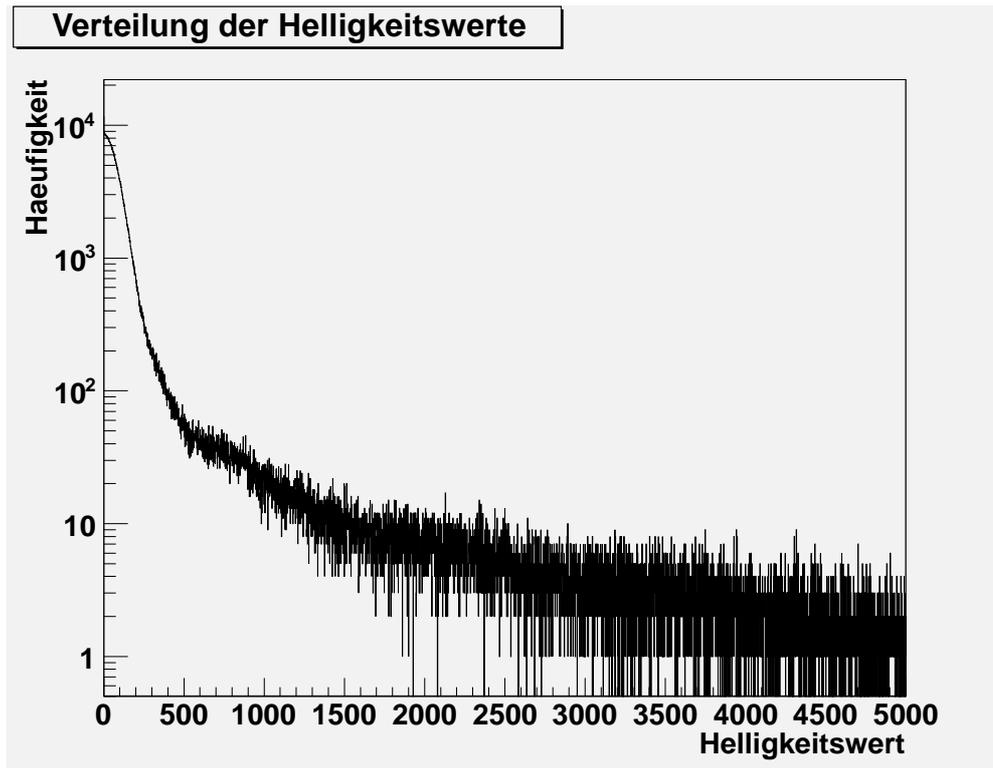


Abbildung 5.6. – Verteilung der Helligkeitswerte der Aufnahme mit dem Compass-Spiegel für Helligkeitswerte bis 5000.

gut einzuschätzen.

5.2. Der Flabeg-Spiegel

Der Spiegel des Herstellers Flabeg hat eine Größe von $40\text{ cm} \times 40\text{ cm}$. Beschichtet ist er mit Aluminium und zum Schutz mit einer Magnesiumfluorid-Schicht. Das Glassubstrat ist jedoch nicht poliert, was entsprechend schlechte optische Eigenschaften zur Folge hat, wie man in den D_0 -Bildern sehen kann. Dieser Spiegel wurde ebenfalls in Hinblick auf die absolute Reflektivität sowie den D_0 -Test bereits vor dieser Arbeit untersucht. Auch hierbei stimmen die Ergebnisse mit den vorherigen Messungen sehr gut überein.

Absolute Reflektivität

Die absolute Reflektivität (siehe Abbildung 5.1) ist mit Werten zwischen ca. 76% bis knapp 92% bei kurzen Wellenlängen deutlich besser als vom Compass-Spiegel, ab ca. 7000 \AA jedoch schlechter. Zwischen 2600 \AA und 5200 \AA sind die Werte sogar besser als vom Olomouc-Spiegel und überragen diese um bis zu 5%. Recht gut zu erkennen ist ein Maximum im Bereich von 3500 \AA , in dem die Reflektivität Werte von ca. 92% annimmt. Bei kürzeren Wellenlängen fällt der Wert auf knapp 78% bei 2000 \AA , bei höheren auf ca. 76% bei 8000 \AA .

Mit diesen Reflektivitätswerten kann eine erwartete Anzahl an Photonen von $N = 196 \pm 3$ berechnet werden.

Ortsaufgelöste Reflektivität

In Abbildung 5.7 sind alle 25 ortsaufgelöst gemessenen Reflektivitätskurven des Flabeg Spiegels zu sehen. Die rote Linie deutet auch hier den Mittelwert aller 25 Positionen an. Im Bereich bis 2500 \AA sind die größten Schwankungen vorhanden, die Werte variieren um ca. $\pm 4\%$ um den Mittelwert. Bei höheren Wellenlängen jedoch sind nur noch Änderungen von bis zu 2% vorhanden, wie es auch beim Compass-Spiegel der Fall ist. Beim Vergleich mit dem Verlauf der absoluten Reflektivität zeigt sich hier ebenfalls, dass die Werte recht gut übereinstimmen.

Bei der Betrachtung der positionsabhängig aufgetragenen Reflektivitäten sieht man zunächst (bei 2000 \AA , Abbildung 5.8), dass die im Bereich 2000 \AA bis 2500 \AA gemessenen größeren Schwankungen aus Abbildung 5.7 eine ortsbezogene Korrelation aufweisen. Im Bereich der oberen linken Ecke sind die gemessenen Werte bis zu 5-6% höher als im Durchschnitt, während in der unteren rechten Ecke die Werte niedriger sind als im Durchschnitt.

Bei den höheren Wellenlängen ist diese Struktur jedoch nicht mehr erkennbar, sondern nur noch das sehr homogene Verhalten des Spiegels mit Abweichungen bis ca. 2-3%. Eine mögliche Erklärung dafür, dass diese Struktur nur bei sehr kurzen Wellenlängen sichtbar wird, könnte eine Variation der Beschichtungsdicke über die Spiegelfläche sein, da die Beschichtungsdicke bei diesem Spiegel im Bereich der Wellenlänge liegt und somit aufgrund von Interferenzen die Reflektivität beeinflusst. Dies ist auch eine der Methoden, um (industriell) Schichtdicken zu bestimmen, indem das Reflektivitätsspektrum im Bereich der Interferenzwellenlänge mit dem nominell erwarteten Spektrum ohne Beschichtung verglichen wird.

Insgesamt erkennt man bereits ab 2500 \AA , dass der Spiegel in Bezug auf die Reflektivität sehr homogen ist und die Variationen nur sehr gering sind.

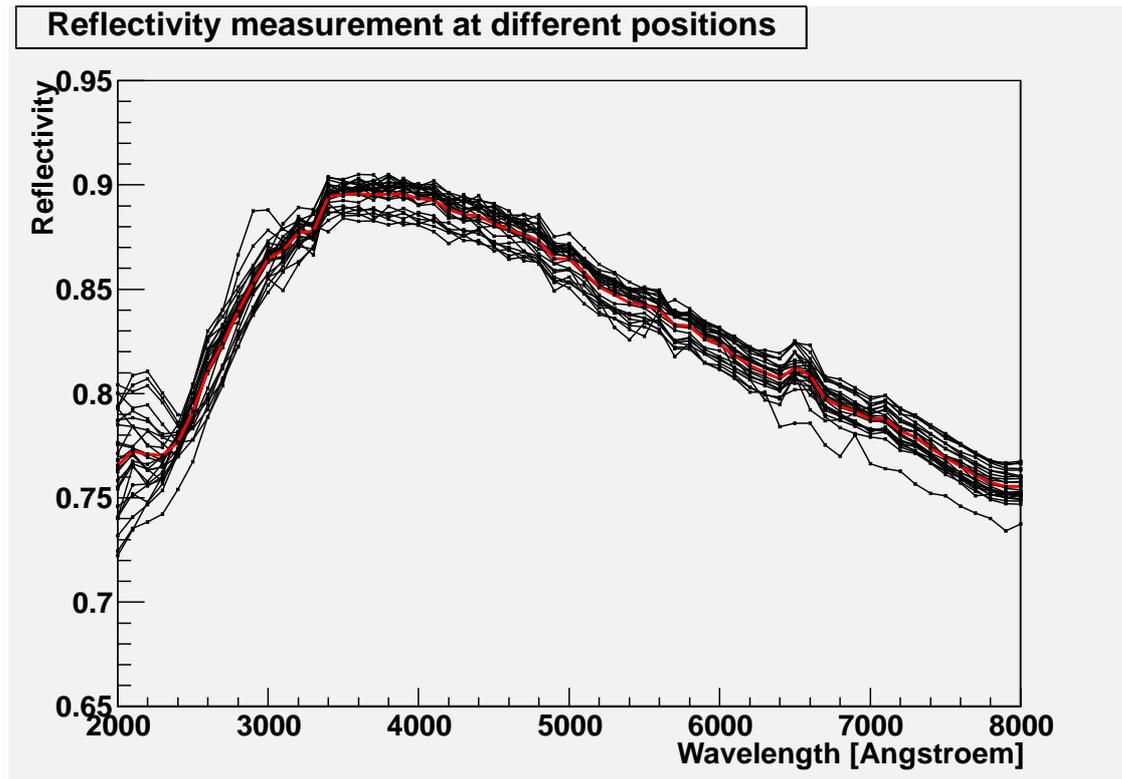


Abbildung 5.7. – Ergebnisse der relativ gemessenen Reflektivität des Flabeg Spiegels.

D₀-Test

Bei den D₀-Messungen ist sehr gut zu erkennen, dass der Spiegel sehr schlecht ist. Das Bild ist stets so groß, dass der Sensor der CCD-Kamera mit 6,5 mm (in Y-Richtung) fast komplett ausgeleuchtet ist. In Abbildung 5.10, in der die Aufnahme bereits nach Abzug des Nullbildes sowie einem anschließendem Cutoff bei Helligkeitswerten von 700 zu sehen ist, wird dies sehr deutlich. Die Aufnahme weist ebenfalls mehrere lokale Maxima auf, so dass ein Zentrum nicht zu bestimmen ist. Der Versuch einer genaueren Auswertung dessen ist daher nicht sehr sinnvoll, da bereits erkennbar ist, dass die D₀-Eigenschaften diesen Spiegels wesentlich schlechter sind als vom Compass- und vom Olomouc-Spiegel.

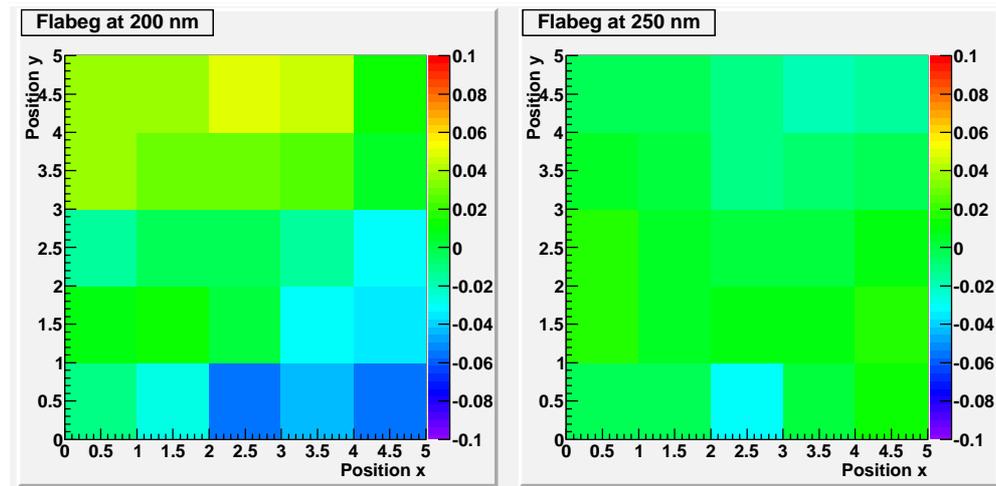


Abbildung 5.8. – Positionsabhängige Reflektivität des Flabeg-Spiegels für 200 nm und 250 nm.

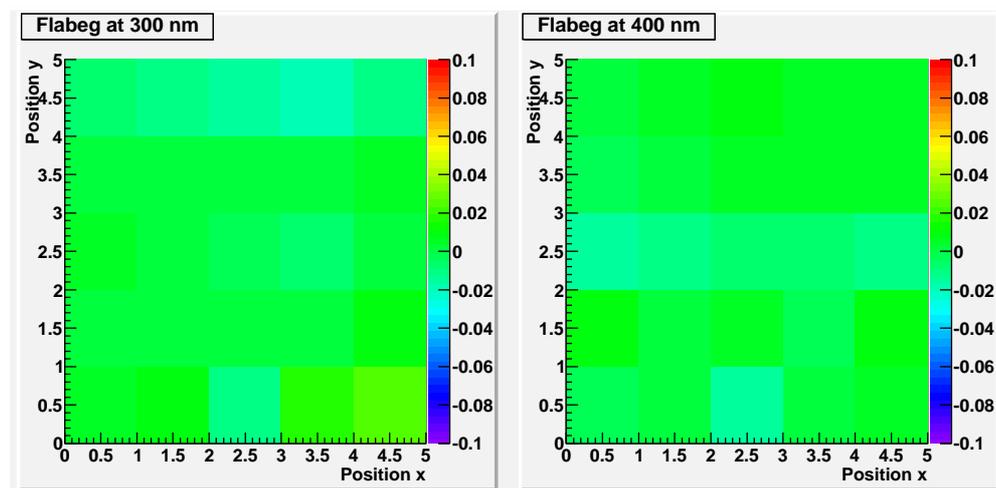


Abbildung 5.9. – Positionsabhängige Reflektivität des Flabeg-Spiegels für 300 nm und 400 nm.

5.3. Der Olomouc-Spiegel

Der Spiegel des Herstellers Olomouc hat ebenfalls eine Größe von $40\text{ cm} \times 40\text{ cm}$ und eine Beschichtung bestehend aus Aluminium und Magnesiumfluorid. Spiegel dieses Herstellers wurden bisher nicht vermessen, da sie erst im Laufe dieser Arbeit bestellt und geliefert wurden. Dementsprechend gibt es keine Vergleiche mit älteren Messungen. Da der Spiegel nur für einen begrenzten Zeitraum für Messungen hier in Wuppertal zur Verfügung stand und der Messaufbau zur D_0 -Bestimmung erst später fertiggestellt wurde, konnten im Rahmen dieser Arbeit von diesem Spiegel keine derartigen Messungen durchgeführt werden. Später wurde das D_0 mit dem Messaufbau in Gießen bestimmt und als sehr gut eingestuft ($D_0 < 1,5\text{ mm}$).

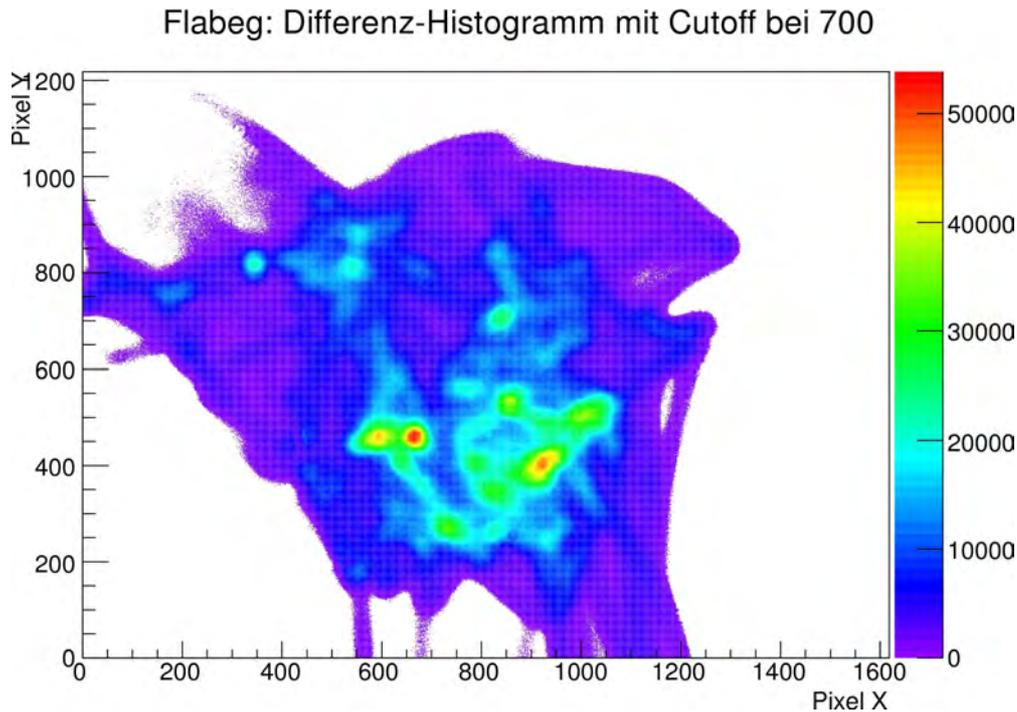


Abbildung 5.10. – Aufnahme des Flabeg-Spiegels zur D_0 -Messung.

Absolute Reflektivität

Bei der Messung der absoluten Reflektivität zeigt sich, dass der Olomouc-Spiegel für den geplanten Einsatzzweck das insgesamt beste Verhalten zeigt. Im Bereich von 2000 \AA bis 2600 \AA sowie von 5200 \AA bis 8000 \AA weist er die höchste Reflektivität von allen Spiegeln auf, die im Bereich zwischen 83% und 88% liegt. Bei den Wellenlängen dazwischen, also von 2600 \AA bis 5200 \AA , sind die Reflektivitäten ebenfalls in diesem Bereich, nur der Flabeg-Spiegel erreicht hier noch bessere Werte (max. 5% Unterschied). Der Olomouc-Spiegel hat demnach im Hinblick auf die absolute Reflektivität die besten Eigenschaften, da er vor allem im für uns wichtigen Bereich kurzer Wellenlängen (UV-Bereich, $2000\text{-}3000 \text{ \AA}$) die höchsten Reflektivitätswerte erreicht.

Mit diesen Reflektivitätswerten kann eine erwartete Anzahl an Photonen von $N = 198 \pm 3$ berechnet werden, was insgesamt der höchste Wert aller drei Spiegel ist, wenn auch annähernd identisch mit der erwarteten Anzahl beim Flabeg-Spiegel. Jedoch hat der Flabeg-Spiegel ein deutlich schlechteres D_0 -Ergebnis.

Ortsaufgelöste Reflektivität

Die Messung der positionsaufgelöst gemessenen Reflektivität zeigt ebenfalls ein sehr gutes Verhalten. In Abbildung 5.11, in der alle 25 gemessenen Positionen sichtbar sind, sind die recht geringen Abweichungen über den gesamten Wellenlängenbereich erkennbar. Die Schwankungen um den Mittelwert betragen fast immer 2%, teilweise auch bis zu 3%. Betrachtet man diese Werte für eine feste Wellenlänge, so kann das gute Verhalten bestätigt werden, wie in Abbildung 5.12 zu sehen ist.

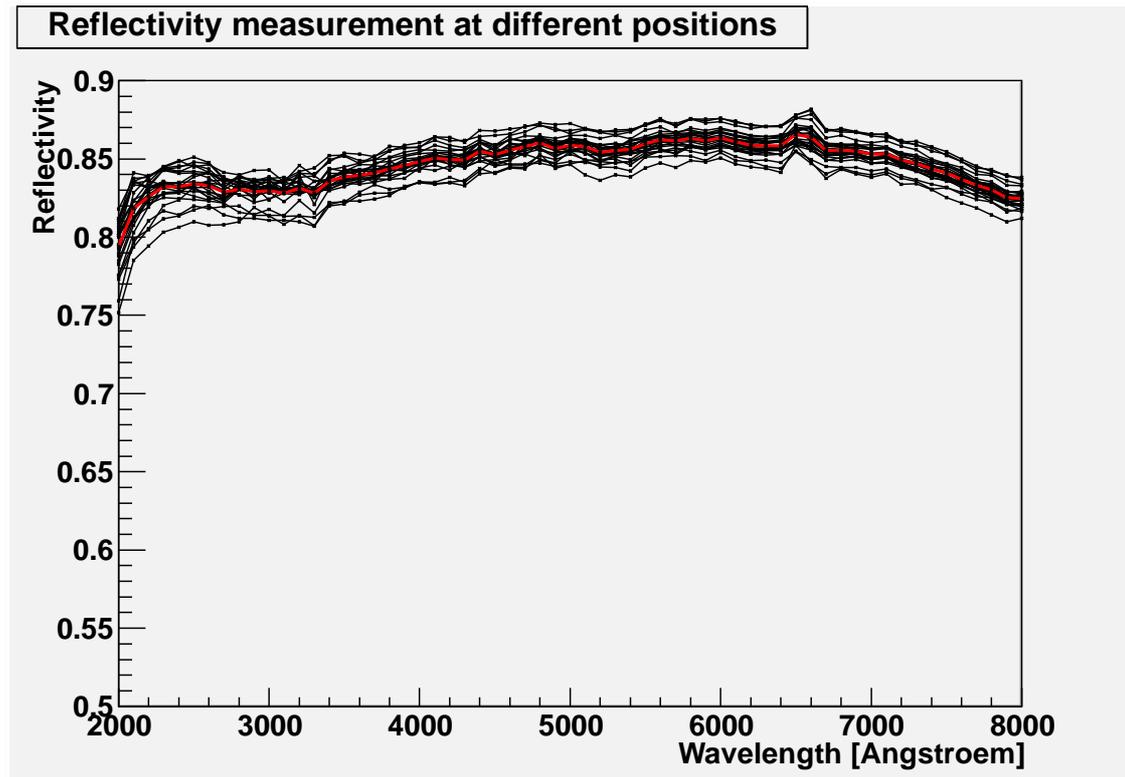


Abbildung 5.11. – Ergebnisse der relativ gemessenen Reflektivität des Olomouc Spiegels.

Bereits bei 2000 Å sind die geringen Unterschiede der einzelnen Positionen zu erkennen, fast alle haben Reflektivitäten, die im Bereich bis 2% um den Mittelwert streuen. Größere Abweichungen sind in der Ecke unten links, in der die Reflektivitäten ca. 4% unter dem Durchschnitt liegen. Ab 2500 Å ist das Verhalten, wie auch bei den anderen beiden Spiegeln, noch besser als bei den kurzen Wellenlängen davor, alle Positionen variieren nur noch bis ca. 2% um den Mittelwert.

Zu höheren Wellenlängen (siehe Abbildung 5.13) ist der Spiegel schon beinahe als absolut homogen zu erachten, die geringen Variationen liegen im Bereich der Messfehler.

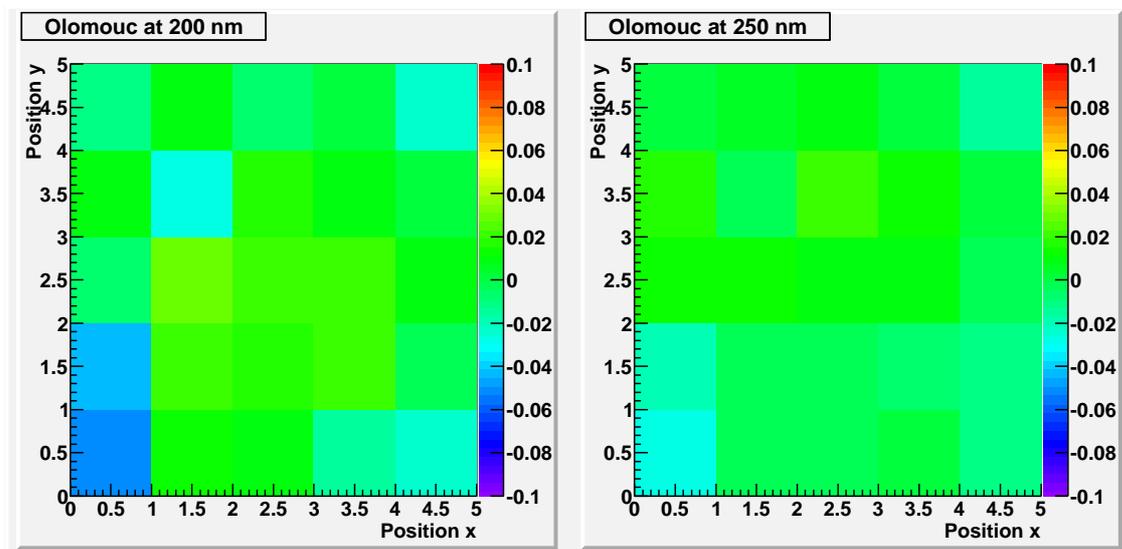


Abbildung 5.12. – Positionsabhängige Reflektivität des Olomouc-Spiegels für 200 nm und 250 nm.

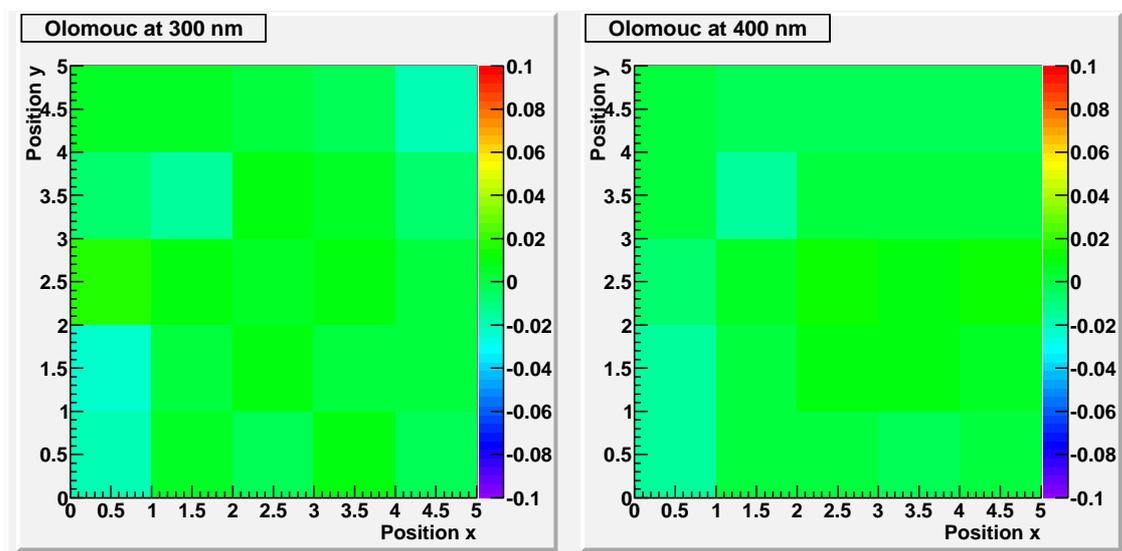


Abbildung 5.13. – Positionsabhängige Reflektivität des Olomouc-Spiegels für 300 nm und 400 nm.

5.4. Serientest von 4 Olomouc-Spiegeln

Nachdem in den Messungen sehr gut zu sehen war, dass der von der Firma Olomouc hergestellte Spiegel insgesamt die für uns besten Eigenschaften aufweist, sowohl bei der Reflektivität als auch bei den D_0 -Messungen (die D_0 -Messungen für den Spiegel-Prototyp wurden nicht hier durchgeführt), wurden weitere vier Spiegel bei Olomouc bestellt, um für den Prototypen des CBM-Detektors diesen Jahres (2011) am CERN verwendet zu werden. Da dies nur ein Prototyp des Detektors in kleinerem Maßstab ist, werden für den RICH-Detektor nur vier Spiegel benötigt. Diese vier Spiegel wurden ebenfalls vermessen, also mit dem relativen Aufbau die orts aufgelöste Homogenität der Reflektivität überprüft, die absolute Reflektivität gemessen sowie das D_0 der einzelnen Spiegel bestimmt.

Absolute Reflektivität

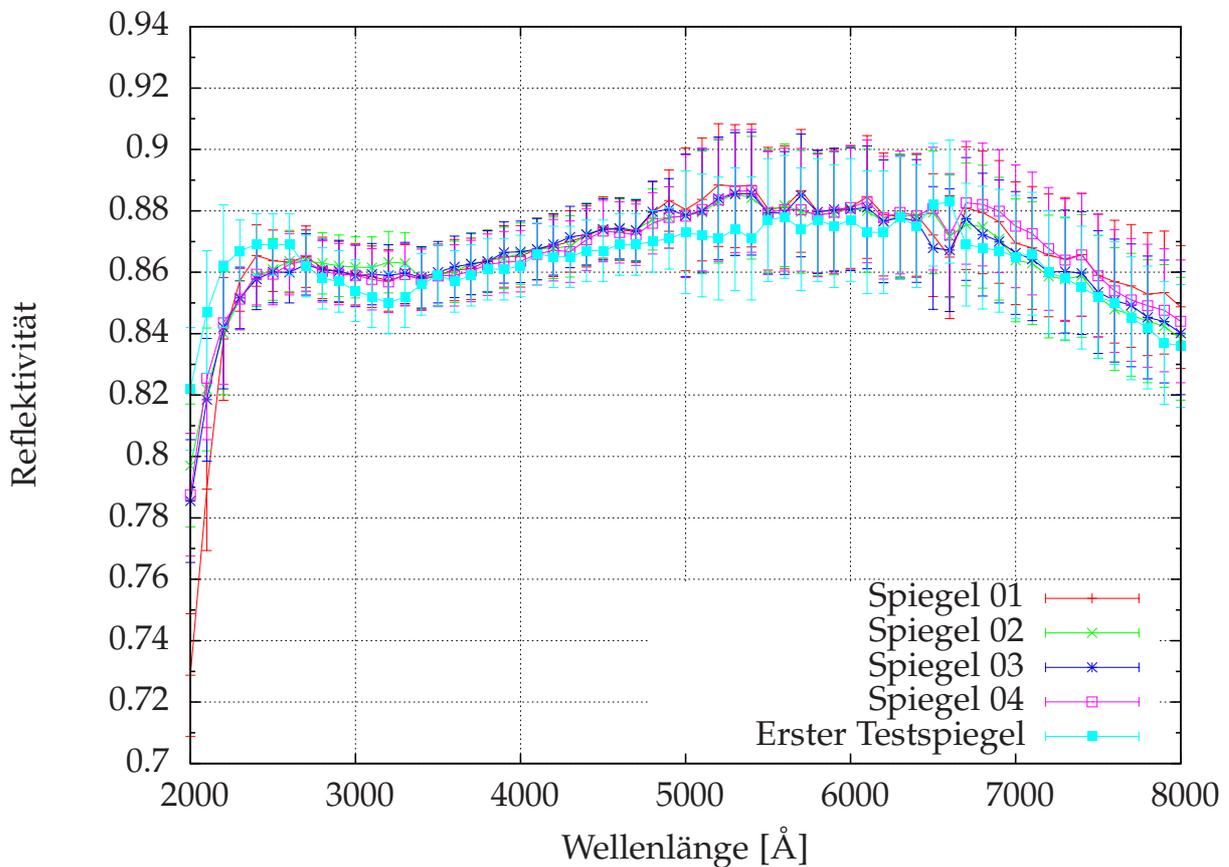


Abbildung 5.14. – Vergleich der absolut bestimmten Reflektivitätskurven aller 5 vermessenen Olomouc-Spiegel.

In Abbildung 5.14 sind die absolut gemessenen Reflektivitätskurven dieser vier Olomouc-Spiegel zu sehen. Zusätzlich sind die Werte des ersten Prototyp-Spiegels mit eingetragen, um vergleichen zu können, ob dieser Prototyp nur ein besonders gutes Exemplar war oder ob die Serienfertigung mehrerer Spiegel die gleiche Qualität aufweist.

Man kann anhand dieser Grafik sehr gut zwei Dinge erkennen: Zum einen weisen die vier Spiegel aus der Serienfertigung nur minimale Variationen untereinander auf (ausser bei sehr kurzen Wellenlängen $< 2600 \text{ \AA}$), die weniger als 1% betragen. Zum anderen fällt auf, dass die Reflektivität der vier Spiegel ein wenig, aber dennoch deutlich sichtbar von der Reflektivität des Prototyp-Spiegels abweicht (ca. 2%), insbesondere bei kurzen Wellenlängen gut ersichtlich, da der Prototyp bis 2600 \AA eine höhere Reflektivität hat und anschließend bis 3500 \AA eine etwas kleinere. Zwischen 5000 \AA und 7000 \AA gibt es ebenfalls messbare Abweichungen von 1-2% vom Prototypen. Insgesamt sind jedoch all diese Variationen sehr gering und verdeutlichen, dass die Spiegel aus der Serienfertigung in etwa die gleiche Qualität in Hinblick auf die absolute Reflektivität haben wie der Prototyp-Spiegel.

Ortsaufgelöste Reflektivität

In Abbildung 5.15 sind für alle vier Spiegel die jeweils 25 Positionen wellenlängenabhängig aufgetragen.

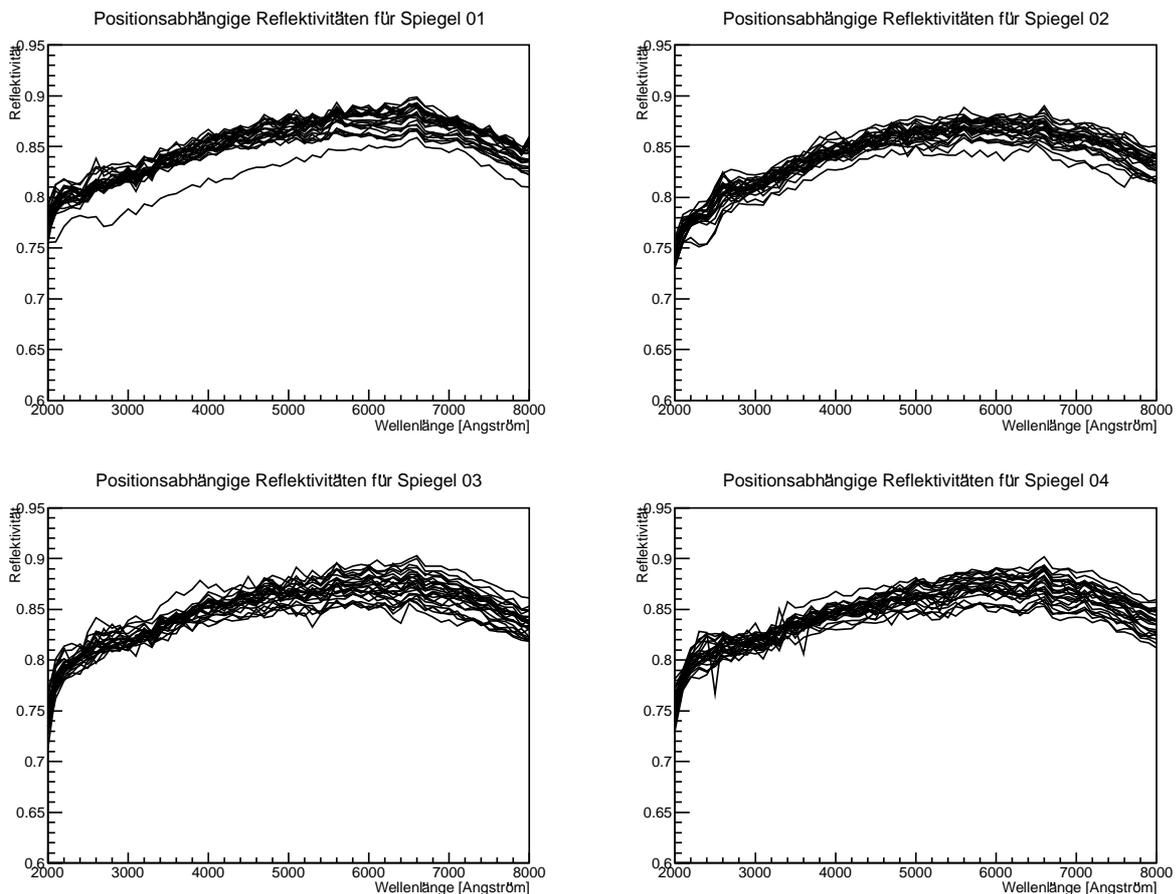


Abbildung 5.15. – Positionsabhängige Reflektivitäten aller vier Spiegel.

Zunächst ist deutlich erkennbar, dass alle vier Spiegel einen sehr ähnlichen Verlauf aufweisen, auch wenn der zweite Spiegel sich noch am ehesten davon unterscheidet. Die jeweiligen Varia-

tionen sind im Bereich von $\pm 3\%$ und somit sehr gut. Einzig bei dem ersten Spiegel gibt es eine Position, die stark von den übrigen abweicht. Dies könnte allerdings in einem Messfehler begründet sein: So könnte sich z.B. Staub an dieser Stelle befunden und somit die Messung verfälscht haben. Zumal jede Position nur ein einziges Mal vermessen wurde, um das Risiko von Schäden oder Flecken auf dem Spiegel so gering wie möglich zu halten.

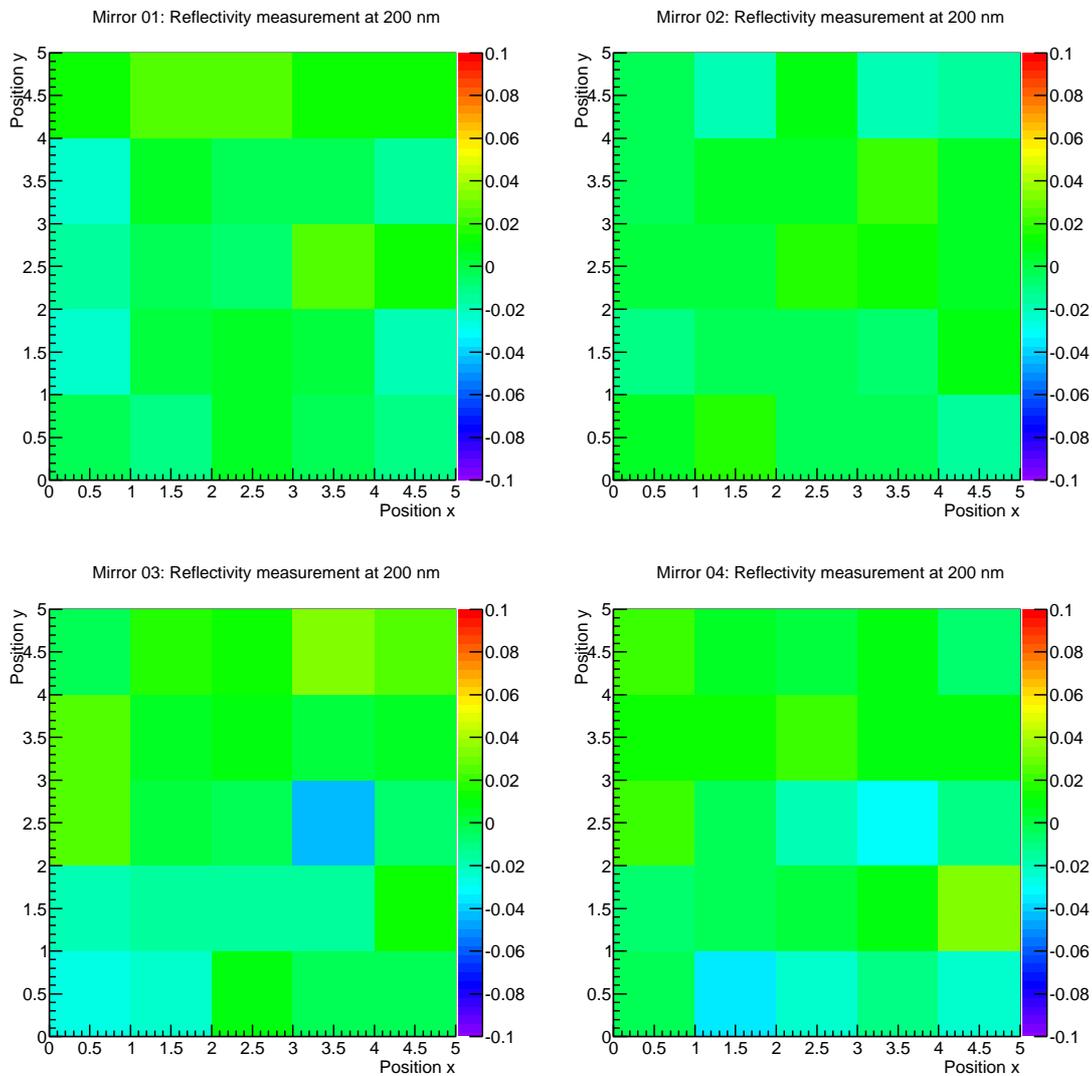


Abbildung 5.16. – Positionsabhängige Reflektivitäten aller vier Spiegel bei 200 nm.

Verglichen mit den absoluten Verläufen stimmen diese relativen Verläufe ebenfalls recht gut überein. Jedoch ist der ausgeprägte Peak bei kurzen Wellenlängen, der im absoluten Verlauf sehr deutlich wird, bei keiner dieser Messungen zu sehen. Vermutlich ist die Messmethode der Grund dafür, bei der die Ergebnisse bei kurzen Wellenlängen mit größeren Fehlern behaftet sind, die durch die höhere Empfindlichkeit auf geringe Unterschiede im Aufbau und der Ausrichtung des Messstandes zustande kommen. Insbesondere der Aufbau hat Einfluss auf die Qualität der Ergebnisse, da bei dem Prototyp-Spiegel (siehe Kapitel 5.3) dieser Peak auch in den relativen Messungen zu sehen ist (dieser ist dabei aber in den absoluten Messungen deutlicher als bei den

vier Spiegeln aus dem Serientest).

Betrachtet man nun in den Abbildungen 5.16, 5.17, 5.18 und 5.19 die relativen Reflektivitäten ortsaufgelöst für 200 nm, 250 nm, 300 nm und 400 nm, so erkennt man stets einen sehr homogenen Verlauf bei allen vier Spiegeln.

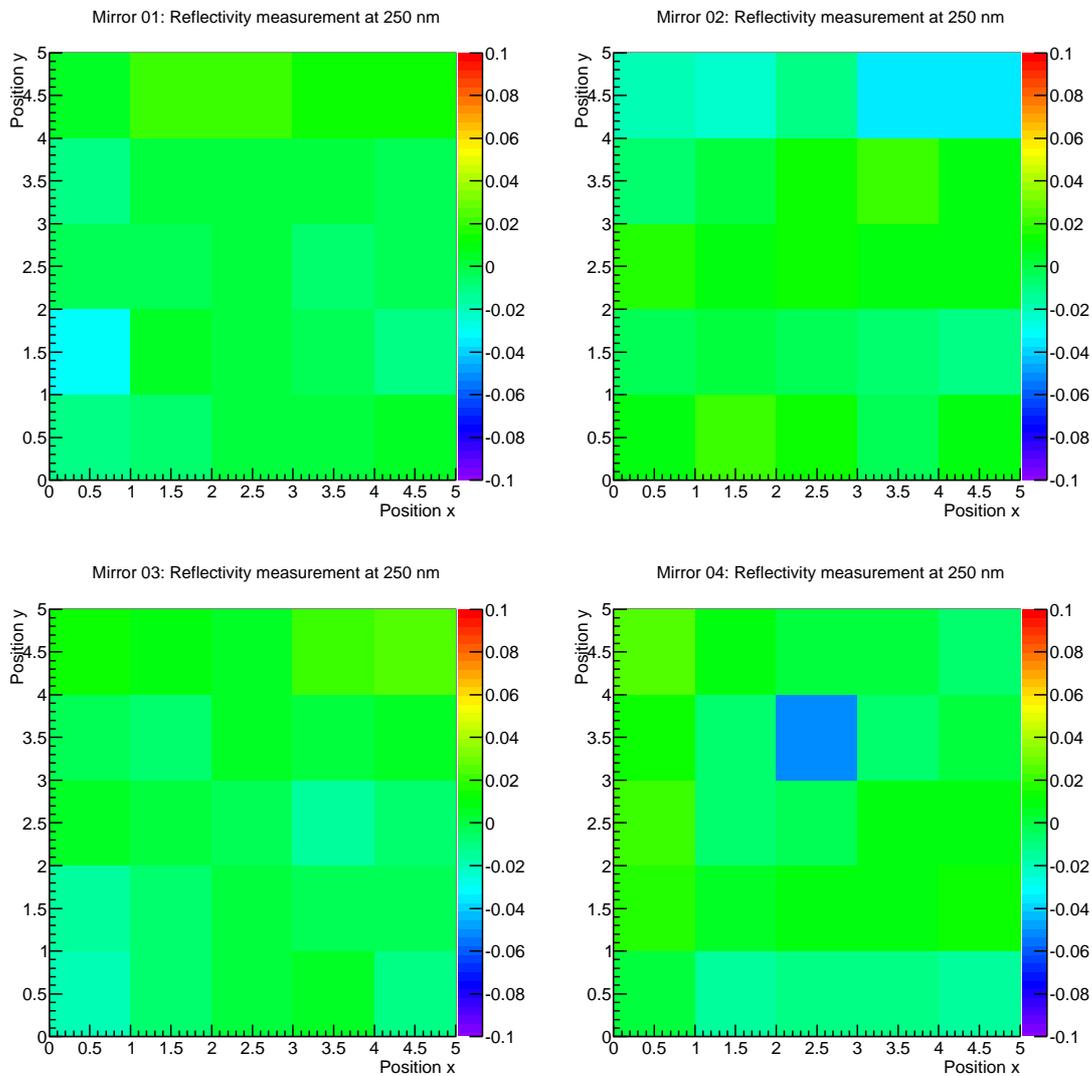


Abbildung 5.17. – Positionsabhängige Reflektivitäten aller vier Spiegel bei 250 nm.

Die gemessene starke Abweichung beim ersten Spiegel lässt sich anhand der positionsaufgelösten Auftragung sehr gut als die 16. Position (1. Spalte, 4. Zeile) identifizieren. Auffallend ist, dass die benachbarten Positionen teilweise ebenfalls leicht unterdurchschnittliche Reflektivitäten aufweisen ($< 2\%$), was ein Hinweis dafür ist, dass dieser Bereich vielleicht doch eine insgesamt etwas unterdurchschnittliche Reflektivität hat.

Insgesamt weisen alle vier Spiegel eine sehr gute Homogenität auf, die ebenso gut ist wie der von Olomouc erhaltene Prototyp der Spiegel.

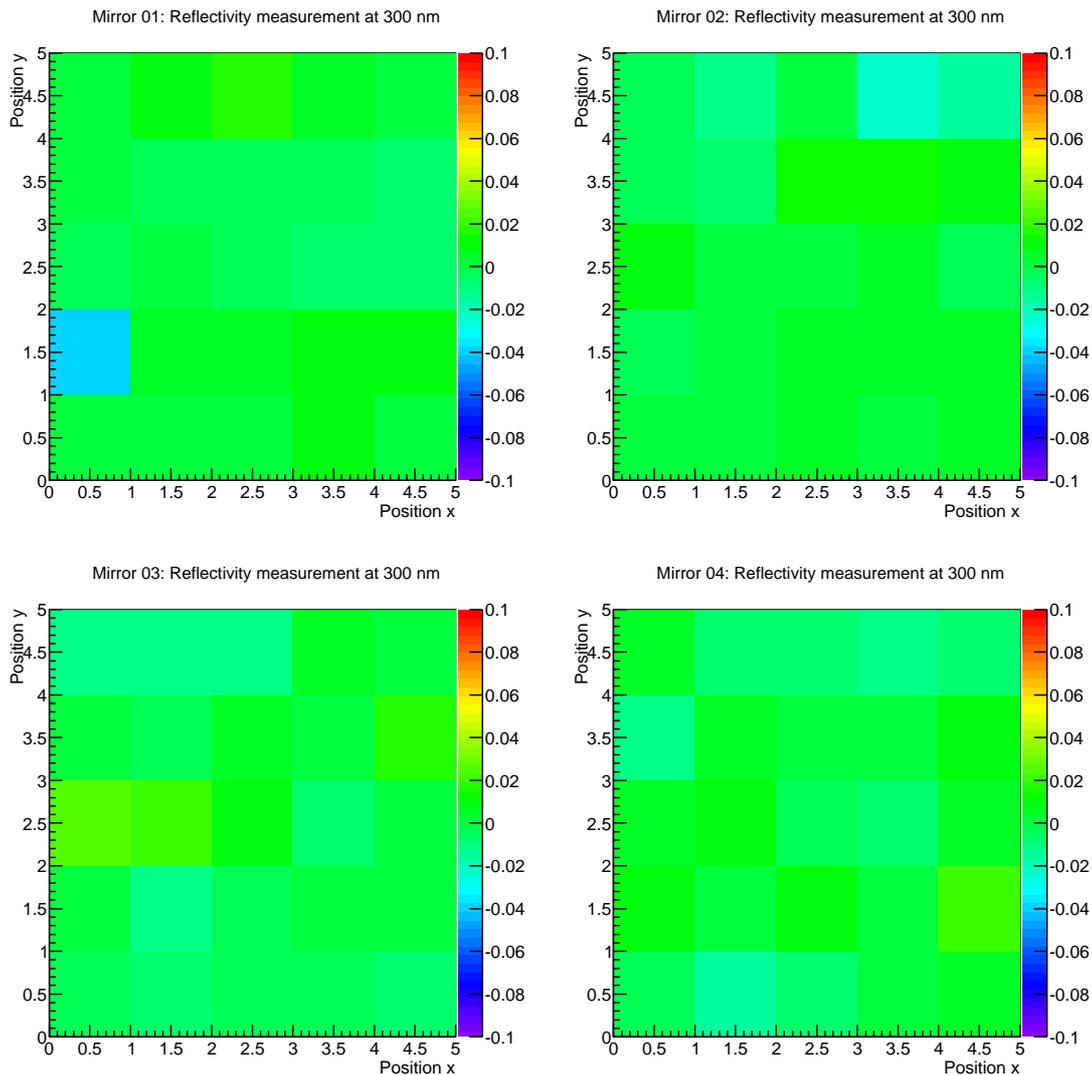


Abbildung 5.18. – Positionsabhängige Reflektivitäten aller vier Spiegel bei 300 nm.

D_0 -Test

Die D_0 -Messungen der vier Spiegel führten zu mehreren Ergebnissen: Zum einen wurde festgestellt, dass der Krümmungsradius aller vier Spiegel etwas größer ist (2-3 cm) als die angegebenen 300 cm. Desweiteren kann bestätigt werden, dass die vier Spiegel alle einen D_0 -Wert aufweisen, der weit innerhalb der Anforderungen von $D_0 < 5$ mm liegt. Ein für uns entscheidender Punkt, der bei den Messungen deutlich wurde, aber ist, dass unser Aufbau noch nicht optimal ist, weshalb das hier berechnete D_0 der vier Spiegel größer ist als das wahre D_0 .

Die Vergrößerung des D_0 -Wertes wird dabei durch die Spiegelhalterung verursacht, welche einen sehr geringen Druck auf Teile des Spiegels ausübt und diesen dadurch verzerrt. Das Ergebnis sind hierbei zwei gemessene Fokuspunkte im Krümmungsradius. Dass diese Fokuspunkte durch unseren Aufbau entstehen und nicht eine Eigenschaft der Spiegel ist, konnte durch Vergleichsmessungen der Spiegel mit dem Aufbau in Gießen bestätigt werden, da dort nur ein einziger

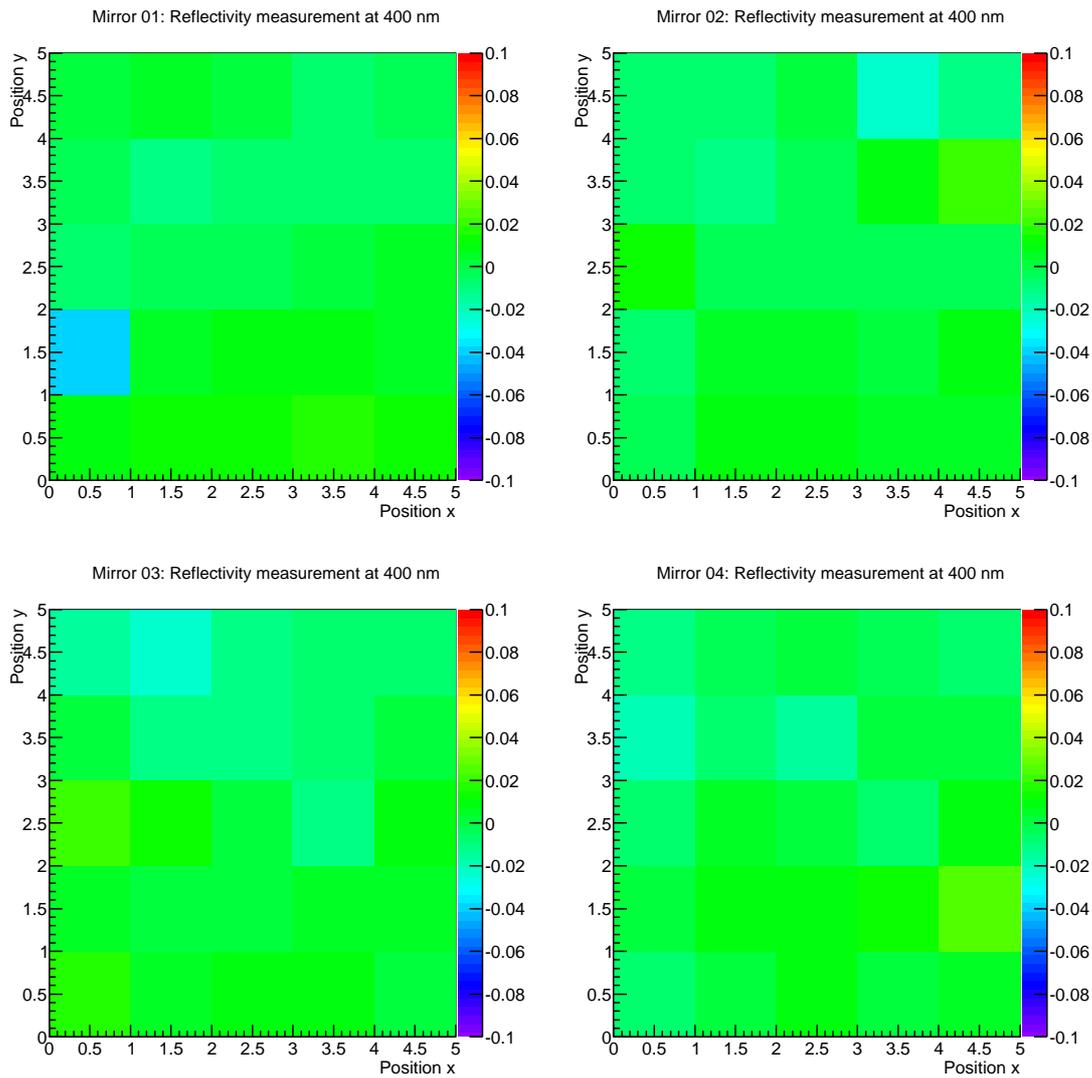


Abbildung 5.19. – Positionsabhängige Reflektivitäten aller vier Spiegel bei 400 nm.

kleiner Punkt sichtbar ist. Dass dieser Einfluss erst so spät entdeckt wurde, lag vor allem an der Größe des Compass-Spiegels, mit dem der Aufbau eingerichtet wurde und der nur $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$ groß ist. Durch die geringe Größe hat die Halterung keinen sichtbaren Einfluss, wie man an den Ergebnissen dazu sehen kann.

Trotz dieser Beeinträchtigung sind die Resultate sehr gut und mit Werten $< 2\text{ mm}$ deutlich unterhalb der Anforderungen. Die genauen Ergebnisse der D_0 -Werte sowie der dazugehörigen Krümmungsradien für alle vier Spiegel können Tabelle 5.2 entnommen werden. In Abbildung 5.20 sind die zugehörigen Aufnahmen abgebildet, jeweils mit dem Kreis eingezeichnet, der sich für 95% der Gesamthelligkeit ergibt. Da durch die Kamera bei jeder Aufnahme die Pixel oberhalb des Peaks erhöhte Helligkeitswerte aufweisen, wurden diese bei der Berechnung der einzelnen D_0 teilweise rausgeschnitten (deutlich sichtbar in den Grafiken). Das Abschneiden erfolgte jedoch so, dass die Form des Bildes nicht zu sehr beeinflusst wird. Es bleiben aber dennoch einige Pixel

übrig, die von der Kamera herrühren und sich somit als Fehler auf Ergebnisse der Auswertung auswirken.

Helligkeitsanteil	90%	95%	Radius
	$\pm 0,1$ mm	$\pm 0,1$ mm	± 1 cm
Spiegel 01	1,50 mm	1,73 mm	302,3 cm
Spiegel 02	1,80 mm	1,97 mm	303,0 cm
Spiegel 03	1,58 mm	1,83 mm	302,6 cm
Spiegel 04	1,69 mm	1,86 mm	302,9 cm

Tabelle 5.2. – D_0 -Ergebnisse der vier Olomouc-Spiegel des RICH-Prototypen.

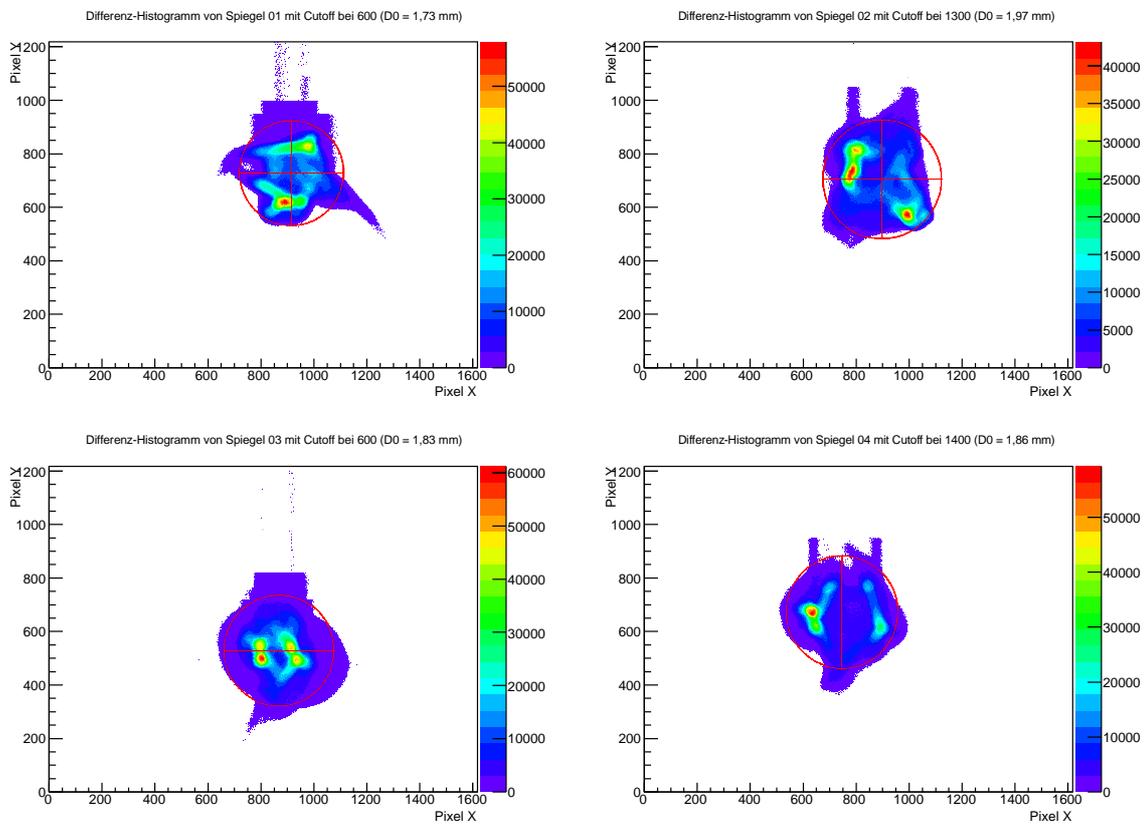


Abbildung 5.20. – D_0 -Histogramme der 4 Olomouc-Spiegel. Der eingezeichnete Kreis beinhaltet 95% der Gesamthelligkeit.

Reflektivitäten von Photomultipliern

Der Aufbau zur Messung von Reflektivitäten kann nicht nur benutzt werden, um die Reflektivitäten von Spiegeln zu bestimmen, sondern ebenfalls zur Bestimmung der Reflektivitäten von im Grunde allem, was reflektiert. Besonders interessant sind die Reflektivitäten von verschiedenen Photomultipliern, genauer gesagt von deren Kathoden und deren verschiedenen Beschichtungen und Fensterarten. Bisher gab es noch keine umfassenden Untersuchungen zu diesen Eigenschaften von Photomultipliern, weshalb im Rahmen dieser Arbeit erste Schritte in diese Richtung versucht werden sollen.

Zur Messung der Reflektivitäten bieten sich zunächst beide Aufbauten an, der absolute sowie der relative. Allerdings stellte sich heraus, dass der relative Aufbau für diesen Zweck doch ungeeignet ist, vermutlich aufgrund der sehr starken Abhängigkeit der Ergebnisse vom Abstand der Oberfläche zu der verwendeten Reflection Probe, weshalb die Messungen mit dem absoluten Aufbau durchgeführt wurden. Die Einzelheiten des Aufbaus können den Kapiteln zuvor entnommen werden, da er unverändert benutzt wurde, lediglich der Spiegel wurde durch die verschiedenen Photomultiplier ersetzt.

6.1. Vermessene Photomultiplier

Im Rahmen der Messungen wurden verschiedene Photomultiplier bewertet und verglichen, sowohl normale/single anode als auch Multi-Anoden PMTs. Die Photomultiplier und ihre verschiedenen Eigenschaften sollen hier kurz erläutert werden.

Hamamatsu R9420: Der Hamamatsu R9420 ist ein Single-Anode Photomultiplier. Das Fensterglas ist nicht UV-transparent und im Inneren des PMTs sphärisch. Die Kathode besteht aus Superbialkali (SBA).

Photonis XP3062: Der Photonis XP3062 ist ebenfalls ein Single-Anode PMT. Das Fensterglas ist ebenfalls nicht UV-transparent, jedoch ist es nicht sphärisch sondern im Inneren planparallel zur Oberfläche. Als Kathode kommt Bialkali (BA) zum Einsatz.

Hamamatsu H8500D-03: Der Hamamatsu H8500D-03 ist ein Multi-Anoden Photomultiplier. Im Gegensatz zu den Single-Anode PMTs wird hierbei jedoch UV-transparentes Glas verwendet. Die Kathode besteht aus Bialkali.

Hamamatsu R10552-103: Der Hamamatsu R10552-103 ist ebenfalls ein MAPMT. Das Fensterglas besteht hierbei auch aus UV-transparentem Glas. Die Kathode besteht aus Superbialkali. Da dieser jedoch nur ein zu testender Prototyp ist, ist nur die bare tube vorhanden, ohne Spannungsteiler. Dies ist jedoch unwichtig für die hier durchgeführten Messungen.

Zusätzlich wurden weitere Messung gemacht: zum einen mit herkömmlichem Glas, um vergleichen zu können, wie groß die Reflektivität von nicht UV-transparenten Oberflächen ohne Beschichtung bzw. Kathode ist. Zum Anderen bot sich die Möglichkeit einen bereits defekten Photomultiplier (Typ Photonis XP3062), bei dem einzig das Dynodensystem nicht mehr in Ordnung war, zu öffnen und somit zu belüften. Dadurch oxidiert die Kathode sofort und wird für alle Wellenlängen durchlässig. Mit der Vermessung dieses Photomultipliers, vor und nach dem Öffnen, kann herausgestellt werden, wie groß der Anteil an der Reflektivität ist, der allein durch die Kathode verursacht wird. Diese letzte Messung wurde winkelabhängig durchgeführt.

6.2. Auswertung

Mit dem absoluten Aufbau wurden zunächst die wellenlängenabhängigen Spektren der einzelnen Photomultiplier aufgenommen und anschließend mit einer zusätzlichen Aufnahme ohne Photomultiplier verglichen, um die Reflektivität zu bestimmen. Die verschiedenen Spektren können Abbildung 6.1 entnommen werden, während die sich daraus ergebenden Reflektivitäten in Abbildung 6.2 abgebildet sind.

Bereits im Spektrum sind deutliche Unterschiede der einzelnen Photomultiplier erkennbar. In dieser Hinsicht kann man zwei Bereiche unterteilen: zum einen der UV-Bereich bis ca. 330 nm, und zum anderen der sichtbare Bereich oberhalb dieser Schwelle. Der Grund für diese Einteilung ist, dass im UV-Bereich deutliche Unterschiede, besonders zwischen den beiden Multi-Anoden Photomultipliern zu sehen sind, im sichtbaren Bereich jedoch die Unterschiede zwischen allen bis auf einen Photomultiplier nicht mehr so gravierend sind.

Betrachtet man nun die Reflektivitäten, so fällt folgendes auf: Wie erwartet reflektieren die beiden Photomultiplier mit nicht UV-durchlässigem Fensterglas im UV-Bereich (bis ca. 300 nm) nur sehr wenig (ca. 4-5%). Bei höheren Wellenlängen bleibt die Reflektivität des Hamamatsu R9420 annähernd konstant bei diesem Wert, während die Reflektivität des Photonis XP3062 ansteigt und im Bereich von ca. 430-620 nm Werte von über 22% aufweist bis hin zu 31% bei 530 nm.

Der Multi-Anoden Photomultiplier Hamamatsu H8500D hat im UV-Bereich bei 200 nm ebenfalls eine Reflektivität von 5%, hat bei 260 nm einen kleinen Peak von etwa 13% und fällt bis 350 nm wieder auf ca. 10% ab, um danach wieder in einem ähnlichen Verlauf wie der Photonis Multiplier anzusteigen und einen Maximalwert von 26% bei 520 nm zu erreichen. Der Hamamatsu R10552 hat nur leichte Ähnlichkeiten zum H8500D: Er weist einen deutlichen Peak im UV-Bereich bei 260 nm auf und erreicht ca. 28% und geht danach in ein ebenfalls deutlich ausgeprägtes Minimum bei 380 nm (ca. 6%) über. Bei höheren Wellenlängen steigt die Reflektivität wieder an und hat ab 510 nm einen bis auf kleine Schwankungen konstanten Verlauf bei 22%.

Die Messung von Glas hingegen weist keinerlei Peaks auf, sondern hat bis 300 nm eine konstante Reflektivität von 4-5% und steigt dann auf einen konstanten Verlauf bei 7-8% an.

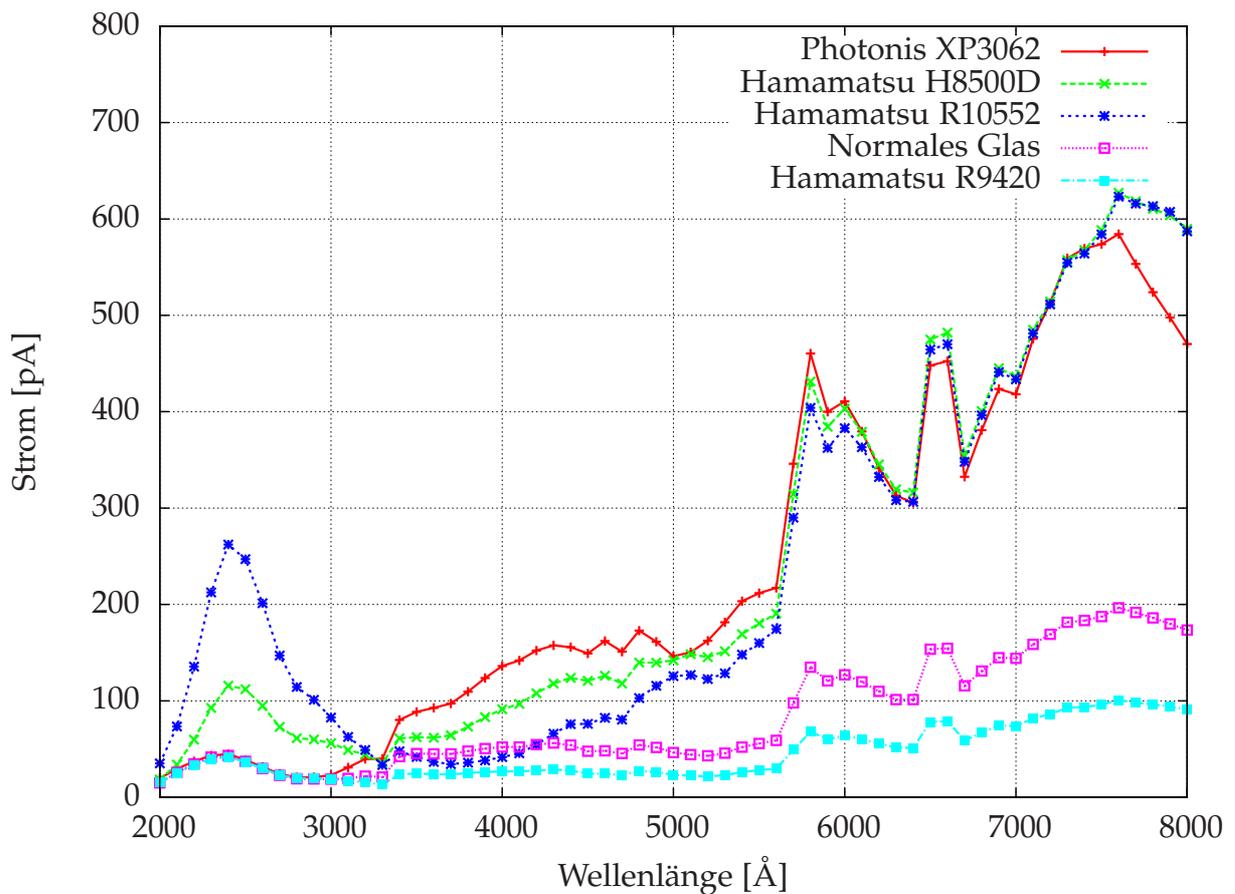


Abbildung 6.1. – Spektren der getesteten Photomultiplier.

Die Erklärung dieser unterschiedlichen Verhalten umfasst mehrere Aspekte. Gehen wir von der Messung des Glases aus. Das Glas ist nicht UV-transparent, somit muss die gemessene Reflektivität bis 300 nm von der Reflektion an der vorderen Glasschicht (Übergang Luft-Glas) herrühren und kann nicht durch das Glas ansich verursacht werden. Betrachten wir mit dieser Erkenntnis nun die beiden Photomultiplier, die ebenfalls ein nicht UV-durchlässiges Fensterglas besitzen (das sind der Photonis XP3062 und der Hamamatsu R9420), so kann dies bestätigt werden, da die beiden im UV-Bereich die gleiche Reflektivität aufweisen. Die höhere Reflektivität (ungefähr die doppelte) des Glases bei Wellenlängen über 300 nm kann nun mit der hinteren Seite des Glases erklärt werden (Übergang Glas-Luft/Vakuum), an der ebenfalls Reflektion auftritt. Da beide Seiten parallel zueinander sind, ist diese zweite Seite gut in den Messdaten zu sehen. Der Hamamatsu R9420 hat zwar ebenfalls eine hintere Seite, diese ist allerdings sphärisch gebogen, womit das Licht diffus reflektiert wird und über eine weite Fläche verteilt ist, so dass der Anteil, der davon gemessen werden kann, annähernd Null beträgt.

Die Werte für diesen reflektieren Anteil des Glases können auch berechnet werden. Für unpolarisiertes Licht kann die Reflektivität R mit Hilfe der fresnelschen Formeln in Abhängigkeit der beiden Brechungsindizes von Luft und Glas (hier nur für den Spezialfall dielektrischer Medien

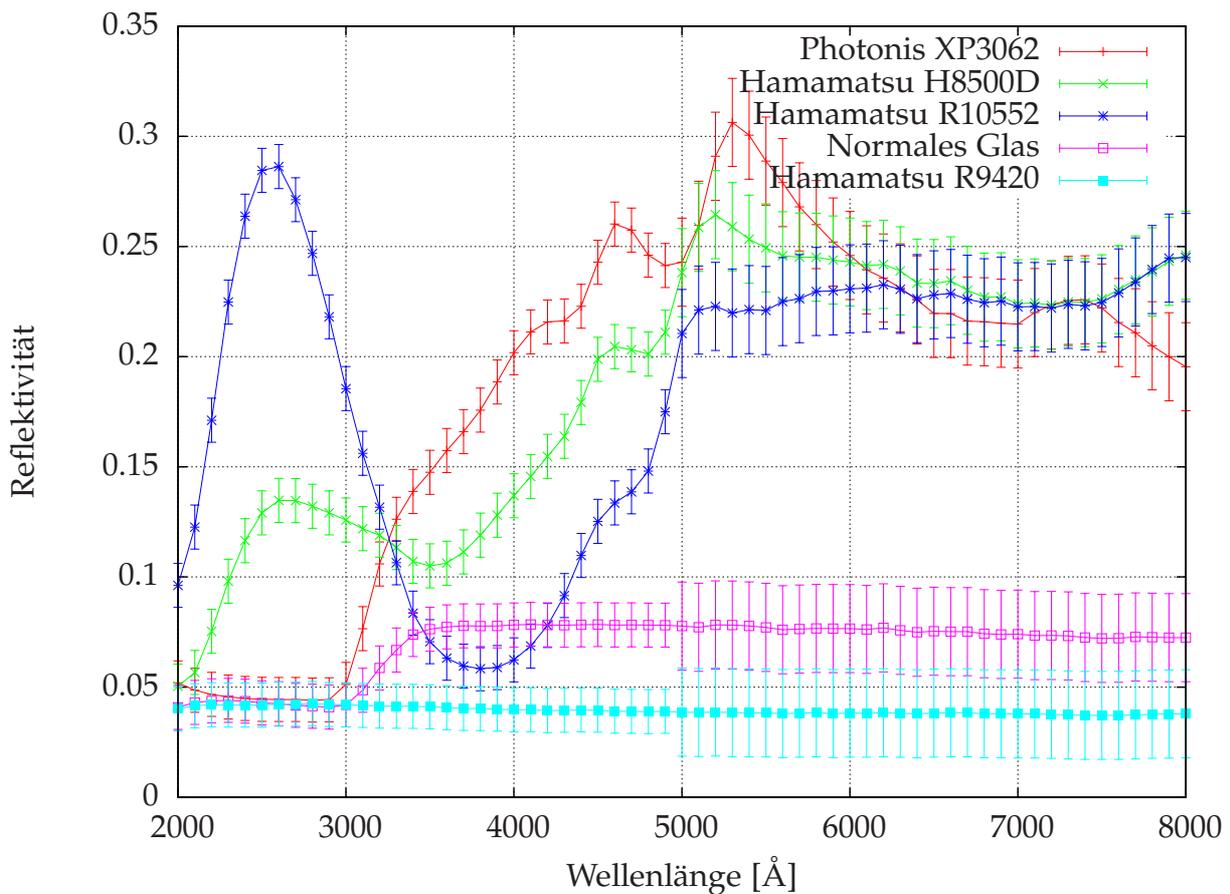


Abbildung 6.2. – Reflektivitäten der getesteten Photomultiplier.

sowie senkrechten Einfalls) berechnet werden:

$$R = \left| \frac{E_{0r}}{E_{0e}} \right|^2 = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (6.1)$$

E_{0r} und E_{0e} sind hierbei die elektrischen Feldstärken der reflektierten (r) und der einfallenden (e) Welle und n_1 und n_2 die Brechungsindizes der beiden Medien. Unter der Annahme, Glas habe den Brechungsindex $n_{\text{Glas}} = 1,5$ und für Luft gelte $n_{\text{Luft}} = 1$, so würden wir an der ersten Grenzfläche somit eine Reflektivität von

$$R = \left(\frac{n_{\text{Glas}} - n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Glas}} + n_{\text{Luft}}} \right)^2 \approx \left(\frac{1,5 - 1}{1,5 + 1} \right)^2 = 0,04 = 4\% \quad (6.2)$$

erwarten. Dieser Wert stimmt trotz der Annahme von einigen Spezialfällen sowie einer gewissen Ungenauigkeit der verwendeten Brechungsindizes sehr gut mit der gemessenen Reflektivität im UV-Bereich überein. Die Berechnung der Reflektivität an der zweiten Grenzschicht bzw. hinteren Oberfläche des Glases erfolgt genauso, nur mit dem Unterschied, dass die einfallende Welle nur noch 96% Intensität hat. Damit kommt man auf eine Reflektivität von $0,96 \cdot 0,04 = 0,0384 = 3,84\%$. Zusammengerechnet würde man also im transparenten Wellenlängenbereich eine Reflektivität

von 7,84% erwarten. Vergleicht man diesen Wert mit den gemessenen Werten bei Wellenlängen ab 300 nm, so stimmt auch dieser Wert im groben gut überein.

Da die theoretisch berechneten Werte also sehr gut zu den gemessenen Werten passen, kann die Annahme, dass die gemessene Reflektivität der Photomultiplier mit nicht UV-transparentem Fensterglas im UV-Bereich sowie des Hamamatsu R9420 bei höheren Wellenlängen auf den ersten Grenzübergang Luft-Glas zurückzuführen ist, bestätigt werden. Hierbei ist dann auch das Material der Kathode unwichtig, da das einfallende Licht entweder gar nicht erst die Kathode erreicht oder eben an dieser in verschiedene Richtungen gestreut wird. Aus dieser Erklärung kann dementsprechend auch gefolgert werden, dass das unterschiedliche Reflektivitäts-Verhalten der Photomultiplier auf die Kathode zurückzuführen ist.

Genauere Ursachen für die spezifischen Verläufe der Reflektivitätskurven können nicht angegeben werden, da diese materialbedingt sind. Allerdings kann ein Vergleich mit den Quanteneffizienzen hergestellt werden. Laut Hersteller liegt der Vorteil der Superbialkali-Kathode gerade in einer gesteigerten Quanteneffizienz.

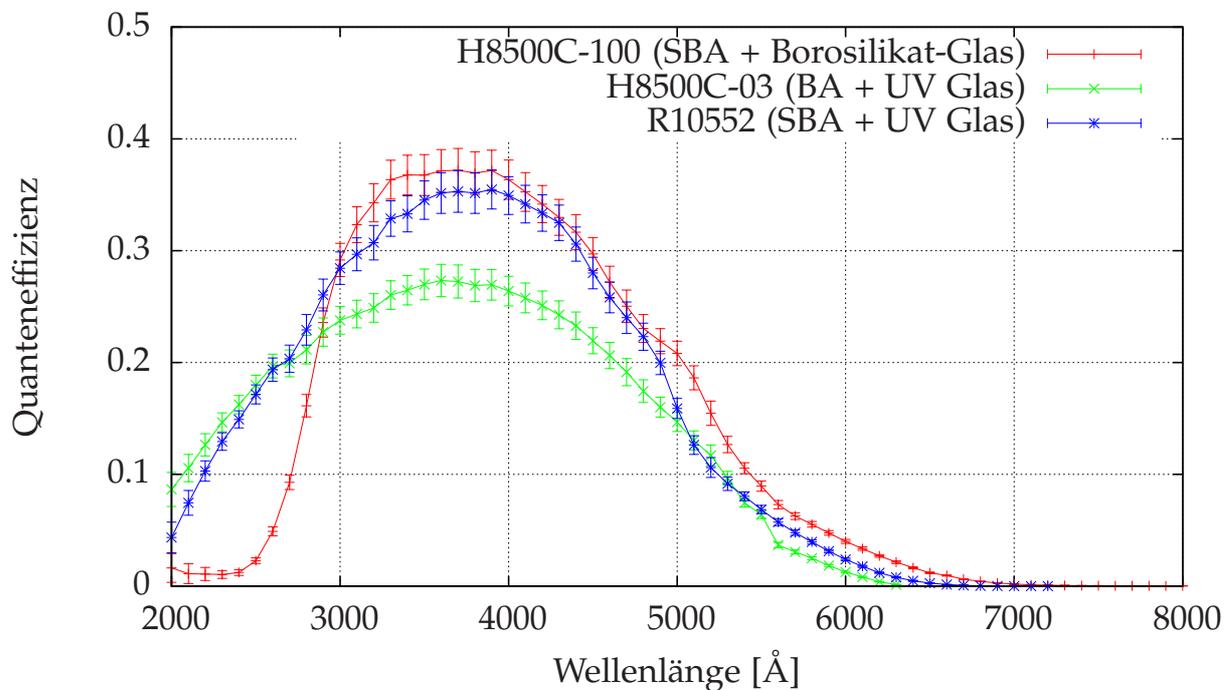


Abbildung 6.3. – Quanteneffizienzen verschiedener Photomultiplier. [19]

Betrachtet man nun die Quanteneffizienzen verschiedener Photomultiplier (siehe Abbildung 6.3), so erkennt man zunächst zwei besondere Eigenschaften: Zum einen hat der H8500C-100 (mit Superbialkali-Kathode und Borosilikat-Glas, somit ähnlich zum Hamamatsu R9420) im Bereich bis 3000 Å eine wesentlich geringere Quanteneffizienz als der Hamamatsu H8500C-03 (mit Bi-alkali-Kathode und UV-Glas, somit ähnlich zum Hamamatsu H8500D) und der R10552. Dies kann jedoch auf das Borosilikat-Glas zurückgeführt werden, welches nicht für UV-Strahlung durchlässig ist. In diesem kurzwelligen Bereich ist ausserdem erkennbar, dass der R10552 mit Superbialkali-Kathode und der H8500C-03 mit Bi-alkali-Kathode (beide mit UV-Glas) annähernd die gleiche Quanteneffizienz aufweisen. Ab ca. 3000 Å, ab der das Borosilikat-Glas durchlässig

für die eingestrahlte Wellenlänge ist, ist dann klar erkennbar, dass die PMTs mit Superbialkali-Kathode eine deutlich bessere Quanteneffizienz haben als die Photomultiplier mit Bialkali-Kathode, was mit den Aussagen des Herstellers, die SBA-Kathode hätte eine deutlich bessere Quanteneffizienz, übereinstimmt.

Warum die gesteigerte Quanteneffizienz bei kurzen Wellenlängen nicht vorhanden oder nicht sichtbar ist, darüber kann diese Messung einen möglichen Hinweis geben. Vergleicht man nämlich die Quanteneffizienzen mit den Reflektivitäten, so fällt auf, dass gerade in dem Bereich kurzer Wellenlängen der Photomultiplier mit der Superbialkali-Kathode (R10552) eine deutlich höhere Reflektivität aufweist als der PMT mit Bialkali-Kathode (H8500D; bis zu 15% Unterschied). Die Photomultiplier mit nicht UV-durchlässigen Fenstergläsern können aufgrund ebendieser hierbei nicht berücksichtigt werden. Angesichts der Tatsache, dass die SBA-Kathode mehr Photonen reflektiert und somit eine geringere Anzahl für ein Signal zur Verfügung steht, deutet dies daraufhin, dass eine SBA-Kathode auch bei kurzen Wellenlängen eine höhere Quanteneffizienz hat als eine BA-Kathode, diese jedoch aufgrund der größeren Reflektivität effektiv niedriger ist.

In den Bereichen größerer Wellenlängen, besonders ab ca. 3200 Å, fällt auf, dass die Reflektivität der SBA-Kathode niedriger ist als von der BA-Kathode, während dies genau der Bereich ist, in dem sich die Quanteneffizienz der SBA-Kathode am stärksten von der der BA-Kathode unterscheidet, und zwar in der Hinsicht, dass die Superbialkali-Kathode eine bis zu ca. 8% bessere Quanteneffizienz aufweist. Es ist demnach sehr stark zu vermuten, dass die Reflektivität die gemessene Quanteneffizienz deutlich beeinflusst, dies jedoch nicht allein der Grund für die gemessenen Unterschiede ist. Dass dies nicht der einzige Grund ist, kann man dem Wellenlängenbereich von 2800-3200 Å entnehmen, in dem die SBA-Kathode sowohl eine eindeutig höhere Reflektivität hat, als auch eine messbar bessere Quanteneffizienz aufweist, was genau umgekehrt zu den vorherigen Beobachtungen ist.

Insgesamt kann anhand der Messungen der Reflektivitäten von Photomultipliern und dem Vergleich mit deren Quanteneffizienzen folgendes festgestellt werden: Superbialkali-Kathoden haben über den gesamten hier vermessenen Wellenlängenbereich eine bessere Quanteneffizienz als vergleichbare Photomultiplier mit Bialkali-Kathoden. Allerdings beeinflusst die höhere Reflektivität bei kurzen Wellenlängen bis ca. 3000 Å diese, so dass effektiv eine niedrigere Quanteneffizienz zu beobachten ist. Die hier durchgeführten Messungen sind jedoch nur ein erster Anhaltspunkt, für genauere Messungen muss eine Betrachtung verschiedener Polarisationen des Lichts berücksichtigt werden, und ebenfalls der diffus reflektierte Anteil z.B. mit einer Ulbricht-Sphäre ausgemessen werden.

Im Rahmen dieser Tests wurde eine weitere Messung durchgeführt, um auf den Teil der Reflektivität zu schließen, der allein durch die Kathode verursacht wird. Ein Photomultiplier des Typs Photonis XP3062 wurde für mehrere Winkel vermessen, einmal im Lieferzustand, d.h. im Inneren herrscht Vakuum, und einmal belüftet, d.h. es ist kein Vakuum mehr vorhanden, wodurch die Kathode oxidiert und für alle Wellenlängen durchlässig wird. Die einzelnen Messungen sind in Abbildung 6.4 zu sehen. Fehlerbalken wurden hier zur besseren Übersicht weggelassen. Die eingestellten Winkel, die hierbei vermessen wurden, beziehen sich dabei auf den Winkel zwischen einfallendem und ausfallendem Strahl.

Gut zu erkennen ist, dass bei kurzen Wellenlängen (bis 3000 Å), bei denen das Fenster des Photomultipliers nicht durchlässig ist, einzig der Anteil gemessen wird, der an der ersten Grenzschicht Luft-Glas reflektiert wird, wie es bereits zuvor gezeigt wurde. Die geringen Unterschiede liegen

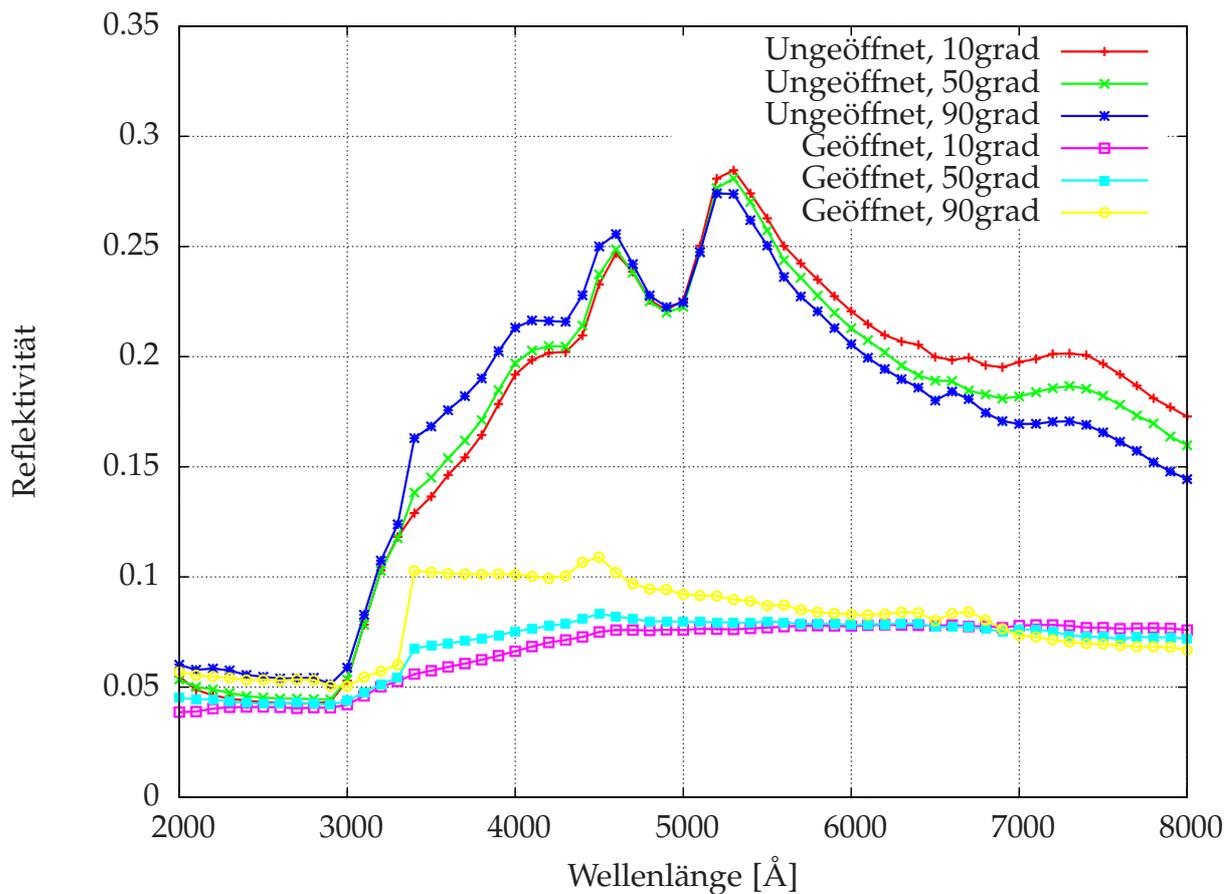


Abbildung 6.4. – Photonis XP3062 vor und nach dem Öffnen.

im Rahmen des Fehlers von 1-2%. Zu höheren Wellenlängen hin erkennt man im geöffneten/be-
 lüfteten Zustand ein sehr ähnliches Verhalten zu normalen Glas, es kommt also nur ein gewisser
 Anteil durch die zweite Grenzschicht Glas-Luft hinzu. Dabei gibt es jedoch bei verschiedenen
 Winkeln leichte Unterschiede. Zunächst hat ein größer werdender Winkel eine höhere Reflektivität
 zur Folge, ab einer bestimmten Wellenlänge jedoch (je nach Winkel) eine niedrigere. Mögliche
 Gründe dafür sind zum einen die unterschiedlichen Weglängen innerhalb des Glases bei verschie-
 denen Winkeln und zum anderen auch Polarisierungseffekte, die mit dem bisherigen Aufbau aber
 nicht weiter untersucht werden können.

Die Messungen im ungeöffneten Zustand zeigen eine deutlich höhere Reflektivität, welche also
 zum großen Teil durch die Kathode verursacht wird. Die Unterschiede bei verschiedenen Win-
 keln sind hierbei ähnlich zum geöffneten Zustand. Durch den Vergleich der beiden Zustände
 wird sehr gut deutlich, dass das Kathodenmaterial deutliche Auswirkungen auf die gemessene
 Reflektivität hat.

Fazit

Das Hauptziel dieser Arbeit war die Charakterisierung verschiedener Testspiegel sowie die Bestimmung eines für den RICH-Detektor von CBM am besten geeigneten Spiegel-Herstellers. Zu diesem Zweck erfolgte der Aufbau und die weitestgehende Optimierung eines Messstandes, um verschiedene Spiegel charakterisieren und Aussagen über ihre Qualitäten machen zu können. Dieses Ziel wurde im Rahmen dieser Arbeit vollständig erreicht, indem die Möglichkeit geschaffen wurde, mit dem absoluten Aufbau die Reflektivität der Spiegel zu bestimmen, mit dem relativen Aufbau die Homogenität der Reflektivität zu messen und mit dem D_0 -Aufbau die optische Qualität des Glassubstrats der Spiegel festzustellen.

Bereits während der Arbeit war ersichtlich, dass die Firma Olomouc die für diese Zwecke besten Spiegel herstellt, da sowohl die absolut gemessenen Reflektivitäten, als auch die Homogenität, ebenso wie die optische Qualität des Glassubstrats sehr gut sind. Die anderen beiden Testspiegel der Firmen Flabeg und Compass sind jeweils nur in einzelnen Tests sehr gut. So hat der Flabeg-Spiegel ebenfalls eine sehr gute Reflektivität, jedoch ist das Glassubstrat optisch sehr schlecht, während es bei dem Compass-Spiegel genau andersherum ist. Dieser zeigt im D_0 -Test eine sehr gute Qualität des Glassubstrats, jedoch ist die Reflektivität weitaus niedriger als bei den anderen beiden Herstellern. Aus diesem Grund wurden vier weitere Spiegel bei Olomouc für den Prototypen des RICH-Detektors bestellt und ebenfalls vermessen. Die Resultate dieser Messungen zeigen eine gleichbleibend hohe Qualität der Spiegel, da sowohl die Reflektivitäten genauso gut sind wie vom Testspiegel, als auch die D_0 -Bestimmung (auch wenn unser bisheriger Aufbau noch nicht ideal für diese Messung ist) sehr gute Ergebnisse zeigt.

Allerdings besteht noch durchaus Verbesserungsbedarf bei unseren Aufbauten. Zum einen können für die Reflektivitätsmessungen dispersionskorrigierte Linsen verwendet werden, wodurch die Probleme bei der Justage und bei der Messung, insbesondere beim relativen Aufbau, weitestgehend vermieden werden können. Diese Probleme entstehen vor allem dadurch, dass z.B. bei dem absoluten Aufbau die Photodiode an einer festen Position steht, wodurch der Lichtfleck bei verschiedenen Wellenlängen eine unterschiedliche Größe aufweist und unter Umständen sogar größer sein kann als die Photodiode selber. Bei dem relativen Aufbau entsteht durch die Dispersion das Problem, dass bei einigen Wellenlängen die Intensität des eingestrahnten Lichts recht klein wird und somit der Messfehler größere Auswirkungen auf das Ergebnis hat. Durch eine dispersionkorrigierte Linse könnte also die Genauigkeit einzelner Messungen verbessert werden, ebenso wie die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse. Für den absoluten Aufbau ist eine größere Photodiode ebenfalls geeignet, um das Problem der Dispersion zu minimieren, was deutlich

günstiger ist als eine dispersionskorrigierte Linse.

Der D_0 -Aufbau ist bereits recht gut, einzig die Halterung für den Spiegel muss verbessert werden, so dass der Spiegel nicht verbogen wird und somit, wie im Serientest zu sehen, Doppelbilder oder ähnliche Ungenauigkeiten zustande kommen, die sich stark negativ auf die Messergebnisse auswirken. Soll die Auflösung ebenfalls noch weiter verbessert werden, so muss ausserdem eine Lichtfaser noch kleineren Durchmessers (aktuell $400\ \mu\text{m}$) verwendet werden. Die Verwendung eines Lasers anstelle einer LED als Lichtquelle könnte dabei für eine Verbesserung der Isotropie sorgen, auch wenn es mit dem aktuellen Aufbau scheinbar keine offensichtlichen Probleme in dieser Hinsicht gab.

Insgesamt zeigen die dennoch sehr guten Messergebnisse, dass mit relativ wenig Aufwand bereits gute Ergebnisse erzielt werden können, und die weiteren vorgenommenen Verbesserungen zwar teilweise mit einigem Aufwand verbunden sind, die Unterschiede aber auch sichtbar sind. Die bei den Messungen herausgestellten Unsicherheiten in den Messergebnissen sind mit bis zu 2% bei dem absoluten Aufbau und bis 3% beim relativen Aufbau bisher ebenfalls gering genug, als dass die Messungen als vertrauenswürdig erachtet werden können.

Die zusätzliche Vermessung der Reflektivitäten von verschiedenen Photomultipliern und deren vermutete Auswirkungen auf die Quanteneffizienzen zeigte ebenfalls interessante Resultate. Da diese Messungen jedoch nur ein erster Test waren, müssten für genauere Aussagen noch weitere Untersuchungen durchgeführt werden, z.B. mit verschieden polarisiertem Licht, und auch die diffuse Reflektivität mit einer Ulbricht-Sphäre bestimmt werden.

D₀-Messungen

Quelltext A.1 – Quellcode zur Berechnung der Kreisradien

```
HistoGes = hist->Integral();
int XStart = 700;
int YStart = 760;
const int PosPruef = 200;
int MaxAusdehnung = 250;
int PartHelligkeit = 0;
double RelHelligkeit = 0;
int iterationsStart = 120;
int iteration = iterationsStart;

for(int a=XStart; a<XStart+PosPruef; a++) {
    for(int b=YStart; b<YStart+PosPruef; b++) {
        while(PartHelligkeit < helligkeitsSchwelle * HistoGes &&
            iteration < MaxAusdehnung) {
            PartHelligkeit = 0;
            for(int x=(a-iteration); x<1+(a+iteration); x++) {
                for(int y=(b-iteration); y<1+(b+iteration); y++) {
                    if(sqrt((a-x)*(a-x)+(b-y)*(b-y)) <= iteration) {
                        PartHelligkeit = PartHelligkeit + hist->
                            GetBinContent(x,y);
                    }
                }
            }
            iteration++;
        }
        PartHelligkeit = 0;
        iteration = iterationsStart;
    }
}
```

SPECIFICATIONS

Sensor Type	CCD - Sony ICX-274
Horizontal Resolution	1620 pixels
Vertical Resolution	1220 pixels
Pixel Size	4.40 μM x 4.40 μM
ADC	16 bit
Readout Noise	Typical 3 e ⁻
Interface	USB 2.0 High Speed
Power	12v DC 0.8A
Maximum Exposure Length	Unlimited
Minimum Exposure Length	1/1000 s
Guide Port	ST-4 compatible
Cooling	Thermoelectric with ΔT=-25°C, switchable on/off by software
Weight	350 gram

IMAGE DOWNLOAD TIMES IN SECONDS.

Binning	Resolution	Normal	Preview
1x1	1620x1220	2.5	1.4
2x2	810x610	1.2	0.68
3x3	540x407	0.58	0.4
4x4	405x305	0.5	0.3
Subframe			
1x1	100x100	0.21	0.1

LINEARITY

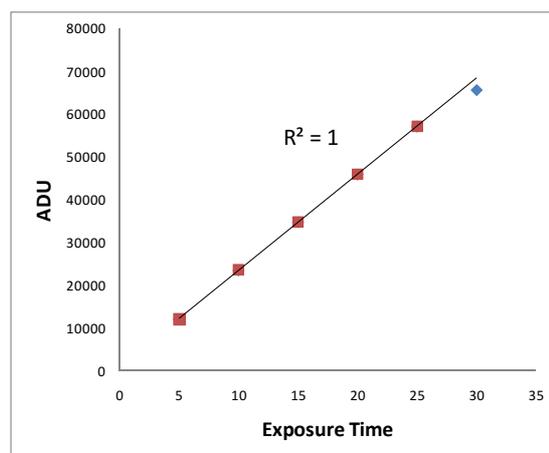


Abbildung A.1. – Herstellerangaben zur Kamera Atik ATK-320E

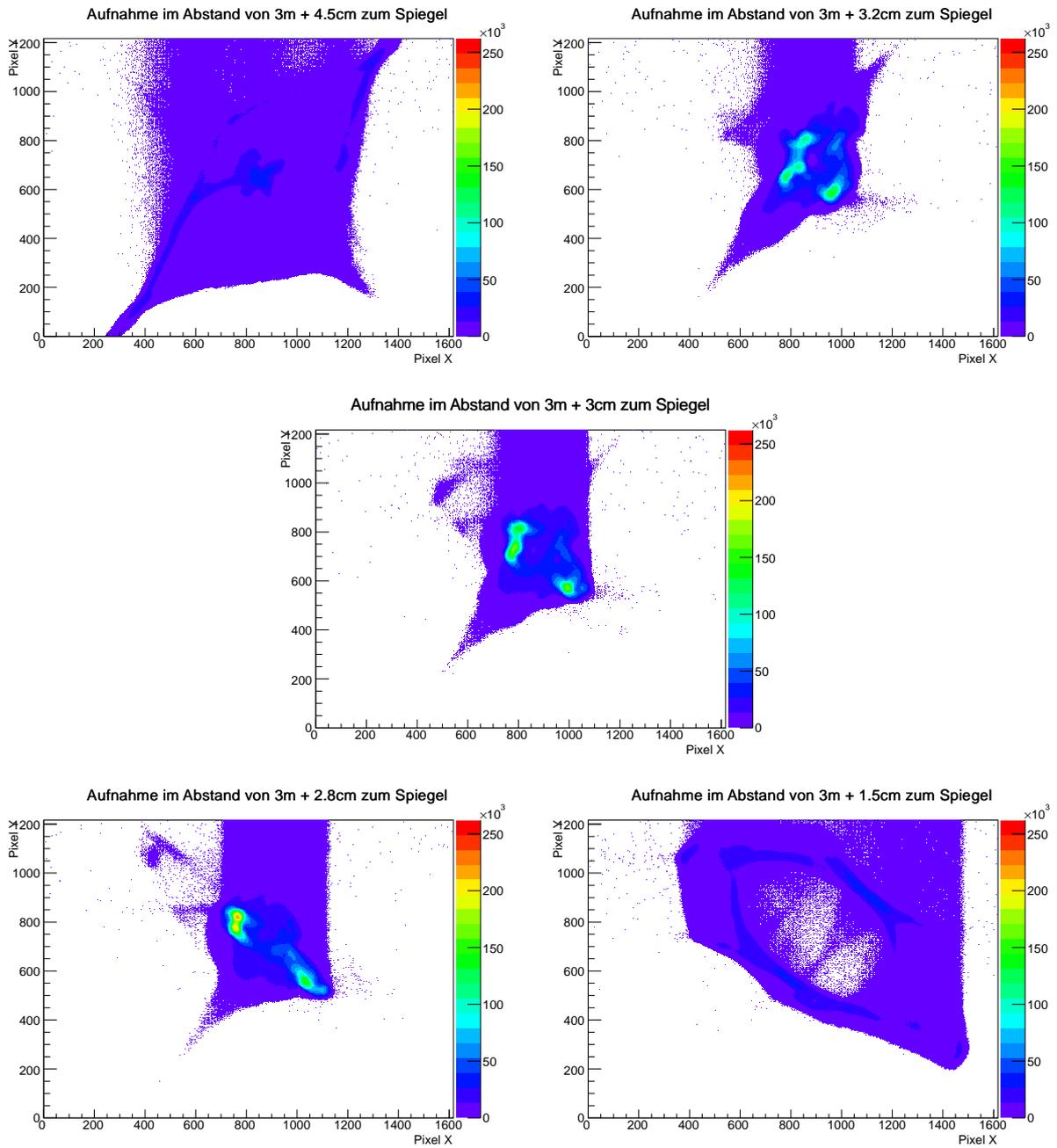


Abbildung A.2. – Fokussierserie des 2. Olomouc-Spiegels aus dem Serientest

Cherenkov-Strahlung

Die Herleitung des Cherenkov-Effektes erfolgt mit Hilfe der klassischen Elektrodynamik, wobei ich mich an den Weg von John D. Jackson ([20]) (und mit Hilfe von [21]) halte, dessen Überlegungen sich wiederum an denen von Frank und Tamm orientieren. Letztere lösten dazu die Maxwellgleichungen in der fouriertransformierten Darstellung. Für die Herleitung beschränken wir uns auf den Wechselwirkungsprozess zwischen einem einfallendem geladenen Teilchen mit der Ladung Ze mit einem (Hüllen-) Elektron.

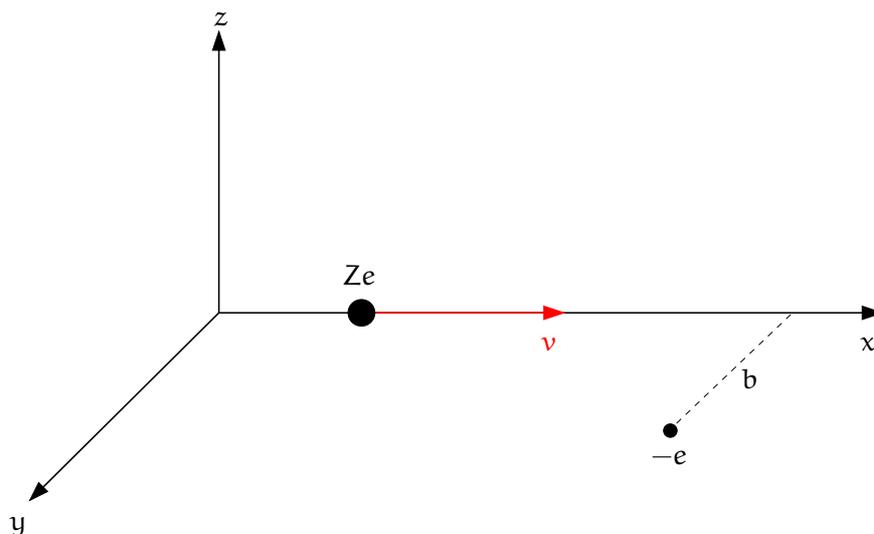


Abbildung B.1. – Einlaufendes Teilchen trifft auf Elektron

Ausgangspunkt der Überlegung sind die Maxwellischen Gleichungen in Materie:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{B.1})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{4\pi}{\epsilon} \cdot \rho \quad (\text{B.2})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \cdot \vec{j} \quad (\text{B.3})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \quad (\text{B.4})$$

Hierbei sind \vec{B} und \vec{E} die magnetische Induktion sowie das elektrische Feld. In Zusammenhang mit diesen steht zum einen über die relative Permeabilitätszahl μ das magnetische Feld $\vec{H} = \frac{1}{\mu}\vec{B}$, und zum anderen über die relative Dielektrizitätszahl ϵ die dielektrische Verschiebung $\vec{D} = \epsilon\vec{E}$. Desweiteren ist ρ die elektrische Ladungsdichte und \vec{j} die Stromdichte.

Für den Cherenkov-Effekt reicht es, wenn wir einen Wert von $\mu = 1$ für die relative Permeabilitätszahl annehmen und somit nur die elektrische Polarisation betrachten. Damit sind magnetische Induktion \vec{B} und Magnetfeld \vec{H} identisch.

Zunächst müssen die beiden inhomogenen Maxwellgleichungen B.2 und B.3 umgeschrieben werden. Dies wird erreicht mit der Einführung eines Vektorpotentials \vec{A} und eines skalaren Potentials ϕ , die über $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ und $\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi - \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}$ sowie der verallgemeinerten Lorenz-Eichung $\vec{\nabla}\vec{A} + \frac{\epsilon}{c}\frac{\partial\phi}{\partial t} = 0$ miteinander verbunden werden können. Der Einfachheit halber fangen wir mit Gleichung B.2 an:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= \frac{4\pi}{\epsilon} \cdot \rho \\ \vec{\nabla} \cdot \left(-\vec{\nabla}\phi - \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} \right) &= \frac{4\pi}{\epsilon} \cdot \rho \\ -\vec{\nabla}^2\phi - \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} \right) &= \frac{4\pi}{\epsilon} \cdot \rho \\ -\vec{\nabla}^2\phi - \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) &= \frac{4\pi}{\epsilon} \cdot \rho \\ -\vec{\nabla}^2\phi + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\epsilon}{c}\frac{\partial\phi}{\partial t} \right) &= \frac{4\pi}{\epsilon} \cdot \rho \\ \vec{\nabla}^2\phi - \frac{\epsilon}{c^2}\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} &= -\frac{4\pi}{\epsilon} \cdot \rho \quad .\end{aligned}$$

Die Berechnung erfolgt hier nur für die eine Gleichung, da sich die andere analog dazu ergibt, nur unter zusätzlicher Einbeziehung der Vektoridentität $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = \vec{\nabla} (\vec{\nabla}\vec{A}) - \vec{\nabla}^2\vec{A}$. Insgesamt ergeben sich also mit diesen beiden Potentialen die folgenden Gleichungen:

$$\vec{\nabla}^2\phi - \frac{\epsilon}{c^2}\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{\epsilon} \cdot \rho \quad (B.5)$$

$$\vec{\nabla}^2\vec{A} - \frac{\epsilon}{c^2}\frac{\partial^2\vec{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} \cdot \vec{j} \quad . \quad (B.6)$$

Um einen Großteil der weiteren Rechnungen nicht unnötig kompliziert zu gestalten, führen wir eine Fouriertransformation durch und können somit im Impuls-Frequenzraum weiter rechnen anstatt im Orts-Zeitraum. Beschrieben wird eine Fouriertransformation durch die Gleichung

$$F(\vec{x}, t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint d^3k \cdot d\omega \cdot F(\vec{k}, \omega) \cdot e^{i\vec{k}\vec{x} - i\omega t} \quad . \quad (B.7)$$

Hierbei ist $F(\vec{x}, t)$ die Funktion im Orts-Zeitraum und $F(\vec{k}, \omega)$ die transformierte Funktion im Impuls-Frequenzraum. Diese Transformationsvorschrift wird angewendet auf die Variablen ϕ , ρ ,

\vec{A} und \vec{j} aus B.5 und B.6 und das Ergebnis (ohne explizite Berechnung) jeweils wieder eingesetzt in diese beiden Gleichungen.

$$\begin{aligned} \vec{\nabla}^2 \left(\frac{1}{(2\pi)^2} \iint d^3k \cdot d\omega \cdot \phi(\vec{k}, \omega) \cdot e^{i\vec{k}\vec{x} - i\omega t} \right) - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{1}{(2\pi)^2} \iint d^3k \cdot d\omega \cdot \phi(\vec{k}, \omega) \cdot e^{i\vec{k}\vec{x} - i\omega t} \right) \\ = -\frac{4\pi}{\varepsilon} \cdot \left(\frac{1}{(2\pi)^2} \iint d^3k \cdot d\omega \cdot \rho(\vec{k}, \omega) \cdot e^{i\vec{k}\vec{x} - i\omega t} \right) \quad . \quad (\text{B.8}) \end{aligned}$$

Die Integration und die Differentiation können jeweils vertauscht werden, da diese unabhängig voneinander sind, und anschließend die beiden Ableitungen berechnet werden. Zusammengefasst folgt daraus

$$\begin{aligned} \frac{1}{(2\pi)^2} \iint d^3k \cdot d\omega \cdot \left[(-\vec{k}^2) + \frac{\varepsilon}{c^2} \cdot \omega^2 \right] \cdot \phi(\vec{k}, \omega) \cdot e^{i\vec{k}\vec{x} - i\omega t} \\ = -\frac{4\pi}{\varepsilon} \cdot \left(\frac{1}{(2\pi)^2} \iint d^3k \cdot d\omega \cdot \rho(\vec{k}, \omega) \cdot e^{i\vec{k}\vec{x} - i\omega t} \right) \quad . \quad (\text{B.9}) \end{aligned}$$

Eine Auswertung der Integrale muss nicht mehr erfolgen, da man die Transformation bereits aus dieser Gleichung ablesen kann:

$$\left[(-\vec{k}^2) + \frac{\varepsilon}{c^2} \cdot \omega^2 \right] \cdot \phi(\vec{k}, \omega) = -\frac{4\pi}{\varepsilon} \cdot \rho(\vec{k}, \omega) \quad . \quad (\text{B.10})$$

Die Transformation der zweiten Gleichung erfolgt wieder analog, womit sich letztlich die folgenden transformierten Gleichungen ergeben:

$$\left[(-\vec{k}^2) + \frac{\varepsilon}{c^2} \cdot \omega^2 \right] \cdot \phi(\vec{k}, \omega) = -\frac{4\pi}{\varepsilon} \cdot \rho(\vec{k}, \omega) \quad (\text{B.11})$$

$$\left[(-\vec{k}^2) + \frac{\varepsilon}{c^2} \cdot \omega^2 \right] \cdot \vec{A}(\vec{k}, \omega) = -\frac{4\pi}{c} \cdot \vec{j}(\vec{k}, \omega) \quad . \quad (\text{B.12})$$

Die Ladungs- und die Stromdichte des einfallenden Teilchens müssen ebenfalls transformiert werden:

$$\rho(\vec{x}, t) = Ze \cdot \delta(\vec{x} - \vec{v}t) \rightarrow \rho(\vec{k}, \omega) = \frac{Ze}{2\pi} \cdot \delta(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}) \quad (\text{B.13})$$

$$\vec{j}(\vec{x}, t) = \vec{v} \cdot \rho(\vec{x}, t) \rightarrow \vec{j}(\vec{k}, \omega) = \vec{v} \cdot \rho(\vec{k}, \omega) \quad . \quad (\text{B.14})$$

Hierbei ist \vec{v} die Geschwindigkeit des einlaufenden Teilchens, welche wir als konstant annehmen, um einer Verletzung der Energieerhaltung vorzubeugen. Durch Einsetzen dieser transformierten Ladungs- und Stromdichte in Gleichung B.11 und Gleichung B.12 und durch Umstellen nach

den transformierten Potentialen $\vec{A}(\vec{k}, \omega)$ und $\phi(\vec{k}, \omega)$ ergibt sich:

$$\begin{aligned}\phi(\vec{k}, \omega) &= \frac{4\pi}{\varepsilon} \cdot \left[(-\vec{k}^2) + \frac{\varepsilon}{c^2} \cdot \omega^2 \right]^{-1} \cdot \frac{Ze}{2\pi} \cdot \delta(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}) \\ &= \frac{2Ze}{\varepsilon} \cdot \left[(-\vec{k}^2) + \frac{\varepsilon}{c^2} \cdot \omega^2 \right]^{-1} \cdot \delta(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v})\end{aligned}\quad (\text{B.15})$$

$$\begin{aligned}\vec{A}(\vec{k}, \omega) &= \frac{4\pi}{c} \cdot \left[(-\vec{k}^2) + \frac{\varepsilon}{c^2} \cdot \omega^2 \right]^{-1} \cdot \vec{v} \cdot \rho(\vec{k}, \omega) \\ &= \frac{\vec{v}}{c} \cdot \varepsilon \cdot \phi(\vec{k}, \omega) \quad .\end{aligned}\quad (\text{B.16})$$

Als letztes müssen nun noch die beiden Felder \vec{E} und \vec{B} transformiert werden. Dies erfolgt wie bereits zuvor, ebenfalls unter Vernachlässigung der expliziten Auswertung der auftretenden Integrale. Wir gehen hierbei aus von den Definitionsgleichungen $\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ sowie $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$.

$$\begin{aligned}\frac{1}{(2\pi)^2} \iint d^3k \cdot d\omega \cdot E(\vec{k}, \omega) \cdot e^{i\vec{k}\vec{x} - i\omega t} &= -\vec{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{(2\pi)^2} \iint d^3k \cdot d\omega \cdot \phi(\vec{k}, \omega) \cdot e^{i\vec{k}\vec{x} - i\omega t} \right) \\ &\quad - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{(2\pi)^2} \iint d^3k \cdot d\omega \cdot \vec{A}(\vec{k}, \omega) \cdot e^{i\vec{k}\vec{x} - i\omega t} \right) \quad .\end{aligned}\quad (\text{B.17})$$

Nach Berechnung der beiden Ableitungen ergibt sich also das folgende transformierte elektrische Feld \vec{E} :

$$\vec{E}(\vec{k}, \omega) = -i\vec{k} \cdot \phi + \frac{i\omega}{c} \cdot \vec{A} = i \cdot \left(-\vec{k} + \frac{\omega \vec{v}}{c} \right) \cdot \phi(\vec{k}, \omega) \quad .\quad (\text{B.18})$$

Das transformierte magnetische Feld \vec{B} ergibt sich wiederum analog zu dieser Berechnung. Das Ergebnis dessen ist

$$\vec{B}(\vec{k}, \omega) = i \cdot \vec{k} \times \vec{A} = \frac{i\varepsilon}{c} \cdot (\vec{k} \times \vec{v}) \cdot \phi(\vec{k}, \omega) \quad .\quad (\text{B.19})$$

Bis zu dieser Stelle spielte die Physik bei der Herleitung eine eher untergeordnete Rolle, es waren vielmehr mathematische Vorarbeiten nötig, um die physikalischen Aspekte anschließend hinreichend gut einbringen zu können. Aus diesem Grund betrachten wir jetzt den Energieübertrag des einlaufenden Teilchens auf ein Elektron im Atom. Dieser ist identisch zur verrichteten Arbeit. Ausgehend von der mechanischen Definition der Arbeit $W = \int_a^b \vec{F}(s) \cdot d\vec{s}$ folgt mit $\vec{F} = Q \cdot \vec{E}$ und $\vec{s} = \vec{v}t$

$$\Delta E = W = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{F}(s) \cdot d\vec{s} = Q \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \vec{v} \cdot \vec{E} \cdot dt \quad .\quad (\text{B.20})$$

Die Geschwindigkeit \vec{v} ist hier die des Elektrons und \vec{E} das elektrische Feld, welches am Ort des Elektrons herrscht. Da die Arbeit an einem Elektron verrichtet wird, gilt $Q = -e$. Desweiteren ist der Integrand symmetrisch in t , womit die Integralgrenzen auf 0 bis ∞ geändert werden können und zusätzlich das Ganze mit 2 multipliziert werden muss. Dieses Integral wird nun zunächst ebenfalls transformiert (mit $\vec{v} = \frac{d}{dt} \vec{x}$):

$$\Delta E = -2e \cdot \text{Re} \int_0^{\infty} \vec{x}(\omega) \cdot (-i\omega) \cdot \vec{E}^*(\omega) \cdot d\omega \quad .\quad (\text{B.21})$$

$\vec{x}(\omega)$ ist die zeitliche Fouriertransformation der Elektronenkoordinate, während $\vec{E}(\omega)$ die zeitliche Transformation des elektrischen Feldes am Ort des Elektrons ist. Um nun das transformierte elektrische Feld $\vec{E}(\omega)$ zu berechnen, vergleichen wir zum einen die reine zeitliche Transformation

$$\vec{E}(t) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{1}{2}}} \int d\omega \cdot \vec{E}(\omega) \cdot e^{-i\omega t} \quad (\text{B.22})$$

mit der kompletten Transformation

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\omega \cdot d^3k \cdot \vec{E}(\vec{k}, \omega) \cdot e^{i(\vec{k}\vec{x} - \omega t)} \quad (\text{B.23})$$

Als Ergebnis resultiert daraus ein geeigneter Ausdruck für das elektrische Feld am Ort des Elektrons:

$$\vec{E}(\omega) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \int d^3k \cdot \vec{E}(\vec{k}, \omega) \cdot e^{i\vec{k}\vec{x}} \quad (\text{B.24})$$

Da nun bekannt ist, dass sich das einlaufende Teilchen auf der x-Achse bewegt und sich das Elektron im senkrechten Abstand b dazu befindet, kann dieser Ausdruck noch weiter vereinfacht werden:

$$\vec{E}(\omega) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \int d^3k \cdot \vec{E}(\vec{k}, \omega) \cdot e^{ik_2 b} \quad (\text{B.25})$$

Hierbei wurde $x_2 = b$ mit berücksichtigt. Mit diesem Wissen kann man nun explizit die einzelnen Komponenten des elektrischen und des magnetischen Feldes berechnen. Exemplarisch sei dies hier für die erste Komponente $E_1(\omega)$ des elektrischen Feldes vorgeführt.

$$\begin{aligned} E_1(\omega) &= \frac{2iZe}{\varepsilon \cdot (2\pi)^{3/2}} \cdot \int d^3k \left(\frac{\omega\varepsilon \cdot v}{c^2} - k_1 \right) \cdot \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \varepsilon \right)^{-1} \cdot \delta(\omega - k_1 v) \cdot e^{ik_2 b} \\ &= \frac{2iZe}{\varepsilon \cdot (2\pi)^{3/2}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dk_2 \cdot e^{ibk_2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dk_3 \cdot \left(\frac{\omega\varepsilon \cdot v}{c^2} - \frac{\omega}{v} \right) \cdot \left(\frac{\omega^2}{v^2} + k_2^2 + k_3^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \varepsilon \right)^{-1} \\ &= \frac{2iZe}{\varepsilon \cdot (2\pi)^{3/2}} \cdot \left(\frac{\omega\varepsilon \cdot v}{c^2} - \frac{\omega}{v} \right) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dk_2 \cdot e^{ibk_2} \cdot \frac{\pi}{\sqrt{\frac{\omega^2}{v^2} + k_2^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \varepsilon}} \\ &= \frac{iZew}{v \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot \left(\beta^2 - \frac{1}{\varepsilon} \right) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dk_2 \cdot e^{ibk_2} \cdot (\lambda^2 + k_2^2)^{-1/2} \quad (\text{B.26}) \end{aligned}$$

Im letzten Schritt erfolgte die Substitution $\lambda^2 = \frac{\omega^2}{v^2} - \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \varepsilon = \frac{\omega^2}{v^2} \cdot (1 - \beta^2 \cdot \varepsilon)$, womit das Integral in eine modifizierte Bessel-Funktion übergeht mit dem Ergebnis $2K_0(\lambda b)$, mit $K_0(\lambda b)$ der modifizierten Bessel-Funktion 0. Ordnung. Allgemein sind modifizierte Bessel-Funktionen diejenigen Bessel-Funktionen mit rein imaginärem Argument. Sie können dargestellt werden durch

$$K_\nu(x) = \frac{\pi}{2} \cdot i^{\nu+1} \cdot H_\nu^{(1)}(ix) \quad (\text{B.27})$$

wobei die $H_\nu^{(1)}(x) = J_\nu(x) + iN_\nu(x)$ zu den Hankelschen Funktionen (die Bessel-Funktionen

dritter Art) gehören. Die $J_\nu(x)$ und die $N_\nu(x)$ wiederum sind gegeben durch

$$J_\nu(x) = \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r \left(\frac{x}{2}\right)^{2r+\nu}}{\Gamma(\nu+r+1) \cdot r!}$$

$$N_\nu(x) = \frac{J_\nu(x) \cdot \cos(\nu\pi) - J_{-\nu}(x)}{\sin(\nu\pi)} .$$

$\Gamma(x)$ ist hierbei die bekannte Gamma-Funktion. Insgesamt kann man somit die Hankel-Funktion auch entsprechend umschreiben:

$$H_\nu^{(1)}(x) = i \cdot \csc(\nu\pi) \cdot [e^{-\nu\pi i} \cdot J_\nu(x) - J_{-\nu}(x)] \quad . \quad (\text{B.28})$$

Die verbleibenden Komponenten des elektrischen Feldes sowie die Komponenten des magnetischen Feldes können auf die gleiche Weise erhalten werden. Insgesamt ergibt sich somit für alle Komponenten:

$$E_1(\omega) = \frac{iZe\omega}{v} \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \left(\beta^2 - \frac{1}{\epsilon}\right) \cdot K_0(\lambda b) \quad B_1(\omega) = 0$$

$$E_2(\omega) = \frac{Ze}{v} \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{\lambda}{\epsilon} \cdot K_1(\lambda b) \quad B_2(\omega) = 0 \quad (\text{B.29})$$

$$E_3(\omega) = 0 \quad B_3(\omega) = \epsilon\beta \cdot E_2(\omega) \quad .$$

$K_1(\lambda b)$ ist hierbei die modifizierte Bessel-Funktion 1. Ordnung.

Die Energie, die bei dem Stoß mit dem Stoßparameter b auf das Atom übertragen wird, ist nun identisch zu dem elektromagnetischen Energiefluss durch einen Zylinder mit dem Radius a um die Teilchenbahn. Gegeben ist die Energieflussdichte durch den Poyntingvektor \vec{S} :

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} \cdot \vec{E} \times \vec{H} \stackrel{\vec{H} \equiv \vec{B}}{=} \frac{c}{4\pi} \cdot \vec{E} \times \vec{B} = \frac{c}{4\pi} \cdot \begin{pmatrix} E_2 B_3 \\ -B_3 E_1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad . \quad (\text{B.30})$$

Aufgrund der Konstruktion, bei der sich das einlaufende Teilchen auf der x -Achse bewegt, ist nur die y -Komponente des Poynting Vektors wichtig für den Energiefluss durch den Zylinder (die z -Komponente ist 0 und hat daher keinen Einfluss auf den Energieübertrag). Daher kann die zeitliche Energieänderung geschrieben werden als

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= \int S_2 \cdot dA = \int_0^a dr \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_0^{2\pi} d\phi \cdot \frac{c}{4\pi} (-B_3 E_1) \\ &= -\frac{c}{4\pi} \cdot a \cdot 2\pi \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dx \cdot B_3 E_1 \\ &= -\frac{ca}{2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dx \cdot B_3 E_1 \quad . \end{aligned} \quad (\text{B.31})$$

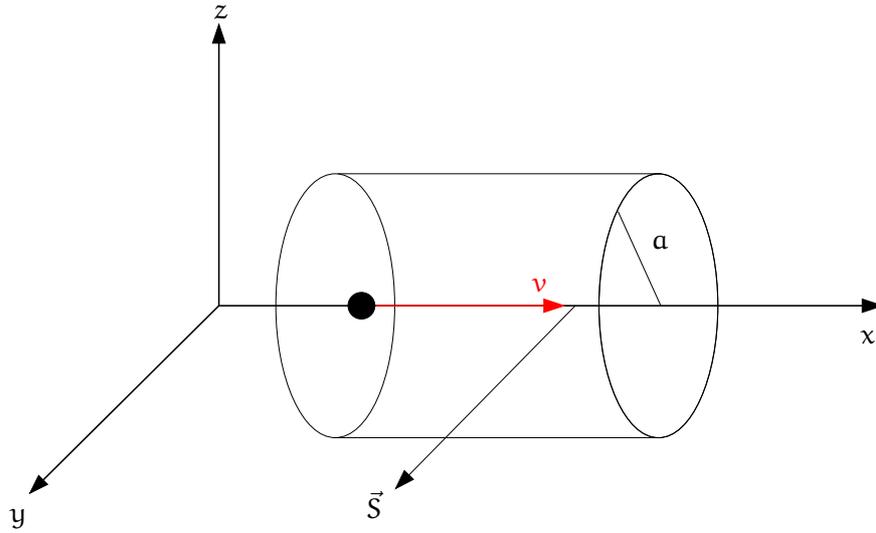


Abbildung B.2. – Energiefluss dargestellt durch Poynting-Vektor

Der Energieverlust pro Wegstrecke ergibt sich mit $dx = v \cdot dt$ zu

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{b>a} = \frac{1}{v} \frac{dE}{dt} = -\frac{ca}{2v} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dx \cdot B_3 E_1 = -\frac{ca}{2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dt \cdot B_3(t) E_1(t) \quad . \quad (B.32)$$

Das $b > a$ deutet hierbei lediglich an, dass es sich um den Fall handelt, bei dem Cherenkov-Licht entsteht, d.h. die Geschwindigkeit des Teilchens ist ausreichend groß. Der andere Fall würde bedeuten, dass sich der Energieverlust des Teilchens auf die Raumgebiete sehr nahe der Teilchenbahn beschränkt, was nichts anderes bedeutet, als dass kein Cherenkov-Licht entsteht. Diese Gleichung muss nun ebenfalls transformiert werden:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{b>a} = -ca \cdot \text{Re} \int_0^{\infty} d\omega \cdot B_3^*(\omega) E_1(\omega) \quad . \quad (B.33)$$

Wir betrachten nun den Fall $|\lambda a| \gg 1$. Die für die Berechnung notwendigen modifizierten Bessel-Funktionen können nun durch ihre asymptotischen Näherungen für große Argumente ersetzt werden: $K_\nu(x) \rightarrow \sqrt{\frac{\pi}{2x}} \cdot e^{-x} \cdot [1 + \mathcal{O}(\frac{1}{x})]$. Desweiteren wird hier der Parameter $a = b$ variabel gelassen, um die genaue Energieverteilung zu untersuchen.

$$E_1(\omega, b) \rightarrow \frac{iZe\omega}{c^2} \left[1 - \frac{1}{\beta^2 \cdot \varepsilon(\omega)} \right] \cdot \frac{e^{-\lambda b}}{\sqrt{\lambda b}} \quad (B.34)$$

$$E_2(\omega, b) \rightarrow \frac{Ze}{v\varepsilon(\omega)} \sqrt{\frac{\lambda}{b}} \cdot e^{-\lambda b} \quad (B.35)$$

$$B_3(\omega, b) \rightarrow \beta\varepsilon(\omega) \cdot E_2(\omega, b) \quad . \quad (B.36)$$

Einsetzen dieser Ausdrücke in Gleichung B.33 liefert dann das folgende Resultat:

$$\begin{aligned}
 \left. \frac{dE}{dx} \right|_{b>a} &= -ca \cdot \operatorname{Re} \int_0^\infty d\omega \cdot B_3^*(\omega, b) E_1(\omega, b) \\
 &= -ca \cdot \operatorname{Re} \int_0^\infty d\omega \left(\beta \varepsilon(\omega) \frac{Ze}{v\varepsilon(\omega)} \sqrt{\frac{\lambda}{b}} \cdot e^{-\lambda b} \right)^* \cdot \frac{iZe\omega}{c^2} \left[1 - \frac{1}{\beta^2 \varepsilon(\omega)} \right] \frac{e^{-\lambda b}}{\sqrt{\lambda b}} \\
 &= -\operatorname{Re} \int_0^\infty d\omega \cdot \frac{iZ^2 e^2}{c^2} \sqrt{\frac{\lambda^*}{\lambda}} \cdot \omega \cdot \left[1 - \frac{1}{\beta^2 \varepsilon(\omega)} \right] \cdot e^{-(\lambda+\lambda^*)a} \quad . \quad (B.37)
 \end{aligned}$$

Diese letzte Formel gibt nun an, wie groß die Energieabgabe des einlaufenden Teilchens an weit entfernte Gebiete ist. Zwei bestimmte Fälle sind nun wichtig: Ist der Realteil von λ positiv, so wird der Exponentialfaktor sehr schnell sehr klein für große Entfernungen. Dies ist auch der am häufigsten zutreffende Fall. Der zweite wichtige Fall ist der, wenn λ rein imaginär ist. In diesem Fall ist der Exponentialfaktor gleich Eins und der gesamte Term ist nicht mehr abhängig von der Entfernung a . Dies trifft zu, wenn $\varepsilon(\omega)$ reell ist und es gilt $\beta^2 \varepsilon(\omega) > 1$ (siehe Definition für λ : $\lambda^2 = \frac{\omega^2}{v^2} \cdot (1 - \beta^2 \varepsilon)$).

Aus der obigen Bedingung $\beta^2 \varepsilon(\omega) > 1$ für den zweiten Fall ist direkt eine nötige Voraussetzung für die Entstehung von Cherenkov-Licht zu erkennen, welche bereits geometrisch hergeleitet wurde:

$$\beta^2 \varepsilon(\omega) > 1 \Leftrightarrow v > \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}} = \frac{c}{n} = c_n \quad . \quad (B.38)$$

Die Geschwindigkeit des Teilchens muss also größer sein, als die Phasengeschwindigkeit von Licht im Medium. Weiterhin ergibt sich hierfür der weglängenabhängige Energieverlust zu

$$\begin{aligned}
 \left. \frac{dE}{dx} \right|_{b>a} &= -\operatorname{Re} \int_0^\infty d\omega \cdot \frac{iZ^2 e^2}{c^2} \sqrt{\frac{\lambda^*}{\lambda}} \cdot \omega \cdot \left[1 - \frac{1}{\beta^2 \varepsilon(\omega)} \right] \cdot e^{-(\lambda+\lambda^*)a} \\
 &= -\operatorname{Re} \int_0^\infty d\omega \cdot \frac{iZ^2 e^2}{c^2} \cdot i \cdot \omega \cdot \left[1 - \frac{1}{\beta^2 \varepsilon(\omega)} \right] \cdot 1 \\
 &= \frac{Z^2 e^2}{c^2} \cdot \int_0^\infty d\omega \cdot \omega \cdot \left[1 - \frac{1}{\beta^2 \varepsilon(\omega)} \right] \quad . \quad (B.39)
 \end{aligned}$$

Dies kann nun unter Vernachlässigung der Integration noch in Abhängigkeit der Frequenz umgeschrieben werden, und als Resultat ergibt sich das von Frank und Tamm berechnete Spektrum der Cherenkov-Strahlung:

$$\left. \frac{d^2 E}{dx d\omega} \right|_{b>a} = \frac{Z^2 e^2}{c^2} \omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \varepsilon(\omega)} \right) = \frac{Z^2 e^2}{c^2} \omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)} \right) = \frac{Z^2 e^2}{c^2} \omega \cdot \sin^2(\theta_c(\omega)) \quad . \quad (B.40)$$

Durch Division der Gleichung durch die Energie $E = \hbar\omega$ eines Photons und unter Zuhilfenahme von $\lambda = \frac{2\pi\hbar c}{\omega}$ können wir die Anzahl an erzeugten Photonen pro Wellenlänge und pro Wegstrecke angeben:

$$\left. \frac{d^2 N}{dx d\lambda} \right|_{b>a} = -\frac{2\pi Z^2 e^2}{\hbar c} \frac{1}{\lambda^2} \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) = -\frac{2\pi Z^2 \alpha}{\lambda^2} \cdot \sin^2(\theta_c(\omega)) \quad . \quad (B.41)$$

Wie zu erkennen ist, weist das Cherenkov-Spektrum eine Abhängigkeit von λ^{-2} auf und hat somit bei großen Wellenlängen nur eine geringe Anzahl an entstehenden Cherenkov-Photonen.

Literatur

- [1] Blair N. Ratcliff. „Imaging rings in Ring Imaging Cherenkov counters“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 502 (2003) 211–221 (2003).
- [2] B. Friman u. a. *The CBM Physics Book*. Springer Berlin Heidelberg, 2011.
- [3] Claudia Höhne. „Development of a RICH detector for electron identification in CBM. 7th International Workshop on Ring Imaging Cherenkov detectors (RICH 2010)“. In: 2010.
- [4] J. V. Jelley. *Cerenkov Radiation and its application*. Pergamon Press, 1958.
- [5] G. N. Afanasiev, V. G. Kartavenko und Yu. P. Stepanovsky. „On Tamm’s problem in the Vavilov-Cherenkov radiation theory“. In: (). arXiv:nuc1-th/9907028v1.
- [6] I. M. Frank. „A conceptual history of the Vavilov-Cherenkov radiation“. In: *Soviet Physics Uspekhi* 27.5 (), S. 385. DOI: 10.1070/PU1984v027n05ABEH004300. URL: <http://stacks.iop.org/0038-5670/27/i=5/a=A04>.
- [7] Gerhard Musiol. *Kern- und Elementarteilchenphysik*. Harri Deutsch, 1995.
- [8] T. E. Stevens u. a. „Cherenkov Radiation at Speeds Below the Light Threshold: Phonon-Assisted Phase Matching“. In: *Science* (26. Januar 2001).
- [9] Claus Grupen und Boris Shwartz. *Particle Detectors*. Cambridge University Press, 2008.
- [10] Konrad Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Vieweg + Teubner, 2005.
- [11] Claudia Höhne. *Öffentlicher Bereich des CBM-Wiki, Kategorie RichDetektoren*. URL: <http://cbm-wiki.gsi.de/cgi-bin/view/Public/RichDetektoren> (besucht am 26.09.2011).
- [12] LAYERTEC GmbH. *Reflektivitäten verschiedener Schichten*. 2011. URL: <http://www.layertec.de/de/capabilities/coatings/img/SeveralMetals.png> (besucht am 02.08.2011).
- [13] Serguei Sadovsky. „CBM RICH Detector. CBM RICH Meeting GSI, 06 March 2006“. In: 2006.
- [14] Johann M. Heuser. „Development of silicon tracking detectors for FAIR“. In: *Proceedings of Science: VERTEX 2008* (2008).
- [15] M. Deveaux et al. „Design considerations for the Micro Vertex Detector of the Compressed Baryonic Matter experiment“. In: *Proceedings of Science: VERTEX 2008* (2008).
- [16] D. Gonzalez-Diaz. „The TOF wall of the CBM experiment at FAIR“. In: 15. März 2007. URL: http://cbm-wiki.gsi.de/pub/Public/PublicTof/DPG_CBM_15_03_07.pdf.
- [17] CBM Collaboration. *Compressed Baryonic Matter Experiment - Technical Status Report*. <http://www.gsi.de/documents/DOC-2005-Feb-447.html>. Jan. 2005.
- [18] Spectral Products. *Digikröm CM110/CM112 Monochromator/Spectrograph (Anleitung)*. 2006.
- [19] Jan Kopfer. *Messungen von Spiegelreflektivitäten und Quanteneffizienzen von Photomultipliern*. Bergische Universität Wuppertal, 2010/11.

- [20] John D. Jackson. *Klassische Elektrodynamik*. de Gruyter, 2006.
- [21] Stefan Materne. „Ein Aerogel-Cherenkov-Detektor für das CBELSA/TAPS-Experiment“. Diplomarbeit. Universität Bonn, 2007.
- [22] Prof. Dr. Eugene Hecht. *Optik*. Oldenbourg, 2009.
- [23] Michael F. L'Annunziata und Werner Burkhardt. *Radioactivity: Introduction and History*. Elsevier Books, 2007.
- [24] A. P. Kobzev. „The Mechanism of Vavilov–Cherenkov Radiation“. In: *Physics of Particles and Nuclei* (2010).
- [25] T. Ypsilantis. „Cherenkov Ring Imaging“. In: *Physica Scripta*, Vol. 23,371-376 (1981).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denjenigen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

- Prof. Dr. Karl-Heinz Kampert, der mir die Bearbeitung des Themas ermöglicht hat und Prof. Dr. Christian Zeitnitz für die Übernahme der Zweitkorrektur,
- Dr. Christian Pauly und Dipl. Phys. Jan Kopfer für die stete Unterstützung in allen Bereichen rund um diese Diplomarbeit, angefangen beim Aufbau der Messstände bis hin zum Korrekturlesen der Arbeit,
- Dr. Julian Rautenberg, der jederzeit mit Rat und Tat zur Seite stand,
- Dipl. Ing. Jahangir Pouryamout, der mir bei den konstruktionstechnischen Problemen des Messaufbaus stets geholfen und unterstützt hat,
- Dipl. Phys. Daniel Fuhrmann, dem ich als Büronachbarn viele hilfreiche Tipps verdanke,
- der gesamten Abteilung der Astroteilchenphysik für die angenehme Arbeitsatmosphäre,
- meinen Kommilitonen Andreas Behrendt, Sebastian Mathys, Tobias Neumann und Simon Schlesinger, mit denen ich eine schöne Studienzeit verbracht habe und mit denen ich viele interessante Gespräche hatte,
- und ganz besonders meiner Familie, die mich jederzeit unterstützen und das Studium erst ermöglicht haben.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel erstellt zu haben.

Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Wuppertal, den _____

Unterschrift