

Prototyp-Radiatoren eines Barrel-DIRC für das PANDA-Experiment

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von

Roland Hohler

aus Wiesbaden

Frankfurt (2011)
(D 30)

vom Fachbereich Physik der
Goethe-Universität als Dissertation angenommen.

Dekan: Prof. Dr. Michael Huth

Gutachter: Prof. Dr. Klaus Peters
Prof. Dr. Harald Appelshäuser

Datum der Disputation: 26. Oktober 2011

Kurzfassung

Das Antiprotonen-Experiment \bar{P} ANDA an der zukünftigen Beschleunigeranlage FAIR wird unter anderem Charmonium-Zustände mit einer bis dato unerreichten Genauigkeit messen können. Um dieses Ziel zu erreichen, wird eine sehr gute Teilchenidentifikationsfähigkeit verlangt. Eine gute Trennung zwischen Pionen und Kaonen wird durch den Einsatz eines Cherenkovdetektors erreicht. Die Leistungsfähigkeit eines DIRC hängt von dessen Radiatorgüte ab. Um die Qualität der Radiatorstäbe spezifizieren zu können, wurde im Rahmen dieser Doktorarbeit eine optische Messapparatur entwickelt. Dieser Aufbau erlaubt es die Transmission sowie die Oberflächenrauheit der Stäbe zu messen. Es wurden mehrere Radiatorstäbe aus synthetischem Quarzglas und Acrylglas untersucht. Die Messgenauigkeit bei hochqualitativen Stäben liegt für die Transmissionsmessung bei etwa 1‰ und für die Rauheit bei $1 - 2 \text{ \AA}$. Die Messergebnisse bei verschiedenen Wellenlängen zeigen eine gute Übereinstimmung mit der skalaren Streutheorie, die den Zusammenhang zwischen Reflexionskoeffizienten und Rauheit beschreibt. Bei einer Strahlzeit an der GSI mit einem 2 GeV Protonenstrahl wurde ein erster Prototyp für den Barrel-DIRC mit einem Stab aus synthetischem Quarzglas als Radiator getestet. Durch Variation des Einfallswinkels und der Position des Protonenstrahls auf dem Radiator konnten Cherenkovringe eindeutig nachgewiesen werden. Zudem wurde der Cherenkovwinkel und die Einzelphotonauflösung in guter Übereinstimmung mit dem Erwartetem und der Simulation bestimmt.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|------------|
| Abkürzungsverzeichnis | 9 |
| 1 Einleitung | 11 |
| 2 $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$-Experiment | 13 |
| 2.1 Motivation | 13 |
| 2.2 Beschleunigeranlage | 19 |
| 2.3 Detektor | 21 |
| 3 Barrel-DIRC | 33 |
| 3.1 Cherenkovstrahlung | 33 |
| 3.2 Cherenkovdetektoren | 36 |
| 3.3 Barrel-DIRC bei $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ | 39 |
| 4 Untersuchung der Radiatorgüte | 45 |
| 4.1 Anforderungen an den Radiator | 45 |
| 4.2 Radiatormaterial | 49 |
| 4.3 Messapparatur | 60 |
| 4.4 Transmission | 82 |
| 4.5 Theorie zur Bestimmung der Rauheit | 98 |
| 4.6 Reflexionskoeffizient und Rauheit | 103 |
| 5 Test eines Prototypen | 123 |
| 5.1 Simulation | 123 |
| 5.2 Strahlzeit | 127 |
| 5.3 Interpretation der Daten | 134 |
| 5.4 Rekonstruktion des Cherenkovwinkels | 140 |
| 6 Zusammenfassung | 151 |
| Literaturverzeichnis | 153 |

Abkürzungsverzeichnis

| | |
|---------|--|
| APD | Avalanche PhotoDiode |
| CEDAR | ChErenkov Differential counters with Achromatic Ring focus |
| CR | Collector Ring |
| DIRC | Detection of Internally Reflected Cherenkov light |
| DLL | Delay Locked Loop |
| EMC | ElectroMagnetic Calorimeter |
| FAIR | Facility of Antiproton and Ion Research |
| GEM | Gas Electron Multiplier |
| HESR | High Energy Storage Ring |
| HPTDC | High Performance Time to Digital Converter |
| IR | InfraRot |
| LSB | Least Significant Bit |
| MCP-PMT | Micro Channel Plate PhotoMultiplier Tube |
| MDT | Mini Drift Tube |
| MVD | Micro Vertex Detektor |
| OPV | OPerationsVerstärker |
| OVD | Outside Vapour Deposition |
| p-LINAC | Proton-LINear ACcelerator |
| PANDA | Anti-Proton ANnihilation at DArmstadt |
| PDE | Photon Detection Efficiency |
| PMT | PhotoMultiplier Tube |
| QCD | QuantenChromoDynamik |

| | |
|--------|-----------------------------------|
| RESR | Re-used Experimental Storage Ring |
| RICH | Ring Imaging CHerenkov detector |
| SIS18 | SchwerIonen-Synchrotron mit 18 Tm |
| STT | Straw Tube Tracker |
| TDC | Time to Digital Converter |
| TE | Transversal-Elektrisch |
| TM | Transversal-Magnetisch |
| TOF | Time of Flight |
| TOP | Time of Propagation |
| TPC | Time Projection Chamber |
| TRB | Trigger and Readout Board |
| UNILAC | UNIversal Linear-ACcelerator |
| UV | UltraViolett |
| VAD | Vapour Axial Deposition |

Kapitel 1

Einleitung

Eines der großen Experimente an der zukünftigen Beschleunigeranlage FAIR [1] in Darmstadt ist das Antiprotonen-Experiment PANDA [2]. Es dient vor allem dazu, Vorhersagen aus der QCD mit einer sehr hohen Genauigkeit zu überprüfen. Für einige zu untersuchende Zerfallskanäle ist eine gute Trennung zwischen Pionen und Kaonen erforderlich. Dafür sind beim PANDA-Detektor drei Cherenkovdetektoren vorgesehen. Einer davon ist der Barrel-DIRC [3], der diese Trennung im Impulsbereich bis $3.5 \text{ GeV}/c$ ausübt. Beim Barrel-DIRC erzeugen geladene Teilchen die Cherenkovphotonen in den Radiatorstäben. Die Photonen werden dann mittels Totalreflexion zu den Photodetektoren geleitet. Da es sich bei der Cherenkovstrahlung um einen Prozess mit geringer Statistik handelt, ist die Photonausbeute entscheidend für eine gute Teilchenidentifikation. Um Verluste beim Photonentransport in den Radiatorstäben so klein wie möglich zu halten, werden an die Radiatorstäbe hohe Anforderungen gestellt. Durch die Wahl eines Radiatormaterials sind Größen wie die Transmission und die Strahlungshärte weitestgehend festgelegt. Ein ausgezeichnetes Material ist synthetisches Quarzglas, das auch beim BABAR-DIRC [4] verwendet wurde. Der entscheidende und beeinflussbare Faktor bei der Transporteffizienz der Photonen durch den Radiator ist die Rauheit der Staboberfläche. Aufgrund einer immer vorhandenen endlichen Rauheit tritt bei Totalreflexion ein Verlust ein. Für den PANDA-Barrel-DIRC wird eine Rauheit von etwa 10 \AA angestrebt.

Die Hauptaufgabe dieser Doktorarbeit bestand darin, eine Messapparatur aufzubauen, die sowohl die Transmission als auch den Reflexionskoeffizienten verschiedener Radiatorstäbe untersuchen kann. Der Reflexionskoeffizient ist die wellenlängenabhängige Reflexionswahrscheinlichkeit bei einer Totalreflexion und ist durch die Oberflächenrauheit der Stäbe vorgegeben. Die sogenannte skalare Streutheorie verknüpft nun den Reflexionskoeffizienten mit der Rauheit. Durch Verwenden mehrerer Wellenlängen können die Messungen mit der Theorie verglichen werden. Die Rauheit ist eine der Spezifikationsgrößen für die Herstellung der Radiatoren. Im Gegensatz zu den industriellen Methoden zur Bestimmung der Oberflächengüte mit Interferometrie untersucht die hier verwendete Messmethode die für den DIRC relevante innere Oberflächenqualität. Die innere Rauheit kann sich produktionstechnisch durch Mikrorisse von der Äußeren unterscheiden.

Die Messapparatur ist an den vom BABAR-DIRC [5] angelehnt. Alle Komponenten des optischen Aufbaus inklusive der Auslese mittels Photodioden wurden für eine ausführliche Fehlerberechnung gründlich analysiert. Die Messgenauigkeit der Oberflächenrauheit für hochqualitative Stäbe liegt bei $1 - 2 \text{ \AA}$. Die Genauigkeit erhöht sich mit der Anzahl der Reflexionen im Radiatorstab und hängt somit von der Länge der Stäbe ab. In dem verwendeten Aufbau können Stablängen bis 90 cm untersucht werden. Die Messunsicherheit bei hochqualitativen Stäben ist etwa so groß wie beim BABAR-DIRC, deren Ergebnisse jedoch mit etwa 70 % mehr Reflexionen ermittelt worden sind [5]. Es wurden insgesamt sieben Radiatorstäbe aus synthetischem Quarzglas untersucht, die sich bezüglich Herkunft und Produktionsmethode unterscheiden. Zusätzlich wurde eine Messung mit einem Stab aus Acrylglas vorgenommen.

Um das Zusammenspiel zwischen Radiatoren, Fokussierung und Photodetektoren unter Realbedingungen zu untersuchen, wurde ein erster Prototyp in einer Strahlzeit an der GSI [6] mit einem 2 GeV Protonenstrahl getestet. Als Radiator wird ein hochqualitativer Stab aus synthetischem Quarzglas verwendet. Die Fokussierung wird durch eine einzelne sphärische Linse, die am Stabende angebracht wird, und ein mit Öl gefülltes Expansionsvolumen realisiert. Diese einfache Fokussierung wird später beim Barrel-DIRC durch ein komplexeres System ersetzt. Das Hauptziel der Strahlzeit war der eindeutige Nachweis von Cherenkovringen. Dazu wurden sowohl die Einfallswinkel als auch die Position des Protonenstrahls auf dem Radiator variiert. Um den Cherenkovwinkel zu bestimmen, wurde eine Rekonstruktionsmethode entwickelt, die auch beim BABAR-DIRC eingesetzt wurde [7]. Die Rekonstruktion des Cherenkovwinkels erlaubt es zudem die Einzelphotonauflösung des Detektors anzugeben.

Kapitel 2

PANDA-Experiment

Das PANDA-Experiment [2] wird eines der großen Experimente an der neuen Beschleunigeranlage FAIR [1] in Darmstadt sein. Dabei handelt es sich um ein sogenanntes „Fixed Target“ Experiment. Hierbei werden Antiprotonen auf ein Target (Ziel) geschossen. Als Target werden je nach physikalischer Zielsetzung entweder Protonen oder andere Kerne verwendet. Die physikalische Motivation des PANDA-Experiments soll zu einem besseren Verständnis der starken Wechselwirkung führen. Einen Überblick der wesentlichen Aspekte der Physik in PANDA wird im Folgenden genauer erläutert. Außerdem wird die Beschleunigeranlage sowie der Detektor selbst detailliert vorgestellt.

2.1 Motivation

Das Physikprogramm des PANDA-Experiments konzentriert sich weitestgehend auf Effekte, die durch die Quantenchromodynamik beschrieben werden. Eine kurze qualitative Einführung dieser Theorie wird im nächsten Abschnitt abgehandelt. Das Programm ist sehr vielfältig, so dass nur kurz auf die Schwerpunkte eingegangen werden kann, deren Details unter [8] und [9] nachzulesen sind.

2.1.1 Quantenchromodynamik

Die Quantenchromodynamik (QCD) [10] ist die Theorie zur starken Wechselwirkung. Sie beschreibt die Kraft, die auf Teilchen wirkt, an denen die Farbladung beteiligt ist. Diese Ladung wurde postuliert, um nicht gegen das Pauli-Prinzip zu verstoßen. Der Auslöser dafür war die Entdeckung des Baryons Δ^{++} , das aus drei up-Quarks (Fermionen) mit, bis dato, gleichen Quantenzahlen bestand [11]. Das Pauli-Prinzip sagt aus, dass die Wellenfunktion des Systems aus n Fermionen antisymmetrisch bezüglich der Vertauschung zweier Fermionen sein muss. Als Konsequenz wurde die Farbladung als neue Quantenzahl eingeführt. Die Anzahl der Farben bzw. Antifarben ist auf drei beschränkt und kann experimentell z.B. aus dem Wirkungsquerschnitt von $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ bestimmt werden. Teilchen, die eine Farbladung tragen, sind die sechs Quarks und die masselosen Gluonen

als Austauschteilchen der starken Wechselwirkung. Die Farben stellen eine Symmetriegruppe dar, die in der QCD mathematisch als SU(3)-Gruppe behandelt wird. Matrizen, die zu dieser Gruppe gehören sind unitär (U), ihre Determinante ist eins (S) und ihre Elemente lassen sich nicht kommutieren (nicht-abelsch). Gruppentheoretisch können insgesamt acht farbige Gluonen existieren, die auch untereinander wechselwirken. Falls man anstatt einer SU(3) eine U(3)-Gruppe wählen würde, käme ein weiteres Gluon hinzu. Dieses Gluon ist aber ein Farbsingulett, d.h. es ist invariant gegenüber einer Rotation im Farbraum. Daher könnte ein solches Gluon nur an farbneutrale Systeme, aber nicht an Quarks, koppeln. Da alle freien Teilchen (Hadronen) ein Farbsingulett darstellen, müsste ein Singulett-Gluon ebenfalls als freies Teilchen vorkommen. Die Reichweite der Kernkraft würde also eine unendliche Komponente erhalten. Sowohl eine langreichweitige starke Kraft als auch ein freies Gluon wurden experimentell nicht bestätigt.

Der entscheidende Durchbruch der QCD war die Entdeckung der asymptotischen Freiheit [12], die nur bei nicht-abelschen Gruppen existieren kann. Diese Entdeckung wurde im Jahre 2004 mit dem Nobelpreis für David Gross, David Politzer und Frank Wilczek gewürdigt. Die asymptotische Freiheit sagt aus, dass mit wachsenden Impulsübertrag Q^2 auf ein Quarksystem bzw. bei kleinen Abständen der Quarks zueinander ($r \sim 1/\sqrt{Q^2}$) die starke Kopplungskonstante α_s abnimmt und schließlich gegen Null geht

$$\lim_{Q^2 \rightarrow \infty} \alpha_s(Q^2) = 0.$$

Bei großen Q^2 verhalten sich die Quarks also wie quasifreie Teilchen. Diese Tatsache wurde in tiefinelastischen Streuexperimenten nachgewiesen. Eine anschauliche Erklärung der asymptotischen Freiheit kann mit Hilfe der Vakuumpolarisation erfolgen. Dabei besteht das Vakuum aus virtuellen Quark-Antiquark-Paaren (Seequarks) und virtuellen Gluonen. Als Valenzquarks werden die realen Quarks bezeichnet, die die Quantenzahlen eines Hadrons ausmachen. Ein Valenzquark polarisiert nun die Seequarks, so dass diese die Farbladung des Valenzquarks abschirmen. Nähern sich zwei Quarks, dann wird die effektive Abschirmung kleiner und somit die Kopplungskonstante größer. Die Polarisation der virtuellen Gluonen wirkt entgegengesetzt, da diese die Farbe der Quarks ändern können. Die Antiabschirmung der Gluonen dominiert, solange $11n_c > 2f$ gilt, wobei n_c die Anzahl der Farben und f die Anzahl der Quarksorten darstellen. Für den Bereich, wo $\alpha_s \ll 1$ gilt, kann die QCD Prozesse störungstechnisch beschreiben. Bei der Störungstheorie wird eine Reihenentwicklung bezüglich der Kopplungskonstante vorgenommen, die schon nach einigen Ordnungen konvergieren kann.

Für kleine Q^2 hingegen ist die Störungstheorie nicht mehr anwendbar. Eine Methode, die in diesem Bereich anwendbar ist, ist z.B. die Gitter-QCD, in der die Raumzeit der starken Kraftfelder diskretisiert wird [8]. Der Bereich großer Abstände wird durch den Quarkeinschluss gekennzeichnet. Eine anschauliche Erklärung des Einschlusses gibt das Quarkblasenmodell [13] in Abbildung 2.1 wieder. Die Hadronen stellen in diesem Modell farblose Blasen dar und die Farbladungen können nur innerhalb dieser Blase existieren. Wenn man versucht ein

Quark von Anderen zu trennen, dann ist es irgendwann energetisch günstiger, dass sich stattdessen weitere Hadronen bilden. Diese Hadronisierung der Quarks ist in Experimenten als sogenannte Jets beobachtbar. Nicht nur die Quarks können hadronisieren, sondern auch Gluonen. Der erste direkte Beweis der Existenz von Gluonen beruht darauf und erfolgte im DESY [14] durch die Entdeckung von Drei-Jet-Ereignissen. Dabei strahlt ein Quark, analog zur Bremsstrahlung, ein Gluon ab. Der Einschluss bedeutet im engeren Sinne, dass alle freien Teilchen Farbsingulets und somit farblos sind.

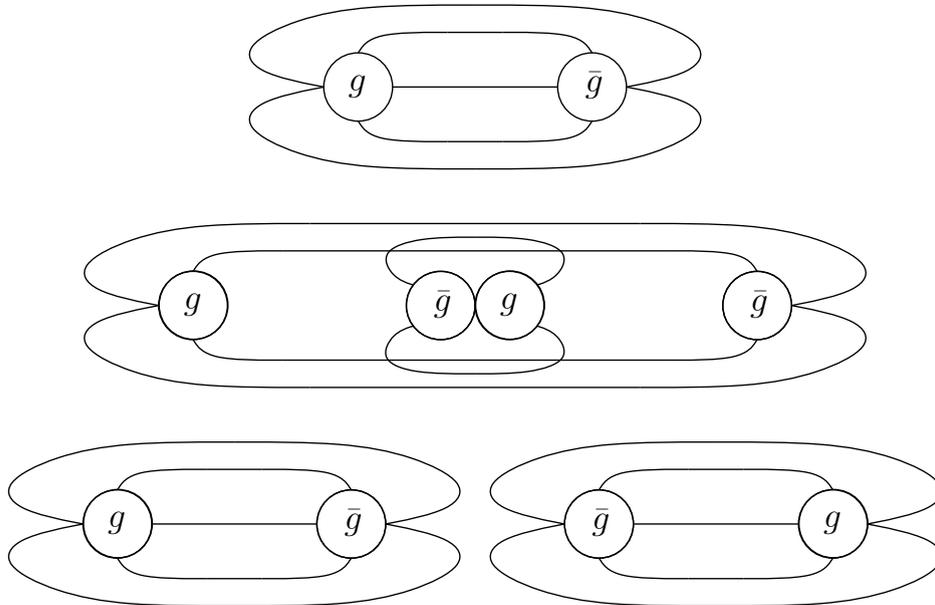


Abbildung 2.1: Quarkblasenmodell zur Veranschaulichung des Quarkeinschlusses. Durch die Selbstwechselwirkung der Gluonen verlaufen die Feldlinien der beiden Quarks (grün und anti-grün) in einem engen Schlauch. Beim Versuch beide Quarks zu trennen entstehen neue Hadronen.

2.1.2 Hadronenspektroskopie

In Abbildung 2.2 sind die bei PANDA erzeugbaren Teilchen für die Antiproton-Proton-Kollision dargestellt. Die Schwerpunktsenergie gibt den Massenbereich an, der bei PANDA bei maximal 5.5 GeV liegt. Bei der Hadronenspektroskopie werden im wesentlichen das Charmonium, Baryonen mit strange- oder charm-Quarks und von der QCD erlaubten, aber bislang nicht eindeutig nachgewiesenen, gluonischen und mesonischen Hadronen untersucht. Letztere bestehen aus vier Quarks, die sowohl als Tetraquarks als auch als zwei gebundene Mesonen (Di-Mesonen) vorkommen sollen.

Als Charmonium [15] wird das Spektrum von $c\bar{c}$ -Mesonen bezeichnet, das sich in verschiedene Energiezustände aufteilt. Angeregte Zustände spalten sich durch Spin-Bahn-, und Spin-Spin-Wechselwirkungen der beiden Quarks noch in Fein- bzw. Hyperfeinstrukturen auf. Beispielsweise durch die e^+e^- -Experimente am SLAC [16] wurden eine Vielzahl der Charmonium-Zustände gemessen. Die

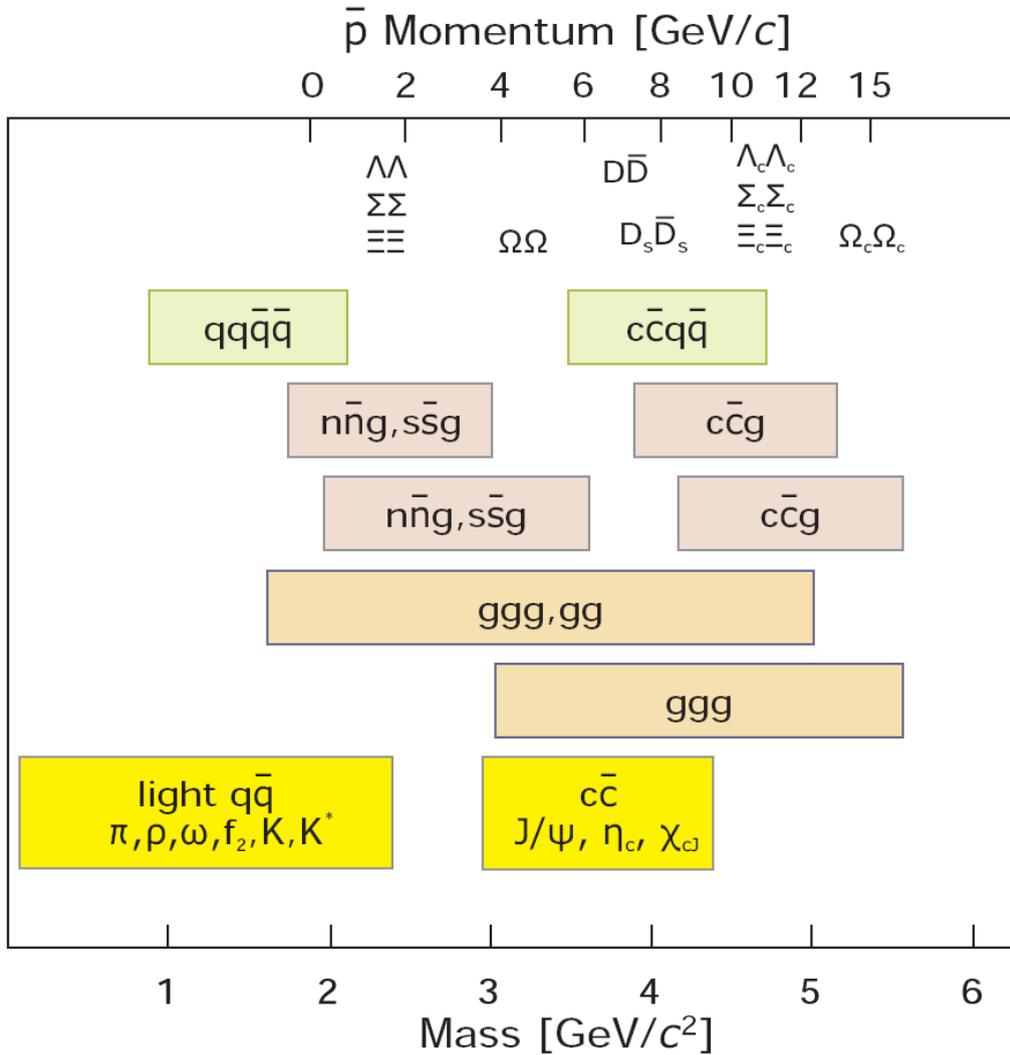


Abbildung 2.2: Erzeugbare Teilchen bei PANDA mit der Masse der Teilchen auf der unteren Abszisse und des Antiprotonenimpuls auf der oberen Abszisse. In der Darstellung von oben nach unten: Baryonen mit strange- oder charm-Quarks, mesonische Hadronen bzw. Tetraquarks, Hybride, Gluonenbälle und $q\bar{q}$ -Mesonen. Bei den Hybrid- und Gluonenbällen bedeuten die Bereiche mit höherer Energie Zustände mit exotischen Quantenzahlen, da mindestens ein weiteres Teilchen erzeugt werden muss. Entnommen aus [9].

Produktion von Charmonia durch eine Annihilation von Elektron und Positron ist durch die Quantenzahl des virtuellen Photons auf $J^{PC} = 1^{--}$ beschränkt. Zustände mit anderen Quantenzahlen erhält man dann nur durch Strahlungsübergänge auf niedrigere Energieniveaus. Bei einer $p\bar{p}$ -Kollision können hingegen alle Quantenzahlen und somit alle Zustände des Charmoniums direkt erzeugt werden. Der Bereich unterhalb der $D\bar{D}$ -Schwelle wurde durch das Antiproton-Proton-Experiment E835 [17] am Fermilab vermessen. Das PANDA-Experiment kann durch seine höhere Statistik und Genauigkeit die Ergebnisse von E835 präzisieren und nach den mittels der Gitter-QCD vorgeschagten Zuständen oberhalb der Schwelle suchen (siehe Abbildung 2.3).

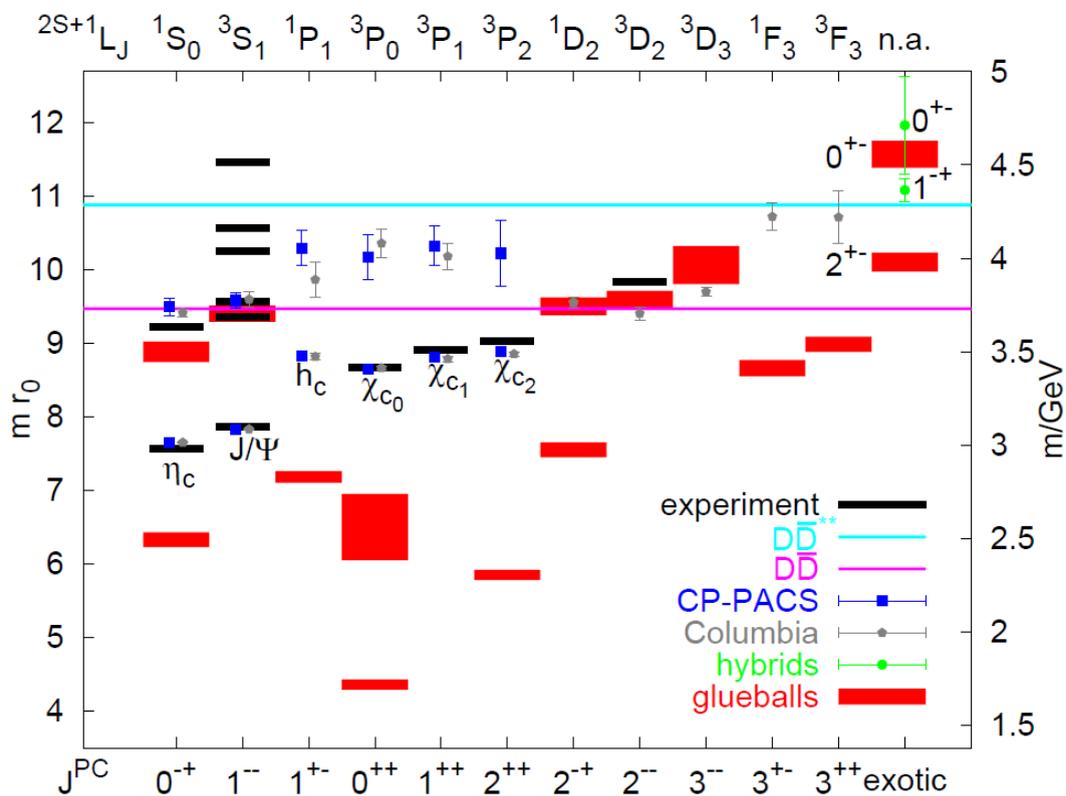


Abbildung 2.3: Charmonium Spektrum. Untere Abszisse stellt die Quantenzahl J^{PC} (J Gesamtdrehimpuls, P Parität und C Ladungskonjugation), obere Abszisse die Termnomenklatur $2S+1L_J$ (S Gesamtspin und L Bahndrehimpuls) und die rechte Ordinate die zugehörige Masse der Teilchenzustände dar. Die linke Ordinate ist eine Skala aus der Theorie und dient zum Vergleich unterschiedlicher Theorieberechnungen. Eingezeichnet sind Daten aus Experimenten, die Schwellen der $D\bar{D}$ -Mesonenproduktion und mittels der Gitter-QCD berechnete Zustände. Entnommen aus [18].

Als gluonische Mesonen bezeichnet man Gluonenbälle und Hybride. Durch ihre Selbstwechselwirkung können sich Gluonen zu einem Gluonenball formen, der als Farbsingulett und somit als freies Teilchen beobachtbar wäre. Da die Formation solcher Objekte zu gleichen Quantenzahlen wie bei den Mesonen führen würde, sind diese schwer von den Mesonen zu unterscheiden. Am einfachsten sollen die Gluonenbälle mit exotischen Quantenzahlen detektierbar sein. Bei der Produktion solcher exotischer Teilchen muss mindestens ein weiteres Teilchen entstehen, um solche Quantenzahlen zu erzeugen. Dasselbe soll auch für die Hybride gelten. Das sind Quarksysteme mit zusätzlichen gluonischen Freiheitsgraden.

2.1.3 Hadronen in Materie

Für massebehaftete Teilchen ist die chirale Symmetrie in der QCD spontan gebrochen. Chiralität bedeutet Händigkeit und ist für masselose Teilchen identisch mit der Helizität, also der Projektion des Spins auf die Flugrichtung. Die Symmetriebrechung kann in Materie durch Wechselwirkung mit den Kernen teilweise

wiederhergestellt werden. Diese Wiederherstellung äußert sich für ein Teilchen z.B. durch eine Massenverschiebung bezüglich der Masse im Vakuum und ist für Teilchen und Antiteilchen unterschiedlich. Die Massenverschiebung wurde bereits für leichte Mesonen an der GSI nachgewiesen (siehe Abbildung 2.4) [19] [20]. Bei \bar{P} ANDA erweitert man die Suche auf den charm-Sektor (D -Mesonen). Zur Untersuchung dieser Massendifferenzen müssen die Teilchen in der Materie zerfallen, ansonsten würde man wieder nur die Masse im Vakuum messen.

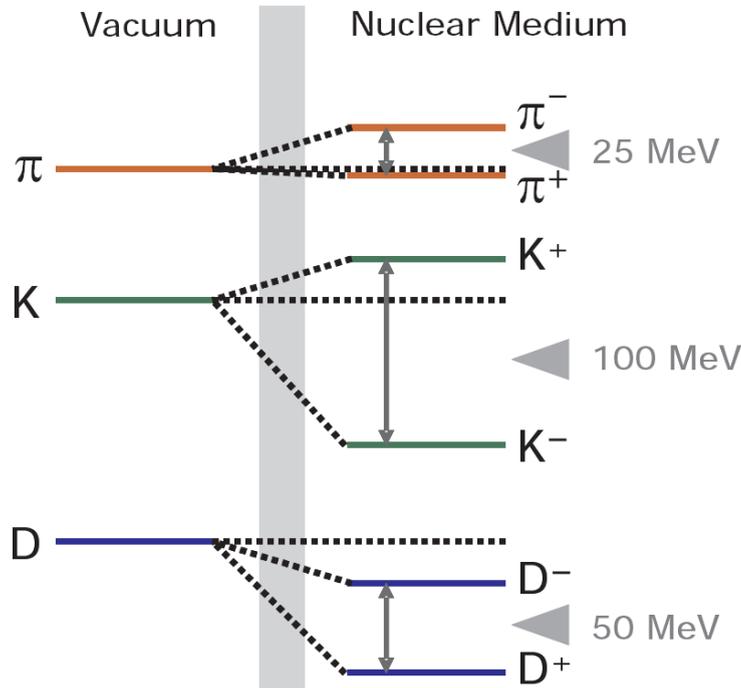


Abbildung 2.4: Massenverschiebungen der Mesonen in Materie durch die Wechselwirkung mit einem Kernpotential. Die Differenzen bei den beiden leichten Mesonen wurden bereits gemessen. Der Fall bei den D -Mesonen soll bei \bar{P} ANDA gemessen werden. Entnommen aus [9].

2.1.4 Hyperkerne

Hyperkerne sind Kerne, bei denen ein oder mehr Nukleonen durch Hyperonen ersetzt werden. Ein Hyperon ist ein Baryon mit mindestens einem strange-Quark. Dadurch erhält der Kern eine neue Quantenzahl, die sogenannte „Strangeness“. Ein Hyperon im Kern ist eine ideale Sonde zur Untersuchung der Nukleon-Hyperon-Wechselwirkung, da ein einzelnes Hyperon im Gegensatz zu den anderen Nukleonen nicht unter das Pauli-Prinzip fällt. Abbildung 2.5 zeigt die Nuklidkarte mit der neuen Quantenzahl als dritte Achse. Es sind also kaum Hyperkerne mit mehr als einem Hyperon bekannt. Das \bar{P} ANDA-Experiment versucht insbesondere diese Doppel-Hyperkerne zu spektroskopieren.

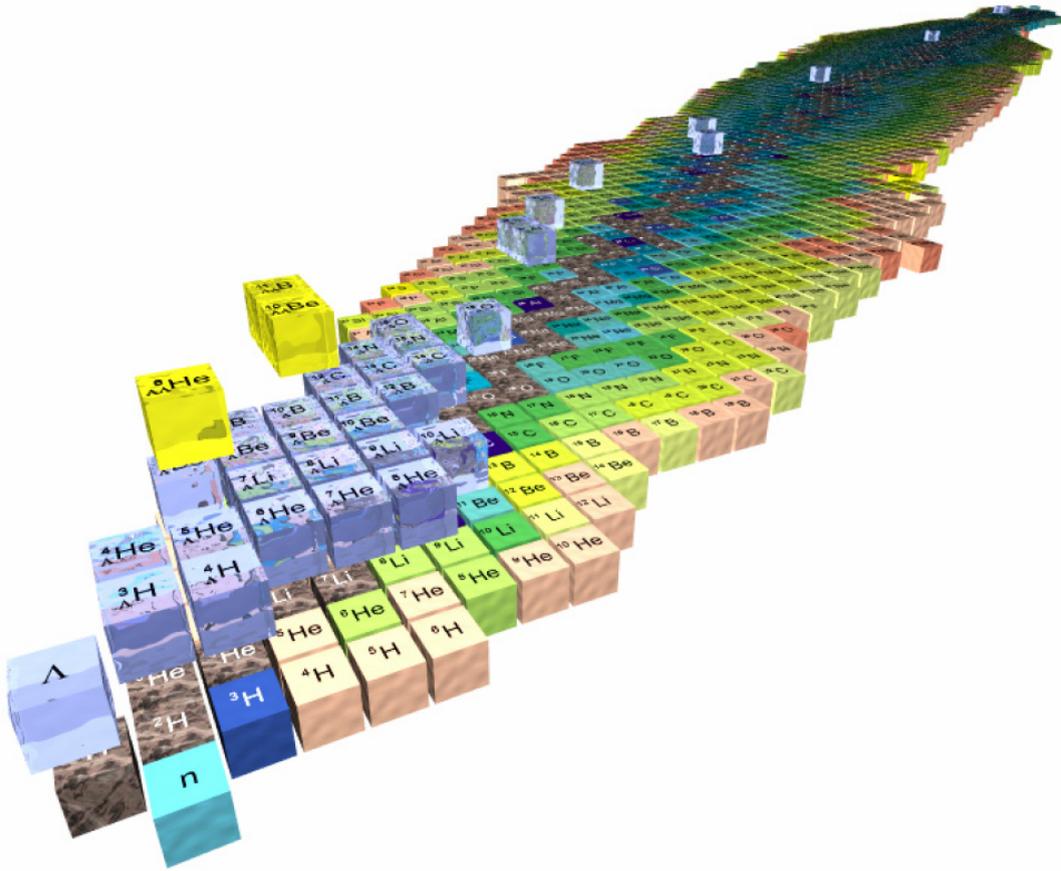


Abbildung 2.5: Nuklidkarte mit der Quantenzahl „Strangeness“ als dritte Achse. Entnommen aus [8].

2.2 Beschleunigeranlage

Die zukünftige Beschleunigeranlage FAIR [21] (siehe Abbildung 2.6) wird auf dem Gelände der GSI errichtet und soll voraussichtlich ab 2016 den Betrieb aufnehmen. Als Injektoren dienen der Linearbeschleuniger p-LINAC sowie die bereits existierenden GSI-Beschleuniger UNILAC und SIS18. Sie können verschiedene Ionenstrahlen von Wasserstoff bis Uran bereitstellen. Im Doppelringsynchrotron SIS100/300 mit einem Umfang von je etwa 1100 m werden diese Ionen dann weiter beschleunigt. Für die Produktion von Antiprotonen werden die Protonen ausschließlich im SIS100 auf eine Energie von 29 GeV gebracht, bevor sie auf ein Nickel-, Iridium- oder Kupfer-Target geschossen werden [22]. Die erzeugten Antiprotonen werden mittels Massenspektrometrie selektiert und in den beiden Speicherringen CR und RESR gesammelt und gebündelt. Bei einem Impuls von 3 GeV/c werden die gekühlten Antiprotonen schließlich in den HESR eingespeist, wo sie dann auf den gewünschten Impuls von 1.5 – 15 GeV/c im PANDA-Detektor mit einer durchschnittlichen Rate von 20 MHz zur Kollision gebracht werden.

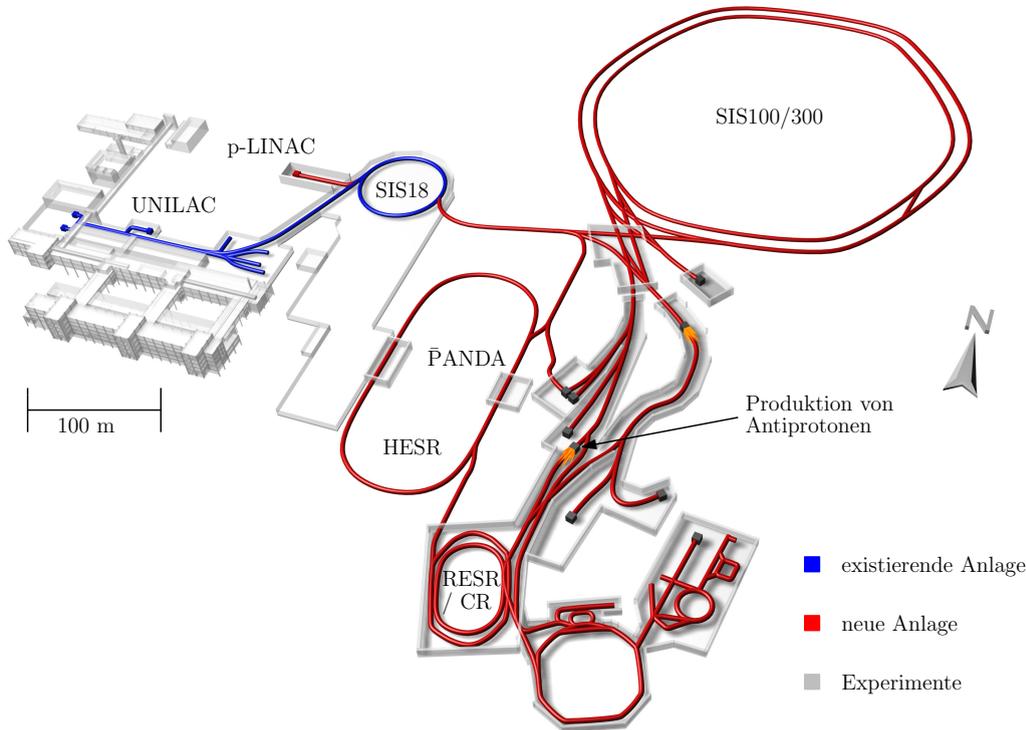


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der neuen Beschleunigeranlage FAIR an der GSI. In blau die bestehende GSI-Anlage und in rot der FAIR-Komplex. Modifiziert entnommen aus [6].

Der HESR besitzt zwei Betriebsmodi [8]. Im „High resolution“ Modus soll die Luminosität $2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ mit einer Impulsauflösung $\Delta p/p$ von besser als $2 \cdot 10^{-5}$ betragen. Wird der HESR im „High luminosity“ Modus betrieben, dann erhöht sich die Luminosität auf $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und die Impulsauflösung verschlechtert sich auf etwa 10^{-4} . Für die Strahlkühlung [23] stehen dem HESR zwei Systeme zur Verfügung. Bei einer Elektronenkühlung bewegt sich ein Elektronenstrahl über eine kurze Strecke parallel mit dem Antiprotonenstrahl. Die Geschwindigkeit des Elektronenstrahls ist genauso groß wie die des Teilchenstrahls. Da die Elektronen kälter sind als die Antiprotonen, d.h. das mittlere Geschwindigkeitsquadrat aller Elektronen ist kleiner als bei den Antiprotonen, kommt es durch die Coulomb-Wechselwirkung zu einem Wärmeaustausch und somit zu einer Geschwindigkeitsanpassung. Bei einer stochastischen Kühlung wird eine Stichprobe des Antiprotonenstrahls auf seine transversale Abweichung zum Sollwert untersucht. Ein gepulster Magnet korrigiert nun diese Abweichung für den Teil des Strahls, wo sich die Stichprobe befindet. Die Strahlkühlung bewirkt also eine geringere Strahltemperatur und somit eine Erhöhung der Impulsauflösung und eine Verbesserung der Strahlqualität.

2.3 Detektor

Der $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektor in Abbildung 2.7 wird in [2] und [9] ausführlich beschrieben. Er setzt sich aus einem Target- und Vorwärts-Spektrometer (siehe Abbildungen 2.8 und 2.9) zusammen. Die einzelnen Subdetektoren beider Spektrometer werden im Folgenden kurz vorgestellt. Als Gegenstand dieser Arbeit wird der Barrel-DIRC nicht in dieser Auflistung geführt, sondern wird gesondert im nächsten Kapitel beschrieben. Alle Abbildungen in diesem Abschnitt sind aus [2] entnommen und gegebenenfalls modifiziert worden.

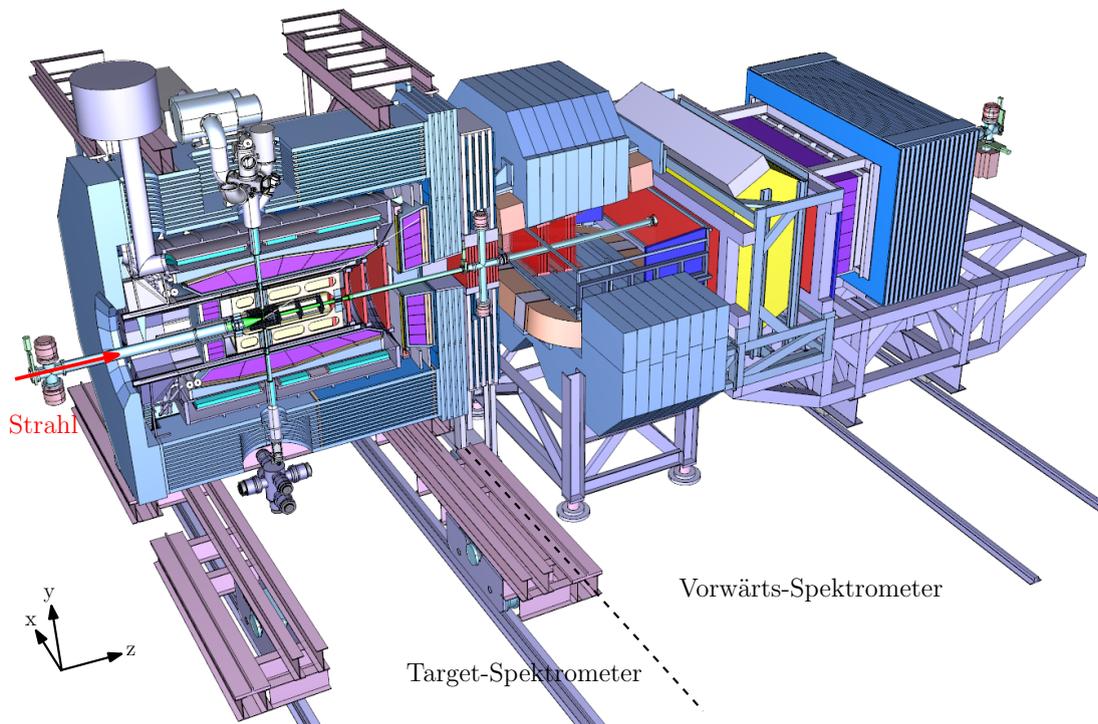


Abbildung 2.7: Illustration des $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektors inklusive Montagehilfen.

2.3.1 Target

Für die Realisierung eines Wasserstoff-Target stehen zwei Systeme zur Auswahl. Das eine Target-System erzeugt mittels einer Lavaldüse Clusterströme. Ein Cluster ist eine Ansammlung von Atomen und soll bei $\bar{\text{PANDA}}$ etwa $10^3 - 10^5$ Wasserstoffatome enthalten. Es wird eine Dichte von etwa 10^{15} Atome/cm³ angestrebt. Eine Alternative zum Cluster-Target verwendet Pellets. Diese werden mittels einer Düse aus einem flüssigen Wasserstoffstrahl erzeugt. Diese Tröpfchen haben einen Durchmesser von 20 bis 40 μm . Der Pelletstrom ist bei weitem nicht so homogen wie der eines Clusterstromes. Für Antiproton-Kern-Reaktionen wird das Target in Drahtform bereit gestellt.

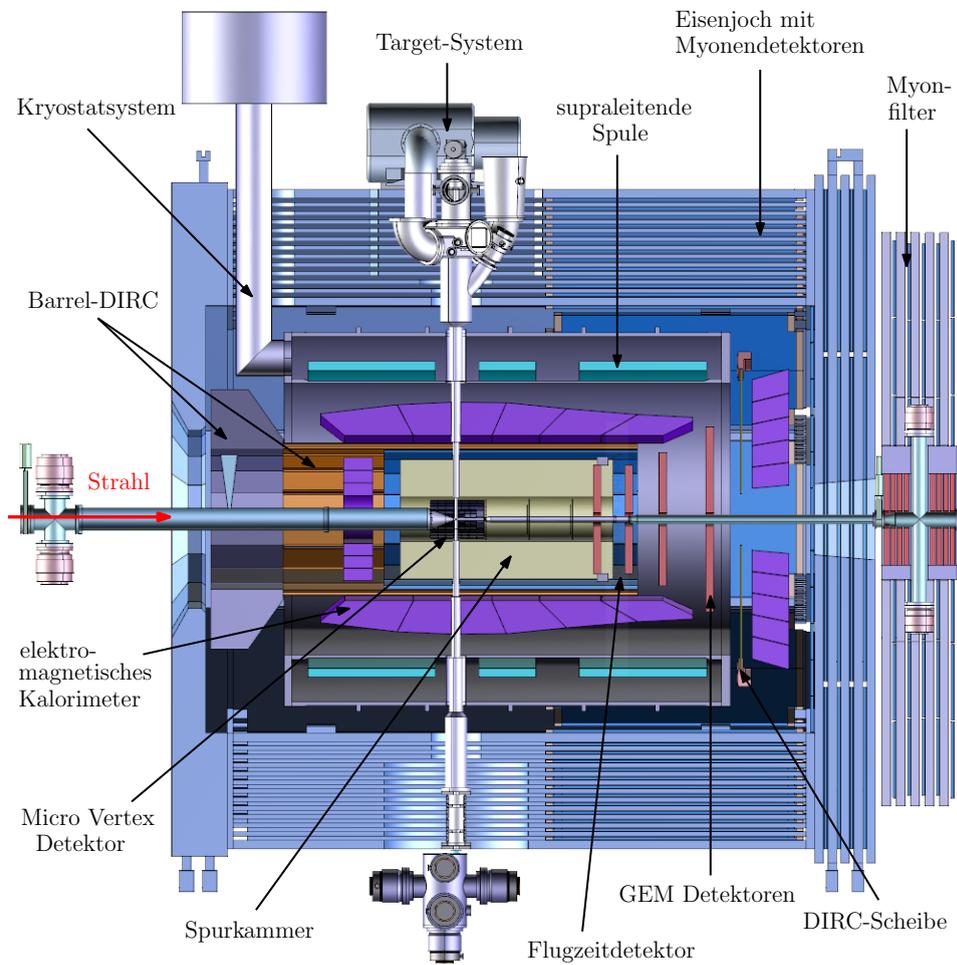


Abbildung 2.8: Schematische Querschnittsdarstellung des Target-Spektrometers mit dem Myonfilter als Übergang zum Vorwärts-Spektrometer.

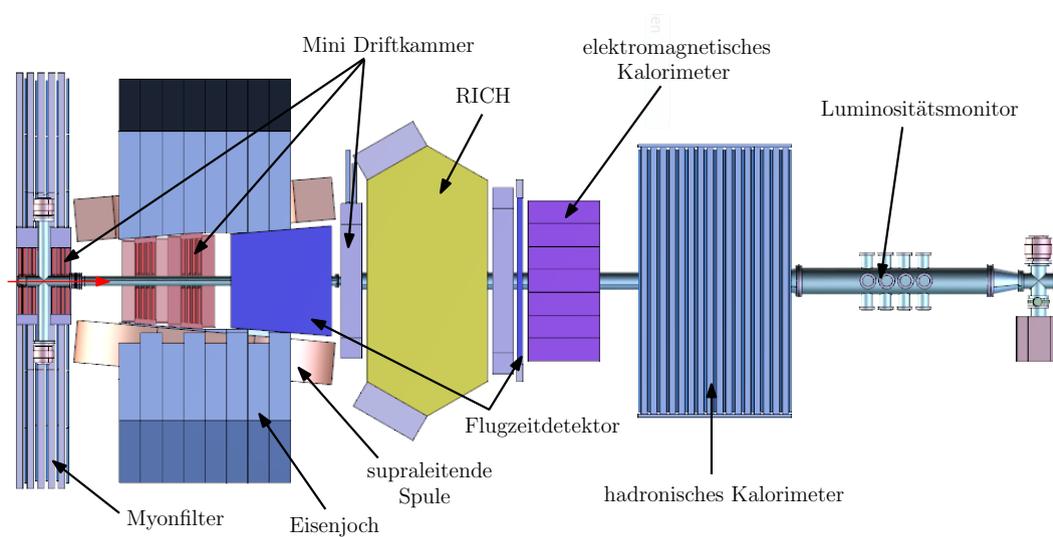


Abbildung 2.9: Schematische Seitenansicht des Vorwärts-Spektrometers.

2.3.2 Micro Vertex Detektor

Der Micro Vertex Detektor (MVD) dient der Spurrekonstruktion nahe des Targets. Er besteht aus vier Hohlzylindern (Barrel) um das Target und weiteren sechs Scheiben in Vorwärtsrichtung. Der äußere Zylinder hat eine Länge von 420 mm und einen Durchmesser von 250 mm. Um eine Auflösung besser als $100\ \mu\text{m}$ zu erzielen werden im Vertex-nahen Bereich, also um das Target und in Vorwärtsrichtung, Halbleiter-Pixeldetektoren aus Silicium (Si) verwendet. Im äußeren Bereich werden hingegen doppelseitige Si -Streifenzähler eingesetzt (siehe Abbildung 2.10). Diese Doppelseitigkeit erhöht die Ortsauflösung, da die vorderen und hinteren Streifen rechtwinklig angeordnet sind. Bei beiden Halbleiterzählern wird der Energieverlust des einfallenden geladenen Teilchens gemessen. Dabei erzeugt das Teilchen in der Sperrschicht des Halbleiters Elektron-Loch-Paare. Es wird also eine große Sperrschicht benötigt, die dadurch erreicht wird, dass der Halbleiterzähler als Diode in Sperrichtung betrieben wird [24]. Außerdem vergrößern pin-Strukturen mit einer sehr schwachen bzw. intrinsischen Schicht zwischen den dotierten Si -Schichten ebenfalls die Sperrschicht.

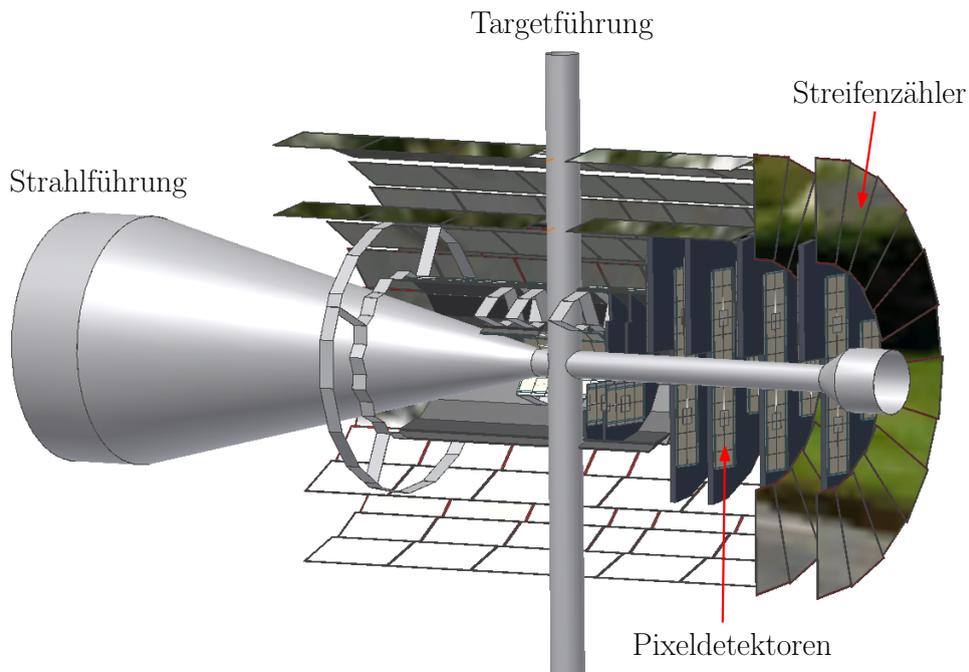


Abbildung 2.10: Schematische Querschnittsdarstellung des MVD.

2.3.3 Spurkammer

Als Spurkammer [25] konkurrieren zwei Systeme miteinander. Das Eine ist die STT, eine Kammer bestehend aus einer Vielzahl von Proportionalzählern, und das Andere eine Zeitprojektionskammer (TPC). Bei Letzteren handelt es sich um eine spezielle Driftkammer ohne Drähte. Die z -Koordinate wird dabei aus der Driftzeit bestimmt. Des Weiteren gibt es noch eine Vielzahl an Mini-Driftkammern.

Die STT [26] besteht aus 4200 kleinen Röhrcchen, sogenannte „Straw tubes“, mit einem Durchmesser von 1 cm und einer Länge von etwa 150 cm, die in einer Zylinderstruktur hexagonalförmig in 26 Schichten um das Target angeordnet sind (siehe Abbildung 2.11). Der innere Radius des Hohlzylinders beträgt 15 cm und der äußere 42 cm. Wegen der Targetführung muss die STT in zwei Halbzylinder aufgeteilt werden. Im mittleren Bereich der STT sind die Straw tubes um $\pm 3^\circ$ bezüglich der Strahlführung gedreht. Dadurch erhält man eine Ortsauflösung von etwa $\sigma_{xy} = 150 \mu\text{m}$ und $\sigma_z = 2.9 \text{ mm}$. Das Zentrum der STT ist um etwa 40 cm gegenüber dem Wechselwirkungspunkt verschoben. Die Straw tube ist ein Proportionalzähler, dabei fungiert das Rohrmaterial aus Mylar[®] als Kathode und ein entlang der Mittelachse gespannter Draht als Anode. Als Zählgas wird ein Gemisch aus Argon und Kohlenstoffdioxid verwendet. Eine angelegte Spannung zwischen Draht und Rohr beschleunigt die Elektron-Ion-Paare, die beim Durchfliegen eines geladenen Teilchens erzeugt werden. Die Beschleunigung führt

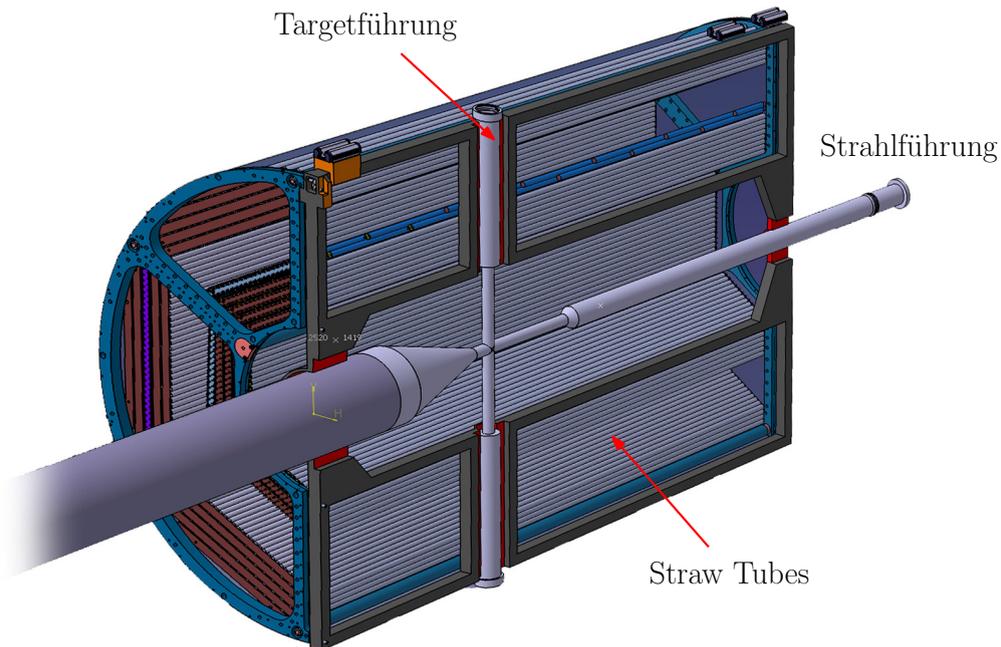


Abbildung 2.11: Illustration der STT (Querschnitt).

zu einer Lawine aus Elektronen und Ionen. Das aufgenommene Signal ist dann proportional zum Energieverlust des geladenen Teilchens.

Die TPC besitzt die gleiche Geometrie wie die STT. Die beiden Halbzylinder sind mit einem Gasgemisch aus Neon und Kohlenstoffdioxid gefüllt (siehe Abbildung 2.12a). Eine an den Endkappen angelegte Spannung verursacht ein homogenes elektrisches Feld entlang der TPC. Da auch das Magnetfeld bei PANDA innerhalb des Detektors parallel zu diesem E-Feld ist, verläuft auch die Driftrichtung der erzeugten Elektron-Ion-Paare, dessen Geschwindigkeit im Mittel als konstant angesehen werden kann, quasi parallel dazu. Jedoch verursachen die erzeugten Ladungen selbst ein Feld, so dass das homogene Feld in der Driftkammer beeinträchtigt werden kann. Die Endkappe, die näher zum Target ist, dient als Anode. Zwischen Anode und Driftkammer kommen Gasverstärker (GEM) zum Einsatz. Eine GEM ist eine Folie mit einer Dicke von etwa $50\ \mu\text{m}$, versetzt mit Löchern mit einem Durchmesser von etwa der Foliendicke. Es besteht aus einem Isolierungsmaterial (z.B. Kapton), und beidseitig aufgedampften Schichten aus Kupfer. Durch eine Potentialdifferenz zwischen den beiden Kupferschichten entsteht nun ein E-Feld wie Abbildung 2.12b illustriert. Dadurch erzeugen nun einfallende Elektronen eine Lawine, die das Signal verstärken. Für eine gute Ortsauflösung wird die Anode in 10^5 Segmente mit einer Fläche von $2 \times 2\ \text{mm}^2$ aufgeteilt. Der Vorteil solcher GEMs gegenüber Vieldraht-Proportionalzählern ist die Reduzierung der zurückdriftenden Ionen in die Driftkammer. Diese Ionen entstehen beim Auftreffen der Elektronen auf dem Anodenmaterial und können das homogene Feld in der Driftkammer zusätzlich verzerren. Insgesamt sind drei GEM-Folien für einen ausreichenden Schutz gegen diese Ionen vorgesehen.

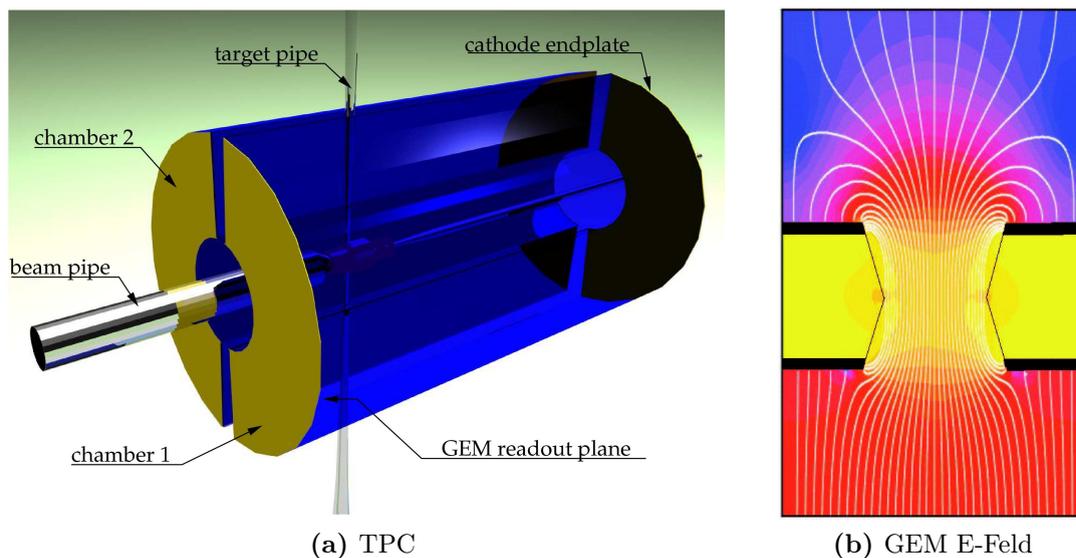


Abbildung 2.12: a) Schematische Ansicht der TPC und b) Illustration des E-Feldes an einem Durchgang in der GEM-Folie.

Für einen Einsatz der TPC als Spurkammer spricht die wesentlich bessere Auflösung des Energieverlustes (dE/dx) und somit eine bessere Teilchenidentifikation. Ein Nachteil ist die Überlappung von Ereignissen durch die lange Driftzeit und die hohe Ereignisrate. Dadurch beeinflusst die große Anzahl an erzeugten Ladungen das homogene Feld in der TPC. Unabhängig von der Wahl der zentralen Spurkammer werden für den Vorwärtsbereich noch vier kleine Driftkammern in Scheibenform mit einer Dicke von etwa 1 cm eingesetzt. Für die Gasverstärkung werden wiederum GEM-Folien eingesetzt. Im Vorwärts-Spektrometer kommen ebenfalls noch eine Vielzahl an Mini-Driftkammern zum Einsatz.

2.3.4 Cherenkovdetektoren

Für die Teilchenidentifikation sind drei Cherenkovdetektoren vorgesehen. Insbesondere sollen sie für eine gute Unterscheidung zwischen Kaonen und Pionen sorgen. Der Barrel-DIRC sowie der physikalische Hintergrund der Cherenkovstrahlung und das DIRC-Prinzip selbst werden im nächsten Kapitel ausführlich erläutert. Für den Winkelbereich kleiner 22° stehen in Vorwärtsrichtung eine DIRC-Scheibe [27] [28] und ein Aerogel-RICH-Detektor (siehe Abschnitt 3.2.3) zur Verfügung. Für die neuartige DIRC-Scheibe gibt es ebenfalls zwei Realisierungsmöglichkeiten, die fokussierende Scheibe und den TOP-DIRC. Sie unterscheiden sich primär an den verfügbaren Parametern bzw. Koordinaten zur Rekonstruktion des Cherenkovwinkels. Man benötigt für die Rekonstruktion mindestens zwei Parameter. Bei der fokussierenden Scheibe sind dies zwei Raumkoordinaten und beim TOP-DIRC eine Koordinate und die Ankunftszeiten der Photonen.

Die fokussierende DIRC-Scheibe ist eine quasi kreisrunde Scheibe (16 Kanten) mit einem Radius von 110 cm und einer Dicke von 20 mm, die aus synthetischem Quarzglas besteht und in der Mitte ein Loch für die Strahlführung besitzt (siehe Abbildung 2.13a). Sie befindet sich etwa 2 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Am Rand der Scheibe ist ein Lichtwellenleiter aus Lithiumfluorid (LiF) angebracht. Da LiF gegenüber Quarzglas eine geringere Dispersion aufweist, wirkt dieser Wellenleiter dispersions-korrigierend. Der Lichtleiter besitzt eine asphärische Seite zur Fokussierung der Cherenkovphotonen auf einem Multi-Pixel-Photodetektor.

Der TOP-DIRC ist eine oktagonale Scheibe mit einem Durchmesser von 156 cm (siehe Abbildung 2.13b). An den Kanten befinden sich dichroitische Spiegel. Es gibt zwei Sorten davon. Eine wirkt reflektierend für den Wellenlängenbereich unterhalb von 500 nm und die Andere oberhalb davon. Sie sind jeweils abwechselnd angeordnet. Aufgrund der zwei Wellenlängenbände kann eine Dispersionskorrektur durchgeführt werden. Hinter dem Spiegel befinden sich die Photodetektoren, insgesamt 120 pro Kante. Für die Rekonstruktion der Ankunftszeiten wird eine sehr gute Zeitauflösung von etwa 30 ps verlangt.

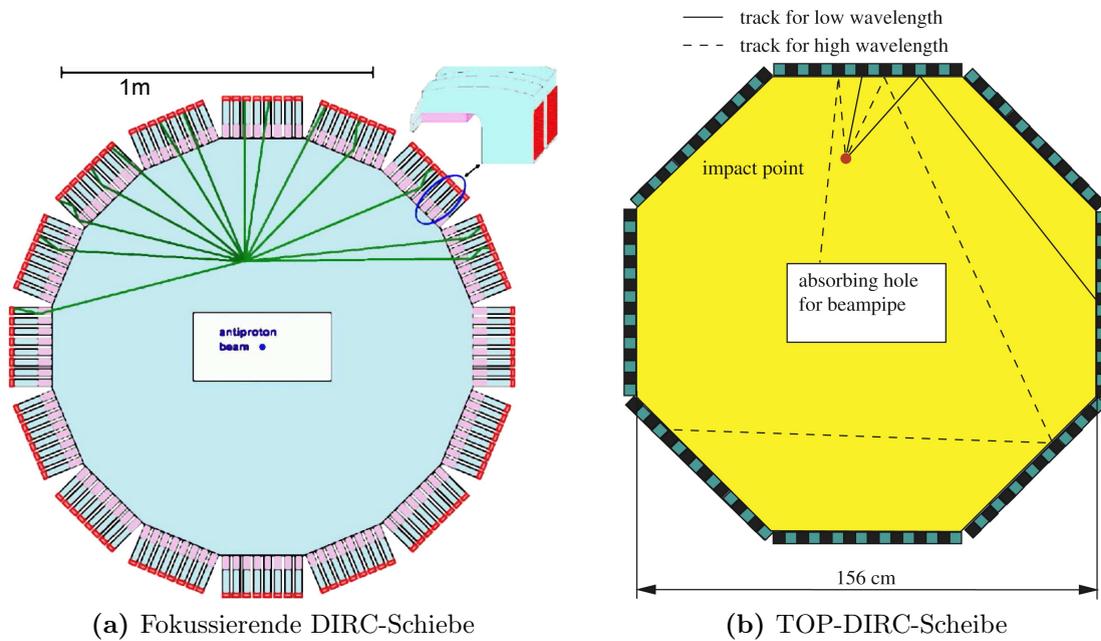


Abbildung 2.13: Schematische Frontansicht der beiden DIRC-Scheiben. Entnommen aus [27].

2.3.5 Elektromagnetische Kalorimeter

Ein Kalorimeter [25] misst die deponierte Energie eines einfallenden geladenen oder neutralen Teilchens, das durch Bremsstrahlung einen geladenen Teilchenschauer erzeugt. Durch den Paarbildungsprozess wandeln sich die erzeugten Photonen im Kalorimeter in Elektronen und Positronen um, die wiederum Photonen erzeugen. Diese Kaskade endet, sobald die Energie der Schauerteilchen unterhalb der Schwelle für Paarbildung liegt. Für stark-wechselwirkende Teilchen erfolgt der Energieverlust über inelastische Stöße mit dem Kalorimetermaterial und der damit verbundenen Erzeugung von Hadronen und Leptonen.

In Abbildung 2.14 sind die einzelnen Kalorimeter aufgezeigt. Insgesamt stehen vier elektromagnetische Kalorimeter (EMC) [29] und ein hadronisches für die Energiemessung zur Verfügung. Dabei dienen die EMCs zur Identifikation von Elektronen und Photonen. Im Target-Spektrometer befinden sich in Zylinderform das Barrel-EMC und die beiden Endkappen-EMCs. Das Barrel-EMC hat einen inneren Radius von 57 cm und einen äußeren von 94 cm und deckt einen Winkelbereich von $22 - 140^\circ$ ab. Die Endkappen-EMCs sind etwa 55 cm bzw. 205 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Das EMC nahe des Targets wird durch Kabelführungen der anderen Detektoren in seinem Winkelbereich eingeschränkt, so dass der effektive Bereich zwischen etwa 150 bis 170° liegt. Das Endkappen-EMC im Vorwärtsrichtung kann Teilchen ab einen Polarwinkel von 5° messen. Für den Winkelbereich kleiner 5° soll im Vorwärts-Spektrometer ein EMC und ein hadronisches Kalorimeter aushelfen, dass etwa 7 bis 8 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt sein soll.

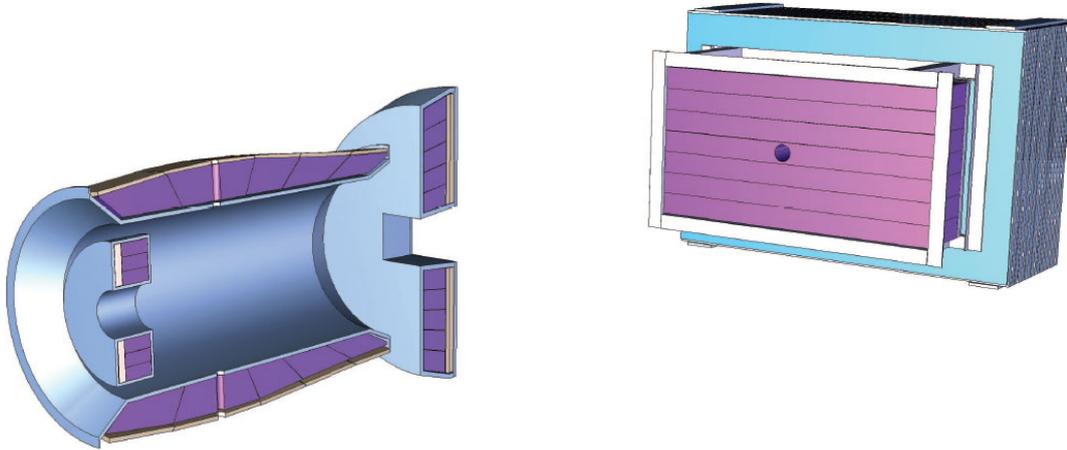


Abbildung 2.14: Schematische Ansicht der Kalorimeter. Links im Querschnitt die beiden Endkappenkalorimeter und das Barrel-EMC und rechts das Vorwärts-EMC und das hadronische Kalorimeter im maßstabgerechten Abstand.

Die Kalorimeter um das Target verwenden Bleiwolframat-Kristalle ($PbWO_4$) als Szintillatoren. Die Kristallform ist trapezoidförmig mit einer Länge von 20 cm und einer Grundfläche von etwa $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Beim Barrel-EMC kommen 11360, bei der Endkappen-EMC nahe des Targets 592 und in Vorwärtsrichtung 3600 dieser Kristalle zum Einsatz. Bleiwolframat besitzt eine Strahlungslänge von nur 0.89 cm. Dadurch deponieren die durchfliegenden Teilchen einen erheblichen Anteil ihrer Energie im Kristall. Die geringe Abklingzeit der Kristalle von nur 6.5 ns wird wegen der sehr hohen Ereignisrate bei \bar{P} ANDA benötigt. Um die geringe Lichtausbeute bei Bleiwolframat zu erhöhen, werden die Kristalle auf -25°C runtergekühlt. Als Photodetektoren kommen pro Kristall zwei Lawinenphotodioden (APD) mit einer $14 \times 7 \text{ mm}^2$ großen sensitiven Fläche zum Einsatz. Es können Primärteilchen ab einer Energie von 10 MeV detektiert werden. Die Energieauflösung beträgt

$$\frac{\Delta E}{E} \leq 1\% \oplus \frac{2\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}}.$$

Das \oplus -Symbol bedeutet eine quadratische Addition beider Summanden [30].

Bei den Kalorimetern im Vorwärts-Spektrometer werden abwechselnd Absorber- und Szintillationsschichten verwendet. Die Schichten sind weiterhin in Module unterteilt. Das Szintillationslicht wird von Photomultiplier ausgelesen. Um die Detektoreffizienz zu erhöhen, werden Wellenlängenschieber verwendet. Das sind Materialien, die kurzwellige Photonen absorbieren und dafür langwellige emittieren. Dadurch kann die spektrale Effizienz der Photodetektoren besser ausgenutzt werden.

2.3.6 Flugzeitdetektoren

Abbildung 2.15 zeigt die vier möglichen Detektoren zur Bestimmung der Flugzeit (TOF) [25]. Dabei handelt es sich entweder um schnelle Plastiksziintillatoren wie z.B. BC-404 von Saint Gobain [31] oder um spezielle Funkenzähler. Letztere sind mit Gas gefüllt und bestehen aus zwei Kondensatorplatten, die unterhalb der statischen Durchbruchspannung betrieben werden. Die Elektroden besitzen einen hohen spezifischen Widerstand. Bei der Ionisation des Gases durch ein geladenes Teilchen entsteht nun ein Funke, der nur zu einer lokalen Entladung des Kondensators führt. Die Zeitauflösung beträgt etwa 50 ps. Da kein Startzeitzähler in \bar{P} ANDA vorgesehen ist, muss die Flugzeit durch eine relative Zeitmessung zwischen zwei Teilchen rekonstruiert werden. Ein eventuell vor dem Barrel-DIRC platzierter TOF soll für diesen als Startzähler dienen. Außerdem hilft die zusätzliche Zeitinformation der TPC bei der Spurrekonstruktion. Die große TOF-Wand befindet sich hinter dem RICH-Detektor. Die beiden kleinen TOF-Seitenwände sind im Dipolmagnet platziert.

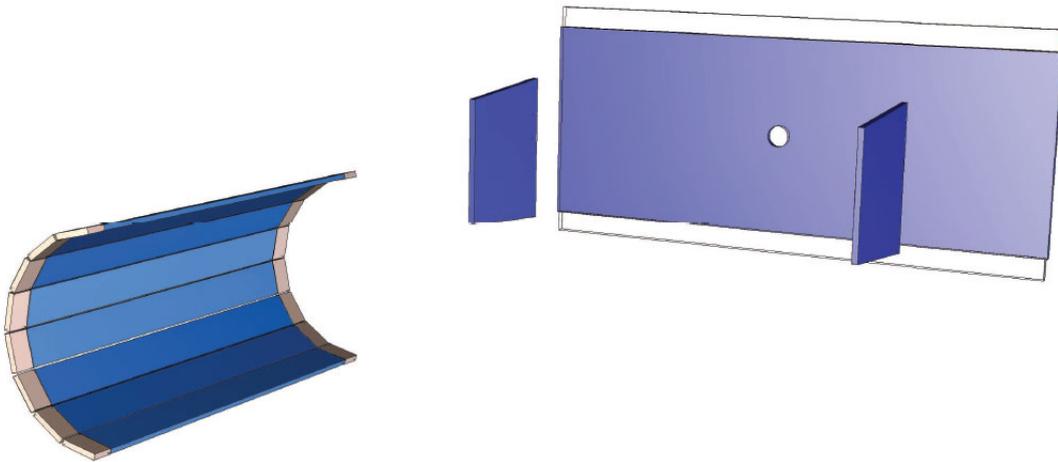


Abbildung 2.15: Illustration der TOF-Wände und des eventuellen Barrel-TOF im maßstabsgerechten Abstand.

2.3.7 Myonendetektoren

Da Myonen minimal ionisierende Teilchen sind, deponieren sie nur wenig Energie in den Kalorimetern. Deshalb befinden sich die Myonendetektoren im äußeren Bereich des \bar{P} ANDA-Detektors. Wie Abbildung 2.16 zeigt sind diese Detektoren in den Zwischenräumen des Solenoiden und des hadronischen Kalorimeters platziert. Außerdem gibt es noch einen Myonfilter zwischen Vorwärts-Spektrometer und Dipolmagnet. Er ist wie die Magnete aus Eisenschichten aufgebaut und dient als Übergang zwischen den Magneten. Als Detektoren werden kleine Driftrohre (MDT), wie sie schon bei COMPASS [32] eingesetzt werden, verwendet [9]. Insgesamt sollen etwa 4200 solcher MDTs zum Einsatz kommen.

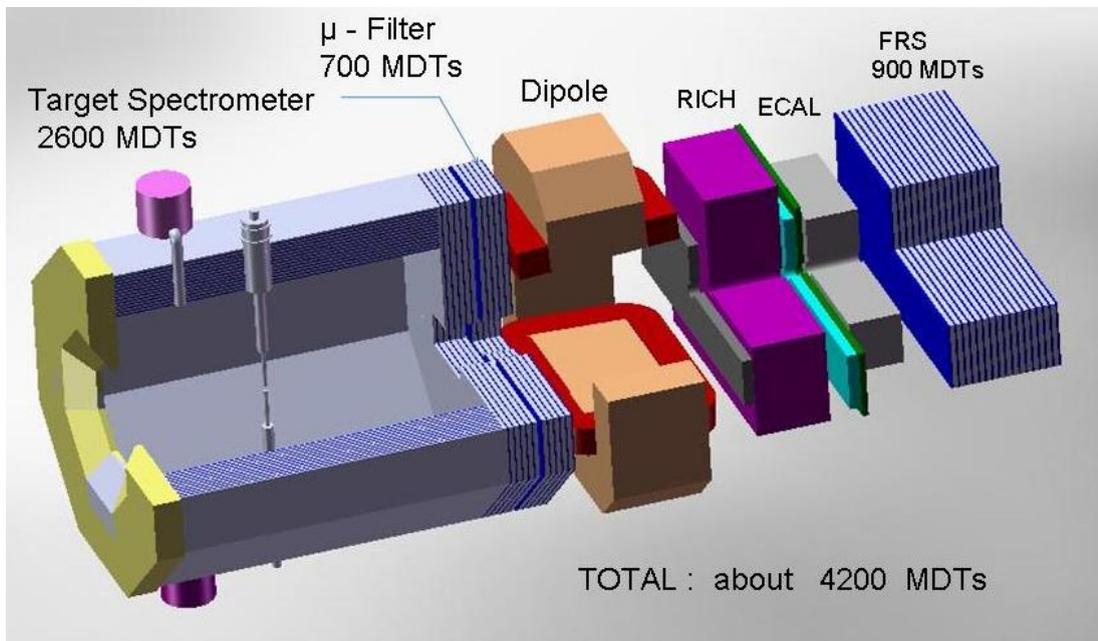


Abbildung 2.16: Illustration des \bar{P} ANDA Detektors mit den ausgewiesenen Myonendetektoren (MDT).

2.3.8 Magnete

In Abbildung 2.17 sind die beiden Magnete [33] dargestellt. Das Magnetfeld des Solenoiden im Target-Spektrometer wird durch eine supraleitende Spule mit einem Radius von 90 cm und einer Länge von 2.8 m innerhalb eines Eisenjochs erzeugt. Zur Kühlung wird ein Kryostatsystem verwendet. Das Eisenjoch hat die Aufgabe der magnetischen Flussrückführung und der Detektion von Myonen. Da das Joch schichtweise aufgebaut ist, können in den Zwischenräumen der Eisenschichten die Myonendetektoren platziert werden. Das maximale Magnetfeld des Solenoiden beträgt etwa 2 T und verläuft im Detektor parallel zur Strahlführung in z -Richtung. Die Homogenität des Magnetfeldes ist besser als 2%. Um auch den Impuls von Teilchen zu bestimmen, die weitestgehend entlang der z -Richtung fliegen, kommt ein Dipolmagnet zum Einsatz, der etwa 3.5 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt ist. Er besteht aus zwei supraleitenden Spulen und einem Eisenjoch. Die angestrebte magnetische Steifigkeit soll 2 Tm betragen. Die Feldlinien dieses Magnetfeldes verlaufen senkrecht zum Solenoiden.

2.3.9 Luminositätsmonitor

Zur Bestimmung der Luminosität werden die Winkel bei der elastischen Antiproton-Proton-Streuung gemessen. Der Wirkungsquerschnitt dieser Streuung beträgt bei einem maximalen Impuls des Antiprotons von 15 GeV/c etwa 10 mb [30]. Als Detektor werden Si -Streifenzähler eingesetzt, wie sie auch beim MVD verwendet werden.

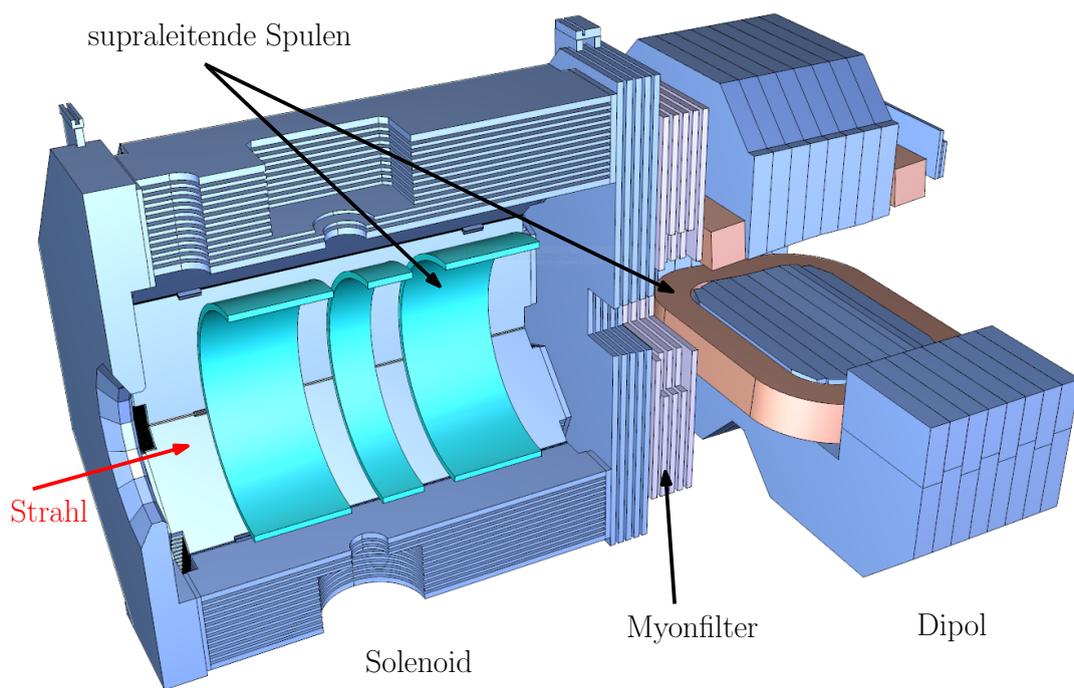


Abbildung 2.17: Schematische Darstellung der beiden Magnete im PANDA-Detektor mit dem Myonfilter als magnetischen Übergang.

Kapitel 3

Barrel-DIRC

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Aspekte der Cherenkovstrahlung erläutert sowie die verschiedenen Grundtypen von Cherenkovdetektoren und deren Funktionalität beschrieben. Das DIRC-Konzept wird anhand des Barrel-DIRC des BABAR-Experimentes erklärt. Anschließend folgt die Beschreibung dieses Detektortyps bei PANDA. Dabei werden im Speziellen sowohl das Fokussierungssystem als auch die in Betracht kommenden Photodetektoren vorgestellt.

3.1 Cherenkovstrahlung

Im Jahre 1934 wurde erstmals die Cherenkovstrahlung [34] als solches durch Pavel Cherenkov bei der Untersuchung von γ -Lumineszenz identifiziert [35]. Sie unterscheidet sich im wesentlichen von der Lumineszenz durch eine gerichtete Abstrahlung. Diese Abstrahlung entstand durch schnelle Comptonelektronen erzeugt durch γ -Strahlung mit einer Radonquelle in einem Wassertank. Dabei waren die Elektronen schneller als die Lichtgeschwindigkeit im Wasser. Eine theoretische Erklärung basierend auf der klassischen Elektrodynamik wurde von Ilya Frank und Igor Tamm entwickelt. Alle drei genannten Physiker wurden für die Entdeckung und Interpretation des Cherenkoeffektes mit dem Nobelpreis im Jahre 1958 gewürdigt.

Wenn sich ein geladenes Teilchen durch Materie bewegt, polarisiert es diese entlang seiner Flugbahn. Bei der Polarisation eines Dielektrikums werden den Atomen oder Molekülen des Mediums Dipolmomente induziert (siehe Abbildung 3.1). Durch die Bewegung des Teilchens sind diese zeitlich verändert, so dass die Dipole Strahlung abgeben können. Falls die Geschwindigkeit des geladenen Teilchens kleiner als die Phasengeschwindigkeit des Lichts in diesem Medium ist ($v < \frac{c}{n}$), dann verteilen sich die Dipole symmetrisch um das Teilchen. Dadurch ist die Summe aller Dipolmomente Null und somit auch das resultierende Dipolfeld. Jedoch für den Fall $v > \frac{c}{n}$ ist die Dipolverteilung in Flugrichtung asymmetrisch und es kommt daher zu einer Nettostrahlung. Diese wird Cherenkovstrahlung genannt und das Medium, in dem die Strahlung erzeugt wird, als Radiator bezeichnet. Der Cherenkoeffekt spielt im Vergleich zu den Energieverlusten durch Ionisation nur eine geringe Rolle ($\approx 1\%$). Da die Dipolstrahlung immer polarisiert

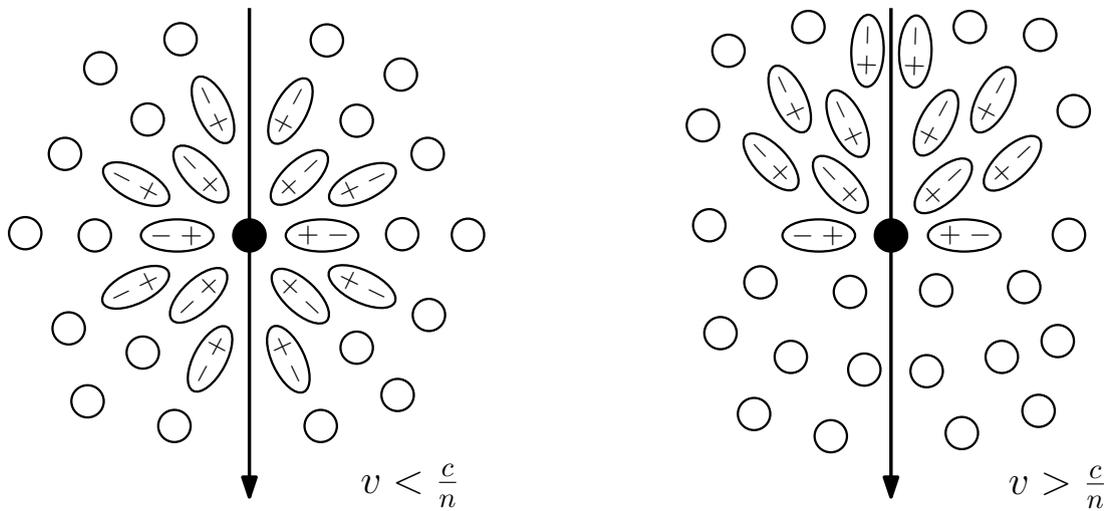


Abbildung 3.1: Illustration der Polarisation eines Mediums durch ein geladenes Teilchen (schwarz ausgefüllter Kreis). Bei Teilchengeschwindigkeiten größer als die Phasengeschwindigkeit des Lichts in diesem Medium ist die Dipolverteilung um das Teilchen nicht mehr symmetrisch.

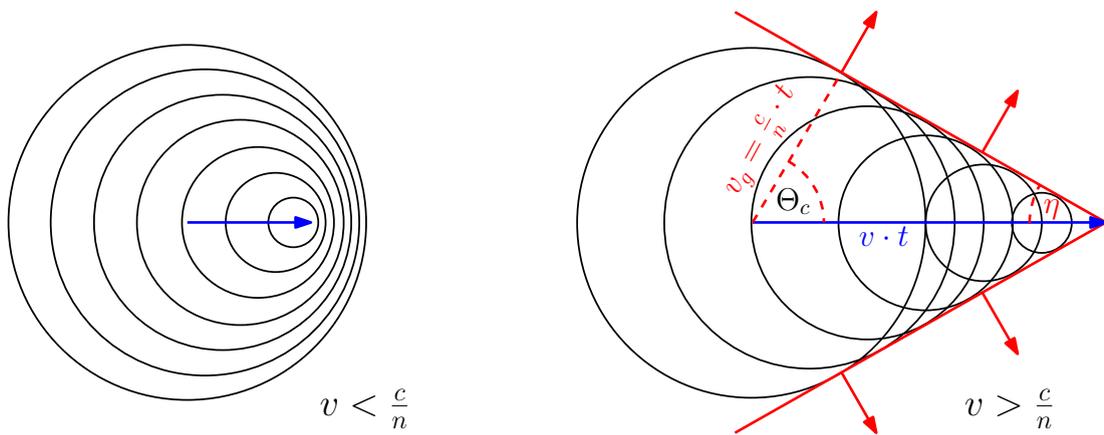


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Cherenkovlichts in einem nicht-dispersivem Medium. Der blaue Pfeil symbolisiert die Bewegung des geladenen Teilchens und die Kreise dessen mitlaufendes elektrische Feld. Falls die Teilchengeschwindigkeit größer als die Phasengeschwindigkeit des Lichts im Medium ist, bilden die Kreise eine Wellenfront in deren Richtung das Cherenkovlicht abgestrahlt wird. Für ein nicht-dispersives Medium ist die Gruppengeschwindigkeit v_g gleich der Phasengeschwindigkeit $v_{ph} = \frac{c}{n} \cdot t$. Bei einem dispersivem Medium gilt $v_g \neq v_{ph}$ und somit auch $\Theta_c + \eta \neq 90^\circ$ [30]. Die Wellenfront steht also nicht mehr senkrecht zur Abstrahlung.

abgestrahlt wird, ist auch die Cherenkovstrahlung polarisiert, wobei das elektrische Feld eines Photons parallel zur aufgespannten Ebene der Flugrichtung des Teilchens und des Photons orientiert ist [36]. Bei konstanter Teilchengeschwindigkeit wird das Cherenkovlicht kegelförmig entlang der Teilchenbahn abgestrahlt.

Der Öffnungswinkel des Cherenkovkegels kann wie in Abbildung 3.2 mit Hilfe der Wellenfrontdarstellung aus [30] hergeleitet werden. Dabei muss man beachten, dass sich die Cherenkovstrahlung in einem dispersivem Medium mit der Gruppengeschwindigkeit ausbreitet und somit die Wellenfront nicht mehr senkrecht zur Abstrahlung steht. Für den Kosinus des halben Öffnungswinkels Θ_c , im Folgenden als Cherenkovwinkel bezeichnet, gilt in jedem Dielektrikum

$$\cos \Theta_c = \frac{1}{\beta \cdot n(\lambda)}, \quad (3.1)$$

wobei $\beta = \frac{v}{c}$ und $n(\lambda)$ der Brechungsindex in Abhängigkeit der Wellenlänge sind. Um Cherenkovlicht zu erzeugen, muss also $\beta > \frac{1}{n}$ gelten. Aus der Geschwindigkeit

$$\beta = \frac{p}{\sqrt{m^2 + p^2}} \quad (3.2)$$

kann man nun durch die Rekonstruktion des Cherenkovwinkels und bei bekannten Impuls des Teilchens deren Masse bestimmen und somit eine Teilchenidentifikation betreiben (siehe Abbildung 3.3a). Eine Rekonstruktionsmethode des Cherenkovwinkels mittels \vec{k} -Tabellen wird in Abschnitt 5.4 vorgestellt.

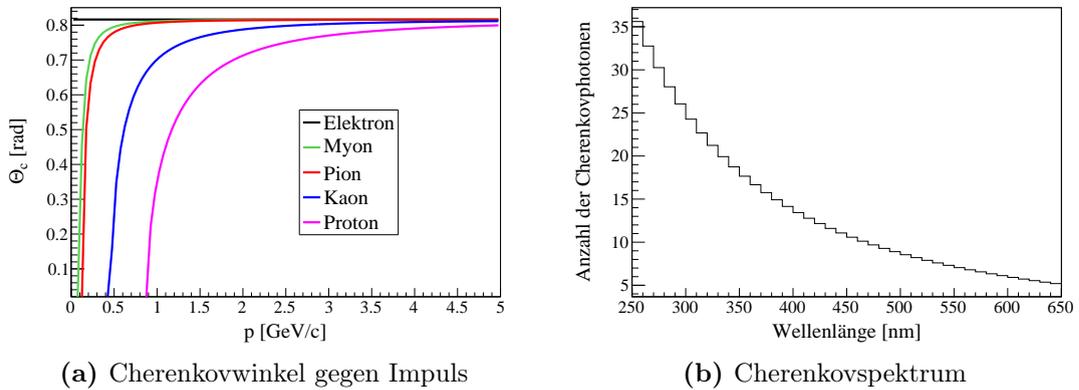


Abbildung 3.3: a) Ideale Cherenkovkurve für einen fixierten Brechungsindex von $n = 1.46$. Aufgetragen ist der Cherenkovwinkel Θ_c gegen den Impuls für verschiedene geladene Teilchen. Der Anstieg beim Elektron ist quasi deckungsgleich mit der Ordinate. b) Cherenkovspektrum erzeugt durch ein Kaon mit einer kinetischen Energie von $T = 2 \text{ GeV}$ in einem 1 cm langen Radiator aus Quarzglas ohne Berücksichtigung der Detektoreffizienz. Es werden in dem dargestellten Wellenlängenbereich etwa 550 Photonen erzeugt.

Die Anzahl der generierten Cherenkovphotonen kann mittels der Frank-Tamm-Relation [30] berechnet werden. Diese lautet für einen Wellenlängenbereich $[\lambda_1, \lambda_2]$ der Cherenkovphotonen

$$N_{phot} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \cdot L \cdot \epsilon(\lambda) \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n(\lambda)^2}\right) d\lambda. \quad (3.3)$$

α ist die Feinstrukturkonstante, z die Ladung des geladenen Teilchens als Vielfaches der Elementarladung und ϵ die Photonnachweiswahrscheinlichkeit (PDE). Das Cherenkovspektrum fällt also quadratisch mit der Wellenlänge ab (siehe auch Abbildung 3.3b). Die Anzahl der Cherenkovphotonen steigt stetig mit der Geschwindigkeit des Teilchens an.

3.2 Cherenkovdetektoren

3.2.1 Schwellendetektor

Die einfachste Art Teilchenidentifikation mittels Cherenkovlicht zu betreiben ist der Schwellendetektor. Aufgrund der Cherenkovschwelle $\beta > \frac{1}{n}$ kann man das Radiatormaterial so auswählen, dass bei zwei Teilchen mit gleichem Impuls das Schwerere unterhalb der Geschwindigkeitsschwelle liegt (siehe Gleichung (3.2)). Dieses Prinzip wird z. B. beim A1-Experiment [37] am Beschleuniger MAMI als Veto-Zähler verwendet, um zwischen Elektronen und Pionen unterscheiden zu können.

3.2.2 Differentieller Detektor

Beim differentiellen Cherenkovdetektor [25] detektiert man nur Cherenkovphotonen, die von Teilchen in einem bestimmten Geschwindigkeitsintervall erzeugt werden. Im Gegensatz zum Schwellendetektor erhält man bei diesem Detektortyp zusätzlich die Winkelinformation und somit die Geschwindigkeit des Teilchens. Das Einstellen des Geschwindigkeitsintervall kann durch eine Ringblende realisiert werden. Bei gasförmigen Radiatoren hat man außerdem die Möglichkeit durch Druckänderung eine Variation des Brechungsindex hervorzurufen. Entscheidend für diesen Detektor ist, dass das zu detektierbare Teilchen parallel zur optischen Achse des Detektors einfallen muss. Somit ist dieser Detektortyp für Speicherring-Experimente, wo man einen großen Winkelbereich abdecken möchte, ungeeignet. Zum Einsatz kommen diese differentiellen Cherenkovdetektoren z. B. als Selektor bei Teilchenstrahlen mit mehreren Teilchensorten. Ein Beispiel dafür sind die CEDAR-Detektoren am Super Proton Synchrotron am CERN [38].

3.2.3 RICH

Um auch Teilchen, die in den vollen Raumwinkel emittiert werden können, zu detektieren, wurde der RICH-Detektor von Seguinot und Ypsilantis vorgeschlagen [39]. Das Grundprinzip des RICH-Detektors [25] ist in Abbildung 3.4 illustriert. Der im Radiator erzeugte Cherenkovkegel kann mittels sphärischen oder parabolischen Spiegeln auf eine Detektorfläche fokussiert werden. Um nun den Cherenkovwinkel zu bestimmen, muss dieser Photodetektor eine gewisse Ortsauflösung besitzen. Je nach Bauweise des RICH werden dafür entweder Vieldrahtproportionalkammern oder PMTs verwendet. Eins der ersten größeren RICH-Detektoren, die einen großen Raumwinkel abdeckten, kam am CERN beim DELPHI-Experiment

[40] zum Einsatz. Dabei handelt es sich um einen Barrel-RICH [41] aus einer Kombination aus Flüssig- und Gas-Radiatoren, um den detektierbaren Impulsbereich zu vergrößern. Der ringabbildende Detektortyp findet auch Anwendung in anderen Bereichen der Physik, wie z. B. in der Astrophysik das H.E.S.S.-Projekt [42] oder in der Neutrinophysik das Super-Kamiokande-Experiment [43]. Beide Detektoren benutzen die RICH-Variante ohne Fokussierung.

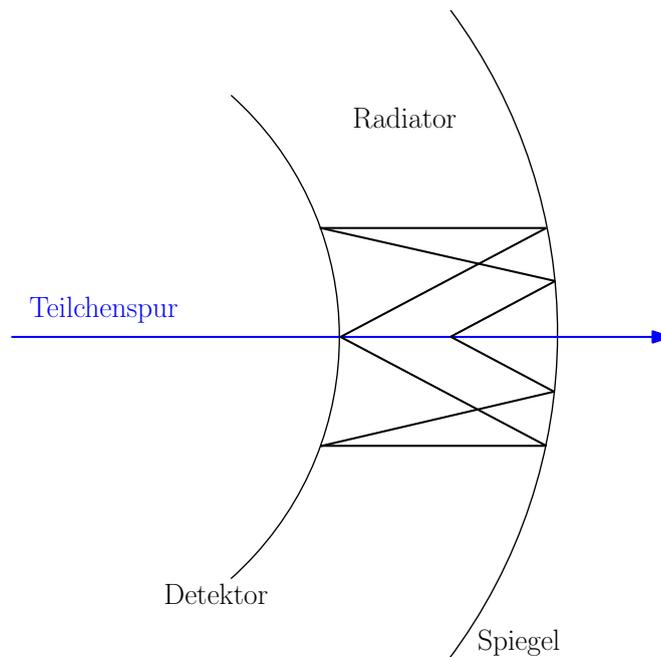


Abbildung 3.4: Das Prinzip eines RICH-Detektors mit Fokussierung. Die im Radiator erzeugte Cherenkovstrahlung wird durch einen sphärischen Spiegel fokussiert und von einem ortsauflösendem Detektor registriert.

3.2.4 DIRC

Der DIRC-Detektor ist ein spezieller RICH-Detektor. Er wurde am SLAC entwickelt und kam dann erstmals im BABAR-Detektor [44] (1998-2008) zum Einsatz. Das DIRC-Prinzip [45] wird anhand dieses Detektors in Abbildung 3.5 erläutert. Es basiert wie bei Lichtwellenleitern auf Totalreflexion. Der Radiator dient hier gleichzeitig zur Erzeugung und Transport der Cherenkovphotonen. Für Radiatoren mit einem Brechungsindex $n > \sqrt{2}$ wird für $\beta = 1$ stets ein Teil der Photonen im Radiator weitergeleitet. Beim BABAR-DIRC wurde als Radiatormaterial synthetisches Quarzglas verwendet. Die Gründe dafür werden detailliert im nächsten Kapitel erläutert. Durch die Totalreflexionsbedingung wird beim DIRC in der Regel kein vollständiger Cherenkovring detektiert. Außerdem führt die Radiatorgeometrie dazu, dass diese Ringsegmente, bedingt durch die letzte Reflexion im Radiator, nicht eindeutig auf der Detektorfläche abgebildet werden. Für einen quaderförmigen Radiatorstab ergeben sich vier Möglichkeiten. Unter Betrachtung

der Symmetrie bezeichnet man diese Möglichkeiten als Ambiguitäten (näheres siehe Abschnitt 5.4.1).

Damit der Cherenkovwinkel bei der Propagation mittels Totalreflexion im Radiator erhalten bleibt, müssen die Seiten der Radiatorstäbe eine gute Planarität und Orthogonalität aufweisen. Diese Kriterien sind entscheidend für die spätere Rekonstruktion der Cherenkovphotonen. Um auch die Photonen zu detektieren, die bei der Erzeugung in Gegenrichtung zu den Photodetektoren propagieren, werden am Ende der Radiatorstäbe Spiegel angebracht. Das andere Ende der Stäbe ist mit einem Quarzglas-Prisma an das Expansionsvolumen gekoppelt. Das Prisma verringert den Bereich der Abbildung, so dass weniger Photodetektoren benötigt werden. Außerdem verhindert es Totalreflexion am Übergang Quarzglas – Wasser. Durch eine kleine Neigung des Prismabodens von 6 mrad hat das Prisma zudem eine ablenkende Wirkung. Diese reduziert den Versatz zweier parallel fliegender Photonen durch die endliche Breite des Radiatorstabes, falls das eine Photon am Prismaboden reflektiert und das andere nicht. Es liegt wie bei einer Lochkamera (Camera Obscura) keine Fokussierung vor. Das Expansionsvolumen ist beim BABAR-DIRC mit hochreinem Wasser gefüllt. Dadurch erhöht sich die Austrittswahrscheinlichkeit beim Übergang vom Quarzglas für Photonen mit stei-

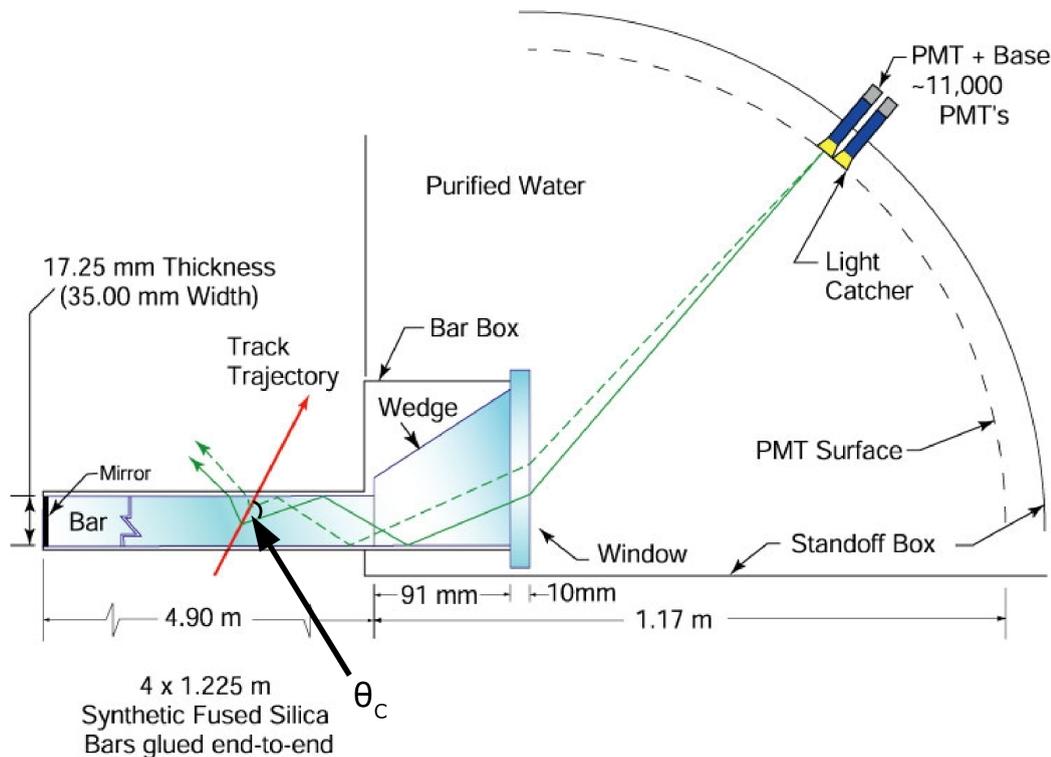


Abbildung 3.5: Aufbau des Barrel-DIRC bei BABAR entnommen aus [4]. Das erzeugte Cherenkovlicht in den Quarzglas-Radiatoren wird mittels Totalreflexion zu den Photodetektoren geleitet. Eine Fokussierung ist wie bei einer Camera Obscura nicht nötig. Als Füllmaterial für das Expansionsvolumen wird hochreines Wasser verwendet.

len Einfallswinkel. An der Rückwand des Volumens befinden sich schließlich etwa 11000 PMTs. Für eine zusätzliche Untergrundunterdrückung wird neben der Position der Cherenkovphotonen auf den Detektoren auch deren relative Ankunftszeiten aufgezeichnet. Die Propagation durch den Radiator hängt, im Gegensatz zur Winkeldispersion, von der Gruppengeschwindigkeit ab [46]. Beim BABAR-DIRC betrug die zeitliche Auflösung etwa 1.7 ns. Der Abstand zwischen Radiator und Photodetektor von etwa 1.2 m und der Durchmesser der Detektoren von 29 mm tragen mit etwa 7 mrad auf die Gesamtauflösung des Cherenkovwinkels pro Photon von 9.6 mrad bei (siehe auch Abschnitt 3.3.2).

Ein Vorteil des DIRC-Konzeptes ist, dass die Radiatoren radial wenig Material benötigen und somit eine geringe Strahlungslänge aufweisen, die dem dahinter liegendem Kalorimeter zu Gute kommt. Aufgrund des Photonentransport kann das Expansionsvolumen im Detektor so platziert werden, dass es die Messungen anderer Subdetektoren nicht beeinflusst. In BABAR wurde das Expansionsvolumen mit den Photodetektoren außerhalb des magnetischen Jochs angebracht, so dass mit einer zusätzlichen magnetischen Abschirmung das Magnetfeld im Bereich der PMTs weniger als 10^{-4} T betrug [44]. Die Herausforderung für einen DIRC-Detektor sind die hohen Anforderungen an die Radiatoren (siehe Kapitel 4.2.4) und eventuell an die fokussierende Optik.

3.3 Barrel-DIRC bei \bar{P} ANDA

3.3.1 Aufbau

Der Barrel-DIRC [3] (siehe Abbildung 3.6) ist zylindrisch um den Wechselwirkungspunkt zwischen Spurkammer und Kalorimeter angeordnet und deckt einen polaren Winkelbereich von $22 - 140^\circ$ ab. Die Zylinderform mit einem Radius von ca. 50 cm wird in 16 Segmente unterteilt. Aufgrund der Targetzufuhr sind vier davon schmaler. Jedes Segment enthält fünf oder sechs Radiatorstäbe, die durch einen minimalen Luftspalt von etwa $100 \mu\text{m}$ voneinander getrennt sind. Ein quaderförmiger Radiatorstab hat eine Länge von etwa 2.5 m, eine Höhe von 17 mm und eine Breite von 33 mm. Das Expansionsvolumen wird mit einem dem Brechungsindex des Radiatormaterials angepassten Öl gefüllt. Da das Expansionsvolumen sich in Rückwärtsrichtung zum Antiprotonenstrahl befindet, müssen an den entsprechenden Enden der Radiatorstäbe Spiegel angebracht werden, um die Photonen in Richtung Expansionsvolumen zu reflektieren. Wegen der geringen Länge des Volumens von nur 30 cm ist am anderem Ende der Radiatoren ein Linsensystem zur Fokussierung der Cherenkovstrahlung von Nöten. An der Rückwand des Expansionsvolumen befinden sich schließlich die Photodetektoren mit ca. 15000 Auslesekanälen, die noch ein Magnetfeld von etwa 1 T spüren. Ein Vergleich zur BABAR-Version ist in Tabelle 3.1 aufgelistet. Die physikalische Hauptaufgabe des Barrel-DIRC ist eine gute Separation von Kaonen und Pionen im Impulsbereich bis $3.5 \text{ GeV}/c$.

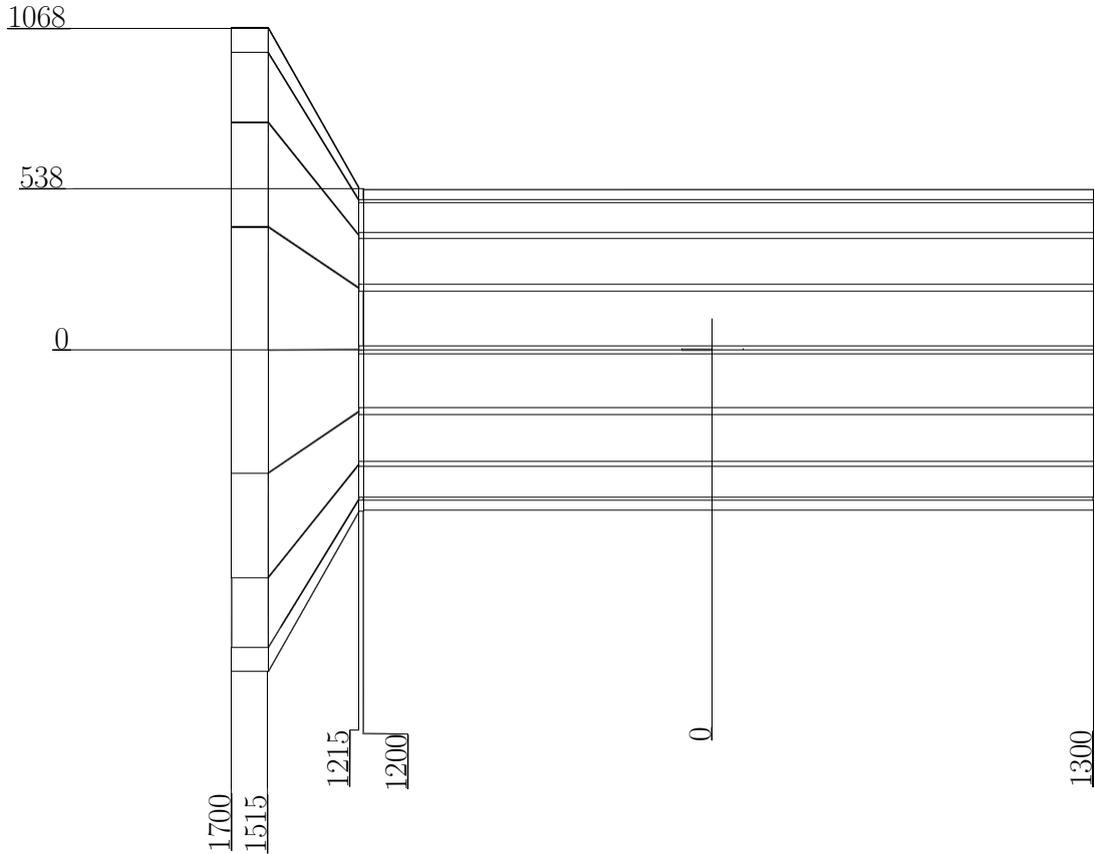


Abbildung 3.6: Schematische Seitenansicht des Barrel-DIRC bei $\bar{\text{PANDA}}$. Eingezeichnet sind die Segmente. Links in Trichterform befindet sich das Expansionsvolumen und rechts die Radiatorstäbe. Der Koordinatenursprung ist der Wechselwirkungspunkt des Experimentes. Alle Dimensionen sind in mm.

| Eigenschaft | $\bar{\text{PANDA}}$ | BABAR |
|-------------------------------------|-----------------------------------|----------------------|
| Innenradius des Barrel-DIRC [mm] | ≈ 500 | 817 |
| Winkelabdeckung [°] | 22 – 140 | 25.5 – 141.4 |
| Radiator (Höhe, Breite, Länge) [mm] | (17, 33, ≈ 2500) | (17.25, 35, 4900) |
| Fokussierung | Linsensystem | keine |
| Abstand Radiator – Detektor [mm] | ≥ 300 | 1174 |
| Füllmaterial (Expansionsvolumen) | Brechungsindex- angepasstes Öl | hochreines Wasser |
| Photodetektor | ≈ 250 MCP-PMTs | ≈ 11000 PMTs |
| Magnetfeld an den Detektoren [T] | 0.9 – 1.1 | 10^{-4} |
| Einzelphotonauflösung [mrad] | < 10 | 9.6 |
| Zeitauflösung [ns] | ≈ 0.1 | 1.7 |

Tabelle 3.1: Vergleich der Barrel-DIRCs bei $\bar{\text{PANDA}}$ und BABAR [44]. Die Details zur Einzelphotonauflösung, Fokussierung und den Photodetektoren bei $\bar{\text{PANDA}}$ werden in den folgenden Abschnitten beschrieben.

3.3.2 Auflösungsvermögen

Um mit dem Barrel-DIRC bei einem Teilchenimpuls von 3.5 GeV/c ein Pion von einem Kaon signifikant unterscheiden zu können, benötigt man bei einer Cherenkovwinkeldifferenz beider Teilchen von 8 mrad eine Gesamtauflösung von etwa 2.7 mrad (siehe Abbildung 3.7). Die Gesamtauflösung σ_c setzt sich zusammen aus der Spurauflösung σ_{spur} des Teilchens und der Einzelphotonauflösung σ_{Θ_c} :

$$\sigma_c^2 = \sigma_{spur}^2 + \left(\frac{\sigma_{\Theta_c}}{\sqrt{N}} \right)^2, \quad (3.4)$$

hierbei bezeichnet N die Anzahl an Signalphotonen. Zur Einzelphotonauflösung tragen verschiedene Beiträge wie z. B.. die Pixelgröße der Photodetektoren oder die Dispersion der Cherenkovstrahlung bei. Unter der Annahme einer Spurauflösung von 1 mrad und einer Mindestanzahl an detektierten Photonen von 15, wie das beim BABAR-DIRC der Fall war [44], erhält man eine Einzelphotonauflösung von besser als 10 mrad. Der Beitrag durch die Pixelierung der in Betracht kommenden Photodetektoren (siehe Abschnitt 3.3.4) mit einer typischen Pixelgröße von 6.5 mm beträgt etwa 6 mrad. Der Dispersionsbeitrag für synthetisches Quarzglas mit diesen Photodetektoren liegt bei 5 mrad. Daher dürfen weitere Beiträge auf die Einzelphotonauflösung insgesamt maximal 6 mrad betragen.

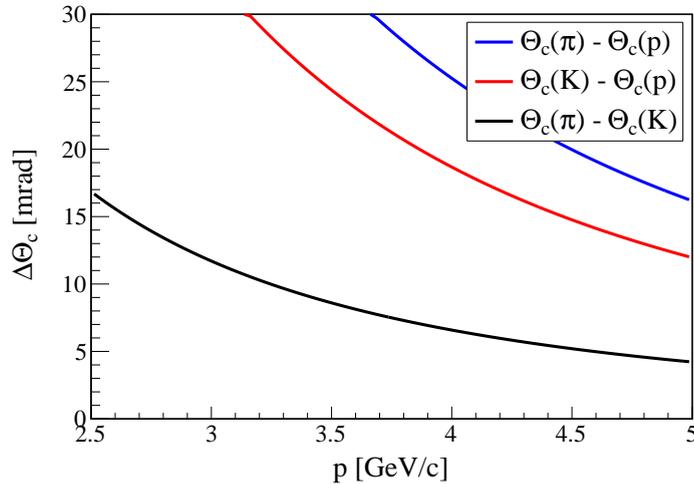


Abbildung 3.7: Cherenkovwinkeldifferenzen $\Delta\Theta_c$ zwischen Pionen, Kaonen und Protonen für verschiedene Teilchenimpulse in einem Radiator aus synthetischem Quarzglas.

3.3.3 Fokussierung

Damit die Radiatorgröße (33 mm breit und 17 mm hoch) keinen oder kaum einen Einfluss auf die Einzelphotonauflösung hat, muss entweder der Abstand Radiator – Detektor wie beim BABAR-DIRC sehr groß sein oder eine Fokussierung verwendet werden. Aufgrund der planaren Detektorebene beim \bar{P} PANDA-Barrel-DIRC soll die Fokussierung eine dazu deckungsgleiche Fokalebene erzeugen, um

eine schlechtere Auflösung durch eine gekrümmte Fokalebene zu vermeiden. Eine einzelne Linse hat wegen ihrer Abbildungsfehler eine parabolische Fokalebene, die noch durch die chromatische Aberration entlang der optischen Achse aufgeweitet wird. Diese Bildfeldwölbung kann nur durch ein Linsensystem bestehend aus mindestens zwei Linsen korrigiert werden, die die Petzvalbedingung erfüllen [47]. Die Optimierung dieses Fokussierungssystems erfolgte mit Hilfe der Optik-Software Zemax[®] [48] (siehe Abbildung 3.8). Eine mögliche Linsenkonfiguration besteht aus einer planar-konvexen Linse aus synthetischem Quarzglas mit einem Krümmungsradius von 30.836 mm und einer beidseitig konvexen Linse aus Lanthan-Kronglas (N-LAK33) mit einem Radius von 55.638 mm und einer Dicke von 12.092 mm. Des Weiteren befindet sich ein Luftspalt von 5 mm zwischen letztgenannter Linse und Expansionsvolumen. Da die Brechungsindizes des Radiatormaterials und des Expansionsvolumens in etwa gleich sind, kann man den Luftspalt auch als Luftlinse ansehen, die durch ihre größere Brechkraft maßgeblich die Brennweite beeinflusst. Um Reflexionen am Übergang zu bzw. von Luft zu reduzieren, wird die Linse und das Expansionsvolumen zusätzlich mit einer Antireflexionsschicht versehen.

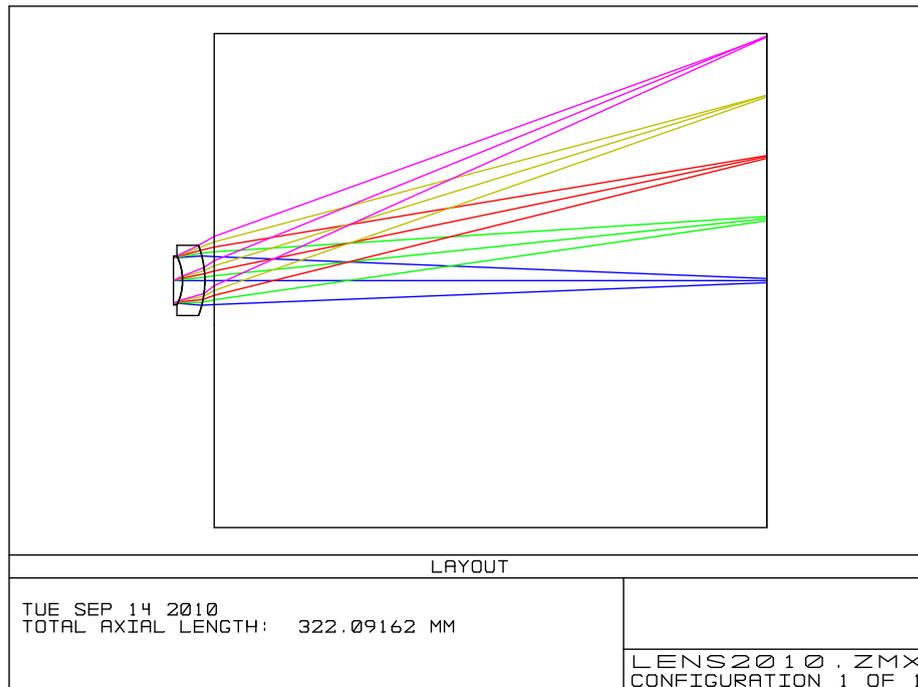


Abbildung 3.8: Optimiertes Layout des Fokussierungssystems für den Barrel-DIRC mittels Zemax[®]. Durch zwei geeignete Linsen ist die Fokalebene kongruent mit der Detektorebene. Die Farben symbolisieren verschiedene Einfallswinkel auf das Linsensystem.

3.3.4 Photodetektoren

Aufgrund der Tatsache, dass die Photodetektoren sich im Magnetfeld von etwa 1 T befinden, können die konventionellen PMTs nicht eingesetzt werden. Eine wesentlich geringere magnetische Sensitivität besitzen (MCP-PMTs [49]). Sie funktionieren [25] ähnlich wie die gewöhnlichen PMTs. In Abbildung 3.9 ist der typische Aufbau einer MCP-PMT illustriert. Der Zwischenraum zwischen Kathode und Anode muss sich im Vakuum befinden. Als Photokathode, die die spektrale Empfindlichkeit des Photodetektors festlegt, werden meist Bialkali-Materialien verwendet. Ein durch den photoelektrischen Effekt erzeugtes Elektron wird beschleunigt und gelangt in ein Glaskapillar mit einigen Mikrometern Durchmesser. Auf der Kanalwand dieser Kapillare ist eine Halbleiterschicht aufgedampft, die beim Auftreffen des Elektrons Sekundärelektronen erzeugt. Die Kapillare funktionieren also als kontinuierliche Dynoden. Um die Effizienz der Elektronenvervielfältigung bei den fast senkrecht einfallenden Photoelektronen zu erhöhen, sind die Mikrokanäle schräg angeordnet. Die Gesamtverstärkung bei einer Kombination von zwei Mikrokanalplatten liegt bei etwa 10^6 . Die Anode der MCP-PMT ist meistens noch räumlich in Pixeln unterteilt. Aufgrund des wesentlich kleineren Expansionsvolumen als bei BABAR wird diese Pixelierung benötigt, um eine vergleichbare Auflösung zu erzielen.

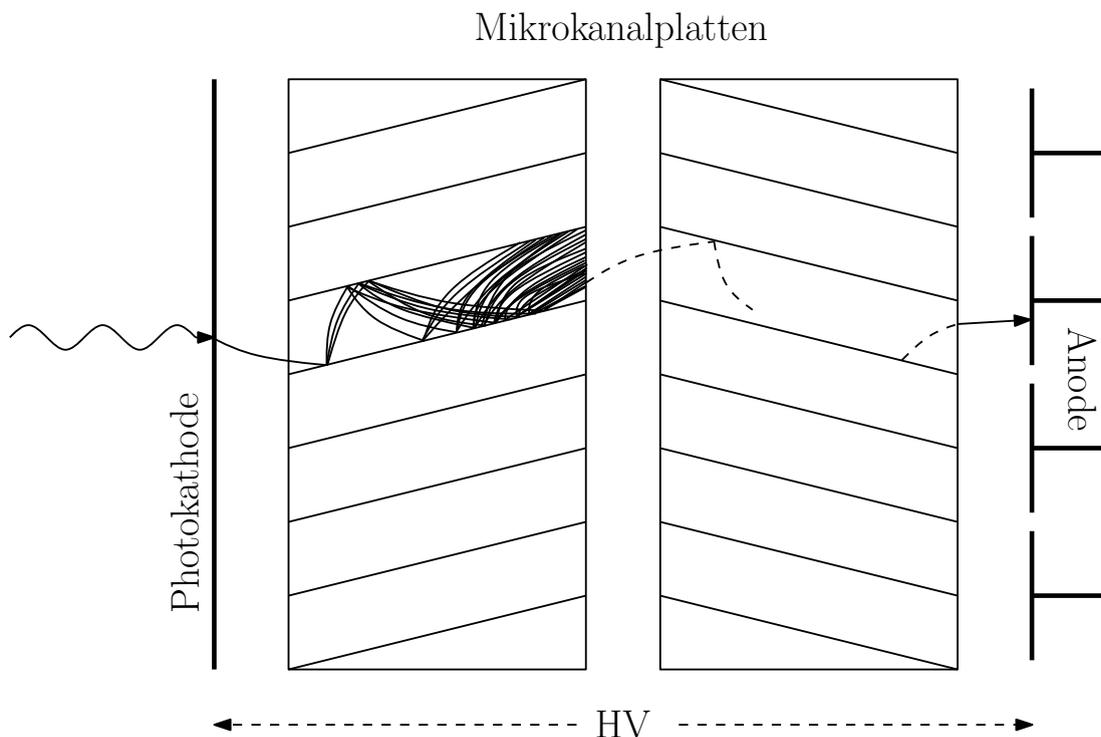


Abbildung 3.9: Illustration des Aufbaus und der Funktionsweise einer MCP-PMT bestehend aus zwei Mikrokanalplatten.

Für das PANDA-Experiment werden außer der hohen magnetischen Unempfindlichkeit noch eine gute Zeitauflösung von etwa 100 ps sowie eine hohe Lebensdauer ($\approx 1 \text{ C/cm}^2$ pro Jahr) der Photodetektoren verlangt [7]. Die gute Zeitauflösung wird für eine mögliche Dispersionskorrektur benötigt und wird im wesentlichen durch den TTS-Wert bestimmt. Dieser berücksichtigt die unterschiedliche Signalzeiten von Kathode zur Anode bei verschiedenen Photoelektronen durch unterschiedliche Wege innerhalb der MCP-PMT. Die Lebensdauer wird maßgeblich von rückbeschleunigten Ionen beschränkt. Diese können bei der Elektronenvervielfältigung entstehen und die Photokathode beschädigen. Diese Beschädigung führt somit zu einer Verringerung der Quanteneffizienz des Photodetektors, die ursprünglich im Mittel etwa 20 % beträgt. Um die Ionen von der Kathode fernzuhalten, kann eine Aluminiumfolie als Absorber, die die Photoelektronen durchlässt die Ionen aber stoppt, verwendet werden. Diese kann auch zwischen den beiden Mikrokanalplatten platziert werden [7].

Eine typische spektrale Effizienzkurve für Bialkali-MCP-PMTs ist in Abbildung 3.10a dargestellt. Eine Faltung mit dem Cherenkovspektrum aus Abbildung 3.3b zeigt Abbildung 3.10b. Dadurch reduziert sich die Anzahl an Cherenkovphotonen von anfänglich 550 auf 80 Photonen. Hierbei wurden die Eintrittswahrscheinlichkeit der Photoelektronen in die Glaskapillare aufgrund der Segmentierung der Mikrokanalplatte sowie weitere Verluste bei der Photonpropagation vom Radiator zum Detektor nicht berücksichtigt.

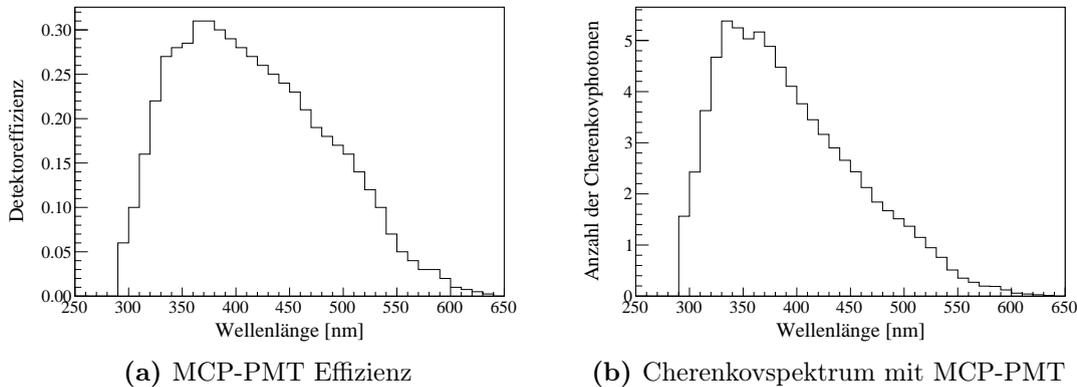


Abbildung 3.10: a) Typische spektrale Quanteneffizienz einer MCP-PMT mit einer Bialkali-Photokathode [50]. b) Faltung dieser Effizienz mit dem Cherenkovspektrum erzeugt durch ein Kaon mit $T = 2 \text{ GeV}$ in einem 1 cm langen Radiator aus Quarzglas.

Kapitel 4

Untersuchung der Radiatorgüte

Die Radiatorgüte ist ein Maß für die Transporteffizienz der Cherenkovphotonen in den Radiatorstäben. Dabei wird die Effizienz durch die Geometrie und Oberflächenrauheit der Stäbe sowie durch die Eigenschaften des Radiatormaterials selbst limitiert. Diese Limitierung reduziert die Gesamtdetektionseffizienz von Cherenkovphotonen weiter, die maßgeblich durch die Photodetektoren bestimmt wird (siehe Abschnitt 3.3.4). Im Folgenden werden die Anforderungen an den Radiator näher erläutert. Die daraus resultierende Materialauswahl führt zu synthetischem Quarzglas, dessen Herstellungsprozess und Verarbeitung als Radiatorstab detailliert beschrieben wird. Abschließend werden Messungen zur Bestimmung der Transmission und der Rauheit an verschiedenen Radiatorstäben vorgestellt und deren Ergebnisse diskutiert.

4.1 Anforderungen an den Radiator

An die Radiatorstäbe des Barrel-DIRC sind hohe Anforderungen gestellt. Dabei unterscheidet man zwischen material- und prozessabhängigen Anforderungen. Unter ersteres versteht man Größen, die durch die Wahl des Radiatormaterials festgelegt werden. Darunter fallen die Strahlungshärte, das Transmissionsvermögen und die chromatische Dispersion. Prozessabhängige Anforderungen sind dagegen kontrollierbare Größen wie die Orthogonalität und Planarität der Radiatorstäbe, Kantenverluste sowie die Oberflächenrauheit. Da der Wunsch nach maximaler Transporteffizienz im Einklang mit den Kosten stehen muss, sind die folgenden Anforderungen nur als Richtwerte zu betrachten. Bei dieser Abschätzung nimmt man für den Photonentransport im Radiator eine Gesamteffizienz von etwa 80 % bei einer mittleren Wellenlänge der Cherenkovphotonen von 400 nm an. Diese Effizienz setzt sich zusammen aus der Transmission des Radiators, den Reflexionsverlusten an der Radiatoroberfläche und der Verspiegelung am Stabende (siehe Abschnitt 3.3). Verluste an den Stabkanten werden bei dieser Abschätzung nicht berücksichtigt. Für die Verspiegelung wird eine Reflektivität von 90 % angenommen. Die beiden anderen Beiträge werden mit einer Effizienz von etwa 94 % als gleich groß betrachtet. In Wirklichkeit werden beide Effizienzen unterschiedlich groß sein, weil ein Beitrag niedriger Effizienz durch einen mit höherer Effizienz

ausgeglichen werden kann. Für eine winkeltreue Abbildung muss die Stabform eine gute Orthogonalität sowie Planarität aufweisen und das Radiatormaterial eine geringe chromatische Dispersion besitzen.

4.1.1 Strahlungshärte

Aufgrund der hohen Wechselwirkungsrate im PANDA-Detektor müssen die verwendeten Materialien im Detektor eine gewisse Strahlungshärte besitzen. Ansonsten besteht die Gefahr von irreparablen Strahlungsschäden. Die Strahlung könnte Fehlstellen im Gitteraufbau des Materials erzeugen, die sich bei den Radiatoren als Verfärbungen äußern können, was einer Reduzierung der Transmission zur Folge hat. Außerdem darf nach einer Strahlexposition keine Radiolumineszenz auftreten. Der Radiator muss mindestens eine Strahldosis von 10 Gy bzw. 1 krad pro Jahr aushalten.

4.1.2 Transmission

Die Transmission, also das Verhältnis von durchgelassener zu einfallender Lichtintensität, eines Mediums hängt von dessen Absorptions- und Streuvermögen ab. Die Absorption entsteht durch Anregung der Atome, Moleküle oder des Gitters und ist somit wellenlängenabhängig. Die Relaxation dieser Anregung erfolgt durch Wärmestrahlung, spontaner Emission oder Lumineszenz. Zu der intrinsischen Materialabsorption kann noch die Absorption durch Verunreinigung hinzukommen. Die Streuung erfolgt entweder elastisch (Rayleigh) oder inelastisch (Raman). Denn weitaus größeren Streuquerschnitt besitzt die Rayleigh-Streuung, die proportional zu $1/\lambda^4$ ist [51]. Auch hier kann sich das Streuvermögen durch Verunreinigungen ändern. Bei einer Transmissionsmessung lassen sich Reflexionsverluste an den Grenzflächen nicht vermeiden, so dass die gemessene Transmission noch mit Hilfe der Fresnelformeln (siehe Abschnitt 4.3.2 Gleichung (4.10)) korrigiert werden muss. Die korrigierte Transmission \mathcal{T} lässt sich also beschreiben als

$$\mathcal{T} = \exp\left(-\frac{L}{\Lambda}\right), \quad (4.1)$$

wobei L die zurückgelegte Wegstrecke des Photons im Radiator ist und Λ die gesamte Abschwächungslänge aus Absorption und Streuung ($\Lambda^{-1} = \Lambda_{\text{abs}}^{-1} + \Lambda_{\text{str}}^{-1}$). Im Barrel-DIRC beträgt die mittlere Weglänge wegen den Reflexionen innerhalb der Radiatoren im Mittel etwa 3.7 m. Daher soll der Radiator einen Transmissionswert pro Meter um $\mathcal{T} \approx 0.984$ bzw. eine Abschwächungslänge um $\Lambda \approx 63$ m bei einer Wellenlänge von 400 nm besitzen.

4.1.3 Reflexionskoeffizient

Trotz Totalreflexion beim Photonentransport im Radiator ist das Reflexionsvermögen kleiner als 100 %, weil die Radiatoroberfläche nicht perfekt eben sein kann.

Aufgrund der Oberflächenrauheit kann destruktive Interferenz entstehen und somit kann ein Photon entweder in eine andere Richtung als die Spekulare gestreut werden oder aus dem Radiatorstab austreten. Der Verlust bei einer Totalreflexion hängt somit von der Wellenlänge λ , dem Einfallswinkel θ des Photons und der Oberflächenrauheit σ ab. Die Wahrscheinlichkeit für eine einzelne Reflexion an den Radiatorseiten bezeichnet man als Reflexionskoeffizient \mathcal{R} und lässt sich formal ausdrücken als [52]

$$\mathcal{R} = 1 - \left(\frac{4\pi \cdot \mathcal{H} \cdot \cos \theta \cdot n}{\lambda} \right)^2. \quad (4.2)$$

Hierbei beschreiben \mathcal{H} die Rauheit und n den Brechungsindex des Radiatormaterials. Eine ausführliche Erklärung und Herleitung der Gleichung (4.2) ist in Abschnitt 4.5 zu finden. Durch die Vielzahl der Reflexionen in den Radiatorstäben, die beim Barrel-DIRC im Mittel bei 70 liegt, potenziert sich die Wahrscheinlichkeit entsprechend. Der Reflexionskoeffizient soll also $\mathcal{R} \approx 0.9992$ bei $\lambda = 400 \text{ nm}$ und $\theta = 50^\circ$ betragen. Diese Werte entsprechen einen Rauheitswert von $\mathcal{H} \approx 10 \text{ \AA}$.

4.1.4 Kantenverlust

Man unterscheidet drei Arten von Kanten: mit Fase, gerundet und scharf (rechtwinklig). Eine Fase wird in der Regel angebracht, um bei der Nachbehandlung, wie z. B. dem Polieren, Aussprünge im Kantenbereich zu vermeiden. Der Winkel der Fase beträgt meist 45° . Trifft ein Photon auf solch eine Fase wird es entweder auf den Detektor falsch abgebildet oder es kann durch die Änderung der Totalreflexionsbedingung den Radiatorstab verlassen. Da die Fase häufig nicht poliert wird, ist sie sehr rau, so dass die Reflexion an dieser Stelle diffus erfolgt. Bei den produktionsbedingten runden Kanten treten ebenfalls die selben Effekte wie bei einer Fase auf. Für scharfe Kanten hat man nur lokal bei Aussprünge Verluste.

4.1.5 Chromatische Dispersion

Die chromatische Dispersion ist die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge. Im Allgemeinen ist der Brechungsindex eine komplexe Zahl und lässt sich formal ausdrücken als

$$n = n' + i\kappa = \sqrt{1 + \chi}. \quad (4.3)$$

Den Imaginärteil κ nennt man Extinktionskoeffizient und beschreibt die Abschwächung im Medium ($\sim \frac{1}{\lambda}$). χ ist die komplexe elektrische Suszeptibilität, dessen Realteil ein Maß für die Polarisierbarkeit des Stoffes ist, also die Fähigkeit durch Strahlung Dipolmomente zu induzieren. Die Polarisierbarkeit ist wie die Absorption abhängig von der Wellenlänge. Einen einfachen Ansatz zur Charakterisierung der Polarisierbarkeit eines dispersiven dielektrischen Mediums ist das Lorentz-

Oszillatormodell [51]. Dabei beschreibt man die Anregung des Mediums mittels einen gedämpften harmonischen Oszillators. Daraus folgt für die Suszeptibilität

$$\chi = B \frac{\nu_0}{\nu_0^2 - \nu^2 + i\gamma\nu}, \quad (4.4)$$

hierbei beschreibt γ die Dämpfung und B die Oszillatorstärke, die das Absorptionsvermögen an der Resonanzfrequenz ν_0 widerspiegelt. Für Frequenzen weit weg von der Resonanz, wo die Dämpfung bzw. Absorption vernachlässigbar wird, wird χ näherungsweise reell. Bei Vorhandensein mehrerer Resonanzen kann man nun den Brechungsindex wie folgt formulieren:

$$n^2 \approx 1 + \sum_i B_i \frac{\nu_i}{\nu_i^2 - \nu^2} = 1 + \sum_i \frac{B_i \lambda^2}{\lambda^2 - C_i}. \quad (4.5)$$

Diese Dispersionsrelation ist bekannt als Sellmeiergleichung. Die Konstanten B und C werden meist von den Herstellern angegeben.

Beim Radiator bestimmt die chromatische Dispersion zum einen die Winkeldispersion der Cherenkovstrahlung und zum anderen die Zeitdispersion bei der Propagation durch den Radiator. Daher soll für das Radiatormaterial die Dispersion so gering wie möglich ausfallen. Zur Quantifizierung des Dispersionsvermögens eines Mediums wird meist die Abbezahl A herangezogen. Sie ist wie folgt definiert [53]:

$$A = \frac{n_d - 1}{n_F - n_C}. \quad (4.6)$$

n ist die Brechzahl bei den Fraunhoferlinien d, F und C. Damit beschreibt die Abbezahl die Dispersion im sichtbaren Licht. Je geringer die Dispersion eines Mediums ist, desto größer ist die Abbezahl. Die Zeitdispersion hängt im Gegensatz zur Winkeldispersion von der Gruppengeschwindigkeit ab [46]. Um die Propagation eines Photons in einem Medium zu bestimmen wird der Gruppenindex n_g [47] benötigt. Dieser ist wie folgt definiert:

$$n_g = \frac{c}{v_g} = n - \lambda \cdot \frac{\partial n}{\partial \lambda}, \quad (4.7)$$

hierbei bedeuten v_g die Gruppengeschwindigkeit, n der Brechungsindex und λ die Wellenlänge.

4.1.6 Orthogonalität und Planarität

Falls die Radiatorseiten nicht zueinander orthogonal und planparallel sind, werden die Cherenkovringe verzerrt auf der Detektorebene abgebildet. Als Richtwerte dienen die entsprechenden Spezifikationen beim BABAR-DIRC [44]. Die Orthogonalität soll maximal um $\delta_{\perp} = 0.25$ mrad abweichen. Bei im Mittel 70 Reflexionen im Radiatorstab hat diese Abweichung einen Beitrag auf die Einzelphotonauflösung von etwa 2 mrad. Dieser Beitrag ist gegenüber anderen vernachlässigbar (siehe Abschnitt 3.3.2). Die Abweichung zu einer planaren Stabseitenfläche ist mechanisch motiviert und soll über die ganze Stablänge nicht mehr als $\delta_{\parallel} \approx 0.1$ mm betragen.

4.2 Radiatormaterial

Da der Radiator beim DIRC als Lichtleiter fungiert, kommen nur optisch isotrope und transparente Materialien in Frage. Optische anisotrope Stoffe führen zur Doppelbrechung und zum Dichroismus und sind daher ungeeignet. Als Radiatormaterial können also nur Gläser, glasähnliche Kunststoffe (organisches Glas) und transparente kubische Kristalle [54] eingesetzt werden. Zu Letzterem gehört z. B. Calciumfluorid, das in der Mikrolithographie eine Rolle spielt [55]. Aufgrund der hohen Kosten zur Herstellung von Radiatorstäben aus solchen Kristallen werden diese Materialien als Kandidaten ausgeschlossen [56]. Aus der Gruppe der technischen Gläser und der organischen Gläsern zeichnen sich besonders Quarzglas und Acrylglas aus. Die Eigenschaften beider Glastypen werden miteinander verglichen. Insbesondere wird der Produktionsprozess eines Quarzglasstabes als Radiator im Detail erläutert. Abschließend werden Formmessungen und die Reinigungsprozedur für die verwendeten Radiatorstäbe vorgestellt.

4.2.1 Gläser

Gläser sind amorphe Festkörper und werden gewöhnlich durch Schmelzen und anschließend rascher Abkühlung erzeugt, so dass die Atome sich nicht zu Kristallen formen können. Man kann sie grob in drei Kategorien einteilen [57]: anorganisch, organisch und metallisch. Letzteres ist wie Metall nicht transparent. Bei den anorganischen Gläsern finden die Oxidgläser vor allem im technischen Bereich am häufigsten Verwendung. Als Grundstruktur dieser Gläser dienen Oxide wie Siliciumdioxid (SiO_2) oder Bortrioxid (B_2O_3). Diese werden auch Glasbildner genannt, da sie alleine schon Glas bilden können. Durch Zusetzen von Alkali- oder Erdalkalioxiden (Glaswandler) wird die Glasstruktur modifiziert, was somit zu Änderungen der Eigenschaften des Glases führt [58]. Weitere anorganische Gläser sind Phosphat-, Fluorid- und Chalkogenidgläser. Organische Gläser sind vollsynthetisch hergestellte Kunststoffe, die ähnliche Eigenschaften besitzen wie anorganische Gläser.

Quarz [59] ist ein häufig vorkommendes Mineral und ist die kristalline Form von SiO_2 . Durch die sp^3 -Hybridisierung bindet sich das Si -Atom mit vier O -Atomen zu einem SiO_4 -Tetraeder [58]. Die amorphe Form aus Quarz nennt man Quarzglas oder Kieselglas, wobei man zwischen natürlichem und synthetischem Quarzglas unterscheidet. Das Natürliche stellt man aus Quarzsand her. Da Quarzsand durch Metalle und Wasser in Form von Hydroxygruppen (OH) verunreinigt ist, bedarf es einer gründlichen Reinigung. Trotzdem ist die Kontamination an Metallen nach dem Reinigungsvorgang bei natürlichen Quarzglas noch größer als 10 ppm [60]. Die Metallverunreinigungen verschieben die Absorptionskante im UV-Bereich zu höheren Wellenlängen, wohingegen die OH -Gruppen Absorptionsbanden im IR-Bereich verursachen. Zudem fördert die Verunreinigung Lumineszenzerscheinungen [61]. Die UV-Kante selbst hat ihren Ursprung aus der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband. Das synthetische Quarzglas wird aus einem reinen Ausgangsmaterial wie z. B. Silan (Si_nH_{2n+2}) oder Siliciumte-

trichlorid ($SiCl_4$) gewonnen. Es ist wesentlich reiner als das natürliche Quarzglas (Metallkontamination < 0.1 ppm [60]) und dadurch auch strahlenhärter und transparenter im UV-Bereich. Im Folgenden wird die Bezeichnung Quarzglas immer für das Synthetische verwendet. Quarzglas zeichnet sich gegenüber anderen Gläsern darin aus, dass es chemisch äußerst inert ist und im wesentlichen nur von Fluss- und Phosphorsäure angegriffen wird. Es ist außerdem nicht hygroskopisch. Des Weiteren besitzt es die höchste UV-Transparenz unter den Gläsern. Die Strahlungsresistenz ist sehr hoch und vollkommend ausreichend für den Betrieb als Radiator im Barrel-DIRC [62].

Ein bekanntes organisches Glas ist das Polymethylmethacrylat (PMMA) [63], geläufiger unter dem Markennamen Plexiglas[®] [64] und im Folgenden als Acrylglas bezeichnet. Unter den Kunststoffen ist es das Transparenteste. Acrylglas wird durch Polymerisieren von Methacrylsäuremethylester ($C_5H_8O_2$) hergestellt. Durch firmeninterne chemische Zusätze können gezielt Eigenschaften des Acrylglasses modifiziert werden. Die gängigste Methode Halbzeug (z. B. Platten, Blöcke) aus Acrylglas herzustellen ist das Gießverfahren. Dabei wird die flüssige PMMA-Masse zwischen zwei Spiegelglasplatten (Flachglas) gegossen und ausgehärtet. Das Flachglas besitzt produktionsbedingt, durch das Gießen der Glasmasse auf ein Zinnbad, zwei sehr glatte Seiten [65]. Das Acrylglas übernimmt bei seiner Herstellung mittels Gießverfahren diese Eigenschaft. Der Vorteil gegenüber den organischen Gläsern besteht darin, dass die Produktion als Halbzeug aufgrund der sehr geringen Umformungstemperatur (160 °C [66], Quarzglas: 1600 °C [60]) wesentlich einfacher und kostengünstiger ist. Außerdem ist es nur halb so dicht wie Quarzglas. Jedoch ist Acrylglas im Gegensatz zu Quarzglas nicht UV-transparent und auch nicht strahlenhart genug für den Einsatz im PANDA-Detektor. Auch die Polierbarkeit ist geringer [7]. Zudem ist es gegenüber organischen Lösungsmitteln wie Aceton oder Alkohol nur begrenzt beständig, so dass es nach kurzer Einwirkzeit unter Rissbildung spröde wird.

4.2.2 Quarzglas im Vergleich mit Acrylglas

Die Eigenschaften der beiden ausgezeichneten Glastypen, Quarzglas und Acrylglas, werden unter Berücksichtigung der Anforderungen für den Barrel-DIRC miteinander verglichen (siehe Tabelle 4.1). Aus mechanischer Sicht hat Acrylglas bis auf das geringere Gewicht keine Vorteile gegenüber Quarzglas. Durch die geringere Biegefestigkeit benötigen Radiatorstäbe aus Acrylglas mehr Auflagepunkte bei der Konstruktion des Barrel-DIRC. Die Strahlungsresistenz ist, wie im vorherigen Abschnitt bereits erwähnt, nicht ausreichend. Durch die größere Strahlungslänge und den damit verbundenen geringeren Strahlungsverlustes eines Teilchens durch Bremsstrahlung, wäre es für das elektromagnetische Kalorimeter im PANDA vorteilhafter Acrylglas zu verwenden. In Abbildung 4.1 sind die Brechungsindizes von Acrylglas [67] und Quarzglas [60] sowie die Ableitung der Sellmeiergleichung (siehe Gleichung (4.5) in Abschnitt 4.1.5) dargestellt. Letzteres wird noch mit der Wellenlänge multipliziert, um das Dispersionsverhalten besser aufzuzeigen. Daran und an der Abbe-Zahl erkennt man, dass Quarzglas eine geringere Dispersion

aufweist als Acrylglas. Da Quarzglas als einziges Glas alle bisherigen Anforderungen bezüglich Strahlungshärte, chromatische Dispersion und UV-Transparenz erfüllen konnte, ist es das zu bevorzugende Radiatormaterial.

| Eigenschaft | Quarzglas | Acrylglas |
|--|-------------------|-------------------|
| Dichte [g/cm^3] | 2.203 | 1.19 |
| Elastizitätsmodul [MPa] | 72500 | 3300 |
| Ausdehnungskoeffizient [$1/\text{K}$] | $7 \cdot 10^{-7}$ | $5 \cdot 10^{-5}$ |
| Erweichungstemperatur [$^\circ\text{C}$] | 1600 | 160 |
| Strahlungsresistenz | hoch [62] | niedrig [63] |
| Strahlungslänge [cm] | 12.3 | 34.4 |
| Brechungsindex bei 589 nm | 1.458 | 1.491 |
| chromatische Dispersion (Abbezahl) | 68 | 54 |
| UV-Durchlässigkeit | hoch | niedrig |
| hygroskopisch | nein | ja |
| chemische Widerstandsfähigkeit | hoch | mittel |

Tabelle 4.1: Eigenschaftenvergleich von Quarzglas und Acrylglas. Angaben aus [60] und [64]. Die Strahlungslänge wurde aus [30] entnommen.

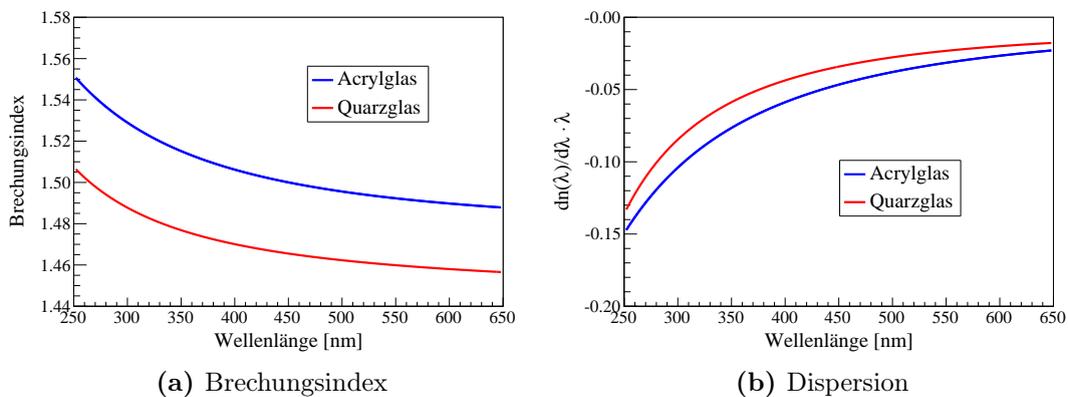
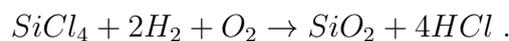


Abbildung 4.1: Brechungsindex und Dispersionsvermögen für Acryl- und Quarzglas.

4.2.3 Herstellungsprozess von Quarzglas als Radiatorstab

Quarzglas besteht aus hochreinem SiO_2 , das z. B. in der Knallgasflamme aus SiCl_4 gewonnen werden kann [59]:



Beim Verbrennen entsteht ein „Glasruß“ aus SiO_2 -Partikeln von einigen Zehntel-Mikrometern, die sich dann auf ein Substrat aus Quarzglas oder Keramik ablagern können [68]. Es werden nun die gängigsten Methoden vorgestellt, um große Quarzglasrohlinge, wie sie für die Radiatorstäbe benötigt werden, herzustellen.

Beim Außendampfabscheideverfahren OVD [69] lagert sich der Glasruß auf einem rotierenden Trägerstab ab. Um eine gleichmäßige Ablagerung zu gewährleisten, wird der Brenner längst des Stabes bewegt. Es entsteht schichtweise ein poröser Quarzglaskörper. Nach dem Brennvorgang folgt die Abkühlung. Dabei wird der Substratstab aus Keramik aufgrund der unterschiedlichen Wärmeausdehnung gegenüber Quarzglas einfach entfernt. Bedingt durch die Flammenhydrolyse besitzt das entstandene Quarzglas einen hohen *OH*-Gehalt von etwa 1000 ppm. Dieser kann durch eine spezielle Trocknung minimiert werden. Dazu wird das Quarzglas in einem Ofen mit Chlorgas und Heliumgas als Trägergas unter Bildung von *HCl* gespült. Nach diesem Zwischenschritt kann man zwar den *OH*-Gehalt auf unter 1 ppm senken, jedoch durch Substitution an den Fehlstellen zu Lasten einer *Cl*-Kontamination, die zu einer Verschiebung der UV-Absorptionskante führt. Als letzter Schritt muss die poröse Vorform bei hoher Temperatur gesintert werden. Dadurch wird auch das zurückgebliebene Loch vom Trägerstab geschlossen. Ein zum OVD ähnliches Verfahren ist das VAD [68]. Hier findet die Abscheidung nicht radial sondern axial in Längsrichtung der Vorform statt. Da das Trägerrohr beim Abscheiden kontinuierlich von der Flamme weggezogen wird, entsteht ein vollzylindrischer poröser Körper und die Sinterung kann mittels einem Ofen entlang der Ziehstrecke im gleichen Schritt vollzogen werden. Beim Boule-Verfahren verwendet man als Substrat einen rotierbaren Bottich [70].

Produktionsbedingt enthält jeder Quarzglasrohling Dichteschwankungen durch ungleichmäßige Bewegungen des Brenners und des Substrates sowie durch Temperaturgradienten beim Brennen, in den Öfen und bei der Abkühlung, die sich als Inhomogenitäten im Brechzahlprofil sowohl radial als auch entlang des Rohlings auswirken. Um nun in allen Raumrichtungen ein homogenes Profil zu erzielen, wird der Rohling firmenintern weiteren Prozesse ausgesetzt [71]. Es wird vermutet, dass es sich dabei um thermische Umformungen handelt. Rohlinge, die diese Brechzahl-Inhomogenitäten nicht aufweisen, werden als „3D-Material“ bezeichnet [59]. Des Weiteren können Blasen während der Produktion von Quarzglas im Material entstehen. Die Hersteller spezifizieren den Blasengehalt und klassifizieren das Material nach Blasenklassen (DIN 58927) [60].

Ausgehend von einem Quarzglasblock werden aus diesem nun die Radiatorstäbe geschnitten. Aufgrund der starken Wärmeentwicklung beim Schneiden muss bei diesem Prozess entsprechend gekühlt werden. Für die Seiten des Glasblockes kann z. B. eine Bandsäge und für die Enden eine Kreissäge aus Diamant zum Einsatz kommen [72]. Danach werden die Radiatorstäbe aufwendig geschliffen, geläppt und poliert [73] [74], um die entsprechende Oberflächengüte zu erreichen. Das Schleifen erfolgt mittels Schleifbändern mit festen Abrasiven aus Diamant (Kornmaterial) an den Bändern und entsprechenden Kühlschmiermitteln. Beim Materialabtragen können Risse von einigen Mikrometern an der Glasoberfläche entstehen. Um dies zu verhindern, werden hohe Anforderungen an den Schleifprozess gestellt, wie z. B. thermische Stabilität und Minimierung von Vibrationen. Beim Läppen wird der Radiatorstab in einer Abrichtung entlang einer Lappscheibe, meist aus Metall oder Keramik, auf einem Läppmittel bewegt. Die Lappsuspension ist eine ölige Flüssigkeit, die mit losen Abrasiven (Diamantpulver) ver-

setzt wird. Der Anpressdruck wird durch eine Belastungsplatte eingestellt. Der letzte Arbeitsschritt ist das Polieren. Es ähnelt dem Läppen, jedoch enthält die Poliersuspension viel kleinere Abrasivpartikel, so dass auch nicht-abrasive Prozesse beim Glätten des Materials eine Rolle spielen. Dazu zählen das Einebnen von Rauheitsspitzen durch plastische Verformungen sowie das Abtragen chemischer Korrosionsschichten durch die Wechselwirkung des Poliermittels mit der Glasoberfläche. Um bei diesen Prozessen Kantenausprünge zu vermeiden, werden an den Stabseiten entsprechende Glasplatten geklebt [72]. Aufgrund der Radiatorgeometrie sind die Stabenden besonders schwierig zu bearbeiten. Deshalb werden einige Stäbe inklusive Glasplatten zusammen geklebt, um das Verhältnis Frontfläche zu Länge zu vergrößern.

Alternative Methoden [71] zu dieser langwierigen und aufwendigen Nachbehandlung sind die Extrusion und die Verglasung. Bei der Extrusion wird der Quarzglasrohling erhitzt und durch eine Düse mit der gewünschten Radiatorgeometrie gepresst. Dieser Prozess soll ebenfalls zu einer glatten Oberfläche führen. Bei der Verglasung wird ein geschliffener Quarzglasstab in einem Ofen erhitzt, so dass Unebenheiten auf der Staboberfläche geglättet werden.

4.2.4 Übersicht der untersuchten Radiatoren

| Bez. | Hersteller | Typ | Rauheit [\AA] |
|---------|---------------------------------|------------------------------|--------------------------|
| L1 & L2 | Schott Lithotec [75] | Lithosil [®] Q0 | 10 – 20 |
| B | Boeing [76] / Saint Gobain [77] | Spectrosil [®] 2000 | ≤ 5 |
| R | LZOS [78] / MMZ [79] | KS-4V | 10 – 20 |
| H1 & H3 | Heraeus [59] | Suprasil [®] 1 | k. A. |
| H2 | Heraeus | Suprasil [®] 2A | k. A. |
| P | Röhms [64] | GS233 | k. A. |

Tabelle 4.2: Liste der untersuchten Radiatorstäbe mit der Herstellerspezifikation der Rauheit für die Seitenflächen. Beim Boeing-Stab ist die BABAR-Spezifikation angegeben [44]. Die Rauheit der Stäbe von Heraeus und Röhms sind nicht spezifiziert worden.

Es wurden insgesamt acht Radiatorstäbe untersucht (siehe Tabelle 4.2). Für eine systematische Analyse wurden zwei gleiche Lithotec-Stäbe (L1 und L2) [75] begutachtet. Aufgrund ihrer Länge (vgl. Tabelle 4.4) und ihren polierten Stabenden dienen sie als Referenz für die Transmissions- und Reflexionskoeffizientenmessung. Aus Tabelle 4.3 kann man entnehmen, dass es sich um ein 3D-Material mit der höchsten Blasenklasse und mit der üblichen Kontamination von OH , Cl und Metallen handelt. Die Kanten sind allerdings mit einer Fase versetzt worden. Der kleine Boeing-Stab (B) [76] ist ein Souvenir von BABAR, der nach deren Spezifikationen [44] hergestellt wurde. Das Quarzglas wurde von Saint Gobain [77] hergestellt, dessen Quarzglassparte mittlerweile zu Heraeus gehört. Da es aus einem wesentlich längeren Stab abgeschnitten wurde, mussten die Stabenden nachbearbeitet werden. Die Rauheit an den Enden wurde nicht mehr spezifiziert. Die Rauheit der Seitenflächen könnte sich durch eine nicht-Radiator-gerechte Lagerung

verschlechtert haben. Ein weiterer Stab (R) stammt aus Russland, wobei MMZ [79] der Quarzglas-Hersteller und LZOS (Lytkarino) [78] für die Glasverarbeitung zuständig waren. Der Lytkarino-Stab besitzt wie der Boeing-Stab scharfe Kanten. Die Frontflächen werden vom Hersteller mit der gleichen Oberflächengüte wie die Seitenflächen spezifiziert. Die Heraeus-Stäbe (H1, H2 und H3) unterscheiden sich hinsichtlich des Herstellungsprozesses und des Materialtypen. Alle drei Stäbe wurden mit dem Extrusionsverfahren erzeugt. Jedoch wurden der H1 und der H2-Stab anschließend auf die Radiatorform geschliffen und in einem Ofen verglast. Die Verglasung erfolgte beim H2-Stab mit unterschiedlichen Temperaturen und Vorschub für jede Stabhälfte. Beim H1-Stab wurde nur die Temperatur geändert, die zudem höher lag als beim H2-Stab. Die Enden aller Heraeus-Stäbe wurden außerdem nur grob geschliffen, so dass diese milchig erscheinen. Der Acrylglasstab (P) wurde aus einer Glasplatte ausgeschnitten, so dass die Stabenden und die geschnittenen Seitenflächen mit einer Diamantnadel bearbeitet werden mussten, um eine glatte Oberfläche zu erzielen. Die Seitenflächen, die sich beim Gießverfahren zwischen den Spiegelglasplatten befanden, haben in etwa die gleiche Rauheit wie die Spiegelglasplatten selbst.

| Bez. | 3D | BK | OH [ppm] | Cl [ppm] | Metall [ppm] |
|---------|-------|----|----------------|-------------|-----------------|
| L1 & L2 | ja | 0 | ≈ 1200 | ≤ 0.05 | $\lesssim 0.13$ |
| B | nein | 0 | ≤ 1200 | < 1 | $\lesssim 0.1$ |
| R | k. A. | 0 | < 0.1 | ≤ 20 | $\lesssim 0.6$ |
| H1 & H3 | ja | 0 | ≤ 1000 | k. A. | $\lesssim 0.1$ |
| H2 | nein | 0 | ≤ 1000 | k. A. | $\lesssim 0.1$ |

Tabelle 4.3: Eigenschaften der verschiedenen Quarzglastypeen (3D-Material, Blasenklasse, OH-, CL- und Metallgehalt). Angaben von den Herstellern [60], [80] und aus [81].

| Bez. | Höhe [mm] | Breite [mm] | Länge [mm] |
|---------|-------------------|-------------------|-------------|
| L1 & L2 | 17 ± 1 | 35 ± 1 | 800 ± 2 |
| B | 17 ± 1 | 35 ± 1 | 193 ± 1 |
| R | 17 ± 1 | 35 ± 1 | 300 ± 1 |
| H1 | 16 ± 1 | 34 ± 1 | 780 ± 2 |
| H2 | 16 ± 1 | $(33 - 35) \pm 1$ | 800 ± 2 |
| H3 | $(16 - 17) \pm 1$ | $(33 - 37) \pm 1$ | 730 ± 2 |
| P | 20 ± 1 | 35 ± 1 | 900 ± 2 |

Tabelle 4.4: Gemessene Dimensionen der untersuchten Radiatorstäbe. Im Folgenden wird eine Seite entlang der Breite als breite Seite und entlang der Höhe als schmale Seite bezeichnet.

4.2.5 Untersuchung der Radiatorform

Für eine Studie der Radiatorform wurde sowohl die Abweichung zur Orthogonalität als auch die Krümmung der Seitenflächen an verschiedenen Stäben un-

tersucht. Beim H3-Stab, der mittels Extrusionsverfahren hergestellt wurde, ist visuell bereits eine Krümmung sowohl entlang der Stabbreite als auch an der Stabhöhe zu erkennen (siehe Abbildung 4.2a). Die beiden anderen Heraeus-Stäbe wurden ebenfalls mit dem Extrusionsverfahren erstellt, jedoch anschließend noch auf die Radiatorgeometrie geschliffen und verglast. Abbildung 4.2b zeigt, dass dieser Herstellungsprozess im Vergleich zum H3-Stab zu einer deutlichen Verbesserung führt. Aufgrund der starken Krümmung des H3-Stabes wurde auf eine Formmessung verzichtet.

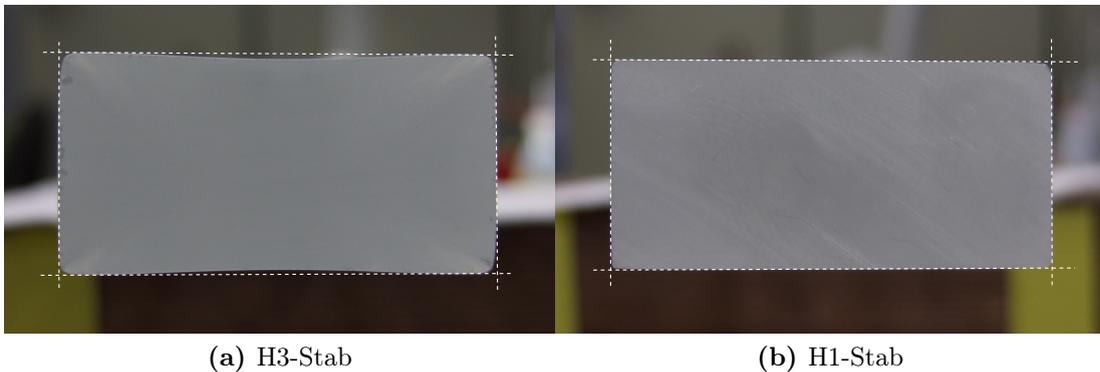


Abbildung 4.2: Frontansicht der Radiatorstäbe a) H3 und b) H1. Bei allen Heraeus-Stäben wurden die Stabenden nur grob geschliffen, so dass diese nicht transparent erscheinen.

Der Messaufbau zur Bestimmung der Formgrößen ist in Abbildung 4.3a dargestellt. Für die Messung der Orthogonalität trifft der Laserstrahl die Stabseiten mittig und für die Messung der Krümmung wird die Laserhöhe variiert. Dabei lagert der Radiatorstab auf drei feststehenden Kugeln. Anhand der Auftrefforte des reflektierten Strahls kann dann die Abweichung zur Orthogonalität bestimmt werden. Für eine hohe Messgenauigkeit muss der Abstand L , Radiator – Schirm, sehr groß sein. Durch die Messungen an allen Stabseiten kann der Schwerpunkt y_0 der Auftreffpositionen auf dem Schirm bestimmt werden (siehe Abbildung 4.3b). Da für die Summe der Orthogonalitätsabweichungen in einem Rechteck $\sum_i \delta_{\perp,i} = 0$ gilt, muss auch bei den gemessenen Auftreffpositionen die Summe der Abstände zum Schwerpunkt $\sum_i \Delta y_i = 0$ gelten. Der Abstand zum Schwerpunkt Δy hängt nun mit der Abweichung δ_{\perp} wie folgt zusammen:

$$\pm \Delta y = \tan(\alpha \mp 2\delta_{\perp}) \cdot L - \tan \alpha \cdot L . \quad (4.8)$$

Für steile Winkel α , hier etwa 5° , können dessen Beiträge ignoriert werden. Wegen $\Delta y \ll L$ lässt sich die Orthogonalitätsabweichung schreiben als

$$\pm \delta_{\perp} = \frac{\mp \Delta y}{2L} . \quad (4.9)$$

Außerdem ist der Fehler des Abstandes L dadurch vernachlässigbar.

Außer für die Heraeus-Stäbe fanden alle Messungen bei einem Abstand von $L = 8.5 \text{ m}$ mit einer Messunsicherheit der Auftrefforte von 1 mm statt. Tabelle

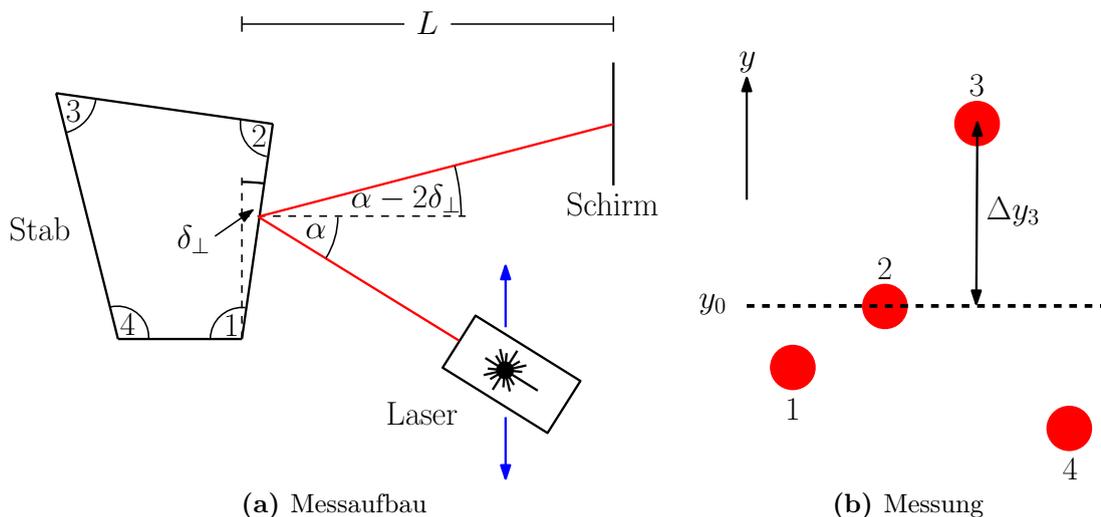


Abbildung 4.3: a) Illustration des Aufbaus zur Messung der Orthogonalität und der Krümmung der Seitenflächen. Für Letzteres wird der Laser in y -Richtung verfahren (blaue Pfeile). b) Schematische Darstellung der relativen Auftrefforte auf dem Schirm für die vier Innenwinkel des Stabes beim Rotieren des Stabes.

4.5 listet die Ergebnisse für die betragsmäßige maximale Abweichung zur Orthogonalität für verschiedene Radiatorstäbe auf. Dabei besitzt der Boeing-Stab die geringste Abweichung. Sie liegt jedoch innerhalb von 1σ oberhalb der BABAR-Spezifikation von ≤ 0.25 mrad [44]. Der L2- und der Lytkarino-Stab weisen eine maximale Abweichung von etwas mehr als 1 mrad auf. Aufgrund der größeren Abweichungen für die Heraeus-Stäbe, wurde ein Abstand Radiator – Schirm von etwa 2 m gewählt. Trotzdem zeigt die Messgenauigkeit, dass die Abweichung zur Orthogonalität nicht viel besser als 2 mrad betragen kann.

| | $ \delta_{\perp, max} $ [mrad] |
|-----------|--------------------------------|
| L2 | 1.18 ± 0.06 |
| B | 0.33 ± 0.06 |
| R | 1.23 ± 0.06 |
| H1 | 2.6 ± 0.3 |
| H2 | 2.2 ± 0.3 |

Tabelle 4.5: Gemessene Maximalabweichung δ_{\perp} zur Orthogonalität für verschiedene Radiatorstäbe.

Um die scheinbar planaren Seitenflächen der beiden Heraeus-Stäbe zu überprüfen, wurden nun Orthogonalitätsmessungen entlang der Breite des Stabes durchgeführt. Die Auftreffposition auf dem Schirm, wo der Laserstrahl die Stabseite mittig trifft, dient diesmal als Bezugspunkt y_0 . Beim Variieren der Laserhöhe verschiebt sich dieser Bezugspunkt um den gleichen Betrag. Aus der Abweichung zu diesem Bezugspunkt wird mit der Gleichung 4.9 ein Winkel $\Delta\delta_{\perp}$ berechnet. Dieser Winkel gibt also die Abweichung zur gemessenen Orthogonalität an der

Mitte der Stabseite wieder. In Abbildung 4.4 sind die Messergebnisse an den Stabbreiten dargestellt. Bei den Heraeus-Stäben betrug der Abstand Radiator – Schirm etwa 2 m. Da die Stabhälften beider Heraeus-Stäbe unterschiedlich bearbeitet wurden (siehe Abschnitt 4.2.4), wurde ebenfalls untersucht, ob dies einen Einfluss auf die Krümmung haben könnte. Abbildung 4.4a und b zeigen die Ergebnisse für beide Stabhälften des H2-Stabes. Einen signifikanten Unterschied zwischen beiden Hälften konnte nicht festgestellt werden. Bei der ersten Stabhälfte scheint jedoch die Stabbreite unterschiedlich stark gekrümmt zu sein. Eine Krümmung ist bereits ab etwa 10 mm von der Mitte der Stabbreite festzustellen. Da der H1-Stab mit einer höheren Temperatur als der H2-Stab verglast wurde, sind die Stabseiten stärker gekrümmt (siehe Abbildung 4.4c). Auch beim H1-Stab ist ein signifikanter Unterschied zwischen beiden Stabhälften nicht gemessen worden. Für einen Vergleich mit einem planaren Stab, wurde ebenfalls der L2-Stab vermessen. Um überhaupt eine Krümmung messen zu können, musste der Abstand L auf etwa 12 m vergrößert werden. Abbildung 4.4d zeigt, dass eine Orthogonalitätsmessung des L2-Stabes entlang der Stabbreite sehr konstante Werte liefert.

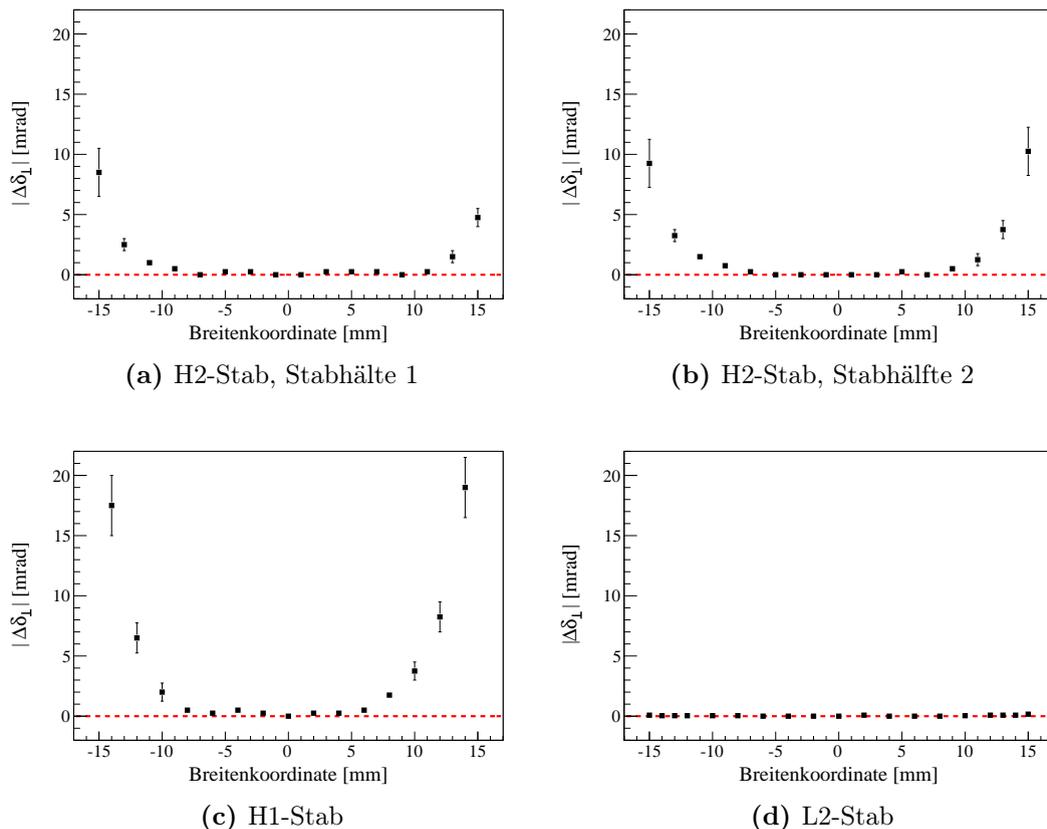


Abbildung 4.4: Messung der Krümmung an der Stabbreite für a) die erste und b) zweite Stabhälfte des H2-Stabes, c) den H1-Stab und d) den L2-Stab. Die Abszisse gibt die relative Position zur Mitte der breiten Stabseite an. Die Ordinate die Abweichung zur gemessenen Orthogonalität an der Stabmitte (rote gestrichelte Linie).

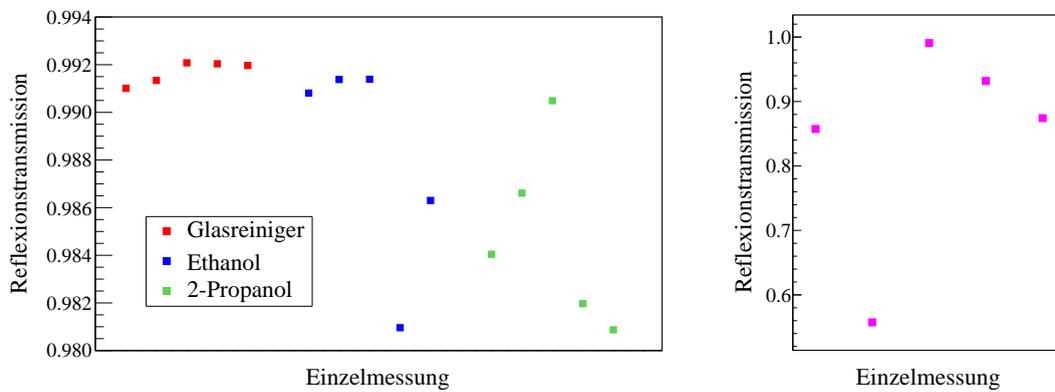
4.2.6 Reinigungsprozedur

Bei der Messung des Reflexionskoeffizienten ist die Reinigung der Radiatorstäbe entscheidend. Durch Verschmutzung an den Stellen, wo die Totalreflexion stattfindet, kann es zu erheblichen Verlusten kommen. Durch die unterschiedlichen chemischen Eigenschaften von Quarzglas und Acrylglas müssen zwei verschiedene Reinigungsprozeduren angewendet werden. Da Acrylglas gegenüber Aceton und Alkoholen nur begrenzt beständig ist, wird der Stab mit handelsüblichem Spülmittel, Wasser und weichen Schwamm gereinigt. Das Nachwischen geschieht mit fusselfreien weichen Einwegtüchern. Um Hautkontakt mit den Radiatorstäben zu vermeiden, werden bei der Reinigung Einweg-Latexhandschuhe verwendet. Beim Quarzglas hat sich als Prozedur bewährt ein Einwegtuch mit einem Lösungsmittel zu befeuchten und dann entlang einer Seitenfläche eines Radiatorstabes zu ziehen. Danach wird mit einem neuen Tuch trocken nachgezogen. Das Ziehen erfolgt relativ zügig, immer in einer Richtung und mit einem gewissen Druck.

Der Reinigungseffekt wurde beim Quarzglas mittels einer Messung des Reflexionskoeffizienten überprüft. Genau genommen dient nur die transmittierte Intensität als Vergleich und wird im Folgenden als Reflexionstransmission bezeichnet. Es wurden dabei unterschiedliche Lösungsmittel untersucht. Als Lösungsmittel wurden hochreines Aceton, Ethanol, 2-Propanol und ein handelsüblicher Glasreiniger (Sidolin von Henkel [82]) getestet. Beim Test wurde der Lithotec-Stab gezielt verschmutzt. Die verschmutzte Fläche beeinflusste zwei interne Reflexionen im Stab, so dass die gemessene Reflexionstransmission 20 – 70 % geringer ausfällt. In zufälliger Reihenfolge wurden dann die Lösungsmittel verwendet. Insgesamt wurde diese Prozedur fünfmal wiederholt. In Abbildung 4.5a und b sind die Ergebnisse der einzelnen Messungen aufgetragen. Überraschenderweise zeigt als einziges Reinigungsmittel der Glasreiniger reproduzierbare Werte. Insbesondere das Aceton zeigt starke Schwankungen auf, die sich durch Streifenbildung äußern. Aufgrund des sehr schnellen Verdunstens von Aceton [83] ist ein Trockenwischen nicht mehr möglich. Beim BABAR-DIRC war hingegen eine Reinigung mit Aceton und Alkohol erfolgreich [5]. Ein weiterer Test ohne zusätzliche Verschmutzung zeigt Abbildung 4.5c. Daran erkennt man, dass alle Lösungsmittel hochrein sind bzw. keine Rückstände hinterlassen. Die gemessene Reflexionstransmission bei der letzten Messung mit 2-Propanol und insgesamt die Letzte bei diesem Test weicht von den anderen Werte etwas ab. Es hat sich herausgestellt, dass bei dieser Messung der Stab etwas bewegt wurde, so dass der gemessene Transmissionswert, womöglich durch Defekte an den Stellen der Reflexionen, um etwa 1.5 ‰ niedriger ausfällt. Nachfolgende Messungen mit den anderen Lösungsmitteln waren dann wieder konsistent mit der letzten 2-Propanol-Messung. Für die endgültige Reinigungsprozedur wird ausschließlich der Glasreiniger verwendet. Bei stärkerer Verschmutzung (z. B. Ölrückstände) wird der Radiatorstab mit Aceton vorbehandelt.

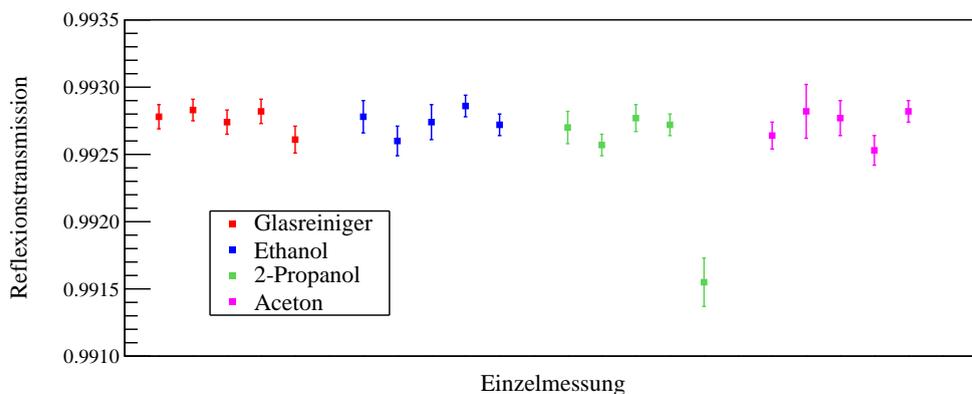
Im Gegensatz zu dem vorher beschriebenen Reinigungstest muss aufgrund der Stabhalterung bei einer Reinigung des ganzen Stabes, dieser aus der Halterung genommen werden. Dabei hat sich herausgestellt, dass die vorgestellte Rei-

nigungsprozedur bei einer großen Fläche wesentlich fehleranfälliger ist. Das liegt daran, dass ein gleichmäßiges Ziehen des Reinigungstuches entlang einer langen Stabseite nicht immer realisierbar ist. Außerdem kann insbesondere bei den breiten Seitenflächen ein einigermaßen gleicher Druck über die gesamte Fläche nicht immer gewährleistet werden. Da sich die Reflexionstransmissionsvariationen meistens im Bereich von einem Promille bewegen, ist die Verschmutzung nicht immer visuell sichtbar. Eine Verschmutzung bedeutet immer geringere Reflexionstransmissionswerte. Da die Reinigung außerhalb der Stabhalterung erfolgen muss, ist die gemessene Variation der Reflexionstransmissionswerte eine Kombination aus der produktionsbedingten Oberflächeninhomogenität und des Reinigungsgrades der Staboberfläche. Es wird daher empirisch ein systematischer Fehler $\sigma_{rein}^{sys.}$ auf die Reflexionstransmission bezüglich der angewendeten Reinigungsprozedur abgeschätzt. Für die schmale Seite beträgt sie 1 ‰ und für die breite Seite 2 ‰.



(a) Reinigungseffekt mit Verschmutzung

(b) Aceton



(c) Reinigungseffekt ohne Verschmutzung

Abbildung 4.5: Wirkungsweise der verwendeten Reinigungsprozedur für Quarzglas anhand der Reflexionstransmission. a) Mit Verschmutzung und anschließender Reinigung durch einen Glasreiniger (Sidolin), Ethanol, 2-Propanol und b) Aceton in zufälliger Reihenfolge. c) Die gleiche Prozedur wie (a) nur ohne zusätzliche Verschmutzung.

4.3 Messapparatur

Die Messapparatur soll im Stande sein, Radiatorstäbe mit einer Rauheit von etwa 10 \AA messen zu können. Der Beitrag auf die Messunsicherheit durch den Messaufbau selbst soll bei etwa 1 \AA liegen, so dass dieser gegenüber der produktionsbedingten Variation der Oberflächenrauheit nicht der dominierende Fehler ist. Beim Barrel-DIRC ist nicht die Rauheit sondern der Reflexionskoeffizient die entscheidende Größe (siehe Abschnitt 4.6). Beide Größen sind jedoch über die skalare Streutheorie miteinander verknüpft (siehe Abschnitt 4.5.2). Der Reflexionskoeffizient gibt die Wahrscheinlichkeit einer spekularen Reflexion bei Totalreflexion an. Daher hat die Messapparatur die Aufgabe diesen Reflexionsverlust bzw. die Reflexionstransmission zu messen. Die Messgenauigkeit des Reflexionskoeffizienten steigt mit der Anzahl an internen Reflexionen im Radiatorstab, die von der Stablänge und vom Einfallswinkel eines Messstrahls auf dem Stab abhängt. Durch die Totalreflexionsbedingung wird der Bereich dieses Winkels eingeschränkt. Als Einfallswinkel ist der Brewsterwinkel zu bevorzugen. Dadurch werden störende Reflexionen beim Ein- und Auskoppeln des Messstrahls vermieden. Zudem gilt nur beim Brewsterwinkel, dass der Einfallswinkel gleich dem Reflexionswinkel im Stab ist. Mit dem Brewsterwinkel hat man bei den Lithotec-Stäben (siehe Abschnitt 4.2.4) maximal etwa 30 Reflexionen im Radiatorstab. Um nun bei diesen Stäben eine Rauheit von 10 \AA mit einer Unsicherheit durch die Messapparatur von 1 \AA im sichtbaren Wellenlängenbereich messen zu können, muss die Messgenauigkeit bei der Reflexionstransmission etwa 2‰ betragen. Die Reflexionstransmission hängt noch vom Transmissionsvermögen des Stabes ab. Da die Messapparatur für die Messung der Reflexionstransmission und der Transmission weitestgehend identisch ist, misst man die Transmission mit etwa der gleichen Genauigkeit. Diese Unsicherheit auf den Transmissionswert hat nur einen kleinen Einfluss auf die Genauigkeit der Reflexionstransmission.

Der Aufbau zur Bestimmung der Transmission und der Rauheit der Radiatoren ist in Abbildung 4.6 illustriert. Eine Fotografie des Messaufbaus zeigt Abbildung 4.7. Er ist angelehnt an den bei BABAR verwendeten Aufbau [5]. Als Lichtquelle dienen Laser verschiedener Wellenlängen. Der Laserstrahl selbst wird in einen Test- und einen Referenzstrahl aufgeteilt. Dadurch werden Auswirkungen der Intensitätsfluktuation des Lasers verringert. Eine Kreisblende wird verwendet, um den störenden Laserhalo zu minimieren. Bei der Messung des Reflexionskoeffizienten trifft der Messstrahl unter dem Brewsterwinkel auf dem Radiatorstab. Alle Messungen mit Radiator werden auf eine Messung ohne Radiator normiert, um die Transmission bzw. Reflexionstransmission zu ermitteln. Der Spiegel zur Einstellung des Brewsterwinkels befindet sich auf einem motorisierten Drehtisch. Der Radiatorstab wird durch Plastikschrauben in einer Halterung fixiert. Diese Stabhalterung ist wiederum auf einem Lineartisch befestigt, so dass man die Position des Stabes in x - und y -Richtung ändern kann. Um nun Reflexionsverluste beim Übergang in den Stab zu vermeiden, wird polarisiertes Licht benötigt. Das wird mit Hilfe eines Polarisationsfilters, der im Strahlengang noch vor dem Strahlteiler positioniert ist, sichergestellt. Die Lichtintensitäten werden schließlich

durch Silicium-Photodioden detektiert, die sich ebenfalls durch einen Lineartisch bewegen lassen. Auf Diffusoren vor den Detektoren wie bei BABAR wurde verzichtet, da Messungen eine zu große Abhängigkeit des gemessenen Signals vom Einfallswinkel auf dem Diffusor zeigten, die eine Reproduktion der Messungen unnötig kompliziert. Das Signal selbst wird mittels eines Analog-Digital-Wandlers (ADC) von einem Computer ausgelesen. Ein Programm steuert die Bewegungen der Tische, so dass die komplette Messung vollautomatisch abläuft. Der komplette Aufbau ist auf einem $60 \times 120 \text{ cm}^2$ großen optischen Tisch montiert, der sich wiederum in einer lichtdichten Kiste, die durch Hartschaumplatten aus Polyurethan thermisch-isoliert ist, befindet. Die Isolierung ist nicht perfekt, so dass es im Inneren der Kiste trotzdem zu Temperaturschwankungen kommt. Diese Schwankungen können z.B. Auswirkungen auf die Stabilität der Laser haben. Der Temperaturverlauf wird mittels eines Sensors (LM35) aufgezeichnet.

Die wichtigsten Komponenten des Aufbaus werden in diesem Abschnitt genauer analysiert. Bei der Demonstration der Messstabilität wird detailliert der allgemeine Messvorgang vorgestellt. Abschließend werden alle aufbaubedingten systematischen Fehlerbeiträge zusammengefasst.

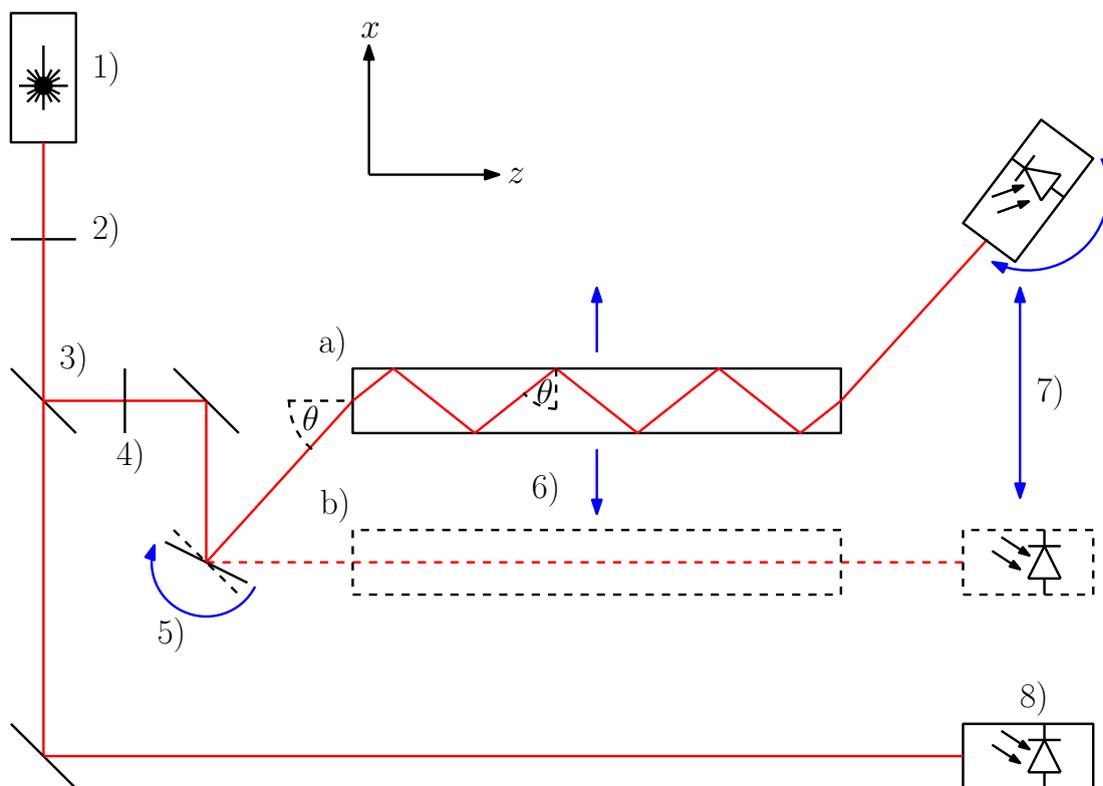


Abbildung 4.6: Messapparatur zur Bestimmung der Transmission und der Rauheit der Radiatoren. 1) Laser, 2) Polarisator, 3) Strahlteiler, 4) Kreisblende, 5) rotierbarer Spiegel, 6) Radiatorstab, 7) Messdiode und 8) Referenzdiode. Die blauen Pfeile verdeutlichen das Vorhandensein eines motorisierten Dreh- bzw. Lineartisches. Bei der Messung a) wird die Rauheit bestimmt, dabei trifft der Laser unter dem Brewsterwinkel θ auf den Radiator, und bei b) die Transmission. Die Relation Einfallswinkel θ gleich Reflexionswinkel gilt nur beim Brewsterwinkel.

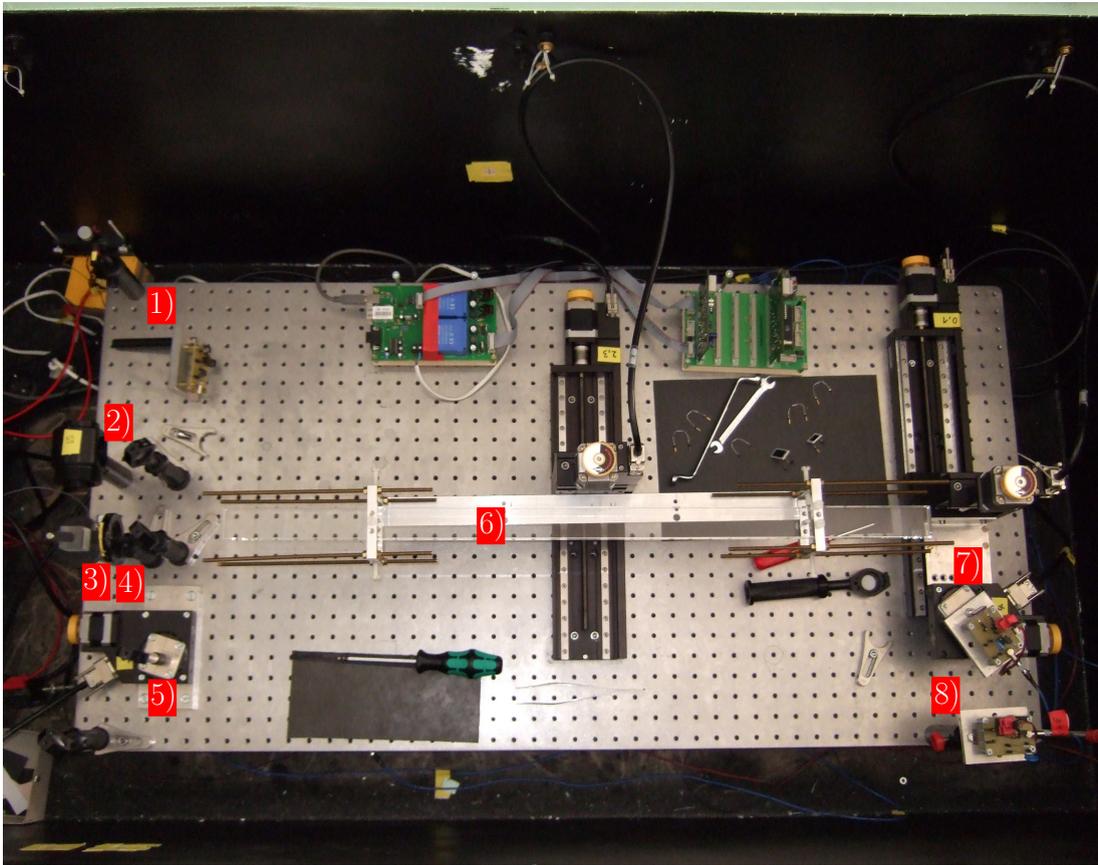


Abbildung 4.7: Fotografie der Messapparatur. Für die Zahlenbeschriftung siehe Abbildung 4.6.

4.3.1 Laser

Zwei Halbleiterlaser mit 405 und 635 nm Wellenlänge sowie ein diodengepumpter Nd:YAG-Laser mit 532 nm Licht stehen als Dauerstrich-Lichtquellen zur Verfügung. Eine Unsicherheit der Wellenlänge wird von den Herstellern nicht angegeben, so dass die Wellenlängen als fehlerlos betrachtet werden. Die Ausgangsleistung aller eingesetzten Laser liegt bei unter 1 mW (Laserklasse 2). Beim Halbleiterlaser [84], auch als Laserdiode bezeichnet, entsteht die Laserstrahlung durch Rekombination von Elektron-Loch-Paaren in der aktiven Zone (pn-Übergang). Das Pumpen erfolgt hierbei elektrisch durch einen Strom in Durchlassrichtung. Als Resonator dient die aktive Zone, die durch geeignete Materialien als Wellenleiter fungieren. Aufgrund der sehr kleinen Querschnittsfläche der aktiven Zone kann die Divergenz beim Austreten der Strahlung aus dem Halbleiter, bedingt durch Beugungseffekte, einige Grad groß werden. Daher wird meist ein Kollimator eingesetzt, um die Strahlung zu parallelisieren. Das optische Pumpen beim verwendeten Neodymlaser [84] erfolgt mit Hilfe solcher Laserdioden. Dabei emittiert der Nd:YAG-Kristall im wesentlichen Licht der Wellenlänge 1064 nm, die mittels Frequenzverdopplung halbiert wird. Die Frequenzverdopplung ist ein nichtlinearer Effekt, der erst bei intensiver Einstrahlung in anisotropen Materialien entsteht.

Der Kristall für die Frequenzverdopplung befindet sich für Laser mit geringer Ausgangsleistung meist im Resonator.

Alle Laser nutzen im wesentlichen nur die Grundmode im Resonator und somit ist deren Intensität annähernd gaußisch verteilt. Die Abbildung 4.8 zeigt die gemessenen Intensitätsverteilungen in einem Abstand von etwa 1.5 m ohne Radiator und Kreisblende. Durch die Strahldivergenz sind die Laserflecke entsprechend ausgedehnt. Für die Messung wird die Photodiode bis auf ein kleines Loch von

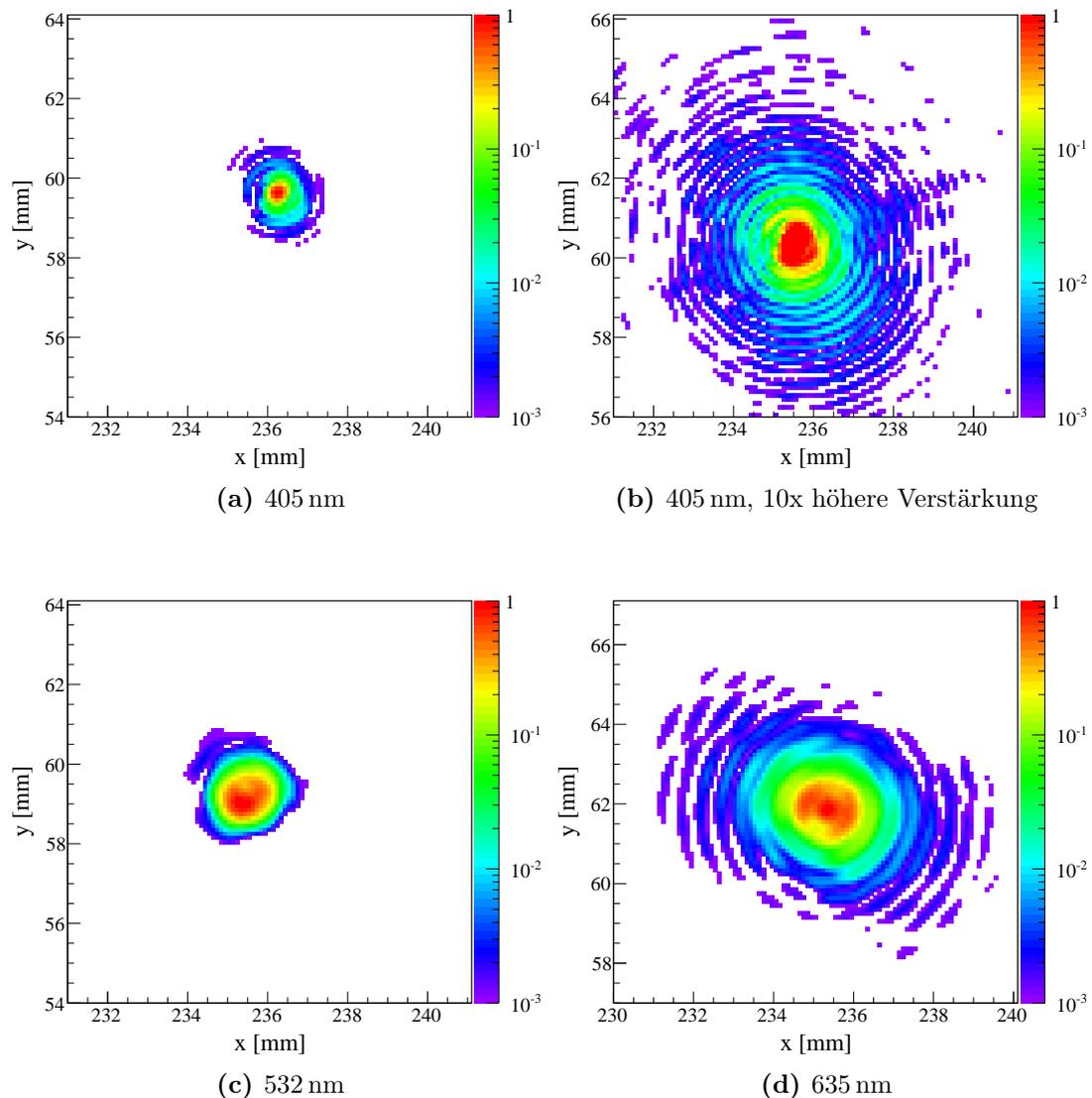


Abbildung 4.8: Laserfleck nach etwa 1.5 m Wegstrecke für verschiedene Laser. Die Zahlenwerte auf der x - und y -Achse beziehen sich auf Positionskoordinaten der Lineartische. Die logarithmische Farbskala beschreibt die Intensität, wobei das Maximum auf eins normiert ist. Die konzentrischen Ringe bei d) sind höchstwahrscheinlich Beugungseffekte durch einen intern eingebauten Kollimator. Bei b) werden diese Beugungseffekte erst durch eine höhere Verstärkung zu Lasten einer Auflösung im Zentralbereich sichtbar.

100 μm Durchmesser abgeschirmt. Die Schrittweite beträgt ebenfalls 100 μm . Die konzentrischen Kreise um das Intensitätsmaximum beim 635 nm-Laser kommen vermutlich durch den eingebauten Kollimator, meist ein Blenden-Linsen-System, zustande, die die Strahldivergenz verringern. Durch eine zehnfach größere Verstärkung beim 405 nm-Laser sind hier ebenfalls Beugungseffekte zu Lasten der Auflösung im Zentrum zu beobachten. Um die Strahlbreite des Lasers zu bestimmen, werden die Intensitätsverteilungen mit einem zweidimensionalen Gauß angepasst (vgl. Tabelle 4.6). Ein realer Laser weicht von diesem gaußschem Idealfall ab, z. B. durch das Überlagern höherer Lasermoden. Diese Abweichung kann zu einem Halo führen, der stärker divergiert als der Hauptstrahl. Die Abbildungen 4.9 und 4.10 zeigen Fotos der Laserflecke inklusive Halo auf einem Millimeterpapier-Schirm für zwei verschiedene Abstände (65 und 145 cm). Der Neodymlaser bei 532 nm weist keinen nennenswerten Halo auf im Gegensatz zu den Laserdioden.

| Laser [nm] | Divergenz [mrad] | Gaußanpassung: σ [mm] |
|------------|------------------|------------------------------|
| 405 | <0.6 | 0.14 ± 0.02 |
| 532 | <1.4 | 0.34 ± 0.02 |
| 635 | <0.5 | 0.52 ± 0.03 |

Tabelle 4.6: Spezifizierte Divergenz des Herstellers für 2σ -Strahlradien, entspricht 86.5% der Gesamtintensität, und gemessene 1σ -Radien der verwendeten Laser ohne Radiator und Kreisblende bei einem Abstand von etwa 1.5 m.

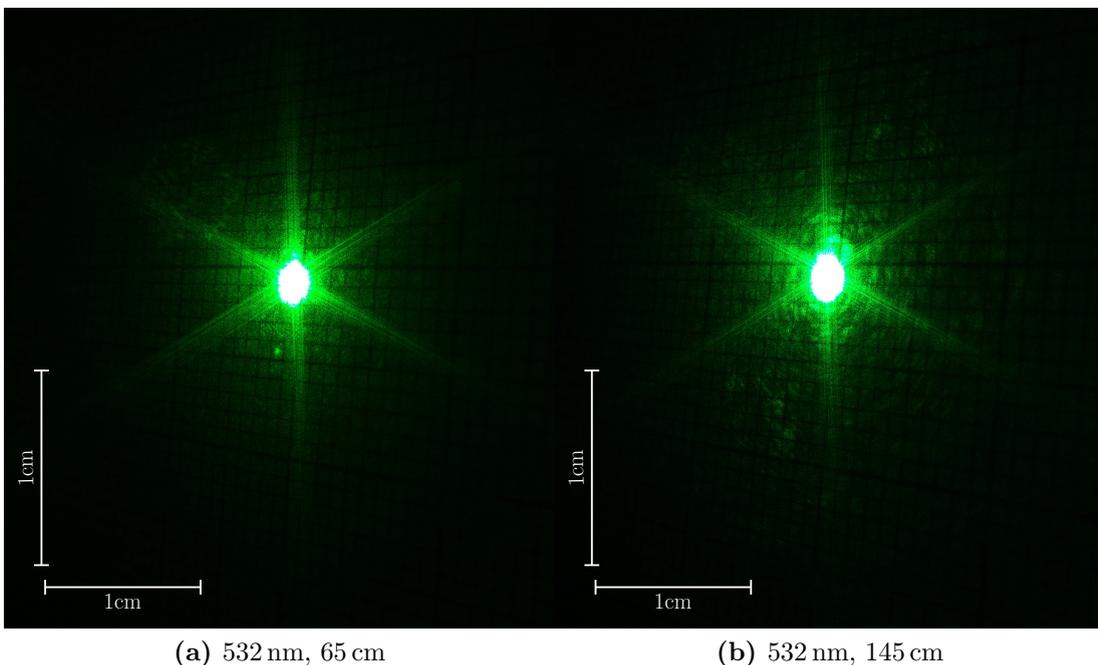
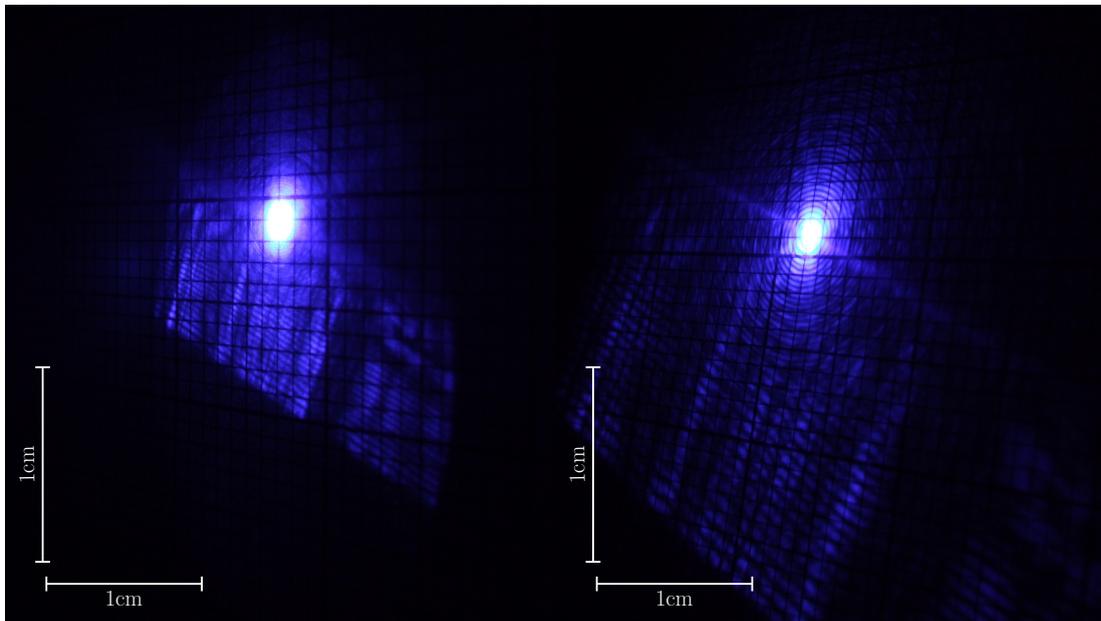
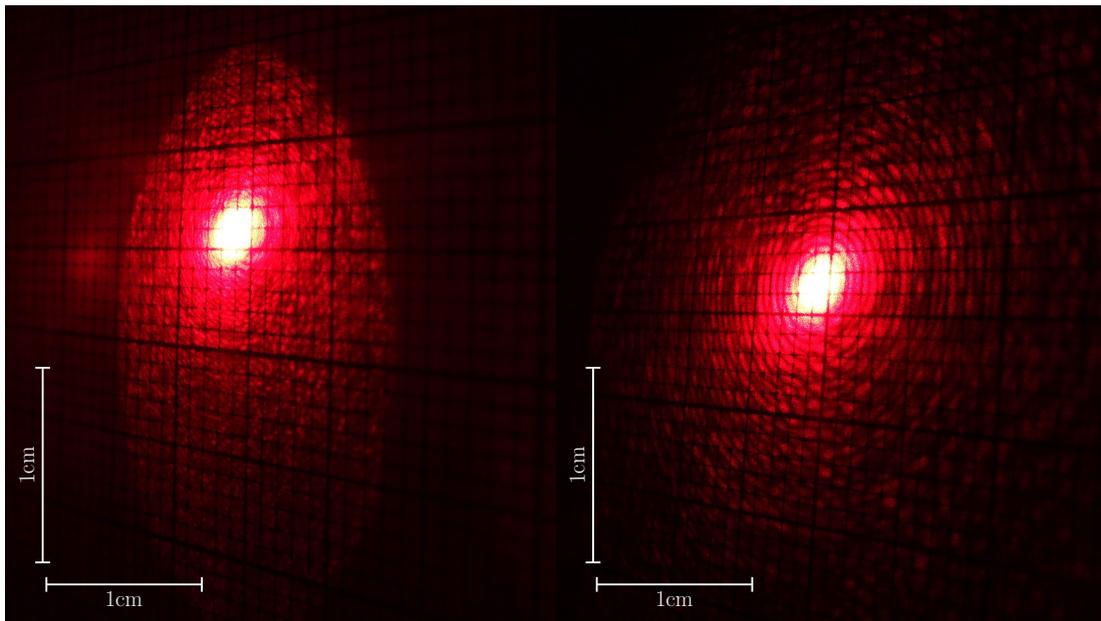


Abbildung 4.9: Fotos der Laserflecke für den Neodymlaser bei zwei verschiedenen Abständen. Die Schirmskala ist in Millimetern. Ein signifikanter Halo ist nicht zu erkennen. Der sternförmige Beugungseffekt ist ein Artefakt der Kamerablende.



(a) 405 nm, 65 cm

(b) 405 nm, 145 cm



(c) 635 nm, 65 cm

(d) 635 nm, 145 cm

Abbildung 4.10: Fotos der Laserflecke für die Laserdioden bei zwei verschiedenen Abständen. Das rechteckige Muster des Halos beim 405 nm-Laser wird durch den Polarisations- und Strahlteilerwürfel verursacht. Beim 635 nm-Laser wird der Halo durch den rotierbaren Spiegel beschränkt. Als Schirm wird Millimeterpapier verwendet. Das sternförmige Beugungsmuster beim violetten Laser kommt durch die Blende in der Kamera zustande.

Deren Halo wird außerdem durch optische Instrumente, wie Strahlteilerwürfel oder Spiegel verformt. Durch die größere Divergenz sind die Halos bei einem Abstand von 145 cm schon sehr aufgeweitet. Jedoch kann ein solcher Halo, da er über einen großen Bereich der Photodiode integriert wird, einen signifikanten Beitrag auf die gemessene Intensität haben.

4.3.2 Polarisator und Strahlteiler

Um Reflexionsverluste beim Brewsterwinkel zu vermeiden, benötigt man hochpolarisiertes Licht. Als Polarisator [85] wird ein Würfel aus zwei verkitteten Prismen mit einer dielektrischen Vielfachschicht dazwischen verwendet. Die Polarisation erfolgt mittels Reflexion an den Schichten, die durch die Fresnelgleichungen beschrieben werden. Sie lauten für zwei Medien A und B mit gleicher Permeabilität:

$$R_{\text{TE}} = \frac{n_A \cos \nu_A - n_B \cos \nu_B}{n_A \cos \nu_A + n_B \cos \nu_B} \quad R_{\text{TM}} = \frac{n_A \cos \nu_B - n_B \cos \nu_A}{n_A \cos \nu_B + n_B \cos \nu_A} . \quad (4.10)$$

Bei der Polarisationsart TE ist das E -Feld des Lichtstrahls orthogonal zur Einfallsebene und bei TM parallel. n ist hier der komplexe Brechungsindex. Mit dem snelliusschen Brechungsgesetz lässt sich eine Variable eliminieren. Aus Energieerhaltungsgründen gilt weiterhin $1 - |R|^2 = |T|^2$ mit T als Fresnel-Transmissionskoeffizient. Abbildung 4.11a zeigt das Reflexionsvermögen $|R|^2$ für beide Linear-Polarisationsrichtungen als Funktion des Einfallswinkels auf einer Grenzfläche Luft – Quarzglas. Als Brechungsindex von Luft wird im Folgenden immer der Wert 1.0003 verwendet [86]. Ein Polarisationswürfel lässt primär nur TM-polarisiertes Licht durch. Alle Seiten des Würfels sind noch zusätzlich mit einer entsprechenden Antireflexionsschicht versetzt. Das Verhältnis TM/TE beim transmittierten Strahl beträgt im Mittel 1000:1. Die Unsicherheit der TM-Polarisation wird vom Hersteller mit 1‰ angegeben. Exemplarisch zeigt Abbildung 4.11b die gemessene Intensität mit dem roten Laser bei der Reflexion am Radiatorstab um den Brewsterwinkel. Die Messung bestätigt, dass der Laserstrahl nicht

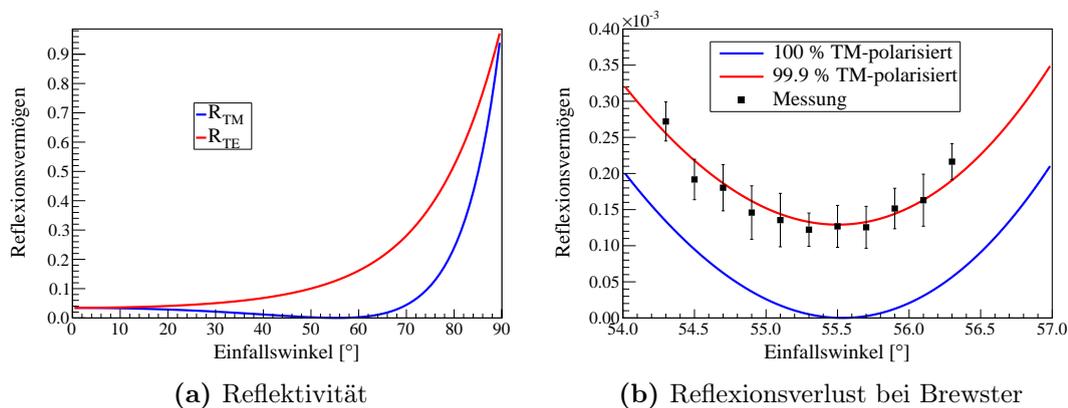


Abbildung 4.11: a) Reflexivität beim Übergang Luft – Quarzglas für 635 nm. b) Reflexiver Anteil des TM -polarisierten Laserstrahls (635 nm) um den Brewsterwinkel am Quarzglasstab.

100 % TM-polarisiert ist. Sowohl der Reflexionsverlust als auch dessen Unsicherheit beträgt auf die Reflexionstransmission etwa 0.3 ‰. Der hauptsächlich TE-polarisierte reflektierte Strahl im Polarisationswürfel wird mittels einem Spiegel aus dem optischen Aufbau geführt und schließlich in einem Strahlabsorber vernichtet. Eine Alternative zum Polarisationswürfel wären Dünnschicht-Polarisatoren aus Polymer, die dichroistisch funktionieren. Der Nachteil ist die vor allem im UV- und UV-nahen Bereich allgemein hohe Abschwächung durch den Polymerfilm.

Wie beim Polarisationswürfel besteht der verwendete Strahlteiler [85] aus zwei Prismen. Die Vielfachschicht zwischen den Prismen ist diesmal eine Kombination aus Metall- und dielektrischen Schichten. Dadurch wird die Reflexion bzw. Transmission weitgehendst unabhängig vom Polarisationsgrad des Laserstrahls. Außerdem besitzt auch dieser Würfel an allen Seiten eine Antireflexionsschicht. Alternativ hätte man auch eine Strahlteilerplatte verwenden können. Um die unerwünschte Reflexion an der Rückseite dieser Platte zu minimieren, muss an dieser Stelle eine Antireflexionsschicht angebracht werden. Ein weiterer Nachteil dieser Strahlteilerplatten, der aber in diesem Aufbau keine Auswirkung hätte, ist der durch die endliche Dicke der Platte erzeugte Strahlenversatz.

4.3.3 Kreisblende

Es hat sich herausgestellt, dass die Halos der Laser (siehe Abschnitt 4.3.1) durch die Radiatorstäbe wie in einem Wellenleiter gefangen und weitergeleitet werden (siehe Abbildung 4.12). Außerdem haben die Stäbe noch eine fokussierende Wirkung. Da die Photodiode durch den begrenzten Platz nur einige Zentimeter, abhängig von der Stablänge, hinter den Stäben positioniert werden können, sind diese Effekte signifikant messbar und stören die eigentliche Messung. Deswegen wird eine Kreisblende nach dem Strahlteiler platziert. Für den Referenzstrahl ist eine Blende nicht nötig. Abbildung 4.13 zeigt die Profile des roten Lasers mit Blende für unterschiedliche Abstände. Mit einer zweidimensionalen Gaußanpassung erhält man für den 1σ -Strahlradius einen Wert von 0.426 bzw. 0.457 mm. Die Divergenz für 2σ -Strahlradien beträgt somit etwa 0.1 mrad. Dieser Wert ist konsistent mit der Spezifikation des Herstellers (siehe Abschnitt 4.3.1 Tabelle 4.6). Der Laserhalo divergiert wesentlich stärker, etwa 2 bis 10 mrad. Die Beugungsstrukturen, vermutlich bedingt durch den internen Kollimator, sind aufgrund der

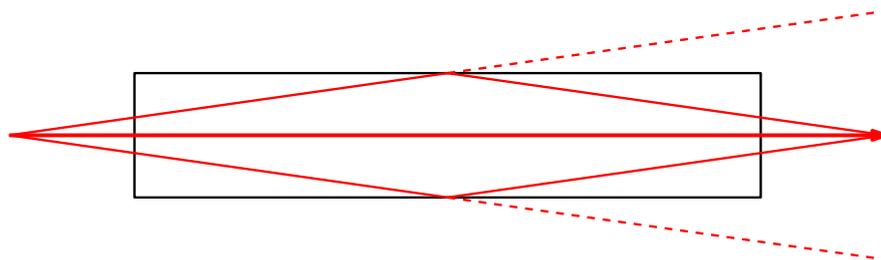


Abbildung 4.12: Schematische Darstellung der Laserhalo-Propagation im Radiatorstab für die Transmissionsmessung. Der Halo wird durch die Totalreflexion im Radiator gehalten. Dadurch kann mehr Licht auf die Photodioden einfallen als ohne Radiator.

Divergenz und der Profilauflösung erst bei größeren Entfernungen sichtbar. Sie sind jedoch nicht so ausgeprägt wie bei einer Messung ohne Blende (vgl. Abbildung 4.8d in Abschnitt 4.3.1).

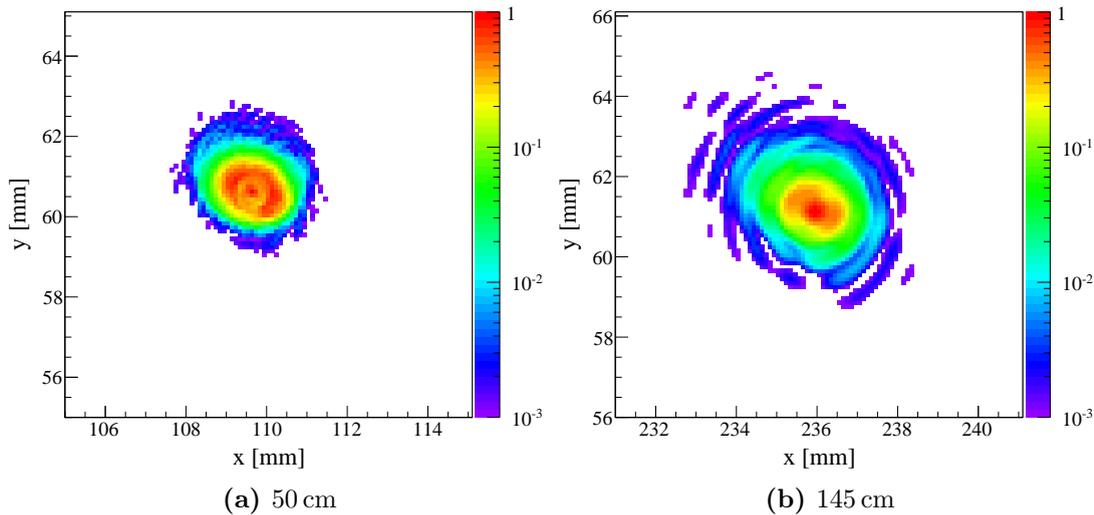


Abbildung 4.13: Profil des 635 nm-Lasers bei Einsatz einer Blende mit einem Öffnungsdurchmesser von 2 mm. Die Blende befindet sich etwa 35 cm vom Laser entfernt. a) Profil bei 50 cm und b) bei 145 cm Abstand zum Laser. Die angegebenen Zahlenwerte auf der x - und y -Achse sind willkürlich gewählte Motorpositionen des Lineartisches. Die logarithmische Farbskala gibt die Intensität an, wobei das Maximum auf eins normiert ist.

In Abbildung 4.14a-c sind die Transmissionswerte, also das Intensitätsverhältnis Messung mit zu ohne Radiator, exemplarisch für den L1-Stab bei einer definierten Position in Abhängigkeit vom Blendendurchmesser aufgetragen. Man beachte, dass für beide Messungen, mit und ohne Radiator, dieselbe Blende verwendet wird und somit die eingestellte Öffnung exakt gleich ist. Insbesondere die Messung mit 635 nm zeigt für große Blendenöffnungen unphysikalische Werte von $\mathcal{T} > 1$, die von keinem systematischen Fehler gerechtfertigt wird und nur durch einen weitergeleiteten Halo im Radiator erklärt werden kann. Eine Öffnung von 15 mm entspricht einer Messung ohne Blende. Man misst also ohne Blende eine höhere Transmission für 405 nm als für 532 nm, was im Widerspruch zur Rayleigh-Streuung steht. Durch Verkleinern der Öffnung wird schrittweise der Halo abgeschirmt. Bei einer mittleren Blendenöffnung ist ein Plateau beobachtbar. In diesem Bereich ist die relative Reduzierung der Laserintensität durch die Blende bei Messungen mit und ohne Radiator etwa gleich groß und somit ändert sich die gemessene Transmission kaum. Trotz unterschiedlicher Laserfleckgrößen zwischen dem 405 nm- und 635 nm-Laser befindet sich das Minimum der Blendemessungen bei beiden bei 2 mm. Beim 635 nm-Laser ist der 4σ -Fleckdurchmesser nur etwas geringer als diese Öffnung. Bei Blendenöffnungen kleiner 2 mm können signifikante Beugungseffekte durch eine ungenaue Positionierung der Blende

entstehen, die wie der abgeschnittene Halo wirken können. Da der 532 nm-Laser keinen ausgeprägten Halo besitzt, ist ein Blendeneffekt nicht messbar.

Bei der Reflexionskoeffizientenmessung ist ebenfalls ein signifikanter Unterschied mit und ohne Blende vorhanden. Auch das Minimum liegt an der gleichen Stelle wie bei der Transmissionsmessung, wobei wiederum die Werte bei einer 1 mm großen Blendenöffnung aufgrund von möglichen Beugungseffekten, abhängig von der Stab- und Blendenposition, sehr stark variieren können. Für die folgenden Messungen wird sowohl bei der Transmissions- als auch bei der Reflexionskoeffizientenmessung eine Blendenöffnung von 2 mm bei den Wellenlängen 405 und 635 nm gewählt. Eine Ausnahme gibt es für den Fall, dass die Reflexionen an der breiten Seitenfläche des Stabes stattfinden und das nur beim 635 nm-Laser (siehe Abbildung 4.14d). Dabei steigt die Reflexionstransmission mit Verkleinern der Blendenöffnung an, wobei der Effekt bei den langen Stäben einige Promille groß sein kann. Das liegt daran, dass der stark in horizontaler Richtung ausgeprägte Halo (siehe Abbildung 4.8d in Abschnitt 4.3.1) durch den längeren Weg, im Vergleich zur Messung ohne Stab, sich noch weiter ausbreitet und durch die horizontal kleinere Austrittsbreite als bei Reflexionen an der

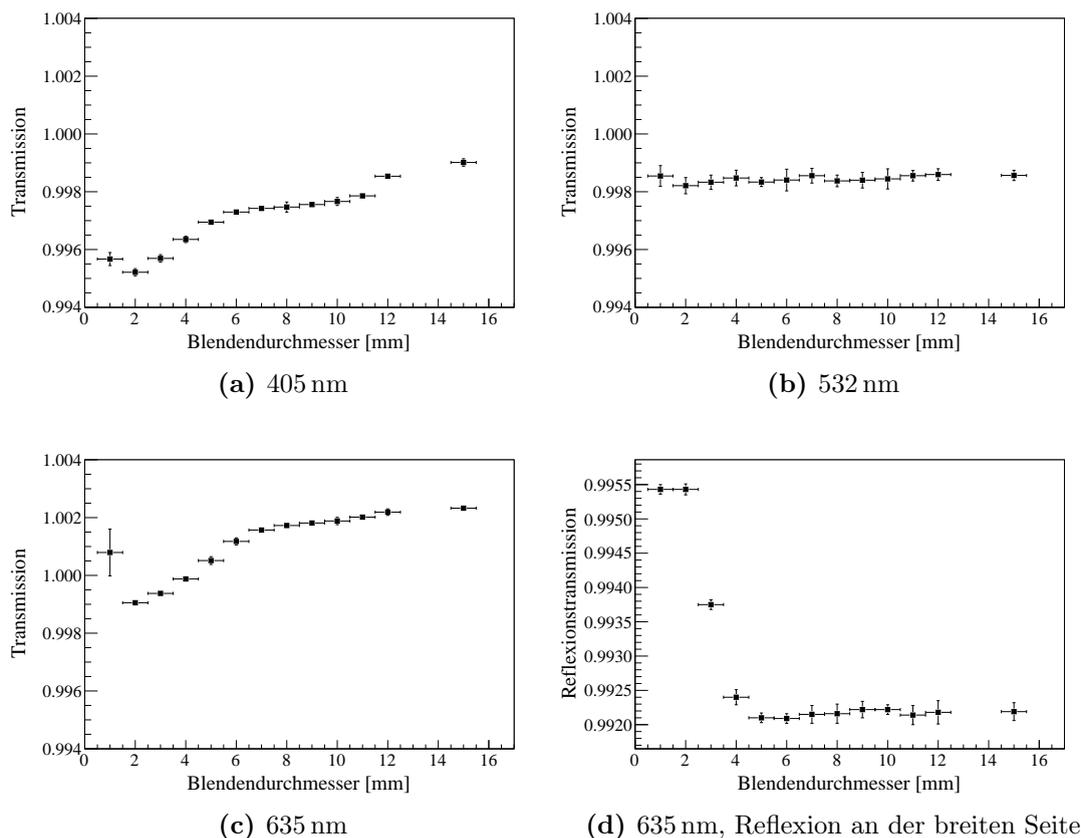


Abbildung 4.14: a)-c) Fresnel-korrigierte Transmissionswerte des L1-Stabes bei verschiedenen Blendenöffnungen. Die Blende befindet sich nach dem Strahlteiler. d) Reflexionstransmission an der breiten Seitenfläche des Radiatorstabes. Die Fehlerbalken in y -Richtungen kommen aus einer Mittelung von drei Messwiederholungen zustande.

schmalen Seite nicht komplett die Photodiode erreichen kann. Abbildung 4.15 illustriert diesen Effekt. Außerdem ist der projizierte Laserfleck auf den Stabenden durch den Brewsterwinkel um etwa einen Faktor 1.7 vergrößert. Die Erhöhung der Reflexionstransmission kommt nun dadurch zustande, dass der abgeschnittene Halo bei der Messung mit Radiator einen wesentlich kleineren Beitrag auf die gemessene Intensität hat als bei der Messung ohne Radiator.

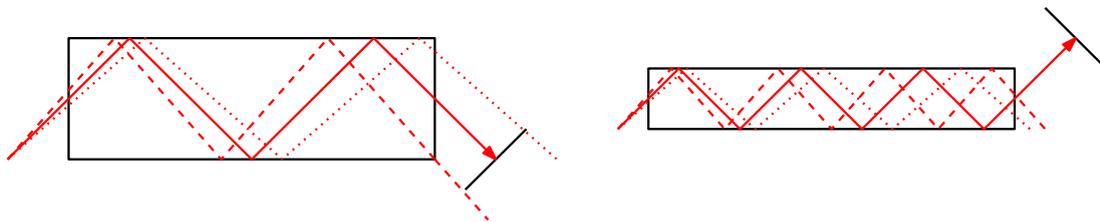


Abbildung 4.15: Schematische Darstellung der Laserhalo-Propagation im Radiatorstab für unterschiedliche Stabbreiten. Bei kleinerer Stabbreite erreicht ein Teil des Halos nicht die Photodiode.

Der systematische Fehler bei geschnittenen Verteilungen wird im Allgemeinen durch die Variation des Schnittes selbst bestimmt. In diesem Fall wird die Variation zu kleineren Blendenöffnungen gemieden, um den systematischen Fehler nicht durch Beugungseffekte zu verfälschen. Einfachhalber wird der Fehler durch die Differenz der Transmissionswerte bei 2 und 3 mm Blendenöffnung bestimmt. Da der Blendeneffekt und somit der Fehler abhängig von der Positionierung der Blende und des Stabes ist, sind die angegebenen Werte in Tabelle 4.7 konservativ abgeschätzt worden. Bei den kürzeren Stäben ist der Effekt mit und ohne Blende zwar kleiner, spiegelt sich aber nicht direkt in den Fehlern wieder. Beim Acrylglasstab spielen zusätzlich Inhomogenitäten eine Rolle, die in Abschnitt 4.4.6 erläutert werden. Der spezielle Fall bei 635 nm und Reflexionen an der breite Seitenfläche wird gesondert betrachtet.

| Messung | $\sigma_{halo}^{sys.}$ | | |
|--------------------------------|------------------------|--------|--------|
| | L-Stäbe | P-Stab | Rest |
| \mathcal{T} | 0.0005 | 0.0010 | 0.0005 |
| \mathcal{R} | 0.0005 | 0.0010 | 0.0005 |
| \mathcal{R}_{breit} (635 nm) | 0.0020 | 0.0020 | 0.0005 |

Tabelle 4.7: Systematische Unsicherheiten durch die Wahl einer 2 mm großen Blendenöffnung für die Transmissionsmessung (\mathcal{T}) und der Reflexionskoeffizientenmessung (\mathcal{R}). Der größere Fehler beim Acrylglasstab (P-Stab) kommt durch zusätzliche Inhomogenitäten zustande. Bei der Reflexion an der breiten Seite der langen Stäbe wird ein Teil des roten Laserhalos durch den Stab selbst begrenzt.

4.3.4 Spiegel

Alle verwendeten Spiegel bestehen aus einem Glassubstrat auf dem eine Aluminiumschicht aufgedampft ist. Zur Vermeidung von Oxidationsschäden des Alumini-

ums erhalten die Spiegel noch eine zusätzliche UV-transparente Schicht aus Magnesiumfluorid (MgF_2). Da nur relative Intensitäten gemessen werden, also das Verhältnis der Intensitäten mit und ohne Radiator, muss bei der Messung des Reflexionskoeffizienten der rotierbare Spiegel gedreht werden (siehe Abbildung 4.6). Dadurch ist es, im Gegensatz zu BABAR [5], möglich die gleiche Messdiode für die Messung mit und ohne Radiator zu verwenden. Jedoch muss beachtet werden, dass das Reflexionsvermögen, auch bei Spiegeln, abhängig vom Einfallswinkel ist. Um diese Tatsache zu berücksichtigen, wird ein Korrekturfaktor S aus den Messungen der beiden Spiegeleinstellungen ermittelt (siehe Tabelle 4.8):

$$S = \frac{M_{ohne}}{M_{mit}} . \quad (4.11)$$

M_{mit} ist die Messung des Spiegelreflexionsvermögens bei derselben Spiegeleinstellung, als würde man mit Radiator messen. Die Einfallswinkel auf dem Spiegel für die Messungen mit und ohne Radiator betragen 17.2° und 45° . Bei der Messung des Reflexionsvermögens wird die Messdiode nahe des Spiegels platziert um beide Einstellungen in einem Messvorgang messen zu können. Der geringere Abstand vom Spiegel zur Photodiode als bei der Messung mit Radiator ist für den grünen Laser aufgrund der geringen Divergenz und dem fehlenden Halo irrelevant. Bei den anderen Lasern spielt dieser Abstand bei Verwendung einer Blende ebenfalls keine Rolle. Die dominierenden Fehlerbeiträge bei dieser Messung sind der Blendeneffekt aus dem vorherigen Abschnitt, der ebenfalls konservativ mit 0.5 % abgeschätzt wird, und die Ortsempfindlichkeit auf der Photodiode, die im nächsten Abschnitt erläutert wird. Der Effekt auf dem Korrekturwert mit und ohne Blende beträgt für 405 nm etwa 3 % und für 635 nm etwa 1 %. Aufgrund der sehr genauen Strahlführung von etwa 0.1° , bedingt durch die lange Wegstrecke des Lasers zur Photodiode bei der Transmissions- bzw. Reflexionskoeffizientenmessung, ist die Unsicherheit auf dem Korrekturwert bezüglich des Einfallswinkels vernachlässigbar klein.

Zum besseren Verständnis der gemessenen Korrekturwerte, wird das Reflexionsvermögen des Spiegels bei verschiedenen Einfallswinkeln gemessen. Diese Messungen sind jedoch ohne Kreisblende durchgeführt worden. In der Abbildung 4.16 erkennt man, dass nur bei Berücksichtigung einer MgF_2 -Schicht die Messung mit der Theorie in großen Teilen übereinstimmt. Da die Hersteller die Schichtdicke von MgF_2 bei Spiegeln nicht spezifizieren [87], wird bei der Berechnung der Reflektivität eine Dicke von 200 nm angenommen. Die Vielstrahlinterferenz wird bis zur 4. Ordnung berücksichtigt. Bei 635 nm ist eine Abweichung zur Theorie bei großen Einfallswinkeln zu beobachten. Die Ursache könnte sein, dass ein signifikanter Teil des Laserhalos beim roten Laser, aufgrund der immer kleiner werdenden (projizierenden) Spiegelfläche bei großen Winkeln, nicht mehr reflektiert werden kann.

4.3.5 Photodioden

Bei der Bestrahlung einer Photodiode [51] werden Elektron-Loch-Paare erzeugt. Jedoch tragen im wesentlichen nur die Paare zum Photostrom bei, die in der

| Laser [nm] | Korrekturfaktor $S \pm \sigma_{\text{spiegel}}^{\text{sys.}}$ |
|------------|---|
| 405 | 0.9984 ± 0.0006 |
| 532 | 0.9688 ± 0.0008 |
| 635 | 0.9523 ± 0.0005 |

Tabelle 4.8: Korrekturfaktor unter Verwendung einer Kreisblende für verschiedene Wellenlängen aufgrund des winkelabhängigen Reflexionsvermögens des „Brewster“-Spiegels.

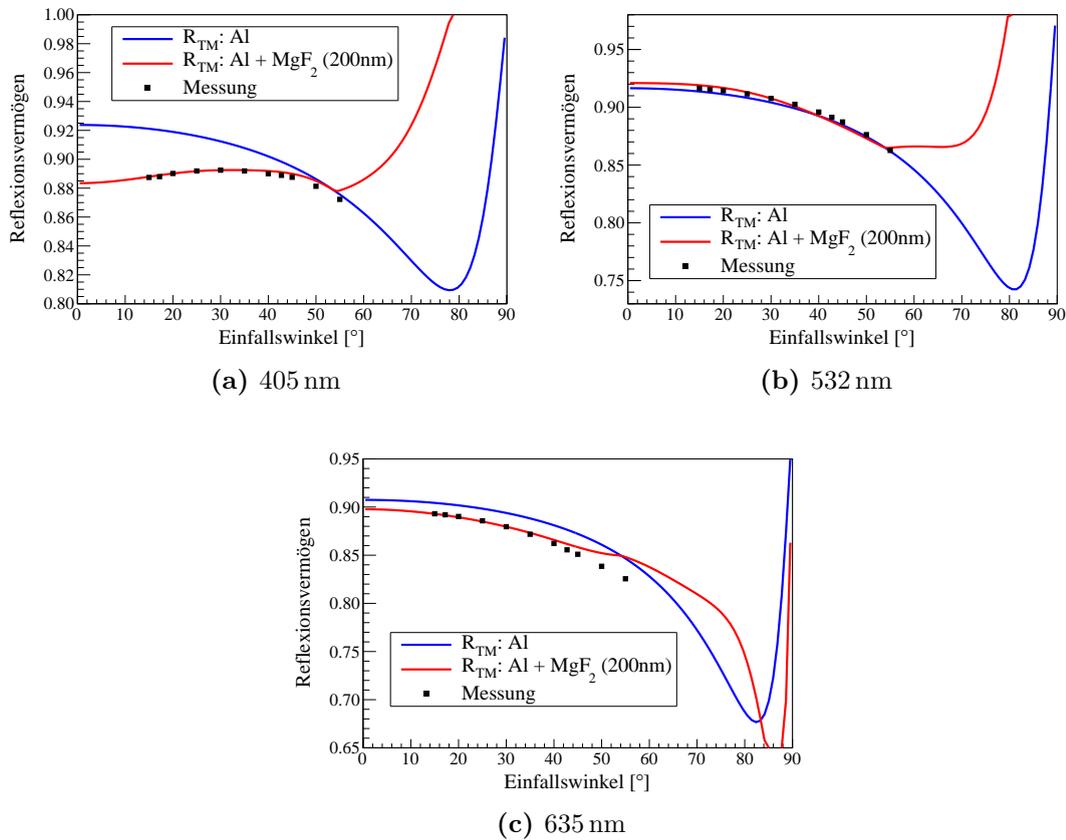


Abbildung 4.16: Winkelabhängige Reflektivität eines Aluminiumspiegels mit einer MgF_2 -Schicht für verschiedene Wellenlängen. Die blaue Linie berücksichtigt nur das Reflexionsvermögen von Al , die rote Al und MgF_2 , wobei für Letzteres eine Dicke von 200 nm angenommen wird. Des Weiteren wird die Vielstrahlinterferenz-Berechnung bis zur 4. Ordnung durchgeführt. Der Knick bei 54° (rot) kommt durch den Brewsterwinkel für die MgF_2 -Schicht zustande. Die Daten werden an der Theorie (rot) bei 30° normalisiert. Die Spiegeleinstellungen für die Messungen mit und ohne Radiator sind bei 17.2° und 45° .

Verarmungszone (pn-Übergang) entstehen, da sie durch das dort herrschende elektrische Feld sofort getrennt werden. Die Paare, die außerhalb dieser Verarmungszone entstehen, müssen erst durch diese driften bzw. diffundieren. Falls sie zuvor rekombinieren, tragen sie nichts zum Photostrom bei. Die Eindringtiefe in dem Halbleiter hängt von der Wellenlänge ab. Unter Berücksichtigung des Fenstermaterials führt das zu einer spektralen Empfindlichkeitsverteilung.

Je nach verwendeter Wellenlänge handelt es sich bei den eingesetzten Photodioden um den Typ S1227-1010BR oder S1723-06 von Hamamatsu [88]. Sie besitzen eine sensitive Fläche von $10 \times 10 \text{ mm}^2$. Als Fenstermaterial vor den Siliciumschichten wird eine Harzschicht verwendet. Der erzeugte Photostrom verhält sich linear zur einfallenden Intensität. Das gilt jedoch nur solange bis die Photodiode in Sättigung geht. Es genügt die Linearität mit dem 532 nm-Laser zu überprüfen, da dieser die geringste Verstärkung in der Ausleseschaltung verwendet (siehe Abschnitt 4.3.6). Dafür werden sogenannte Neutralfilter verschiedener Abschwächung eingesetzt. Sie bestehen aus einem Quarzglassubstrat, das mit einer entsprechenden metallischen Legierung beschichtet wird [89]. Die gewünschte Abschwächung setzt sich aus Verlusten durch Reflexion und Absorption zusammen. In Abbildung 4.17a wird die gemessene Linearität der Photodiode gezeigt. Die erwartete Intensität wird mittels den Filtern eingestellt. Die große Messunsicherheit beim Filter mit der geringsten Abschwächung wird durch eine Beschädigung der Abschwächungsschicht hervorgerufen.

Eine weitere Eigenschaft, die vor allem für die Reproduzierbarkeit der Messresultate wichtig ist, ist die gleichmäßige Sensitivität der detektierenden Photodiodenfläche. Bei der Messung dieser Uniformität wird die komplette sensitive Fläche der Messdiode in Abständen von etwa einer halben Laserstrahlbreite gescannt (vgl. Tabelle 4.6 in Abschnitt 4.3.1). Die Messergebnisse mit allen Lasern sind in Abbildung 4.17b-d und in Tabelle 4.9 dargestellt. Die Justierungsgenauigkeit des Strahls auf der Photodiode liegt bei etwa 1 mm. Somit genügt es eine $2 \times 2 \text{ mm}^2$ Fläche um das vermeintliche Zentrum der sensitiven Fläche zu betrachten. Jeder Pixel wird auf eine Messung im Zentrum der Photodiode normiert. Zusätzlich wird der Mittelwert in der betrachteten zentralen Fläche noch auf eins normiert. Für die folgenden Messungen wird bei 532 und 635 nm die Photodiode S1723-06 und bei 405 nm S1227-1010BR verwendet. Zwar hat S1227-1010BR bei 532 nm eine etwas gleichmäßigere Sensitivität als S1723-06, jedoch befindet sich, wie Abbildung 4.17b zeigt, nahe dem Zentrum ein Defekt, der die Messung verfälschen könnte. Bei 405 nm variiert die Uniformität von S1723-06 um 7 %. Die große Variation kommt durch ihre wellige Harzschicht zustande. Da Harz nicht UV-transparent ist, macht sich die unterschiedliche Dicke der Harzschicht erst bei kleineren Wellenlängen bemerkbar.

Die Justierung der Radiatorstäbe selbst wird anhand des Laserstrahls ausgerichtet. Außerdem kommt die lange Wegstrecke vom Stabende, wo der Laser einkoppelt, bis zur Photodiode der Genauigkeit zugute. Dadurch beträgt die Unsicherheit sowohl für den senkrechten Einfall als auch beim Brewsterwinkel maximal 0.2° unter Berücksichtigung einer Abweichung von der Staborthogonalität von 2 mrad. Für die Bestimmung der Transmission ist diese Winkelunsicherheit

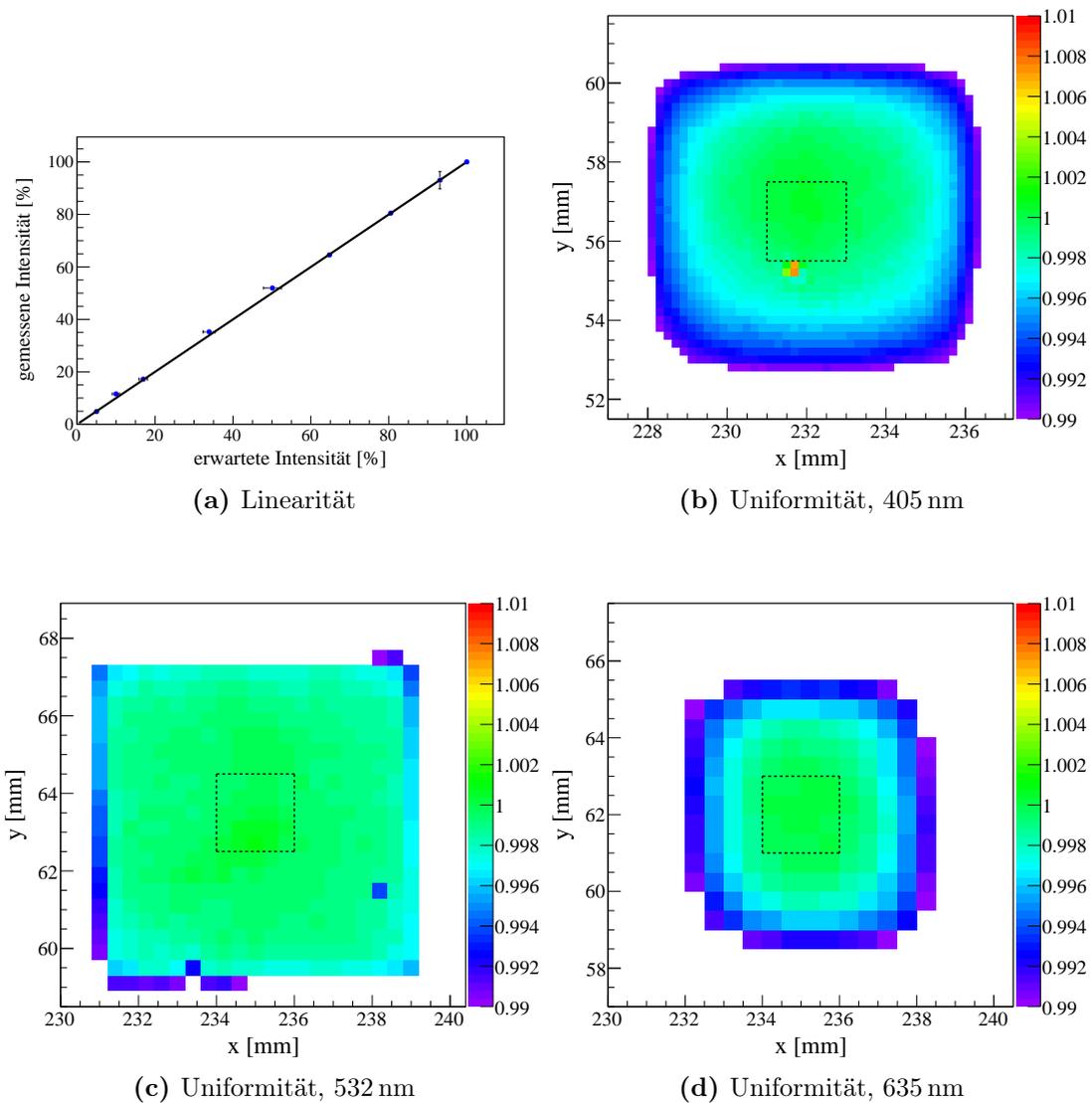


Abbildung 4.17: a) Gemessene Linearität der Photodiode mit dem 532 nm-Laser. b)-d) Gleichmäßigkeit der sensitiven Fläche der verwendeten Photodiode. Das gestrichelte Quadrat in der Mitte symbolisiert die Justierungsgenauigkeit des Laserstrahls von etwa 1 mm. Die Messungen erfolgen mit den Photodioden b) S1227-1010BR, c) und d) S1723-06. Die Zahlenwerte auf der x - und y -Achse beziehen sich auf die Position der Lineartische.

| Photodiode | $\sigma_{diode}^{sys.}$ (Laser [nm]) | | |
|--------------|--------------------------------------|---------|---------|
| | 405 | 532 | 635 |
| S1227-1010BR | 0.00040 | 0.00037 | 0.00025 |
| S1723-06 | 0.0070 | 0.00041 | 0.00008 |

Tabelle 4.9: Systematische Messunsicherheit der normierten Sensitivität in der markierten Fläche im Zentrum der Photodiode.

absolut vernachlässigbar im Gegensatz zum Reflexionskoeffizienten. Dieser systematische Fehler wird im Folgenden als $\sigma_{winkel}^{sys.}$ bezeichnet. Um Rückreflexionen an der Photodiode zum Stab und wieder zurück bei der Transmissionsmessung zu vermeiden, wird die Photodiode unter einem Winkel von 20° zum Laserstrahl hin gedreht. Durch diesen großen Winkel erzeugt die Winkelunsicherheit von nur 0.2° einen Unterschied von 0.2% beim Reflexionsverlust an einer Photodiode. Diese Fehler wird als $\sigma_{\perp}^{sys.}$ bezeichnet und hängt vom Brechungsindex des Fenstermaterials der Photodiode ab. Für die Brechzahl der Harzschicht wird der Wert aus [90] genommen. Im Nachhinein wäre eine Drehung der Photodiode von 5° ebenfalls noch ausreichend gewesen. Bei der Messung des Reflexionskoeffizienten trifft der Laserstrahl senkrecht auf die Photodiode. Daher fällt bei dieser Messung kein weiterer Fehler an.

4.3.6 Ausleseelektronik

Eine häufig angewandte Methode zur Auslesung einer Photodiode ist der Transimpedanzverstärker. Dieser Verstärkertyp hat als Eingangssignal den durch den Laserstrahl erzeugten Photostrom in der Photodiode und wandelt diesen in eine Spannung mit entsprechender Verstärkung um. Es handelt sich also um eine stromgesteuerte Spannungsquelle. Der Vorteil dieser Schaltung ist ihre sehr geringe Eingangsimpedanz, so dass praktisch der gesamte Photostrom umgewandelt werden kann. Durch die kaum vorhandene Ausgangsimpedanz wird die Spannungsmessung nicht beeinflusst. Außerdem kann man damit bei entsprechender Verstärkung sehr kleine Photoströme messen.

In Abbildung 4.18a ist die verwendete Schaltung für den Transimpedanzverstärker dargestellt. Der nicht-invertierende Eingang des OPV ist mit dem Massepotential verbunden. Durch die Rückkopplung steuert ein idealer OPV seinen Ausgang so aus, dass die Differenzspannung an seinen Eingängen Null beträgt. Dadurch ist der invertierende Eingang ebenfalls auf dem gleichen Potential (virtuelle Masse). Durch die endliche Verstärkung eines realen OPV ist diese Differenzspannung U_{diff} nicht Null, sondern liegt bei dem hier verwendeten OPV (OPA627) im μV -Bereich. Des Weiteren fließen durch die Eingänge des OPV Ströme I_{op} , die ebenfalls die Messung beeinflussen können. Der OPV wird mit einer Betriebsspannung von $\pm 12\text{ V}$ betrieben. Um Schwankungen an der Betriebsspannung durch die Spannungsversorgung zu vermeiden, wird diese mittels Spannungsreglern (MC7912) konstant gehalten. Die Photodiode kann mit oder ohne äußere Spannung betrieben werden. Letztere findet Verwendung für schnelle Signale, weil beim Betrieb in Sperrrichtung die Sperrschichtkapazität der Photodiode zu Lasten eines höheren Dunkelstroms verringert wird [91]. Um den Dunkelstrom klein zu halten, wird die Photodiode ohne äußere Spannung betrieben. Es fällt also nur die sehr kleine Differenzspannung über die Photodiode ab. Der abgreifbare Strom aus der Photodiode lässt sich mit Hilfe des Ersatzschaltbildes in Abbildung 4.18b angeben. Der Photostrom I_{ph} ist proportional zur einfallenden Lichtleistung auf der Photodiode. Der Dunkelstrom I_d entsteht durch thermische Bildung von Ladungsträgern in der Photodiode und entspricht,

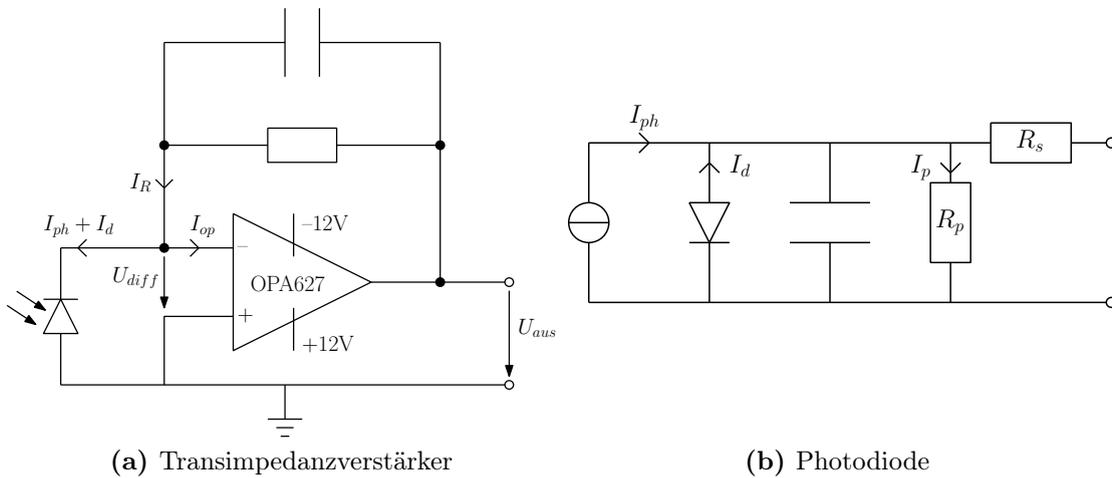


Abbildung 4.18: a) Schaltbild des Transimpedanzverstärkers zur Auslese einer Photodiode. b) Ersatzschaltbild für eine Photodiode

abhängig vom Vorzeichen der äußeren Spannung, entweder dem Sperr- oder dem Durchlassstrom einer Diode. Der Parallelwiderstand R_p kommt durch Defekte im pn-Übergang zustande und liegt im $G\Omega$ -Bereich [92]. Der Bahnwiderstand R_s ist nur etwa $1\ \Omega$ groß [93] und somit ist I_p gegenüber $I_{ph} + I_d$ vernachlässigbar klein. Der Gesamtstrom wird dann mittels dem Rückkopplungswiderstand R verstärkt, so dass am Ausgang folgende Spannung entsteht

$$U_{aus} = R \cdot (I_{ph} + I_d + I_{op}) + U_{diff} . \quad (4.12)$$

Wenn man die Polarität der Photodiode dreht, dann ändert sich das Vorzeichen der Verstärkung bzw. des Photostroms I_{ph} und man misst eine negative Spannung am Ausgang. Die Vorzeichen der anderen Größen hängen vom OPV ab. Der Kondensator im Rückkopplungszweig wirkt als Hochpass und verhindert ein Schwingen der Schaltung.

Das Ausgangssignal des Transimpedanzverstärkers wird dann von einem ADC weiterverarbeitet. Dieser Wandler wurde nach der Anleitung aus [94] nachgebaut. Seine Auflösung beträgt 16 Bit für einen Wertebereich von -10 bis $+10$ V. Das letzte Bit entspricht somit einer Spannung von etwa $300\ \mu\text{V}$. Das Signal wird mit einer Rate von ca. $60\ \text{kHz}$ abgetastet. Zur Störspannungsreduktion wird intern über zehn Messwerte pro Kanal gemittelt. Insgesamt gibt es acht Kanäle, die über einen Multiplexer abgefragt und deren Werte in einem Array abgespeichert werden. Ein signifikantes Übersprechen der Kanäle im Multiplexer wurde nicht beobachtet. Das Auslesen des Arrays durch einen Computer erfolgt über den seriellen Bus. Um Massenschleifen zu verhindern, verläuft die Masseleitung von z. B. dem Transimpedanzverstärker zum ADC über einen Punkt, an dem die Massenleitungen aller Geräte zusammenlaufen.

Aufgrund der wellenlängenabhängigen Quantenausbeute der Photodiode und der nicht gleichen Ausgangsleistungen der Laser detektiert die Photodiode unterschiedliche Intensitäten für die einzelnen Laser. Damit jeder Laser mit der gleichen Präzision des ADC ausgewertet wird, muss die Ausgangsspannung am

Transimpedanzverstärker in etwa gleich sein. Das wird durch verschiedene Rückkopplungswiderstände, die in der Schaltung nur gesteckt sind, realisiert. Für eine Ausgangsspannung von etwa 6 V werden Widerstände von 56 k bis 270 k Ω benötigt, wobei beim 532 nm-Laser die geringste Verstärkung zum Einsatz kommt. Die Kapazität des Kondensators im Rückkopplungszweig beträgt 10 nF. Dadurch ist die maximale Bandbreite auf etwa 300 Hz beschränkt. Die schmale Bandbreite führt zu einem Gesamttrauschen des Transimpedanzverstärkers von einigen Mikrovolt. Die Unsicherheit des ADC wird bei Kurzschlussbetrieb bestimmt (siehe Abbildung 4.19a) und beträgt etwa ein Bit, also 300 μ V. Der ADC ist also die dominierende Fehlerquelle beim Ausleseprozess. Die Abweichung $U_{adc,off}$ vom Mittelwert Null kommt durch einen Offset bei der Kalibrierung des ADC zustande.

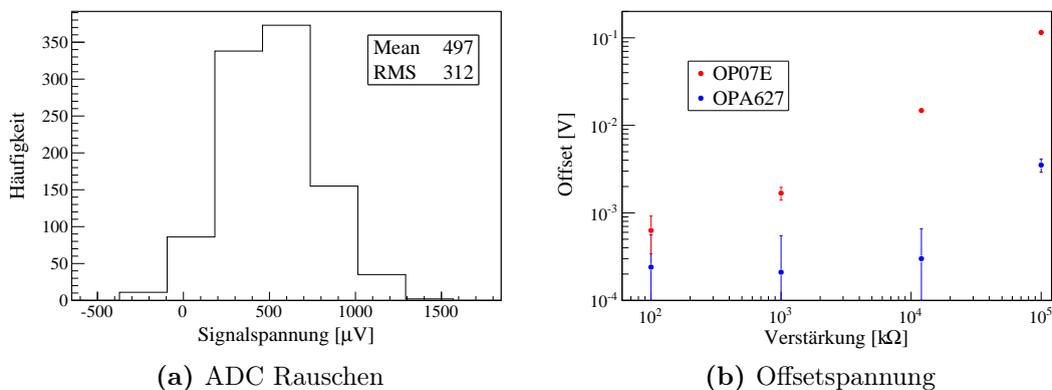


Abbildung 4.19: a) Kurzgeschlossener Kanal am ADC zur Bestimmung des Rauschens. Einteilungsbreite entspricht einer Auflösung von einem Bit. b) Offsetspannung in Abhängigkeit der Verstärkung für zwei OPVs mit unterschiedlichen Eingangsströmen.

Als Offsetspannung wird die gemessene Spannung durch den ADC ohne Beleuchtung der Photodiode bezeichnet. Diese setzt sich zusammen aus

$$U_{off} = R \cdot (I_d + I_{op}) + U_{diff} + U_{adc,off} \quad (4.13)$$

und sollte so angepasst werden, dass sie weitestgehend unabhängig von der Verstärkung ist und somit als konstant betrachtet werden kann. Bei einem kleinem Dunkelstrom I_d in pA-Bereich muss daher der Eingangsstrom in den OPV I_{op} ebenfalls sehr klein sein. Zur Verdeutlichung des Einflusses von verschiedenen Eingangsströmen auf die Offsetspannung sind in Abbildung 4.19b U_{off} gegen die Verstärkung für die OPVs OP07E ($I_{op} \approx 1$ nA) und OPA627 ($I_{op} \approx 1$ pA) aufgetragen. Durch den kleineren Eingangsstrom beim OPA627 ist der Offset $U_{diff} + U_{adc,off}$ auch bei einer hohen Verstärkung der dominierende Beitrag auf die Offsetspannung. Die Offsetspannung beim OPA627 steigt erst bei sehr hohen Verstärkungen ab 10 M Ω an, hingegen beim OP07E schon ab 100 k Ω .

4.3.7 Stabilität der Messprozedur

Die Stabilität des Messaufbaus wird anhand einer 24 Stunden Messung, die exemplarisch mit dem 635 nm Laser durchgeführt wurde, diskutiert. Wie bereits erwähnt (siehe Abbildung 4.6) wird der Laserstrahl in einen Mess- und Referenzstrahl aufgespalten, um Intensitätsschwankungen zu messen. Die gemessenen Intensitäten beider Strahlen I_{mess} und I_{ref} werden mit Hilfe der jeweiligen konstanten Offsetspannung korrigiert. Das Verhältnis r aus beiden Intensitäten ist somit

$$r = \frac{I_{mess} - U_{off,mess}}{I_{ref} - U_{off,ref}} \quad (4.14)$$

und wird separat für die Messung mit Radiator r_{stab} und ohne r_{laser} ermittelt. Dadurch erhält man den transmittierten Anteil durch einen Radiator

$$t = \frac{r_{stab}}{r_{laser}} . \quad (4.15)$$

Bei einer Transmissionsmessung ist t die gemessene Transmission ohne die Fresnelkorrektur und bei der Messung des Reflexionskoeffizienten ist t die Reflexionstransmission. Die folgende Stabilitätsmessung ist eine Transmissionsmessung ohne Radiatorstab, d. h. die Messprozedur ist dieselbe wie mit einem Stab inklusive dem Verfahren der motorisierten Lineartische. In diesem Fall sollten sich r_{stab} und r_{laser} nur durch statistische Schwankungen unterscheiden. Da beide Messungen nicht simultan ablaufen können, kann die Transmission t durch diesen Zeitversatz driften. Eine Ursache dafür ist z. B. die Temperaturabhängigkeit. Diese Drift ist umso kleiner je kleiner der Zeitunterschied zwischen den beiden Messungen ist. Dieser Unterschied setzt sich zusammen aus der Zeit, die für das Verfahren der Motoren benötigt wird (einige Sekunden), und der Messzeit selbst, die für zehn Datenpunkte etwa 2-3 s beträgt. Für eine Langzeitstudie wird die Messung mehrmals wiederholt.

Durch Blockieren des Laserstrahls kann ebenfalls die Offsetspannung bei dieser Stabilitätsmessung aufgezeichnet werden. In Abbildung 4.20 ist exemplarisch der Offset für die Messdiode gegen die Zeit und der Temperaturverlauf illustriert. Signifikante Einflüsse auf die Offsetspannung durch Temperaturänderungen oder durch äußere Rauschquellen wie der ADC selbst sind nicht messbar. Man erhält jeweils für die Mess- und Referenzdiode folgende Offsetspannungen:

$$U_{off,mess} = (-0.2 \pm 0.3) \text{ mV} \quad U_{off,ref} = (0.9 \pm 0.3) \text{ mV} .$$

Die angegebene Unsicherheit der Offsetspannung ist die Breite der Verteilung. Wie erwartet wird dieser Fehler von der Unsicherheit des ADC bestimmt, also eine Unschärfe von etwa dem niedrigstwertigen Bit.

Die Abbildung 4.21 zeigt die gemessenen Intensitäten beider Photodioden, das über eine Messreihe gemittelte Verhältnis r_{stab} , hier ohne Radiator, und die ebenfalls gemittelte Transmission t . Man erkennt, dass durch den Einsatz einer Referenzdiode der Verlauf des Verhältnisses r_{stab} gegenüber den Intensitäten geglättet wird. Die vorhandene Abweichung zu einem konstanten Verlauf ist eine

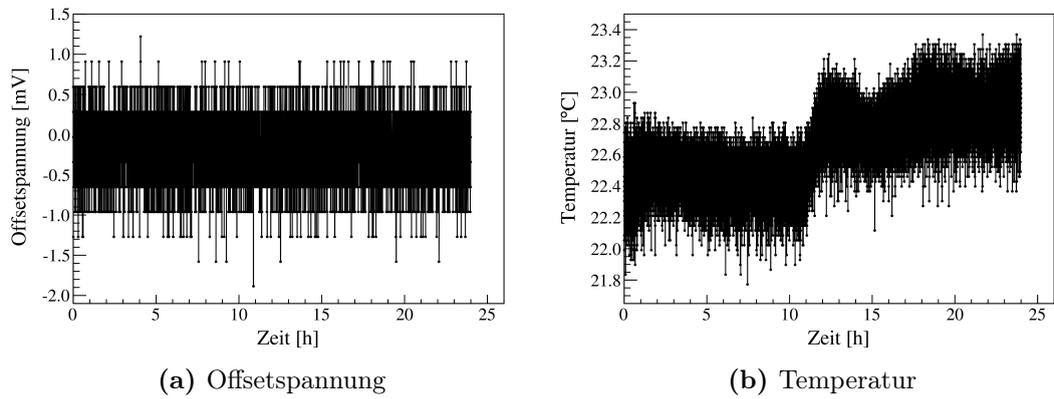


Abbildung 4.20: a) Offsetspannung der Messdiode und b) Temperaturverlauf.

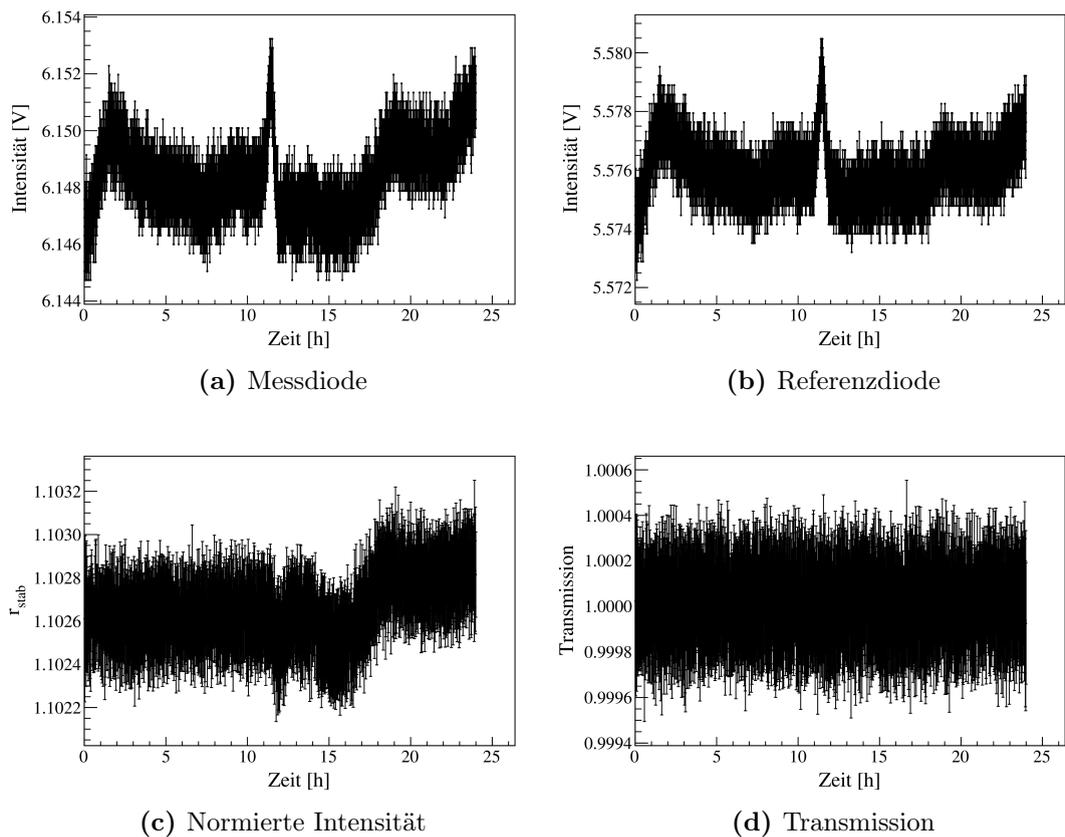


Abbildung 4.21: Stabilitätsmessung ohne Radiator. Gemessene Intensitäten mit a) der Messdiode, b) der Referenzdiode, c) das Verhältnis r_{stab} und d) die Transmission.

Folge von temperaturabhängigen Instabilitäten der einzelnen Komponenten im Aufbau. Eine weitere Verbesserung bewirkt der kurze Zeitversatz zwischen den Messungen mit und ohne Radiator, so dass der Transmissionsverlauf relativ konstant um den Wert eins schwankt.

Für die Fehlerrechnung bei dieser Messprozedur werden die gemessenen Intensitäten I_{mess} und I_{ref} als fehlerlos betrachtet, so dass die Unsicherheit σ_r für das Verhältnis r sich ausschließlich aus dem Fehler der Einzelmessung der Offsetspannung mittels Fehlerfortpflanzung zusammensetzt. Die normierte Intensität wird dann über eine Messreihe, die zehn Datenpunkte beinhaltet, gemittelt. Im Idealfall wäre die Breite $\sigma_{r,gemessen}$ der Verteilung von r ebenfalls wie beim Offset nur durch die Unsicherheit des ADC bestimmt

$$\sigma_{\langle r \rangle, offset} = \frac{1}{n} \sqrt{\sum_i^n \sigma_{r,i}^2}. \quad (4.16)$$

Dieser Fehler wird im Folgenden als statistischer Fehler $\sigma_{\langle r \rangle}^{stat.}$ bezeichnet. Näherungsweise sind alle $\sigma_{r,i}$ gleich groß, so dass gilt

$$\sigma_{\langle r \rangle}^{stat.} = \sigma_{\langle r \rangle, offset} = \frac{\sigma_r}{\sqrt{n}}. \quad (4.17)$$

Jedoch kommen durch temperaturabhängige Einflüsse zusätzlich noch systematische Beiträge hinzu. Der statistische und systematische Fehler von r setzt sich also wie folgt zusammen:

$$(\sigma_{\langle r \rangle}^{sys.})^2 = (\sigma_{r,gemessen})^2 - (\sqrt{n} \cdot \sigma_{\langle r \rangle}^{stat.})^2. \quad (4.18)$$

Hierbei ist n die Anzahl der Datenpunkte in einer Messreihe. Falls $(\sigma_{\langle r \rangle}^{sys.})^2 < 0$ ist, dann wird die beobachtete Fluktuation durch die Statistik erklärt und es gibt keinen systematischen Fehler. Der Fehler der Transmission wird dann mit Hilfe der Fehlerfortpflanzung aus $\langle r_{stab} \rangle$ und $\langle r_{laser} \rangle$ ermittelt.

$$(\sigma_{\langle t \rangle})^2 = \left(\frac{1}{\langle r_{laser} \rangle} \cdot \sigma_{\langle r_{stab} \rangle, gemessen} \right)^2 + \left(\frac{\langle r_{stab} \rangle}{\langle r_{laser} \rangle^2} \cdot \sigma_{\langle r_{laser} \rangle, gemessen} \right)^2. \quad (4.19)$$

Der hier behandelte systematische Fehler $\sigma_{\langle r \rangle}^{sys.}$ wird als $\sigma_{aufbau}^{sys.}$ bezeichnet und ist durch Temperatureffekte nicht konstant. Beim grünen Laser kommt zusätzlich noch seine zeitliche Instabilität dazu. Tabelle 4.10 zeigt die maximalen systematischen Fehlerbeiträge bei den verschiedenen Lasern auf.

4.3.8 Systematische Fehlerquellen

In den vorherigen Abschnitten wurden diverse systematische Fehler diskutiert. Die im Abschnitt 4.2.4 Tabelle 4.4 gezeigten Unsicherheiten bezüglich der Stabdimeision spielen für die folgenden Messungen keine Rolle. Die Reinigung der Stäbe ist nur für die Reflexionskoeffizientenmessung entscheidend (siehe Abschnitt

| Lasertyp [nm] | $\sigma_{\text{aufbau}}^{\text{sys.}}$ |
|---------------|--|
| 405 | < 0.2 ‰ |
| 532 | < 0.6 ‰ |
| 635 | < 0.2 ‰ |

Tabelle 4.10: Aufbaubedingte systematische Abweichung durch Temperatureffekte und sonstigen Instabilitäten einzelner Komponenten wie z. B. den Lasern. Die angegebenen Unsicherheiten bezüglich der Transmission bzw. Reflexionstransmission gelten für kurze Zeitunterschiede (< 1 min) zwischen den Messungen mit und ohne Radiator.

4.2.6). Die Unsicherheit der Reinigungsprozedur $\sigma_{\text{rein}}^{\text{sys.}}$ wird empirisch abgeschätzt. Ein Maß für die Stabinhomogenität ist $\sigma_{\text{stab}}^{\text{sys.}}$. Da diese Inhomogenität positionsabhängig ist, wird sie bei jeder Messung neu bestimmt. Dabei wird der Fehler so behandelt, als ob dieser nicht noch durch Reinigungseffekte kontaminiert wäre. Da der Laserstrahl nicht komplett TM-polarisiert ist, muss dies bei der Berechnung des Reflexionskoeffizienten berücksichtigt werden. Die Unsicherheit der Polarisation ist $\sigma_{\text{polar}}^{\text{sys.}}$. Bei der Transmissionsmessung trifft der Laserstrahl senkrecht auf den Radiatorstab und somit ist die Polarisation in diesem Fall irrelevant. Sowohl der rote als auch der violette Laser weisen einen starken Laserhalo auf, der durch den Radiatorstab weitergeleitet und fokussiert werden kann ($\sigma_{\text{halo}}^{\text{sys.}}$). Bei der Reflexionskoeffizientenmessung muss ein Spiegel gedreht werden. Die Unsicherheit des Korrekturfaktors $\sigma_{\text{spiegel}}^{\text{sys.}}$, bedingt durch das winkelabhängige Reflexionsvermögen des Spiegels, ist eine weitere systematische Fehlerquelle. Die systematischen Fehler bezüglich der Photodiode sind die produktionsbedingte Abweichung der Uniformität $\sigma_{\text{diode}}^{\text{sys.}}$ und bei der Transmissionsmessung zusätzlich die Reflektivität des Fenstermaterials aufgrund des ungünstig gewählten Einfallswinkels ($\sigma_{\perp}^{\text{sys.}}$). Hinzu kommt noch der systematische Fehler $\sigma_{\text{aufbau}}^{\text{sys.}}$ durch temporäre Effekte einzelner Komponenten im Aufbau. Alle diese systematischen Fehler addieren sich dann quadratisch zu einem systematischen Gesamtfehler. Bei der Bestimmung der Rauheit wird noch die Winkelunsicherheit $\sigma_{\text{winkel}}^{\text{sys.}}$ berücksichtigt (siehe Abschnitt 4.6.1), die bei der Reflexionstransmission vernachlässigbar ist. Der statistische Fehler wird ausschließlich durch die Ausleseelektronik vorgegeben. Tabelle 4.11 zeigt welche systematischen Fehler bei welcher Messung angewendet werden.

| | $\sigma_{\text{aufbau}}^{\text{sys.}}$ | $\sigma_{\text{spiegel}}^{\text{sys.}}$ | $\sigma_{\text{polar}}^{\text{sys.}}$ | $\sigma_{\text{halo}}^{\text{sys.}}$ | $\sigma_{\perp}^{\text{sys.}}$ | $\sigma_{\text{diode}}^{\text{sys.}}$ | $\sigma_{\text{rein}}^{\text{sys.}}$ | $\sigma_{\text{stab}}^{\text{sys.}}$ | $\sigma_{\text{winkel}}^{\text{sys.}}$ |
|---------------|--|---|---------------------------------------|--------------------------------------|--------------------------------|---------------------------------------|--------------------------------------|--------------------------------------|--|
| \mathcal{T} | • | - | - | • | • | • | - | • | - |
| \mathcal{R} | • | • | • | • | - | • | • | • | (•) |

Tabelle 4.11: Systematische Fehlerbeiträge bei den Messungen für die Transmission \mathcal{T} und des Reflexionskoeffizienten \mathcal{R} . Die Winkelunsicherheit $\sigma_{\text{winkel}}^{\text{sys.}}$ ist für \mathcal{R} vernachlässigbar, wird jedoch bei der Bestimmung der Rauheit vollständigshalber angegeben.

Ohne Berücksichtigung der Stabinhomogenität $\sigma_{\text{stab}}^{\text{sys.}}$ beträgt die Genauigkeit der Messapparatur bei der Transmissionsmessung etwa 0.7 ‰. Beim Neodymlaser (532 nm) sind die dominierenden systematischen Fehler die Photodiode $\sigma_{\text{diode}}^{\text{sys.}}$ und der Aufbau selbst $\sigma_{\text{aufbau}}^{\text{sys.}}$. Letzteres kommt hauptsächlich durch seine zeitliche Instabilität zustande, die eine gewisse Temperaturabhängigkeit aufweist. Die

Laserdioden (405 und 635 nm) sind hingegen sehr stabil. Die Messpräzision mit dem 405 nm-Laser wird im wesentlichen durch den Blendeneffekt $\sigma_{halo}^{sys.}$ und der Uniformität der Photodiode limitiert. Beim 635 nm-Laser bewirkt die Blende die größte Unsicherheit. Wegen des größeren Blendeneffekts bei Messungen mit dem Acrylglasstab liegt die Messgenauigkeit in diesem Fall bei über einem Promille. Die Messgenauigkeit der Apparatur bei der Reflexionskoeffizientenmessung beträgt etwa 1.1 ‰ bezüglich der Reflexionstransmission. Dabei werden $\sigma_{stab}^{sys.}$, $\sigma_{rein}^{sys.}$ und $\sigma_{winkel}^{sys.}$ als systematische Fehlerquellen bezüglich der Messprobe vernachlässigt. Die Begründung der Kopplung zwischen Winkelunsicherheit und Stabgüte wird in Abschnitt 4.6.1 erläutert. Die Genauigkeit kann sich in bestimmten Fällen durch einen größeren Blendeneffekt erheblich verringern. Zusätzlich zu den bei der Transmissionsmessung genannten dominierenden Fehlerquellen kommt bei der Messung des Reflexionskoeffizienten noch die Unsicherheit des Spiegelkorrekturwertes $\sigma_{spiegel}^{sys.}$ hinzu.

4.4 Transmission

Der physikalische Hintergrund der Transmission wurde bereits im Abschnitt 4.1.2 erläutert, so dass hier ausschließlich die eigentliche Transmissionsmessung und deren Messresultate zur Diskussion stehen. Die Messprozedur beinhaltet sowohl den Messprozess selbst als auch die allgemeine Fehlerbetrachtung und Berechnung der gesuchten Größe. Danach werden die Ergebnisse aller Radiatorstäbe präsentiert und diskutiert. Abschließend werden die Ergebnisse mit den jeweiligen systematischen Fehlerbeiträgen tabellarisch zusammengefasst.

4.4.1 Messungs- und Auswertungsprozedur

Bei der Messung der Transmission muss man die Rückreflexionen innerhalb des Radiators beachten, so dass für die gemessene Transmission t , wie in Abbildung 4.22 dargestellt, gilt

$$t = \sum_{i=0}^k T^{*2} \cdot R^{*2i} \cdot \exp\left(- (2i + 1) \cdot \frac{L}{\Lambda}\right). \quad (4.20)$$

Hierbei ist L die Länge des Radiators und Λ die Abschwächungslänge. T^* und R^* sind die Wahrscheinlichkeiten für die Transmission bzw. Reflexion an einer Grenzfläche und werden durch die Fresnelformeln (siehe Abschnitt 4.3.2 Gleichung (4.10)) beschrieben. Durch den senkrechten Einfall sind sie polarisationsunabhängig und vereinfachen sich zu

$$R^* = |R|^2 = \left(\frac{n_{radiator} - n_{umgebung}}{n_{radiator} + n_{umgebung}} \right)^2 \quad \text{mit} \quad T^* = 1 - R^*. \quad (4.21)$$

Für den Fall, dass der Radiator aus Quarzglas und die Umgebung aus Luft ist, beträgt die Transmission des Hauptstrahls ohne Fresnelverlust und Materialabschwächung 0.9311, für die erste Rückreflexion 0.0011 und für die Zweite $1.4 \cdot 10^{-6}$.

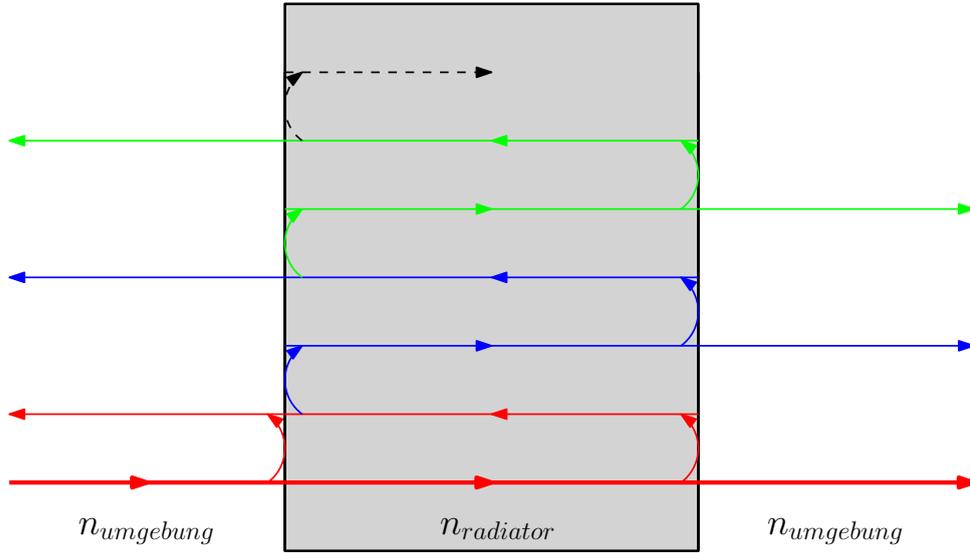


Abbildung 4.22: Transmission durch einen Radiator. Rot beschreibt den Hauptstrahl, blau die erste Rückreflexion und grün die Zweite.

Daher genügt es die Transmission einschließlich der ersten Rückreflexion ($k = 1$) zu betrachten. Um besser den Abschwächungseffekt des Materials in den Abbildungen darzustellen, wird auf die gemessene Transmission der Fresnelverlust $1 - t'$ addiert, der für einen perfekt transparenten Stab berechnet wird. Die Fresnelkorrigierte Transmission lautet somit

$$t_{mat} = t + (1 - t') \quad \text{mit} \quad t' = \sum_{i=0}^k T^{*2} \cdot R^{*2i} . \quad (4.22)$$

Die Transmissionsmessung erfolgt nun, wie schon in Abschnitt 4.3.7 beschrieben, durch zwei separate Messungen mit und ohne Radiatorstab. Im Allgemeinen werden die Radiatorstäbe querschnittsmäßig gescannt. Die Schrittweite ist bei allen Lasern gleich und entspricht dem Blendendurchmesser von 2 mm. Um Kanteneffekte zu vermeiden, wird der äußere Bereich nicht berücksichtigt. Als Defekte, meistens bedingt durch Einschlüsse oder Blasen im Material, werden Orte bezeichnet, deren Werte weiter als 3σ vom Mittelwert der Verteilung liegen. Diese werden ebenfalls nicht bei der Berechnung der Abschwächungslänge bzw. der Transmission berücksichtigt. Die Stabinhomogenität eines Radiatorstabes $\sigma_{stab}^{sys.}$ wird dann aus der Breite $\sigma_{t,gemessen}$ der endgültigen Verteilung der Messwerte beschrieben. Sie wird wie folgt ermittelt

$$(\sigma_{stab}^{sys.})^2 = (\sigma_{t,gemessen})^2 - (\sigma_{aufbau}^{sys.})^2 - (\sqrt{n} \cdot \sigma^{stat.})^2 , \quad (4.23)$$

wobei n die Anzahl der Scanpositionen ist. Falls $(\sigma_{stab}^{sys.})^2 < 0$ ist, dann wird die Verteilung der Positionen alleine durch den systematischen Fehler des Aufbaus und der Statistik beschrieben. Somit kann keine Stabinhomogenität angegeben werden.

Mit (4.20) kann nun die Abschwächungslänge Λ ermittelt werden. Ohne Rückreflexionen lässt sich Λ ausdrücken als

$$\Lambda = \frac{L}{\ln\left(\frac{T^{*2}}{t}\right)}. \quad (4.24)$$

Die Unsicherheit $\Delta\Lambda$ wird dann mittels Fehlerfortpflanzung berechnet, wobei der Fehler bezüglich der Stablänge vernachlässigbar ist,

$$\Delta\Lambda = \frac{L}{t \cdot \left(\ln\left(\frac{T^{*2}}{t}\right)\right)^2} \cdot \Delta t. \quad (4.25)$$

Der Fehler Δt (vgl. Tabelle 4.11 in Abschnitt 4.3.8) setzt sich nun zusammen aus

$$(\Delta t)^2 = (\sigma^{stat.})^2 + (\sigma_{aufbau}^{sys.})^2 + (\sigma_{halo}^{sys.})^2 + (\sigma_{\perp}^{sys.})^2 + (\sigma_{diode}^{sys.})^2 + (\sigma_{stab}^{sys.})^2. \quad (4.26)$$

Aufgrund des exponentiellen Verhaltens der Abschwächungslänge wird zusätzlich der asymmetrische Fehler von $\Delta\Lambda$ angegeben. Das Äquivalent zur Abschwächungslänge, die Transmission ohne Reflexionsverluste

$$\mathcal{T} = \exp\left(-\frac{1 \text{ m}}{\Lambda}\right), \quad (4.27)$$

wird dann für einen Radiator mit einer Länge von 1 m angegeben. Diese Größe beschreibt also das Transmissionsvermögen ohne Rückreflexion im Radiator. Der Fehler dieser Transmission pro Meter ist dann

$$\Delta\mathcal{T} = \exp\left(-\frac{1 \text{ m}}{\Lambda}\right) \cdot \frac{1 \text{ m}}{\Lambda^2} \cdot \Delta\Lambda. \quad (4.28)$$

Als Vergleichswert zu den folgenden Messergebnissen wird das Ergebnis von BABAR verwendet. BABAR gibt für die Abschwächungslänge bei 442 nm einen Wert von $500 \pm 167 \text{ m}$ an [5]. Dieses Ergebnis wurde mit einem 1.2 m langen Quarzglasstab ermittelt und mit einem 5 m langen Stab verifiziert. Da die Wellenlänge von 442 nm bei den folgenden Messungen nicht zur Verfügung steht, wird die Abschwächungslänge bei dieser Wellenlänge durch eine Anpassung mit dem Parameter Λ_{442} unter Berücksichtigung der Rayleigh-Streuung ermittelt:

$$\mathcal{T} = \exp\left(-\frac{1 \text{ m}}{\Lambda_{442}} \cdot \left(\frac{442 \text{ nm}}{\lambda}\right)^4\right). \quad (4.29)$$

Der Vergleich der Messdaten mit der Rayleigh-Streuung erfolgt mittels einem χ^2 -Test. Bei diesem Test dürfen nur die unkorrelierten Fehlerbeiträge auf die Transmission verwendet werden. Als korrelierten Fehler wird die Stabinhomogenität $\sigma_{stab}^{sys.}$ angesehen, da diese Inhomogenität bei jeder Messwiederholung immer vorhanden ist. Für den Vergleich des Parameters Λ_{442} mit dem BABAR-Wert muss jedoch der Gesamtfehler in Betracht gezogen werden, um den Fehler des Parameters nicht zu unterschätzen. Es müssen also zwei Anpassungen durchgeführt

werden. Im Folgenden ist mit dem χ^2 -Wert immer der reduzierte Wert, also unter Berücksichtigung der Freiheitsgrade, gemeint. Die Anzahl der Freiheitsgrade beträgt zwei und ist definiert als die Anzahl der Messpunkte subtrahiert mit der Anzahl an veränderlichen Parametern.

Zu beachten ist, dass es keine einheitlichen Literaturwerte für das Quarzglas gibt. Zum Beispiel erhält man mit den Messdaten von Heraeus [95], die Quarzglasstücke bis zu 20 cm Dicke gemessen haben, Abschwächungslängen zwischen 50 – 100 m bei einer Wellenlänge von 532 nm. Das ist 10 – 15 Standardabweichungen kleiner als der Wert von BABAR. Da es sich beim Quarzglas, um ein sehr reines und, trotz Brechzahlvariationen und Einschlüssen, sehr homogenes Material handelt, kann der Unterschied zwischen BABAR und Heraeus nicht vom Material herkommen. Es wird vermutet, dass die Grenzflächen bei der Transmissionsmessung bei BABAR (20 Å [44]) besser poliert waren. Der Verlust an diesen Grenzflächen wird nur mit den Fresnelformeln berücksichtigt. Diese gelten aber nur für perfekt polierte Flächen. Daher wird bei den folgenden Messergebnissen zusätzlich ein Grenzflächenverlust \mathcal{G} berechnet, der durch die Rauheit der Frontfläche selbst zustande kommt. Für beide Stabenden wird dieser Verlust als gleich groß vorausgesetzt. Da der Verlust bei kleinen Rauheitswerten durch Interferenz erfolgt, sollte sich der Grenzflächenverlust bezüglich der Wellenlänge wie beim Reflexionskoeffizienten (siehe Abschnitt 4.5.2 Gleichung (4.50)) verhalten, also $\mathcal{G} \sim 1/\lambda^2$. Diese Relation wird wiederum mit einem χ^2 -Test überprüft. Für die Berechnung des Grenzflächenverlustes müssen alle untersuchten Quarzglasstäbe die gleiche Abschwächungslänge besitzen. Da die gemessene Abschwächung aller Stäbe stets kleiner ist als die ermittelte Abschwächung von BABAR, bietet es sich an, den BABAR-Wert als Referenz zu nehmen. Dieser muss dann für die entsprechende Wellenlänge noch extrapoliert werden (405 nm: 352 m, 532 nm: 1049 m, 635 nm: 2130 m). Der Grenzflächenverlust \mathcal{G} wird dann aus der gemessenen Transmission t ermittelt:

$$t = \sum_{i=0}^k T^{*2} \cdot R^{*2i} \cdot \exp\left(- (2i + 1) \cdot \frac{L}{\Lambda_{\text{BABAR}}}\right) \cdot (1 - \mathcal{G})^2. \quad (4.30)$$

Ohne Berücksichtigung von Rückreflexionen ($k = 0$) lässt sich der Verlust schreiben als

$$\mathcal{G} = 1 - \frac{\sqrt{t} \cdot \exp(L/(2\Lambda_{\text{BABAR}}))}{T^*}. \quad (4.31)$$

Für die Unsicherheit des Grenzflächenverlustes erhält man mittels Fehlerfortpflanzung

$$\Delta\mathcal{G} = \frac{|\mathcal{G} - 1|}{2t} \cdot \Delta t. \quad (4.32)$$

Der Fehler der gemessenen Transmission Δt ist derselbe wie in (4.26). Beim Acrylglas wird der Grenzflächenverlust nicht angegeben, da der Verlust der Transmission durch die Abschwächung des Materials selbst dominiert ist. Die Messergebnisse werden daher nur mit dem Wert aus [96] verglichen. Die Abschwächungslänge dort beträgt im sichtbaren Bereich etwa 10 m.

4.4.2 Lithotec-Stäbe

Aufgrund der Stablänge von 80 cm und der minimal abweichenden Orthogonalität der Seiten zu den Enden trifft die erste Rückreflexion bei beiden Lithotec-Stäben in den meisten Fällen nicht die Photodiode. Bei allen Messungen konnte keine signifikante Erhöhung der Transmission wegen der Rückreflexion festgestellt werden, so dass diese bei beiden Stäben nicht berücksichtigt wird. Abbildung 4.23a und b zeigen exemplarisch die gemessene Fresnel-korrigierte Transmission bei 635 nm für beide Lithotec-Stäbe. Der markierte Bereich in den Abbildungen dient zur Ermittlung des Transmissionswertes und schließt Kanteneffekte aus. Auch Defekte mit mehr als 3σ -Abweichung zum Mittelwert werden nicht berücksichtigt. Aus den gemessenen Transmissionsmittelwerten wird dann die Abschwächungslänge Λ berechnet (siehe Tabelle 4.12). Aus dieser wird wiederum die Transmission pro Meter \mathcal{T} bestimmt. Anhand der Werte erkennt man, dass der Unterschied zwischen beiden Stäben bei 635 nm innerhalb von 1σ verträglich ist. Die Transmissionswerte \mathcal{T} bei allen Wellenlängen zeigen Abbildung 4.23c und d. Die zwei Anpassungen werden benötigt, um die Absorptionslänge bei 442 nm mit dem Gesamtfehler von \mathcal{T} zu ermitteln und die Annahme von Rayleigh-Streuung nur mit den unkorrelierten Fehlern zu überprüfen. Die Überprüfung ergibt beim L1-Stab einen χ^2 -Wert von 0.4 und beim L2-Stab von 0.1. Die zu gute Übereinstimmung mit der Theorie kann bedeuten, dass die berücksichtigten Fehler zu konservativ abgeschätzt worden sind. Die angepassten Abschwächungslängen aus den Transmissionswerten betragen

$$\begin{aligned} \text{L1} : \Lambda_{442} &= 206 \pm 31 \text{ m} \\ \text{L2} : \Lambda_{442} &= 229 \pm 32 \text{ m} . \end{aligned}$$

Beide Ergebnisse sind konsistent zueinander. Jedoch sind sie innerhalb der 1σ -Toleranz signifikant kleiner als der von BABAR bestimmte Wert von 500 ± 167 m [5]. Der Grenzflächenverlust \mathcal{G} verschiebt nun diese Abweichung auf die Grenzflächen. Die Anpassungen beim Grenzflächenverlust in Abbildung 4.23e und f zeigen, dass die Annahme einer reziprok-quadratischen Wellenlängenabhängigkeit, wie beim Reflexionskoeffizienten, im Rahmen der Messfehler berechtigt ist.

| Stab | Lasер [nm] | Λ [m] | \mathcal{T} | \mathcal{G} |
|------|------------|------------------------------|---------------------|---------------------|
| L1 | 405 | $148 \pm 25^{+29}_{-21}$ | 0.9933 ± 0.0011 | 0.0016 ± 0.0005 |
| | 532 | $452 \pm 179^{+297}_{-128}$ | 0.9978 ± 0.0009 | 0.0005 ± 0.0004 |
| | 635 | $569 \pm 289^{+588}_{-192}$ | 0.9983 ± 0.0009 | 0.0005 ± 0.0004 |
| L2 | 405 | $165 \pm 26^{+31}_{-23}$ | 0.9940 ± 0.0010 | 0.0013 ± 0.0004 |
| | 532 | $436 \pm 128^{+181}_{-99}$ | 0.9977 ± 0.0007 | 0.0005 ± 0.0003 |
| | 635 | $920 \pm 625^{+1949}_{-372}$ | 0.9989 ± 0.0007 | 0.0003 ± 0.0003 |

Tabelle 4.12: Abschwächungslänge Λ , Transmission pro Meter \mathcal{T} und Grenzflächenverlust \mathcal{G} für die Lithotec-Stäbe. Fehleraufschlüsselung siehe Abschnitt 4.4.7.

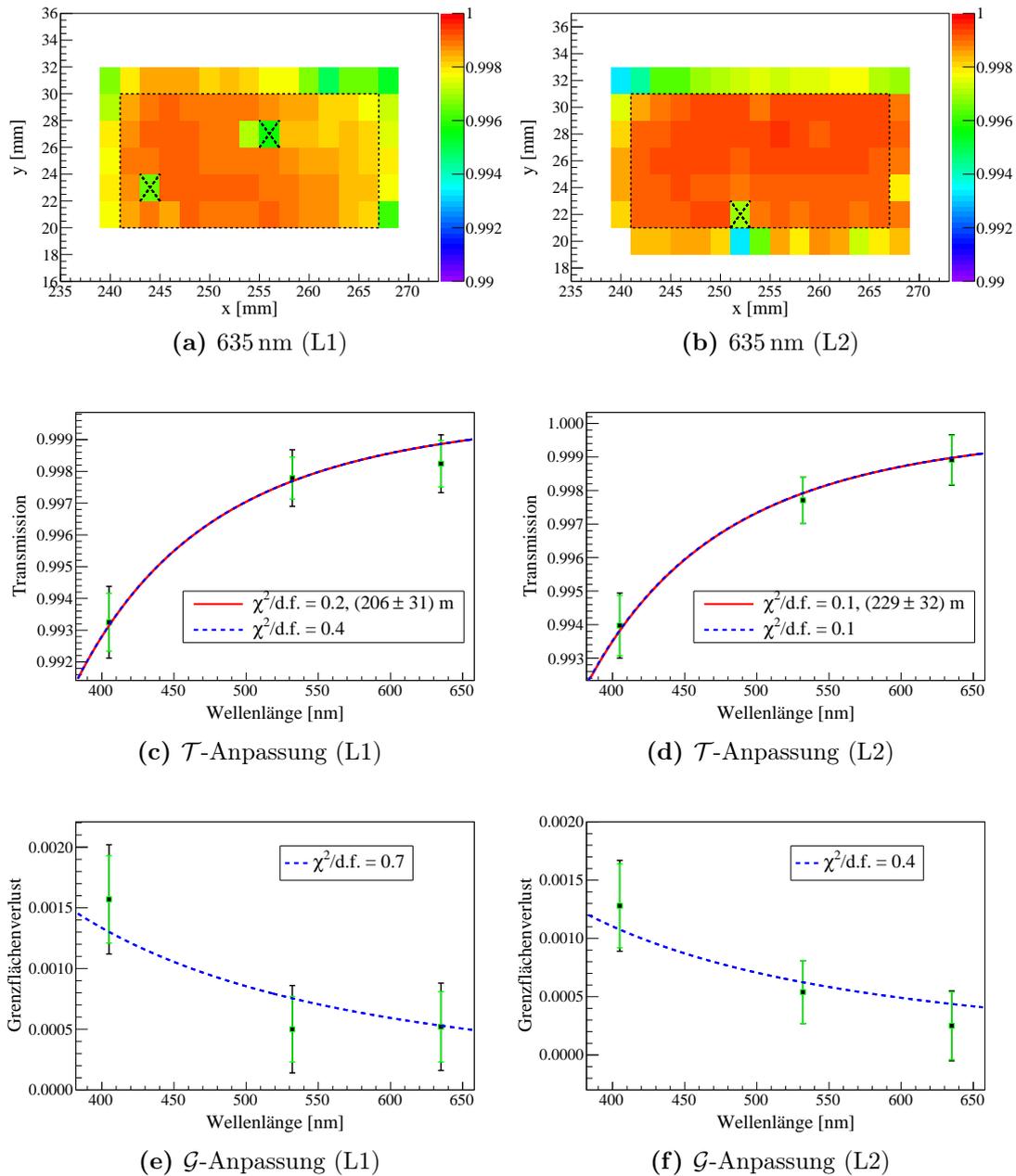


Abbildung 4.23: a) und b) sind Transmissionmessungen bei 635 nm mit den Lithotec-Stäben L1 und L2. Der durch die gestrichelte Linie markierte Bereich wird zur Ermittlung der Transmission verwendet. Die Kreuze symbolisieren Defekte (3σ). Die Farbskala gibt die Fresnel-korrigierte Transmission an. Die Zahlenangaben auf der x - und y -Achse beziehen sich auf Positionskoordinaten. c) und d) sind die Anpassungen für die Absorptionslänge aus den Transmissionswerten mit Hilfe der Rayleigh-Streuung. e) und f) sind die λ^{-2} -Anpassungen für den Grenzflächenverlust. Der schwarze Fehlerbalken stellt den Gesamtfehler dar und der grüne nur die unkorrelierten Fehlerbeiträge. Bei allen Anpassungen bezieht sich eine durchgezogene rote Linie auf die schwarzen Fehlerbalken und eine gestrichelte blaue Linie auf die grünen.

4.4.3 Boeing-Stab

Da der Boeing-Stab nur 193 mm lang ist und zudem eine gute Orthogonalität zwischen Stabseiten und Stabenden aufweist muss die erste Rückreflexion berücksichtigt werden. Eine Messung mit einem leicht gedrehten Stab, so dass diese Rückreflexion nicht die Photodiode trifft, ist konsistent mit der folgenden Messung. In Abbildung 4.24a ist exemplarisch die Transmissionsmessung bei 405 nm gezeigt. Die ermittelte Absorptionslänge Λ und die Transmission pro Meter \mathcal{T} innerhalb des markierten Bereich sind in Tabelle 4.13 aufgelistet. Die Transmissionswerte \mathcal{T} bei den drei Wellenlängen sind für die Anpassung an der Rayleigh-Streuung in Abbildung 4.24b dargestellt. Die Anpassungsgüte hat einen χ^2 -Wert von 3.3. Es liegt also nahe, dass der Abschwächungseffekt nicht alleine durch die

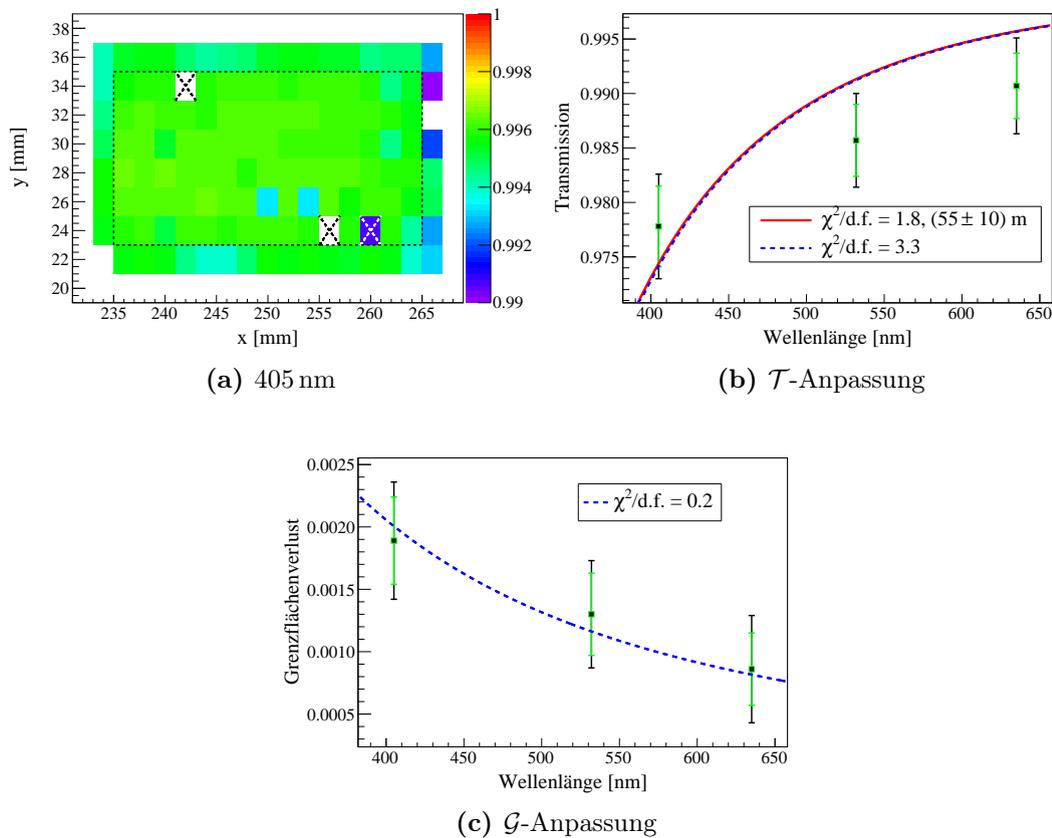


Abbildung 4.24: a) Transmissionsmessung bei 405 nm mit dem Boeing-Stab. Der gestrichelte Bereich ist konservativ gewählt und soll keine Kanteneffekte beinhalten. Die Kreuze symbolisieren Defekte (3σ). Die Fresnel-korrigierte Transmission wird durch die Farbskala beschrieben. Die Angaben auf der x - und y -Achse sind arbiträr gewählte Motorpositionen der Lineartische. b) Transmissionsanpassung unter Berücksichtigung der Rayleigh-Streuung. c) λ^{-2} -Anpassung für den Grenzflächenverlust. Bei den letzten beiden Abbildungen stellt der schwarze Fehlerbalken den Gesamtfehler dar und der grüne nur die unkorrelierten Fehlerbeiträge. Eine Anpassung mit einer durchgezogenen roten Linie berücksichtigt die schwarzen Fehlerbalken und eine mit einer gestrichelten blauen Linie nur die grünen.

Rayleigh-Streuung beschrieben werden kann. Einen weiteren Hinweis für weitere Abschwächungseffekte liefert die ermittelte Abschwächungslänge von nur

$$\Lambda_{442} = 55 \pm 10 \text{ m} .$$

Dieser Wert ist fast zehnmal kleiner als der von BABAR. Aufgrund der Messgenauigkeit der Transmission t von etwa 0.7‰ (siehe Abschnitt 4.3.8) kann die Diskrepanz nicht an der kurzen Stablänge von 193 mm liegen. Der entscheidende Unterschied bei diesem Stab und denen von BABAR ist die Güte der Stabenden. Bei BABAR hatten die Enden eine Rauheit von etwa 20 Å, wohingegen bei diesem Boeing-Stab die Güte unbekannt ist. Zwar sind die Enden poliert und visuell nicht zu beanstanden, aber wie man anhand der Frontflächenverluste in Tabelle 4.13 erkennt, bewirken diese Enden eine Reduzierung des Transmissionsvermögens an einer einzelnen Grenzfläche von etwa 1 – 2‰. Diese Verlustwerte sind etwas größer als bei den Lithotec-Stäben, jedoch ist der Einfluss auf dem Boeing-Stab aufgrund seiner kleineren Stablänge erheblich größer. Die Anpassung bei diesem Frontflächenverlust (siehe Abbildung 4.24c) stimmt gut mit einer λ^{-2} -Funktion überein. Der sehr geringe χ^2 -Wert von 0.2 könnte, wie bei den Lithotec-Stäben, wieder durch eine zu konservative Fehlerabschätzung hervorgerufen worden sein.

| Lasert [nm] | Λ [m] | \mathcal{T} | \mathcal{G} |
|-------------|--------------------------|-------------------|---------------------|
| 405 | $45 \pm 10_{-8}^{+12}$ | 0.978 ± 0.005 | 0.0019 ± 0.0005 |
| 532 | $70 \pm 21_{-16}^{+31}$ | 0.986 ± 0.004 | 0.0013 ± 0.0004 |
| 635 | $107 \pm 50_{-34}^{+95}$ | 0.991 ± 0.004 | 0.0009 ± 0.0004 |

Tabelle 4.13: Abschwächungslänge Λ , Transmission pro Meter \mathcal{T} und Grenzflächenverlust \mathcal{G} für den Boeing-Stab. Fehleraufschlüsselung siehe Abschnitt 4.4.7.

4.4.4 Lytkarino-Stab

Die erste Rückreflexion muss beim Lytkarino-Stab berücksichtigt werden, da dieser nur 30 cm lang ist und zudem eine gute Orthogonalität zwischen Stabseiten und Enden besitzt. Aus Abbildung 4.25a, die die Transmissionsmessung bei 532 nm zeigt, folgt, dass der Lytkarino-Stab im Vergleich zu den anderen Stäben eine große Inhomogenität aufweist. Diese Inhomogenität ist somit der dominierende Fehler bei dieser Messung. Die Anpassungsgüte bezüglich der Rayleigh-Streuung von einem χ^2 -Wert von 36 ist dementsprechend schlecht (siehe Abbildung 4.25b). Auch die Abschwächungslänge aus dieser Anpassung von

$$\Lambda_{442} = 24 \pm 13 \text{ m}$$

ist für Quarzglas sehr klein. Es ist unklar, ob diese Inhomogenität dominiert ist durch den Grenzflächenverlust oder durch das Material selbst. Defekte, wie Kratzer an den Frontflächen, sind aber nicht beobachtbar. Laut Hersteller besitzen die Stabenden die gleiche Güte wie die Seitenflächen. Ein berechneter Grenzflächenverlust beträgt für alle Wellenlängen etwa 6‰ (vgl. Tabelle 4.14). Die Anpassung

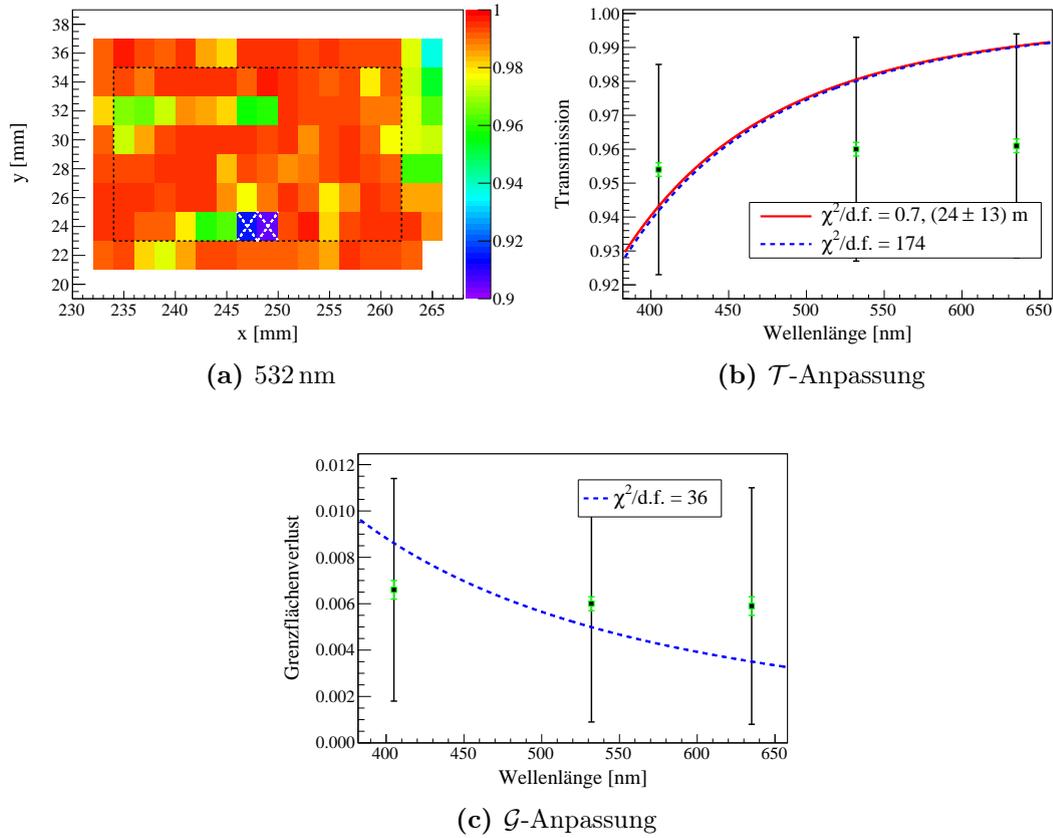


Abbildung 4.25: a) Transmissionsmessung bei 532 nm mit dem Lytkarino-Stab. Die Transmission wird innerhalb des gestrichelten Bereiches ermittelt. Die Kreuze markieren Defekte (3σ). Die Farbskala gibt die Fresnel-korrigierte Transmission an. Die Angaben auf der x - und y -Achse sind Positionen der Lineartische. b) Transmissionsanpassung unter Berücksichtigung der Rayleigh-Streuung. c) Anpassung mit einer λ^{-2} -Funktion für den Grenzflächenverlust. Eine Anpassung mit einer durchgezogenen roten Linie bezieht sich auf die schwarzen Fehlerbalken (Gesamtfehler) und eine mit einer gestrichelten blauen Linie auf die grünen (unkorrelierten Fehler).

| Lasер [nm] | Λ [m] | \mathcal{T} | \mathcal{G} |
|------------|--------------------------|-----------------|-------------------|
| 405 | $21 \pm 15_{-9}^{+45}$ | 0.95 ± 0.03 | 0.007 ± 0.005 |
| 532 | $25 \pm 21_{-11}^{+127}$ | 0.96 ± 0.03 | 0.006 ± 0.005 |
| 635 | $25 \pm 21_{-12}^{+138}$ | 0.96 ± 0.03 | 0.006 ± 0.005 |

Tabelle 4.14: Abschwächungslänge Λ , Transmission pro Meter \mathcal{T} und Grenzflächenverlust \mathcal{G} für den Lytkarino-Stab. Fehleraufschlüsselung siehe Abschnitt 4.4.7.

bezüglich des Grenzflächenverlustes in Abbildung 4.25c zeigt ebenfalls keine Übereinstimmung mit der Annahme einer λ^{-2} -Abhängigkeit. Dieses Resultat schließt einen Grenzflächenverlust jedoch nicht aus, sondern bedeutet lediglich, dass das Höhenprofil auf der Frontfläche nicht annähernd gaußisch-verteilt oder die mittlere Rauheit nicht klein gegenüber der Wellenlänge ist (siehe Abschnitt 4.5.2).

4.4.5 Heraeus-Stäbe

Da die Stabenden aller Heraeus-Stäbe nur grob geschliffen wurden, erscheinen diese milchig und sind somit nicht transparent. Damit man die Transmission messen kann, müssen polierte Glasplatten an die Stabenden angebracht werden. Diese sind ebenfalls aus Quarzglas und haben eine Dicke von 4 mm. Als Kopplungsmedium wird ein Brechungsindex-angepasstes Öl von Heraeus [59] verwendet. Mittels elastischer Bänder werden nun diese Glasplatten an die Stabenden gedrückt und das Öl zugesetzt. In Abbildung 4.26a ist eine Transmissionsmessung von zwei Glasplatten (ohne Stab) mit dem Öl zusehen. Die Inhomogenität dieser Konfiguration ist besser als 0.5 ‰. Bei den Lithotec-Stäben in Kombination mit den Glasplatten zeigten Messungen keinen signifikanten Unterschied zu Messungen ohne Glasplatten auf. Bei den Messungen mit den Heraeus-Stäben traten jedoch reproduzierbar große Inhomogenitäten auf, die sogar die Werte bei dem Lytkarino-Stab übersteigen (siehe Abbildung 4.26b und c). Entweder ist die Methode mit dem Öl für zu raue Flächen nicht geeignet oder das Material selbst verursacht diese Inhomogenität. Letzteres wird vom Hersteller ausgeschlossen. Die Wahl des markierten Bereiches bei den Transmissionsmessungen wird nun so gewählt, dass größere Defekte ausgeschlossen werden.

Aufgrund der Formmessung aus Abschnitt 4.2.5, die diese Stäbe als Radiatoren für den Barrel-DIRC disqualifizieren, wird der H2-Stab nur bei einer Wellenlänge von 532 nm gemessen. Für einen Vergleich mit der Theorie wird beim H1-Stab die Transmission jedoch bei allen drei Wellenlängen untersucht. Der H3-Stab besteht aus dem gleichen Material wie der H1-Stab, so dass nur stichprobenhaft auf Konsistenz überprüft wurde. Ein signifikanter Unterschied zwischen H1- und H3-Stab konnte nicht festgestellt. Durch die große Inhomogenität zeigt die Anpassung mit der Rayleigh-Streuung einen sehr großen χ^2 -Wert (siehe Abbildung 4.26d). Die angepasste Abschwächungslänge beträgt vollständigshalber

$$\Lambda_{442} = 12 \pm 2 \text{ m} .$$

Alle ermittelten Abschwächungslängen und Transmissionswerte sind für Quarzglas sehr klein (vgl. Tabelle 4.15). Sie entsprechen auch nicht den Spezifikationen von Heraeus (50 – 100 m bei 532 nm) [95]. Wenn man das Material als homogen ansieht, dann können die geringen Werten nur durch die sehr rauen Frontflächen, trotz angebrachter polierter Glasplatten und Öl, erklärt werden. Die Grenzflächenverluste fallen dementsprechend sehr groß aus (2 – 3 ‰). Eine λ^{-2} -Abhängigkeit der Grenzflächenverluste ist wie beim Lytkarino-Stab ebenfalls nicht feststellbar (siehe Abbildung 4.26e).

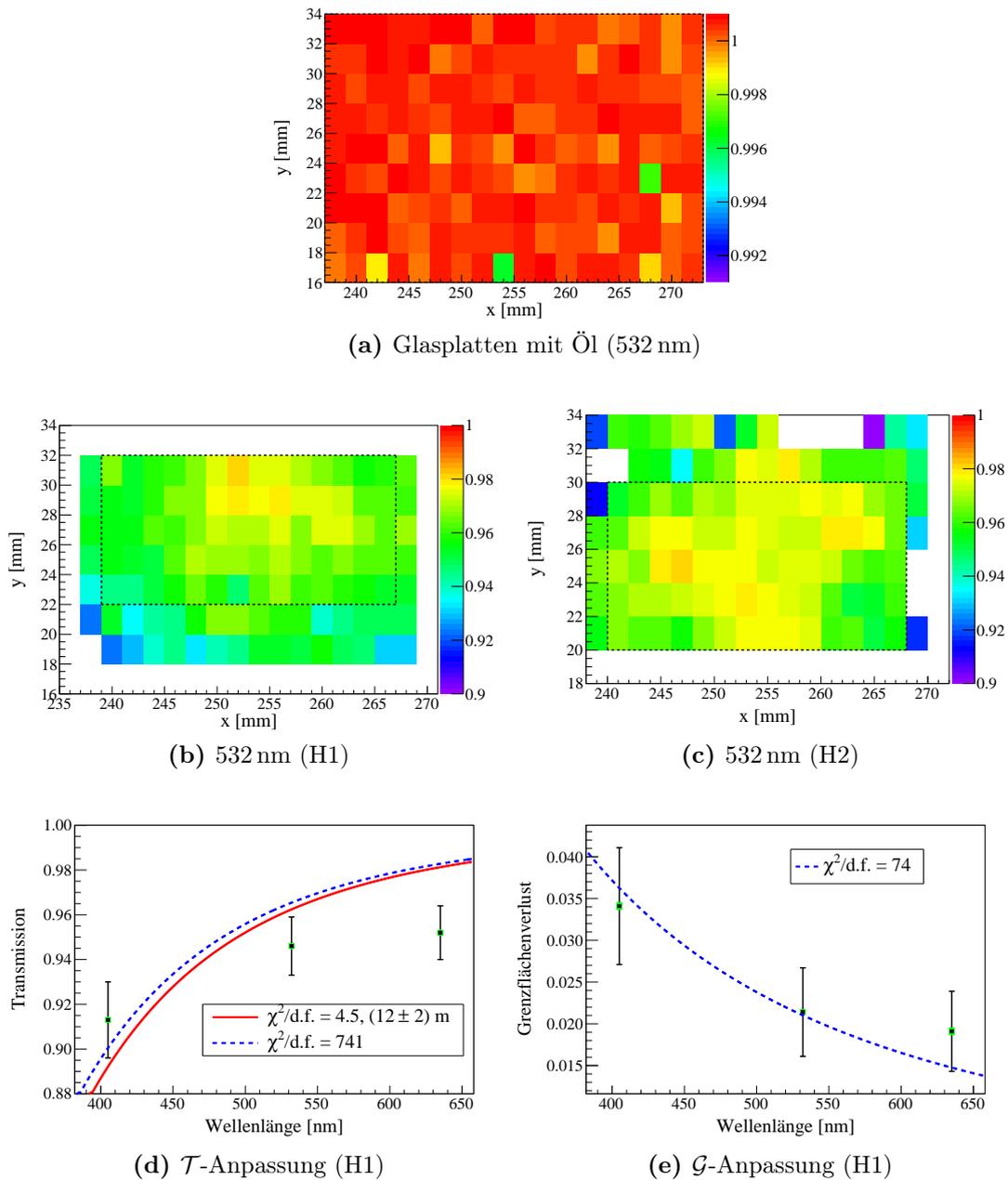


Abbildung 4.26: a)-c) Transmissionmessung bei 532 nm von zwei Quarzglasplatten mit einem zu Quarzglas Brechungsindex-angepasstem Öl, H1- und H2-Stab. An beiden Stäben wurden die Glasplatten an den Stabenden angebracht. Nur die Messwerte im markierten Bereich werden zur Berechnung der Transmission verwendet. Die Farbskala gibt die Fresnel-korrigierte Transmission an. Die Zahlenwerte auf der x - und y -Achse sind Motorpositionen der Verfahrtische. d) und e) sind die Anpassungen der ermittelten Transmissionswerte nach der Rayleigh-Streuung und der Grenzflächenverluste (λ^{-2}). Eine Anpassung mit einer durchgezogenen roten Linie bezieht sich auf den Gesamtfehler (schwarze Fehlerbalken) und eine mit einer gestrichelten blauen Linie auf die unkorrelierten Fehlerbeiträge (grüne Fehlerbalken).

| Stab | Laser [nm] | Λ [m] | \mathcal{T} | \mathcal{G} |
|------|------------|------------------------------|-----------------|-------------------|
| H1 | 405 | $11.0 \pm 2.2^{+2.8}_{-1.9}$ | 0.91 ± 0.02 | 0.034 ± 0.007 |
| | 532 | $17.9 \pm 4.4^{+5.8}_{-3.6}$ | 0.95 ± 0.01 | 0.024 ± 0.005 |
| | 635 | $20.3 \pm 5.1^{+6.7}_{-4.1}$ | 0.95 ± 0.01 | 0.019 ± 0.005 |
| H2 | 532 | $24.9 \pm 6.4^{+8.6}_{-5.1}$ | 0.96 ± 0.01 | 0.016 ± 0.004 |

Tabelle 4.15: Abschwächungslänge Λ , Transmission pro Meter \mathcal{T} und Grenzflächenverlust \mathcal{G} für die Heraeus-Stäbe H1 und H2. Fehleraufschlüsselung siehe Abschnitt 4.4.7.

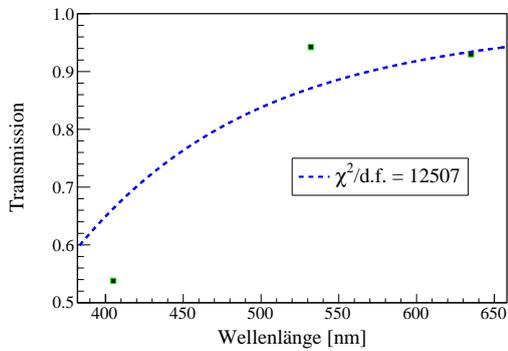
4.4.6 Acrylglasstab

Aufgrund einer unsachgemäßen Behandlung des Acrylglasstabes mit Aceton sind sowohl die Enden als auch die Seitenflächen mit Rissen überzogen. Eine Messung mit Glasplatten wie bei den Heraeus-Stäben und eine ohne zeigt eine signifikante Verbesserung der Transmission. Daher werden nur die Messungen mit den polierten Quarzglasplatten vorgestellt. Das Quarzglas wird in den Berechnungen der Abschwächungslänge und der Transmission inklusive Fehlerrechnung entsprechend berücksichtigt. Eine weitere Charakteristik des verwendeten Acrylglasstabes ist seine extreme Inhomogenität. Durch Brechungsindexvariationen wird ein Laserstrahl, wie Abbildung 4.27b illustriert, abgelenkt. Es wird vermutet, dass diese Variationen durch Temperaturgradienten bei der Produktion mittels Gießverfahren wie beim Flachglas, durch die mechanische Beanspruchung mittels Diamantnadel an den schmalen Seitenflächen oder durch chemische Prozesse wie der Hygroskopie zustande kommen. Die Abbildungen 4.27c und d zeigen die Abweichungen am Stabende von der erwarteten Position für die Breite und die Höhe des Stabes auf. Diese Abweichungen komplizieren ein automatisches Scannen, weil man für jede Position die Photodiode entsprechend verfahren müsste. Daher werden die Messungen nur im Zentralbereich, wo die Abweichung noch tolerierbar ist, durchgeführt. Außerdem führt die Inhomogenität zu einer Deformierung des Laserstrahls. Abbildung 4.28 zeigt den Unterschied der Deformierung des roten Laserflecks zwischen dem Acrylglasstab und einem Lithotec-Stab. Der deformierte Fleck wird wesentlich durch die Inhomogenität entlang der Stabhöhe verursacht und ist in etwa so groß wie die Photodiode.

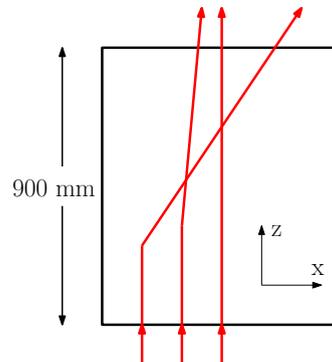
Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.16 und in Abbildung 4.27a gezeigt. Im Gegensatz zum Quarzglas kommen beim Acrylglas zusätzlich zur Rayleigh-Streuung weitere Abschwächungseffekte hinzu. Bei 405 nm zeigt die UV-Absorption bereits Wirkung und bei 635 nm kommt die Abschwächung im Wesentlichen durch Schwingungsanregungen der *CH*-Bindungen im Acrylglas zustande [68]. Daher

| Laser [nm] | Λ [m] | \mathcal{T} |
|------------|----------------------------------|---------------------|
| 405 | 1.612 ± 0.013 | 0.5378 ± 0.0027 |
| 532 | $16.9 \pm 1.1^{+1.1}_{-1.0}$ | 0.9424 ± 0.0036 |
| 635 | $13.78 \pm 0.36^{+0.37}_{-0.35}$ | 0.9300 ± 0.0018 |

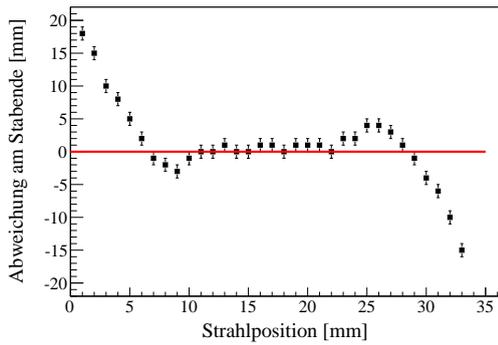
Tabelle 4.16: Abschwächungslänge Λ und Transmission pro Meter \mathcal{T} für den Acrylglasstab. Fehleraufschlüsselung siehe Abschnitt 4.4.7.



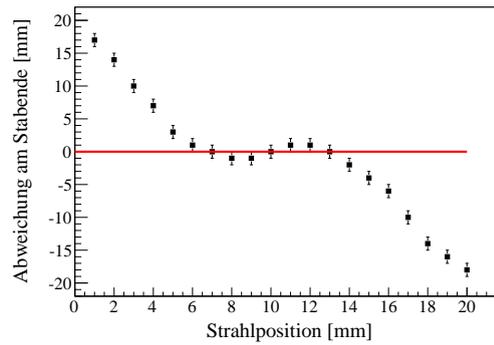
(a) Anpassung



(b) Inhomogenitätseffekt

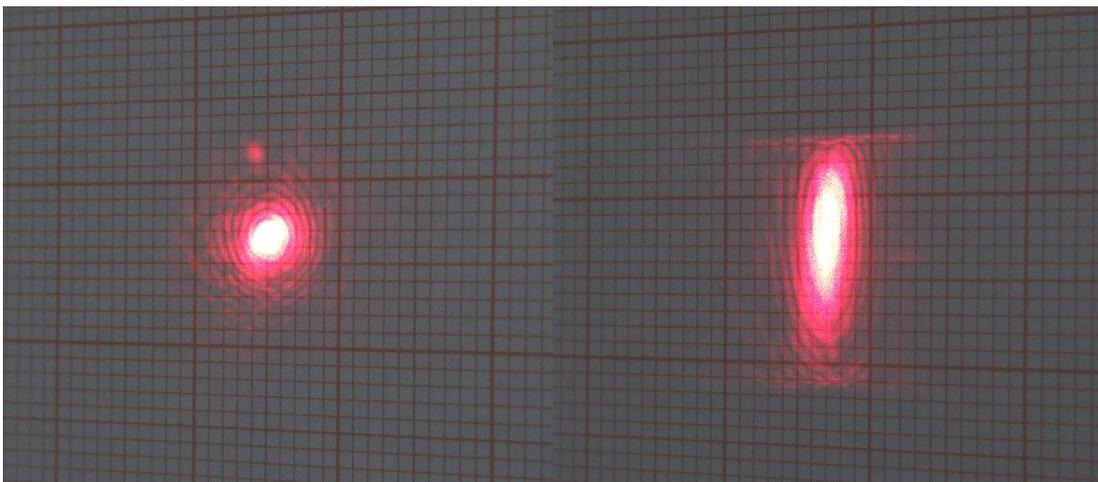


(c) Inhomogenität (Breite)



(d) Inhomogenität (Höhe)

Abbildung 4.27: a) Transmissionsanpassung ohne Berücksichtigung von Absorption. b) Schematische Darstellung der Inhomogenität. c) und d) zeigen die durch die Inhomogenität hervorgerufene Strahlabweichung in vertikaler und horizontaler Richtung des Stabes.



(a) L1-Stab

(b) P-Stab

Abbildung 4.28: Fotografie des roten Laserflecks nach einer Weglänge von etwa 1.8 m und nach Durchqueren a) des L1-Stabes und b) des P-Stabes. Der zweite kleine Laserfleck in a) oberhalb des Hauptflecks ist die erste Rückreflexion.

wurde bei 532 nm eine geringere Abschwächung als bei 635 nm gemessen, die konsistent mit den Messungen aus [96] sind. Da die Deformierung des Laserflecks in den Messfehlern nicht berücksichtigt wird, besitzen die ermittelten Abschwächungslängen sehr kleine Fehler. Jedoch wird auch der absolute Fehler laut Gleichung (4.25) in Abschnitt 4.4.1 bei geringerer Transmission immer kleiner. Aufgrund der Verträglichkeit der gemessenen Abschwächungslängen mit dem Literaturwert von etwa 10 m ist eine Berechnung des Grenzflächenverlustes nicht nötig.

4.4.7 Zusammenfassung der Transmissionsmessung

Die Messergebnisse von allen Stäben sind in Tabelle 4.17 aufgelistet. Sie beinhaltet die gemessene Transmission t , die Fresnel-korrigierte Transmission t_{mat} und die direkten Fehlerquellen bei den Messungen. Der statistische Fehler ist vernachlässigbar klein, so dass dieser in den folgenden Tabellen nicht mehr aufgeführt wird. Tabelle 4.18 listet die jeweiligen berechneten Abschwächungslängen Λ unter Berücksichtigung aller systematischen Fehler auf. Die entsprechenden Werte für die auf ein Meter Stablänge normierte Transmission \mathcal{T} beinhaltet Tabelle 4.19. Die Grenzflächenverluste sind in Tabelle 4.20 aufgelistet.

Nimmt man die Ergebnisse von BABAR als Referenz an (siehe Abschnitt 4.4.1), dann wird die Transmission bei allen untersuchten Stäben durch zusätzliche Verluste an den Frontflächen des Materials bzw. in Kombination mit polierten Glasplatten verfälscht. Die Lithotec-Stäbe weisen den geringsten Grenzflächenverlust auf, so dass die ermittelten Abschwächungslängen nahe der Referenzwerten von BABAR [5] liegen. Unter der Annahme, dass die Transmissionsanforderung an die Barrel-DIRC Radiatoren in Abschnitt 4.1 gilt, sind die Lithotec-Stäbe die einzigen untersuchten Radiatorstäbe, die diese Anforderung erfüllen. Der hier getestete Boeing-Stab hat durch seine wahrscheinlich rauerer Frontflächen eine zehnmal geringere Abschwächungslänge als von BABAR angegeben wird. Der Lytkarino-Stab besitzt große Inhomogenitäten, so dass deren Transmission sehr gering ausfällt. Es kann nicht aufgeschlüsselt werden, ob die Inhomogenität durch die Frontflächen, die eigentlich die gleiche Güte besitzen sollten wie die Seitenflächen, oder durch das Material selbst dominiert wird. Bei den Heraeus-Stäben und beim Acrylglasstab mussten polierte Quarzglasplatten an den Enden angebracht werden. Da die Heraeus-Stäbe sehr raue Stabenden besitzen, die ohne Glasplatten keine Transmissionsmessung zulässt, ist die Kopplung mit Glasplatten und einem Brechungsindex-angepassten Öl nicht gut. Das bedeutet, dass die ermittelten Werte viel zu gering für Quarzglas sind. Beim Acrylglasstab wird die Inhomogenität durch vermutlich produktionsbedingte oder chemische Prozesse erzeugt. Im Bereich geringer Inhomogenität sind die ermittelten Transmissionswerte etwa um den Faktor 1.5 größer als der Literaturwert von etwa 10 m. Die relativ kleinen Messfehler bei den Abschwächungslängen kommen durch eine fehlende Abschätzung der Laserfleckdeformierung zustande. Außerdem steigt die Genauigkeit laut Gleichung (4.25) in Abschnitt 4.4.1 bei geringer gemessener Transmission an.

| Stab | Laser [nm] | t_{mat} | t | $\sigma_{ges}^{mess.}$ | $\sigma^{stat.}$ | $\sigma_{aufbau}^{sys.}$ | $\sigma_{stab}^{sys.}$ |
|------|------------|-----------|---------|------------------------|------------------|--------------------------|------------------------|
| L1 | 405 | 0.99497 | 0.92408 | 0.00050 | 0.00001 | 0.00004 | 0.00050 |
| | 532 | 0.99835 | 0.92958 | 0.00048 | 0.00001 | 0.00016 | 0.00045 |
| | 635 | 0.99868 | 0.93081 | 0.00040 | 0.00001 | 0.00003 | 0.00040 |
| L2 | 405 | 0.99550 | 0.92462 | 0.00026 | 0.00001 | 0.00003 | 0.00026 |
| | 532 | 0.99829 | 0.92952 | 0.00023 | 0.00001 | 0.00023 | - |
| | 635 | 0.99918 | 0.93131 | 0.00014 | 0.00001 | 0.00003 | 0.00014 |
| B | 405 | 0.99597 | 0.92629 | 0.00057 | 0.00001 | 0.00003 | 0.00057 |
| | 532 | 0.99741 | 0.92978 | 0.00065 | 0.00001 | 0.00040 | 0.00051 |
| | 635 | 0.99832 | 0.93154 | 0.00059 | 0.00001 | 0.00005 | 0.00059 |
| R | 405 | 0.9870 | 0.9173 | 0.0088 | 0 | 0.0001 | 0.0088 |
| | 532 | 0.9886 | 0.9210 | 0.0095 | 0 | 0.0004 | 0.0095 |
| | 635 | 0.9889 | 0.9221 | 0.0094 | 0 | 0.0001 | 0.0094 |
| H1 | 405 | 0.9357 | 0.8648 | 0.0125 | 0 | 0.0001 | 0.0125 |
| | 532 | 0.9599 | 0.8912 | 0.0096 | 0 | 0.0003 | 0.0096 |
| | 635 | 0.9644 | 0.8966 | 0.0087 | 0 | 0.0001 | 0.0087 |
| H2 | 532 | 0.9703 | 0.9015 | 0.0075 | 0 | 0.0003 | 0.0075 |
| P | 405 | 0.6027 | 0.5315 | 0.0021 | 0 | 0.0001 | 0.0021 |
| | 532 | 0.9516 | 0.8826 | 0.0030 | 0 | 0.0002 | 0.0030 |
| | 635 | 0.9411 | 0.8730 | 0.0011 | 0 | 0.0001 | 0.0011 |

Tabelle 4.17: Gemessene Transmissionswerte und deren direkte Messfehlerquellen für verschiedene Radiatorstäbe.

| Stab | λ [nm] | Λ [m] | σ_{ges} | $\sigma_{aufbau}^{sys.}$ | $\sigma_{halo}^{sys.}$ | $\sigma_{\perp}^{sys.}$ | $\sigma_{diode}^{sys.}$ | $\sigma_{stab}^{sys.}$ |
|------|----------------|---------------|------------------------|--------------------------|------------------------|-------------------------|-------------------------|------------------------|
| L1 | 405 | 148 | 25^{+30}_{-21} | 1 | 15^{+16}_{-13} | 6 | 12^{+13}_{-11} | 15^{+16}_{-13} |
| | 532 | 452 | 181^{+303}_{-129} | 44^{+49}_{-40} | - | 55^{+63}_{-49} | 113^{+150}_{-90} | 124^{+170}_{-97} |
| | 635 | 569 | 294^{+608}_{-194} | 13 | 217^{+352}_{-157} | 87^{+103}_{-75} | 35^{+37}_{-33} | 174^{+250}_{-133} |
| L2 | 405 | 165 | 27^{+32}_{-23} | 1 | 18^{+21}_{-17} | 7^{+8}_{-7} | 15^{+16}_{-14} | 10^{+10}_{-9} |
| | 532 | 436 | 131^{+186}_{-101} | 59^{+68}_{-52} | - | 51^{+58}_{-46} | 105^{+138}_{-85} | - |
| | 635 | 920 | 640^{+2100}_{-378} | 34^{+35}_{-33} | 569^{+1486}_{-352} | 227^{+302}_{-182} | 91^{+101}_{-83} | 159^{+192}_{-136} |
| B | 405 | 45 | 10^{+13}_{-8} | 0 | 6^{+6}_{-5} | 2 | 4^{+5}_{-4} | 6^{+7}_{-6} |
| | 532 | 70 | 21^{+31}_{-16} | 11^{+13}_{-9} | - | 5^{+6}_{-5} | 11^{+13}_{-10} | 14^{+17}_{-11} |
| | 635 | 107 | 50^{+97}_{-34} | 3 | 31^{+45}_{-24} | 13^{+14}_{-11} | 5 | 37^{+57}_{-28} |
| R | 405 | 21 | 15^{+45}_{-9} | 0 | 1 | 0 | 1 | 15^{+45}_{-9} |
| | 532 | 25 | 21^{+127}_{-11} | 1 | - | 0 | 1 | 21^{+125}_{-11} |
| | 635 | 25 | 21^{+138}_{-12} | 0 | 1 | 0 | 0 | 21^{+137}_{-12} |
| H1 | 405 | 11.0 | $2.2^{+2.8}_{-1.9}$ | 0 | 0.1 | 0 | 0.1 | $2.2^{+2.7}_{-1.9}$ |
| | 532 | 17.9 | $4.4^{+5.8}_{-3.6}$ | 0.1 | - | 0.1 | 0.2 | $4.4^{+5.8}_{-3.5}$ |
| | 635 | 20.3 | $5.1^{+6.7}_{-4.1}$ | 0.1 | 0.3 | 0.1 | 0.1 | $5.1^{+6.7}_{-4.1}$ |
| H2 | 532 | 24.9 | $6.4^{+8.6}_{-5.1}$ | 0.2 | - | 0.2 | 0.3 | $6.4^{+8.5}_{-5.1}$ |
| P | 405 | 1.612 | 0.013 | 0.001 | 0.005 | 0.001 | 0.002 | 0.011 |
| | 532 | 16.9 | $1.1^{+1.1}_{-1.0}$ | 0.1 | - | 0.1 | 0.1 | $1.1^{+1.1}_{-1.0}$ |
| | 635 | 13.78 | $0.36^{+0.37}_{-0.35}$ | 0.02 | 0.24 | 0.05 | 0.02 | $0.27^{+0.27}_{-0.26}$ |

Tabelle 4.18: Abschwächungslängen für verschiedene Radiatorstäbe mit aufgeschlüsselten Fehlerquellen, wobei zusätzlich die asymmetrischen Fehler angegeben werden.

| Stab | λ [nm] | \mathcal{T} | σ_{ges} | $\sigma_{aufbau}^{sys.}$ | $\sigma_{halo}^{sys.}$ | $\sigma_{\perp}^{sys.}$ | $\sigma_{diode}^{sys.}$ | $\sigma_{stab}^{sys.}$ |
|------|----------------|---------------|----------------|--------------------------|------------------------|-------------------------|-------------------------|------------------------|
| L1 | 405 | 0.99325 | 0.00113 | 0.00005 | 0.00067 | 0.00027 | 0.00054 | 0.00067 |
| | 532 | 0.99779 | 0.00089 | 0.00021 | - | 0.00027 | 0.00055 | 0.00060 |
| | 635 | 0.99824 | 0.00091 | 0.00004 | 0.00067 | 0.00027 | 0.00011 | 0.00054 |
| L2 | 405 | 0.99397 | 0.00097 | 0.00005 | 0.00067 | 0.00027 | 0.00054 | 0.00035 |
| | 532 | 0.99771 | 0.00069 | 0.00031 | - | 0.00027 | 0.00055 | - |
| | 635 | 0.99891 | 0.00075 | 0.00004 | 0.00067 | 0.00027 | 0.00011 | 0.00019 |
| B | 405 | 0.9778 | 0.0048 | 0.0002 | 0.0027 | 0.0011 | 0.0022 | 0.0031 |
| | 532 | 0.9857 | 0.0043 | 0.0022 | - | 0.0011 | 0.0022 | 0.0028 |
| | 635 | 0.9907 | 0.0044 | 0.0003 | 0.0027 | 0.0011 | 0.0004 | 0.0032 |
| R | 405 | 0.954 | 0.031 | 0 | 0.002 | 0.001 | 0.001 | 0.030 |
| | 532 | 0.960 | 0.033 | 0.001 | - | 0.001 | 0.001 | 0.033 |
| | 635 | 0.961 | 0.033 | 0 | 0.002 | 0.001 | 0 | 0.033 |
| H1 | 405 | 0.913 | 0.017 | 0 | 0.001 | 0 | 0.001 | 0.017 |
| | 532 | 0.946 | 0.013 | 0 | - | 0 | 0.001 | 0.013 |
| | 635 | 0.952 | 0.012 | 0 | 0.001 | 0 | 0 | 0.012 |
| H2 | 532 | 0.9606 | 0.0099 | 0.0003 | - | 0.0003 | 0.0005 | 0.0099 |
| P | 405 | 0.5378 | 0.0027 | 0.0001 | 0.0011 | 0.0002 | 0.0004 | 0.0024 |
| | 532 | 0.9424 | 0.0036 | 0.0002 | - | 0.0002 | 0.0005 | 0.0036 |
| | 635 | 0.9300 | 0.0018 | 0.0001 | 0.0012 | 0.0002 | 0.0001 | 0.0013 |

Tabelle 4.19: Transmissionswerte pro Meter für verschiedene Radiatorstäbe mit aufgeschlüsselten Fehlerquellen.

| Stab | λ [nm] | \mathcal{G} | σ_{ges} | $\sigma_{aufbau}^{sys.}$ | $\sigma_{halo}^{sys.}$ | $\sigma_{bot}^{sys.}$ | $\sigma_{diode}^{sys.}$ | $\sigma_{stab}^{sys.}$ |
|------|----------------|---------------|----------------|--------------------------|------------------------|-----------------------|-------------------------|------------------------|
| L1 | 405 | 0.00157 | 0.00045 | 0.00002 | 0.00027 | 0.00011 | 0.00022 | 0.00027 |
| | 532 | 0.00050 | 0.00036 | 0.00009 | - | 0.00011 | 0.00022 | 0.00024 |
| | 635 | 0.00052 | 0.00036 | 0.00002 | 0.00027 | 0.00011 | 0.00004 | 0.00021 |
| L2 | 405 | 0.00128 | 0.00039 | 0.00002 | 0.00027 | 0.00011 | 0.00022 | 0.00014 |
| | 532 | 0.00054 | 0.00027 | 0.00012 | - | 0.00011 | 0.00022 | - |
| | 635 | 0.00025 | 0.00030 | 0.00002 | 0.00027 | 0.00011 | 0.00004 | 0.00008 |
| B | 405 | 0.00189 | 0.00047 | 0.00002 | 0.00027 | 0.00011 | 0.00022 | 0.00031 |
| | 532 | 0.00130 | 0.00043 | 0.00021 | - | 0.00011 | 0.00022 | 0.00027 |
| | 635 | 0.00086 | 0.00043 | 0.00003 | 0.00027 | 0.00011 | 0.00004 | 0.00032 |
| R | 405 | 0.0066 | 0.0048 | 0.0001 | 0.0003 | 0.0001 | 0.0002 | 0.0048 |
| | 532 | 0.0060 | 0.0051 | 0.0002 | - | 0.0001 | 0.0002 | 0.0051 |
| | 635 | 0.0059 | 0.0051 | 0.0001 | 0.0003 | 0.0001 | 0.0001 | 0.0051 |
| H1 | 405 | 0.0341 | 0.0070 | 0.0001 | 0.0003 | 0.0001 | 0.0002 | 0.0070 |
| | 532 | 0.0214 | 0.0053 | 0.0001 | - | 0.0001 | 0.0002 | 0.0053 |
| | 635 | 0.0191 | 0.0048 | 0.0001 | 0.0003 | 0.0001 | 0.0001 | 0.0048 |
| H2 | 532 | 0.0157 | 0.0041 | 0.0001 | - | 0.0001 | 0.0002 | 0.0041 |

Tabelle 4.20: Grenzflächenverlust der Quarzglasstäbe mit aufgeschlüsselten Fehlerquellen.

4.5 Theorie zur Bestimmung der Rauheit

Für die Bestimmung der Rauheit [97] unterscheidet man Messungen mit und ohne Kontakt mit der zu untersuchenden Oberfläche. Für grobe Oberflächenabweichungen verwendet man das mechanische Tastschnittverfahren. Dabei scannt eine Tastspitze mit definierten Druck und konstanter Geschwindigkeit die Oberfläche und die Auslenkungen der Spitze ergeben das Messprofil. Für feinere Strukturen verwendet man Rasterkraftmikroskope. Die Spitzengröße liegt im Nanometerbereich. Es kann sowohl berührungslos als auch mit Kontakt betrieben werden. Die Auslenkung erfolgt hier durch atomare Kräfte wie der Van-der-Waals-Kraft. Für elektrisch leitende Proben kann ebenfalls das Rastertunnelmikroskop eingesetzt werden. Weitere berührungslose Messmethoden basieren auf der Interferometrie oder der Lichtstreuung. Beim Letzteren unterscheidet man zwischen integraler Streulichtmessung (TIS) und winkelauflösender Streulichtmessung (ARS). Der Vorteil von ARS gegenüber TIS ist die zusätzliche Information durch Messungen bei verschiedenen Raumwinkeln, die Aufschluss auf die Oberflächenstruktur der Probe gibt. Bei der für die Barrel-DIRC-Radiatoren verwendeten Messung wird nur der gerichtete bzw. spekulare Reflexionsanteil der Totalreflexion gemessen. Außerdem erfolgt die Messung an der inneren Oberfläche des Radiators, damit auch Störungen unter der Oberfläche berücksichtigt werden. Somit stellt diese Messung eine komplementäre Teilmessung der TIS oder ARS-Methode dar. Die dafür relevante Streutheorie wird im Folgenden genauer erläutert.

4.5.1 Definition der Rauheit

Nach DIN 4760 [98] werden Oberflächenabweichungen eines Werkstückes in sechs Ordnungen klassifiziert. Die erste Ordnung umfasst Formabweichungen, die sich nur beim Betrachten der gesamten Oberfläche ergeben wie z. B. die Planarität. Alle anderen Ordnungen beziehen sich auf einen Flächenausschnitt. Die zweite Ordnung beschreibt die Welligkeit einer Oberfläche, die z. B. durch Schwingungen der Bearbeitungsmaschinen entstehen können. Durch unterschiedliche Bearbeitungsprozesse an der Oberfläche können sich somit verschiedene Welligkeiten überlagern. Ab einem Verhältnis von Wellenabstand und Wellentiefe von kleiner 100:1 spricht man von Rauheit. Die Rauheit selbst kann sowohl regelmäßige als auch unregelmäßige Strukturen aufweisen. Abhängig von der Rautiefe wird die Rauheit den Ordnungen drei bis fünf zugeordnet. Abweichungen sechster Ordnung sind durch den Gitteraufbau des Materials bedingt. Alle diese Abweichungen überlagern sich zu einem Oberflächenprofil wie schematisch Abbildung 4.29a darstellt. Die Quantifizierung der Rauheit wird meistens als quadratisches Mittel angegeben: [97]

$$\mathcal{H} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n z_i^2}. \quad (4.33)$$

Wenn das Höhenprofil aus z_i gaußverteilt ist, dann ist \mathcal{H} die Standardabweichung dieser Verteilung.

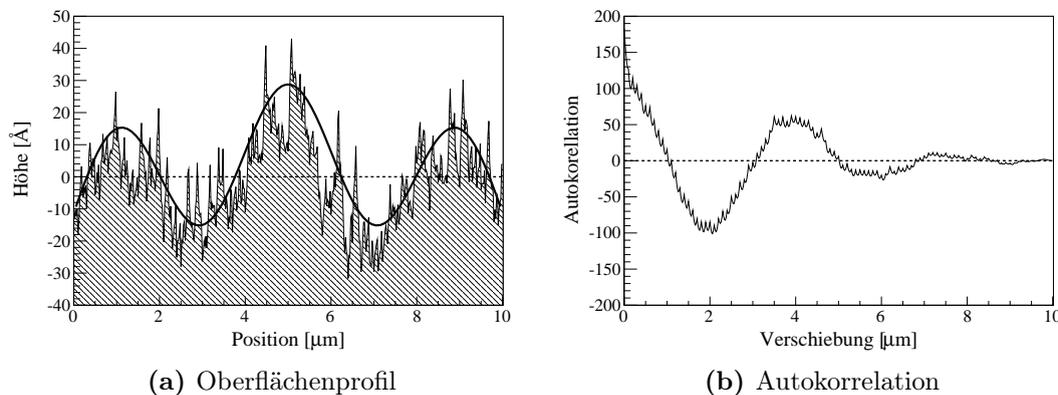


Abbildung 4.29: a) Schematische Darstellung eines Oberflächenprofils durch Überlagerung von Welligkeit und Rauheit mit $\mathcal{H} = 13.7 \text{ \AA}$. b) Autokorrelation des Profils mit einer Korrelationslänge K von etwa $2 \mu\text{m}$.

Um zusätzlich die laterale Struktur der Oberfläche quantifizieren zu können, bedient man sich der Autokorrelation. Sie beschreibt allgemein die Korrelation eines Datensatzes aus N Messwerten mit sich selbst bei einer Verschiebung. Übertragen auf das Oberflächenprofil bedeutet das, dass man das Höhenprofil $z(x)$ mit $z(x + \tau)$ vergleicht. Dabei bezeichnet man die Größe τ als Verschiebung. Für eine diskrete Verteilung ist die Autokorrelation wie folgt definiert: [99]

$$C(\tau) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N-\tau} z_i \cdot z_{i+\tau} . \quad (4.34)$$

Für ein unregelmäßiges Profil fällt $C(\tau)$ schnell auf Null. Ist das Profil wellenartig, dann oszilliert auch $C(\tau)$ mit der gleichen Periodizität (siehe Abbildung 4.29b). Die Korrelationslänge K ist in diesem Fall der Abstand zwischen den Maxima. Für ein gaußisches Höhenprofil lautet die Autokorrelationsfunktion [100]

$$C(\tau) = \exp\left(-\frac{\tau^2}{K^2}\right) . \quad (4.35)$$

4.5.2 Skalare Streutheorie

In diesem Abschnitt werden die relevanten Aspekte einer skalaren Streutheorie nach Beckmann und Spizzichino [100] hergeleitet und erläutert. Ausgangspunkt dieser Theorie ist eine skalare Wellengleichung, die aus den Maxwell-Gleichungen hergeleitet werden kann. Diese lauten für ein homogenes, isotropes, dielektrisches (Permeabilität $\mu = 1$), quellfreies, transparentes und lineares Medium, wie Quarzglas es ist, mit zeitharmonischen Feldern unter Berücksichtigung der Materialgleichungen:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -i\omega \vec{B} & \vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{B} &= i\omega \epsilon \vec{E} & \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 , \end{aligned}$$

hierbei sind ω die Kreisfrequenz der elektromagnetischen Felder, i die imaginäre Einheit und ϵ die Permittivität. Mithilfe der Vektoridentität

$$\Delta \vec{A} = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) \quad (4.36)$$

und der Wellenzahl $k = \omega\sqrt{\epsilon}$ erhält man die Helmholtz-Gleichung

$$(\Delta + k^2)\vec{E} = 0. \quad (4.37)$$

Wenn man Polarisierungseffekte bei der Streuung nicht berücksichtigt, kann man den Vektorcharakter der Felder vernachlässigen und sie als Skalare behandeln. Es genügt vollständig linear polarisierte Strahlung zu fordern. Im Folgenden wird die harmonische Zeitabhängigkeit der Felder unterdrückt, da diese später beim Betrachten von Intensitäten ($I \sim |E|^2$) sowieso verschwindet. Man kann nun die skalare Helmholtz-Gleichung mit einer Greenschen Funktion G und dem gaußischen Integralsatz in das Helmholtz-Integral überführen: [97]

$$E_2(P) = \oint_S \left(G \frac{\partial E}{\partial n} - E \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS. \quad (4.38)$$

$E_2(P)$ ist das gestreute Feld am Beobachtungspunkt P . n die Normale der Oberfläche S . Im Fernfeld (siehe Abbildung 4.30a) lässt sich G schreiben als

$$G = -\frac{e^{ik_2 R_0 - ik_2 \cdot \vec{r}}}{4\pi R_0}. \quad (4.39)$$

Die Randbedingungen können mittels der „Tangentialebenen-Näherung“ aufgestellt werden. Dabei findet die Streuung des Feldes an jedem Punkt der Oberfläche an einer Tangentialebene statt. Des Weiteren muss man fordern, dass der Krümmungsradius der Oberflächenabweichungen groß gegenüber der Wellenlänge der Strahlung ist. Somit beträgt das Feld auf S

$$(E)_S = (1 + R)E_1 \quad \left(\frac{\partial E}{\partial n} \right)_S = (1 - R)E_1 \cdot ik_1 \cdot \vec{n}. \quad (4.40)$$

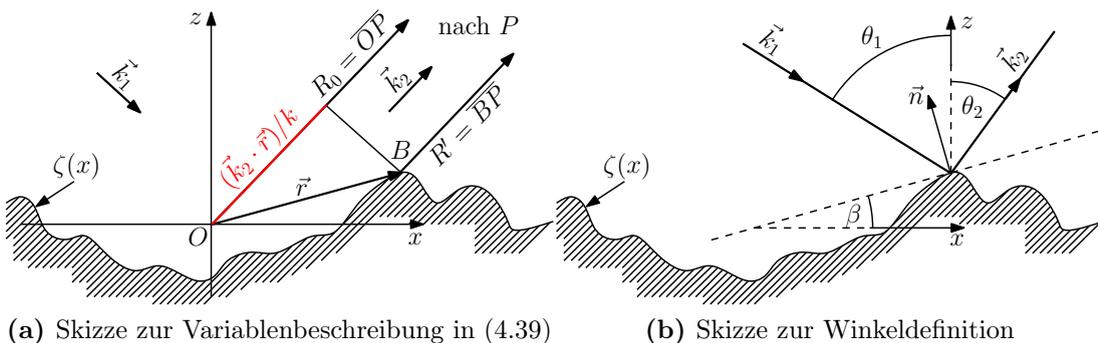


Abbildung 4.30: Skizzen zur Beschreibung von Variablen und Winkel.

E_1 ist die einfallende Strahlung, die als ebene Welle mit der Propagationsrichtung $\vec{k}_1 = -\vec{k}_2$ angenommen wird, und R der Fresnel-Reflexionskoeffizient (siehe Abschnitt 4.3.2 Gleichung (4.10)).

Das Helmholtz-Integral (4.38) kann auch auf nicht-geschlossene Flächen angewendet werden, wenn die Felder, außer auf der relevanten rauen Fläche, verschwinden. Zur Vereinfachung betrachtet man außerdem nur das eindimensionale Profil einer rauen Oberfläche $\zeta(x)$. Setzt man die Gleichungen (4.39) und (4.40) in (4.38) ein, dann erhält man

$$E_2 = \frac{\imath e^{\imath k R_0}}{4\pi R_0} \int_S (R\vec{v} - \vec{p}) \cdot \vec{n} e^{\imath \vec{v} \cdot \vec{r}} dS \quad (4.41)$$

mit den Vektoren (siehe Abbildung 4.30b zur Winkeldefinition)

$$\vec{v} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2 = -k \begin{pmatrix} \sin \theta_2 - \sin \theta_1 \\ 0 \\ \cos \theta_2 + \cos \theta_1 \end{pmatrix} \quad (4.42)$$

$$\vec{p} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 = k \begin{pmatrix} \sin \theta_2 + \sin \theta_1 \\ 0 \\ \cos \theta_2 - \cos \theta_1 \end{pmatrix}. \quad (4.43)$$

Der Streukoeffizient ρ lässt sich mit (4.41), (4.42) und (4.43) in kartesische Komponenten und der Integration über eine Länge L , wobei wegen der verwendeten Näherung in (4.40) $L \gg \lambda$ gilt, schreiben als

$$\rho = \frac{E_2}{E_{20}} = -\frac{1}{4L \cdot R(v = \theta) \cdot \cos \theta} \int_{-L}^L (a \tan \beta - b) e^{\imath w_x x + \imath w_z \zeta} dx. \quad (4.44)$$

E_{20} ist das gesamte gestreute Feld. Es lässt sich einfach berechnen, indem man das gesamte Feld durch eine ideale Reflexion ($\theta_1 = \theta_2 = \theta$) an einer glatten Oberfläche beschreibt. R ist der Fresnel-Koeffizient bei dieser idealen gerichteten Reflexion. Die Variablen a und b setzen sich wie folgt zusammen:

$$a = (1 + R) \sin \theta_2 + (1 - R) \sin \theta_1 \quad (4.45)$$

$$b = (1 + R) \cos \theta_2 - (1 - R) \cos \theta_1. \quad (4.46)$$

Da das Oberflächenprofil ζ nicht bekannt ist sondern nur dessen Verteilung, die als gaußisch angenommen wird, muss man den Streukoeffizienten über die Oberfläche mitteln. Wenn man nur den gerichteten Anteil der Streuung betrachtet und fordert, dass die Ableitung $\zeta' = \tan \beta$ und ζ unkorreliert sind und für die Mittelwerte $\langle \zeta' \rangle = 0$ und bei Totalreflexion $\langle R \rangle = R(v = \theta)$ gelten soll, dann erhält man

$$\langle \rho_{ger} \rangle = \langle e^{\imath w_z \zeta} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} w(z) e^{\imath w_z z} dz = e^{-\mathcal{H}^2 w_z^2 / 2}. \quad (4.47)$$

$w(z)$ ist die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion von ζ mit \mathcal{H} als Standardabweichung bzw. Rauheit. Die gemessene Größe bei der Rauheitsmessung ist der Reflexionskoeffizient \mathcal{R} , der definiert ist als

$$\mathcal{R} = \langle \rho_{ger} \rho_{ger}^* \rangle = \langle \rho_{ger} \rangle \langle \rho_{ger}^* \rangle + VAR(\rho) . \quad (4.48)$$

Die Varianz $VAR(\rho)$ ist bei folgender Bedingung von Rauheit, Wellenlänge, Korrelationslänge und betrachteter Oberflächenlänge vernachlässigbar:

$$\mathcal{H} \ll \lambda \ll K \ll L . \quad (4.49)$$

Mit $\exp(-x^2) \approx 1 - x^2$ für kleine x -Werte und der Wellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda}n$ in einem Medium mit dem Brechungsindex n erhält man schließlich für den Reflexionskoeffizienten

$$\mathcal{R} = 1 - \left(\frac{4\pi \cdot \mathcal{H} \cdot \cos \theta \cdot n}{\lambda} \right)^2 . \quad (4.50)$$

Abbildung 4.31 zeigt den Reflexionskoeffizienten als Funktion der Wellenlänge bei Totalreflexion im Quarzglas für 5, 10 und 15 Å Rauheit.

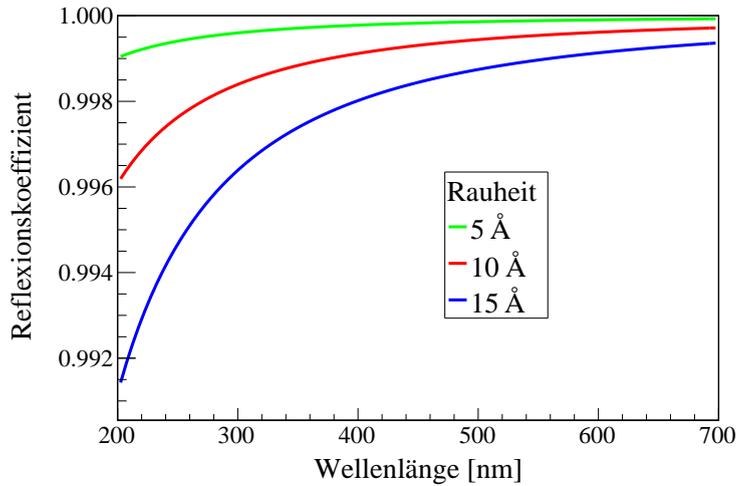


Abbildung 4.31: $\mathcal{R}(\lambda)$ im Quarzglas für verschiedene Rauheiten mit einem Reflexionswinkel von 50° .

4.5.3 Phänomenologische Herleitung

Einen einfacheren Ansatz zur Herleitung von Gleichung (4.50), den Rayleigh zuerst anwandte, geht mittels Interferenz. Dazu betrachtet man zwei Lichtstrahlen mit der Gesamtintensität

$$I_{ges} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos \delta . \quad (4.51)$$

Hierbei ist δ die Phasenverschiebung zwischen den beiden Strahlen. Wenn man $I_1 = I_2 = I$ wählt und I_{tot} auf eins normiert, dann erhält man die Wahrscheinlichkeit bzw. den Reflexionskoeffizienten \mathcal{R} beim Betrachten von spekulärer Reflexion

an einer Oberfläche. Für den Fall, dass die Rauheit der Oberfläche viel kleiner als die Wellenlänge der Lichtstrahlen ist ($\mathcal{H} \ll \lambda$), ist die Phasenverschiebung sehr klein. Daher kann man den Kosinus um $\delta = 0$ entwickeln und erhält für den Reflexionskoeffizienten

$$\mathcal{R} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cdot \cos \delta \approx 1 - \frac{\delta^2}{4} . \quad (4.52)$$

Für die Phasenverschiebung benötigt man den Gangunterschied Δr zwischen den zwei Strahlen beim Auftreffen an einer rauen Oberfläche. Nach Abbildung 4.32 beträgt dieser

$$\Delta r = \frac{2h}{\cos \theta} - 2h \tan \theta \sin \theta = 2h \cos \theta . \quad (4.53)$$

Mit Gleichung (4.33) aus Abschnitt 4.5.1 erhält man für die Rauheit $\mathcal{H} = \frac{1}{2}h$, so dass die Phasenverschiebung sich schreiben lässt als

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} n \cdot \Delta r = \frac{8\pi \cdot \mathcal{H} \cdot \cos \theta \cdot n}{\lambda} . \quad (4.54)$$

Dieses Ergebnis eingesetzt in (4.52) führt wiederum zu (4.50) in Abschnitt 4.5.2.

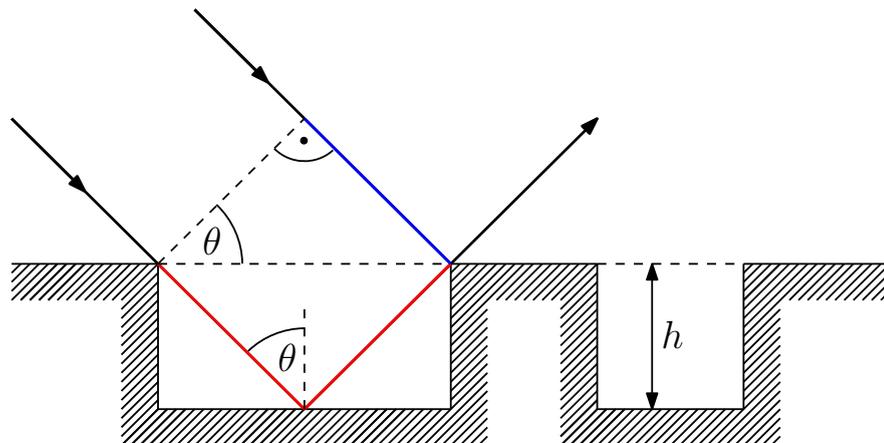


Abbildung 4.32: Zweistrahl-Interferenz durch Reflexion an einer rauen Oberfläche. Der Gangunterschied zwischen beiden Strahlen ist die rot eingezeichnete Strecke subtrahiert mit der blauen.

4.6 Reflexionskoeffizient und Rauheit

Primär ist man an dem Reflexionskoeffizienten eines Radiatorstabes interessiert, da diese Größe direkten Einfluss auf die Transporteffizienz der Photonen im Radiator hat. Daher kommen nur Messungen der Oberflächengüte basierend auf der Lichtstreuung in Frage. Außerdem kann die Oberflächengüte außerhalb und innerhalb des Stabes sich durch Mikrorisse unterscheiden, so dass die Messung des Reflexionskoeffizienten innerhalb des Radiators besser den Photonentransport im

Barrel-DIRC beschreiben kann. Durch die Vielzahl interner Reflexionen bei der angewendeten Messmethode (siehe Messaufbau in Abbildung 4.6 in Abschnitt 4.3) wird zudem der Reflexionskoeffizient über eine große Fläche des Radiatorstabes gemittelt und ähnelt daher der Photonenpropagation im DIRC. Der Reflexionskoeffizient hängt vom Einfallswinkel bei den internen Reflexionen im Stab ab. Um diesen Koeffizienten auch für andere Einfallswinkel berechnen zu können, benötigt man diesbezüglich eine invariante Größe, die die Oberflächengüte beschreibt. Eine solche invariante Größe ist die Rauheit. Diese fungiert zudem als Produktionsspezifikation für die Hersteller. Im vorherigen Abschnitt wurde der physikalische Hintergrund des Reflexionskoeffizienten im Zusammenhang mit der Oberflächenrauheit erläutert. Die folgenden Messungen sollen also überprüfen, ob die skalare Streutheorie die Messergebnisse überhaupt beschreiben kann, so dass die ermittelte Rauheit eines Stabes mit der Herstellerspezifikation verglichen werden kann. Falls eine Diskrepanz zwischen Theorie und Daten vorliegt, könnte das ein Hinweis auf innere Oberflächenschäden sein.

Zuerst wird die Messungs- und Auswertungsprozedur beschrieben. Da bis auf einige Details die Messung genauso abläuft wie bei der Transmissionsmessung (siehe Abschnitt 4.4), liegt der Schwerpunkt am Anfang bei der Berechnung der beiden Größen Reflexionskoeffizient und Rauheit inklusive ihrer Fehlerrechnung. Danach werden die Messresultate der untersuchten Radiatorstäbe vorgestellt und diskutiert. Eine anschließende Zusammenfassung beinhaltet zudem eine tabellarische Auflistung der einzelnen systematischen Fehlerbeiträge.

4.6.1 Messungs- und Auswertungsprozedur

Die Messprozedur erfolgt analog zur Transmissionsmessung in Abschnitt 4.4.1. Der Unterschied ist, dass der Laserstrahl den Radiatorstab unter dem Brewsterwinkel trifft, um möglich viele Reflexionen im Radiatorstab zu haben. Für Quarzglas beträgt dieser Winkel etwa $\theta = 55.6^\circ$. Dieser Winkel wird unter Berücksichtigung einer Unsicherheit von 0.2° für alle Laser eingestellt. Da der Laserstrahl nicht senkrecht aus dem Radiator austritt, können die Rückreflexionen von der Photodiode durch eine weitere Reflexion an der Frontfläche des Stabes nicht mehr die Photodiode treffen. Daher kann die Messdiode so eingestellt werden, dass der Laserstrahl diese senkrecht trifft. Eine weitere Besonderheit ist, dass bei den Messungen mit und ohne Radiator der Spiegel zum Einstellen des Brewsterwinkels gedreht werden muss. Sowohl die Schrittweite beim Scannen (2 mm) als auch der Schnitt gegen Defekte (3σ) sind dieselben wie bei der Transmissionsmessung. Da der projizierende Laserfleck auf dem Stab sich durch den Brewsterwinkel um den Faktor $1/\cos\theta$ vergrößert, ist die Korrelation zwischen benachbarten Scanpositionen wesentlich größer als bei der Messung der Transmission. Die Position des austretenden Laserflecks am Stabende hängt von der Stablänge, vom Einfallswinkel und von der Wellenlänge ab. Die unterschiedlichen Wellenlängen verursachen bei einem festen Einfallswinkel unterschiedliche Brechungswinkel. Dadurch kann sich die Laserfleckposition bei einem 80 cm langen Stab, z. B. zwischen dem roten und violetten Laser, um bis zu 7 mm unterscheiden. Dieser Unterschied kann eine

zusätzliche Reflexion im Stab zur Folge haben. Für das Scannen wird daher ein Bereich ausgewählt, der für eine bestimmte Anzahl an Reflexionen die größere Stabfläche abdecken kann. Abbildung 4.33 illustriert diese Bereichsauswahl. Es werden sowohl die breiten als auch die schmalen Seitenflächen der Radiatorstäbe überprüft. Nach einer Reinigungsprozedur der Stäbe werden diese nacheinander mit allen drei verfügbaren Lasern durchgemessen, um Reinigungsartefakte zwischen diesen Messungen zu vermeiden.

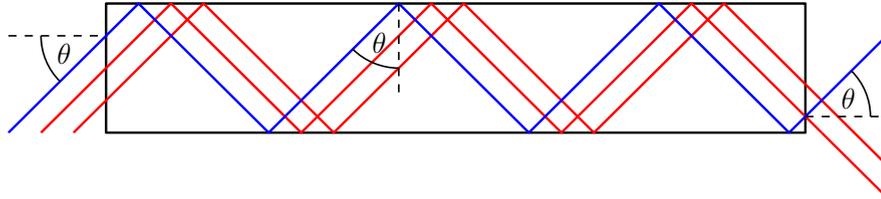


Abbildung 4.33: Schematische Darstellung der Reflexionen im Stab für unterschiedliche Positionen an der Eintrittsfläche. Der Bereich der Frontfläche, der von den roten Linien (hier 5 Reflexionen) abgedeckt wird, wird aufgrund seiner Größe als Scanfläche gewählt. Nur beim Brewsterwinkel sind die eingezeichneten äußeren und inneren Winkel gleich groß.

Die endgültige Verteilung der gemessenen Reflexionstransmissionswerte t setzt sich nun zusammen aus

$$(\sigma_{t,gemessen})^2 = (\sigma_{stab}^{sys.})^2 + (\sigma_{aufbau}^{sys.})^2 + (\sqrt{n} \cdot \sigma^{stat.})^2, \quad (4.55)$$

dabei ist n die Anzahl der Scanpositionen. Wie bei der Transmissionsmessung bereits gezeigt wurde (siehe Abschnitt 4.4.7), ist der statistische Fehler vernachlässigbar. Die Stabinhomogenität $\sigma_{stab}^{sys.}$ ist bei dieser Messung eine Kombination aus Material-, Oberflächen-Inhomogenität und Reinigungsartefakte. Für Letzteres wird eine eigene systematische Abweichung $\sigma_{rein}^{sys.}$ angegeben.

Die gemittelte Reflexionstransmission t über den ausgewählten Bereich wird mit dem Spiegelkorrekturwert S zu t_{kor} und lässt sich schreiben als

$$t_{kor} = t \cdot S = \mathcal{R}^N \cdot \exp\left(-\frac{L}{\Lambda}\right) \cdot (1 - F). \quad (4.56)$$

Hierbei sind \mathcal{R} der Reflexionskoeffizient, N die Anzahl der Reflexionen im Radiator, L die effektive Weglänge des Laserstrahls durch den Stab, Λ die Abschwächungslänge und F der Reflexionsverlust nach Fresnel durch Polarisierung. Die effektive Weglänge L kann aus dem Einfallswinkel (Brewster) berechnet werden

$$L = \frac{l}{\cos(90^\circ - \theta)}, \quad (4.57)$$

dabei ist l die Stablänge.

Aufgrund der teils sehr geringen Abschwächungslängen ist eine Berechnung des Reflexionskoeffizienten bzw. der Rauheit nicht immer möglich. Das liegt daran, dass durch die längere effektive Weglänge als bei der Transmissionsmessung

der gesamte Reflexionsverlust an der Staboberfläche durch die Abschwächungslänge erklärt werden kann. Das Ergebnis ist ein Reflexionskoeffizient größer als Eins und eine Rauheit, die konsistent mit Null ist. Im Abschnitt 4.4 werden diese sehr kleinen Abschwächungslängen als Rauheitseffekte der Stabenden klassifiziert. Da dieser Frontflächenverlust \mathcal{G} , wie auch der Reflexionsverlust an den Stabseiten, auf Interferenz beruht, wird angenommen, dass \mathcal{G} sich ähnlich verhält wie \mathcal{R} (siehe Abschnitt 4.5.2 Gleichung (4.50))

$$\mathcal{G} \sim \left(\frac{\cos \theta}{\lambda} \right)^2. \quad (4.58)$$

Der ermittelte Grenzflächenverlust bei der Transmissionsmessung gilt nur für den Einfallswinkel $\theta = 0^\circ$ und für ein Stabende, so dass man bei der Reflexionskoeffizientenmessung diesen Wert noch mit $\cos^2 \theta$ multiplizieren und anschließend für zwei Stabenden quadrieren muss. Als Abschwächungslängen werden die Werte von BABAR als Referenz genommen. Somit gilt nun für die korrigierte Reflexionstransmission

$$t_{kor} = t \cdot S = \mathcal{R}^N \cdot \exp\left(-\frac{L}{\Lambda_{\text{BABAR}}}\right) \cdot (1 - F) \cdot (1 - \mathcal{G}(\theta = 0^\circ) \cdot \cos^2 \theta)^2. \quad (4.59)$$

Durch den Kosinusterm wird der Grenzflächenverlust beim Brewsterwinkel noch um den Faktor 0.3 verringert. Damit wird der gemessene Verlust bei Stäben mit sehr geringen Abschwächungslängen signifikant auch durch den Reflexionsverlust verursacht. Ohne diesen Kosinusterm ist bei diesen Stäben eine Bestimmung des Reflexionskoeffizienten nicht möglich.

Der Reflexionskoeffizient lässt nach (4.59) ausdrücken als

$$\mathcal{R} = \left(\frac{t_{kor} \cdot \exp(L/\Lambda_{\text{BABAR}})}{(1 - F) \cdot (1 - \mathcal{G}(\theta = 0^\circ) \cdot \cos^2 \theta)^2} \right)^{\frac{1}{N}}. \quad (4.60)$$

Bei der Fehlerrechnung dieser Größe können einige Vereinfachungen gemacht werden. Die Winkelunsicherheit ist sowohl bei der Bestimmung der effektiven Stablänge (siehe (4.57)) als auch im Kosinusterm vernachlässigbar. Wie beim Abschnitt mit der Transmissionsmessung werden die Werte von BABAR als fehlerlos betrachtet. Der Fehler des Fresnelverlustes ΔF bzw. $\sigma_{\text{polar}}^{\text{sys.}}$ kann als Fehler der Reflexionstransmission angesehen werden, weil aufgrund des geringen Reflexionsverlustes von $F \approx 0.3\%$ gilt

$$\frac{t_{kor}}{(1 - F)} \approx 1.$$

Für den Acrylglasstab gilt diese Näherung nicht mehr, so dass in diesem Fall der Fehler durch einen nicht vollständig polarisierten Laserstrahl überschätzt wird. Mittels Fehlerfortpflanzung wird nun die Unsicherheit des Reflexionskoeffizienten wie folgt berechnet

$$\Delta \mathcal{R}^2 = \left(\frac{\mathcal{R}}{N \cdot t_{kor}} \right)^2 \cdot \Delta t_{kor}^2 + \left(\frac{2\mathcal{R} \cdot \cos^2 \theta}{N \cdot (1 - \mathcal{G}(\theta = 0^\circ) \cdot \cos^2 \theta)} \right)^2 \cdot \Delta \mathcal{G}^2, \quad (4.61)$$

Anhand von (4.61) erkennt man, dass die Genauigkeit des Reflexionskoeffizienten sich mit der Anzahl der Reflexionen N verbessert. Der Fehler Δt_{kor} (vgl. Tabelle 4.11 in Abschnitt 4.3.8) setzt sich zusammen aus

$$(\Delta t)^2 = (\sigma_{aufbau}^{sys.})^2 + (\sigma_{spiegel}^{sys.})^2 + (\sigma_{polar}^{sys.})^2 + (\sigma_{halo}^{sys.})^2 + (\sigma_{diode}^{sys.})^2 + (\sigma_{rein}^{sys.})^2 + (\sigma_{stab}^{sys.})^2. \quad (4.62)$$

Die Wellenlängenabhängigkeit des Reflexionskoeffizienten wird durch die skalaren Theorie (siehe Abschnitt 4.5.2 Gleichung (4.50))

$$\mathcal{R} = 1 - \left(\frac{4\pi \cdot \mathcal{H} \cdot \cos \theta \cdot n}{\lambda} \right)^2 \quad (4.63)$$

beschrieben. Hierbei ist \mathcal{H} die Rauheit, θ der Reflexionswinkel im Stab, n der Brechungsindex und λ die Wellenlänge. Die Überprüfung dieser Theorie erfolgt mit Hilfe eines χ^2 -Tests. Bei der Anpassung dient die Rauheit \mathcal{H} als Parameter. Des Weiteren dürfen nur die unkorrelierten Fehlerbeiträge verwendet werden. Da die gemessene Stabinhomogenität $\sigma_{stab}^{sys.}$ immer vorhanden ist, kommt das Schwanken der Messpunkte bei einer Wiederholung der Messung nicht durch diese Inhomogenität zustande. Dasselbe gilt für die Stabinhomogenität in der Messunsicherheit des Grenzflächenverlustes. Die Reinigungsprozedur verursacht im Idealfall, bezüglich des Reflexionskoeffizienten, ein gleichmäßiges Verschieben aller gemittelten Messwerte für alle Wellenlängen. Das ideale Verschieben kann durch eine Winkelunsicherheit verzerrt werden, da man für jede Wellenlänge keine kongruenten Flächen im Stab scannt. Die Reinigungssystematik $\sigma_{rein}^{sys.}$ muss somit für die wellenlängenabhängigen Messwerte immer gleich (in eine Richtung) angewendet werden und ist folglich für die Überprüfung der Theorie belanglos. Die ermittelte Rauheit \mathcal{H} aus der Anpassung wird nicht weiter berücksichtigt, da die dominierenden korrelierten Fehler ausgeschlossen wurden und somit der Fehler der Rauheit stark unterschätzt wird.

Die Unsicherheit des Einfallswinkel $\Delta\theta_{einfall}$ von 0.2° hat Auswirkung auf den Kosinusterm bezüglich des Grenzflächenverlust. Eine zusätzliche Winkelunsicherheit durch verschiedene Brechungswinkeln beim Verwenden der unterschiedlichen Lasern führt zu einer Unsicherheit $\Delta\theta_{stab}$ des Reflexionswinkels im Stab von insgesamt 0.3° . Für den Reflexionskoeffizient sowie bei der Anpassung für die Überprüfung der skalaren Theorie ist der gesamte Winkelfehler $\sigma_{winkel}^{sys.}$ vernachlässigbar. Er wird aber bei der Berechnung der Rauheit angegeben. Dabei werden die beiden einzelnen Winkelunsicherheiten einfachhalber als nicht-korrelierte Größen angesehen, so dass mittels Fehlerfortpflanzung für den Fehler der Rauheit bezüglich der Winkelunsicherheit gilt

$$(\sigma_{winkel}^{sys.})^2 = \left(\frac{\mathcal{H}}{2 \cdot (1 - \mathcal{R})} \right)^2 \cdot (\Delta\theta_{einfall})^2 + \left(\frac{\mathcal{H} \cdot \sin \theta}{\cos \theta} \right)^2 \cdot (\Delta\theta_{stab})^2 \quad (4.64)$$

mit \mathcal{H} als Rauheit

$$\mathcal{H} = \frac{\sqrt{1 - \mathcal{R}} \cdot \lambda}{4\pi \cdot \cos \theta \cdot n}. \quad (4.65)$$

Der Gesamtfehler der Rauheit ist nun

$$(\Delta\mathcal{H})^2 = \left(\frac{\mathcal{H}}{2 \cdot (1 - \mathcal{R})} \right)^2 \cdot (\Delta\mathcal{R})^2 + (\sigma_{\text{winkel}}^{\text{sys.}})^2. \quad (4.66)$$

Als Rauheitswert einer Stabseite wird die gemittelte Rauheit über alle Wellenlängen angegeben. Da die korrelierten Fehlerbeiträge die dominierenden Fehlerquellen darstellen, werden die Fehler bei den einzelnen Wellenlängen ebenfalls gemittelt. Die gemittelte Rauheit

$$\langle \mathcal{H} \rangle \pm \langle \Delta\mathcal{H} \rangle \quad (4.67)$$

wird schließlich mit der Spezifikation des Herstellers verglichen.

4.6.2 Lithotec-Stäbe

Die Abbildungen 4.34a und b zeigen zwei Messungen des Reflexionskoeffizienten an der breiten Seite jeweils für beide Lithotec-Stäbe exemplarisch bei einer Wellenlänge von 405 nm. Aufgrund der Justierungsunsicherheit und der unterschiedlichen Staborthogonalitäten ist die effektive gescannte Frontfläche, bedingt durch die Fase, bei beiden Stäben unterschiedlich groß. Für den L2-Stab ist diese Fläche bei 405 nm für 31 und 32 Reflexionen etwa gleich groß. Anhand der Abbildung erkennt man außerdem, dass die Reflexionstransmission in dem markierten Bereich für den L1-Stab höher ist als beim anderen Stab. Aus der gemittelten Reflexionstransmission wird dann der Reflexionskoeffizient \mathcal{R} und aus der wiederum die Rauheit \mathcal{H} bestimmt. Die Ergebnisse für die Reflexionen an der schmalen Seite sind in Tabelle 4.21 und für die breite Seite in Tabelle 4.22 aufgelistet. Eine Aufschlüsselung der einzelnen systematischen Fehlerbeiträge und die gemessenen Reflexionstransmissionen sind in Abschnitt 4.6.7 zu finden. Aufgrund der etwa doppelten Anzahl an Reflexionen an der breiten Seite des Stabes fällt die Unsicherheit entsprechend geringer aus. Die Unsicherheit des Reflexionskoeffizienten mit 31 bzw. 32 Reflexionen beträgt etwa 0.1%. Die gleiche Unsicherheit hatte ebenfalls BABAR, jedoch für insgesamt 53 Reflexionen [5]. Der Effekt des Grenzflächenverlustes ist gering. Wenn man die gemessene Abschwächungslänge anstatt des Frontflächenverlustes verwendet, bewirkt das eine um etwa 1 Å kleinere Rauheit.

Der Vergleich der ermittelten Reflexionskoeffizienten mit der skalaren Theorie für beide Stäbe zeigen die Abbildungen 4.34c, d, e, und f unterteilt in Reflexionen an der schmalen und breiten Seite der Stäbe. Bis auf die Messung des L2-Stabes an der schmalen Seite stimmen alle gut mit der Theorie überein. Die Anpassungsgüte bei dieser abweichenden Messung besitzt einen χ^2 -Wert von 2.5. Der Unterschied zur Theorie kann durch Defekte, wie Mikrorisse oder Reinigungsartefakte verursacht worden sein. Letzteres ist trotz gleicher Reinigungsqualität bei allen drei Wellenlängen aufgrund der Winkelunsicherheit $\sigma_{\text{winkel}}^{\text{sys.}}$ möglich. Diese Unsicherheit bewirkt, dass bei den drei Wellenlängen keine kongruenten Flächen auf den Stabseiten gescannt werden können. Dadurch können nun Abweichungen entstehen, die nur eine Wellenlänge betreffen. Die Überprüfung der skalaren

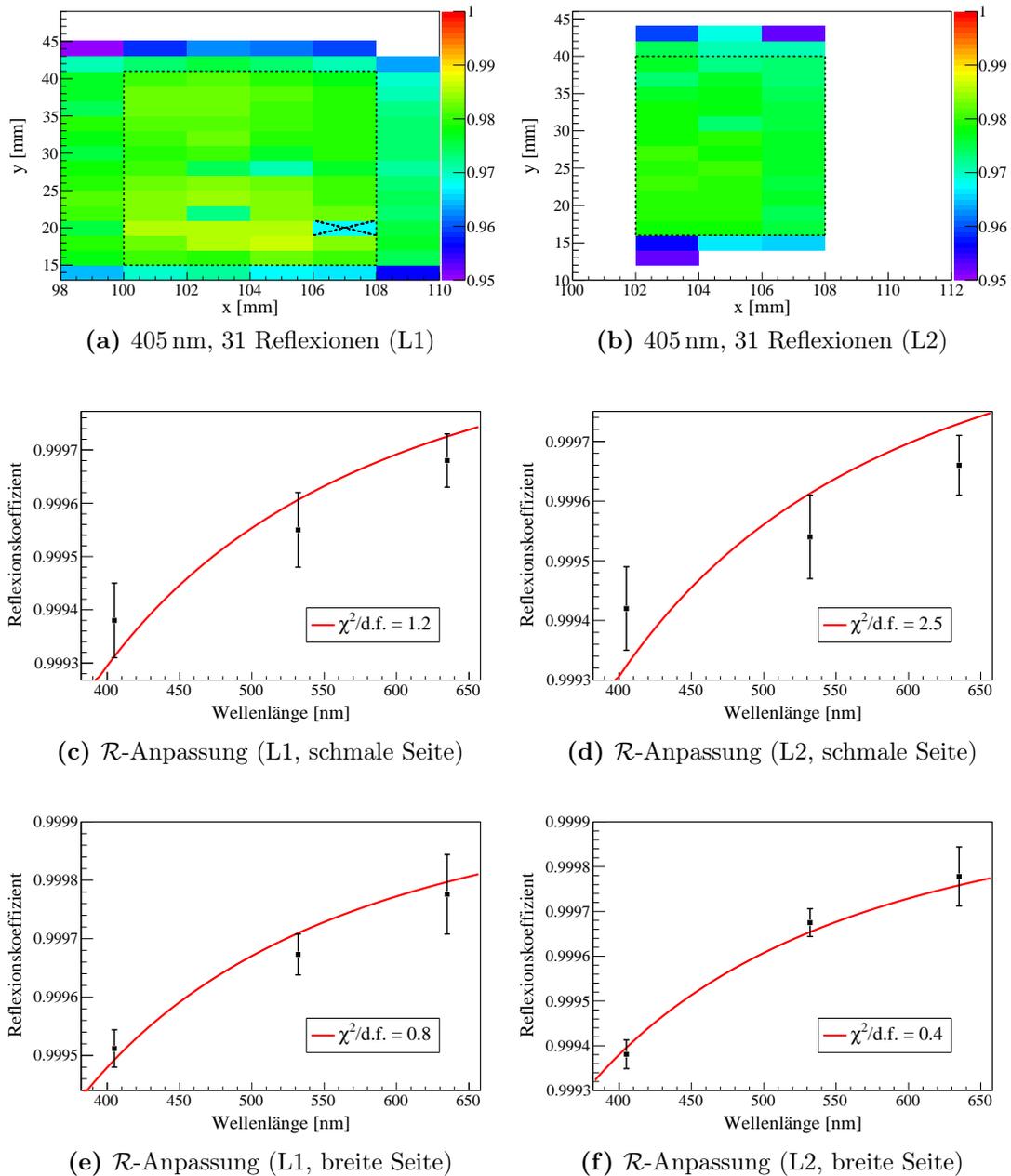


Abbildung 4.34: a) und b) sind Reflexionstransmissionen bei 405 nm mit den Lithotec-Stäben L1 und L2. Der durch die gestrichelte Linie hervorgehobene Bereich wird zur Ermittlung der Reflexionstransmission verwendet. Defekte (3σ) in diesem Bereich werden mit Kreuzen markiert. Die Farbskala beschreibt die Reflexionstransmission. Die Angaben auf der x - und y -Achse beziehen sich auf Positionskordinaten der Verfahrtsche. c), d) und e), f) sind die Anpassungen zur Überprüfung der skalaren Theorie für Reflexionen an der schmalen Seite bzw. an der breiten Seite des Radiatorstabes. Die gezeigten Unsicherheiten der Datenpunkte sind die unkorrelierten Fehler der Messungen.

| Stab | Laser [nm] | N | \mathcal{R} | \mathcal{H} [Å] |
|------|------------|-----|---------------------|-------------------|
| L1 | 405 | 15 | 0.9994 ± 0.0002 | 9.6 ± 1.3 |
| | 532 | 15 | 0.9996 ± 0.0002 | 10.9 ± 2.1 |
| | 635 | 15 | 0.9997 ± 0.0002 | 11.0 ± 2.5 |
| L2 | 405 | 15 | 0.9994 ± 0.0003 | 9.4 ± 2.0 |
| | 532 | 15 | 0.9995 ± 0.0002 | 11.0 ± 2.5 |
| | 635 | 15 | 0.9997 ± 0.0001 | 11.3 ± 2.0 |

Tabelle 4.21: Ergebnisse für die Messungen mit den Reflexionen an der schmalen Seite mit der Anzahl der Reflexionen N im Radiatorstab, Reflexionskoeffizient \mathcal{R} und Rauheit \mathcal{H} für die Lithotec-Stäbe.

| Stab | Laser [nm] | N | \mathcal{R} | \mathcal{H} [Å] |
|------|------------|-----|-----------------------|-------------------|
| L1 | 405 | 31 | 0.99951 ± 0.00013 | 8.6 ± 1.1 |
| | 532 | 31 | 0.99967 ± 0.00010 | 9.3 ± 1.3 |
| | 635 | 31 | 0.99978 ± 0.00011 | 9.2 ± 2.2 |
| L2 | 405 | 31 | 0.99938 ± 0.00011 | 9.7 ± 0.9 |
| | 532 | 32 | 0.99968 ± 0.00010 | 9.2 ± 1.4 |
| | 635 | 32 | 0.99978 ± 0.00010 | 9.2 ± 2.1 |

Tabelle 4.22: Ergebnisse für die Messungen mit den Reflexionen an der breiten Seite mit der Anzahl der Reflexionen N im Radiatorstab, Reflexionskoeffizient \mathcal{R} und Rauheit \mathcal{H} für die Lithotec-Stäbe.

Theorie bei den drei anderen Messungen ergibt einen χ^2 -Wert von 0.4 bis 1.2. Die niedrigen χ^2 -Werte bei den beiden Messungen an der breiten Stabseite kommen durch den konservativ abgeschätzten Blendeneffekt bei 635 nm zustande (siehe Abschnitt 4.3.3).

Der Rauheitswert an der jeweiligen Stabseite wird durch eine Mittelung über die drei Wellenlängen bestimmt (siehe Abbildung 4.35). Die Mittelung ergibt folgende Werte:

$$\begin{array}{ll} \text{schmal (L1): } \mathcal{H} = 10.5 \pm 2.0 \text{ Å} & \text{breit (L1): } \mathcal{H} = 9.0 \pm 1.5 \text{ Å} \\ \text{schmal (L2): } \mathcal{H} = 10.6 \pm 2.2 \text{ Å} & \text{breit (L2): } \mathcal{H} = 9.4 \pm 1.4 \text{ Å} . \end{array}$$

Alle Rauheitswerte sind innerhalb der 1σ -Toleranz zueinander konsistent und liegen im unterem Bereich oder sogar unter der Spezifikation des Herstellers von $10 - 20 \text{ Å}$.

4.6.3 Boeing-Stab

Aufgrund der sehr geringen Stablänge des Boeing-Stabes von nur 193 mm sind nur Reflexionen im einstelligen Bereich möglich. Dadurch sind die Unsicherheiten bezüglich des Reflexionskoeffizienten und der Rauheit entsprechend groß. Die Messresultate sind in Tabelle 4.23 aufgelistet. Ohne die Berücksichtigung eines Grenzflächenverlustes ist eine Bestimmung der Rauheit an der schmalen Stabseite nicht möglich. Für die breite Seite würde die Rauheit je nach Wellenlänge

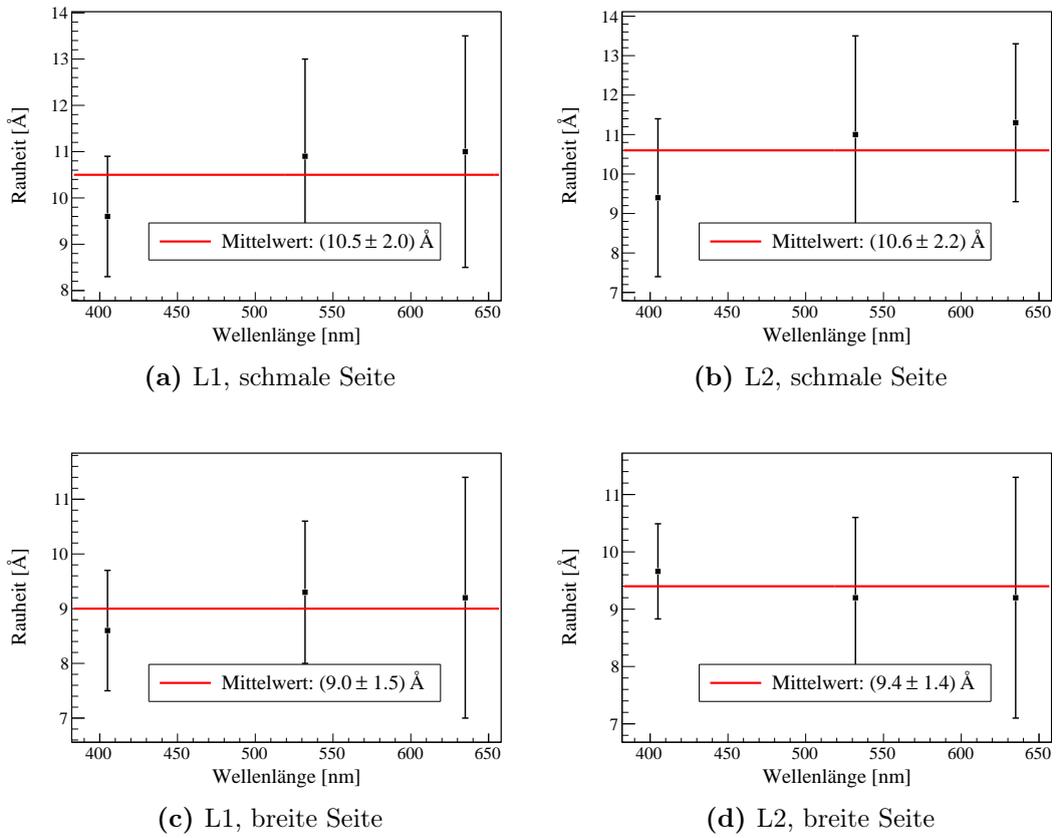


Abbildung 4.35: a)-d) sind die Rauheitswerte bei den Lithotec-Stäben L1 und L2 an der schmalen und breiten Stabseite. Der angegebene Mittelwert pro Abbildung resultiert aus einer Mittelung über die drei gezeigten Rauheitswerte.

| Lasers [nm] | N | \mathcal{R} | \mathcal{H} [Å] |
|-------------|-----|---------------------|-------------------|
| 405 | 4 | 0.9994 ± 0.0006 | 9.2 ± 4.9 |
| 532 | 4 | 0.9996 ± 0.0004 | 10.1 ± 5.8 |
| 635 | 4 | 0.9997 ± 0.0005 | 10.4 ± 8.8 |
| 405 | 8 | 0.9992 ± 0.0006 | 11.3 ± 3.9 |
| 532 | 8 | 0.9996 ± 0.0004 | 10.8 ± 4.9 |
| 635 | 8 | 0.9995 ± 0.0004 | 13.8 ± 5.5 |

Tabelle 4.23: Messergebnisse für die Messungen an den schmalen ($N = 4$) und breiten Seiten ($N = 8$) des Boeing-Stabes, wobei N die Anzahl der Reflexionen im Stab, \mathcal{R} der Reflexionskoeffizient und \mathcal{H} die Rauheit darstellen. Eine Fehleraufschlüsselung befindet sich in Abschnitt 4.6.7.

zwischen $0 - 9 \text{ \AA}$ liegen. Erst durch die Anwendung eines Frontflächenverlustes anstatt der zu gering gemessenen Abschwächungslänge erhält man vernünftige Rauheitswerte.

Abbildung 4.36a und b zeigen die Anpassungen an die Streutheorie für die Messungen an der schmalen und breiten Seite des Stabes. Die Messungen an der schmalen Seite stimmen zu gut mit der Theorie überein. Die angegebenen Fehler bei dieser Messung sind also überschätzt worden. Bei der Messung an der breiten Stabseite wurde ein zu geringer Wert für den Reflexionskoeffizienten bei 635 nm als bei 532 nm gemessen. Als Ursache könnte z. B. eine Variation der Reinigungsqualität in Kombination mit der Winkelunsicherheit sein. Der χ^2 -Wert bei dieser Messung liegt bei 1.4 und ist noch verträglich mit der Theorie.

Die gemittelten Rauheitswerte sind in Abbildung 4.36c und d dargestellt und lauten:

$$\text{schmal: } \mathcal{H} = 9.9 \pm 6.5 \text{ \AA} \quad \text{breit: } \mathcal{H} = 12.0 \pm 4.8 \text{ \AA} .$$

Die Rauheit an der schmalen Stabseite stimmt innerhalb des 1σ -Fehlers mit der BABAR-Spezifikation von 5 \AA überein. An der breiten Seite beträgt der Unter-

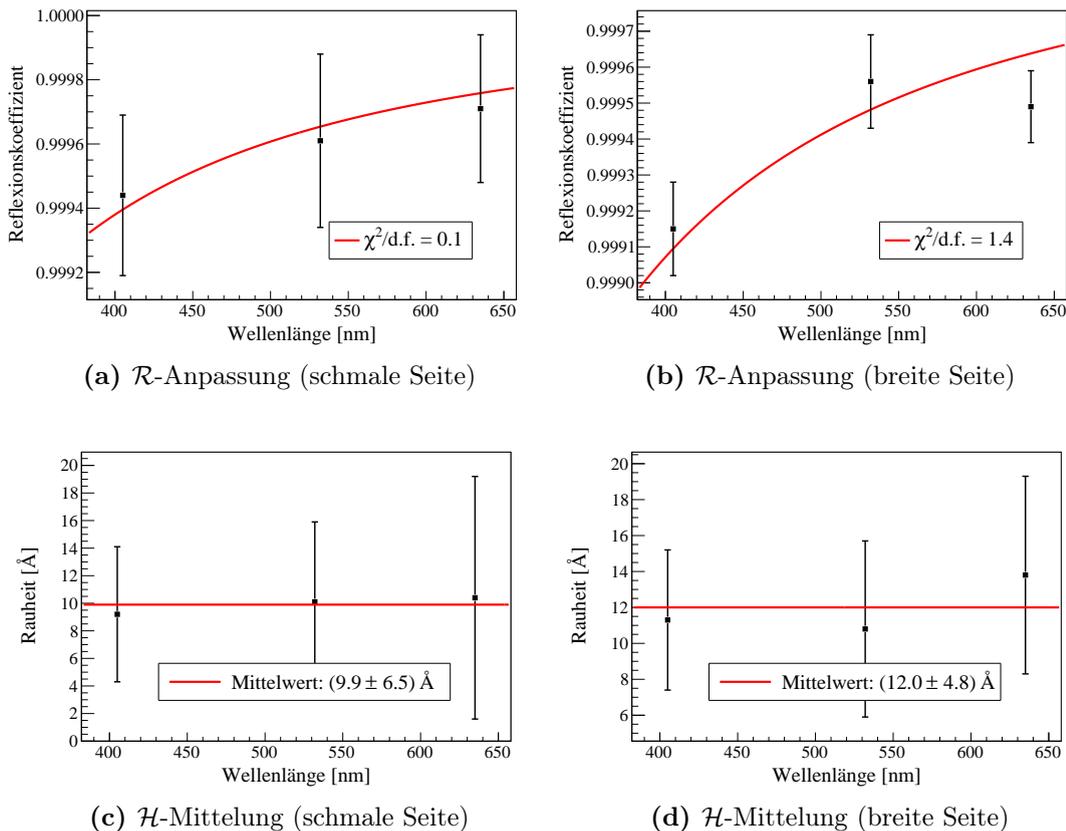
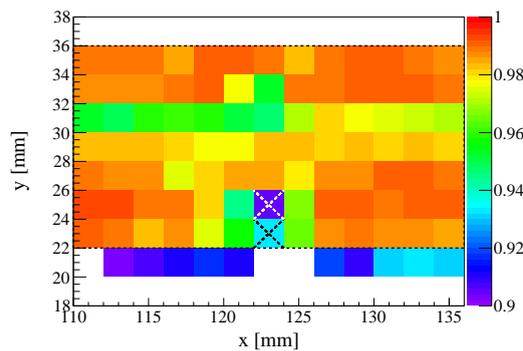


Abbildung 4.36: a) und b) sind die Anpassungen zur skalaren Theorie unter Verwendung der unkorrelierten Fehler der Reflexionskoeffizienten. c) und d) sind Rauheitswerte und deren Mittelung für die schmale und breite Stabseite. Bei der Rauheit wird der Gesamtfehler berücksichtigt.

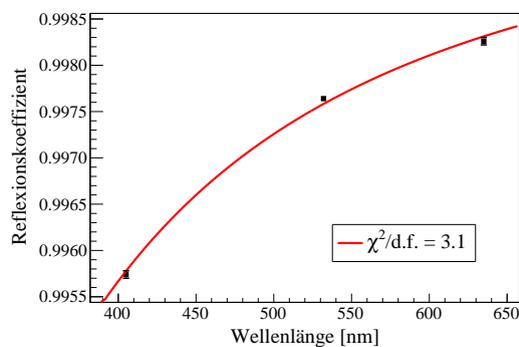
schied mehr als eine Standardabweichung. Aufgrund der geringen Anzahl an möglichen Reflexionen im Stab hat man auf weitere Untersuchungen verzichtet, so dass Reinigungseffekte als Ursache des erhöhten Rauheitswertes nicht ausgeschlossen werden können.

4.6.4 Lytkarino-Stab

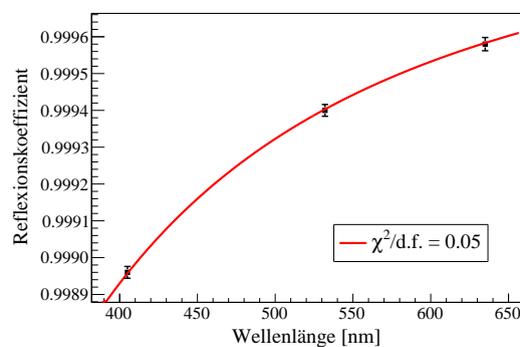
Abbildung 4.37a zeigt die Reflexionstransmission bei einer Messung an der schmalen Stabseite mit einer Wellenlänge von 532 nm. Die gemessene Inhomogenität hat Ähnlichkeiten mit der Transmissionsmessung (siehe Abbildung 4.25a in Abschnitt 4.4.4), so dass dies ein weiterer Hinweis dafür ist, den Grenzflächenverlust zu verwenden anstatt die gemessene Abschwächungslänge. Des Weiteren ist bei den meisten Messungen eine Bestimmung der Rauheit ohne Berücksichtigung eines Grenzflächenverlustes überhaupt nicht möglich. Durch die große Inhomogenität und der geringen Anzahl an Reflexionen sind die Unsicherheiten der gemittelten Reflexionskoeffizienten äußerst groß (vgl. Tabelle 4.24).



(a) 532 nm, 6 Reflexionen



(b) \mathcal{R} -Anpassung (schmale Seite)



(c) \mathcal{R} -Anpassung (breite Seite)

Abbildung 4.37: a) 532 nm-Messung mit dem Lytkarino-Stab an der schmalen Seite. Der markierte Bereich dient zur Berechnung der gemittelten Reflexionstransmission. Die Kreuze symbolisieren Defekte (3σ). Die Farbskala bezieht sich auf die Reflexionstransmission. Die Zahlenangaben auf der x - und y -Achse sind Motorpositionen der Lineartische. b) und c) sind die Anpassungen für die schmale und breite Seite des Stabes zur Überprüfung der Streutheorie.

Die Überprüfung der skalaren Streutheorie zeigt bei der Anpassung an der schmalen Stabseite einen χ^2 -Wert von 3.1 und an der breiten Seite einen Wert von 0.05 (siehe Abbildung 4.37b und c). Ersteres könnte wie bei den anderen Stäben durch Reinigungsartefakte hervorgerufen worden sein. Bei Letzterem ist eine so gute Übereinstimmung zwar nicht ausgeschlossen jedoch sehr unwahrscheinlich.

Die ermittelten Rauheiten aus Abbildung 4.38a und b von

$$\text{schmal: } \mathcal{H} = 25.4 \pm 9.7 \text{ \AA} \quad \text{breit: } \mathcal{H} = 12.5 \pm 4.7 \text{ \AA}$$

zeigen eine doppelt so gute Oberflächengüte an der breiten Stabseite als an der schmalen. Beide Ergebnisse sind aber konsistent mit der Herstellerspezifikation von $10 - 20 \text{ \AA}$.

| Lasert [nm] | N | \mathcal{R} | \mathcal{H} [Å] |
|-------------|-----|---------------------|-------------------|
| 405 | 6 | 0.996 ± 0.002 | 25.3 ± 7.0 |
| 532 | 6 | 0.998 ± 0.002 | 25 ± 11 |
| 635 | 6 | 0.998 ± 0.002 | 26 ± 11 |
| 405 | 12 | 0.9990 ± 0.0006 | 12.5 ± 3.3 |
| 532 | 12 | 0.9994 ± 0.0005 | 12.6 ± 5.3 |
| 635 | 12 | 0.9996 ± 0.0004 | 12.5 ± 5.6 |

Tabelle 4.24: Ergebnisse für die Messungen an der schmalen ($N = 6$) und breiten ($N = 12$) Seiten des Lytkarino-Stabes mit N für die Anzahl der Reflexionen im Stab, \mathcal{R} für den Reflexionskoeffizient und \mathcal{H} für die Rauheit. Die Aufschlüsselung der einzelnen Fehlerbeiträge ist in Abschnitt 4.6.7 zu finden.

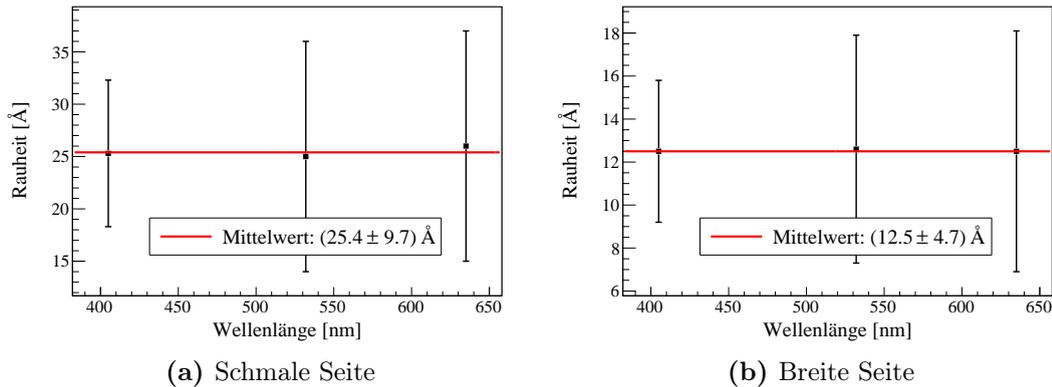


Abbildung 4.38: a) und b) zeigen die Rauheitswerte an der schmalen und breiten Stabseite für alle Wellenlängen. Die angegebenen Mittelwerte sind dabei die gemittelten Rauheiten.

4.6.5 Heraeus-Stäbe

Bei den Heraeus-Stäben H1 und H2 wurden die Stabhälften bezüglich der Temperatur und des Vorschubs in den Ofen unterschiedlich verglast. Um beide Stabhälften separat messen zu können, wird der Laserstrahl in der Mitte des Stabes

mittels eines Quarzglas-Prismas eingekoppelt (siehe Abbildung 4.39). Die daraus resultierende effektive Stablänge beträgt etwa 370 mm. Am Stabende muss, wie bei der Transmissionsmessung, eine polierte Quarzglasplatte verwendet werden. Der Übergang vom Prisma bzw. Glasplatte zum Radiator wird mit einem Brechungsindex-angepassten Öl realisiert. Zusätzlich zur Krümmung der Stabseiten in Abschnitt 4.2.5 ist bei beiden Stäben noch eine Welligkeit der Seiten vorhanden. Diese Welligkeit erschwert ein automatisches Scannen, da der austretende Strahl nicht an den erwartenden Positionen erscheint. Daher findet die Messung an einer Position statt, wo die Reflexionstransmission maximal wird. Da nur wenige Positionen untersucht wurden, kann man nicht ausschließen, dass der wahre Maximalwert noch höher liegt. Beim H3-Stab wird dagegen an den beiden Stabenden ein- und ausgekoppelt. Da alle Stäbe aufgrund der Rundungen im Kantenbereich als Radiator für den Barrel-DIRC nicht geeignet sind, verzichtet man auf eine detaillierte Studie mit mehreren Wellenlängen. Daher wird die Messung des Reflexionskoeffizienten ausschließlich mit dem 532 nm-Laser durchgeführt. Zum Zeitpunkt der Messung des H3-Stabes lagen keine Quarzglasplatten vor. Deshalb wurden als Ersatz Objektträger aus nicht spezifiziertem Glas verwendet. Durch eine Transmissionsmessung der Objektträger wurde deren Brechungsindex von 1.527 ± 0.001 bei 532 nm bestimmt. Der Brechungsindex wird zur Berechnung des Einfallswinkels und der zusätzlichen Reflexionsverluste durch das Anbringen der Glasplatten mit Öl an dem H3-Stab benötigt. Als Einfallswinkel wird der Brewsterwinkel der Glasplatten von 56.8° gewählt. Daraus ergibt sich für den Reflexionswinkel im Stab ein Winkel von 55.1° . Auch bei diesem Stab wurde nur die maximale Reflexionstransmission gemessen.

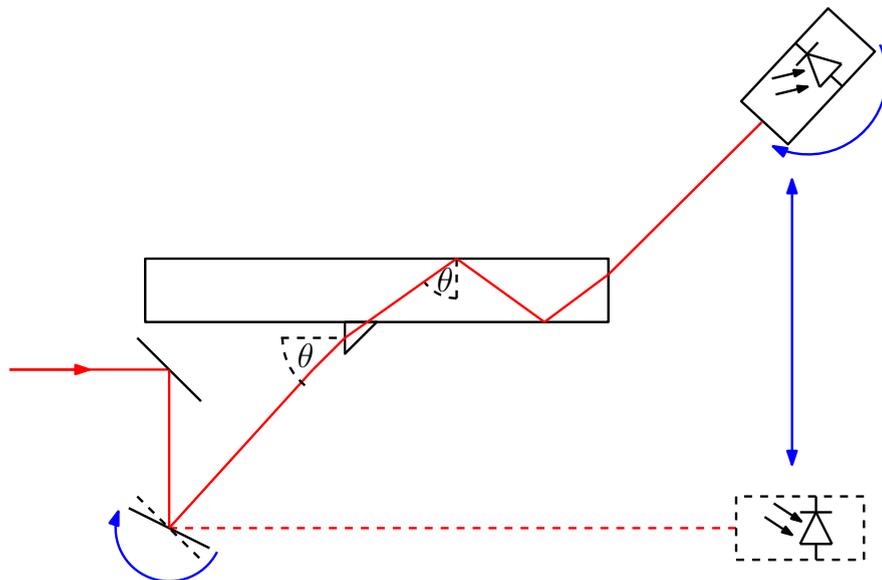


Abbildung 4.39: Schematischer Aufbau zur separaten Messung beider Stabhälften. Das Prisma, bestehend aus Quarzglas, wird mit einem Brechungsindex-angepassten Öl seitlich im Zentralbereich des Stabes angebracht.

Beim H2-Stab war eine Messung der Reflexionstransmission aufgrund der Deformierung des Laserflecks nach Durchqueren des Stab nur an einer Stabseitenhälfte möglich. Jedoch ist auch bei dieser Messung die Deformierung im Vergleich zum H1-Stab stark ausgeprägt (siehe Abbildung 4.40). Da man beim H1-Stab keinen signifikanten Unterschied zwischen beiden Stabhälften gemessen hat, werden nur die Messwerte einer Stabhälfte vorgestellt. Alle Ergebnisse sind in Tabelle 4.25 aufgelistet. Die Fehleraufschlüsselung ist in Abschnitt 4.6.7 zu finden. Die beiden Messergebnisse des H1-Stabes an der schmalen und breiten Seite stimmen innerhalb von 2σ überein. Der H3-Stab zeigt eine etwas bessere Oberflächengüte als der H1-Stab auf. Der hohe Rauheitswert für den H2-Stab wird durch die Deformierung des Laserflecks verzerrt, spiegelt aber auch die schlechte Oberflächenqualität wider. Die relativ geringe Messunsicherheit bei allen Ergebnissen resultiert aus einer fehlenden Abschätzung der Laserfleckdeformierung und einer fehlenden Stabinhomogenität, da nur an einer Position gemessen worden ist. Des Weiteren gilt nach Gleichung 4.66 in Abschnitt 4.6.1 $\Delta\mathcal{H} \sim \mathcal{H}/(1 - \mathcal{R})$ und somit werden größere Rauheitswerte genauer gemessen, da \mathcal{R} nahe bei eins liegt. Da beim Strahlengang mittels Prisma nur ein Stabende passiert wird, wird auch der Grenzflächenverlust nur für ein Stabende angewendet. Man nimmt also an, dass der Übergang Prisma – Quarzglas ohne Verluste stattfindet. Wenn man den Frontflächenverlust für zwei Stabenden berücksichtigt, ergibt das z. B. beim H1-Stab einen um 5 bzw. 3 Å kleineren Rauheitswert bei den Reflexionen an der schmalen bzw. breiten Seite. Als Grenzflächenverlust beim H3-Stab wird der Wert für H1 genommen. Sowohl eine Extrusion von Radiatorstäben als auch eine Verglasung

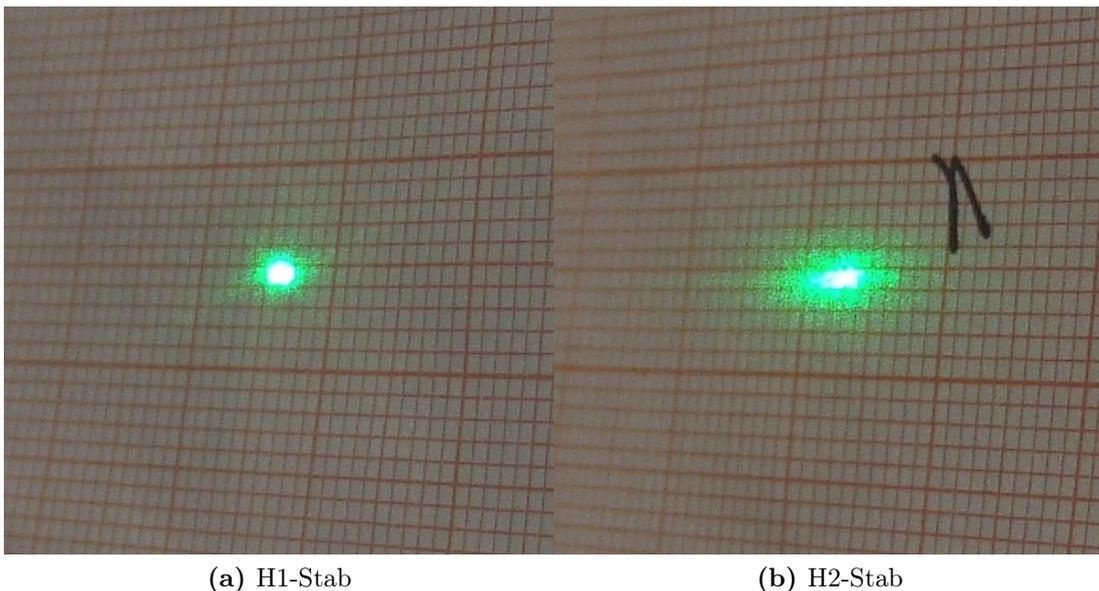


Abbildung 4.40: a) und b) zeigen Fotos der Laserflecke auf einem Millimeterpapier-Schirm nach dem Durchgang durch den H1- bzw. H2-Stabes. Die schwarze Markierung in b) diente zur Justierung der Kamera.

bei hohen Temperaturen führt also zu einer minimalen Rauheit von etwa 30 \AA , die für den Barrel-DIRC nicht akzeptabel ist.

| Stab | Laser [nm] | N | \mathcal{R} | \mathcal{H} [\AA] |
|------|------------|-----|-----------------------|--------------------------------|
| H1 | 532 | 7 | $< 0.9960 \pm 0.0003$ | $> 32.4 \pm 1.3$ |
| | 532 | 15 | $< 0.9968 \pm 0.0002$ | $> 28.9 \pm 0.9$ |
| H2 | 532 | 7 | $< 0.9844 \pm 0.0003$ | $> 64.1 \pm 0.8$ |
| H3 | 532 | 13 | $< 0.9973 \pm 0.0003$ | $> 26.4 \pm 1.3$ |

Tabelle 4.25: Ergebnisse von maximalen Reflexionstransmissionswerten der Heraeus-Stäbe bei 532 nm mit der Anzahl der Reflexionen im Stab N , dem Reflexionskoeffizient \mathcal{R} und der Rauheit \mathcal{H} .

4.6.6 Acrylglasstab

In Abschnitt 4.4.6 wurde die beobachtete Stabinhomogenität erläutert. Bei der Messung des Reflexionskoeffizienten führt diese, wie bei den Heraeus-Stäben, dazu, dass auf ein automatisches Scannen verzichtet wird. Es werden also wieder nur die maximalen Reflexionstransmissionen angegeben. Die unsachgemäße Behandlung des Acrylglasstabes mit Aceton bewirkt eine um etwa den Faktor fünf schlechtere Reflexionstransmission. Daher muss man auf Messungen vor dem Reinigungsunfall zurückgreifen. Diese wurden nur mit dem 532 nm -Laser durchgeführt. Der eingestellte Brewsterwinkel bei diesen Messungen beträgt 56.4° . Die Ergebnisse für Reflexionen an der schmalen und breiten Seite des Stabes zeigt Tabelle 4.26. Der relativ geringe Fehler bei den Rauheiten kommt wie bei den Heraeus-Stäben durch eine fehlende Abschätzung der Laserfleckdeformierung und Stabinhomogenität zustande. Zudem erhöht sich nach Gleichung 4.66 die Genauigkeit bei größeren Rauheitswerte. Die Messergebnisse zeigen, dass die Rauheit von etwa $> 57 \text{ \AA}$ an der breiten Seite durch die bei der Produktion verwendeten Spiegelglasplatten bestimmt werden. Die minimale Rauheit von 169 \AA an der schmalen Seite ist das Ergebnis der Bearbeitung mittels einer Diamantnadel. Eine wesentlich bessere Oberfläche scheint also bei Acrylglas technisch nicht machbar zu sein. Die gemessene Oberflächengüte schließt eine Verwendung von Acrylglas im Barrel-DIRC aus.

| Laser [nm] | N | \mathcal{R} | \mathcal{H} [\AA] |
|------------|-----|-------------------------|--------------------------------|
| 532 | 17 | $< 0.88658 \pm 0.00063$ | $> 169.0 \pm 1.4$ |
| 532 | 30 | $< 0.98717 \pm 0.00018$ | $> 56.84 \pm 0.59$ |

Tabelle 4.26: Ergebnisse von maximalen Reflexionstransmissionen des Acrylglasstabes bei 532 nm mit der Anzahl der Reflexionen im Stab N , dem Reflexionskoeffizient \mathcal{R} und der Rauheit \mathcal{H} . Fehleraufschlüsselung siehe Abschnitt 4.6.7.

4.6.7 Zusammenfassung

Die gemessenen Reflexionstransmissionen aller untersuchten Radiatorstäbe sind in Tabelle 4.27 zusammengefasst. Sie sind bereits mit dem Spiegelkorrekturwert berichtigt worden. Die angegebenen Fehlerquellen sind die direkten Messfehler und der Fehler des Korrekturwertes. Tabelle 4.28 zeigt die aus den Reflexionstransmissionswerten ermittelten Reflexionskoeffizienten. Dabei werden nun auch alle signifikanten Fehlerbeiträge aufgeführt. Die entsprechenden Rauheitswerte werden schließlich in Tabelle 4.29 aufgelistet.

Die ermittelten Reflexionskoeffizienten bei den Lithotec-Stäben sind mit der skalaren Streutheorie verträglich. Kleinere Abweichung zu einem χ^2 -Wert von eins können durch Reinigungsartefakte erklärt werden, da bei den verschiedenen Wellenlängen aufgrund der Winkelunsicherheit keine kongruenten Flächen gescannt werden können. Die gemittelten Rauheitswerte über alle Wellenlängen für alle Stabseiten sind konsistent zueinander und betragen etwa 10 Å. Somit liegen sie im unteren Bereich der Herstellerspezifikation von 10-20 Å. Durch die sehr geringe Anzahl an internen Reflexionen beim Boeing-Stab sind die Messunsicherheiten sehr groß. Die ermittelten Reflexionskoeffizienten können durch die Streutheorie beschrieben werden. Die Rauheit an der schmalen Seite stimmt innerhalb der 1σ -Toleranz mit der BABAR-Spezifikation von 5 Å überein. An der breiten Seite beträgt der Unterschied zur Spezifikation mehr als eine Standardabweichung. Wegen den wenigen Reflexionen im Stab, hat man auf weitere Messungen verzichtet, so dass Reinigungseffekte als Ursache nicht ausgeschlossen werden können. Der Lytkarino-Stab weist produktionsbedingt eine große Inhomogenität auf. Die Messfehler sind dementsprechend sehr groß. Trotzdem ist die Konformität zur Theorie teils zu gut. Die ermittelten Rauheitswerte sind konsistent mit der Spezifikation des Herstellers, wobei die schmale Seite signifikant rauer ist als die breite Seite.

Bei den Heraeus-Stäbe H1 und H2 werden die einzelnen Stabhälften, durch Einkoppeln des Laserstrahls in der Stabmitte mittels eines Prismas, gemessen. Einen Unterschied zwischen den beiden Stabhälften konnte beim H1-Stab nicht festgestellt werden. Beim H2-Stab ist die Deformierung des Laserflecks sehr ausgeprägt, so dass nur an einer Stabseitenhälfte eine Messung möglich war. Die wellenartige Oberfläche macht ein automatisches Scannen schwierig, so dass nur die maximale Reflexionstransmission angegeben wird. Aufgrund der Formuntersuchung in Abschnitt 4.2.5, die alle Heraeus-Stäbe als Radiatoren für den PANDA-Barrel-DIRC disqualifizieren, wird auf eine detaillierte Studie verzichtet und nur mit einer Wellenlänge gemessen. Die ermittelten minimalen Rauheiten betragen beim H1- und H3-Stab etwa 30 Å. Beim H2-Stab wurde eine doppelt so große Rauheit festgestellt. Auch die Oberflächengüte aller Heraeus-Stäbe erfüllen nicht die Anforderung für den Barrel-DIRC. Die durch einen Reinigungsunfall verursachte Verschlechterung der Oberflächengüte beim Acrylglasstab verhindert eine detaillierte Studie. Daher mussten Messergebnisse vor dem Unfall herangezogen werden. Die Inhomogenität des Stabes verhindert auch hier ein automatisches Scannen. Die gemessenen Maximalwerte führen zu einer minimalen Rauheit von

etwa 57 bzw. 169 Å an der breiten bzw. schmalen Seite. Die Güte der breiten Seitenfläche wird produktionsbedingt durch die verwendeten Spiegelglasplatten beim Gießverfahren festgelegt. Bei der schmalen Seite wird die Güte durch das Verfahren mit der Diamantnadel bestimmt. Zusätzlich zur fehlenden Strahlungshärte scheint auch die Oberflächenqualität bei dem hier getesteten Acrylglasstab für den Barrel-DIRC nicht ausreichend zu sein.

| Stab | λ [nm] | N | t_{kor} | $\sigma_{ges}^{mess.}$ | $\sigma_{aufbau}^{sys.}$ | $\sigma_{spiegel}^{sys.}$ | $\sigma_{stab}^{sys.}$ |
|------|----------------|-----|-----------|------------------------|--------------------------|---------------------------|------------------------|
| L1 | 405 | 15 | 0.9868 | 0.0021 | 0.0001 | 0.0006 | 0.0020 |
| | 532 | 15 | 0.9917 | 0.0023 | 0.0004 | 0.0008 | 0.0021 |
| | 635 | 15 | 0.9941 | 0.0019 | 0.0001 | 0.0005 | 0.0018 |
| | 405 | 31 | 0.9810 | 0.0032 | 0.0001 | 0.0006 | 0.0031 |
| | 532 | 31 | 0.9884 | 0.0020 | 0.0005 | 0.0008 | 0.0018 |
| | 635 | 31 | 0.9920 | 0.0018 | 0.0001 | 0.0005 | 0.0017 |
| L2 | 405 | 15 | 0.9875 | 0.0036 | 0.0001 | 0.0006 | 0.0035 |
| | 532 | 15 | 0.9916 | 0.0028 | 0.0003 | 0.0008 | 0.0027 |
| | 635 | 15 | 0.9940 | 0.0014 | 0.0001 | 0.0005 | 0.0013 |
| | 405 | 31 | 0.9772 | 0.0024 | 0.0002 | 0.0006 | 0.0023 |
| | 532 | 32 | 0.9881 | 0.0022 | 0.0003 | 0.0008 | 0.0020 |
| | 635 | 32 | 0.9920 | 0.0015 | 0.0002 | 0.0005 | 0.0014 |
| B | 405 | 4 | 0.9956 | 0.0020 | 0.0002 | 0.0006 | 0.0019 |
| | 532 | 4 | 0.9971 | 0.0013 | 0.0004 | 0.0008 | 0.0010 |
| | 635 | 4 | 0.9979 | 0.0015 | 0.0003 | 0.0005 | 0.0014 |
| | 405 | 8 | 0.9911 | 0.0041 | 0.0002 | 0.0006 | 0.0041 |
| | 532 | 8 | 0.9951 | 0.0025 | 0.0004 | 0.0008 | 0.0023 |
| | 635 | 8 | 0.9950 | 0.0025 | 0.0002 | 0.0005 | 0.0024 |
| R | 405 | 6 | 0.9693 | 0.0134 | 0.0001 | 0.0006 | 0.0134 |
| | 532 | 6 | 0.9815 | 0.0118 | 0.0004 | 0.0008 | 0.0118 |
| | 635 | 6 | 0.9854 | 0.0083 | 0.0002 | 0.0005 | 0.0083 |
| | 405 | 12 | 0.9821 | 0.0053 | 0.0002 | 0.0006 | 0.0053 |
| | 532 | 12 | 0.9884 | 0.0046 | 0.0003 | 0.0008 | 0.0045 |
| | 635 | 12 | 0.9908 | 0.0023 | 0.0001 | 0.0005 | 0.0022 |
| H1 | 532 | 7 | <0.9650 | 0.0009 | 0.0003 | 0.0008 | - |
| | 532 | 15 | <0.9461 | 0.0009 | 0.0003 | 0.0008 | - |
| H2 | 532 | 7 | <0.8906 | 0.0009 | 0.0004 | 0.0008 | - |
| H3 | 532 | 13 | <0.9650 | 0.0009 | 0.0004 | 0.0008 | - |
| P | 532 | 17 | <0.1211 | 0.0008 | 0.0001 | 0.0008 | - |
| | 532 | 30 | <0.6364 | 0.0010 | 0.0006 | 0.0008 | - |

Tabelle 4.27: Gemessene Transmissionswerte bei der Messung des Reflexionskoeffizienten und deren direkte Messfehlerquellen für verschiedene Radiatorstäbe. Die Reflexionstransmission wird noch wegen den beiden Spiegeleinstellungen korrigiert. N ist die Anzahl der Reflexionen im Stab.

| Stab | λ [nm] | N | \mathcal{R} | σ_{ges} | $\sigma_{aufbau}^{sys.}$ | $\sigma_{spiegel}^{sys.}$ | $\sigma_{polar}^{sys.}$ | $\sigma_{halo}^{sys.}$ | $\sigma_{diode}^{sys.}$ | $\Delta\mathcal{G} / \Delta\lambda$ | $\sigma_{rein}^{sys.}$ | $\sigma_{stab}^{sys.}$ |
|------|----------------|-----|---------------|----------------|--------------------------|---------------------------|-------------------------|------------------------|-------------------------|-------------------------------------|------------------------|------------------------|
| L1 | 405 | 15 | 0.99938 | 0.00016 | 0.00001 | 0.00004 | 0.00002 | 0.00003 | 0.00003 | 0.00002 | 0.00007 | 0.00014 |
| | 532 | 15 | 0.99955 | 0.00017 | 0.00003 | 0.00005 | 0.00002 | - | 0.00003 | 0.00002 | 0.00007 | 0.00014 |
| | 635 | 15 | 0.99968 | 0.00015 | 0.00001 | 0.00003 | 0.00002 | 0.00003 | 0.00001 | 0.00002 | 0.00007 | 0.00012 |
| | 405 | 31 | 0.999512 | 0.000125 | 0.000003 | 0.000020 | 0.000010 | 0.000016 | 0.000013 | 0.000009 | 0.000066 | 0.000102 |
| | 532 | 31 | 0.999673 | 0.000095 | 0.000016 | 0.000026 | 0.000010 | - | 0.000013 | 0.000007 | 0.000065 | 0.000059 |
| | 635 | 31 | 0.999776 | 0.000109 | 0.000003 | 0.000016 | 0.000010 | 0.000065 | 0.000003 | 0.000007 | 0.000065 | 0.000055 |
| L2 | 405 | 15 | 0.99942 | 0.00025 | 0.00001 | 0.00004 | 0.00002 | 0.00003 | 0.00003 | 0.00002 | 0.00007 | 0.00024 |
| | 532 | 15 | 0.99954 | 0.00020 | 0.00002 | 0.00005 | 0.00002 | - | 0.00003 | 0.00001 | 0.00007 | 0.00018 |
| | 635 | 15 | 0.99966 | 0.00012 | 0.00001 | 0.00003 | 0.00002 | 0.00003 | 0.00001 | 0.00001 | 0.00007 | 0.00009 |
| | 405 | 31 | 0.999381 | 0.000106 | 0.000007 | 0.000020 | 0.000010 | 0.000016 | 0.000013 | 0.000008 | 0.000066 | 0.000076 |
| | 532 | 32 | 0.999675 | 0.000095 | 0.000009 | 0.000025 | 0.000009 | - | 0.000013 | 0.000005 | 0.000063 | 0.000063 |
| | 635 | 32 | 0.999778 | 0.000102 | 0.000006 | 0.000016 | 0.000009 | 0.000063 | 0.000003 | 0.000006 | 0.000063 | 0.000044 |
| B | 405 | 4 | 0.99944 | 0.00059 | 0.00005 | 0.00015 | 0.00008 | 0.00013 | 0.00010 | 0.00008 | 0.00025 | 0.00048 |
| | 532 | 4 | 0.99961 | 0.00044 | 0.00010 | 0.00020 | 0.00008 | - | 0.00010 | 0.00007 | 0.00025 | 0.00025 |
| | 635 | 4 | 0.99971 | 0.00048 | 0.00008 | 0.00013 | 0.00008 | 0.00013 | 0.00003 | 0.00007 | 0.00025 | 0.00035 |
| | 405 | 8 | 0.99915 | 0.00059 | 0.00003 | 0.00008 | 0.00004 | 0.00006 | 0.00005 | 0.00004 | 0.00025 | 0.00052 |
| | 532 | 8 | 0.99956 | 0.00041 | 0.00005 | 0.00010 | 0.00004 | - | 0.00005 | 0.00003 | 0.00025 | 0.00029 |
| | 635 | 8 | 0.99949 | 0.00041 | 0.00003 | 0.00006 | 0.00004 | 0.00006 | 0.00001 | 0.00003 | 0.00025 | 0.00030 |
| R | 405 | 6 | 0.9957 | 0.0024 | 0 | 0.0001 | 0.0001 | 0.0001 | 0.0001 | 0.0005 | 0.0002 | 0.0023 |
| | 532 | 6 | 0.9976 | 0.0021 | 0.0001 | 0.0001 | 0.0001 | - | 0.0001 | 0.0005 | 0.0002 | 0.0020 |
| | 635 | 6 | 0.9983 | 0.0015 | 0 | 0.0001 | 0.0001 | 0.0001 | 0 | 0.0005 | 0.0002 | 0.0014 |
| | 405 | 12 | 0.99896 | 0.00055 | 0.00002 | 0.00005 | 0.00003 | 0.00004 | 0.00003 | 0.00026 | 0.00017 | 0.00045 |
| | 532 | 12 | 0.99940 | 0.00050 | 0.00003 | 0.00007 | 0.00003 | - | 0.00003 | 0.00027 | 0.00017 | 0.00038 |
| | 635 | 12 | 0.99958 | 0.00038 | 0.00001 | 0.00004 | 0.00003 | 0.00004 | 0.00001 | 0.00027 | 0.00017 | 0.00018 |
| H1 | 532 | 7 | <0.99600 | 0.00032 | 0.00004 | 0.00012 | 0.00004 | - | 0.00006 | 0.00024 | 0.00015 | - |
| | 532 | 15 | <0.99682 | 0.00019 | 0.00002 | 0.00006 | 0.00002 | - | 0.00003 | 0.00011 | 0.00014 | - |
| | 532 | 7 | <0.98444 | 0.00028 | 0.00006 | 0.00013 | 0.00005 | - | 0.00006 | 0.00018 | 0.00016 | - |
| H3 | 532 | 13 | <0.99729 | 0.00027 | 0.00003 | 0.00006 | 0.00002 | - | 0.00003 | 0.00025 | 0.00008 | - |
| | 532 | 17 | <0.88658 | 0.00063 | 0.00004 | 0.00034 | 0.00013 | - | 0.00017 | 0.00022 | 0.00043 | - |
| | 532 | 30 | <0.98717 | 0.00018 | 0.00003 | 0.00004 | 0.00002 | - | 0.00002 | 0.00014 | 0.00010 | - |

Tabelle 4.28: Reflexionskoeffizienten für verschiedene Radiatorstäbe mit aufgeschlisselten Fehlerquellen. Nur beim Acrylglasstab (P) wird die gemessene Abschwächungslänge λ verwendet. Der zugehörige Reflexionswinkel beträgt bei den Quarzglasstäben 55.6° , beim Acrylglasstab 56.4° und beim H3-Stab wegen den Glasplatten 55.1° . N gibt die Anzahl der Reflexionen im Stab wieder.

| Stab | λ [nm] | N | \mathcal{H} | σ_{ges} | $\sigma_{aufbau}^{sys.}$ | $\sigma_{spiegel}^{sys.}$ | $\sigma_{polar}^{sys.}$ | $\sigma_{halo}^{sys.}$ | $\sigma_{diode}^{sys.}$ | $\sigma_{winkel}^{sys.}$ | $\Delta\mathcal{G} / \Delta\Lambda$ | $\sigma_{nein}^{sys.}$ | $\sigma_{stab}^{sys.}$ |
|------|----------------|-----|---------------|----------------|--------------------------|---------------------------|-------------------------|------------------------|-------------------------|--------------------------|-------------------------------------|------------------------|------------------------|
| L1 | 405 | 15 | 9.6 | 1.3 | 0.1 | 0.3 | 0.2 | 0.3 | 0.2 | 0.1 | 0.2 | 0.5 | 1.1 |
| | 532 | 15 | 10.9 | 2.1 | 0.3 | 0.6 | 0.2 | - | 0.3 | 0.1 | 0.2 | 0.8 | 1.7 |
| | 635 | 15 | 11.0 | 2.5 | 0.1 | 0.6 | 0.3 | 0.6 | 0.1 | 0.1 | 0.3 | 1.1 | 2.1 |
| | 405 | 31 | 8.6 | 1.1 | 0 | 0.2 | 0.1 | 0.1 | 0.1 | 0.1 | 0.1 | 0.6 | 0.9 |
| | 532 | 31 | 9.3 | 1.3 | 0.2 | 0.4 | 0.1 | - | 0.2 | 0.1 | 0.1 | 0.9 | 0.8 |
| | 635 | 31 | 9.2 | 2.2 | 0.1 | 0.3 | 0.2 | 1.3 | 0.1 | 0.1 | 0.2 | 1.3 | 1.1 |
| L2 | 405 | 15 | 9.4 | 2.0 | 0.1 | 0.3 | 0.2 | 0.3 | 0.2 | 0.1 | 0.1 | 0.5 | 1.9 |
| | 532 | 15 | 11.0 | 2.5 | 0.2 | 0.6 | 0.2 | - | 0.3 | 0.1 | 0.1 | 0.8 | 2.2 |
| | 635 | 15 | 11.3 | 2.0 | 0.1 | 0.6 | 0.3 | 0.6 | 0.1 | 0.1 | 0.2 | 1.1 | 1.5 |
| | 405 | 31 | 9.66 | 0.83 | 0.05 | 0.15 | 0.08 | 0.13 | 0.10 | 0.07 | 0.06 | 0.52 | 0.59 |
| | 532 | 32 | 9.2 | 1.4 | 0.1 | 0.4 | 0.1 | - | 0.2 | 0.1 | 0.1 | 0.9 | 0.9 |
| | 635 | 32 | 9.2 | 2.1 | 0.1 | 0.3 | 0.2 | 1.3 | 0.1 | 0.1 | 0.1 | 1.3 | 0.9 |
| B | 405 | 4 | 9.2 | 4.9 | 0.4 | 1.2 | 0.6 | 1.0 | 0.8 | 0.1 | 0.6 | 2.1 | 3.9 |
| | 532 | 4 | 10.1 | 5.8 | 1.3 | 2.6 | 1.0 | - | 1.3 | 0.1 | 0.9 | 3.3 | 3.3 |
| | 635 | 4 | 10.4 | 8.8 | 1.4 | 2.3 | 1.4 | 2.3 | 0.5 | 0.1 | 1.3 | 4.5 | 6.4 |
| | 405 | 8 | 11.3 | 3.9 | 0.2 | 0.5 | 0.3 | 0.4 | 0.3 | 0.1 | 0.3 | 1.7 | 3.4 |
| | 532 | 8 | 10.8 | 4.9 | 0.6 | 1.2 | 0.5 | - | 0.6 | 0.1 | 0.4 | 3.1 | 3.5 |
| | 635 | 8 | 13.8 | 5.5 | 0.3 | 0.9 | 0.5 | 0.9 | 0.2 | 0.1 | 0.5 | 3.4 | 4.1 |
| R | 405 | 6 | 25.3 | 7.0 | 0.1 | 0.3 | 0.2 | 0.3 | 0.2 | 0.2 | 1.5 | 0.5 | 6.8 |
| | 532 | 6 | 25 | 11 | 0 | 1 | 0 | - | 0 | 0 | 3 | 1 | 11 |
| | 635 | 6 | 26 | 11 | 0 | 1 | 0 | 1 | 0 | 0 | 4 | 1 | 10 |
| | 405 | 12 | 12.5 | 3.3 | 0.1 | 0.3 | 0.2 | 0.3 | 0.2 | 0.1 | 1.5 | 1.0 | 2.7 |
| | 532 | 12 | 12.6 | 5.3 | 0.3 | 0.7 | 0.3 | - | 0.4 | 0.1 | 2.8 | 1.8 | 4.0 |
| | 635 | 12 | 12.5 | 5.6 | 0.1 | 0.6 | 0.4 | 0.6 | 0.1 | 0.1 | 4.1 | 2.5 | 2.8 |
| H1 | 532 | 7 | > 32.4 | 1.3 | 0.2 | 0.5 | 0.2 | - | 0.2 | 0.3 | 1.0 | 0.6 | - |
| | 532 | 15 | > 28.9 | 0.9 | 0.1 | 0.3 | 0.1 | - | 0.1 | 0.2 | 0.5 | 0.6 | - |
| H2 | 532 | 7 | > 64.1 | 0.8 | 0.1 | 0.3 | 0.1 | - | 0.1 | 0.5 | 0.4 | 0.3 | - |
| | 532 | 13 | > 26.4 | 1.3 | 0.2 | 0.3 | 0.1 | - | 0.2 | 0.2 | 1.2 | 0.4 | - |
| P | 532 | 17 | > 169.0 | 1.4 | 0 | 0.3 | 0.1 | - | 0.1 | 1.3 | 0.2 | 0.3 | - |
| | 532 | 30 | > 56.84 | 0.59 | 0.07 | 0.09 | 0.03 | - | 0.05 | 0.43 | 0.30 | 0.23 | - |

Tabelle 4.29: Oberflächenrauheiten \mathcal{H} für verschiedene Radiatorstäbe mit aufgeschlüsselten Fehlerquellen. N ist dabei die Anzahl der Reflexionen im Radiator. Nur beim Acrylglasstab (P) wird die gemessene Abschwächungslänge Λ verwendet.

Kapitel 5

Test eines Prototypen

Ein erster Prototyp für den Barrel-DIRC wurde bei einer Strahlzeit mit Protonen getestet. Das Ziel dieses Tests war der eindeutige Nachweis von Cherenkovringen. Dabei wurden durch Variation der Einfallswinkel und Auftreffpositionen der Protonen auf dem Radiatorstab die Auftrefforte und Ankunftszeiten der Cherenkovphotonen gemessen. Die aufgenommenen Daten werden dann mit der entsprechenden Simulation verglichen. Eine Rekonstruktion des Cherenkovwinkels aus den Daten, basierend auf der BABAR-Methode [7], wird ebenfalls durchgeführt. Das Auflösungsvermögen dieses Winkels wird dann mit dem aus einer Simulation erwarteten Wert verglichen und diskutiert.

5.1 Simulation

Es wird kurz die Simulationssoftware und der damit simulierte Prototyp vorgestellt. Für die Vorbereitung einer Strahlzeit wurde anhand der Simulation ein geeigneter Winkelbereich sowie geeignete Positionierungen der verwendeten Photodetektoren gewählt.

5.1.1 Software

Als Simulationssoftware wird ein sogenanntes „Raytracing“-Programm unter Verwendung von ROOT-Bibliotheken [101] eingesetzt. Innerhalb des PANDA-Simulations-Frameworks ist dieses Programm autark und dient zum schnellen Testen von Prototyp-Konfigurationen. Für die Erstellung von Geometrien sind diverse Klassen vorhanden. Dabei beschreibt man ein optisches Volumen durch seine einzelnen Begrenzungsflächen, die sowohl eben als auch gekrümmt sein können. Das erzeugte Volumen wird dann einem Material zugeordnet. Das Material besitzt zwei Eigenschaften, Brechungsindex und Abschwächung. Für Gläser werden die Dispersionskonstanten für die Sellmeiergleichung (siehe Abschnitt 4.1.5) und die Abschwächungslängen aus dem Schottkatalog [75] verwendet. Für Quarzglas wird der Wert von BABAR ($\Lambda = 500 \text{ m}$ bei 442 nm [5]) für die jeweilige Wellenlänge extrapoliert. Durch Verbinden verschiedener optischer Volumina kann somit jede Konfiguration eines Prototypen erstellt werden.

Zu Beginn jeder Simulation definiert man sich ein Teilchen durch einen Richtungsvektor und einer Geschwindigkeit β . Falls das Teilchen durch ein optisches Volumen fliegt, wird überprüft, ob es überhaupt Cherenkovstrahlung erzeugen kann. Dazu muss, wie aus Abschnitt 3.1 bekannt, für die Geschwindigkeit $\beta > \frac{1}{n}$ gelten. Es werden dann entsprechend viele Cherenkovphotonen nach Gleichung (3.3) erzeugt, wobei man auch einen fiktiven Wert vorgeben kann. Der Wellenlängenbereich der Photonen kann ebenfalls vorgegeben werden. Der erzeugte Photonsatz wird dann sukzessive weiter propagiert. Dabei bewegen sich die Photonen von Fläche zu Fläche. Zuerst wird überprüft, welche Fläche im Radiator die Flugstrecke eines Photons durchkreuzen kann. Nach der Propagation zu dieser Fläche wird dann als nächstes die Abschwächung getestet. Die Reflexion an der Fläche erfolgt in der Regel mit Hilfe der Fresnelgleichungen. Da die Polarisation der Cherenkovphotonen noch nicht implementiert ist, wird bei der Reflexion zufällig eine ausgewählt. Photonen, die nicht reflektieren, gelten als verloren. Nach erfolgreicher Reflexion wiederholt sich das Ganze bis das Photon entweder verloren geht oder eine Detektorfläche trifft.

5.1.2 Prototyp

Der zu testende Prototyp besteht in der Simulation aus einem Radiatorstab, einer Linse und einem Expansionsvolumen (siehe Abbildung 5.1). Bei diesem einfachen Prototypen wird auf ein kompliziertes Linsensystem, wie in Abschnitt 3.3.3 beschrieben, verzichtet und nur eine einzelne Linse verwendet. Der Radiator besteht aus Quarzglas und hat eine Länge von 800 mm, eine Höhe von 35 mm und eine Breite von 17 mm. Die sphärische Linse ist aus Borosilikat-Kronglas (nicht UV-transparent) mit einer Dicke von 7.5 mm, einem Radius von 77.52 mm und somit

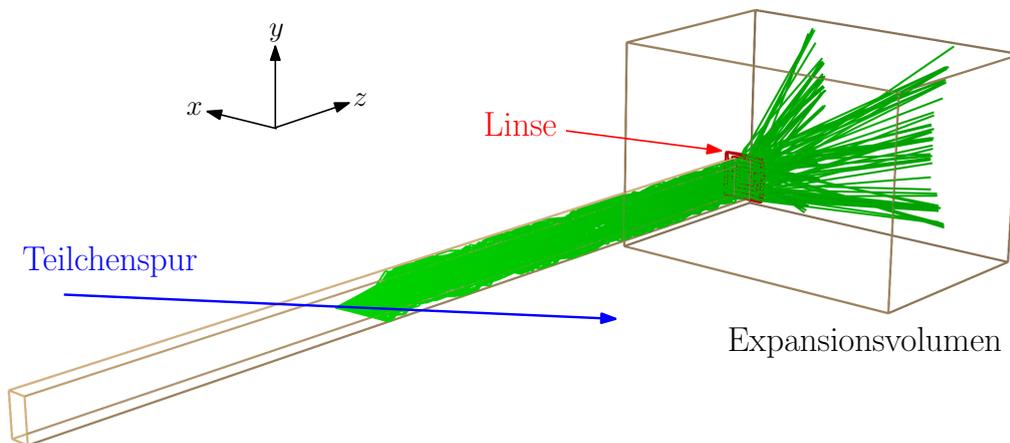


Abbildung 5.1: Visualisierte Darstellung des Prototypaufbaus in der Simulation bestehend aus einem Radiatorstab, einer Linse und einem Expansionsvolumen. Die grünen Spuren sind die erzeugten Cherenkovphotonen eines Teilchens mit einem Einfallswinkel von 30° an einer festen Position auf dem Stab. Dabei werden mögliche Reflexionen im Expansionsvolumen unterdrückt.

einer Brennweite von etwa 150 mm. Durch den Einsatz einer einzelnen Linse, kann die Fokalebene natürlich nicht eben sein. Trotzdem bewirkt die Linse, wie Abbildung 5.2 zeigt, eine deutliche Verbesserung der Cherenkovringsegmente als ohne. Insbesondere bei der Simulation mit Fokussierung erkennt man die kaleidoskopischen Effekte [102] der Photonenpropagation in einem quaderförmigen Stab. Zwischen Linse und Expansionsvolumen befindet sich dann ein Luftspalt von 8.5 mm. Das komplette Expansionsvolumen besteht in der Simulation einfachhalber ebenfalls aus Quarzglas. Im Experiment wird es mit einem zum Brechungsindex von Quarzglas angepassten Öl gefüllt. Es ist 300 mm breit, 200 mm hoch und 200 mm tief. Der mit 21 cm geringere Abstand als im PANDA-Detektor vorgesehen zwischen Radiator und Detektor resultiert aus der Brennweite der eingesetzten Linse, die zusätzlich durch das Medium im Expansionsvolumen vergrößert wird. Die effektive Brennweite beträgt daher etwa 21 cm. Die Rückwand des Expansionsvolumens dient als Detektorfläche. Der ganze simulierte Aufbau befindet sich schließlich im Vakuum.

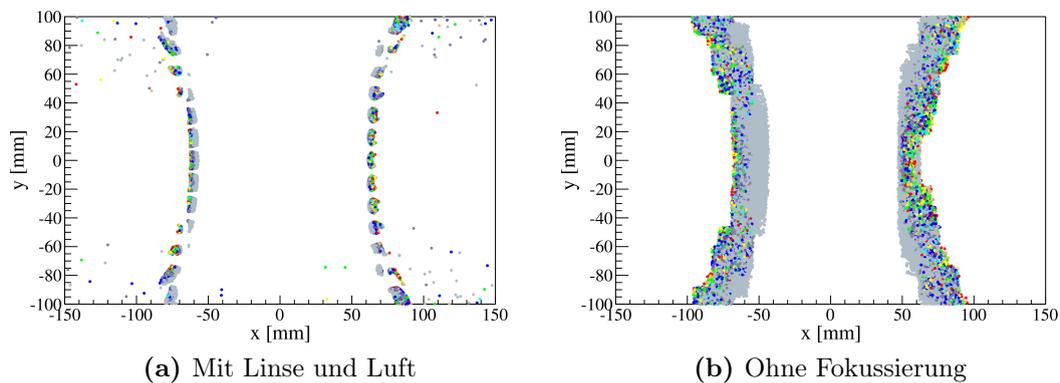


Abbildung 5.2: a) Fokussierung mit einer sphärischen Linse und einem Luftspalt. b) Ohne Fokussierung. Es sind Cherenkovphotonen von 250 – 650 nm, wie in Abbildung 5.1, generiert worden. Die Farben der eingezeichneten Marker entsprechen der Wellenlänge, wobei die UV-Photonen grau eingefärbt sind. Photonen abseits der Cherenkovringsegmente in a) werden durch zusätzliche Reflexionen in der Linse falsch abgebildet. Sowohl die Zerstückelung in a) als auch die stufenartige Form der Cherenkovringsegmente in b) sind Kaleidoskop-Effekte [102]. In beiden Simulationen wurden störende Reflexionen im Expansionsvolumen vermieden.

5.1.3 Vorarbeiten für die Strahlzeit

Zur Vorbereitung auf die Strahlzeit musste man überprüfen, welcher Winkelbereich bezüglich Teilchenstrahl und Radiatorstab sinnvoll ist (siehe Abbildung 5.3). Da am hinterem Ende des Stabes kein Spiegel vorgesehen war, müssen die Teilchen in Richtung Expansionsvolumen fliegen ohne es zu treffen. Durch die geringe Anzahl an verfügbaren Photodetektoren, insgesamt standen für den Test vier MCP-PMTs zur Verfügung, musste man ebenfalls nach geeigneten Positionen auf der Rückwand des Expansionsvolumens suchen. Als Teilchenstrahl werden

Protonen mit einer kinetischen Energie von 2 GeV erzeugt. Das entspricht einer Geschwindigkeit von $\beta = 0.9476$. Der Strahl weist keine Divergenz auf, ist gaußisch verteilt und besitzt einen 1σ -Radius von 2 cm. Des Weiteren soll der Strahl in der gleichen Ebene liegen wie der Radiatorstab, so dass $\varphi = 0^\circ$ gilt. Außerdem soll das Maximum des Strahls die breite Seitenfläche des Stabes mittig treffen, wobei die Auftreffposition 50 cm vom Stabende, wo sich die Linse befindet, liegt.

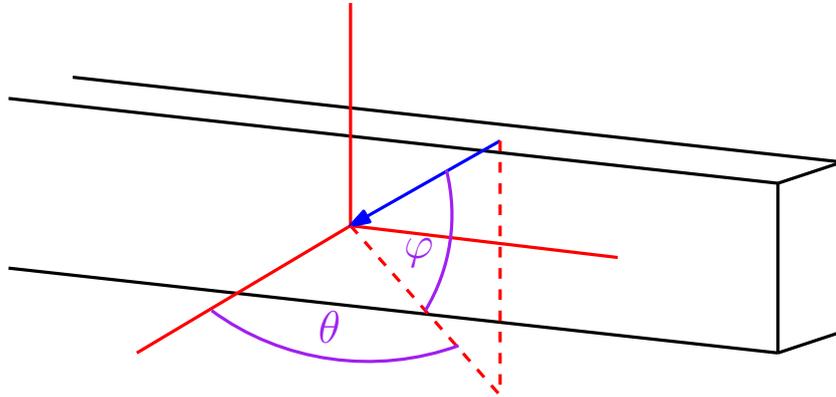


Abbildung 5.3: Winkeldefinitionen θ und φ zwischen Teilchen (blau) und Radiator. Die durchgezogenen roten Linien entsprechen den Symmetrieachsen des Radiatorstabes.

In Abbildung 5.4a ist der erzeugte Cherenkovring mit $\theta = 45^\circ$ und $\varphi = 0^\circ$ gezeigt. Die geringen Maße des Expansionsvolumens verursachen bei einem Teil des Ringes eine zusätzliche Reflexion. Dieser reflektierte Teil der Cherenkovringsegmente wird durch die paraboloidförmige Fokalfläche der Linse zusätzlich verschmiert. Die vereinzelnden Lücken bei den Ringsegmenten sind Kaleidoskop-Effekte [102]. Aufgrund der Teilchenstrahlbreite von etwa 2 cm werden diese Effekte verschmiert und suggerieren sehr kontinuierliche Cherenkovringsegmente (vgl. Abbildung 5.2a). Um bei der Detektion der Photonen ein klares Bild des Cherenkovringes zu erhalten, müssen die entsprechenden Seiten des Expansionsvolumens geschwärzt werden. Dadurch werden die Photonen, die an den Seiten reflektieren, vollständig absorbiert. Das Ergebnis solch einer Schwärzung zeigt Abbildung 5.4b. Bei größeren Einfallswinkeln verlaufen die Cherenkovringsegmente konvex bzw. bei kleineren konkav auseinander. Die möglichen zwei Positionierung der vier MCP-PMTs beim Prototypen sind in den Abbildungen 5.4c und d illustriert. Der Abstand zwischen den mittleren MCP-PMTs beträgt 80 bzw. 110 mm. Ein sinnvoller Winkelbereich für die konvexe Form der Segmente liegt also zwischen 20 und 30° und für die konkave Form bei $65 - 75^\circ$. Beim Letzteren fliegen die Teilchen jedoch zu nahe am Expansionsvolumen vorbei oder sogar durch, so dass dieser Winkelbereich für die Strahlzeit nicht in Frage kommt. Für den ausgewählten Winkelbereich genügt es den Boden und den Deckel des Expansionsvolumens zu schwärzen.

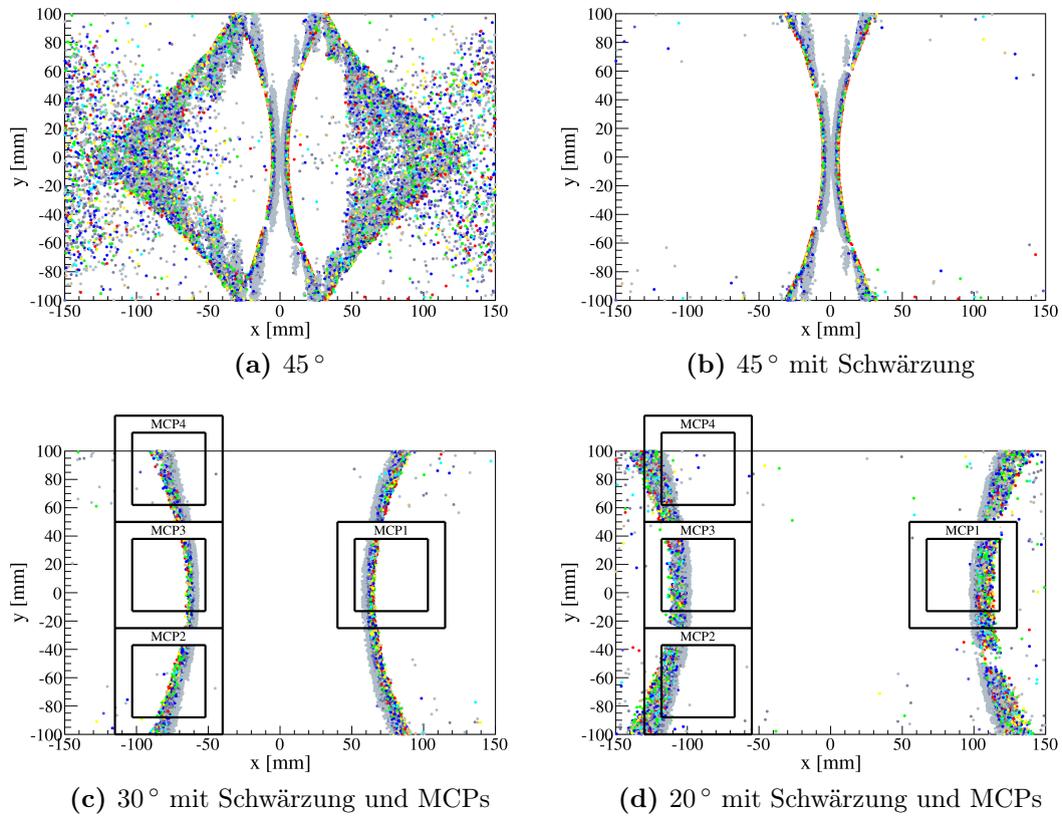


Abbildung 5.4: a) Simulierte Cherenkovphotonen (250 – 650 nm) bei einem Einfallswinkel des Protonenstrahls von $\theta = 45^\circ$. Am Expansionsvolumen wird ein Teil der Cherenkovphotonen reflektiert. b) Mit zusätzlicher Schwärzung der Seiten des Expansionsvolumens. c) bzw. d) mit einem Einfallswinkel von 30 bzw. 20° und den zwei möglichen Positionierungsvarianten der MCP-PMTs. Bei allen Simulationen symbolisieren die Farben die entsprechende Wellenlänge, wobei für UV-Photonen die Farbe Grau verwendet wird. Die falsche Abbildung der Photonen abseits der Cherenkovringsegmente kommt durch zusätzliche Reflexionen innerhalb der Linse zustande.

5.2 Strahlzeit

Für den Test eines Prototypen fand im September 2009 eine Strahlzeit an der GSI statt. Sie dauerte zehn Tage lang, wobei der Teststrahl täglich für zwei Stunden zur Verfügung stand. Als Teststrahl wurden Protonen mit einer kinetischen Energie von 2 GeV bereitgestellt. Die Strahlbreite betrug 2 bis 4 cm. Der Strahl kam in Paketen, die 10 s andauerten. Jedes Strahlpaket bestand aus $10^4 - 10^5$ Protonen. Während der Strahlzeit wurde aus Testzwecken sowohl der Einfallswinkel des Strahls auf dem Radiator als auch die Strahlpositionen variiert. Zudem wurde noch die Fokussierung getestet. Im Folgenden wird der Aufbau des Prototypen und die verwendete Ausleseelektronik vorgestellt. Für eine Datenanalyse wird die angewendete Selektionsmethode der Cherenkovereignisse aus den Rohdaten erläutert.

5.2.1 Aufbau

Der Aufbau des Prototypen ist in den Abbildung 5.5 und 5.6 gezeigt und ist weitestgehend mit dem der Simulation in Abschnitt 5.1.2 identisch. Als Radiator wird ein Lithotec-Stab (siehe Abschnitt 4.2.4) verwendet. Die BK7-Linse wird mit einem Brechungsindex-angepassten Öl an den Radiatorstab angebracht. Das Expansionsvolumen ist ein Glasbehälter gefüllt mit Marcol 82 Öl von Exxon Mobil [103], das einen ähnlichen Brechungsindex besitzt wie Quarzglas. Das Material des Glasbehälters ist ein nicht näher spezifiziertes Flachglas. Als Schwärzung werden gerippte schwarze Plastikplatten am Boden und als Deckel des Glasbehälters befestigt. Als Trigger dient ein kreisrunder Plastikszintillator (NE 102) mit einem Durchmesser von 40 mm und einer Dicke von 10.2 mm. Als Photodetektoren kommen je zwei Burle/Photonis 85011 und XP85013 [104] zum Einsatz. Sie besitzen eine sensitive Fläche von etwa $51 \times 51 \text{ mm}^2$ bzw. $53 \times 53 \text{ mm}^2$ unterteilt in 64 Pixeln, wobei der Abstand der Pixelzentren bei beiden 6.5 mm beträgt. Es handelt sich hierbei um MCP-PMTs (siehe Abschnitt 3.3.4). Die MCP-PMTs werden mit Hilfe einer Halterung an den Glasbehälter gepresst. Als Kopplung zwischen MCP-PMT und Glasbehälter dient wiederum das Marcol Öl. Eine gepulste Laserdiode mit einer Pulsbreite von etwa 30 ps dient, außerhalb der eigentlichen Strahlzeit, der Überprüfung der Ansprechzeiten des Aufbaus. Der komplette Aufbau befindet sich schließlich in einer Aluminiumkiste, die zusätzlich mit einem lichtdichten Tuch abgedeckt wird.

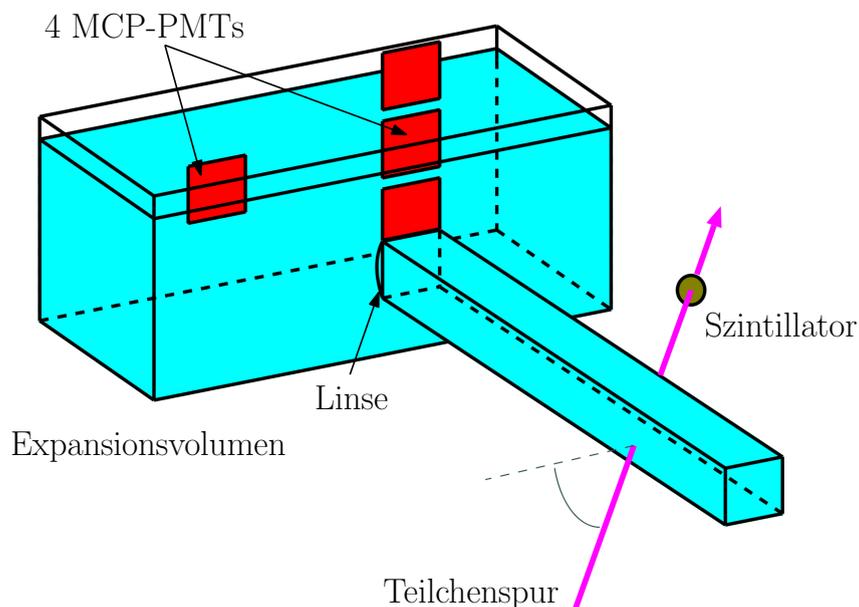


Abbildung 5.5: Illustration des Prototypen bestehend aus einem Quarzglasstab, einer Linse, einem mit Öl gefüllten Expansionsvolumen und vier MCP-PMTs. Außerdem dient ein Plastikszintillator als Trigger.

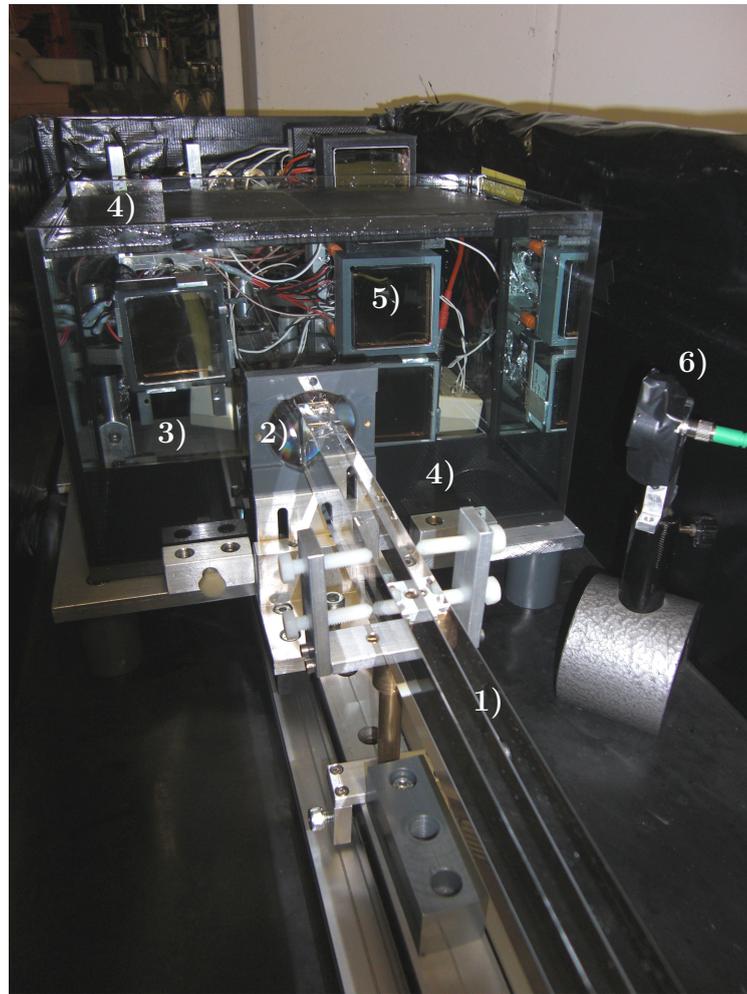


Abbildung 5.6: Fotografie des Prototypen: 1) Radiatorstab, 2) sphärische Linse, 3) mit Öl gefülltes Expansionsvolumen, 4) schwarze Plastikplatten am Boden und als Deckel, 5) vier MCP-PMTs und 6) gepulste Laserdiode.

5.2.2 Ausleseelektronik

In Abbildung 5.7a ist schematisch der Ausleseprozess eines MCP-PMT-Pixels dargestellt. Damit das Signal auf dem Weg zum Diskriminator nicht durch Rauscheffekte untergeht, muss ein Vorverstärker direkt am MCP-PMT angebracht werden. Als Vorverstärker werden Module mit je 16 Kanälen horizontal an die MCP-PMT angeschlossen (siehe Abbildung 5.7b). Die horizontale Orientierung des Moduls verhindert eine mögliche Überlappung mit dem Cherenkovring und somit auch eine Fehlinterpretation der Daten, falls ein Vorverstärkermodul in Schwingung gerät. Außerdem verliert man nicht ein komplettes Ringsegment bei einem Ausfall eines Moduls. Das nun um den Faktor 10 verstärkte Signal wird mittels eines Diskriminators überprüft, ob es sich um ein Ereignis durch ein Photon handeln könnte. Der verwendete Diskriminator ist der NINO Chip [105] vom CERN, der für den Flugzeit-Detektor des ALICE-Experimentes [106] entwickelt wurde. Der Chip ist ein Hybrid aus einem weiteren Vorverstärker und dem eigentlichen Diskriminator

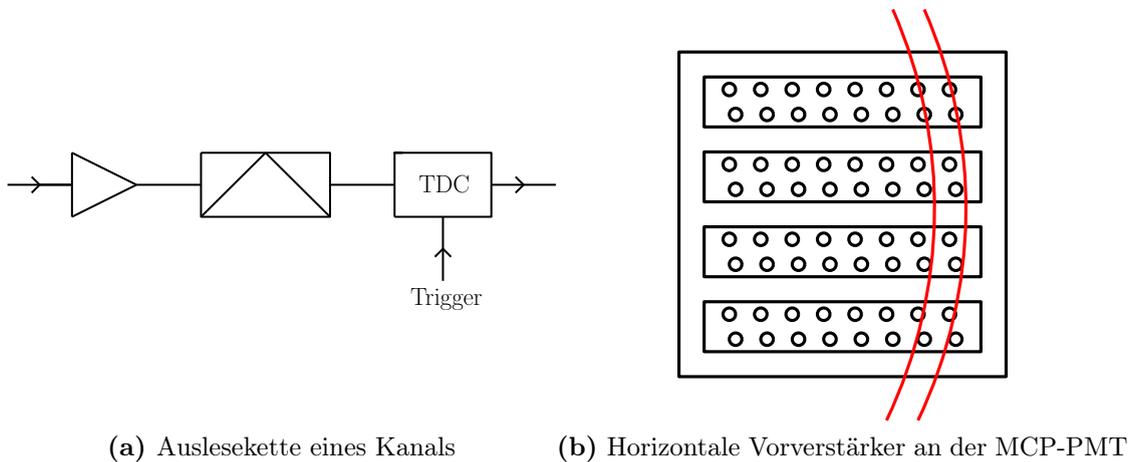


Abbildung 5.7: a) Ausleseprozedur eines MCP-PMT-Pixels: Vorverstärker – Diskriminator – TDC mit dem Triggersignal als Referenzzeit. b) Horizontale Anordnung der Vorverstärkermodule an einer MCP-PMT und eingezeichneten Cherenkovringen in rot.

und besitzt acht Kanäle. Die Zeitauflösung beträgt für Signale gleicher Amplitude etwa 25 ps. Um nun das Signal mit hoher Zeitauflösung messen zu können, werden HPTDCs [107], die ebenfalls am CERN entwickelt wurden, eingesetzt. Die hohe Auflösung basiert auf interne Verzögerungsschleifen (DLL) und beträgt im „High resolution“ Modus 98 ps (LSB). Die HPTDCs besitzen 32 Kanäle und befinden sich auf einer multifunktionalen Platine. Diese Platine ist das sogenannte TRB [108], das für das Hades-Experiment [109] entwickelt wird. Zu dem TRB gibt es Zusatzplatinen, die dessen Funktionalität erweitern soll. Auf so einer Zusatzplatine wurden z.B. die NINO Chips bestückt. Ein TRB kann insgesamt 128 Kanäle verarbeiten. Um die insgesamt 256 Kanäle der vier eingesetzten Photodetektoren auszulesen, werden also zwei TRBs benötigt. Die Referenzzeit, also das Triggersignal, wird extern in den zwei TRBs mit den HPTDCs eingespeist. Dadurch kann dann jeden TDC die gespeicherten Daten, die sich in einem Ringbuffer befinden, an dieser Referenzzeit ausrichten. Die Triggerzeit nimmt ein Kanal pro TDC in Anspruch, die somit praktisch den entsprechenden MCP-PMT-Pixel nicht mehr zur Verfügung stehen. Da der HPTDC für Multi-Ereignisse in einem Kanal ausgelegt ist, ist es möglich die Informationen dieser MCP-PMT-Pixel, die sich den Kanal mit dem Trigger teilen, auszulesen. Insgesamt können maximal vier Werte eines Kanals gespeichert werden. Für eine einfache Untersuchung wird nur die erste abgespeicherte Zeit verwendet.

5.2.3 Daten

Während der Strahlzeit wurden verschiedene Geometrien, hauptsächlich bezüglich der Strahlorientierung auf dem Radiatorstab, gemessen. Die Daten der Modifikationen werden in sogenannte „Runs“ unterteilt. Bei Run 1 beträgt der Einfallswinkel des Protonenstrahls $\theta = 30^\circ$. Die Winkelmessung erfolgte mit einem konventionellen Winkelmesser. Für alle Runs soll $\varphi = 0^\circ$ gelten. Im zweiten Run

wird der Einfallswinkel auf 27° geändert. In Run 3 und 4 ist $\theta = 24^\circ$ jedoch mit unterschiedlichen MCP-PMT-Positionen. Bei Run 3 beträgt der Abstand der mittleren MCP-PMTs $d_{mcp} = 80$ mm und bei Run 4 110 mm. In Run 5 wird sowohl der Einfallswinkel auf 21° als auch die Strahlposition geändert. Jedoch ist in diesem Fall die genaue Position des Strahls auf dem Stab unbekannt. Bei Run 6 hat sich die Strahlposition gegenüber Run 5 um 27 cm entlang des Stabes verschoben. Im letzten Run wird dann noch die Linse entfernt. Die aufgenommenen Photonsignale und die Anzahl erhaltener Triggersignale sind in Tabelle 5.1 enthalten. Für die Datenanalyse stehen folgende Größen zur Verfügung: die Multiplizität pro Trigger $m_{trigger}$ und Kanal m_{kanal} , die Zeit t der ansteigenden Flanke des Diskriminators, und die Kanalnummer K (TRB bezogen).

| | Trigger | Signale | θ [°] | z [mm] | d_{mcp} [mm] | Linse |
|--------------|------------|-------------|--------------|-------------|----------------|-------|
| Run 1 | 13,676,614 | 99,039,745 | 30 | 500 | 80 | ja |
| Run 2 | 24,148,821 | 149,405,104 | 27 | 500 | 80 | ja |
| Run 3 | 14,450,686 | 91,263,472 | 24 | 500 | 80 | ja |
| Run 4 | 7,317,158 | 46,523,430 | 24 | 500 | 110 | ja |
| Run 5 | 7,806,419 | 54,657,075 | 21 | z_5 | 110 | ja |
| Run 6 | 5,828,278 | 37,744,367 | 21 | $z_5 + 270$ | 110 | ja |
| Run 7 | 7,922,308 | 48,028,443 | 21 | $z_5 + 270$ | 110 | nein |

Tabelle 5.1: Anzahl der Trigger- und Photonsignale für jeden Run. Des Weiteren sind der Einfallswinkel θ , die Strahlposition z , der Abstand der mittleren MCP-PMTs d_{mcp} und das Vorhandensein der Linse aufgelistet. Bei Run 5 ist die genaue Strahlposition z_5 unbekannt.

5.2.4 Selektion der Cherenkovphotonen

Aufgrund der geringen Anzahl an Variablen genügen wenige Schnitte zur Selektion der Cherenkovphotonen. Beim ersten Schnitt werden nur Photonsignale genommen, für die es auch eine Referenzzeit t_{ref} gibt. Aufgrund der hohen Triggerrate kann es passieren, dass der TDC nicht jedes Triggersignal verarbeiten kann. Ohne t_{ref} ist die abgespeicherte Zeit der Photonsignale willkürlich. Als nächstes werden die Kanäle verworfen, die das Triggersignal enthalten, also ein Kanal pro TDC. Wie in Abschnitt 5.2.2 bereits erwähnt, wird einfachhalber nur das erste Photonsignal, der bis zu vier abgespeicherten Multiplizitäten pro Kanal, berücksichtigt ($m_{kanal} = 1$). Schließlich wird ein zweidimensionaler Schnitt explizit für jeden TDC auf die Pixel-Multiplizität und die Zeit vollzogen (siehe Abbildung 5.8a). Photonsignale mit einer Multiplizität $m_{trigger} < 4 - 6$ und einem Zeitintervall von 1 ns um das Maximum, das von der Referenzzeit herrührt, werden dann als Cherenkovsignale gehandhabt. Die letzte Selektion schneidet zwar in die Verteilung rein, jedoch aufgrund der verfügbaren Statistik ist dieser enge Schnitt vertretbar. Abbildung 5.8b und c zeigen die MCP 1 exemplarisch für Run 2 vor und nach dem letzten Schnitt. Tabelle 5.2 listet die Wirkung der einzelnen Schnitte für jeden Run auf.

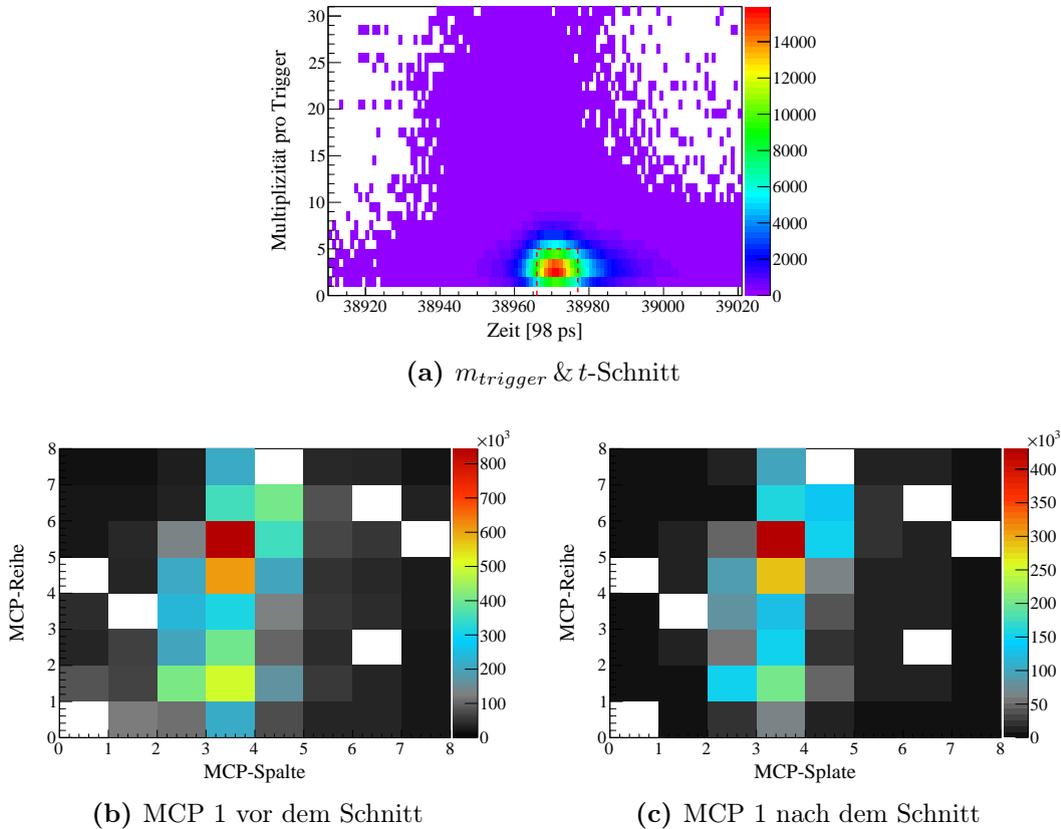


Abbildung 5.8: a) Multiplizität pro Trigger als Funktion der Zeit für einen bestimmten TDC bei Run 2. Die gestrichelte Linie symbolisiert den Schnitt. Die Zeitwerte sind auf die Referenzzeit ausgerichtet, die softwaremäßig auf 40000 eingestellt ist. b) MCP 1, die vom Detektor ausgesehen mittlere rechte MCP-PMT, zeigt die Daten aus Run 2 und ist vor dem $m_{trigger}$ & t -Schnitt. c) MCP 1 nach allen Schnitten. Die Farbskala gibt die Anzahl der Signale wieder, wobei Triggerkanäle oder defekte Kanäle weiß dargestellt werden.

Abbildung 5.9 zeigt alle vier MCP-PMTs für Run 2 mit ihrer relativen Lage an der Rückwand des Glasbehälters nach allen Schnitten. Die weißen Pixel in der Abbildung sind entweder TRB-Kanäle oder MCP-PMT-Pixel, die nicht richtig funktionierten. Zusätzlich kommen noch ein Triggerkanal pro TDC hinzu. Um wenigsten bei den beiden mittleren Photodetektoren im Experiment ein sauberes Bild zu erhalten, wurden im Laufe der Strahlzeit die defekten Kanäle der beiden mittleren MCP-PMTs auf die beiden äußeren verlegt. Des Weiteren hat man durch Rauscheffekte und das Übersprechen der getroffenen Pixel einen Untergrund, der durch die Schnitte zwar signifikant kleiner wird als die eigentlichen Cherenkovsignale, jedoch immer noch vorhanden ist. An der unteren MCP-PMT erkennt man, dass ein Vorverstärkermodul ausgefallen ist. Wegen der Begrenzung des Ölstands nach oben können nur die Hälfte der Pixel der oberen MCP-PMT zur Detektion von Cherenkovphotonen genutzt werden. Trotzdem sind die Cherenkovringsegmente in diesem Run eindeutig erkennbar.

| | N_{ges} | t_{ref} | Signale nach Schnitten | | |
|-------|-------------|-------------|------------------------|-----------------|--------------------|
| | | | $!K_{trigger}$ | $m_{kanal} = 1$ | $m_{trigger} \& t$ |
| Run 1 | 99,039,745 | 95,483,092 | 15,323,581 | 14,351,860 | 4,874,490 |
| Run 2 | 149,405,104 | 139,947,818 | 25,900,830 | 23,452,757 | 7,200,757 |
| Run 3 | 91,263,472 | 87,185,599 | 15,088,289 | 14,169,269 | 3,263,381 |
| Run 4 | 46,523,430 | 44,965,000 | 6,765,663 | 6,394,161 | 859,632 |
| Run 5 | 54,657,075 | 52,649,793 | 10,252,736 | 9,640,537 | 3,014,909 |
| Run 6 | 37,744,367 | 36,377,944 | 5,501,764 | 5,189,125 | 1,373,066 |
| Run 7 | 48,028,443 | 46,088,635 | 6,421,263 | 5,979,714 | 1,206,937 |

Tabelle 5.2: Wirkung der einzelnen Schnitte auf die Anzahl der Photonsignale für jeden Run. Dabei sind N_{ges} die Gesamtanzahl aller aufgenommenen Photonsignale, t_{ref} die Referenzzeit, $K_{trigger}$ die Triggerkanäle mit der Referenzzeit, m_{kanal} die Multiplizität pro Kanal, $m_{trigger}$ die Multiplizität pro Trigger und t die Zeit der aufsteigenden Flanke des Diskriminators.

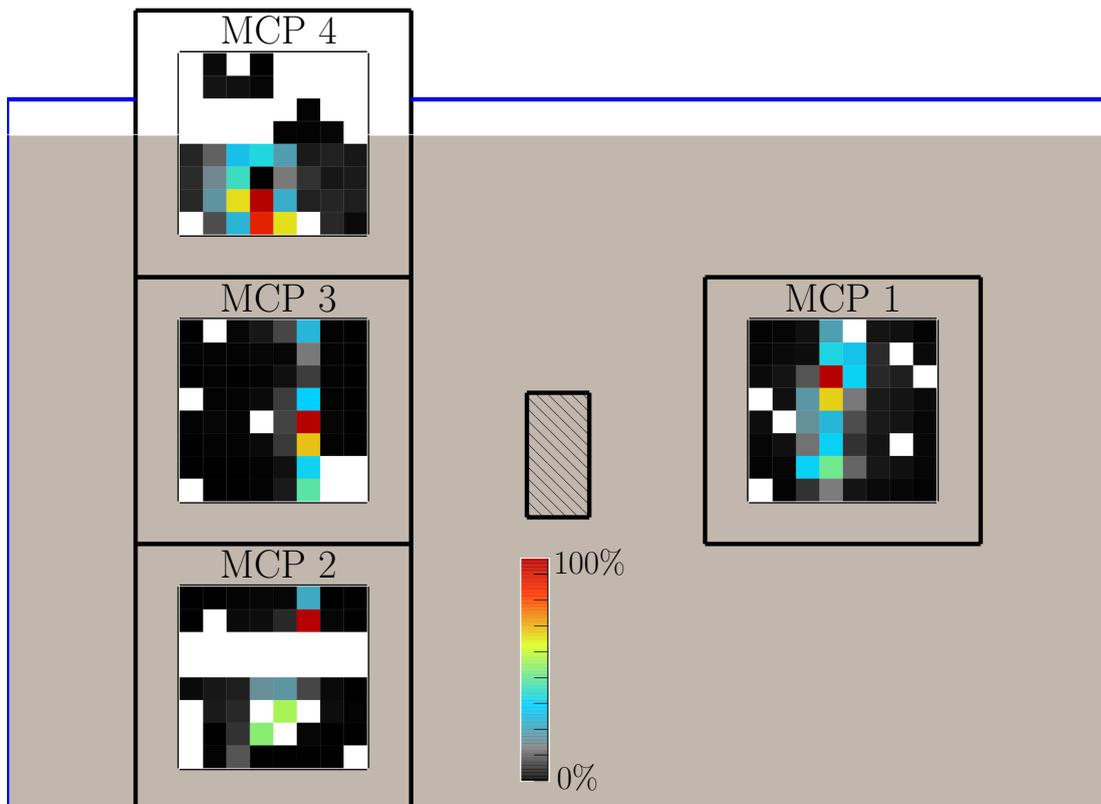


Abbildung 5.9: Schematische Darstellung des mit Öl (grau) gefüllten Expansionsvolumens (blau) und den vier MCP-PMTs für Run 2 inklusive deren Halterungsrahmen. Die mittlere schraffierte Fläche soll die Projektion des Radiatorstabes aufzeigen. Zur besseren Darstellung der Cherenkovsignale wird die Farbskala auf das Maximum der jeweiligen MCP-PMT normiert. Weiße Pixel sind Defekte innerhalb des Ausleseprozesses oder die Triggerkanäle.

5.3 Interpretation der Daten

Damit man die Simulation mit den Daten vergleichen kann, muss diese zuerst an die Daten angepasst werden. Das liegt daran, dass die gemessenen geometrischen Messgrößen, wie z. B. der Einfallswinkel der Protonen auf den Radiatorstab, fehlerbehaftet sind. Nach der Simulationsanpassung an die Daten können dann die verschiedenen Modifikationen des Aufbaus vorgestellt werden.

5.3.1 Anpassung der Simulation an die Daten

Die gemessenen Positionen des Prototypen und dessen Komponenten können innerhalb einer gewissen Messgenauigkeit variieren. Diese gemessenen Werte sind also die Parameter für die Simulationsanpassung. Als Parameter stehen vier Variablen, θ , α , $b1$ und $b3$ (siehe Abbildung 5.10), zur Verfügung. Der Anpassungsbereich dieser Variablen wird durch die Messunsicherheit bestimmt. Die Variablen sollen sich an den Werten aus Tabelle 5.1 in Abschnitt 5.2.3 orientieren. Die Genauigkeit bei der Winkelmessung beträgt etwa 1° . Der Winkelbereich von α soll zwischen -1 und 1° liegen. Beim Abstand der beiden mittleren MCP-PMTs ($d_{mcp} = b1 + b3$) wird eine Unsicherheit von 2 mm angenommen. Einfachhalber wird die Unsicherheit der Positionierung des Radiatorstabes auf die Positionierung der MCP-PMTs, $b1$ und $b3$, übertragen. Diese wird für beide Abstände, $b1$ und $b3$, konservativ mit 5 mm abgeschätzt. Zudem gilt für jeden Run dasselbe α , $b1$ und $b3$, wobei ab Run 4, wegen der neuen MCP-PMT-Positionierung, die Abstände sich einmalig ändern. Die neuen Abstände $b1$ und $b3$ sind gegenüber den alten um 15 ± 1 mm größer. Zwischen Run 3 und 4 kann nicht ausgeschlossen werden, dass durch die Änderung der MCP-PMT-Positionen der Aufbau gedreht worden ist, so dass es zu einer Abweichung zwischen den Einfallswinkeln bei den

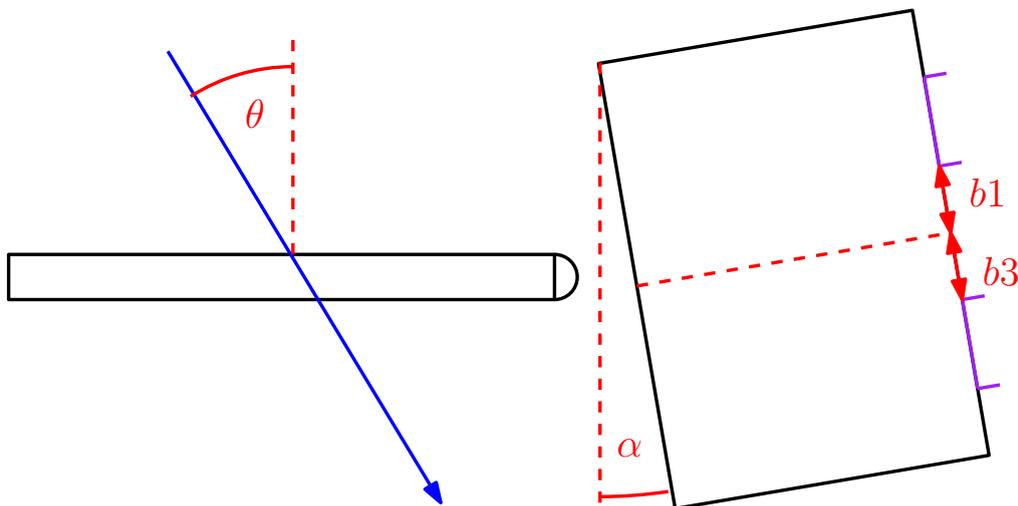


Abbildung 5.10: Schematische Oberansicht des Aufbaus mit den vier Anpassungsparametern: Einfallswinkel des Protonenstrahls auf dem Radiatorstab θ , Schräge des Expansionsvolumen α , Abstände der MCP-PMTs bezüglich der Mitte des Expansionsvolumens $b1$ und $b3$.

beiden Runs kommt. Das Gleiche gilt auch für die Einfallswinkel bei Run 5 und 6.

Als Vergleichsgröße zwischen Daten und Simulation dient der mittlere Spaltenschwerpunkt $\langle S_{spalte} \rangle$ der Häufigkeitsverteilung $h_{s,r}$ pro Pixelreihe r über alle acht Reihen. Er ist wie folgt definiert:

$$\langle S_{spalte} \rangle = \frac{1}{8} \sum_r \frac{\sum_s h_{s,r} \cdot s}{\sum_s h_{s,r}} . \quad (5.1)$$

s ist hierbei die Spaltennummer der MCP-PMT, die wie die Reihen von eins bis acht gehen. Der Schwerpunkt wird nur für die mittleren MCP-PMTs berechnet, da der abgebildete Cherenkovring hier einen relativ konstanten Wert von $\langle S_{spalte} \rangle$ erzeugt. Außerdem wird bei den Daten nur über die Reihen gemittelt, die im Bereich des Cherenkovringes keine defekten Kanäle enthalten. In Abbildung 5.11 sind die mittleren Spaltenschwerpunkte der einzelnen Runs für beide MCP-PMTs angegeben. Aufgrund der weitestgehend symmetrischen Anordnung der mittleren MCP-PMTs bezüglich des Radiatorstabes ist der Schwerpunktsverlauf beider Detektoren entgegengesetzt. Die Simulation wird nun so angepasst, dass die Differenz der Schwerpunkte aus Daten und Simulation innerhalb des Fehlers σ_s verschwindet. Der Fehler σ_s setzt sich aus den Standardabweichungen bei der Mittelung der Schwerpunkte über alle Pixelreihen für Daten und Simulation zusammen:

$$\sigma_s = \sqrt{\sigma_{s,daten}^2 + \sigma_{s,sim}^2} \quad \sigma_{s,k}^2 = \frac{1}{n-1} \sum_i^n (S_{spalte,i,k} - \langle S_{spalte} \rangle_k)^2 , \quad (5.2)$$

hierbei steht der Index k entweder für Daten oder für Simulation.

Um die Anpassung zeitig durchführen zu können, werden die Winkelparameter in Abständen von 0.2° simuliert und die MCP-PMT-Abstände in 1 mm-Schritten variiert. Außerdem wird für die Effizienz der MCP-PMTs die Werte aus Abschnitt 3.3.4 in Abbildung 3.10a genommen. Tabelle 5.3 zeigt nun die ermittelten Parameter für den jeweiligen Run. Eine mögliche Drehung des Expansionsvolumens α konnte nicht festgestellt werden. Die Differenz zwischen den Einfallswinkel bei Run 3 und 4 beträgt 0.4° . Falls die Anpassung innerhalb von $2\sigma_s$ übereinstimmen soll, dann stimmen die Einfallswinkel dieser beiden Runs miteinander überein. Die symmetrische Abweichung der mittleren MCP-PMTs liegt bei 2 – 4 mm. Die Abstände zwischen den beiden Detektoren betragen 82 und 112 mm. Die Differenzen der Spaltenschwerpunkte aus Daten und Simulation für jeden Run sind in Abbildung 5.12 für beide MCP-PMTs dargestellt. Sie stimmen innerhalb von 1σ mit Null überein. Kleinere Schrittweiten bei den Winkelparametern können zu einer besseren Übereinstimmung führen. Eine Gegenüberstellung zwischen Daten und Simulation zeigen Abbildung 5.13a und b exemplarisch für Run 3. Die Anpassung der Simulation an die Daten macht einen Vergleich zwischen Daten und Simulation weitestgehend überflüssig.

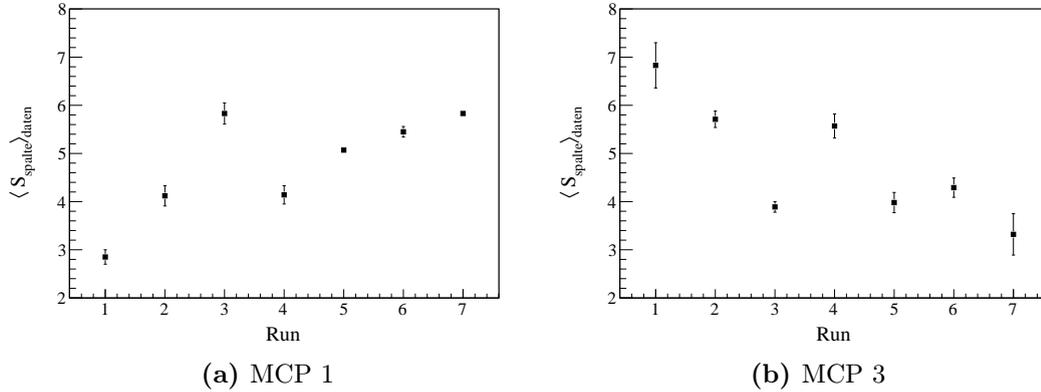


Abbildung 5.11: Mittlerer Spaltenschwerpunkt für alle Runs (Daten) für a) die linke mittlere und b) für die rechte mittlere MCP-PMT.

| | θ (gem.) [°] | θ [°] | α [°] | $b3$ [mm] | $b1$ [mm] | d_{mcp} [mm] |
|--------------|---------------------|--------------|--------------|-----------|-----------|----------------|
| Run 1 | 30 ± 1 | 29.2 | 0 | 44 | 38 | 80 ± 2 |
| Run 2 | 27 ± 1 | 27.0 | 0 | 44 | 38 | 80 ± 2 |
| Run 3 | 24 ± 1 | 24.2 | 0 | 44 | 38 | 80 ± 2 |
| Run 4 | 24 ± 1 | 23.8 | 0 | 58 | 54 | 110 ± 2 |
| Run 5 | 21 ± 1 | 21.8 | 0 | 58 | 54 | 110 ± 2 |
| Run 6 | 21 ± 1 | 21.8 | 0 | 58 | 54 | 110 ± 2 |
| Run 7 | 21 ± 1 | 22.0 | 0 | 58 | 54 | 110 ± 2 |

Tabelle 5.3: Aus der Simulation ermittelten Größen für die Daten für alle Runs: Einfallswinkel des Teilchenstrahls auf dem Radiatorstab θ , Abweichung zum rechten Winkel zwischen Expansionsvolumen und Stab α , Abstände der mittleren MCP-PMTs bezüglich der Mitte des Expansionsvolumens $b3$ und $b1$. Zum Vergleich werden die gemessene Werte für θ und $d_{mcp} = b3 + b1$ angegeben.

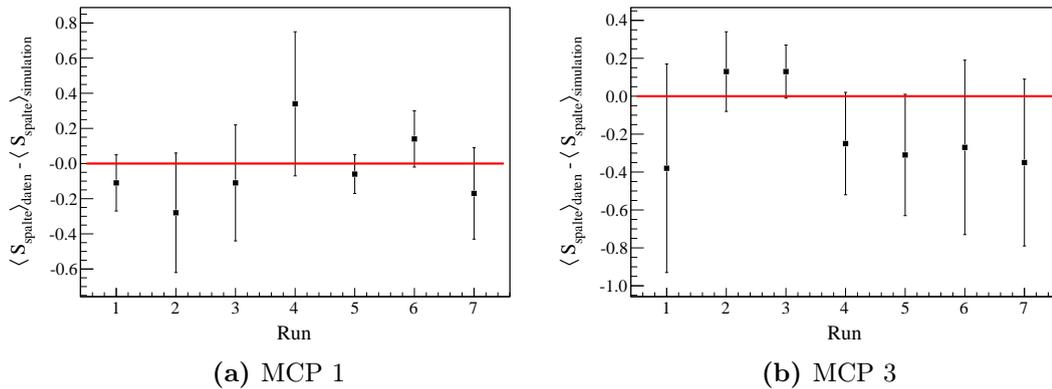


Abbildung 5.12: Differenz der mittleren Spaltenschwerpunkte aus Daten und Simulation für alle Runs für a) die linke mittlere und b) für die rechte mittlere MCP-PMT.

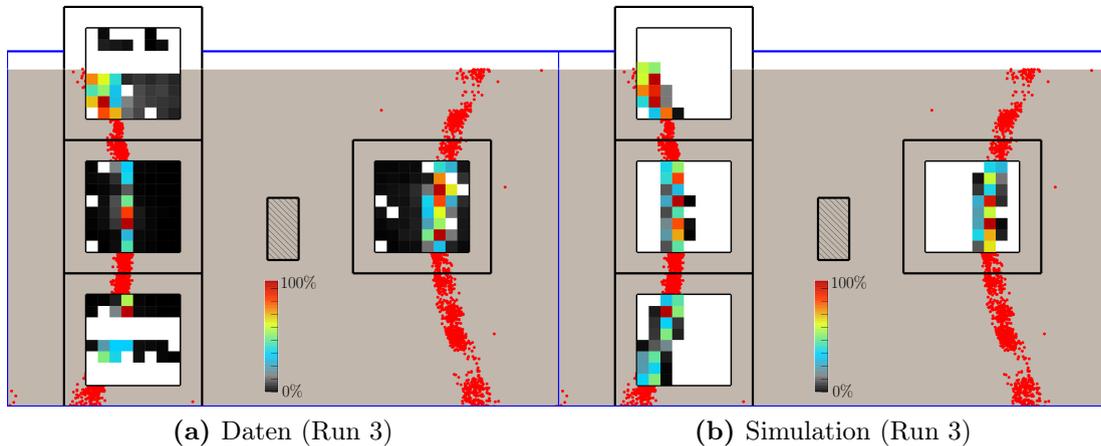


Abbildung 5.13: Illustration des mit Öl (grau) gefüllten Glasbehälters (blau) und den vier MCP-PMTs für Run 3 für a) Daten und b) Simulation. Die schraffierte Fläche in der Mitte symbolisiert die Projektion des Radiatorstabes. Die Farbskala gibt die Anzahl der Signalphotonen wieder und ist auf dem Maximalwert der jeweiligen MCP normiert. Die kleinen roten Punkte stellen die simulierten Cherenkovringsegmente dar und werden sowohl in a) und b) gezeigt.

5.3.2 Variation des Einfallswinkels

Um den Effekt der Variation des Einfallswinkels der Protonen auf dem Radiatorstab aufzuzeigen, werden ausschließlich die mittleren MCP-PMTs betrachtet, da die beiden anderen MCP-PMTs zu viele defekte Kanäle enthalten. In Abbildung 5.14 sind die MCP-PMTs für Run 1 – 5 aufgezeigt. Der unterschiedliche Maximalwert und die Gesamtanzahl der Signale in den beiden Photodetektoren kommt durch die Effizienzvariation auf der sensitiven Fläche und der Anzahl an getroffenen Pixel zustande. In Run 1 – 3 erkennt man, dass bei gleichbleibender Position der MCP-PMTs die Cherenkovringsegmente sich aufgrund der Änderung des Einfallswinkels verschieben. Somit können elektronische Artefakte als Ursache der Ringsegmente definitiv ausgeschlossen werden. In Run 4 wurde eine andere MCP-PMT-Positionierung gewählt. Durch Verschieben der Detektoren bei gleichbleibenden Einfallswinkel behalten die Cherenkovringsegmente trotzdem ihre relative Position. Diese Beobachtung ist ein weiterer Beweis, dass die gemessenen Signale auch Cherenkovphotonen sind.

5.3.3 Strahlverschiebung entlang des Stabes

Durch Verschieben des Aufbaus bei gleichbleibenden Einfallswinkel soll der Zeitunterschied in den Ankunftszeiten der Cherenkovsignale überprüft werden. Für die Daten sind diese Zeitunterschiede zwischen Run 5 und 6 in Abbildung 5.15 für jeden TDC dargestellt. Für den TDC 4 kann aufgrund eines Defektes kein Wert angegeben werden. Alle Werte sind innerhalb ihrer Fehler konsistent zueinander. Der Fehler bei allen TDCs pro Run von 0.3 ns ist die Standardabweichung der Signalverteilung und kommt durch den Schnitt auf die Zeit innerhalb eines Fensters von 1 ns (siehe Abschnitt 5.2.4) zustande. Bei der Differenzbildung $t_{Run6} - t_{Run5}$

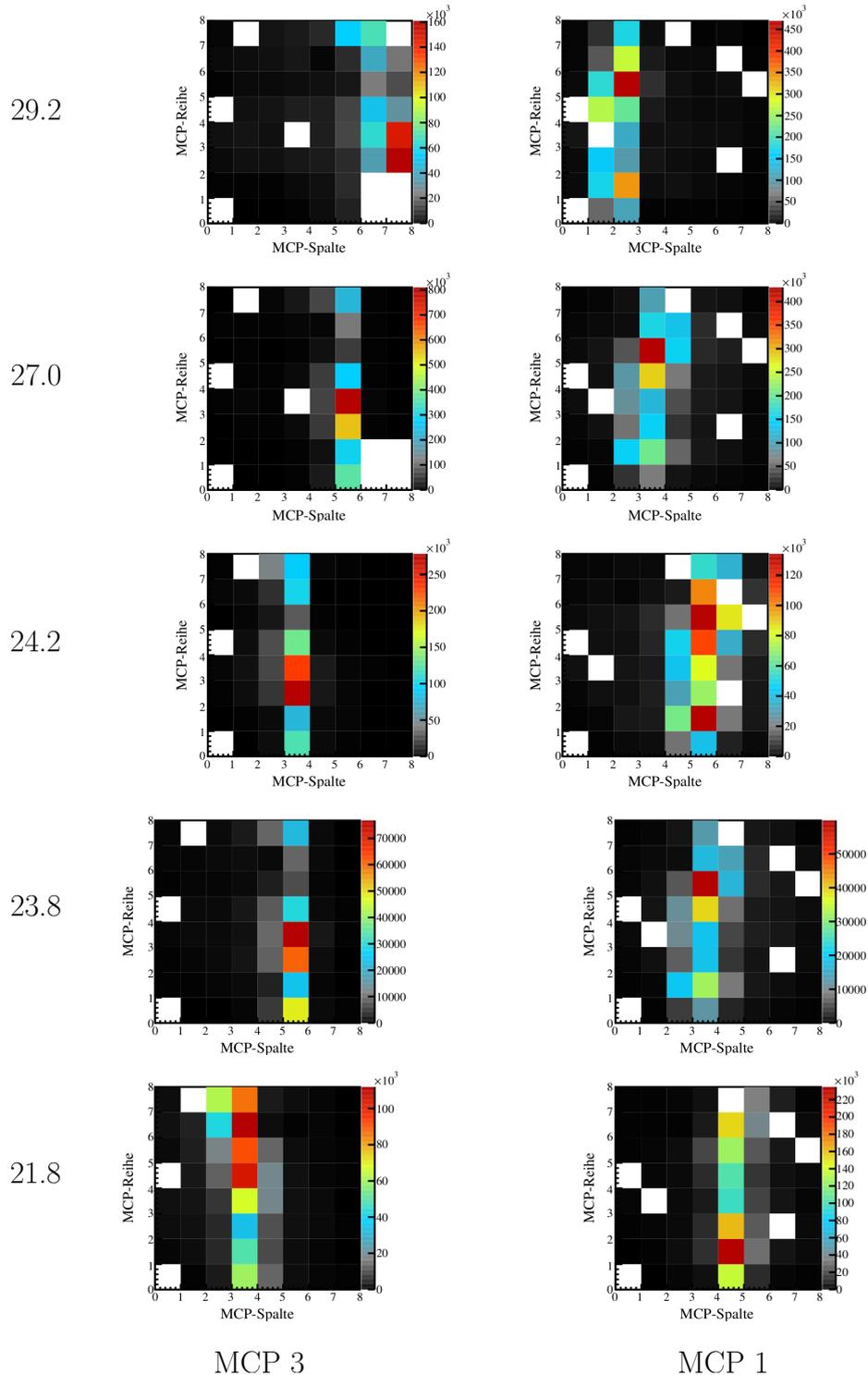
θ [°]

Abbildung 5.14: Run 1 – 5, beginnend von oben mit Run 1 ($\theta = 29.2^\circ$), links für MCP 3 und rechts für MCP 1. Die Farbskala ist linear und auf dem Maximalwert der jeweiligen MCP normiert. Der Einfallswinkel θ ändert sich, von oben nach unten, von 29.2° für Run 1 auf 21.8° für Run 5 (siehe Tabelle 5.3 in Abschnitt 5.3.1).

pro TDC sind die Fehler korreliert, so dass für den Fehler $\sigma_{\Delta t}$ der Zeitdifferenz ebenfalls 0.3 ns gilt. Für den Mittelwert über alle TDCs erhält man somit

$$\Delta t_{daten} = 1.53 \pm 0.30 \text{ ns} .$$

Der berechnete Mittelwert wird nun mit dem Wert aus der Simulation verglichen. Die Simulation wird einmal mit $z = 230 \text{ mm}$ und 500 mm durchgeführt. z ist der Abstand zwischen Stabende, wo sich die Linse befindet, und der Position, wo das Maximum des Teilchenstrahls den Radiatorstab trifft. Die Zeitdifferenz zwischen beiden Simulationen beträgt

$$\Delta t_{sim} = 1.56 \pm 0.23 \text{ ns} ,$$

wobei der Fehler wieder die Standardabweichung der Signalverteilung ist. Die ermittelten Zeitdifferenzen aus der Simulation und aus den Daten stimmen miteinander überein. Bei der Strahlzeit ist die genaue Strahlposition z bei Run 5 und 6 zwar unbekannt. Jedoch ändert sich Δt_{sim} bei gleichbleibender Differenz zwischen den beiden Strahlpositionen nicht.

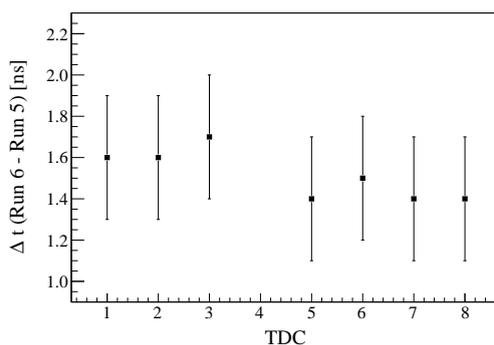


Abbildung 5.15: Gemessener Zeitunterschied für jeden TDC bei einer Strahlverschiebung von 270 mm. Der TDC 4 ist wegen eines Defekts ausgefallen.

5.3.4 Fokussierung

Die letzte Modifikation während der Strahlzeit betrifft die Fokussierung. Dabei soll einfach der Einfluss der Linse gezeigt werden. In Abbildung 5.16a und b sind die MCP-PMTs inklusive Expansionsvolumen für die Datensätze Run 6 und 7 dargestellt. Man erkennt, dass ohne Fokussierung die Cherenkovringsegmente sich verbreitern. Der Effekt beträgt etwa eine Pixelspalte. Hingegen weist die Simulation ohne Fokussierung in Abbildung 5.16d eine zusätzliche Verbreiterung von etwa zwei Spalten auf. Dieser Unterschied kann durch eine minimale Verschiebung der Photodetektoren in den Daten resultieren. Außerdem zeigt der ermittelte Spaltenschwerpunkt in Abschnitt 5.3.1 für Run 7 eine Abweichung zwischen Daten und Simulation, die aber noch innerhalb der Unsicherheit liegt.

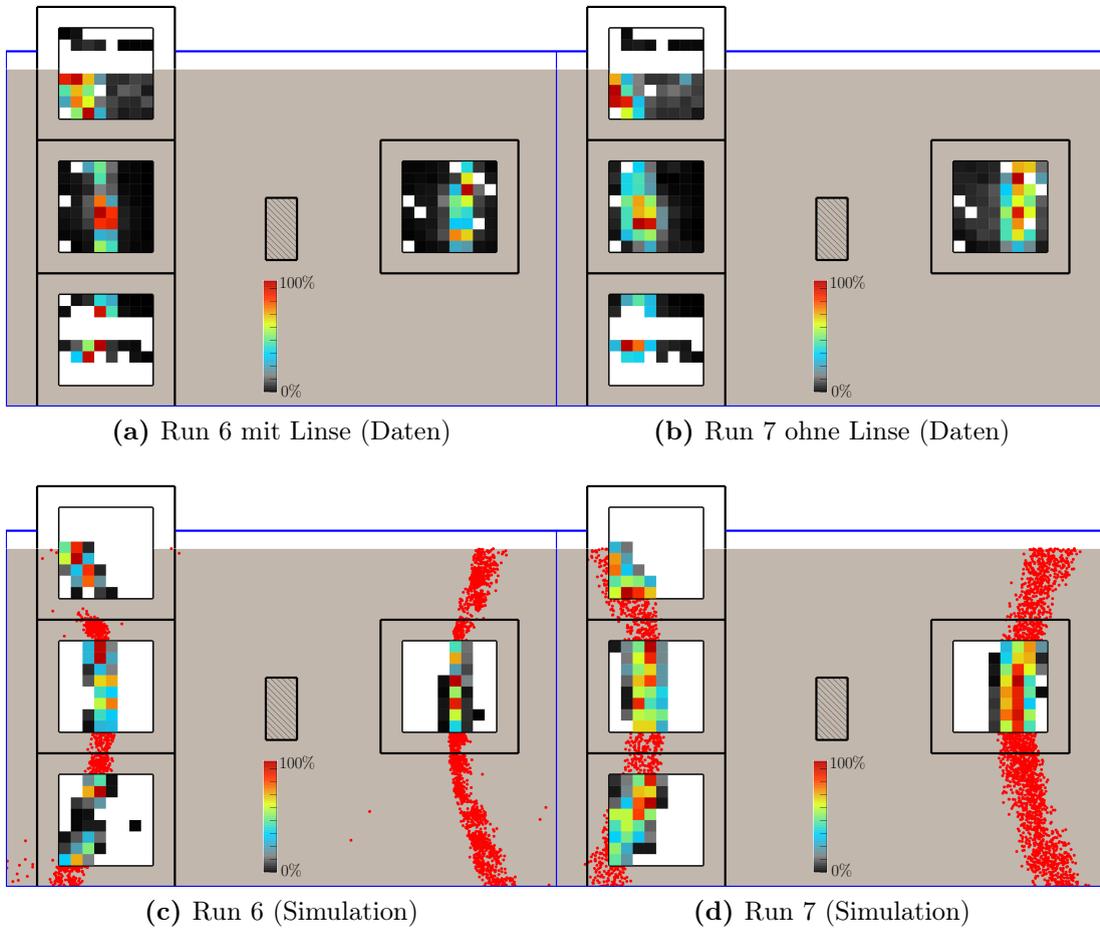


Abbildung 5.16: Schematische Darstellung des Expansionsvolumens (blauer Rand) mit dem Öl (grau) und den vier MCP-PMTs für a) mit Linse (Run 6), b) ohne Fokussierung (Run 7) und c) und d) die entsprechenden Simulationen. Die schraffierte Fläche in der Mitte symbolisiert die relative Position des Radiatorstabs zum Expansionsvolumen. Die Farbskala ist auf dem Maximalwert der jeweiligen MCP normiert und verläuft linear. Die kleinen roten Punkte in c) und d) stellen die simulierten und nicht detektierten Cherenkovphotonen dar.

5.4 Rekonstruktion des Cherenkovwinkels

Die in diesem Abschnitt vorzustellende Rekonstruktionsmethode wurde beim BABAR-DIRC angewendet [7]. Sie beruht darauf, dass man aus dem gemessenen Auftreffort eines Cherenkovphotons und dem dazugehörigen Radiatorstab auf den Propagationsvektor im Stab schließen kann. Mit diesem Vektor und der Teilchenrichtung, die durch die Spurrekonstruktion anderer Subdetektoren bekannt ist, lässt sich nun der Cherenkovwinkel bestimmen. Für eine schnelle Rekonstruktion des Propagationsvektors werden eine Vielzahl an Photonen mit allen möglichen Richtungen des Propagationsvektors im Stab simuliert. Man erhält dadurch eine Karte des Detektors, die zeigt, welche Pixel bei welchen Richtungen getroffen werden. Mit Hilfe dieser Nachschlagetabellen („Look-up tables“) erfolgt die Bestimmung des Cherenkovwinkels sehr schnell im Gegensatz zu anderen Re-

konstruktionsmethoden wie z. B. die Hough-Transformation [110] oder das Ray-tracing. Zur Demonstration wird diese schnelle Rekonstruktionsmethode an den Strahlzeitdaten angewendet und mit der Simulation verglichen.

5.4.1 BABAR-Methode

Diese Methode versucht die unbekannte Richtung des Cherenkovphotons bei dessen Erzeugung aus dem Auftreffort auf dem Detektor und dem infrage kommenden Radiatorstab zu rekonstruieren, um schließlich mit Hilfe der bekannten Teilchenspur den Cherenkovwinkel zu ermitteln. Der beteiligte Radiatorstab und die Teilchenrichtung werden durch die Spurrekonstruktion anderer Subdetektoren bestimmt. Der Transport des Cherenkovphotons im Stab wird durch den Propagationsvektor beschrieben. Dieser Einheitsvektor wird im Folgenden als \vec{k} bezeichnet in Anlehnung an den Wellenvektor eines Photons. Für die Assoziation Pixel $-\vec{k}$ werden Nachschlagetabellen bzw. \vec{k} -Tabellen erzeugt, die jedem Pixel einen \vec{k} zuordnen. Da sich der \vec{k} aufgrund der Reflexionen im Radiatorstab während der Photonpropagation ständig ändert, muss man sich ein Koordinatensystem definieren, in dem sich die Ausbreitung der Cherenkovphotonen relativ einfach beschreiben lässt. Dazu eignen sich insbesondere die Symmetrieachsen des Radiatorstabes im kartesischen Koordinatensystem. Bei einer Reflexion eines Cherenkovphotons an den Seitenflächen ändert sich somit nur eine Komponente des \vec{k} . Abbildung 5.17 illustriert die einfache Beschreibung der Photonpropagation im Stab. Man kann nun jeden \vec{k} , unabhängig von seinem Entstehungsort, durch eine Translation als \vec{k} mit dem Entstehungsort am Stabende ansehen. Bei der Translation können sich die Vorzeichen der einzelnen Komponenten des \vec{k} ändern. Die verschiedenen Kombinationen des Vorzeichenwechsels nennt man Ambiguitäten. Es gibt insgesamt drei davon: links/rechts für k_x , oben/unten für k_y und vorne/hinten für k_z . Für die \vec{k} -Tabellen genügt es also die \vec{k} am Stabende für

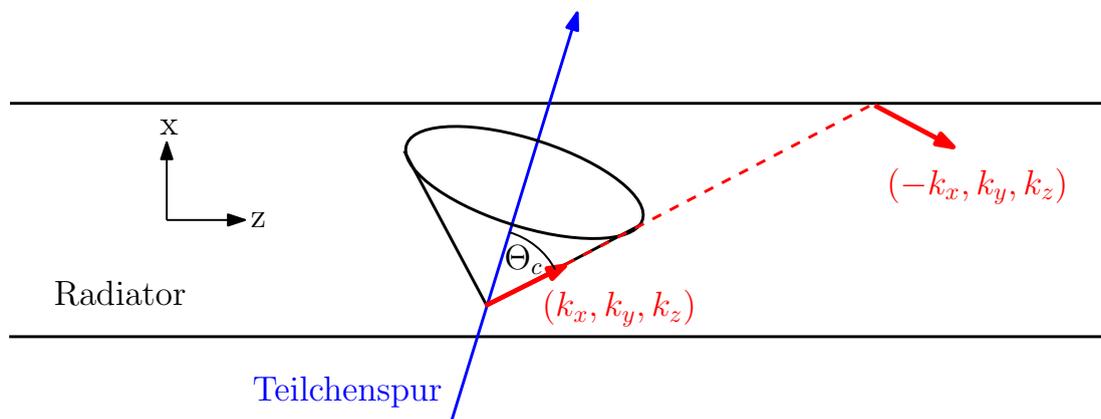


Abbildung 5.17: Schematische Darstellung der Propagation eines Cherenkovphotons in einem Radiator. Das unter dem Winkel Θ_c zur Teilchenrichtung emittierte Photon hat anfangs den Propagationsvektor \vec{k} im Koordinatensystem des Radiatorstabes. Bei einer Reflexion an den Seiten des Radiators wechselt dann das Vorzeichen der entsprechenden Komponente von \vec{k} .

alle möglichen Ambiguitäten zu simulieren. Falls man die Abbildungsfehler der Linse vernachlässigen kann, ist es zudem ausreichend alle \vec{k} an einem Punkt zu erzeugen.

Für die Erzeugung der \vec{k} -Tabellen werden nun Photonen mit der Anfangsposition zentral am Stabende generiert. Die Winkelverteilung der Photonen ist gleichverteilt. Aus Symmetriegründen ist eine Simulation von negativen k_z nicht nötig. Insgesamt werden 10^8 Photonen mit der mittleren Cherenkovwellenlänge von 400 nm erzeugt, wobei nur etwa 1/6 davon durch Absorptions- und Reflexionsverluste, insbesondere in der Linse, detektiert werden. Da der \vec{k} eines Detektorpixels ein gemittelter Wert ist, ist die Verwendung von Photonen mit der Wellenlänge von 400 nm ausreichend. Beim \vec{k} eines Pixels muss man noch die Ambiguitäten in dem Expansionsvolumen berücksichtigen, da ein Photon die Detektorfläche entweder direkt oder mittels Reflexionen seitlich im Expansionsvolumen treffen kann. In Abbildung 5.18a-c ist die \vec{k} -Tabelle der einzelnen Komponenten des Vektors für den direkten Einfall auf die Detektorfläche, hier die Rückwand des Expansionsvolumens, dargestellt. Als Pixelgröße wird die der eingesetzten MCP-PMTs in der Strahlzeit von 6.5 mm verwendet. Für die x - und y -Komponente sind die Tabellen entlang der jeweiligen Achse hinsichtlich des Absolutbetrages symmetrisch. Die Darstellung für die z -Komponente gilt sowohl für positive als auch negative k_z .

Aus der \vec{k} -Tabelle enthält man nun für das entsprechende Pixel den \vec{k} , wobei das Vorzeichen nicht berücksichtigt wird, da dieses durch die entsprechende Ambiguität im Radiatorstab bestimmt wird. Die Ambiguitäten geben nun die verschiedenen Lösungen des Propagationsvektors an. Die drei Ambiguitäten im Stab und die eine im Expansionsvolumen bei geschwärzter Boden- und Deckenfläche (direkt/links bzw. direkt/rechts) ergeben also insgesamt 16 Lösungen. Abbildung 5.19 illustriert vier dieser Lösungen. In Abbildung 5.20a sind alle Lösungen des Cherenkovwinkels exemplarisch für ein Proton mit einer Energie $T = 2$ GeV und einem Einfallswinkel $\theta = 30^\circ$ gezeigt. Die Anzahl der Lösungen lässt sich unter Berücksichtigung der Ankunftszeiten der Photonen und der physikalischen Grenzen reduzieren. Der Zeitunterschied bei der Ambiguität im Expansionsvolumen liegt zwischen 0 und 1.6 ns, wenn der Entstehungsort der beiden Photonen bei der Stabposition $z = 500$ mm ist (siehe Abbildung 5.18d). Abbildung 5.20b zeigt die Lösungen, falls man solche Reflexionen im Expansionsvolumen ausschließen kann. Für die beiden Möglichkeiten im Stab für k_z , also direkt und am Stabende zurück gespiegelt, beträgt der zeitliche Unterschied bei $z = 500$ mm etwa 4 ns. Bei entsprechender Zeitauflösung kann auch diese Ambiguität aufgelöst werden. Abbildung 5.20c zeigt die Cherenkovwinkel-Lösungen ohne diese zurück gespiegelten Photonen. Das Radiatormaterial und die spektrale Effizienz der Photodetektoren können den Winkelbereich der Lösungen weiter einschränken. Für einen Radiator aus Quarzglas und MCP-PMTs als Photodetektoren ist der Cherenkovwinkel auf maximal 48° beschränkt. Aus der endgültigen Verteilung in Abbildung 5.20d kann nun der Cherenkovwinkel ermittelt und eine Teilchenidentifikation durchgeführt werden.

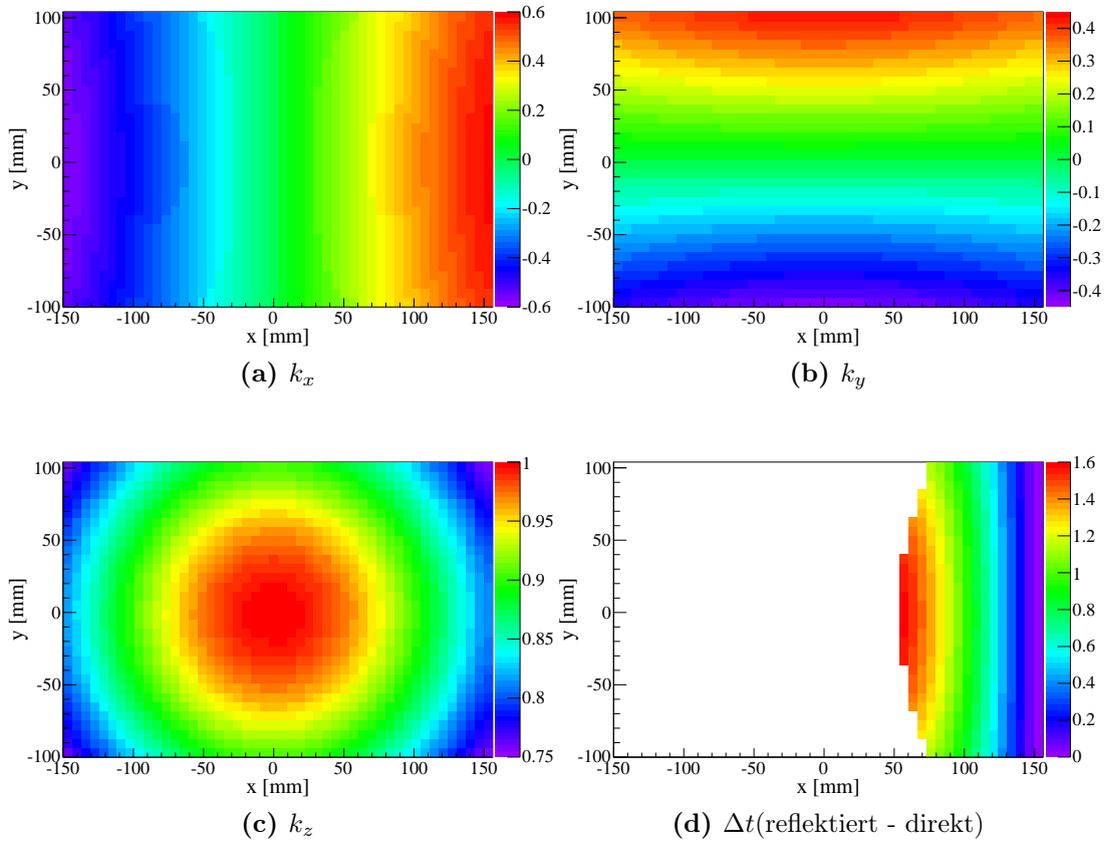


Abbildung 5.18: \vec{k} -Tabelle der Detektorfläche des Expansionsvolumens des Prototypen für die Komponenten a) k_x , b) k_y und c) k_z für den direkten Einfall auf die Detektorfläche. Die Farbskala gibt den jeweiligen Wert der \vec{k} -Komponente wieder. d) zeigt den Zeitunterschied zwischen direktem Einfall und Reflexion an der rechten Seite des Expansionsvolumens. Die Farbskala zeigt den Zeitunterschied in ns.

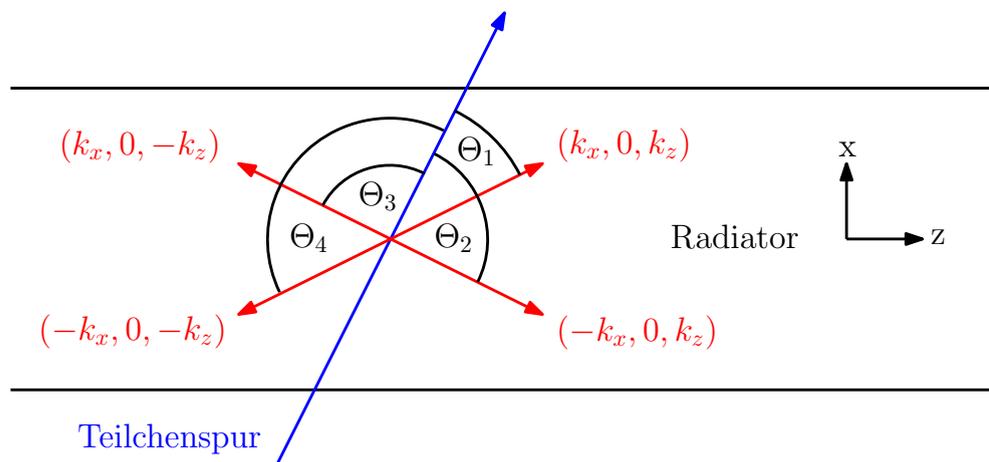


Abbildung 5.19: Zweidimensionale Darstellung der Cherenkovwinkelrekonstruktion mittels \vec{k} -Tabelle und unter Berücksichtigung der Ambiguitäten.

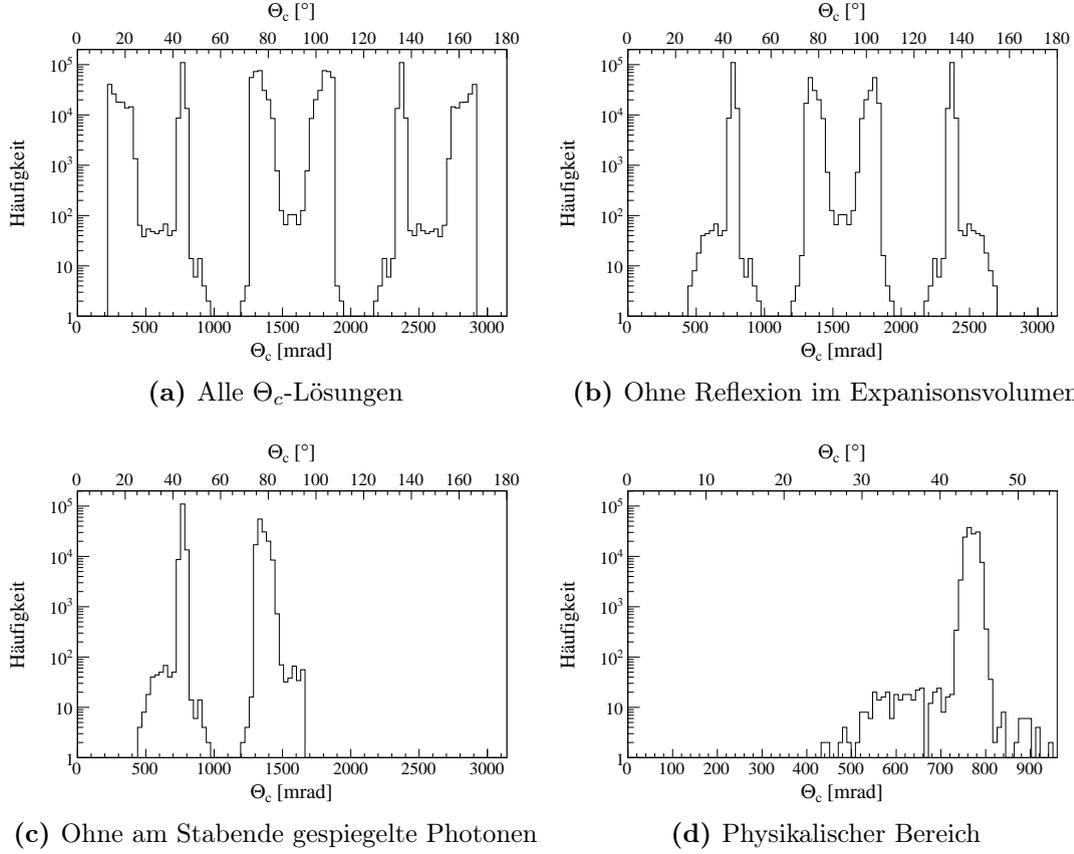


Abbildung 5.20: Rekonstruierte Cherenkovwinkel-Lösungen mit logarithmischer Ordinate. a) alle Lösungen, b) ohne Reflexionen an den Seiten des Expansionsvolumens, c) zusätzlich ohne Photonen mit negativen k_z und d) physikalisch relevanter Winkelbereich.

Bei den sogenannten Teilchenselektoren bei BABAR [111] wird der Cherenkovwinkel aus der hier beschriebenen Rekonstruktionsmethode zur Berechnung einer DIRC-Likelihoodfunktion für unterschiedliche Teilchenhypothesen verwendet. Der Teilchenselektor kombiniert nun diese Likelihoodfunktion mit denen aus den anderen Subdetektoren. Mittels der Maximum-Likelihood-Methode entscheidet nun der Selektor, ob es sich hierbei um das gesuchte Teilchen handelt.

5.4.2 Auflösungsvermögen des Prototypen

In Abschnitt 3.3.2 wurde bereits das Auflösungsvermögen des Barrel-DIRC diskutiert, das von der Spurauflösung des Teilchens und der Einzelphotonauflösung abhängt. Beim Prototypen wird eine perfekte Spurrekonstruktion angenommen, so dass man sich hier auf die Einzelphotonauflösung σ_{Θ_c} beschränken kann. Diese setzt sich zusammen aus den Beiträgen der Dispersion, der Pixelierung und Fokussierung des Detektors, des Kaleidoskop-Effektes [102] und der Rekonstruktion:

$$\sigma_{\Theta_c}^2 = \sigma_{dis}^2 + \sigma_{pixel}^2 + \sigma_{focus}^2 + \sigma_{kal}^2 + \sigma_{reco}^2. \quad (5.3)$$

Dispersion entsteht bei der Erzeugung von Cherenkovphotonen unterschiedlicher Wellenlänge und wird schließlich durch die spektrale Effizienz der Photodetektoren festgelegt. Der Beitrag der Dispersion zur Auflösung wird durch eine Simulation bestimmt. Es werden dafür, wie für die Strahlzeit, Protonen mit einer kinetischen Energie von 2 GeV simuliert. Um das mittlere Auflösungsvermögen des ganzen Detektors zu erfassen, werden Teilchen mit zufälligen Einfallswinkel θ und φ (siehe Abbildung 5.3 in Abschnitt 5.1.3) erzeugt. Die Winkelverteilungen dieser Einfallswinkel sind gleichverteilt. Als Detektorfläche dient wieder die komplette Rückwand des Expansionsvolumens. Mit Hilfe der im vorherigen Abschnitt erläuterten Rekonstruktionsmethode werden nun alle möglichen Lösungen des Cherenkovwinkels mit der Anzahl der Signalphotonen des entsprechenden Pixels multipliziert und in ein Histogramm gefüllt. Damit der Effekt durch Dispersion nicht durch die anderen Beiträge verzerrt wird, werden anstatt der \vec{k} -Tabelle die tatsächlichen Propagationsvektoren bei Erzeugung der Photonen verwendet. In Abbildung 5.21a ist nun die Verteilung der rekonstruierten Cherenkovwinkel zu sehen. Mittels einer Gaußanpassung auf einem konstanten Untergrund erhält man eine Standardabweichung von etwa 4.9 mrad. Dieser Wert gilt in erster Näherung für alle Teilchen unabhängig von dessen kinetischer Energie.

Der Einfluss durch die Pixelierung kann wie folgt abgeschätzt werden. Man nimmt zuerst für die Sensitivität eines Pixels eine eindimensionale stetige Gleichverteilung entlang der Kantenlänge von $l = 6.5$ mm, der Abstand zwischen zwei Pixelzentren, an. Eine solche Verteilung hat eine Standardabweichung von

$$\sigma_{gl} = \frac{l}{\sqrt{12}} = 1.88 \text{ mm} .$$

Die Auflösung, der Winkel vom Stab bis zum Pixel mit einem Abstand von etwa 216 mm, der den Bereich σ_{gl} abdeckt, ist etwa 8.7 mrad groß. Dieser Wert gilt nur für den zentralen Bereich der Detektorfläche des Expansionsvolumens und reduziert sich für die äußeren Pixel auf etwa 5 mrad. Im Mittel wird eine Auflösung von 7.9 mrad durch die Pixelierung erwartet.

Der Effekt der Fokussierung ist gegenläufig zur Pixelierung. Das bedeutet, dass der Auflösungswinkel durch die Fokussierung im äußeren Bereich der Detektorfläche durch Linsenfehler groß ist, wohingegen im Zentrum, nahe der optischen Achse, die Fokussierung maximal und der Winkel klein ist. Der Beitrag sowohl der Fokussierung als auch durch kaleidoskopische Effekte ist schwer abzuschätzen. Der Beitrag durch die Rekonstruktion kommt bei kleinen φ -Winkeln vor. Dadurch überlagern sich zwei Cherenkovringe, die durch die Pixelierung nicht oder kaum voneinander getrennt werden können. Einfachhalber werden alle Beiträge zu σ_{rest} zusammengefasst. Dieser Beitrag kann nun indirekt aus der simulierten Gesamtauflösung und den beiden anderen Beiträgen ermittelt werden. Abbildung 5.21b zeigt die Simulation mit allen Auflösungsbeiträgen und der Anwendung der entsprechenden \vec{k} -Tabelle. Es genügt also sich auf den Winkelbereich um 44° zu konzentrieren (siehe Abbildung 5.21c). Zur Ermittlung der Auflösung wird die

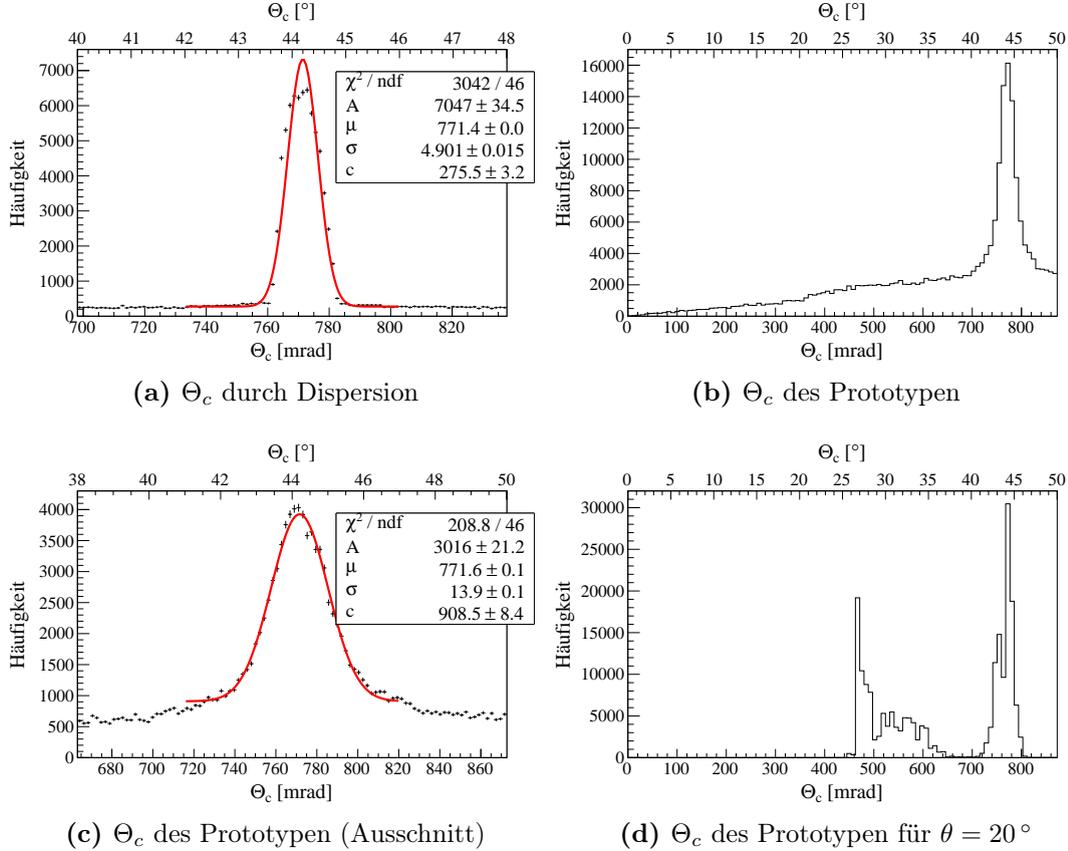


Abbildung 5.21: Simulierte Cherenkovwinkelverteilungen mittels der BABAR-Rekonstruktionsmethode. Bei a) ist die Auflösung nur durch die Dispersion bestimmt. Bei b) und c) sind alle Beiträge auf die Auflösung erhalten. Es wird eine Gaußverteilung (A , μ , σ) auf einen konstanten Untergrund c angepasst. Für a)-c) sind 2 GeV Protonen mit zufälligen Einfallswinkel θ und φ und für d) mit $\theta = 20^\circ$ und $\varphi = 0^\circ$ erzeugt worden.

gleiche Anpassungsfunktion verwendet wie bei der Dispersion. Aus der Anpassung erhält man für den mittleren Cherenkovwinkel und die Einzelphotonauflösung

$$\langle \Theta_c \rangle = (771.6 \pm 0.1) \text{ mrad} \quad \text{und} \quad \sigma_{\Theta_c} = (13.9 \pm 0.1) \text{ mrad} .$$

Der rekonstruierte Cherenkovwinkel stimmt mit dem erwarteten Wert von 770 mrad bei einer mittleren Wellenlänge von 400 nm überein. Der Beitrag σ_{rest} ist somit 10.3 mrad.

Für einen festen Einfallswinkel der Protonen sind im physikalisch relevanten Winkelbereich zwei Anhäufungen von Winkelösungen auszumachen (siehe Abbildung 5.21d). Der erste Peak wird durch Lösungen erzeugt, die eine Reflexion im Expansionsvolumen berücksichtigen. Da es sich bei einer Studie zur Auflösung nicht um eine Teilchenidentifikation handelt, genügt es nur den Winkelbereich zu berücksichtigen, der konsistent mit 2 GeV Protonen ist. Im Gegensatz zur Bestimmung der Gesamtauflösung des Prototypen für zufällige Einfallswinkel ist die Auflösungsanpassung für einen festen Einfallswinkel abhängig von der gewählten Einteilungsbreite (siehe Abbildung 5.22a und b). Das liegt daran, dass

die verschiedenen Lösungen des Cherenkovwinkels aus den \vec{k} -Tabellen durch die begrenzte Anzahl an getroffenen Pixel ihren diskreten Charakter beibehalten. Da bei der Gesamtauflösung alle Pixel der Detektorfläche beitragen, ergibt sich eine Vielzahl an Lösungen, die somit zu einer Verschmierung der Diskretheit führen. Erschwerend kommt hinzu, dass für den Symmetriefall $\varphi = 0^\circ$ die oben/unten-Ambiguität gleiche Lösungen produzieren und somit die Diskretheit verstärken. Um trotzdem eine Auflösung für feste Einfallswinkel bestimmen zu können, kann man z. B. eine Anpassung ohne Diskretisierung anwenden. Einfachhalber wird hier die Standardabweichung der Verteilung im Winkelintervall $[42^\circ, 46^\circ]$, also etwa 2° um den Mittelwert, verwendet. Die Motivation dieses Winkelbereich ist aus Abbildung 5.21b abgeleitet worden. Die Standardabweichung wird aus den exakten Lösungen bestimmt und ist somit unabhängig von der Wahl der Kanaleinteilung. Abbildung 5.23 zeigt die Verteilung für einen Einfallswinkel von 20° . In Tabelle 5.4 sind die Auflösungsbeiträge weiterer Einfallswinkeln aufgelistet.

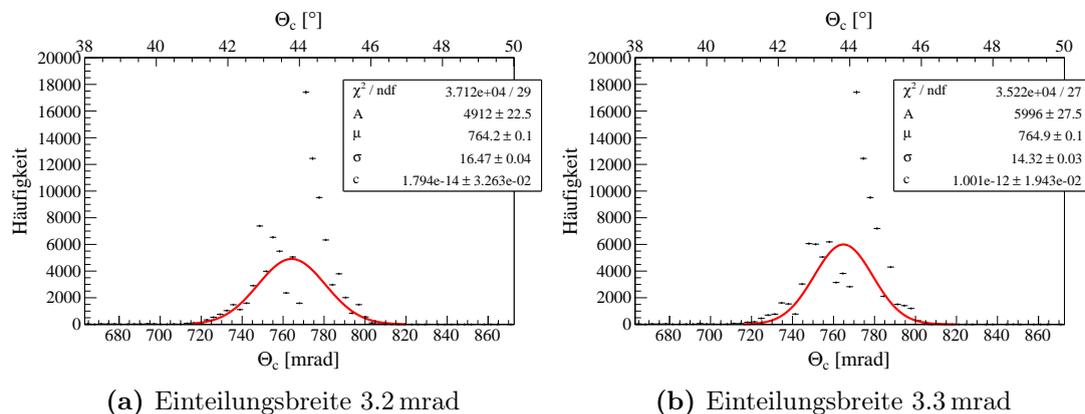


Abbildung 5.22: Abhängigkeit der Gaußanpassung (A , μ , σ) mit konstanten Untergrund c mit der Wahl der Kanaleinteilung bei der Bestimmung der Unsicherheit der Cherenkovwinkelrekonstruktion für ein 2 GeV Proton mit einem Einfallswinkel von 20° . a) mit einer Einteilungsbreite von 3.2 mrad und b) von 3.3 mrad. Die angepasste Standardabweichung beträgt im Fall a) 14.3 und bei b) 16.5 mrad.

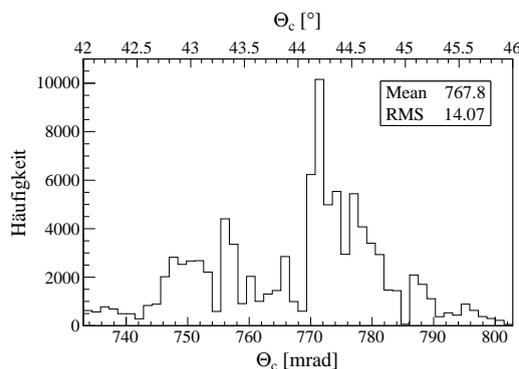


Abbildung 5.23: Rekonstruierte Cherenkovwinkelverteilung im Winkelintervall $[42^\circ, 46^\circ]$ für 2 GeV Protonen mit einem Einfallswinkel von 20° .

| (θ, ϕ) [°] | Θ_c [mrad] | σ_{Θ_c} [mrad] | σ_{dis} | σ_{pixel} | σ_{rest} |
|----------------------|-------------------|----------------------------|----------------|------------------|-----------------|
| alle | 771.6 | 13.9 | 4.9 | 7.9 | 10.3 |
| (45°, 0°) | 773.0 | 11.7 | 4.8 | 8.5 | 6.5 |
| (30°, 0°) | 769.3 | 11.8 | 4.7 | 7.5 | 7.8 |
| (20°, 0°) | 767.8 | 14.1 | 4.8 | 6.4 | 11.6 |

Tabelle 5.4: Auflösungsvermögen der Cherenkovwinkelrekonstruktion für verschiedene Einfallswinkel von Protonen mit einer Energie von 2 GeV und einem wahren Cherenkovwinkel von 770 mrad. Die angegebenen Werte beim Einfallswinkel „alle“ sind Anpassungsergebnisse und bei den Anderen die Standardabweichung der Winkelverteilung im Bereich von 42 bis 46°.

5.4.3 Vergleich zwischen Daten und Simulation

Im Gegensatz zur Diskussion im vorherigen Abschnitt wird die Detektorfläche bei den Daten aus der Strahlzeit durch die Photodetektoren bestimmt, so dass die \vec{k} -Tabelle dafür neu berechnet werden muss. Durch die geringere sensitive Fläche erwartet man bei der Rekonstruktion des Cherenkovwinkels eine erhöhte Diskretheit der Winkelverteilung. Um die Daten mit der Simulation vergleichen zu können, darf die MCP 2 wegen einer defekten TDC nicht verwendet werden. Einfachhalber beschränkt man sich auf die beiden mittleren MCP-PMTs, wo der Fokussierungsbeitrag zur Einzelphotonauflösung im Vergleich zu den äußeren MCP-PMTs am geringsten ist. Durch die Reduzierung auf die mittleren Detektoren steigt nochmals die Diskretheit der Cherenkovwinkelverteilung an, die aber durch den geringeren Fokussierungsbeitrag schmaler wird. Für eine Auflösungsstudie genügt es sich wieder auf dem Winkelbereich zwischen 42 und 46° zu beschränken und in diesem Intervall die Standardabweichung, als Maß für die Auflösung, zu berechnen.

Da die Daten, trotz den Schnitten in Abschnitt 5.2.4, noch einen konstanten Rauschuntergrund enthalten, muss dieser Untergrund entfernt werden, um die Berechnung der Standardabweichung nicht zu verfälschen. In Abbildung 5.24a und b ist die MCP 3 für Run 5 mit und ohne Untergrund nach einem Schnitt auf die Anzahl der Signale pro Pixel dargestellt. Die zu berechnende Standardabweichung ist natürlich sensitiv auf die Wahl des Schnittes, daher wird der Fehler der Winkelauflösung einfachhalber durch die halbe Differenz der Auflösung aus mit und ohne Schnitt angegeben. Die endgültige Verteilung der rekonstruierten Cherenkovwinkel für Daten und Simulation bei Run 5 zeigt Abbildung 5.25. Die Mittelwerte beider Verteilungen stimmen innerhalb der Einzelphotonauflösung überein. Die übrigen Runs sind in Tabelle 5.5 aufgelistet. Alle ermittelten Cherenkovwinkel sind sowohl zueinander als auch mit dem erwarteten Wert für 2 GeV Protonen von 770 mrad konsistent. In Run 7 kommt die schlechte Auflösung durch die fehlende Linse zustande. Weitestgehend sind die Unterschiede in Winkel und Auflösung, zwischen Daten und Simulation und auch untereinander, Artefakte der Simulationsanpassung an die Daten. Mit Hilfe der Abbildung 5.12 in Abschnitt 5.3.1 können diese Unterschiede erklärt werden. Dabei führt eine Abweichung des mittleren Spaltenschwerpunkts zwischen Daten und Simulation ebenfalls zu

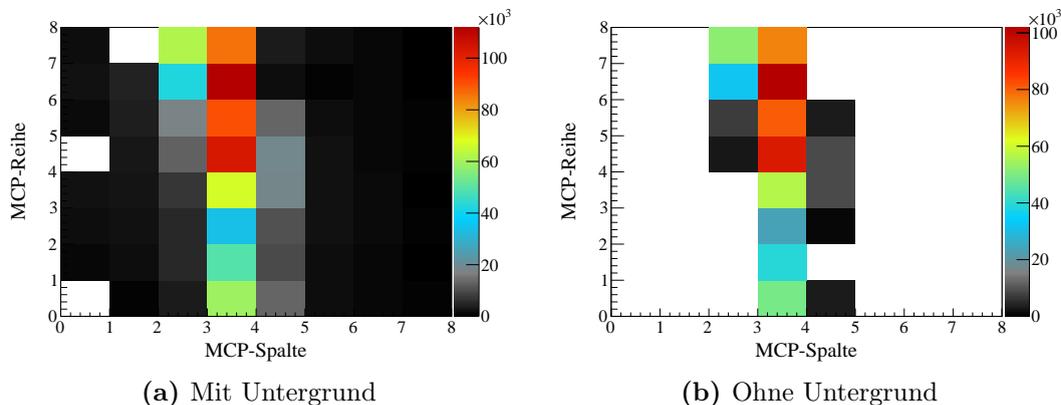


Abbildung 5.24: MCP 3 für den Datensatz Run 5 a) nach allen Schnitten wie in Abschnitt 5.2.4 beschrieben und b) mit einem zusätzlichen Schnitt auf die Anzahl der Signale pro Pixel, hier bei 10000.

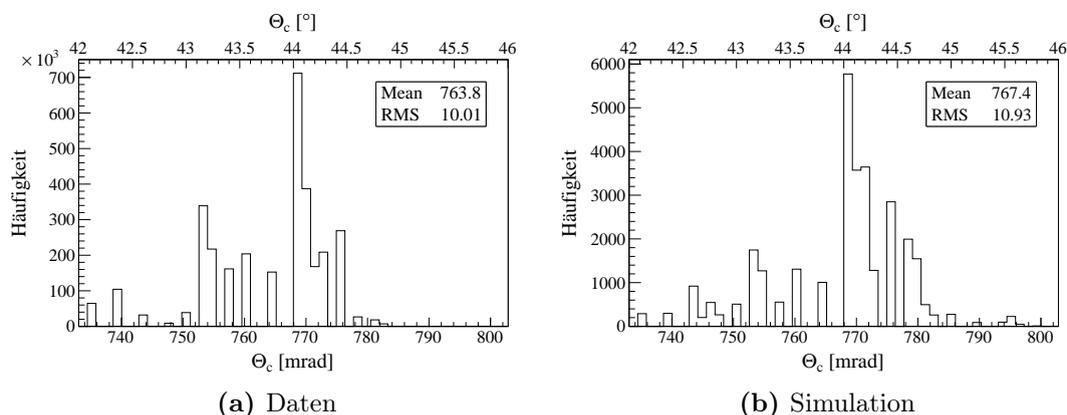


Abbildung 5.25: Cherenkovwinkelverteilung mittels der Rekonstruktionsmethode für den Datensatz Run 5. Die Daten a) wurden zusätzlich von einem konstanten Untergrund bereinigt. Bei der Simulation b) ist dies nicht nötig.

| | Daten | | Simulation | |
|-------|-------------------|----------------------------|-------------------|----------------------------|
| | Θ_c [mrad] | σ_{Θ_c} [mrad] | Θ_c [mrad] | σ_{Θ_c} [mrad] |
| Run 1 | 772.9 | 13.0 ± 1.0 | 766.5 | 9.7 |
| Run 2 | 773.8 | 9.5 ± 1.5 | 769.6 | 10.5 |
| Run 3 | 769.4 | 10.6 ± 1.0 | 767.1 | 11.5 |
| Run 4 | 766.4 | 10.0 ± 1.6 | 768.2 | 12.3 |
| Run 5 | 763.8 | 10.0 ± 1.3 | 767.4 | 10.9 |
| Run 6 | 759.9 | 12.7 ± 0.8 | 767.4 | 10.9 |
| Run 7 | 768.0 | 15.6 ± 0.4 | 770.9 | 17.3 |

Tabelle 5.5: Auflösungsvermögen der Cherenkovwinkelrekonstruktion für die jeweiligen Runs mit entsprechender Simulation. Der wahre mittlere Cherenkovwinkel liegt bei 770 mrad. Der Fehler bei der Winkelauflösung bezüglich der Strahlzeitdaten kommt durch die Variation des Schnittes auf die Anzahl der Signale zustande.

einer Abweichung der rekonstruierten Cherenkovwinkel. Der Fehler dieser Spaltenschwerpunkte bedeutet, dass in Daten und Simulation unterschiedlich viele Pixel getroffen worden sind. Dies kann wie z. B. in Run 1 zu einer Diskrepanz in der Einzelphotonauflösung von etwa 3 mrad führen (vgl. MCP 3 aus Run 1 in Abbildung 5.14 in Abschnitt 5.3.2).

Kapitel 6

Zusammenfassung

In dieser Doktorarbeit wurde eine hochpräzise optische Messapparatur zur Bestimmung der Transmission und der Oberflächenrauheit von Radiatorstäben für den PANDA-Barrel-DIRC entwickelt. Zur Untersuchung standen acht Radiatorstäbe unterschiedlicher Hersteller zur Verfügung. Für eine systematische Studie wurden zwei produktionsidentische Lithotec-Stäbe [75] untersucht. Alle Messergebnisse beider Stäbe stimmen innerhalb der 1σ -Toleranz gut miteinander überein. Bei der Transmissionsmessung zeigten die zwei Lithotec-Stäbe von allen Stäben die geringste Abschwächung auf. Die Abschwächungslänge beider Stäbe beträgt etwa 220 ± 30 m bei einer interpolierten Wellenlänge von 442 nm. Jedoch ist diese Abschwächungslänge nicht konsistent mit dem gemessenen BABAR-Wert von 500 ± 167 m [5]. Eine mögliche Erklärung ist die unterschiedliche Rauheit der Ein- bzw. Austrittsflächen der Stäbe, die einen zusätzlichen Verlust bewirken. Dies erklärt auch die große Variation der gemessenen Transmissionen aller untersuchten Quarzglasstäbe. Die Messung mit einem Acrylglasstab im sichtbaren Wellenlängenbereich ist hingegen mit dem Literaturwert von etwa 10 m [96] verträglich.

Es stellte sich heraus, dass eine Bestimmung des Reflexionskoeffizienten bzw. der Oberflächenrauheit, für die Stäbe mit sehr geringer Transmission, eine Korrektur für die rauen Ein- und Austrittsflächen erforderte. Daher wird aus den gemessenen Transmissionswerten, mit dem BABAR-Wert als Referenz, ein Grenzflächenverlust ermittelt. Mit Hilfe dieser Größe stimmen die Messwerte mit der skalaren Streutheorie gut überein. Für die beiden Lithotec-Stäbe wurde eine Rauheit von etwa 10 \AA mit einer Unsicherheit von etwa $1 - 2 \text{ \AA}$ gemessen. Diese Rauheitswerte liegen im unterem Bereich der Herstellerspezifikation von $10 - 20 \text{ \AA}$. Die Spezifikation von $\leq 5 \text{ \AA}$ für die Radiatoren bei BABAR konnte mit einer kleinen Ausführung des Boeing-Stabes nicht verifiziert werden. Es wird vermutet, dass sich die Oberflächengüte durch eine nicht-stabgerechte Lagerung verschlechtert hat. Der Stab von LZOS [78] weist produktionsbedingt eine hohe Inhomogenität auf, so dass die Messunsicherheit bei der Rauheit $5 - 10 \text{ \AA}$ beträgt. Sowohl das Extrusionsverfahren als auch eine Verglasung von geschliffenen Stäben bei Heraeus [59] führen zu einer Abweichung der Planarität, die nicht mehr für den Barrel-DIRC annehmbar ist. Auch die gemessene Oberflächenrauheit bei diesen Stäben

von mindestens 30 \AA erfüllt nicht die Anforderung. Daher können solche Produktionsmethoden für die Radiatoren bei $\bar{\text{PANDA}}$ ausgeschlossen werden. Beim Acrylglasstab konnte man zeigen, dass weder die produktionsbedingte glatte Seite noch die mit einer Diamantnadel behandelte Seite akzeptable Rauheitswerte aufweisen.

Die Barrel-DIRC-Gruppe bei $\bar{\text{PANDA}}$ ist im Besitz von Prototypstäben von InSync [76], die früher zu Boeing gehörend auch die Radiatorstäbe für den BABAR-DIRC produzierten. Diese etwa 1.2 m langen Stäbe konnten aufgrund ihrer Länge nicht mit der jetzigen Messapparatur vermessen werden. Daher wird in Zukunft der entwickelte Aufbau auf einem größeren optischen Tisch ($1.5 \times 3 \text{ m}^2$), der sich in einem dunklen klimatisierten Reinraum befindet, verlegt.

Beim Strahlzeittest mit einem einfachen Prototypen, bestehend aus einem Lithotec-Stab, einer Linse, einem Expansionsvolumen und vier MCP-PMTs, konnten eindeutig die Cherenkovringe nachgewiesen werden. Die Variation des Einfallswinkels und der Position des 2 GeV Protonenstrahls auf dem Radiatorstab sind im Einklang mit der Simulation. Die rekonstruierten Cherenkovwinkel stimmen innerhalb von 1σ mit dem erwarteten Wert von 44.12° bzw. 770 mrad überein. Die Winkelauflösung für ein Einzelphoton bei der verwendeten Rekonstruktionsmethode liegt im Bereich von 10 – 14 mrad in Übereinstimmung mit der Simulation.

Literaturverzeichnis

- [1] FAIR Projekt
[<http://www.fair-center.de>].
- [2] \bar{P} ANDA Experiment
[<http://www-panda.gsi.de>].
- [3] J. Schwiening: *The barrel DIRC detector for the \bar{P} ANDA experiment at FAIR*, Nuclear Instruments and Methods A (2010)
[<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.10.061>].
- [4] BABAR Experiment
[<http://www.slac.stanford.edu/BFROOT>].
- [5] J. Cohen-Tanugi et al.: *Optical Properties of the DIRC fused silica Cherenkov radiator*, Nuclear Instruments and Methods A 515 (2003) 680-700
[<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2003.07.026>].
- [6] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH
Planckstr. 1, 64291 Darmstadt
[<http://www.gsi.de>].
- [7] Private Diskussion mit J. Schwiening.
- [8] *Physics Performance Report – \bar{P} ANDA* , \bar{P} ANDA Report (2009)
[<http://arxiv.org/abs/0903.3905v1>].
- [9] *Technical Progress Report – \bar{P} ANDA* , \bar{P} ANDA Report (2005)
[http://www-panda.gsi.de/archive/public/panda_tpr.pdf].
- [10] P. Schmüser: *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*, Springer Heidelberg (1995) 2. Auflage.
- [11] H. Fritzsche: *Elementarteilchen – Bausteine der Materie*, Verlag C. H. Beck München (2004) 1. Auflage.
- [12] D. Griffiths: *Einführung in die Elementarteilchenphysik*, Akademie Verlag Berlin (1996) 1. Auflage.
- [13] T. Mayer-Kuckuk: *Kernphysik*, Teubner Wiesbaden (2002) 7. Auflage.

- [14] Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY
Notkestraße 85, 22607 Hamburg
[<http://www.desy.de>].
- [15] B. Povh et al.: *Teilchen und Kerne*, Springer Heidelberg (2004) 6. Auflage.
- [16] SLAC National Accelerator Laboratory
2575 Sand Hill Road, Menlo Park, CA 94025-7015, USA
[<http://www.slac.stanford.edu>].
- [17] E835 Experiment
[<http://www.e835.to.infn.it>].
- [18] N. Brambilla et al.: *Heavy Quarkonium Physics*, CERN Report (2005)
[<http://arxiv.org/abs/hep-ph/0412158>].
- [19] T. Yamazaki et al.: *Effective pion mass in the nuclear medium deduced from deeply bound pionic states in ^{207}Pb* , Physics Letters B 418 (1998) 246-251
[[http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693\(97\)01408-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693(97)01408-1)].
- [20] R. Barth et al.: *Subthreshold Production of Kaons and Antikaons in Nucleus-Nucleus Collisions at Equivalent Beam Energies*, Physical Review Letters 78 (1997) 4007–4010
[<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.4007>].
- [21] *Fair – Wissenschaftliche Zielsetzungen und Forschungsprogramme*, Statusbericht Juli 2005
[<http://www.gsi.de/documents/DOC-2005-Jul-110-1.pdf>].
- [22] *Technical Design Report – FAIR Antiproton Target and Separator*, Draft March 2008
[http://www-win.gsi.de/FAIR-EOI/PDF/TDR_PDF/TDR_p-bar-Targeti.pdf].
- [23] F. Hinterberger: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*, Springer Heidelberg (2008) 2. Auflage.
- [24] K. Bethge, G. Walter und B. Wiedemann: *Kernphysik: Eine Einführung*, Springer Heidelberg (2008) 3. Auflage.
- [25] K. Kleinknecht: *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Wiesbaden (2005) 4. Auflage.
- [26] A. Sokolov et al.: *The central tracker of the $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ detector*, Nuclear Instruments and Methods A 598 (2009) 75-78
[<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2008.08.113>].

- [27] P. Schönmeier et al.: *Disc DIRC endcap detector for \bar{P} ANDA at FAIR*, Nuclear Instruments and Methods A 595 (2008) 108-111
[<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2008.07.096>].
- [28] C. Schwarz et al.: *Particle identification for the \bar{P} ANDA detector*, Nuclear Instruments and Methods A (2010)
[<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.10.116>].
- [29] *Technical Design Report for the \bar{P} ANDA Electromagnetic Calorimeter*, \bar{P} ANDA Report (2008)
[<http://arxiv.org/abs/0810.1216v1>].
- [30] Particle Data Group: *Review of Particle Physics*, 2010
[<http://pdg.lbl.gov>].
- [31] Saint-Gobain Crystals
17900 Great Lakes Pkwy, Hiram, OH 44234-9681, USA
[<http://www.detectors.saint-gobain.com>].
- [32] COMPASS Experiment
[<http://wwwcompass.cern.ch>].
- [33] *Technical Design Report for the \bar{P} ANDA Solenoid and Dipole Spectrometer Magnets*, \bar{P} ANDA Report (2009)
[<http://arxiv.org/abs/0907.0169>].
- [34] G. Musiol: *Kern- und Elementarteilchenphysik*, Harri Deutsch (1995)
2. Auflage.
- [35] P. Cherenkov: *Visible Radiation Produced by Electrons Moving in a Medium with Velocities Exceeding that of Light*, Physical Review Vol. 52 (1937) 378-379
[<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.52.378>].
- [36] M. von Ardenne, G. Musiol und U. Klemradt: *Effekte der Physik und ihre Anwendungen*, Harri Deutsch (2005) 3. Auflage.
- [37] A1 Experiment
[<http://wwa1.kph.uni-mainz.de/A1>].
- [38] C. Bovet et al.: *The CEDAR counters for particle identification in the SPS secondary beams*, CERN Report (1982)
[<http://cdsweb.cern.ch/record/142935/files/p1.pdf>].
- [39] J. Seguinot und T. Ypsilantis: *Photo-Ionization and Cherenkov ring imaging*, Nuclear Instruments and Methods 142 (1977) 377-391
[[http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(77\)90671-1](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(77)90671-1)].
- [40] DELPHI Experiment
[<http://delphiwww.cern.ch>].

- [41] R. Arnold et al.: *A ring imaging Cherenkov detector, the DELPHI Barrel RICH Prototype*, Nuclear Instruments and Methods A 270 (1988) 255-288
[[http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(88\)90695-X](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(88)90695-X)].
- [42] H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) Experiment
[<http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS>].
- [43] Super-Kamiokande Experiment
[<http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk>].
- [44] I. Adam et al.: *The DIRC particle identification system for the BABAR experiment*, Nuclear Instruments and Methods A 538 (2005) 281-357
[<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2004.08.129>].
- [45] P. Coyle et al.: *The DIRC counter: A new type of particle identification device for B factories*, Nuclear Instruments and Methods A 343 (1994) 292-299
[[http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)90568-1](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(94)90568-1)].
- [46] J. Benitez et al.: *Status of the Fast Focusing DIRC (fDIRC)*, Nuclear Instruments and Methods A 595 (2008) 104-107
[<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2008.07.042>].
- [47] E. Hecht: *Optik*, Oldenbourg München (2009) 5. Auflage.
- [48] ZEMAX Development Corporation
3001 112th Avenue NE, Suite 202, Bellevue, WA 98004-8017, USA
[<http://www.zemax.com>].
- [49] C. Schwarz et al.: *Technical Report of the PANDA-DIRCs within the FAIR Design Study "DIRAC-secondary-BEAMS"*, March 2009
[http://www-panda.gsi.de/db/papersDB/CS57-090311_techrep09.pdf].
- [50] D. Motta und S. Schönert: *Optical properties of bialkali photocathodes*, Nuclear Instruments and Methods A 539 (2005) 217-235
[<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2004.10.009>].
- [51] B. Saleh und M. Teich: *Grundlagen der Photonik*, Wiley-VCH Weinheim (2008) 2. Auflage.
- [52] J. Elson, H. Bennett und J. Bennett: *Scattering from optical surfaces*, Applied Optics and Optical Engineering, Academic Press New York (1979) Vol. 7.
- [53] G. Litfin: *Technische Optik in der Praxis*, Springer Heidelberg (2005) 3. Auflage.

- [54] H. Niedrig et al.: *Bergmann, Schäfer: Lehrbuch der Experimentalphysik 3 - Optik*, Walter de Gruyter Berlin (2004) 10. Auflage.
- [55] M. Letz: *Calciumfluorid für die UV-Lithographie*, Physik Journal 2 (2004).
- [56] H. Hoffmeister und H. Tönshoff: *Jahrbuch: Schleifen, Honen, Läppen und Polieren*, Vulkan Verlag Essen (2004) 61. Ausgabe.
- [57] H.-J. Bargel und G. Schulze: *Werkstoffkunde*, Springer Heidelberg (2005) 9. Auflage.
- [58] H. Briehl: *Chemie der Werkstoffe*, Vieweg+Teubner Wiesbaden (2007) 2. Auflage.
- [59] Heraeus Quarzglas GmbH & Co. KG
Reinhard-Heraeus Ring 29, 63801 Kleinostheim
[<http://www.heraeus-quarzglas.de>].
- [60] Heraeus Quarzglas GmbH & Co. KG [59]: *Quarzglas für die Optik: Daten und Eigenschaften*, Datenblatt (2010)
[http://heraeus-quarzglas.de/media/webmedia_local/downloads/broschren_mo/SO_Daten_und_Eigenschaften_DE.pdf].
- [61] M. Alonso und E. Finn: *Quantenphysik und Statistische Physik*, Oldenbourg München (2005) 4. Auflage.
- [62] M. Hoek et al.: *Radiation hardness study on fused silica*, Nuclear Instruments and Methods A 595 (2008) 190-193
[<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2008.07.098>].
- [63] W. Busjan: *Untersuchung von Strahlenschäden an Polymethylmethacrylat*, Diplomarbeit (1992) Universität Hamburg.
- [64] Evonik Röhm GmbH
Kirschenallee, 64293 Darmstadt
[<http://www.plexiglas.de>].
- [65] A. Kalweit et al.: *Hanbuch für Technisches Produktdesign*, Springer Heidelberg (2006) 1. Auflage .
- [66] Evonik Röhm GmbH [64]: *Plexiglas[®] GS/Plexiglas[®] XT*, Datenblatt (2008)
[http://www.plexiglas.de/sites/dc/Downloadcenter/Evonik/Product/PLEXIGLAS-Sheet/Sortiment/211-1%20PLEXIGLAS%C2%AE%20GS_XT_de.pdf].

- [67] D. Siedlecki und H. Ginis: *On the Longitudinal Chromatic Aberration of the Intraocular Lenses*, *Optometry and Vision Science* 84 (2007) 984-989
[<http://dx.doi.org/10.1097/OPX.0b013e318157ac82>].
- [68] E. Voges und K. Petermann: *Optische Kommunikationstechnik*, Springer Heidelberg (2002) 1. Auflage.
- [69] Heraeus: *Process and device for producing preforms for silica glass optical waveguides*, Europäische Patentschrift (1997) EP0666836B1
[<http://www.freepatentsonline.com/EP0666836.pdf>].
- [70] Corning: *Method and apparatus for fused silica production*, US Patent (2005) US6923021B2
[<http://www.freepatentsonline.com/6923021.pdf>].
- [71] Private Diskussion mit Heraeus [59].
- [72] J. Schwiening: *Construction and performance of the BABAR-DIRC*, *Journal of Instrumentation* Vol. 4 (2009) P10004
[<http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/4/10/P10004>].
- [73] H. Bach und N. Neuroth: *The Properties of Optical Glass*, Springer Heidelberg (1998), 2. Auflage.
- [74] F. Klocke und W. König: *Fertigungsverfahren - Schleifen, Honen, Läppen*, Springer Heidelberg (2008) 4. Auflage.
- [75] Schott AG
Hattenbergstrasse 10, 55122 Mainz
[<http://www.schott.com>].
- [76] InSync, Inc., früher zu Boeing gehörend
2511C Broadbent Parkway NE, Albuquerque, New Mexico 87107, USA
[<http://www.insyncoptics.com>].
- [77] Saint-Gobain Quartz S.A.S.
Avenue Carnot 108, 77140 Nemours, France
[<http://www.quartz.saint-gobain.com>].
- [78] Lytkarino Optical Glass Factory
140080, Russia, Moscow region, Lytkarino, Parkovay Str. H.1
[<http://www.lzos.ru>].
- [79] MMZ (Miassky Engineering works)
456320, Russia, Chelyabinsk, Miass, Turgojasky HWY 1
[<http://www.mmz.ru>].

- [80] Schott AG [75]: *Lithosil*[®], Datenblatt (2010)
[http://www.schott.com/advanced_optics/german/download/schott_fused_silica_jan_2010_en_brochure.pdf].
- [81] V. Dodokhov: *Dubna activity with fused silica bars for PANDA DIRC*, Presentation (2006) Cherenkov Workshop in Glasgow
[http://nuclear.gla.ac.uk/meetings/cherenkov-workshop/Talks/VD_Glasgow11May.pdf].
- [82] Henkel AG & Co. KGaA
Henkelstraße 67, 40589 Düsseldorf
[<http://www.henkel.de>].
- [83] Chemie Online-Lexikon von Römpp
[<http://www.roempp.com/prod/>].
- [84] J. und H. Eichler: *Laser - Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*, Springer Heidelberg (2010) 7.Auflage.
- [85] Newport Corporation
1791 Deere Avenue, Irvine CA 92606, USA
[<http://www.newport.com>].
- [86] E. Peck und K. Reeder: *Dispersion of air*, Journal of the Optical Society of America Vol. 62 (1972) 958-962
[<http://dx.doi.org/10.1364/JOSA.62.000958>].
- [87] Private Diskussion mit Newport [85].
- [88] Hamamatsu Photonics K.K.
325-6, Sunayama-cho, Naka-ku, Hamamatsu City, Shizuoka Pref., 430-8587, Japan
[<http://www.hamamatsu.com>].
- [89] Horiba Ltd.: *Neutral Density Filters*
[<http://www.horiba.com/uk/scientific/products/optical-filters/filters-by-type/neutral-density-filters/>]
aktualisiert 2011, gesehen 13.1.2011.
- [90] R. Morford et al.: *High refractive index photocurable resins*, Organic photonic materials and devices VII Vol. 5724 (2005) 34-41
[<http://dx.doi.org/10.1117/12.590578>].
- [91] OSI Optoelectronics: *Photodiode Characteristics and Applications*, Application Notes
[<http://www.osioptoelectronics.com/application-notes/AN-Photodiode-Parameters-Characteristics.pdf>].

- [92] Hamamatsu Photonics K.K. [88]: *S1227 series*, Datenblatt (2004) [http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_S/S1227_series.pdf].
- [93] E. Hering, K. Bressler und J. Gutekunst: *Elektronik für Ingenieure und Naturwissenschaftler*, Springer Heidelberg (2005) 4. Auflage.
- [94] C. Meyer: *Komplementäres Paar - Projekt c't-Lab: A/D- und D/A-Wandler für Port-Modul ADA-IO*, c't Magazin 13 (2007) 202-207.
- [95] Heraeus Quarzglas GmbH & Co. KG [59]: *Transmission Calculator v0.54*, Messdaten (2007) [http://optics.heraeus-quarzglas.com/media/webmedia_local/downloads/TransmissionCalculator.xls].
- [96] G. Kettenring: *Measurement of the reflectivities and absorption lengths at different wavelengths of plastic scintillator and acrylic glass*, Nuclear Instruments and Methods 131 (1975) 451-456 [[http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(75\)90433-4](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(75)90433-4)].
- [97] A. Maradudin: *Light Scattering and Nanoscale Surface Roughness*, Springer New York (2007) 1. Auflage.
- [98] M. Klein: *Einführung in die DIN-Normen*, B.G. Teubner Wiesbaden (2008) 14. Auflage.
- [99] J. Stover: *Optical Scattering*, McGraw-Hill New York (1990) 1. Auflage.
- [100] P. Beckmann und A. Spizzichino: *The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces*, Pergamon London (1963) 1. Auflage.
- [101] ROOT [<http://root.cern.ch>].
- [102] J. Va'vra: *Simulation of the Focusing DIRC Optics with Mathematica*, SLAC publication 13464 (2009) [<http://slac.stanford.edu/pubs/slacpubs/13250/SLAC-PUB-13464.pdf>].
- [103] Exxon Mobil Corporation
5959 Las Colinas Boulevard, Irving, Texas 75039-2298, USA
[<http://www.exxonmobil.com>].
- [104] Photonis Technologies S.A.S.
18 Avenue de Pythagore, 33700 Mérignac, Frankreich
[<http://www.photonis.com>].

- [105] F. Anghinolfi et al.: *NINO: an ultra-fast and low-power front-end amplifier/discriminator ASIC designed for the multigap resistive plate chamber*, Nuclear Instruments and Methods A 533 (2004) 183-187
[<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2004.07.024>].
- [106] ALICE Experiment
[<http://aliceinfo.cern.ch>].
- [107] J. Christiansen: *HPTDC: High Performance Time to Digital Converter*, Version 2.2 (2004)
[<http://cdsweb.cern.ch/record/1067476/files/cer-002723234.pdf>].
- [108] M. Traxler et al.: *TRBv2: A Platform for Miscellaneous DAQ/TDC Tasks for HADES and FAIR-Experiments*, GSI Scientific Report (2007) 261
[<http://www.gsi.de/informationen/wti/library/scientificreport2007/PAPERS/INSTRUMENTS-METHODS-55.pdf>].
- [109] HADES Experiment
[<http://www-hades.gsi.de>].
- [110] R. Duda und P. Hart: *Use of the Hough Transformation to Detect Lines and Curves in Pictures*, Communications of the Association Computing Machinery Vol. 15 (1972) 11–15
[<http://dx.doi.org/10.1145/361237.361242>].
- [111] G. Mancinelli und S. Spanier: *Kaon Selection at the BABAR Experiment*, BABAR Note 116 Version 1.0 (2001)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei denen bedanken, die mich während der Doktorarbeit unterstützt haben. Besonderer Dank gilt:

- Herrn Prof. Dr. Klaus Peters für die hervorragende Betreuung dieser Arbeit,
- Herrn Dr. Jochen Schwiening für seine ausführlichen fachlichen Erklärungen und das akribische Korrekturlesen,
- Herrn Dr. Carsten Schwarz für ein immer offenes Ohr für alle Fragen und für das Korrekturlesen,
- Herrn Dr. Georg Schepers für die anfängliche Betreuung,
- Herrn Dr. Klaus Götzen für seine Hilfestellungen im Bereich Software und für die philosophischen Diskurse,
- der ganzen Hadronenphysik-Gruppe für die sehr freundliche und hilfsbereite Atmosphäre,
- und meiner Familie, die dies erst alles ermöglicht hat.