

Simulation des Fluoreszenzdetektors des Global Cosmic-Ray Observatory

Bachelorarbeit
von

Lukas Scherne

am Institut für Astroteilchenphysik

Referent: Prof. Dr. Ralph Engel
Korreferent: Dr. Michael Unger

Bearbeitungszeit: 22.11.2022 – 06.03.2023

Erklärung zur Selbstständigkeit

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst habe und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe, die wörtlich oder inhaltlich übernommenen Stellen als solche kenntlich gemacht und die Satzung des KIT zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis in der gültigen Fassung vom 24.05.2018 beachtet habe.

Karlsruhe, den 06.03.2023, _____
Lukas Scherne

Als Prüfungsexemplar genehmigt von

Karlsruhe, den 06.03.2023, _____
Prof. Dr. Ralph Engel

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Kosmische Strahlung	3
2.1. Quellen und Beschleunigung kosmischer Strahlung	4
2.2. Zusammensetzung der kosmischen Strahlung	6
2.3. Luftschauer	8
3. Existierende Observatorien und GCOS	13
3.1. Oberflächendetektoren	14
3.2. Fluoreszenzteleskope	16
3.3. GCOS	19
4. Designkriterien für Fluoreszenzdetektoren	25
4.1. Sphärische Spiegel	25
4.2. Die effektive Apertur	27
4.3. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis	29
5. Optimierung des optischen Systems eines Fluoreszenzdetektors	31
5.1. Vorstellung des Verfahrens	31
5.2. Entscheidung für ein Design in GCOS	35
6. Simulationsstudien mit ROBAST	43
6.1. ROBAST - ROOT-Based Simulator for Ray-Tracing	43
6.2. Simulation eines Teleskopes des Fluoreszenzdetektors des Pierre Auger Observatoriums	43
6.3. Simulation der ausgewählten GCOS Konfigurationen	47
7. Zusammenfassung und Ausblick	53
Anhang	55
A. PDV und kumulative Verteilungen für Option a): Lichteinfall mit $\phi = 0^\circ$.	55
B. PDV und kumulative Verteilungen für Option a): Lichteinfall mit $\phi = 3^\circ$.	58
C. PDV und kumulative Verteilungen für Option a): Lichteinfall mit $\phi = 5^\circ$.	60
D. PDV und kumulative Verteilungen für Option b): Lichteinfall mit $\phi = 0^\circ$.	63
E. PDV und kumulative Verteilungen für Option b): Lichteinfall mit $\phi = 3^\circ$.	66
F. PDV und kumulative Verteilungen für Option b): Lichteinfall mit $\phi = 5^\circ$.	69
Literaturverzeichnis	73

1. Einleitung

Seit die kosmische Strahlung vor etwa 110 Jahren von Victor Hess entdeckt worden ist, erforscht die Menschheit ihre Natur. Was bei Hess und seinen Kollegen noch in Ballonflügen in aufregender Höhe geschehen ist, erfolgt heute mittels enormer experimenteller Aufbauten, welche von sehr vielen Menschen an vielen Orten der Erde betrieben werden. Trotz dieses Aufwandes ist es bis heute nicht endgültig gelungen, die Fragen zu beantworten, die sich die Physiker*innen bereits seit 110 Jahren stellen: Wo kommt die kosmische Strahlung her? Aus welchen Teilchen besteht die kosmische Strahlung? Was sind die höchsten Energien, auf die kosmische Strahlung beschleunigt wird? Welche Mechanismen liegen der Beschleunigung zugrunde?

Zur Erforschung dieser Fragen ist ein hoher experimenteller Aufwand notwendig und riesige Detektoranlagen, wie das Pierre-Auger Observatorium (Auger) in Argentinien oder das Telescope Array (TA) in den USA, werden zu diesem Zweck betrieben. Jedoch konnten auch diese Experimente die oben genannten Fragen noch nicht vollständig beantworten, was den Bau eines neuen, noch besseren Detektors motiviert. Dieses sich in der Planung befindliche Experiment soll auf globaler Ebene stattfinden und die Erforschung der UHECRs weiter voranbringen.

Dazu wird in dieser Arbeit ein Vorschlag untersucht, nach denen der Fluoreszenzlichtdetektor des *global cosmic-ray Observatory* (GCOS) konstruiert werden könnte. Um einen fundierten Vorschlag für das genaue Detektordesign machen zu können, werden zunächst die Designkriterien für Fluoreszenzdetektoren beleuchtet, dabei wird auf sphärische Spiegel, die effektive Apertur und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis eingegangen. Anschließend wird ein numerisches Verfahren vorgestellt, das zur Berechnung verschiedener Detektorkonfigurationen verwendet wird. Das Verfahren wird über den Vergleich der Rechnungsergebnisse mit den optischen Parametern der Fluoreszenzdetektoren des Pierre Auger Observatoriums sowie dem originalen MACHETE Design verifiziert. Es werden dann, basierend auf Preis und zu erwartender optischer Leistung, zwei Konfigurationen ausgewählt, wovon eine schließlich für GCOS vorgeschlagen wird. Beiden Vorschläge werden dann mittels einer Simulation, die mit der Software ROBAST entstanden ist, auf ihre optischen Eigenschaften untersucht.

2. Kosmische Strahlung

Unser Planet ist einem permanenten Beschuss von Teilchen aus dem Universum ausgesetzt. Pro Sekunde treffen auf jeden Quadratmeter der Atmosphäre etwa 1000 kosmische Teilchen, deren Ursprünge im Sonnensystem, der Milchstraße und sogar in extragalaktischen Quellen liegen [1]. Diese Teilchenstrahlung besteht zum Großteil aus Protonen, aber auch aus ionisierten Atomen und anderen Teilchen. Als kosmische Strahlung wird dabei der geladene Teil dieser Strahlung bezeichnet [2].

Man unterscheidet zwischen *primären* und *sekundären* kosmischen Strahlen, wobei die Begrifflichkeit doppelt verwendet wird: Als primäre kosmische Strahlung bezeichnet man diejenigen Teilchen, die nicht mit dem jeweiligen Medium, das man gerade betrachtet, interagiert haben und durch Reaktionen neue Teilchen erzeugen. Das kann die Atmosphäre oder das interstellare Medium (ISM) sein. Als sekundäre Teilchen bezeichnet man folglich die kosmischen Strahlen, die durch Teilchenreaktion der primären Teilchen entstanden sind. Dadurch, dass die Bezeichnung abhängig vom betrachteten Bereich ist, kann ein sekundäres Teilchen, das durch eine Reaktion im ISM entstanden ist, ein primäres Teilchen in der Atmosphäre sein [3].

Besonders interessant sind dabei die Teilchen mit den höchsten Energien oberhalb von 10^{18} eV, die ultrahochenergetischen kosmischen Strahlen oder geläufiger auf Englisch *ultra-high-energy cosmic rays* (UHECRs), die mit Energien von über 10^{20} eV nachgewiesen werden konnten. Es ist noch immer nicht endgültig geklärt, welche Mechanismen die UHECRs zu solch immensen Energien beschleunigen oder woher diese kommen, bzw. um welche Teilchen es sich dabei handelt [1].

Die Größe des Energiebereiches, über den sich die kosmische Strahlung erstreckt und die Tatsache, dass das Spektrum bei gewissen Energien Strukturen aufweist, weist darauf hin, dass die kosmische Strahlung von verschiedensten Quellen emittiert und über verschiedene Beschleunigungsmechanismen beschleunigt wird. Diese zu bestimmen und die Mechanismen zu verstehen, nach denen sie funktionieren, ist eines der Motive für die moderne astrophysikalische Forschung.

In Abschnitt 2.1 werden mögliche Quellen und Beschleunigungsmechanismen kosmischer Strahlung beschrieben. Anschließend, in Abschnitt 2.2, wird die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung erläutert, es wird sowohl auf das Energie- als auch auf das Massenspektrum eingegangen. Letztlich wird in Abschnitt 2.3 auf Luftschauer eingegangen, da diese wesentlich sind, um Information über kosmische Strahlung zu erhalten.

2.1. Quellen und Beschleunigung kosmischer Strahlung

Die Quellen der kosmischen Strahlung sowie deren Teilchensorte zu identifizieren, ist bisher nicht endgültig gelungen. Das liegt zum einen daran, dass die kosmischen Strahlen auf dem Weg zur Erde durch Magnetfelder im interstellaren Raum abgelenkt werden und daher nicht zu ihren Quellen zurück zeigen, zum anderen sind zu wenige Ereignisse mit hohen Energien über 10^{19} eV bekannt, um statistisch aussagekräftige Ergebnisse zu formulieren. Diese UHECRs passieren die Magnetfelder auf weniger stark gekrümmten Bahnen als niederenergetische Teilchen und behalten dadurch eine gewisse Richtungsinformation bei, aus welcher man auf die Quellen zurückschließen kann [4, 5].

Zusätzlich haben sich einige Vorschläge über die Quellen und die Identität der kosmischen Strahlung durchgesetzt. Man geht davon aus, dass die kosmische Strahlung von astronomischen Phänomenen wie Supernovaüberresten, Pulsaren, aktiven galaktischen Kernen, Quasaren, schwarzen Löchern oder Gammablitzern emittiert wird.

Dabei werden die Quellen der höchstenergetischsten UHECRs außerhalb unserer Galaxie verortet, da die Milchstraße keine Teilchen mit Energien oberhalb von $E_{\max} = 10^{19}$ eV beschleunigen oder halten kann [5]. Geht man davon aus, dass es sich bei diesen Teilchen um Protonen handelt, ist zu erwarten, dass die Quellen dieser in einer maximalen Entfernung von 100 Mpc liegen, jenseits dieser Schwelle verlieren die Protonen über den GZK-Effekt (benannt nach den Entdeckern Greisen, Zatsepin, Kuzmin) zu viel Energie auf dem Weg zu Erde. Als GZK-Effekt bezeichnet man die Tatsache, dass Teilchen mit den Photonen der kosmischen Hintergrundstrahlung wechselwirken. Das führt zu einem Energieverlust der Teilchen. Die Schwellenenergie für diesen Prozess liegt für Protonen bei ca. $6 \cdot 10^{19}$ eV. Liegen die Quellen also in großer Entfernung, fallen die Teilchen mit hoher Wahrscheinlichkeit unter diese Schwelle. Die höchstenergetischsten Luftschauer (siehe Kapitel 2.3) könnten ebenfalls von Neutrinos oder Photonen ausgelöst werden, jedoch ist der Anteil dieser Teilchen an der kosmischen Strahlung sehr gering [5].

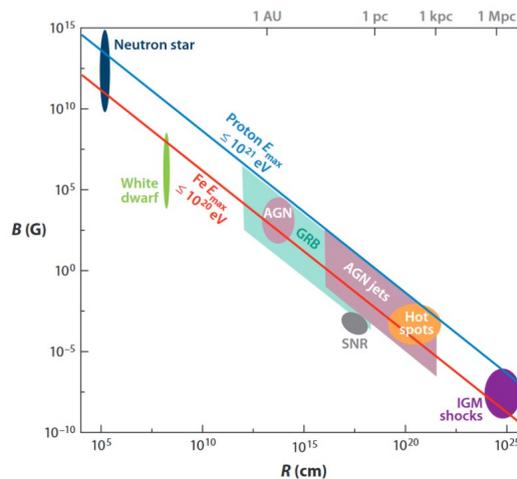


Abbildung 2.1.: Das Hillas-Diagramm: Gezeigt sind möglichen Quellen der kosmischen Strahlung. Außerdem, welche Quellen Protonen auf Energien von 10^{21} eV bzw. Eisenkerne auf 10^{20} eV beschleunigen können [6].

AGN: Aktive Galaktische Kerne, white Dwarf: Weißer Zwerg, GRB: Gammastrahlenausbruch, AGN Jets: Jet eines aktiven Galaxiekerns, SNR: Supernova Überreste, hot Spots: Regionen hoher Radiointensität, IGM shocks: Schockfronten im intergalaktischen Medium

In Abbildung 2.1 sind mögliche Beschleuniger der kosmischen Strahlung gezeigt, außerdem ist dargestellt, welche Beschleuniger für die Beschleunigung von Protonen auf 10^{21} eV bzw.

Eisenkernen auf Energien von 10^{20} eV infrage kommen. Aufgetragen ist die magnetische Feldstärke B gegen die Ausdehnung der Objekte R . Das Kriterium, dass ein Objekt als Quell-Kandidat gehandhabt wird, ist, dass der Lamour-Radius p

$$r_L = \frac{p}{|q|B}, \quad (2.1)$$

mit dem Impuls p , der Ladung q und der magnetischen Feldstärke B , eines geladenen Teilchens kleiner ist, als die Ausdehnung des Objektes R , welches das Teilchen beschleunigt:

$$r_L < R. \quad (2.2)$$

Es wird dabei ein homogenes Magnetfeld, welches senkrecht zur Bewegungsrichtung des Teilchens liegt, angenommen.

Die maximale Energie, zu der ein Teilchen beschleunigt werden kann, ergibt sich mit der magnetischen Steifigkeit $S = \frac{pc}{q} = \frac{E}{q} = B r_L$ zu dem in Gleichung 2.3 angegebenen Zusammenhang.

$$E_{\max} \simeq R q B. \quad (2.3)$$

Über Gleichung 2.3 kann, bei Kenntnis der magnetischen Feldstärke, abgeschätzt werden, ob ein astronomisches Objekt als Beschleuniger der kosmischen Strahlung zu bestimmten Energien, infrage kommt. Jedoch wird bei dieser Abschätzung nur die geometrische Ausdehnung beachtet. Die im Hillas-Diagramm (Abbildung 2.1) gezeigten Quellen müssen noch einigen Anforderungen mehr entsprechen. So wird zusätzlich zur maximal Energie die Geschwindigkeit der beschleunigenden Schockfronten β_S beachtet, in der hier gezeigten Abbildung wird $\beta_S = 1$ angenommen. Außerdem müssen zusätzlich die Energieverluste durch Synchrotronstrahlung innerhalb der Beschleunigungsregion, beachtet werden. Die Suche nach möglichen Quellen erfolgt durch eine Reihe von Kriterien, auf die hier nicht weiter eingegangen wird. Über diese wird versucht einzugrenzen, welche Objekte als Quell-Kandidaten infrage kommen. Das hier vorgestellte Kriterium ist also nicht alleine ausreichend, um eine finale Aussage darüber treffen zu können, ob ein Objekt eine UHECR Quelle sein könnte.

Die Beschleunigung in den Kandidaten wird durch zwei Prinzipien erklärt, der stochastischen und der direkten Beschleunigung. Als statistisches Beschleunigungsprinzip ist die Fermi-Beschleunigung zu nennen, bei der die Energie der Teilchen über große Zeitspannen kumuliert wird. Bei der Fermi-Beschleunigung wird angenommen, dass die Teilchen durch elastische Streuung an magnetischen Wolken oder durch diffuse Schock-Beschleunigung, bei der die Teilchen an einer Schockwelle, z.B. der einer Supernova Explosion, beschleunigt werden. Aus diesen Annahmen über die Beschleunigungsprinzipien ergibt sich das Potenzgesetz des Energiespektrums, welches Gegenstand des nächsten Abschnittes ist, auf natürliche Weise - was ein Indiz für seine Richtigkeit ist [1]. Bei der direkten Beschleunigung hingegen nimmt man an, dass die Beschleunigung der kosmischen Teilchen in enormen elektrischen Feldern astronomischer Objekte geschieht, jedoch lässt sich aus diesem Ansatz das Potenzgesetz des Energiespektrums nicht herleiten [4].

2.2. Zusammensetzung der kosmischen Strahlung

Das bekannte Energiespektrum der kosmischen Strahlung umfasst eine enorme Bandweite in der Energieverteilung von etwa zwölf Größenordnungen [1]. Die niederenergetischsten Teilchen, die man gemessen hat, tragen dabei Energien von einigen GeV, während die energiereichsten Teilchen mit einer Energie von etwa $3 \cdot 10^{12}$ GeV nachgewiesen worden konnten [5]. Dieser Energiebereich wird von einer Vielzahl von verschiedenen Experimenten untersucht, um ein Energiespektrum aller kosmischen Strahlen zu erstellen, wie es in Abbildung 2.2 zu sehen ist.

So wird ein Experiment auf der Internationalen Raumstation, AMS02 [7], durchgeführt, welches die Energie der kosmischen Strahlung ohne die störenden atmosphärischen Einflüsse, denen die Experimente auf der Erdoberfläche ausgesetzt sind, bestimmt. Mit AMS02 ist es möglich, die Energie von Protonen und Alphateilchen bis etwa 1 TeV/Teilchen und die Energie von Elektronen bis zu einigen hundert GeV/Teilchen zu bestimmen [1]. Teilchen höherer Energie können mittels Ballon-Flüge, am Rande der Atmosphäre, des CREAM Detektors [8] nachgewiesen werden, welches Protonen und Alphateilchen mit Energien von über 100 TeV/Teilchen gemessen hat [1]. Diese beiden Experimente messen die Energie der primären kosmischen Strahlung direkt, was eine gute Energieauflösung ermöglicht, jedoch im Falle von AMS durch die Auflösung des Spurdetektors und bei CREAM durch die zu geringe Größe begrenzt ist, da Teilchen hoher Energie sehr selten sind [1].

Die ab 100 TeV verbleibenden sechs Größenordnungen in der Energieverteilung werden mittels Oberflächendetektoren, die sich indirekter Detektionsverfahren bedienen, wie dem Pierre Auger Experiment, oder dem Telescope Array, vermessen. Die indirekten Detektionsverfahren beruhen darauf, die Produkte der Reaktionen der primären Teilchen mit der Atmosphäre nachzuweisen und auf die Eigenschaften dieser zurückzuschließen. Die Detektoren decken riesige Flächen ab, um einen nennenswerten Fluss hochenergetischer Teilchen zu vermessen. Auf diese beiden Experimente wird in den Abschnitten 3.1 und 3.2 noch genauer eingegangen.

Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung folgt in guter Näherung einem Potenzgesetz der Form

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma}, \quad (2.4)$$

mit dem Spektralindex $\gamma \simeq 3$.

In Abbildung 2.2 ist dies in der doppelt logarithmischen Skala gut als linearer Verlauf zu erkennen. Die mit den Pfeilen markierten Stellen weichen von diesem Verhalten ab. In Abb. 2.3 ist der hochenergetische Teil des Energiespektrums der kosmischen Strahlung skaliert gezeigt, dadurch sind die Strukturen besser zu erkennen. Auffällig dabei sind *Knie*, *zweites Knie* und *Knöchel*, bei denen der spektrale Index, bzw. der Fluss der Teilchen vom Verhalten, wie es in Gleichung 2.4 beschrieben ist, abweicht. Am Ende knickt das Spektrum dann recht steil ab.

Unterhalb einer Energie von 10^{15} eV ist die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung hauptsächlich durch leichte Teilchen dominiert. Das Auftreten des Knies bei etwa 10^{15} eV erklärt man sich dadurch, dass die leichten Elemente die Milchstraße zu verlassen beginnen, da das Magnetfeld der Galaxie nicht mehr ausreicht, um Teilchen höherer Energie zu halten. Es könnte zusätzlich sein, dass ab 10^{15} eV das Energiemaximum erreicht ist, auf das die leichten Elemente durch die galaktischen Beschleuniger beschleunigt werden können [2, 3]. Zwischen 10^{15} eV und 10^{17} eV ändert sich die Elementzusammensetzung: Es werden mehr schwere Kerne registriert als darunter. Man vermutet daher, dass das Auftreten des zweiten Knies bei 10^{17} eV mit dieser Tatsache zusammenhängt. Die schwereren Kerne können innerhalb der Milchstraße auf höhere Energien beschleunigt werden. Die Änderung bei 10^{17} eV erklärt man sich durch ein steiles Abflachen der Eisenkomponente [9].

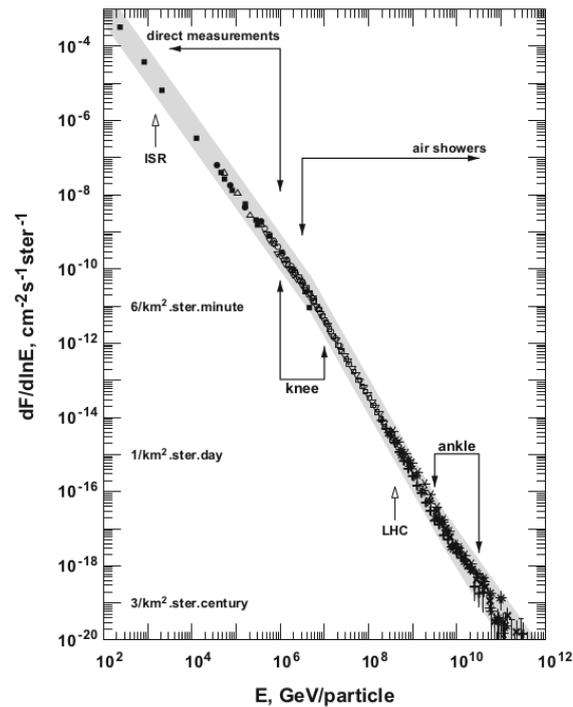


Abbildung 2.2.: Das komplette Energiespektrum der kosmischen Strahlung [2]

Das komplette Energiespektrum der kosmischen Strahlung, in einer doppelt logarithmischen Darstellung. In dieser Darstellung ist gut zu sehen, dass das Energiespektrum der kosmischen Strahlung in guter Näherung einem Potenzgesetz folgt. Mit den Pfeilen gekennzeichnet sind zum einen die Bereiche der beiden Messmethoden, zum anderen die Lage der Strukturen Knie und Knöchel, welche in Abbildung 2.3 deutlich besser zu erkennen sind. Am linken Rand sind außerdem die zu erwartenden integralen Teilchenflüsse bestimmter Energien angedeutet. Zusätzlich sind die Energie, die die beiden Beschleuniger ISR und LHC erreichen können in das Diagramm eingetragen. Man sieht, dass die kosmischen Beschleuniger weitaus höhere Energien erreichen können als die irdischen Beschleuniger.

Der Knöchel bei $10^{18.5}$ eV wird als Übergang zwischen galaktischem und extragalaktischem Ursprung der kosmischen Strahlung interpretiert. Ab dieser Energie gibt es keine Beschleuniger mehr innerhalb der Galaxie, die Teilchen auf höhere Energie beschleunigen könnten. Der Großteil der kosmischen Strahlung ist also galaktischen Ursprungs, lediglich die Teilchen allerhöchster Energie werden aus extragalaktischen Regionen erwartet. Eine Erklärung für das Ende des Energiespektrums ist durch den *GZK Cut-off* gegeben, welcher bei der Schwellenergie für den GZK-Effekt bei der jeweiligen Teilchensorte liegt. Eine weitere mögliche Erklärung für das Abfallen des Spektrums bei dieser hohen Energie wäre, dass es keine Beschleuniger gibt, die Teilchen auf höhere Energie beschleunigen können [5].

Die elementare Zusammensetzung der kosmischen Strahlung entspricht in großen Teilen der des Sonnensystems, eine grafische Darstellung ist in 2.4 gegeben. Die Abweichungen in den Bereichen von Helium und Kohlenstoff, sowie die im Bereich zwischen Calcium und Eisen rührt von Spallationsprozessen der primären kosmischen Strahlung durch das ISM. So geht man davon aus, dass die relative Häufigkeit von Lithium, Beryllium und Bor durch Spallation von Kohlenstoff und Sauerstoff entsteht. Die erhöhte Elementhäufigkeit im Bereich der Elemente Ca-Cr kann durch Spallation von Eisen durch das ISM verstanden werden [5].

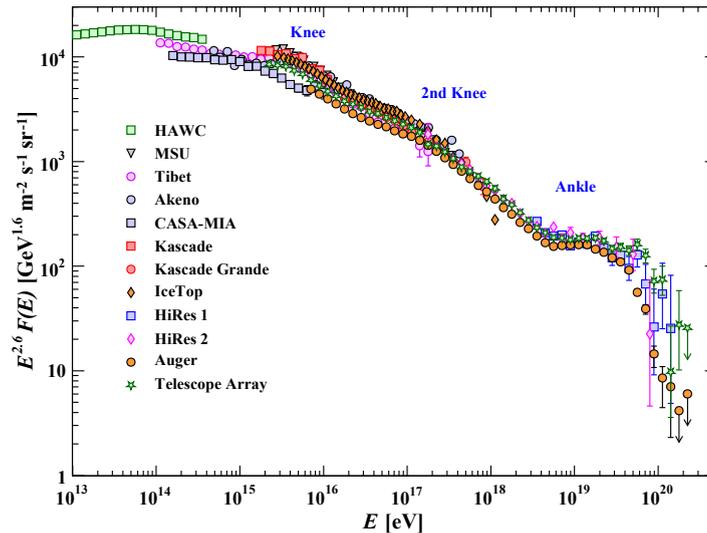


Abbildung 2.3.: Der hochenergetische Teil des Energiespektrums der kosmischen Strahlung, aufgenommen mittels Luftschauerexperimenten [3].

Zu sehen ist der Teil des Energiespektrums, der mit Luftschauerexperimenten aufgenommen worden ist, es erstreckt sich von etwa 10^{13} eV bis 10^{20} eV, der Fluss $F(E)$ der Teilchen ist außerdem mit einem Faktor $E^{2.6}$ skaliert um die Strukturen des Spektrums klarer aufzulösen. Die Symbole in der Legende geben an, mit welchem Experiment die Daten bestimmt worden sind. Weiter sind die Strukturen Knie, zweites Knie und Knöchel markiert, bei denen sich der Spektraleindex γ verändert.

2.3. Luftschauer

Trifft ein primäres Teilchen auf den Rand der Atmosphäre, interagiert es mit den Molekülen der Luft und ein ausgedehnter Luftschauer wird in ca. 15-35 km Höhe losgelöst [10].

Diese Luftschauer setzen sich aus vier Komponenten zusammen, der *elektromagnetischen*, der *hadronischen*, der *myonischen* sowie der *neutrino*-Komponente. In dieser Arbeit wird jedoch nur die elektromagnetische Komponente näher betrachtet, da diese den Großteil eines von UHECRs ausgelösten Schauers ausmacht und eine gute Vorstellung davon vermittelt, was bei einem Luftschauer passiert. Für primäre Protonen mit $E_0 = 10^{20}$ eV erwartet man beispielsweise, dass mehr als 90% der Energie, die durch den Schauer in der Atmosphäre deponiert wird, in der elektromagnetischen Schauerkomponente steckt [10].

In Abbildung 2.5 ist eine schematische Darstellung der Schauerentwicklung gezeigt. Teil a) illustriert die Entwicklung der elektromagnetischen Komponente, Teil b) die der hadronischen.

Die hadronische Komponente steht am Anfang eines Luftschauers, sie entsteht über die starke Wechselwirkung des primären Teilchens mit einem Teilchen der Luft. Hadronisierungsprozesse lösen dabei einen Schwall von vorwiegend Pionen aus. Es entstehen dabei zu etwa gleichen Teilen π^0 , π^+ und π^- . Die neutralen Pionen zerfallen instantan in zwei Photonen, welche den Beginn der elektromagnetischen Komponente des Schauers markieren, die geladenen Pionen interagieren weiter mit den Teilchen der Luft. Das führt zur Erzeugung weiterer π^0 und damit zu einer Verstärkung der elektromagnetischen Komponente.

Die myonische- und die Neutrino-Komponente des Schauers entsteht durch den Zerfall der geladenen Pionen in Myonen und Neutrinos [4].

Die Entwicklung eines Schauers wird von der durchquerten Materie bestimmt, beschrieben wird diese über die *atmosphärische Tiefe* X , definiert als

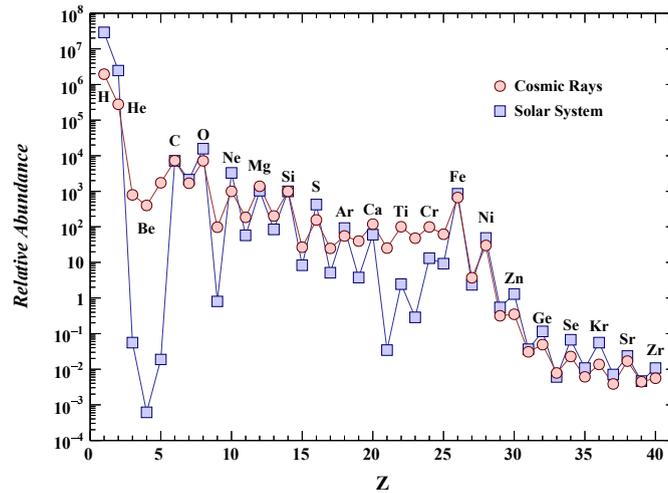


Abbildung 2.4.: Die Elementhäufigkeit der kosmischen Strahlung im Vergleich mit der Elementhäufigkeit im Sonnensystem [3].

Das Elementspektrum der kosmischen Strahlung entspricht in großen Teilen dem des Sonnensystems. Abweichungen sind im Bereich zwischen He und C und zwischen Ca und Fe zu erkennen.

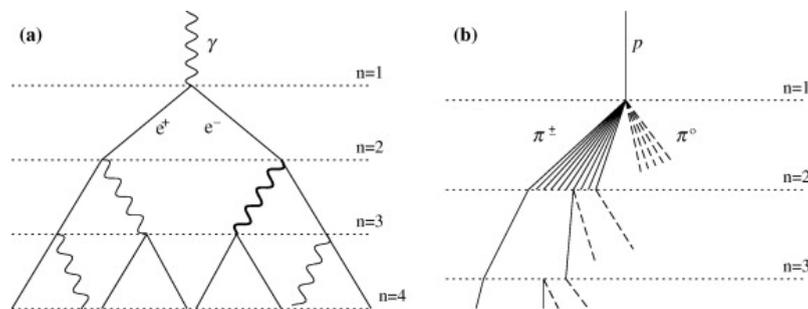


Abbildung 2.5.: Schematische Darstellung der Luftschauerentwicklung. Gezeigt ist die Entwicklung der elektromagnetischen (a) und der hadronischen Komponente (b) [11].

In Teil a ist die Entwicklung der elektromagnetischen Komponente eines Luftschauers im Heitler-Modell gezeigt. Bremsstrahlungsprozesse des Elektrons an den Atomen der Luft führen zu e^\pm Paarbildung, eine Kaskade entwickelt sich. In Teil b ist die hadronische Komponente des Schauers gezeigt, die geladene (durchgezogene Linien) sowie die neutrale (gestrichelte Linie) Komponente. In der zweiten Generation ist angedeutet, dass ein geladenes Pion sowohl einen hadronischen als auch einen elektromagnetischen Teil iniziert.

$$X_v = \int_h^\infty \rho(h') dh', \quad (2.5)$$

$$X = \frac{X_v}{\cos(\theta)} \quad (2.6)$$

wobei $\rho(h)$ die Dichte der Atmosphäre, in Abhängigkeit der Höhe h - gemessen von der Oberkante der Atmosphäre ist und θ der Winkel der Schauerachse relativ zur Vertikalen. Die atmosphärische Tiefe gibt an, wie viel Materie das Teilchen durchflogen hat, wenn es eine gewisse Höhe erreicht hat. Dadurch trägt sie die Einheit Masse pro Fläche, üblicherweise in $\frac{g}{cm^2}$ angegeben. Gleichung 2.6 ist als Näherung für Einfallswinkel $\theta \lesssim 65^\circ$ gültig, bei größeren Winkeln muss die Krümmung der Erdoberfläche beachtet werden [1].

Eine einfache Vorstellung davon, wie sich die elektromagnetischen Komponente eines

Luftschauers entwickelt, vermittelt das Heitler-Modell. Im Heitler-Modell geht man von einem Teilchen aus, welches am Anfang eines Schauers steht. Das kann ein Elektron, ein Positron oder ein Photon sein. Beispielsweise ein Photon, das durch den Zerfall eines π^0 entstanden ist. Dieses Teilchen trägt die Energie E_0 und erzeugt, nachdem es eine Tiefe λ_e erreicht hat, über die Prozesse Bremsstrahlung und Paarbildung eine neue Teilchen-Generation. Die Größe λ_e wird Spaltungslänge genannt und ist durch $\lambda_e = X_0 \log(2)$ gegeben. Die Größe $X_0 \simeq 37 \text{ g/cm}^2$ entspricht dabei der elektromagnetischen Strahlungslänge in Luft. Die Energie des auslösenden Teilchens wird dabei gleichmäßig auf die neu erzeugten Teilchen aufgeteilt $E_1 = E_2 = \frac{E_0}{2}$. Dieser Prozess setzt sich so lange fort, bis eine kritische Energie E_{krit} erreicht ist. Bei dieser kritischen Energie, in Luft ist $E_{\text{krit}} \simeq 85 \text{ MeV}$, entspricht der Energieverlust durch Ionisation dem durch Bremsstrahlung und Paarbildung.

Es gilt also, dass die n -te Generation $N = 2^n$ Teilchen enthält. In einer Schauertiefe von $X = n \cdot \lambda_e$ folgt die Anzahl an Teilchen zu $N(X) = 2^{\frac{X}{\lambda_e}}$. Daraus ergibt sich dann die Energie jeder Generation zu

$$E(X) = \frac{E_0}{N(X)} = E_0 \cdot 2^{-\frac{X}{\lambda_e}}. \quad (2.7)$$

Das Maximum des elektromagnetischen Schauers wird bei E_{krit} erreicht, woraus folgt, dass die Anzahl der Teilchen am Schauermaximum gegeben ist durch

$$N_{\text{max}} = \frac{E_0}{E_{\text{krit}}}, \quad (2.8)$$

während die Energie des Primärteilchens durch

$$E_0 = N_{\text{max}} \cdot E_{\text{krit}} = 2^{\frac{X_{\text{max}}(E_0)}{\lambda_e}} E_{\text{krit}} \quad (2.9)$$

$$(2.10)$$

bestimmt ist. Daraus folgt dann

$$X_{\text{max}}(E_0) = \lambda_e \cdot \frac{\log\left(\frac{E_0}{E_{\text{krit}}}\right)}{\log(2)} \propto \lambda_e \cdot \log\left(\frac{E_0}{E_{\text{krit}}}\right) \quad (2.11)$$

die atmosphärische Tiefe des Schauermaximums in Abhängigkeit der Primärenergie. Die Rechnung folgt der in [10]. Detaillierte Untersuchungen kerninduzierter Luftschauer bestätigen, dass das Heitler-Modell die wichtigsten Abhängigkeiten bereits gut beschreibt [10], zu beachten ist jedoch, dass Energieverlust durch Ionisation nicht berücksichtigt wird, wodurch die Anzahl an Elektronen, mit ausreichend Energie zur Erzeugung einer neuen Generation, im Modell höher ist, als in der Realität. Außerdem ist es durchaus möglich, dass pro Schritt $(n + 1)$ mehr als ein Photon entsteht, wodurch die Photonenzahl im Heitler-Modell geringer als tatsächlich ist [4].

Die Energie des Primärteilchens ist also proportional zur Anzahl der Teilchen am Schauermaximum. Außerdem ergibt sich ein logarithmischer Zusammenhang zwischen der atmosphärischen Tiefe X in der das Maximum liegt und der Energie E_0 des Primärteilchens. Zusätzlich ist über die Lage des Schauermaximums eine Bestimmung der Masse des Primärteilchens über den Zusammenhang

$$X_{\text{max}} \propto \lambda_e \ln\left(\frac{E_0}{AE_{\text{krit}}}\right) \quad (2.12)$$

möglich [1], welcher aus einer vertiefenden Betrachtung von Kern induzierten Luftschauern folgt.

Die laterale Ausdehnung des Luftschauers kann mehreren Kilometern entsprechen, 90% der Teilchen befinden sich aber innerhalb eines Abstandes von ca. 100 m von der Schauerachse. Die laterale Ausdehnung wird dazu genutzt, den Winkel der Schauerachse relativ zur Erdoberfläche zu bestimmen. Ist diese nämlich nicht senkrecht zur Erdoberfläche, so ist die Schauerebene geneigt und es kommt zu einer Wegdifferenz der Teilchen der einen, relativ zur anderen Seite. Aufgrund dieser Wegdifferenz kommt es zu einer Zeitdifferenz der Schauersignale, aus welcher sich auf den Winkel der Schauerachse schließen lässt [4]. Weiter spielt die laterale Schauerausdehnung bei der Bestimmung der Energie eines kosmischen Schauers eine zentrale Rolle. Aus der lateralen Ausdehnung lässt sich die Teilchendichte relativ zum Schauerkern bestimmen, aus welcher auf die Energie des Primärteilchens geschlossen werden kann [12].

3. Existierende Observatorien und GCOS

Dieses Kapitel ist einigen Detektionsverfahren der kosmischen Strahlung gewidmet. Es wird auf Oberflächendetektoren (in Abschnitt 3.1) und Fluoreszenzdetektoren (in Abschnitt 3.2) eingegangen. Es werden die Techniken, die im Telescope Array in Utah verwendet werden sowie die Techniken, welche im Pierre Auger Observatorium eingesetzt werden behandelt. In Abschnitt 3.3 wird dann ein Konzept für den Fluoreszenzdetektor des *global cosmic-ray Observatorys* (GCOS) vorgestellt.

Oberflächendetektoren (SD) bestehen aus einem Feld von Teilchendetektoren, die sich in regelmäßiger Anordnung über große Flächen erstrecken. Der Abstand der einzelnen Stationen hängt dabei vom Energiebereich ab, der betrachtet werden soll. Aus der zeitlichen Differenz der Signale, die von den verschiedenen SD Stationen übermittelt werden, kann die Richtung bestimmt werden, aus der ein Schauer gekommen ist. Die Genauigkeit der Zeitauflösung bestimmt dabei die Winkelauflösung [1]. Der SD wird außerdem dazu verwendet, die Dichte der geladenen Teilchen eines Schauers zu bestimmen, woraus auf E_0 und Massenzahl des Primärteilchens geschlossen werden kann. Der größte Vorteil dieser Technik ist, dass der SD permanent misst - unabhängig von den atmosphärischen Bedingungen oder der Tageszeit. Ein Nachteil an dieser Technik ist, dass die Interpretation der Messergebnisse von der Genauigkeit der Modellierung der hadronischen Wechselwirkung im Luftschauder abhängt. Fluoreszenzdetektoren sind eigens zur Vermessung von Fluoreszenzlicht konstruierte Teleskopsysteme. Sie dienen der Beobachtung der longitudinalen Schauerentwicklung. Aus dem Integral des longitudinalen Profils kann die Energie bestimmt werden. Die Masse des Primärteilchens folgt aus der Lage des Maximums. Der größte Vorteil der Fluoreszenzlichtdetektoren ist, dass sie eine genaue Messung des longitudinalen Profils eines Luftschauers und damit eine gute Energie- und Massenbestimmung erlauben. Der größte Nachteil der Technik ist, dass der Zeitrahmen, in dem mit den FD gemessen werden kann, mit ca. 15% der gesamten Messzeit eher gering ist [1]. Die Konstruktionsmöglichkeiten sind dabei sehr vielfältig und müssen an die jeweilige Anforderung angepasst werden.

Beide Detektionstechniken werden im Pierre Auger Observatorium und im Telescope Array zum Hybridbetrieb kombiniert, eine Verdeutlichung des Prinzips ist in Abb. 3.1 gezeigt. So kann die hohe Statistik der SD mit der Genauigkeit der FD kombiniert werden, um optimale Messergebnisse zu erzielen. Durch die Beobachtung eines Schauers im Hybridbetrieb können die Ergebnisse des SD mit der genauen Messung des FD kalibriert werden.

Das Pierre Auger Observatorium liegt in der Pampa Amarilla in Argentinien. Dort sind 1600 Wasser-Cherenkov Oberflächestationen und 27 Fluoreszenzteleskope im Einsatz. Die Stationen des Oberflächendetektors sind in einem hexagonalen Gitter mit 1.5 km Seitenlänge angeordnet. Das Observatorium nimmt dabei eine Fläche von ca. 3000 km² ein [14]. Diese Fläche ist auch notwendig, um die so seltenen UHECR-Ereignisse detektieren zu können. Einen Überblick über das gesamte Pierre Auger Observatorium liefert Abbildung 3.2.

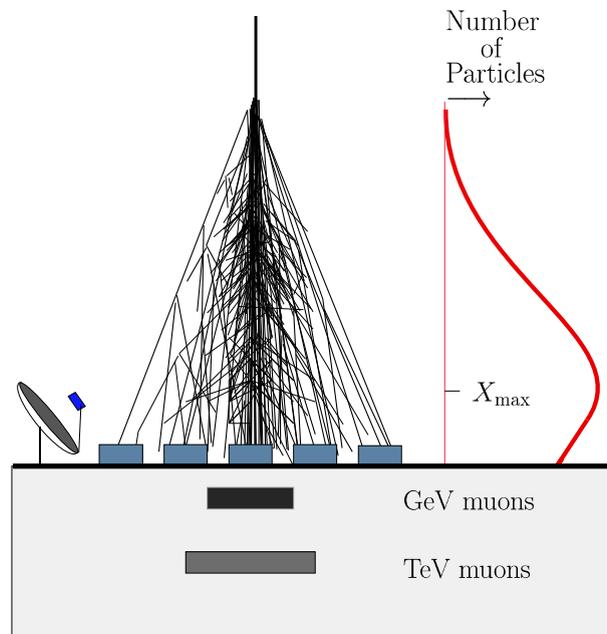


Abbildung 3.1.: Verdeutlichung des Prinzips der Hybridmessung [13]

Ein Luftschauer wird sowohl mittels eines FD als auch mittels des SD beobachtet.

Das Telescope Array in Utah (USA) ist auf eine ca. 800 km^2 große Fläche in der Wüste begrenzt. Auf dieser Fläche stehen mehr als 500 Szintillationsdetektoren. Diese sind in einem quadratischen Gitter mit 1.2 km Seitenlänge angeordnet. Dieses Feld wird von drei Teleskopstationen überblickt, jede dieser Stationen enthält 12-14 Teleskope [15]. Ein Lageplan des TA findet sich in Abbildung 3.3.

3.1. Oberflächendetektoren

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, einen Oberflächendetektor zu konzipieren. Die Optionen, die von den größten Oberflächenexperimenten, dem Telescope Array in Utah bzw. dem Pierre Auger Observatorium in Argentinien genutzt werden, sind die Detektion über Szintillations- bzw. über Wasser-Cherenkov Detektoren. Diese beiden Typen werden in diesem Abschnitt kurz erläutert.

Die Wasser-Cherenkov Detektoren basieren auf dem Cherenkov-Effekt, daher wird dieser kurz eingeführt, bevor der Oberflächendetektor selbst besprochen wird.

Durchquert ein geladenes Teilchen, das bspw. aus einem Luftschauer stammt, ein Medium mit einer Geschwindigkeit $v = \beta c$ höher, als die Lichtgeschwindigkeit $c_n = \frac{c}{n}$ im Medium, so wird Cherenkov-Licht emittiert. Hierbei entspricht n dem Brechungsindex des betrachteten Mediums. Aus der Bedingung $v \geq c_n$ folgt die Schwellenergie der Teilchen für das Emittieren von Cherenkov-Licht,

$$E_{\text{schwelle}} = m \sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}, \quad (3.1)$$

mit der Masse m des Teilchens. Für Elektronen in Wasser liegt diese Schwelle bei ca. 1 MeV .

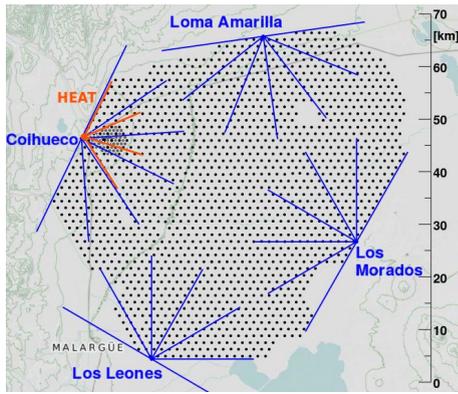


Abbildung 3.2.: Überblick über das Pierre Auger Observatorium [14]

Die schwarzen Punkte entsprechen der Position eines Oberflächendetektors. Die blauen, fächerartigen Strukturen markieren die Position eines Fluoreszenzdetektors, so wie dessen Sichtweite.

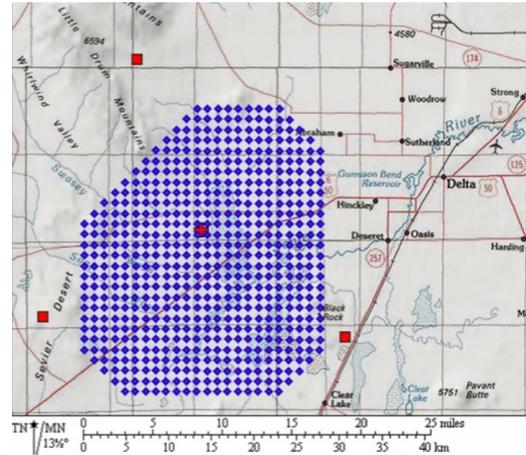


Abbildung 3.3.: Überblick über das Telescope Array [15]

Die blauen Punkte entsprechen der Position eines Oberflächendetektors. Die roten Quadrate markieren die Position einer FD Station

Das emittierte Cherenkov-Licht breitet sich in einem Kegel aus, die Mittelachse des Kegels liegt auf der Teilchenbahn. Der Öffnungswinkel des Kegels ist

$$\cos(\theta) = \frac{1}{\beta n} \quad (3.2)$$

und ist damit proportional zur Geschwindigkeit des Teilchens und zum Brechungsindex n des Mediums, in dem sich das Teilchen bewegt [2, 5].

Eine Station des Oberflächendetektors des Pierre Auger Observatoriums besteht aus einem zylinderförmigen Tank mit einem Durchmesser von 3.6 m und einer Höhe von 1.2 m. Ein Tank ist mit 12000l gereinigtem Wasser gefüllt. Im Inneren des Tanks sind drei große Photomultiplier angebracht. Um möglichst viel Cherenkov-Licht vermessen zu können, ist das Innere der Tanks mit einer reflektierenden Schicht ausgestattet, so wird das Licht mehrfach reflektiert, bis es auf den Photomultiplier trifft, wo es registriert, und in ein elektrisches Signal umgewandelt wird. Zudem verfügt jede Station über eine eigene Solarstromversorgung und Funktechnologie, um die Messergebnisse an eine zentrale Auswertungsstation zu senden. In Abbildung 3.4 ist eine schematische Darstellung einer Station des Oberflächendetektors gezeigt

Im Telescope Array werden statt Wasser-Cherenkov Detektoren Szintillationsdetektoren verwendet. Jede Station hat dabei eine Fläche von ca. 3 m^2 und besteht aus zwei Szintillationsschichten. In diesen Szintillationsschichten wird bei Teilchendurchflug Licht generiert, welches von Photomultipliern aufgenommen wird [17].

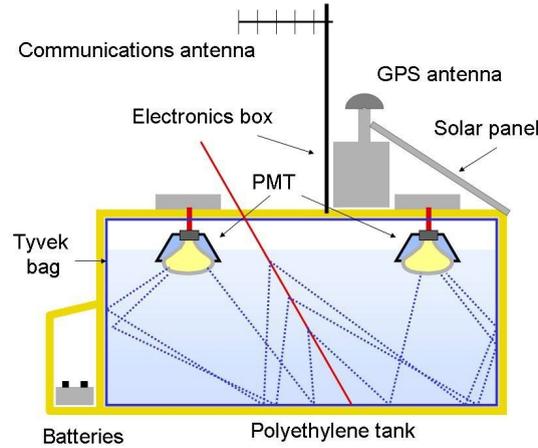


Abbildung 3.4.: Schematische Darstellung einer Station des Oberflächendetektors von Auger [16]

Der Hauptteil der Detektorstation bildet der Plastik-Tank, in welchem sich das Wasser befindet. Das Innere des Tankes ist mit einer reflektierenden Schicht ausgestattet. Zu sehen im Inneren des Tankes sind weiter zwei der drei Photomultiplier. Am linken Rand ist eine Batterie angebracht, welche über ein Solarpanel auf dem Dach des Tankes geladen wird. Desweiteren befindet sich die Elektronik sowie eine Antenne zur Datenübertragung auf dem Dach des Tankes. In rot ist der Weg eines Teilchens eingezeichnet, dass von der Station registriert wird. In blau gepunktet gezeigt, ist ein möglicher Weg des von diesem abgestrahlten Cherenkov-Lichtes.

3.2. Fluoreszenzteleskope

Wie im vorherigen Abschnitt wird zunächst der physikalische Effekt erläutert, auf dem die Detektionstechnik basiert. Anschließend folgt eine Darstellung des optischen Aufbaus eines Fluoreszenzteleskops des Pierre Auger Observatoriums. Schließlich wird kurz der Fluoreszenzdetektor von TA vorgestellt. Ein Fluoreszenzteleskop Augers wird in Kapitel 6 dazu verwendet, um die Simulationen zu verifizieren, daher wird dieser genauer betrachtet. Fluoreszenzlicht entsteht, wenn die Moleküle der Luft, vorwiegend Stickstoffmoleküle, von den im Luftschauer entstehenden Elektronen und Positronen angeregt werden. Nach einer kurzen Zeit (10 ns bis 50 ns) regen sich die Moleküle wieder ab und emittieren Fluoreszenzlicht. Die Intensität der Fluoreszenzstrahlung ist demnach proportional zum Energieverlust der geladenen Schauer-Teilchen in der Atmosphäre. Wie viele Photonen emittiert werden, hängt von den atmosphärischen Bedingungen, genauer, der Dichte, dem Temperaturprofil und der Luftfeuchtigkeit ab. Man erhält bei einem kosmischen Schauer für jedes geladene Teilchen im Durchschnitt vier Fluoreszenz-Photonen pro Meter, die meisten davon mit Wellenlängen im UV-Bereich zwischen 300 nm und 400 nm. Eine Messung des Spektrums ist in Abbildung 3.5 gezeigt.

Das Fluoreszenzlicht kann also dazu verwendet werden, die longitudinale Entwicklung des Schauers zu beobachten [18]. Eine beispielhafte Messung ist in Abbildung 3.6 gezeigt.

Gleichung 3.3 ist die Gaisser-Hillas Funktion, welche die Anzahl der geladenen Teilchen in Abhängigkeit der atmosphärischen Tiefe beschreibt. Dabei ist X_{\max} die atmosphärische Tiefe am Schauermaximum und N_{\max} die Anzahl der Teilchen. Nutzt man die Funktion, um diese an eine Luftschauermessung anzupassen, so sind X_1 und Λ Parameter der Anpassung [1].

$$N(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_1}{X_{\max} - X_1} \right)^{\frac{X_{\max} - X_1}{\Lambda}} \exp \left(-\frac{X - X_{\max}}{\Lambda} \right) \quad (3.3)$$

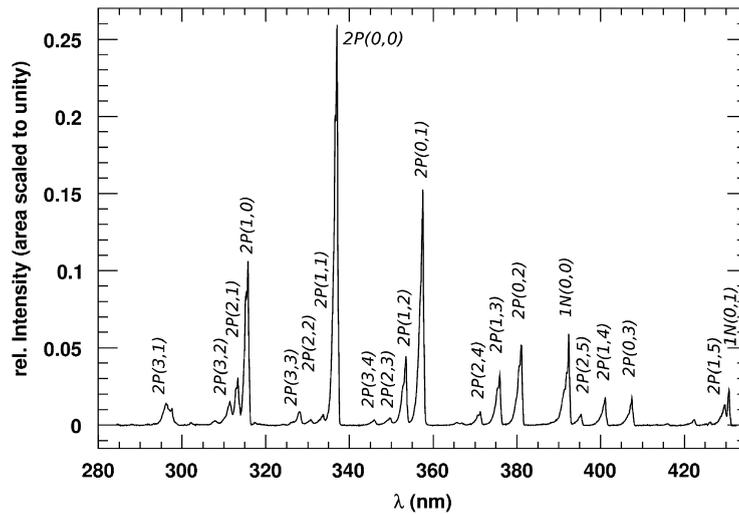


Abbildung 3.5.: Das Spektrum des von Stickstoff emittierten Fluoreszenzlicht, die Fluoreszenz wurde durch 3 MeV Elektronen ausgelöst und bei 800 hPa und 293 K gemessen. [19]

Aufgetragen ist die relative Intensität gegen die Wellenlänge. Die Intensitäten wurden so normiert, dass das Integral des gesamten Spektrums eins ist. An die Spitzen annotiert ist der Übergang, der der jeweiligen Wellenlänge entspricht. Der häufigste, mit ca. 1/4 der gesamt Intensität, ist dabei der 2P(0,0) Übergang.

In Abbildung 3.8 ist eine FD Station des Pierre Auger Observatoriums gezeigt, diese besteht aus sechs Teleskopen, welche 10° gegen den Erdboden geneigt sind. Eine Station deckt 180° im Azimut- und etwa 30° im Höhenwinkel ab.

Ein Teleskop besteht im Wesentlichen aus einem sphärischen Spiegel, einer ebenso sphärischen, zum Spiegel konzentrischen Kamera sowie einer Aperturöffnung in der eine Korrekturlinse und ein UV-Licht Filter sitzt, eine schematische Skizze ist in Abbildung 3.9 gezeigt. In Abbildung 3.7 ist die geometrische Ausdehnung eines Teleskops in der Seitenansicht gezeigt, außerdem ist der Strahlengang zweier abaxialer Strahlen eingezeichnet, einer der Strahlen ist parallel zur optischen Achse, der andere fällt mit einem Winkel von 20° auf den Spiegel.

Dieser Spiegel ist ca. 12 m^2 groß und besteht aus einzelnen Spiegelsegmenten, denn der Bau und Transport eines Spiegels dieser Größe ist technisch nicht umsetzbar. Die Spiegel sind entweder aus 36 rechteckigen oder 60 hexagonalen Segmenten zusammengesetzt. Jedes dieser Segmente hat einen Radius von 3.4 m. Die optischen Parameter sind so gewählt, dass der Abbildungspunkt auf der Kamera 0.5° einnimmt.

Die Kamera eines Teleskops besteht aus 440 hexagonalen Pixeln mit einer Seite-zu-Seite Länge von 45.6 mm, die in einem Gitter mit 22 Reihen und 20 Zeilen angeordnet sind. Ein Pixel hat dabei eine Ausdehnung von $\Delta\theta = 1.5^\circ$ im Azimut und $\Delta\phi = 1.3^\circ$ im Zenit, woraus ein Blickfeld von 30° im Azimut und 28.6° im Zenit resultiert. Den Pixeln zugrunde liegen Photomultiplier welche das Lichtsignal elektrisch auslesbar machen [21].

Eine geschickte Lösung, die Apertur zu vergrößern und gleichzeitig die Qualität der Abbildung konstant zu halten, wurde in der Installation des Korrektoringes (KR) gefunden. Dieser erhöht die Apertur von $A_{\text{oKR}} \simeq 2.3\text{ m}^2$ auf $A_{\text{KR}} \simeq 3.8\text{ m}^2$ und damit die Lichtausbeute, ohne, dass die Punktgröße nennenswert anwächst. Der Korrektoring ist daher nötig, da die Abbildungseigenschaften eines sphärischen Spiegels von der Apertur abhängig sind. Für große Aperturen verschlechtert sich die Qualität der Abbildung - dieser Effekt wird sphärische Aberration oder Öffnungsfehler genannt. In Abschnitt 4.1 wird auf diesen noch detailliert eingegangen.

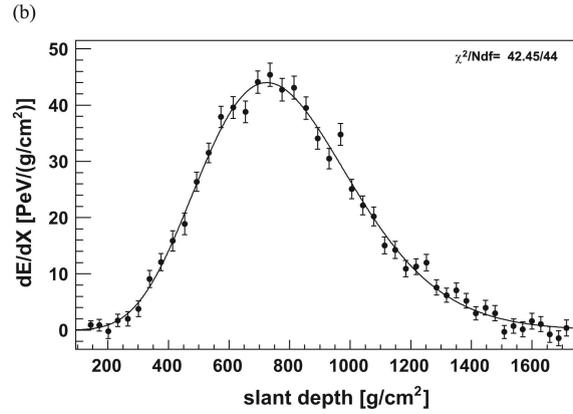


Abbildung 3.6.: Beispiel einer Messung der Schauerentwicklung eines UHECR-Schauers, gemessen über das emittierte Fluoreszenzlicht [20].

Auftragen ist der Energieeintrag der geladenen Teilchen $\frac{dE}{dX}$ in Abhängigkeit der atmosphärischen Tiefe X . Zu sehen ist ein Beispiel für eine Schauermessung, das Maximum des Schauers liegt in einer atmosphärischen Tiefe von $X_{max} \simeq 750 \frac{g}{cm^2}$. Angepasst an die Messdaten ist die Gaisser-Hillas Funktion, aus dem Integral dieser lässt sich die Energie des Primärteilchens berechnen.

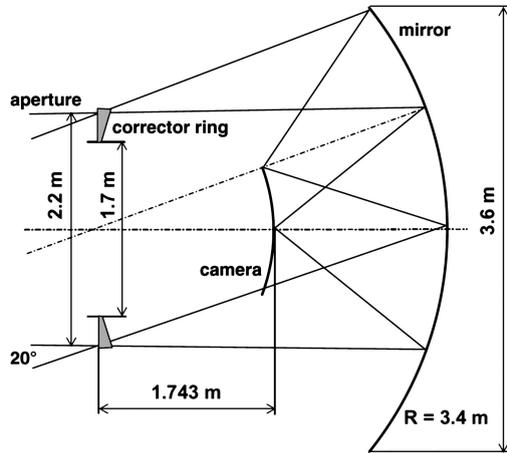


Abbildung 3.7.: Die geometrische Ausdehnung eines FD [21]

In den Abbildungen 3.10 und 3.11 sind die optischen Parameter, sowie die Konstruktion des Korrektorrings zu sehen. Bei der Konstruktion handelt es sich um eine sphärische Näherung, in der Realität hat die Linse ein asphärisches Profil [22], auf das hier jedoch nicht näher eingegangen wird, da in der Simulation in Kapitel 6 die sphärische Näherung verwendet wird.

Im Telescope Array werden ähnliche Teleskope im FD eingesetzt, sie bestehen ebenfalls aus einem sphärischen Spiegel und einer mit Photomultipliern bestückten Kamera. Jedoch besteht die Kamera der insgesamt 38 Fluoreszenzteleskope nur aus $16 \times 16 = 256$ Pixeln, welche je eine Winkelauflösung von einem Grad haben. Die Teleskope untersuchen jeweils einen Bereich von 16° des gesamten Blickfelds, das zwischen 3° und 31° liegt [17]. Aufgrund dessen, dass das Blickfeld eines Teleskops derart beschränkt wurde, ist keine Aperturblende nötig - diese ist durch die Ausdehnung des Spiegels selbst gegeben. In Abbildung 3.12 ist eine Aufnahme einer Detektorstation des Telescope Arrays gezeigt.

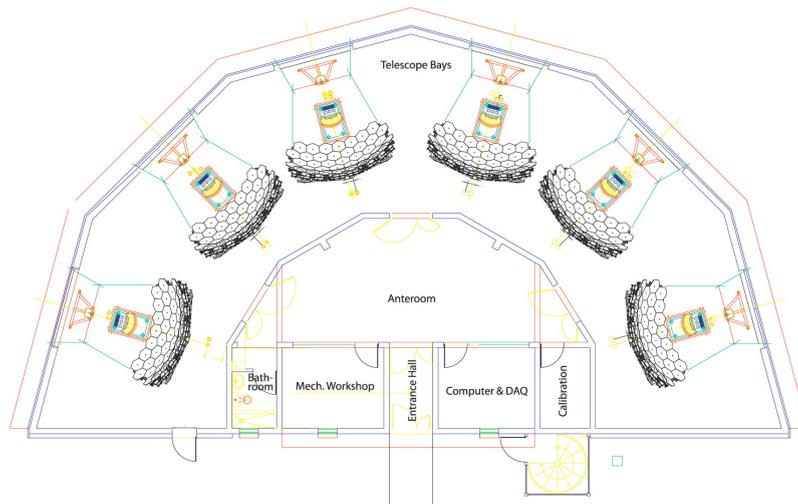


Abbildung 3.8.: Eine FD Station [21]

Ein Fluoreszenzdetektor besteht aus mehreren Fluoreszenzteleskopen, insgesamt deckt eine Station 180° im Azimuth ab.

3.3. GCOS

Das **Global Cosmic-Ray Observatory (GCOS)** ist ein sich in der Planungsphase befindliches Observatorium. Dieses soll auf globaler Ebene betrieben werden und den Erkenntnisgewinn in der Astroteilchenphysik nach dem Jahr 2030 in neue Dimensionen erheben [24]. Die Hauptaufgabe von GCOS wird es sein, die Quellen der UHECRs zu identifizieren und zu studieren [17]. Es werden aktuell eine Vielzahl von Vorschlägen zur technischen Realisierung des Vorhabens diskutiert. GCOS soll eine riesige Detektionsfläche bekommen, um eine Belichtung, in einer Zeitspanne von 10 Jahren, von $2 \cdot 10^5 \text{ km}^2/\text{yr}$ zu erreichen. Es wird dazu eine ca. $40\,000 \text{ km}^2$ große Fläche benötigt, in 3.13 ist dies in Relation zu bestehenden Observatorien gesetzt. Diese Fläche könnte bspw. mit Wasser-Cherenkov Detektoren bestückt und mit Fluoreszenzdetektoren überblickt werden [17].

In dieser Arbeit soll es vor allem um die Möglichkeiten für den Fluoreszenzdetektor von GCOS gehen. Das betrachtete Konzept ist ein Gegenentwurf zum *Fluorescence detector Array of Single-pixel Telescopes* (FAST) [25].

Das *Fluorescence detector Array of Single-pixel Telescopes* soll aus vielen einzelnen Teleskopen bestehen, jedes dieser Teleskope hat ein Blickfeld von $30^\circ \times 30^\circ$ und eine effektive Apertur (siehe dazu Abschnitt 4.2) von 1 m^2 . Die Kamera eines FAST Teleskops besteht aus vier Pixeln, die jeweils ein Blickfeld von 15° haben. Aufgrund dessen, dass die Pixel so groß sind, haben die Teleskope eine geringe Winkelauflösung. Um einen Luftschauder dennoch mit hinreichender Genauigkeit beobachten zu können, ist es daher notwendig, viele dieser Teleskope in relativ geringen Abständen zu platzieren. In welchem Abstand die Teleskope genau platziert werden, hängt davon ab, was beobachtet werden und ob die Messungen im Stereo- oder im Monobetrieb vollzogen werden sollen. Zum Vergleich der Kosten der FAST Technologie mit der hier entwickelten wird später eine Abschätzung der Sichtweite für Monobetrieb einer Luftschauder messung mit $E_0 = 10^{20} \text{ eV}$ angegeben. Aus dieser Sichtweite folgt dann auch die Anzahl der notwendigen FAST Teleskope. Eine grafische Darstellung eines FAST Teleskops ist in Abb. 3.15 gezeigt. Eine andere Option, um den Fluoreszenzdetektor von GCOS zu verwirklichen, sind Experimente im Orbit wie POEMMA, welche riesige Flächen überblicken können [28].

Die optischen Konfigurationen, die in dieser Arbeit entwickelt werden, basieren auf dem Prinzip des MACHETE Teleskops [26]. Bei MACHETE handelt es sich um das Meridian

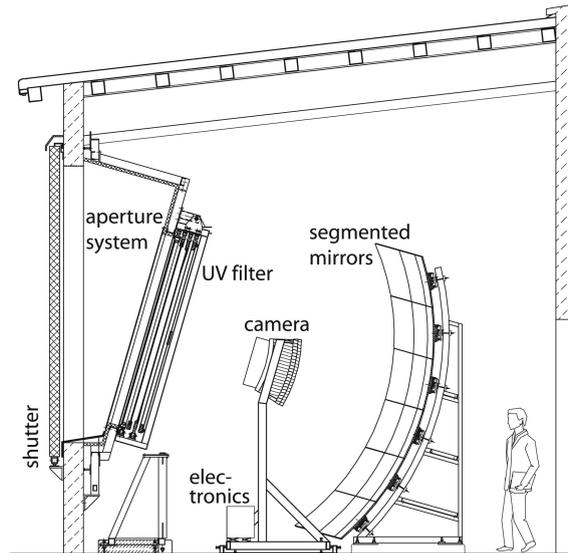


Abbildung 3.9.: Seitenansicht eines Teleskops des FD [21]

Links die Aperturblende inkl. Korrekturlinse und UV-Filter. In der Mitte befindet sich die Kamera und ganz rechts der aus Segmenten zusammengesetzte, sphärische Spiegel.

Atmospheric **CHE**renkov **TE**lescope welches zur Beobachtung von hochenergetischen γ -Rays entwickelt wurde. Die Kernidee des Designs ist es, die Kamera auf den wesentlichen Bereich des Blickfeldes zu beschränken, dadurch kann sowohl Spiegel als auch Kamera Fläche eingespart werden, so können die Kosten minimal gehalten werden.

Das Konzept wurde bereits von Trinity [29], einem Teleskop zur Vermessung von durch Neutrinos ausgelösten Luftschauern adaptiert. Bei Trinity handelt es sich um eine skalierte Version von MACHETE. Diese beiden Teleskope haben ein Blickfeld von $60^\circ \times 5^\circ$.

Das Detektionsprinzip, für das hier ein Teleskopdesign erarbeitet wird, lautet wenige, dafür sensitive Teleskopstationen aufzubauen. Dadurch kann der Wartungs- und Betriebsaufwand des Detektors minimal gehalten werden. Das Experiment soll auf einen kleineren Teil des Nachthimmels als Auger und TA beschränkt sein und vor allem die höchst energetischsten Luftschauer beobachten, dadurch kann die notwendige Spiegelfläche minimiert werden. Dieser wichtige Bereich, der bestmöglich beobachtet werden soll, liegt bei atmosphärischen Tiefen von $X_{\max} \in (700, 900) \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$.

Abbildung 3.16 zeigt die vertikale atmosphärische Tiefe in Abhängigkeit von Höhe und Distanz. Zusätzlich sind die oberen Blickfeldgrenzen eingezeichnet, welche für ein FD infrage kommen. Zu beachten ist jedoch, dass die Farben die vertikale atmosphärische Tiefe zeigen, es bei der Entscheidung für ein Blickfeld jedoch auf die atmosphärische Tiefe ankommt. Diese kann in dieser Abbildung nicht direkt abgelesen werden. Der Bereich, indem die Maxima der Schauer erwartet werden, liegt bereits für vertikale Schauer innerhalb des 10° Blickfeldes. Liegt das Maximum eines vertikalen Schauers beispielsweise in einer atmosphärischen Tiefe von 850 g/cm^2 bei ca. 2 km Höhe in einer Entfernung von 50 km vom Detektor, dann würde dieser Schauer, wenn er unter einem Winkel von 30° in die Atmosphäre gestoßen wäre, in dieser Höhe bereits 980 g/cm^2 durchflogen haben. Das Maximum dieses Schauers würde also höher liegen. Es wäre also zusätzlich auch weiter entfernt vom Detektor und damit innerhalb des Blickfeldes.

Abbildung 3.17 zeigt, mit welcher Effizienz bestimmte Bereiche gesehen werden, abhängig vom Höhenwinkel. Angenommen wird dabei, dass das Teleskop eine Sichtweite von ca. 60 km erreicht. Basierend auf dieser Untersuchung kann der notwendige Höhenwinkel auf 10° beschränkt werden. Bei einem solchen Blickfeld werden zwar nahe Schauer, die etwa

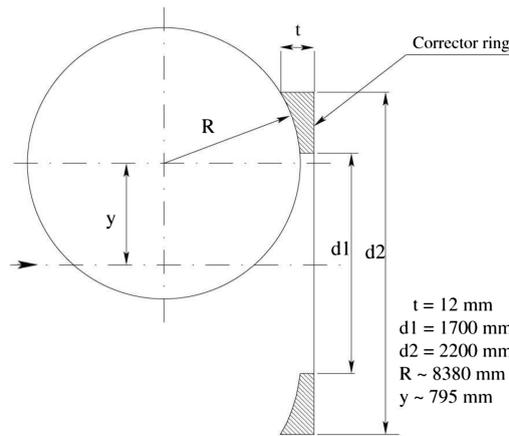


Abbildung 3.10.: Konstruktion des Korrektorrings [21]

Ein Segment des Korrektorrings entspricht dem negativen des Schnittes einer sphärischen Oberfläche mit einem Ring. Der Mittelpunkt der Kugel liegt dabei in einer Höhe y und um R vom Ursprung (Pfeil) verschoben. Der Ring hat eine maximale Dicke t und eine vertikale Ausdehnung von $d_2 - d_1$.

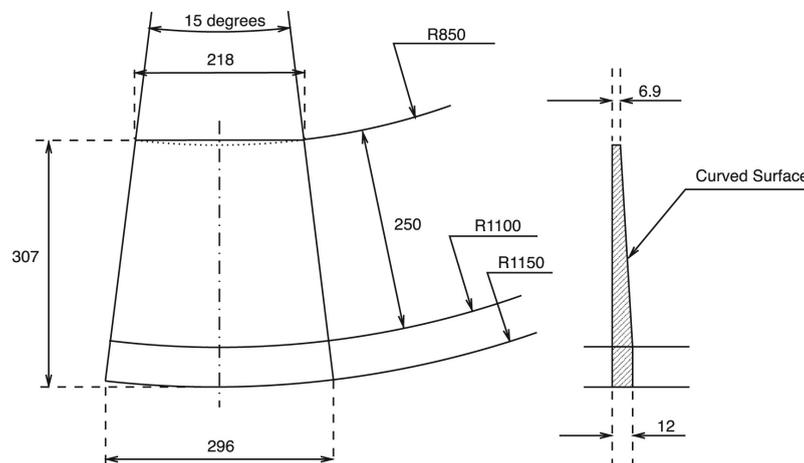


Abbildung 3.11.: Parameter eines Linsensegmentes [21]

Ein Linsensegment umfasst 15° eines Ringes, das Profil ergibt sich über die Konstruktion in Abbildung 3.10.

10 km vom Teleskop entfernt sind mit geringer Effizienz untersucht, bei einer Vergrößerung des Blickfeldes wird jedoch nur wenig Fläche dazu gewonnen.

Zusammengefasst werden die Erkenntnisse aus den beiden zuvor diskutierten Abbildungen in Grafik 3.18. Die x -Achse des Graphen zeigt die obere Grenze des Blickfeldes eines Teleskops in Grad. Auf der y -Achse ist die effektive Abbildungsfläche in km^2 aufgetragen. Es wird für verschiedene Sichtweiten R_{max} gezeigt, wie sich die effektive Abbildungsfläche für verschiedene obere Blickfeldgrenzen verhält. Zu sehen ist, dass unabhängig von der Sichtweite eines Teleskops bei ca. 10° ein Plateau erreicht wird. Für besonders weit sehende Teleskope wird dieses sogar bereits für eine obere Blickfeldgrenze von 5° erreicht.



Abbildung 3.12.: Eine Station des FD von TA [23]

Gut zu sehen ist, dass zwei Teleskope übereinander verwendet werden, um das volle Blickfeld abzudecken. Dadurch, dass die einzelnen Teleskope ein kleines Blickfeld haben, ist keine Aperturblende nötig.

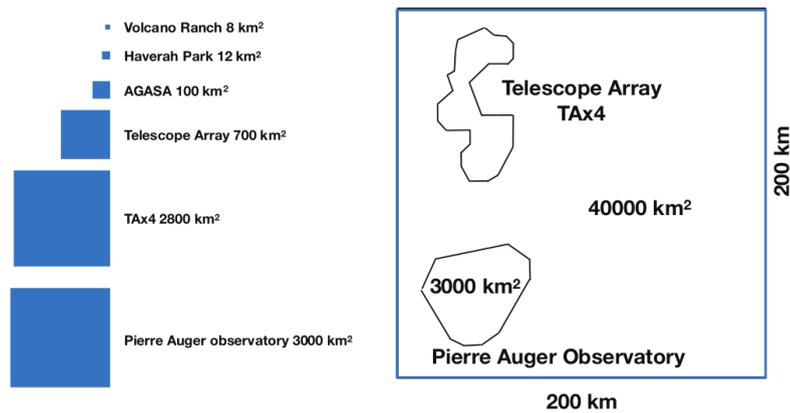
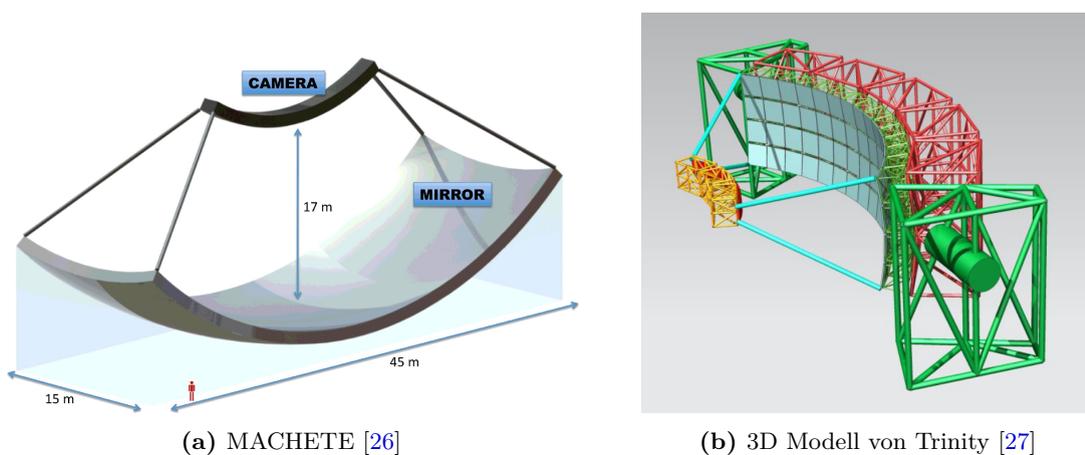


Abbildung 3.13.: Vergleich der Detektionsflächen verschiedener Oberflächenexperimente zu GCOS [17]



(a) MACHETE [26]

(b) 3D Modell von Trinity [27]

Abbildung 3.14.: Die Teleskope MACHETE und Trinity

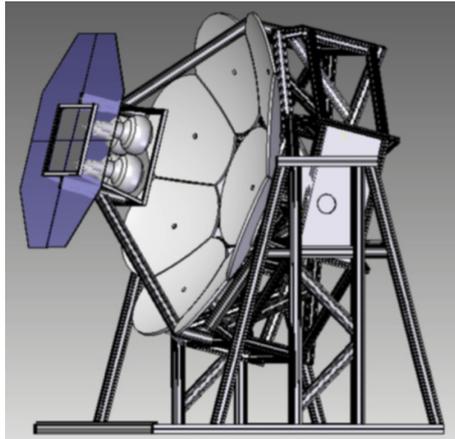


Abbildung 3.15.: 3D Modell eines FAST Teleskops [25]

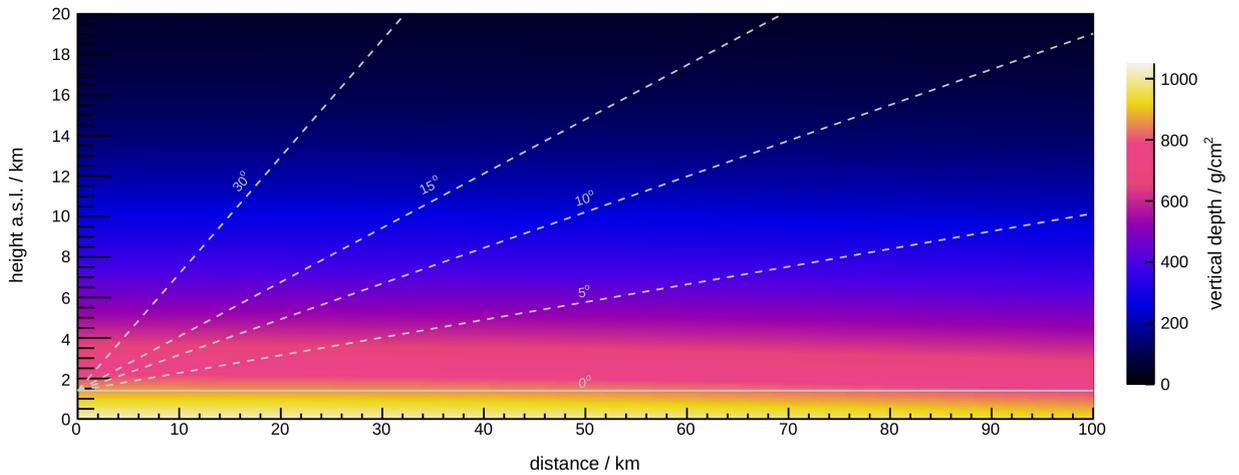


Abbildung 3.16.: Blickfeld eines Fluoreszenzdetektors [30]

Der wichtige Bereich für die Beobachtung von UHECRs ist $X_{max} \in [700, 900] \text{ g/cm}^2$

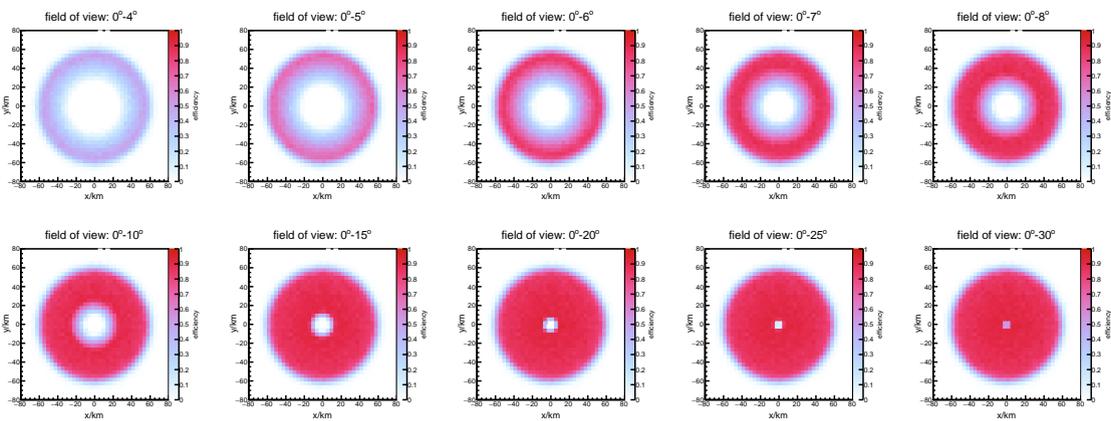


Abbildung 3.17.: Untersuchungseffizienz bei bestimmten Blickfeldern [30]

Die x und die y Achse geben den Abstand vom Detektor an, die Farbe beschreibt die Untersuchungseffizienz.

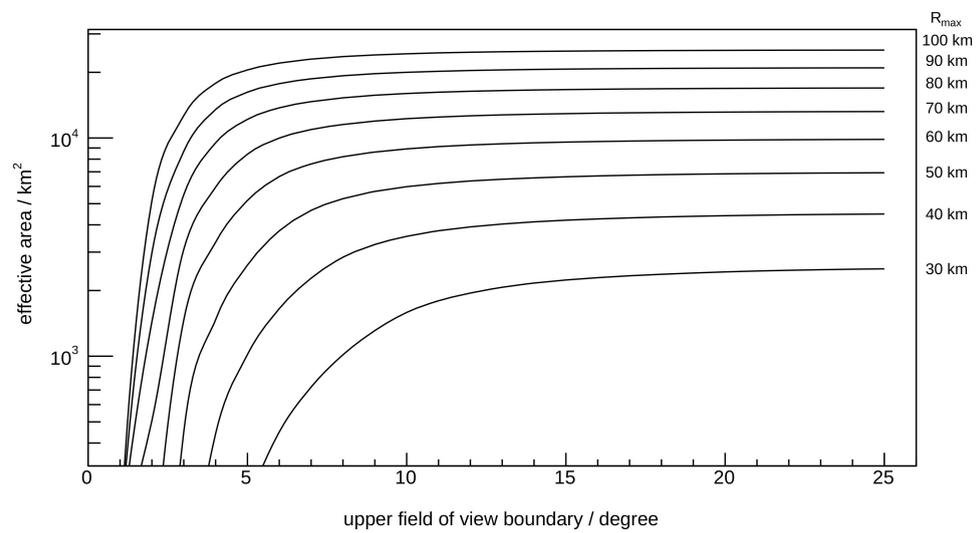


Abbildung 3.18.: Effektive Abbildungsfläche in Abhängigkeit der Obergrenze des Blickfeldes für verschiedene Sichtweiten [30]

4. Designkriterien für Fluoreszenzdetektoren

Dieses Kapitel handelt von den Designkriterien eines Fluoreszenzdetektors. Zunächst werden dazu die optischen Grundlagen sphärischer Spiegel betrachtet, die in allen Fluoreszenzdetektoren zum Einsatz kommen, die in dieser Arbeit Gegenstand der Betrachtung sind. Aufbauend auf diesen Betrachtungen folgt eine Darstellung der effektiven Apertur sowie dem Signal-zu-Rausch Verhältnis. Diese Größen sind wesentlich für die Auswahl der Fluoreszenzteleskope für GCOS in Abschnitt 5.1.

4.1. Sphärische Spiegel

Als sphärischen Spiegel bezeichnet man einen Spiegel mit kugelförmiger Oberfläche. Fällt das Licht auf die konkave Seite des Spiegels, wird das Licht fokussiert. Diese Eigenschaft wird im Detektorbau dazu ausgenutzt, einfallendes Licht auf eine Detektionsoberfläche, die in der Fokalebene des Spiegels liegt, zu sammeln. Solange die Strahlen paraxial auf den Spiegel treffen, ist die Fokallänge durch

$$f = \frac{R_S}{2} \quad (4.1)$$

gegeben, R_S entspricht dabei dem Radius des Spiegels. In Abbildung 4.1 Teil a) ist dies veranschaulicht. In der Abbildung ist der Radius durch die Strecke \overline{MS} bestimmt. Die Fokalebene ist eine Kugeloberfläche mit dem Radius $R_K = f$, das wird klar, wenn man sich den Einfall aus anderen Winkeln vorstellt, der Punkt F liegt immer im selben Abstand zur Spiegeloberfläche - was in einer sphärischen Fokalebene resultiert.

Fallen die Lichtstrahlen jedoch abaxial in den Spiegel, so gilt Gleichung 4.1 nicht mehr, der Effekt der sphärischen Aberration tritt auf - die Abbildung der Strahlen auf die Kamera wird durch die Geometrie des Spiegels gestört [31]. Nach dem Reflexionsgesetz entspricht der Winkel des reflektierten Strahls, relativ zum Lot der Reflexionsebene, dem des einfallenden. Das führt dazu, dass die abaxialen Strahlen in einem Punkt vor F abgebildet werden. In Teil b) der Abbildung 4.1 ist dies gut zu erkennen, besonders im obersten Strahl, der einen Winkel von 45° zum Lot hat.

Das resultiert darin, dass der Fokuspunkt aufgeweitet wird, eine für ein Teleskop ungewünschte Eigenschaft, da man eine möglichst gute Fokussierung des gesamten auf den Spiegel auftreffenden Lichtes in jedem Punkt auf der Kamera erreichen will.

Um den Abbildungspunkt möglichst kleinzuhalten, wird die Akzeptanz des eintreffenden Lichtes so beschränkt, dass die Punktgröße im akzeptablen Bereich bleibt, ohne, dass zu viel Licht verloren geht. Das kann entweder durch eine lichtundurchlässige Apertur, wie im Falle des Fluoreszenzdetektors des Pierre Auger Observatoriums oder durch Lichtakzeptoren - wie in [26] für ein γ -Ray Teleskop vorgeschlagen - bewerkstelligt werden.

Der große Vorteil von sphärischen Spiegeln ist jedoch, dass diese symmetrisch um jede

festgelegte Achse sind. Dadurch kommt es nicht zur Koma-Aberration, die bei Parabolspiegeln beachtet werden müsste. Aus diesem Grund werden sowohl im Pierre Auger Observatorium als auch in den Vorschlägen zum Fluoreszenzdetektor von GCOS sphärische Spiegel verwendet.

Betrachtet man Abbildung 4.2, so kann man erkennen, dass die Schnittpunkte der reflektierten Strahlen eine Kurve bilden. Es ist es nur einmalige Reflexion in der Skizze eingezeichnet. Diese Kurve wird Kaustik genannt. Da die Kaustik für die Berechnung der optischen Parameter von großer Bedeutung ist, wird diese in Abschnitt 5.1 noch detaillierter behandelt.

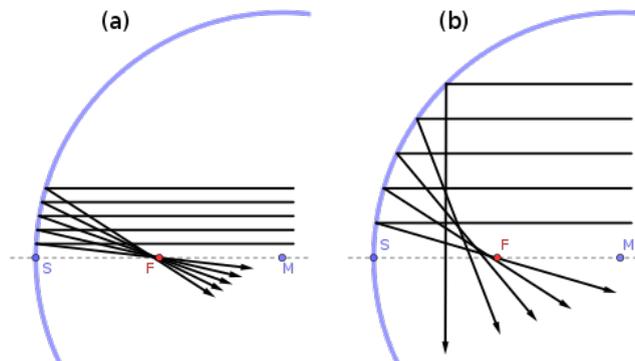


Abbildung 4.1.: Illustration zum Effekt der sphärischen Aberration [32]

Teil a) der Abbildung zeigt die gute Fokussierung von paraxialen Strahlen. Teil b) zeigt die Aufweitung des Fokus bei abaxialem Lichteinfall. Mit F ist die Position des Fokuspunktes markiert, S zeigt an, dass die blaue Linie die Oberfläche eines sphärischen Spiegels darstellt. Am Punkt M liegt der Mittelpunkt des Spiegels.

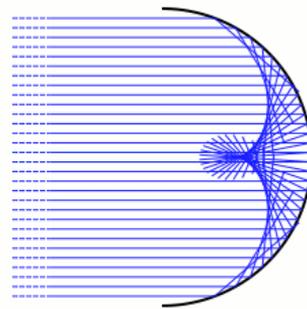


Abbildung 4.2.: Illustration zur Kaustik [33]

Die Abbildung illustriert die Kaustik. Die schwarze Linie markiert die Oberfläche eines sphärischen Spiegels. Die blauen Linien stellen das einfallende Licht dar, es ist nur einmalige Reflexion am Spiegel gezeigt.

4.2. Die effektive Apertur

Die Apertur eines optischen Systems ist die Fläche, durch die Licht in das System eindringen kann. Sie ist eine wichtige Kenngröße eines Teleskops und begrenzt bei sphärischen Spiegeln die sphärischen Aberrationen. Zur Bewertung des Systems ist jedoch zusätzlich die Kenntnis der effektiven Apertur A_{eff} von Notwendigkeit, welche daher von Bedeutung ist, da sie wesentlich in das Signal-zu-Rausch-Verhältnis eingeht, auf welches im nächsten Abschnitt eingegangen wird.

Die effektive Apertur ist die effektiv zur Abbildung auf die Kamera verwendete Spiegelfläche in der Projektion auf die xy -Ebene, wenn die z -Achse auf dem Hauptstrahl eines Strahlfächers liegt. Als Hauptstrahl bezeichnet man den Strahl eines Bündels, der durch den Radiuspunkt verläuft und dadurch senkrecht auf den Spiegel trifft [22], in Abbildung 4.3 sind diese rot eingezeichnet. Die Krümmung des Spiegels geht dabei nicht in die Fläche ein.

Die effektive Apertur ist also gegeben durch die Apertur, der Größe des Kameraschattens und dem Winkel des Lichteinfallens [22]. Im idealen Fall des senkrechten Lichteinfallens ergibt sich die effektive Apertur zu

$$A_{\text{eff}} = A - A_K \quad (4.2)$$

Wobei A die Fläche der Apertur ist, A_K entspricht der Kamerafläche. Wenn $A < A_K$ ist, gilt $A_{\text{eff}} = 0$.

Weniger einfach ist es, die effektive Apertur für Einfallswinkel ungleich null zu bestimmen, da die Größe des Kameraschattens abhängig von der Form der Kamera sowie dem Einfallswinkel des Lichtes ist. Die effektive Apertur für Einfallswinkel ungleich null wird in der Simulation aus dem Verhältnis der fokussierten zu den initiierten Photonen bestimmt, näheres dazu in Kapitel 6.

Der bereits angesprochene Zusammenhang zwischen Aperturöffnung d und Lichtakzeptanzwinkel θ ergibt sich dabei über trigonometrische Überlegungen zu

$$\theta = 2 \cdot \text{asin} \left(\frac{d}{2R} \right) \quad (4.3)$$

mit $R = R_S - R_K \simeq R_K$ dem Radius der Kamera. Der Lichtakzeptanzwinkel bzw. die Aperturöffnung gibt an, welcher Bereich des Spiegels und damit welcher Ausschnitt des Schauers, von einem Punkt auf der Kamera gesehen wird. Abbildung 4.3 zeigt den Strahlengang in einem Teleskop mit sphärischem Spiegel [26], zusätzlich dazu eine Verdeutlichung der in diesem Abschnitt eingeführten Größen.

Als Lichtakzeptor könnten dabei Winston-Konzentratoren dienen. Ein Winston-Konzentrator ist der Rotationskörper einer Parabel, wobei die Spitze abgeschnitten ist. Neben ihrer Eigenschaft als Lichtakzeptor, die notwendig ist, um die Apertur eines Teleskops ohne Blende zu beschränken, konzentrieren Winston-Konzentratoren das einfallende Licht auch auf eine kleinere Fläche. Verwendet man einen Winston-Konzentrator in der Kamera eines optischen Systems, sinkt dadurch die benötigte Größe der zugrundeliegenden Pixel. Die Folge daraus ist, dass die Fläche, die notwendig ist, um den Abbildungspunkt einzufangen, kleiner ist als der Punkt selbst. In Abbildung 4.4 ist eine schematische Skizze eines Winston-Konzentrators gezeigt.

Gleichung 4.4 beschreibt den maximalen Lichtakzeptanzwinkel bei gegebener Apertur d_i und Öffnungsweite d_o . Aus Gleichung 4.5 folgt die Länge der Parabel, abhängig von den bereits angesprochenen Parametern [34].

$$\theta_{\max} = \arcsin\left(\frac{d_o}{d_i}\right) \quad (4.4)$$

$$l = \frac{(d_o + d_i)}{2} \cot(\theta_{\max}) \quad (4.5)$$

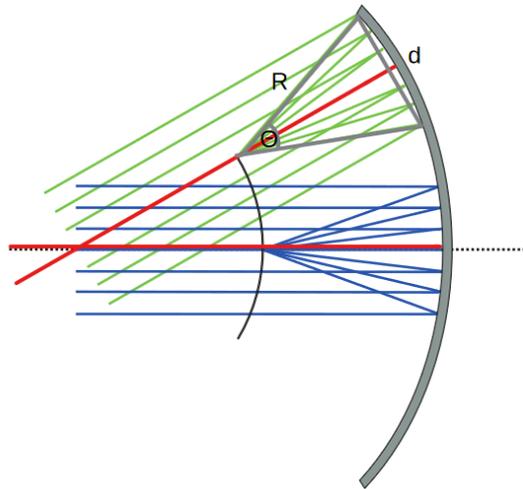


Abbildung 4.3.: Strahlengang an einem sphärischen Teleskop mit eingezeichneten Hauptstrahlen, sowie eine Skizze zur Konstruktion von Gleichung (4.3) entnommen von [26]

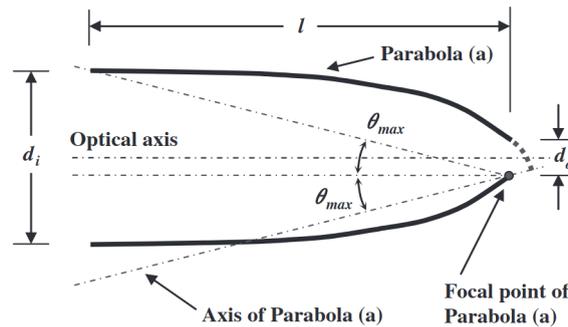


Abbildung 4.4.: Schematische Darstellung eines Winston-Konzentrators, sowie die Definition der Parameter welche den Winston-Konzentrator beschreiben [34]

Die definierenden Größen eines Winston-Konzentrators sind die Aperturöffnung d_i die Abbildungsöffnung d_o der maximale Akzeptanzwinkel θ_{\max} sowie die Länge l .

4.3. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis

Der folgende Abschnitt basiert auf den Darstellungen in [35, 4, 22]. Die Leistung eines Fluoreszenzteleskops wird wesentlich durch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis $\frac{S}{N}$ bestimmt. Es gibt an, in welchem Verhältnis Signal zu erwartetem Untergrundsignal steht.

Problematisch bei der Signalaufnahme ist nicht nur, dass die Anzahl an Photonen, welche die Kamera erreichen relativ gering ist, sondern auch, dass der Hintergrund das Signal überdecken kann. Quellen der Hintergrundphotonen sind beispielsweise direktes Sternenlicht oder Sonnenlicht, das von der interplanetaren Materie gestreut wird. Auch das Nachthimmellicht führt zu Untergrundsignal. Beim Nachthimmellicht handelt es sich um Licht, das bei der Rekombination von Ionen und Elektronen in der oberen Schicht der Atmosphäre entsteht [36]. Hinzu kommt gestreutes Mondlicht und von Menschen gemachte Lichtverschmutzung.

In Summe beläuft sich die Höhe des Untergrundsignals, im Wellenlängenbereich von 300 nm – 400 nm, auf $B = 5 \cdot 10^5 \frac{\text{Photonen}}{\text{m}^2 \text{sr} \mu\text{s}}$, diese Zahl kann im Verlauf einer Nacht um einen Faktor zwei schwanken.

Die Anzahl der Photoelektronen, die im PMT gemessen werden $N_{\text{p.e}} = N_{\text{p.e}}^{\text{S}} + N_{\text{p.e}}^{\text{H}}$, ist die Summe der Photoelektronen, ausgelöst durch Signalphotonen und Hintergrundphotonen, sie folgt einer Poisson-Verteilung. Das Rauschen (N , engl. noise) ergibt sich als die Standardabweichung dieser Verteilung.

Es ergibt sich, die Standardabweichung der detektierten Photoelektronen, ausgelöst durch Hintergrundphotonen, zu

$$N := \sqrt{\text{Var}(N_{\text{p.e}})} = \sqrt{N_{\text{p.e}}^{\text{H}}} = \sqrt{\epsilon A_{\text{eff}} B \Delta \Omega \Delta t} \quad (4.6)$$

mit ϵ der Quanteneffizienz der Pixel, der effektiven Apertur A_{eff} , dem Raumwinkel, den ein Pixel abdeckt $\Delta \Omega$ und der Zeit Δt , in der das Signal vom Pixel zu sehen ist. Die Größe B entspricht dem Fluss der Hintergrundphotonen.

Die Signalhöhe, also die Anzahl der Photoelektronen, die von den Fluoreszenz-Photonen ausgelöst wird, ist durch

$$S := N_{\text{p.e}}^{\text{S}} = F_{\text{yield}}(h) N_e(X) \frac{A_{\text{eff}}}{4\pi r^2} c \Delta t \epsilon \tau(r) \quad (4.7)$$

gegeben. Wobei $F_{\text{yield}}(h)$ die Fluoreszenzlichtausbeute pro Weglänge in der Höhe h ist. Sie gibt an, wie viele Photonen von einem Elektron ausgelöst werden. Die Anzahl der Elektronen bei einer bestimmten atmosphärischen Tiefe ist durch $N_e(X)$ beschrieben. Der Ausdruck muss aufgrund der isotropen Emission des Fluoreszenzlichtes durch $4\pi r^2$ dividiert werden, r ist der Abstand zwischen Schauer und Detektor. Die Teilchen bewegen sich annähernd mit der Lichtgeschwindigkeit c . In $\tau(r) = \exp(-r/\lambda)$, mit der Absorptionslänge λ , sind die atmosphärischen Verluste durch Absorption und Streuung zusammengefasst.

Es ergibt sich dann das Verhältnis S/N zu

$$\frac{S}{N} = \frac{F_{\text{yield}}(h) N_e(X) c}{4\pi r^2} \sqrt{\frac{\epsilon A_{\text{eff}} \Delta t}{B \Delta \Omega}} \cdot \tau(r). \quad (4.8)$$

Die durch den optischen Aufbau des Teleskops beeinflussbaren Größen sind dabei die effektive Apertur sowie die Größe des Pixels. Im Folgenden wird also der Proportionalitätsfaktor von

$$\frac{S}{N} \propto \sqrt{\frac{A_{\text{eff}}}{\Delta \Omega}} \quad (4.9)$$

als Signal-zu-Rausch-Verhältnis behandelt und angegeben. Wenn zwei Teleskope A und B mit $(S/N)_A > (S/N)_B$, denselben Schauer bei gleichen atmosphärischen Bedingungen beobachten, dann ist die Genauigkeit von Teleskop A um $(S/N)_A/(S/N)_B$ höher als die von B . Die in Gleichung 4.9 angegebene Größe ist also zum Vergleich der Leistung optischer Systeme gut geeignet.

5. Optimierung des optischen Systems eines Fluoreszenzdetektors

Dieser Teil der Arbeit ist der Optimierung des optischen Systems eines Teleskops für einen Fluoreszenzdetektor gewidmet. Die Optimierung fußt dabei auf den Designkriterien, die im letzten Kapitel behandelt worden sind. Es wird ein numerisches Verfahren zur Berechnung der optischen Parameter vorgestellt, dieses wird dann angewandt und über den Vergleich mit bereits bestehenden oder von unabhängigen Gruppen geplanten Teleskopen verifiziert. In Abschnitt 5.2 werden dann zwei Vorschläge für ein Teleskop des FD von GCOS dargestellt. Diese Entscheidung wird basierend auf einer Preisschätzung und der Leistung der entworfenen Teleskope im Vergleich zu einem Fluoreszenzteleskop des Pierre Auger Observatoriums gefällt.

5.1. Vorstellung des Verfahrens

Das hier vorgestellte Verfahren basiert auf der Darstellung in [22] und dient zur Bestimmung der optischen Parameter eines Fluoreszenzdetektors mit einem sphärischen Spiegel. Mittels dieses Verfahrens werden die Parameter ermittelt, auf denen die Vorschläge für den Fluoreszenzdetektor von GCOS basieren. Wesentliche Größen sind dabei der Radius des Spiegels und der Kamera sowie das geforderte Gesichtsfeld. Aus diesen folgen alle anderen Größen.

Initial muss der Radius des Spiegels und das geforderte Gesichtsfeld angegeben werden, es wird dann die ideale Kameraposition ermittelt. Wegen der sphärischen Aberrationen liegt die Fokalebene, nicht bei $f = \frac{R}{2}$, viel mehr ist ihre Lage abhängig von der Apertur des Systems - um die optimale Konfiguration zu finden, müssen also verschiedenen Aperturen getestet werden. Die ideale Kameraposition wird aus dem Schnitt der Reflexion des Randstrahls und der Kaustik, als diejenige Position, in der die Einhüllende des Abbildungspunktes die kleinste Ausdehnung hat, ermittelt. Die folgende Berechnung dieses Punktes kann aufgrund der Rotationssymmetrie des Spiegels in zwei Dimensionen durchgeführt und auf drei Dimensionen erweitert werden.

Der reflektierte Randstrahl kann, wie in [22] gezeigt, zu

$$\vec{r} = \begin{pmatrix} \frac{R}{2\sqrt{1-(\frac{d}{R})^2}} \\ 0 \end{pmatrix} + t \begin{pmatrix} 1 - 2(\frac{d}{R})^2 \\ 2(\frac{d}{R})^2\sqrt{1-(\frac{d}{R})^2} \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

parametrisiert werden, d entspricht dem Abstand des Strahles von der z -Achse, R dem Radius des Spiegels.

Die Kaustik kann über

$$\vec{k} = \begin{pmatrix} \frac{R}{2\sqrt{1-(\frac{d}{R})^2}}(1 + s^2 - 2s^4) \\ Rs^3 \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

parametrisiert werden. Dabei sind s und t freie Parameter. Diese Darstellung ergibt sich aus dem Schnitt zweier reflektierter Strahlen r_1 und r_2 mit $d_2/R = d_1/R + \Delta d/R$ und $\Delta d/R \rightarrow 0$.

Die ideale Kameraposition ergibt sich nun über den Schnitt der Reflexion des Randstrahls aus dem unteren Halbraum mit der Kaustik des oberen Halbraumes, siehe dazu Abbildung 5.1. Die z -Koordinate dieses Punktes stellt den Radius der idealen Kamera dar - der Abstand zwischen Spiegel und Kamera ist folglich $R_S - z$. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt im Mittelpunkt der Spiegelsphäre. Der Schnittpunkt wird numerisch berechnet, ein Näherungsverfahren zur Lösung wird in [22] vorgestellt, die Näherung ist jedoch nur für kleine Aperturen gültig.

Der Radius der Einhüllenden des Abbildungspunktes ist durch die y -Koordinate des Schnittpunktes gegeben [22], die berechnete Punktgröße wird daher r_{100} genannt. Denn in einem Kreis mit diesem Radius befinden sich 100% des auf die Kamera fokussierten Lichts. Über die Verteilung des Lichtes innerhalb des Punktes kann mit dieser Methode keine Aussage getroffen werden. Im nächsten Kapitel wird die Verteilung des Lichtes innerhalb der Einhüllenden daher mittels einer Simulation untersucht.

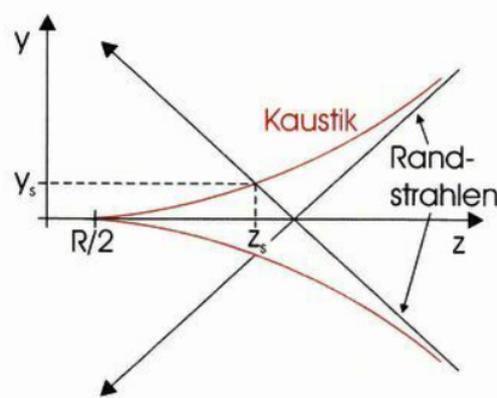


Abbildung 5.1.: Skizze zur Konstruktion der idealen Kameraposition [22]

Die z -Koordinate des Schnittpunktes vom Randstrahl des unteren Halbraums mit der Kaustik des oberen markiert die ideale Kameraposition

Die Auswirkung der Kameraposition auf die Punktgröße ist in Abb. 5.2 veranschaulicht. Beispielhaft ist ein MACHETE Design mit 5 m Radius untersucht worden. Teil a) der Abbildung zeigt den Durchmesser der Einhüllenden für die ideale Kameraposition wie für die nominelle. Teil b) zeigt die Differenz der Punktdurchmesser. Vor allem bei großen Aperturen kann der Punkt durch das Verrücken der Kamera von $f = \frac{R}{2}$ zur idealen Kameraposition verkleinert werden. Bei kleinen Aperturen ist der Einfluss auf die Größe des r_{100} gering. Es ändert sich jedoch die Form des Punktes und die Verteilung des Lichts, dieser Umstand wird in Kapitel 6 demonstriert.

Diese Zusammenhänge werden in dieser Arbeit dazu verwendet, die ideale Kameraposition sowie die Größe des Abbildungspunktes, bei gegebenen Spiegelparametern, zu berechnen. Variiert wird dazu der Aperturradius bei konstantem Spiegelradius, solange, wie der Winkel des reflektierten Strahls mit der optischen Achse kleiner ist als das angenommene Blickfeld. Bei diesem Winkel ist der Radius der Apertur so groß, dass der gesamte Spiegel ausgeleuchtet wird. Für jede getestete Apertur wird eine ideale Konfiguration der optischen Parameter bestimmt. Dann wird zum nächsten Spiegelradius übergegangen.

Die Basis des Spiegels bildet der Ausschnitt einer Kugel, der dem vorgegebenen Gesichtsfeld entspricht. Die Kamera entspricht demselben Winkelausschnitt – aber aus der idealen

Brennsphäre. Ein Spiegel mit dem Radius R_S und der Ausdehnung $\theta \times \phi$ erhält also eine Kamera mit dem Radius R_K und der Ausdehnung $\theta \times \phi$. Jedem Punkt auf der Kamera entspricht also ein Punkt auf dem Spiegel. Die Basisfläche des Spiegels wird an den Rändern so erweitert, dass auch die Randpunkte der Kamera das gesamte Blickfeld haben. Das resultiert in der Erweiterung der Spiegelausdehnung sowohl in x , als auch in y Richtung um den Durchmesser der Apertur, denn an allen Rändern muss der Spiegel um den Aperturradius ergänzt werden. Der Zweck dieser Erweiterung liegt darin, dass auch die Pixel, die am Rand der Kamera sitzen, das volle Blickfeld haben.

Der Flächeninhalt von Spiegel und Kamera wird über das Produkt der Bogenlängen der Seiten berechnet, als Ausdehnung wird aber die Sehnenlänge der Seiten angegeben, denn diese ist der Parameter, der in der Simulation im nächsten Kapitel zur Konstruktion der Objekte benötigt wird.

Neben den Parametern von Spiegel und Kamera wird weiter eine Abschätzung der benötigten Pixelanzahl vorgenommen. Es werden dazu quadratische Pixel mit der Seitenlänge der Punktausdehnung A_P angenommen. Die Anzahl der benötigten Pixel ergibt sich dann zu $N_P = A_K/A_P$.

Zur Bestimmung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses wird die effektive Apertur, wie in Gleichung 6.1 angegeben, bestimmt. Eine Berechnung für Einfallswinkel ungleich null wird hier nicht durchgeführt - die effektive Apertur für diese Winkel wird bei der Analyse der ausgewählten Konfigurationen in der Simulation im nächsten Kapitel bestimmt. Es ergibt sich dann das Signal-zu-Rausch-Verhältnis für jede Konfiguration über die ideale Punktgröße und die effektive Apertur bei senkrechtem Lichteinfall.

Das Vorgehen zusammengefasst in Stichpunkten:

1. Angabe des Spiegelradius und des Blickfeldes
2. Bestimmung der Spiegelausdehnung als Ausschnitt einer Kugel mit R_S in der Größe des Blickfeldes
3. Bestimmung des idealen Kameraradiuses bei der ersten Apertur
4. Berechnung der zu erwartenden Punktgröße bei dieser Konfiguration
5. Die Kameraausdehnung folgt als Ausschnitt des Blickfeldes aus der idealen Brennsphäre
6. Erweiterung des Spiegels um den Aperturdurchmesser – so sieht jeder Pixel einen gleich großen Teil des Spiegels
7. Berechnung von Spiegel und Kamerafläche
8. Aus der Kamerafläche folgt die Anzahl der Pixel – ein Pixel ist dabei quadratisch mit der Seitenlänge des Punktdurchmessers
9. Berechnung des Signal-zu-Rausch-Verhältnis
10. Gehe zur nächsten Apertur und Neustart bei Schritt 3 - solange bis die maximale Apertur erreicht ist
11. Gehe zum nächsten Spiegelradius

Zur Verifikation des Verfahrens wird das Ergebnis der Rechnung mit den optischen Parametern von MACHETE [26] und Pierre Auger (ohne Korrekturring) verglichen, siehe dazu Tabelle 5.1.

Die Berechnung der optischen Parameter des Pierre Auger Teleskops liefert Ergebnisse, die gut mit den Erwartungen übereinstimmen. Der Spiegel wird etwa 1 m^2 kleiner berechnet,

Tabelle 5.1.: Vergleich der vorgegebenen optischen Parameter mit den Ergebnissen der Rechnung für Auger und MACHETE [21, 26] Die in der Rechnung vorgebenden Parameter sind kursiv geschrieben.

	Auger		MACHETE	
	Literatur	Rechnung	Literatur	Rechnung
Blickfeld [deg]	30×28.6	<i>30×28.6</i>	60×5	<i>60×5</i>
Aperturradius R_{Ap} [m;deg]	0.85;14.2	<i>0.85;14.2</i>	6,10	<i>6;10.12</i>
Spiegelradius R_S [m]	3.4	<i>3.4</i>	34	<i>34</i>
Spiegelfläche A_S [m ²]	12.96	11.82	620	712
Ausdehnung Spiegel [m]	3.6×3.6	3.5×3.4	45×15	46×15
Kameraradius R_k [m]	1.743	1.742	17.16	17.20
Kamerafläche A_K [m ²]	0.80	0.79	27	27
Ausdehnung Kamera [m]	0.93×0.86	0.91×0.86	18×1.5	17×1.5
Punktradius r_p [mm;deg]	7.42;0.5	7.42;0.48	17.5 (r_{80})	24.33 (r_{100})
Pixelanzahl N_P	440	3599	15000	11204
Pixelgröße ΔP [mm;deg]	45.6;1.5	14.8;0.5	48;0.16	49;0.16
effektive Apertur A_{eff} [m ²]	1.47	1.48	86	86

als er in der Realität implementiert ist. Das entspricht einer Abweichung von ca. 9%. Die effektive Apertur stimmt jedoch mit der Erwartung bis auf 0.01m² überein – die relative Abweichung beträgt 0.7%. Die Lage der Fokalebene wird nahezu identisch ermittelt, die Werte weichen lediglich um 0.05% voneinander ab. Auch die Dimensionen der Kamera können gut reproduziert werden – die Kamerafläche wird nur 0.01 m² (relative Abweichung 1.25%) kleiner, als im Original berechnet. Der Punktradius wird identisch zu den Angaben für das Original bestimmt. Da in der Rechnung eine wesentlich geringere Pixelgröße als im Original angenommen wird, ist es nicht verwunderlich, dass die benötigte Pixelzahl ein vielfaches höher ist. Die Pixelzahl wird ca. um einen Faktor 9 höher berechnet, was daran liegt, dass $1/9 \cdot (1.5^\circ)^2 = (0.5^\circ)^2$ ist.

Auch die optischen Parameter des originalen MACHETE Teleskops lassen sich mit dem Verfahren gut reproduzieren. Die leichten Abweichungen bei der Lage der idealen Fokalebene und der Punktgröße lassen sich dadurch erklären, dass das optische System in [26] nach dem r_{80} , das heißt der Radius in dem 80% des Lichtes eingeschlossen sind, optimiert worden ist. In dieser Arbeit ist jedoch der r_{100} Optimierungsmaßstab. Die Abweichung der beiden Kameraradien ist jedoch mit 0.2% sehr gering - was bereits ein Hinweis darauf ist, dass die Lichtverteilung innerhalb des Punktes sensibel ist auf die Lage der Kamera. Als Ausdehnung der Kamera ist bei MACHETE die Bogenlänge angegeben, bei der Rechnung jedoch die Sehnenlänge, denn diese geht in die Simulation in Kapitel 6 ein – so erklärt sich hier der leichte Unterschied. Bei den Dimensionen des Spiegels handelt es sich auch bei der Angabe von MACHETE um die Sehnenlänge, der Spiegel wird also etwas größer berechnet, jedoch nur um einen Meter in der langen Seite, was einer Abweichung von ca. 2% entspricht. Die Angabe der Spiegelfläche wirft allerdings Rätsel auf, denn bereits das Produkt der Seitenlängen $45 \text{ m} \times 15 \text{ m} = 675 \text{ m}^2$ übersteigt die angegebene Spiegelfläche von 620m² deutlich. Über die Bogenlänge der Spiegelseiten wird in [26] keine Angabe gemacht. Die Abweichung zwischen Rechnung und Angabe kann an der Stelle also nicht aufgelöst werden. Die effektive Apertur hingegen ist bei der Rechnung identisch zur Angabe in [26]. Da die Anzahl der Pixel von der Form dieser abhängt und über diese bei MACHETE nichts bekannt ist, kann der Unterschied bei der Schätzung nicht erklärt werden. Wichtiger als die Anzahl der benötigten Pixel ist daher, dass der Flächeninhalt der Kamera identisch berechnet wird.

Die bekannten Teleskope konnten also weitestgehend reproduziert werden, sodass das

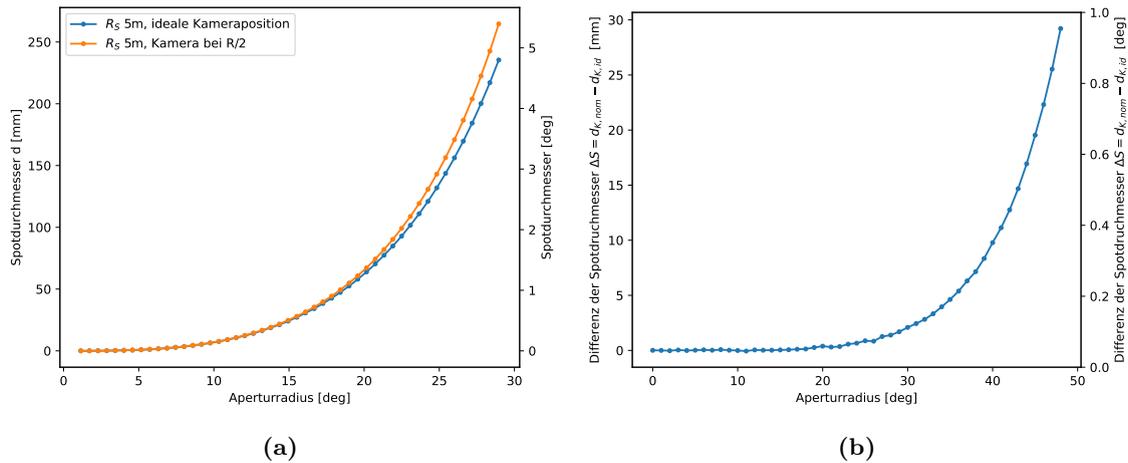


Abbildung 5.2.: (a): Punktdurchmesser für die nominelle und die ideale Lage der Fokalebene, für ein MACHETE Design mit einem Spiegelradius von 5 m. (b): Differenz der Punktdurchmesser

Verfahren im Folgenden verwendet werden kann, um die Parameter neuer Teleskope zu berechnen.

5.2. Entscheidung für ein Design in GCOS

Wie im vorherigen Abschnitt begründet, ist das verwendete Verfahren nah genug an unabhängigen Berechnungen, sodass es zur Bestimmung der optischen Parameter eines Fluoreszenzteleskops für GCOS verwendet werden kann. Dazu werden Spiegel mit Radien zwischen 3.4 m und 15 m welche ein Blickfeld von $60^\circ \times 10^\circ$ haben untersucht. Dass dieses Blickfeld benötigt wird, wurde bereits in Abschnitt 3.3 begründet - die Verwirklichung eines solchen kann jedoch auf verschiedene Arten vonstattengehen. Es besteht zum einen die Option, sechs einzelne, kleine Spiegel mit einem Blickfeld von $10^\circ \times 10^\circ$ zu installieren, zum anderen die Option, ein MACHETE-artiges Teleskop mit einem Blickfeld von $60^\circ \times 10^\circ$ zu verwenden. Es wären für eine Abdeckung von 360° des Horizonts folglich sechs MACHETE Teleskope oder 36 kleine Teleskope nötig.

Die Entscheidung, dass ein MACHETE Teleskop verwendet werden sollte, ist in der notwendigen Spiegelfläche begründet. Man benötigt bei einem MACHETE Teleskop insgesamt weniger Spiegelfläche, um denselben Bereich des Horizonts abzudecken als mit vielen Schmidt-Teleskopen. Veranschaulicht ist dies in Abbildung 5.3. In dieser Grafik werden die berechneten Konfigurationen für ein $10^\circ \times 10^\circ$ Blickfeld, mit Radien zwischen einem und 15 Metern, mit denen, die für ein $60^\circ \times 10^\circ$ großes Blickfeld bestimmt worden sind, verglichen. Zum Vergleich ausgewählt wurde dabei jeweils die Konfiguration mit einer Apertur von ungefähr 20° . Es ist vor allem bei großen Radien zu erkennen, dass mit dem MACHETE Design Spiegelfläche eingespart werden kann, bspw. kann so für Spiegel mit $R_S = 9$ m eine Fläche von 133 m^2 gespart werden.

Zur Suche nach einer optimalen Konfiguration werden die Radien der MACHETE-artigen Teleskope in Schritten von 1 m erhöht. Es werden dann die optimalen Konfigurationen für Aperturen im Bereich von 0.1 m bis zur jeweiligen maximalen Apertur, in Schritten von 0.05 m, berechnet. Um die Qualität einer Konfiguration abschätzen zu können, wird das Verhältnis des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses zu dem eines Teleskopes des Pierre Auger Observatoriums gebildet. Diese Größe

$$S_V := (S/N)_{\text{GCOS}} / (S/N)_{\text{Auger}} \quad (5.3)$$

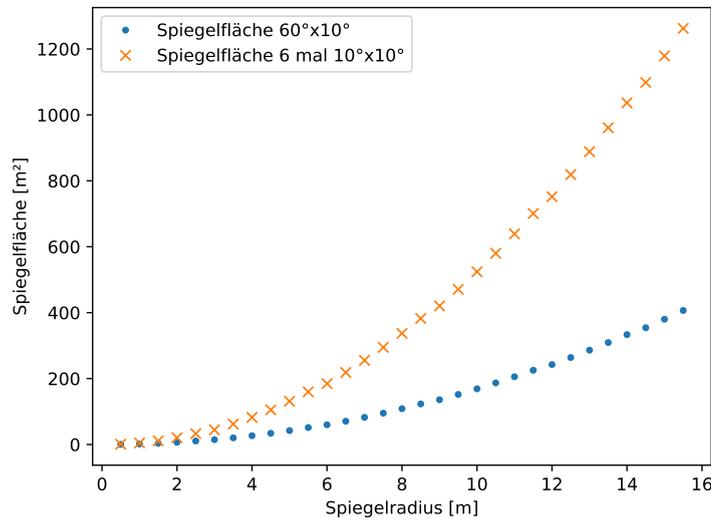


Abbildung 5.3.: Benötigte Spiegelfläche im Vergleich

Verglichen werden jeweils die Spiegelflächen der Konfigurationen mit einer Apertur von 20° beim jeweiligen Radius.

wird Sensitivitätsverhältnis S_V genannt. Das Sensitivitätsverhältnis gibt also den Faktor an, um den das Signal-zu-Rausch-Verhältnis einer MACHETE Konfiguration, im Vergleich zu einem Teleskop des Pierre Auger Observatoriums besser oder schlechter ist. Dabei gilt der Vergleich bei identischen atmosphärischen Bedingungen.

Jeder Punkt in den Abbildungen, die im Folgenden diskutiert werden, entspricht einer optischen Konfiguration. In Abbildung 5.4 ist klar zu erkennen, dass die effektive Apertur der Konfigurationen mit gleichem Spiegelradius rasant mit dem Aperturradius ansteigt. Die Tatsache, dass die effektive Apertur erst ab Aperturradien von ca. 7° von null verschieden sind, ist dem Umstand geschuldet, dass die Kamerafläche zuvor die Fläche der Apertur übersteigt. In dieser Betrachtung wurde jedoch die Form der Kamera nicht beachtet. Die Form von Kamera und Apertur sind aber nicht identisch, weshalb in der Realität auch bei kleinen Aperturen Licht auf die Kamera fallen würde. Beispielsweise kann der Flächeninhalt einer kreisförmigen Apertur kleiner sein als der einer rechteckigen Kamera, aufgrund der Form kann es dennoch sein, dass die Ränder der Kamera überblickt werden. Der Einfluss des Kameraschattens wäre dabei allerdings so groß, dass solche Konfigurationen sehr kleine effektive Abbildungsflächen haben, die nicht weiter interessant sind. Aus diesem Grund wird die effektive Apertur dieser Konfigurationen zu null gesetzt. Weiter gut zu erkennen ist, dass ein größerer Spiegelradius und damit ein größerer Spiegel zu einer größeren effektiven Apertur führt.

Abbildung 5.5 zeigt den Punktdurchmesser, damit auch die Pixelgröße, in Abhängigkeit des Aperturradiuses. Hier ist der Einfluss der sphärischen Aberrationen klar erkennbar. Umso größer der Aperturradius wird, desto größer ist auch der Punkt. Da die Punktgröße ab Aperturradien von ca. 17° sehr schnell steigt, ist zu erwarten, dass die besten Konfigurationen bei kleineren Aperturen gefunden werden.

Aus den beiden zuvor diskutierten Graphen ergibt sich Abbildung 5.7, in dieser ist das Sensitivitätsverhältnis in Abhängigkeit des Aperturradius für verschiedene Spiegelradien gezeigt. Gut zu erkennen ist, dass es für jeden Radius ein deutliches Optimum gibt. Die optimalen Einstellungen verlangen aber eine sehr unrealistische Pixelgröße, da sie bei kleinen Aperturen gefunden werden. In diesem Bereich ist der Effekt der sphärischen

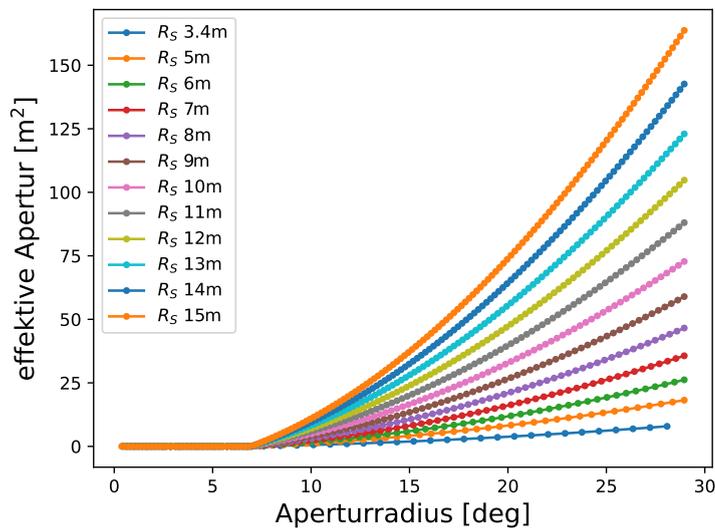


Abbildung 5.4.: Die effektive Apertur, in Abhängigkeit der Apertur in Grad

Aberration so klein, dass die Punkte - damit auch die Pixel - keine nennenswerte Ausdehnung haben, weshalb S_V trotz geringer effektiver Aperturen sehr hoch ist. Die realistischen Konfigurationen beginnen ab Aperturradien von ca. 10° , welche sich im Hinblick auf S_V , nur wenig von den optimal Einstellungen unterscheiden.

Eine weitere Dimension, neben S_V , die bei der Entscheidung für ein Teleskop herangezogen werden muss, ist der Preis. In Abbildung 5.8 ist daher eine Preisabschätzung gezeigt. Dabei wird der Preis pro Quadratmeter Spiegel, wie in [29] für ein Trinity Teleskop, zu 2000\$ angenommen. Bei Trinity handelt es sich um eine runterskalierte Version von MACHETE, diese soll als Neutrinodetektor verwendet werden. Der Preis eines Pixels liegt bei 100\$. Es ist nicht untersucht worden, ob die dort vorgestellten Materialien den Anforderungen für GCOS entsprechen.

Über den Vergleich mit Abbildung 5.7 kann dann entschieden werden, welche Konfigurationen preislich infrage kommen. Wie zu erwarten, sind die Teleskopsysteme mit der höheren Auflösung teurer als vergleichsweise schlechtere, das liegt vor allem an der sehr großen Anzahl an Pixeln, die für die gute Winkelauflösung sorgt. Es gibt jedoch eine große Auswahl, die günstiger ist als 10^6 \$ pro Teleskop. Die Grenze liegt weitestgehend unabhängig vom Radius der Spiegel bei ca. 10000 Pixeln. Ein $S_V > 12.5$ erscheint dadurch nur durch immensen finanziellen Aufwand verwirklicht werden zu können.

Zur weiteren Analyse wurden zwei Konfigurationen ausgewählt, genauer, die beiden günstigsten, welche ein S_V von a) größer als 5 und b) größer als 10 erreichen. In Tabelle 5.2 sind die optischen Parameter der beiden Optionen aufgeführt.

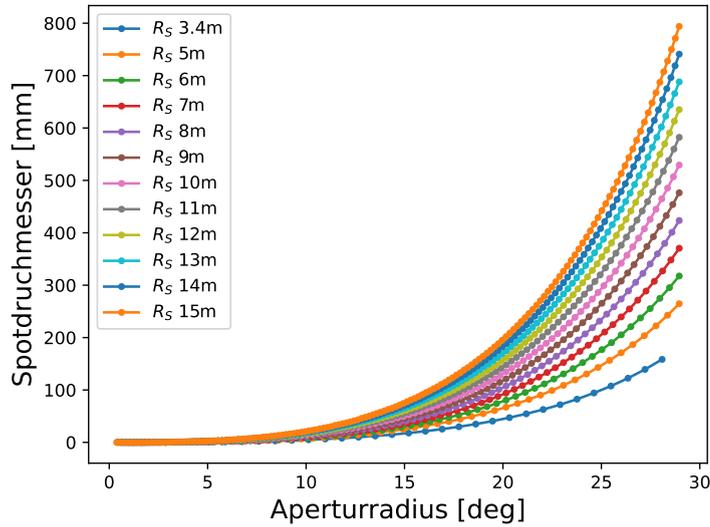


Abbildung 5.5.: Die Punktdurchmesser, in Abhängigkeit der Apertur in Grad

Tabelle 5.2.: Die zur weiteren Untersuchung ausgewählten Konfigurationen

	Option a)	Option b)
FOV [deg]	10×60	10×60
Aperturradius R_{AP} [m;deg]	2.45;15.65	3.3;13.5
Spiegelradius R_S [m]	9	14
Spiegelfläche A_S [m ²]	93	192
Ausdehnung Spiegel [m]	6.5×14	9×21
Kameraradius R_k [m]	4.634	7.154
Kamerafläche A_K [m ²]	3.92	9.35
Ausdehnung Kamera [m]	0.9×4.7	1.3×7.2
Punktradius r_p [mm;deg]	26;0.3	25.3;0.2
Pixelanzahl N_P	1454	3663
Pixelgröße ΔP [mm;deg]	52;0.6	50.5;0.4
effektive Apertur A_{eff} [m ²]	15	25
Sensitivitätsverhältnis S_V	5.2	12.32
Sichtweite [km]	≈60	≈65
Flächenabdeckung, pro 360°-Station [km ²]	11000	13000
Preisschätzung, pro 60°-Teleskop [\$]	330k	750k
Preisschätzung, pro 360°-Station [\$]	2M	4.5M

Es ist zu beachten, dass es sich bei den berechneten Werten für die effektive Apertur und das Sensitivitätsverhältnis um die minimalen Werte handelt. Denn diese Größen werden für senkrechten Lichteinfall bestimmt. Jedoch steigt die effektive Apertur – damit auch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis – mit zunehmendem Einfallswinkel, da der Kameraschatten kleiner wird. Dieses Verhalten wird in Abschnitt 6.3 beispielhaft für Option b) verdeutlicht, da es auf alle MACHETE-artigen Teleskope übertragbar ist.

Die Bestimmung der Sichtweiten folgt aus Abbildung 5.9. In dieser ist die Photonenzahl $N_\gamma = 1/r^2 \cdot \tau(r)$ in Abhängigkeit des Abstandes vom Detektor gezeigt - normiert auf die Photonenzahl, die von Auger benötigt wird, um einen Schauer mit $E_0 = 10^{20}$ eV vermessen zu können. Diese Photonenzahl wird in 45 km vom Detektor erreicht [37].

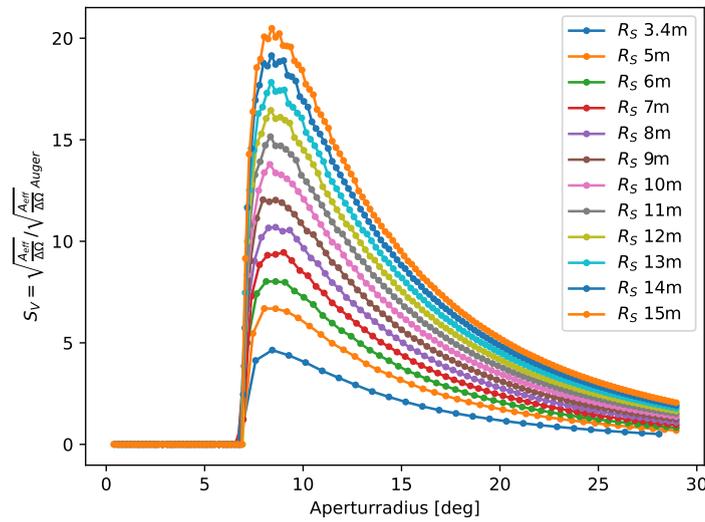


Abbildung 5.6.: Die Sensitivitätsverhältnisse aller berechneten MACHETE-artigen Teleskope in Abhängigkeit der Apertur

Bis in welche Entfernung ein Schauer von einem Teleskop gemessen werden kann, wird durch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis und die effektive Apertur bestimmt. Die Abschätzung der Sichtweite basiert auf dem Vergleich mit Auger. Ein Teleskop des Pierre Auger Observatoriums hat ein $\frac{S}{N} \propto 1.15$ und kann Schauer mit Energien von mehr als 10^{20} eV in Abständen bis ca. $d_{\max} = 45$ km vermessen. Die effektive Apertur des Teleskops ist 3 m^2 . Der Maßstab für die Sichtweite ist die Anzahl der Photonen $N_{\max,A}$ in 45 km Entfernung. Diese Photonenzahl ist das Minimum, dass von Auger benötigt wird, um einen Schauer noch auflösen zu können. Fällt diese Zahl dann gemäß $1/r^2 \tau(r)$ weiter ab und erreicht in einer Entfernung $d = (45 + x)$ km vom Teleskop den Wert $N_x = \frac{1}{10} N_{\max,A}$, könnte ein Teleskop mit einem $\frac{S}{N} \propto 10 \cdot 1.15$ dieses Licht mit derselben Genauigkeit auflösen wie ein Fluoreszenzteleskop des Pierre Auger Observatoriums das Licht aus 45 km Entfernung. Um zusätzlich dieselbe Anzahl an Photonen aufnehmen zu können, muss die effektive Apertur des Systems auch um einen Faktor 10 höher sein als bei Auger.

Man liest ab, dass man mit Option a), etwa 15 km weiter sehen kann als mit Auger, sowohl mit demselben Signal-zu-Rausch-Verhältnis als auch mit derselben Photonenausbeute. Das liegt daran, dass sowohl das Sensitivitätsverhältnis als auch der Faktor zwischen den effektiven Aperturen der beiden Teleskope etwa fünf ist. Ein Teleskop aus Option b) kann etwa 35 km mit demselben Signal-zu-Rausch-Verhältnis sehen und etwa 30 km weiter bei gleicher Lichtaufnahme. Hier liegt nicht derselbe Faktor zwischen den beiden entscheidenden Größen: $S_V \simeq 12$, das Verhältnis der effektiven Aperturen ist $\frac{25 \text{ m}^2}{3 \text{ m}^2} \simeq 8$ und damit etwas kleiner.

Durch die Steigerung der Sichtweiten steigt die Observationsfläche im Vergleich zu Auger deutlich an. Für das Pierre Auger Observatorium kann man für Schauer mit $E_0 = 10^{20}$ eV Vollabdeckung der gesamten SD Fläche, das sind etwa 3000 km^2 , annehmen. Die Technologie wäre jedoch in der Lage $(45 \text{ km})^2 \pi \simeq 6000 \text{ km}^2$ zu observieren. Das fünffach bessere Teleskop würde 11000 km^2 beobachten, das mit einer zehnfach höheren Auflösung etwa 13000 km^2 (bei gleicher Lichtausbeute). Es wird jeweils von einer 360° Station ausgegangen. Um die gesamte 40000 km^2 große Fläche, die für GCOS geplant ist abzudecken, bräuchte man also 4 Stationen von Option a) bzw. 3 Stationen von Option b). Aufgrund dieser Betrachtung ist Option a) der bessere Vorschlag - eine Steigerung des S_V und damit auch der Kosten, um einen Faktor zwei bringt nur wenig zusätzliche Observationsfläche ein.

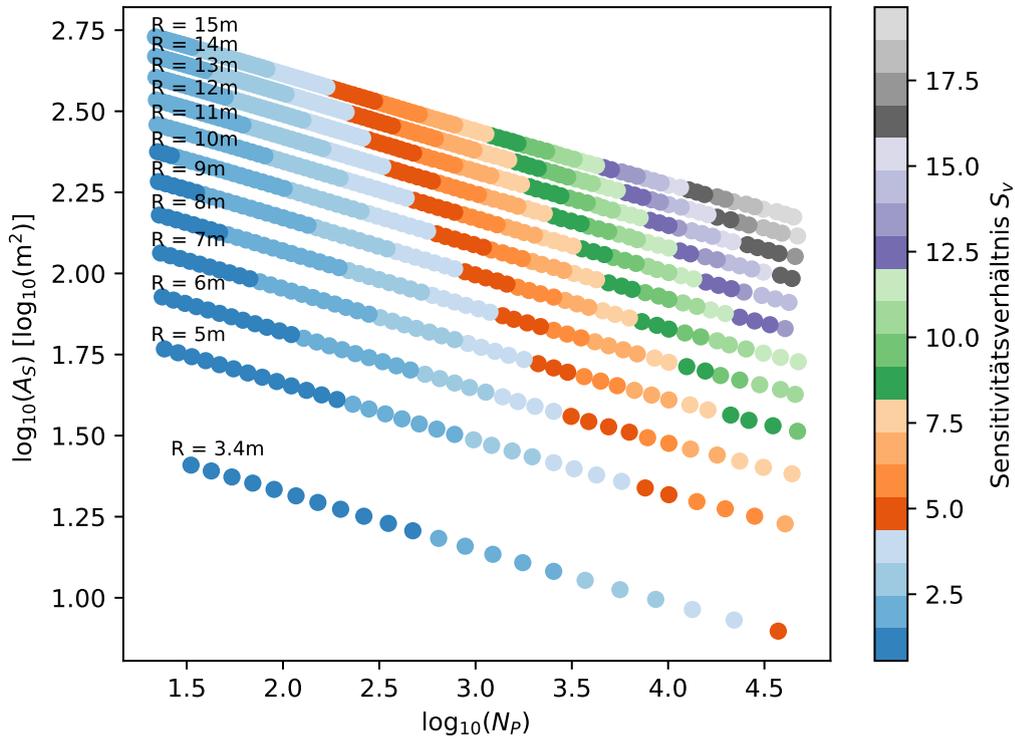


Abbildung 5.7.: Die benötigte Spiegelfläche sowie die geschätzte Pixelanzahl - in doppelt logarithmischer Darstellung

Abschließend werden die Kosten der Technologien von Auger, FAST und Option a) verglichen, um eine 11000 km^2 große Fläche abzudecken.

Um die Kosten der Technologien des Pierre Auger Observatoriums und der hier entwickelten miteinander zu vergleichen, wurden die optischen Parameter für eine $10^\circ \times 30^\circ$ Version von Auger neu ermittelt. Radius von Kamera und Spiegel sowie Apertur bleibt dabei gleich. Die Spiegelfläche wurde zu 8 m^2 , die Kamerafläche zu 0.3 m^2 bestimmt. Nimmt man Pixel mit 1.5° Seitenlänge an, sind $(10^\circ \times 30^\circ)/(1.5^\circ)^2 = 133$ Pixel benötigt. Für ein Drittel des Blickfeldes ist also $2/3$ der Spiegelfläche und $1/3$ der Pixel notwendig - im Vergleich mit dem bestehenden System von Auger.

Der Preis des optischen Systems des $30^\circ \times 30^\circ$ - Auger Teleskop ist etwa $150 \text{ k}\$$ [38]. Nimmt man an, dass der Spiegel den Preis dominiert, folgt eine grobe Preisschätzung des kleinen Auger Teleskops zu $2/3 \cdot 150 \text{ k}\$ \simeq 100 \text{ k}\$$. Eine 360° -Station der kleinen Version würde nach dieser Schätzung also ca. $1.2 \text{ M}\$$ kosten. Der Preis, um die gleiche Fläche wie mit Option a) zu beobachten, läge also bei ca. $2.4 \text{ M}\$$.

Das in dieser Arbeit entworfene Teleskop Option a) stellt außerdem einen Gegenentwurf zu FAST dar, daher wird auch hier ein Vergleich der Kosten durchgeführt.

Die Abschätzung der Sichtweite von FAST wurde äquivalent zu der für Option a) und b) durchgeführt. Für das S_V von FAST zu Auger ergibt sich:

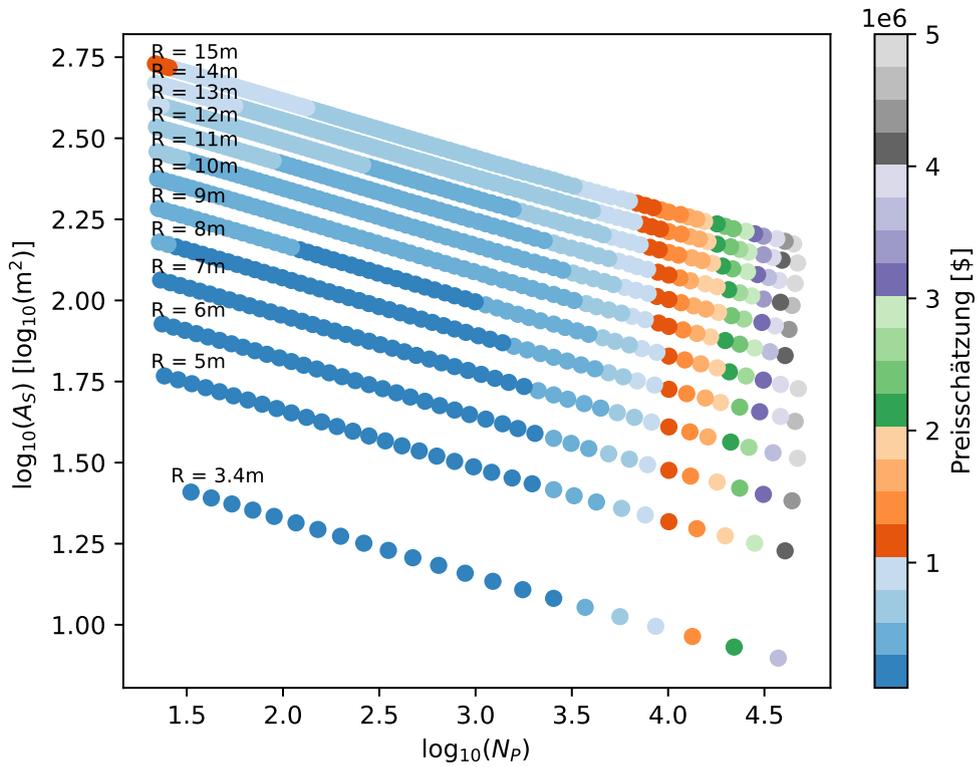


Abbildung 5.8.: Preisschätzung für ein Teleskop

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{FAST}} \propto \sqrt{\frac{1 \text{ m}^2}{(15^\circ)^2}} = \frac{1}{15} \frac{\text{m}}{\text{deg}} \rightarrow S_V = \frac{1/15 \text{ m/deg}}{1.15 \text{ m/deg}} \simeq 0.06. \quad (5.4)$$

woraus folgt, dass Signalaufnahme mit gleichem Signal-zu-Rauschen wie Auger bis in eine maximale Entfernung von ca. 23 km vom Detektor möglich ist - es werden von FAST ca. $\frac{1}{0.06} \simeq 17$ mal mehr Photonen benötigt als von Auger, um einen Luftschauder der von einem Teilchen mit $E_0 = 10^{20}$ eV ausgelöst wurde, mit demselben Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu sehen. Das Verhältnis der effektiven Aperturen von Auger und FAST ist

$$\frac{A_{\text{eff}}^{\text{Auger}}}{A_{\text{eff}}^{\text{FAST}}} = \frac{3 \text{ m}^2}{1 \text{ m}^2} = 3 \quad (5.5)$$

Daraus folgt die Distanz, bis in die hinreichende Photonenaufnahme zu erwarten ist zu etwa 35 km.

Die notwendige Anzahl an FAST Teleskopen, um die gleiche Fläche wie mit Option a) abzudecken, wird zu

$$N_{\text{FAST}} = \frac{11000 \text{ km}^2}{\pi \cdot (25 \text{ km})^2} \simeq 6 \quad (5.6)$$

geschätzt, dabei wird der Abstand der einzelnen Stationen zu 25 km angenommen, um einen Luftschauder mit 10^{20} eV zu messen.

Ein Teleskop von FAST hat ein Blickfeld von $30^\circ \times 30^\circ$ - es werden also 12 Teleskope pro Station benötigt [25]. Jedes dieser Teleskope kostet 35000 \$ - der Preis für eine 360° -Station

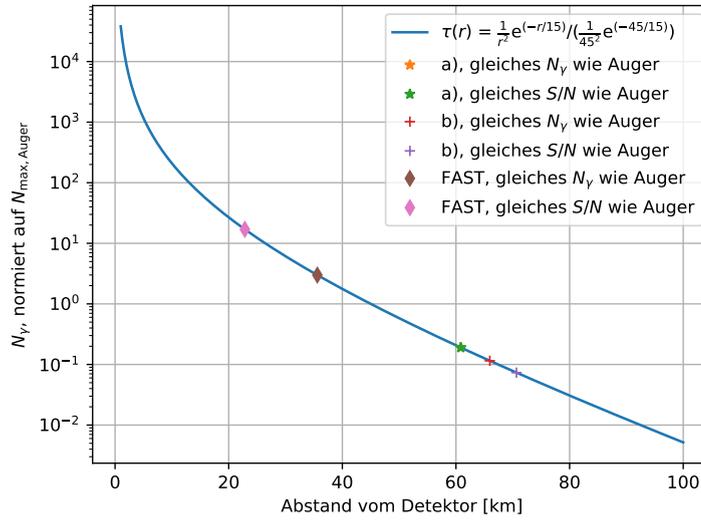


Abbildung 5.9.: Relative Photonenzahl in Abhängigkeit der Distanz vom Detektor und Schätzung der Sichtweiten

Die Photonenzahl N als Funktion der Entfernung vom Detektor, normiert auf die Anzahl der Photonenzahl in 45km Entfernung. Diese Distanz entspricht der maximalen Entfernung in der die von UHECR mit $E_0 \simeq 10^{20}$ eV induzierten Luftschauer mittels des Pierre Auger Observatoriums beobachtet werden können. Die Grafik gilt für die mittleren atmosphärischen Bedingungen der Umgebung des Pierre Auger Observatoriums. Es wurden die Sichtweiten für FAST, Option a) und b) geschätzt.

beläuft sich also auf $12 \cdot 35 \text{ k\$} = 420 \text{ k\$}$. Die Kosten, um mit FAST eine 11000 km^2 große Fläche abzudecken, folgen daraus zu

$$6 \cdot 420 \text{ k\$} \simeq 2.5 \text{ M\$}. \quad (5.7)$$

Dem gegenüber steht die Preisschätzung von Option a) mit 2 M\$. Es ist also möglich, mit einem Detektor, der auf Teleskop Vorschlag a) basiert, dieselbe Fläche zu observieren wie mit 72 FAST Teleskopen.

Die obigen Preisschätzungen sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst. Es lässt sich sagen, dass unabhängig von der gewählten Technologie etwa die gleichen Kosten für die Beobachtung der selben Fläche entstehen. Die wenigsten Stationen zur Abdeckung der 40000 km^2 , die für GCOS vorgesehen sind, werden dabei bei Verwendung von Option a) benötigt, was der große Vorteil dieser Technologie ist.

Tabelle 5.3.: Abschätzung der Kosten der verschiedenen Technologien

Technologie	R_{\max} [km]	# Stationen GCOS	Kosten/Station [M\$]	Gesamtkosten [M\$]
Option a)	60	3.5	2	7
Auger	45	6.3	2.4	15
FAST	25	20.4	0.4	8

6. Simulationsstudien mit ROBAST

Die zuvor vorgeschlagenen Teleskope werden in diesem Kapitel mittels einer ROBAST Simulation weiter untersucht. Zu Beginn wird ROBAST und das Prinzip einer Ray-Tracing Simulation erläutert. Die Vorgehensweise bei der Erstellung der Simulation wird zunächst anhand des bekannten Pierre Auger Teleskops überprüft. Nachdem die Verifikation des Vorgehens gelungen ist, werden die beiden Vorschläge simuliert und die Ergebnisse der Rechnung kontrolliert.

6.1. ROBAST - ROOT-Based Simulator for Ray-Tracing

Ziel einer Ray-Tracing Simulation ist es ein optisches System, beispielsweise einen Detektor, auf seine Eigenschaften zu untersuchen. Damit kann dann die Planungsphase neuer Detektortypen erleichtert werden oder die gemessenen Ergebnisse bereits bestehender Observatorien eingeordnet werden. In einer Ray-Tracing Simulation wird ein Feld von Photonen erzeugt und auf den Aufbau geschossen, der Weg der Photonen wird verfolgt und bei jeder Interaktion mit einem Objekt neu berechnet. Aus den ermittelten Positionsdaten können dann die gewünschten Informationen extrahiert werden.

Die Simulationsstudien des Pierre-Auger und des GCOS FD, die in diesem Kapitel vorgestellt werden, sind in der Software ROBAST entstanden [39]. ROBAST ist eine quelloffene, auf der Geometrie Bibliothek von ROOT basierende Ray-Tracing Bibliothek.

Da ROBAST auf ROOT basiert, können die Detektor-Geometrien über das Geometriepaket von ROOT modelliert werden. Mittels der ROBAST Klassen werden diesen dann die notwendigen Eigenschaften, wie Reflexivität oder Transitivität zugewiesen und die Spur der Photonen berechnet. Außerdem können die Daten, die in der Simulation entstehen direkt über ROOT, bzw. C++, analysiert werden oder zur weiteren Bearbeitung mit anderen Programmen vorbereitet und exportiert werden. ROBAST erlaubt *non - sequential ray-tracing* Simulationen komplexer Detektor Architekturen. Wobei *non-sequential ray-tracing* bedeutet, dass die Reihenfolge, in der die simulierten Photonen mit den optischen Elementen des Aufbaues interagieren, nicht angegeben werden muss. So können auch Aufbauten simuliert werden, bei denen im Voraus nicht klar ist, in welcher Reihenfolge die Photonen das optische System durchlaufen.

ROBAST erlaubt es auch ein 3D Modell des Detektors zu erstellen und zu visualisieren, das erleichtert die Verifikation des Aufbaus.

6.2. Simulation eines Teleskopes des Fluoreszenzdetektors des Pierre Auger Observatoriums

Um die Software zu validieren und die Nutzung von ROBAST zu erlernen, wurde zunächst ein Teleskop des Pierre Auger FD simuliert und mit Daten aus einer anderen Simulation verglichen. Diese Simulation [40] wurde im internen Netzwerk *Offline* [41] der Pierre Auger Kollaboration erstellt. Die Grundlage der ROBAST Simulation bilden die in Abschnitt 3.2

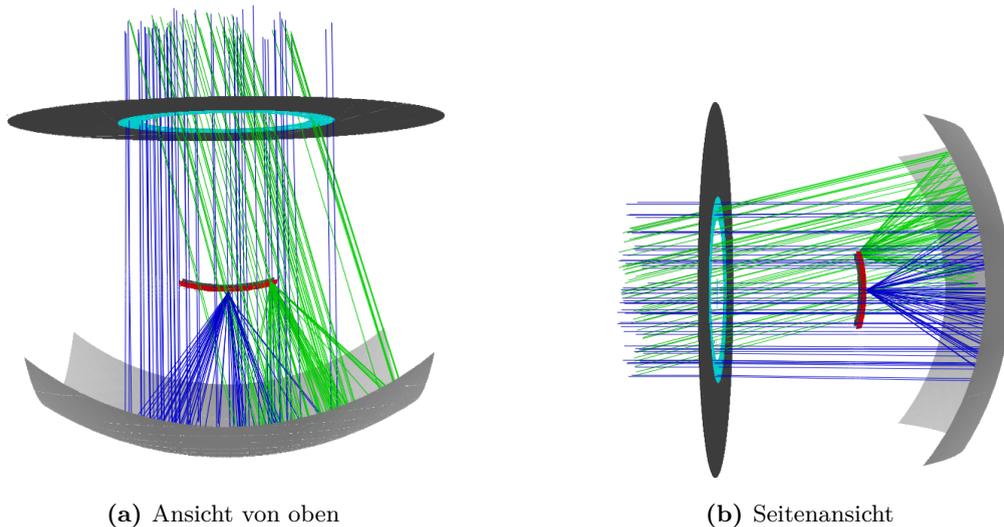


Abbildung 6.1.: 3D Modell eines Teleskops im Fluoreszenzdetektor des Pierre Auger Observatoriums, erstellt mit ROBAST

gezeigten geometrischen Ausdehnungen und Konstruktionsverfahren.

Zunächst werden nun die Ergebnisse der ROBAST Simulation ohne Korrekturring dargestellt, im Anschluss daran folgen die Ergebnisse, die bei Beachtung des Korrekturrings entstanden sind. In [Abbildung 6.1](#) sind zwei Ansichten des 3D Modells eines FD-Teleskops des Pierre Auger Observatoriums gezeigt. In blau sind darin Strahlen eingezeichnet, welche entlang der optischen Achse auf das Teleskop treffen. Die grünen Strahlen treffen mit einem Einfallswinkel von 20° auf den Aufbau. In schwarz zu sehen ist die Aperturblyende, darin in hellblau der Korrekturring. In Rot ist die Fokalebene dargestellt, in grau der sphärische Spiegel.

In den ROBAST Simulationen wurden stets 50000 Photonen simuliert. Die [Abbildungen 6.2](#) und [6.3](#) zeigen die PDV bei Einfallswinkeln 0° und 20° , ohne bzw. mit KR, der [Offline](#) und der ROBAST Simulation. In [Abbildung 6.2a](#) ist die Punktdichteverteilung (PDV) für Lichteinfall mit einem Winkel von 0° relativ zur optischen Achse gezeigt. Vergleicht man diese mit der PDV in [Abbildung 6.2c](#), welche mit den Daten aus der [Offline](#) Simulation erstellt wurde, stellt man fest, dass beide dieselbe qualitative Struktur aufweisen. Der dichteste Punkt liegt jeweils in der Mitte, außerdem weisen beide eine blütenartige Struktur auf.

Zusätzlich zum Vergleich der qualitativen Struktur werden die kumulativen Verteilungen in [Abbildung 6.4](#) gezeigt, für Lichteinfall mit 0° ohne KR in [6.4a](#), was einen besseren Vergleich ermöglicht. Aufgetragen ist je auf der x -Achse ist der Abstand vom Punktzentrum in Millimetern, auf der y -Achse ist der Anteil des umschlossenen Lichtes gezeigt. Als Punktzentrum gilt dabei derjenige Bin im Histogramm mit den meisten Einträgen. In schwarz ist weiter zur Orientierung der erwartete Wert für den Punktradius eingezeichnet. Zu sehen ist, dass bei weniger als $x \simeq 7.4$ mm 95% des Lichtes umschlossen sind, was zudem in Übereinstimmung mit der Rechnung aus [5.1](#) ist, die Rechnung sagt $r_{100} = 7.42$ mm voraus. Der Verlauf der Verteilungen ist nahezu identisch.

Bei einem Einfallswinkel von 20° ohne KR, die kumulativen Verteilungen sind in [Abb. 6.4b](#) gezeigt, verschlechtert sich die Übereinstimmung etwas, die Kurven liegen jedoch noch immer eng beieinander. Auch der qualitative Vergleich der PDVen zeigt, dass beide Simulationen ähnliche Ergebnisse liefern. Die PDVen sind in [Abb. 6.2b](#) für die ROBAST Simulation und in [Abb. 6.2d](#) für die [Offline](#)-Simulation gezeigt.

Es hat sich herausgestellt, dass die verwendete, sphärische Näherung für den Korrekturring das Ergebnis der [Abbildung](#) stärker verändert als zuvor vermutet. Die Abweichung ist

bereits offensichtlich beim qualitativen Vergleich der PDVen. Es ist klar erkennbar, dass das Zentrum des Punktes in der ROBAST Simulation (siehe Abb. 6.3a) bei einem Einfallswinkel von 0° größer ist als in den Vergleichsdaten (siehe Abb. 6.3c). Außerdem ist ein Kranz aus Streulicht um den Punkt zu erkennen, welcher aus Streuung der Photonen an den Kanten der Linsensegmente resultieren könnte. Die allgemeine Form scheint jedoch übereinzustimmen. Anders verhält sich das bei Lichteinfall mit 20° , hier verändert sich die qualitative Form der Punkte sehr stark. Der Abbildungspunkt aus den Offline Daten weist eine Schleifenstruktur auf, welche in Abbildung 6.3d gut zu erkennen ist. Der Abbildungspunkt der ROBAST Simulation lässt diesen vermissen, siehe dazu Abbildung 6.3b. Es ist also auch keine gute Übereinstimmung der kumulativen Verteilungen zu erwarten. Ein Blick auf die Abbildungen 6.4c und 6.4d bestätigt das. In diese ist der Vergleich einer weiteren Simulation eingegangen, welche mit GEANT erstellt wurde. Die Daten wurden aus einem Diagramm in [21] abgelesen, leider liegen keine Informationen über die qualitative Gestalt der PDVen aus dieser Simulation vor.

Festzuhalten ist, dass die Simulationen alle ähnliche quantitative, aber teilweise stark abweichende qualitative Ergebnisse liefern. Die Punkte an denen 95% des Lichtes umschlossen sind, weichen nur geringfügig voneinander ab, was der Vergleich der verschiedenen Punktgrößen zeigt, welche in Tabelle 6.1 aufgelistet sind.

Die Abweichung der Punktradien der beiden Simulationen ohne Korrekturring beträgt bei Einfallswinkel 0° lediglich 0.02 mm, bei 20° ist sie mit ca. 0.6 mm zwar größer, jedoch immer noch sehr gering.

Die ROBAST Simulation und die GEANT Simulation liegen mit Korrekturring nah beieinander, die Differenz der Punktradien bei Einfallswinkel 20° ist mit 0.23 mm relativ gering. Zu dem aus der Offline-Simulation bestimmten Punktradius ist die Differenz der beiden Simulationen größer, ROBAST liegt 1.3 mm, die GEANT Simulation sogar 1.6 mm darunter. Interessant ist, dass die Offline-Simulation den kleinsten Punkt bei Einfallswinkel 0° liefert. Dieser liegt 0.66 mm unter dem mit GEANT- und 0.79 mm unter dem mit ROBAST bestimmten Radius.

Insgesamt sind die Abweichung der durch die verschiedenen Simulationen bestimmten Punktradien im Millimeterbereich. Die Übereinstimmung ist dabei wie erwartet ohne Korrekturring besser als mit. Die Abweichungen der Simulationen mit Korrektoring ist auf das unterschiedliche Linsenprofil zurückzuführen. Da die Simulation einer Linse für GCOS nicht notwendig ist, wurde das Ergebnis dennoch als treffend genug eingestuft.

Tabelle 6.1.: Die Ergebnisse der Simulationen im Vergleich, als Punktradius wird in der Simulation der Radius gewählt, bei dem 95% des Lichtes umschlossen sind.

Simulation	$r_{95} (0^\circ)$	$r_{95} (20^\circ)$	$A_{\text{eff}} (0^\circ)$	$\frac{S}{N} (0^\circ)$
ROBAST, ohne KR	7.18 mm	7.29 mm	1.49 m ²	0.81
ROBAST, mit KR	7.59 mm	7.23 mm	2.99 m ²	1.14
<u>Offline</u> , ohne KR	7.2 mm	7.9 mm	-	-
<u>Offline</u> , mit KR	6.8 mm	8.6 mm	-	-
GEANT, mit KR	7.46 mm	7.05 mm	-	-

Die effektive Apertur des jeweiligen Systems wird in den ROBAST Simulationen über

$$A_{\text{eff}} = A_{\text{gen}} \frac{n}{N}, \quad (6.1)$$

bestimmt, wobei $A_{\text{gen}} = \pi \cdot r_{\text{gen}}^2$ die Fläche ist, in der die Photonen der Simulation generiert werden. Das Verhältnis $\frac{n}{N}$ gibt an, wie sich die Anzahl n der detektierten, zu der Zahl N der generierten Photonen verhält, bei einem idealen Spiegel hängt dieses Verhältnis nur

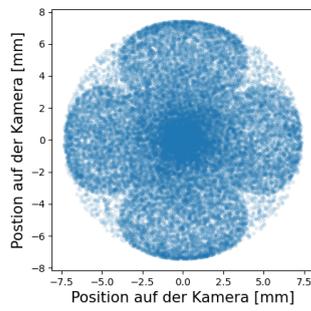
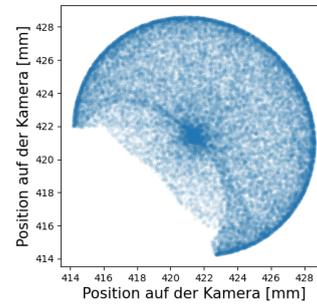
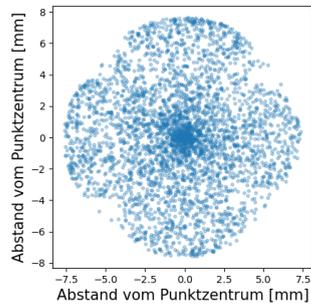
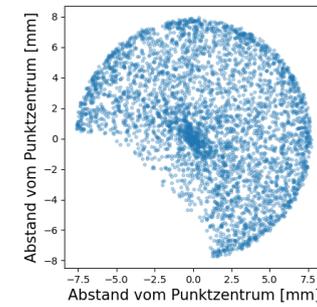
(a) 0° , ohne KR, ROBAST(b) 20° , ohne KR, ROBAST(c) 0° , ohne KR, Offline(d) 20° , ohne KR, Offline

Abbildung 6.2.: Vergleich der Punktdichteverteilungen der ROBAST und der Offline Simulationen des Auger FD für die Einfallswinkel 0° und 20° ohne Korrektoring.

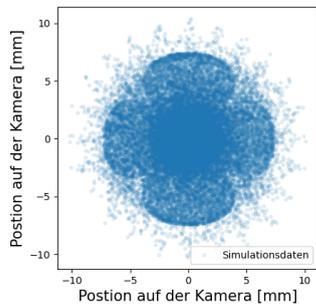
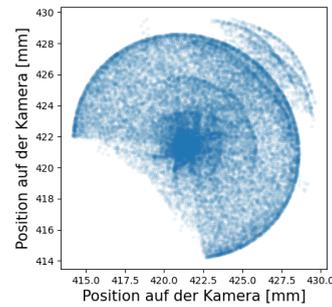
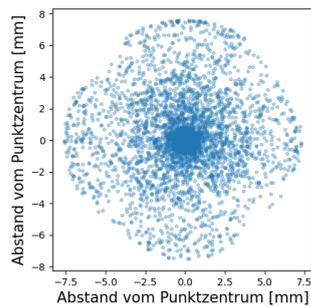
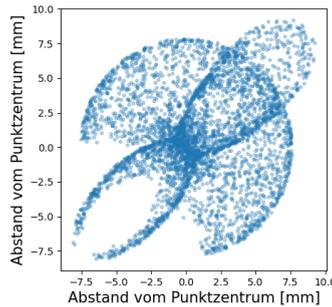
(a) 0° , mit KR, ROBAST(b) 20° , mit KR, ROBAST(c) 0° , mit KR, Offline(d) 20° , mit KR, Offline

Abbildung 6.3.: Vergleich der Punktdichteverteilungen der ROBAST und der Offline Simulationen des Auger FD für die Einfallswinkel 0° und 20° mit Korrektoring.

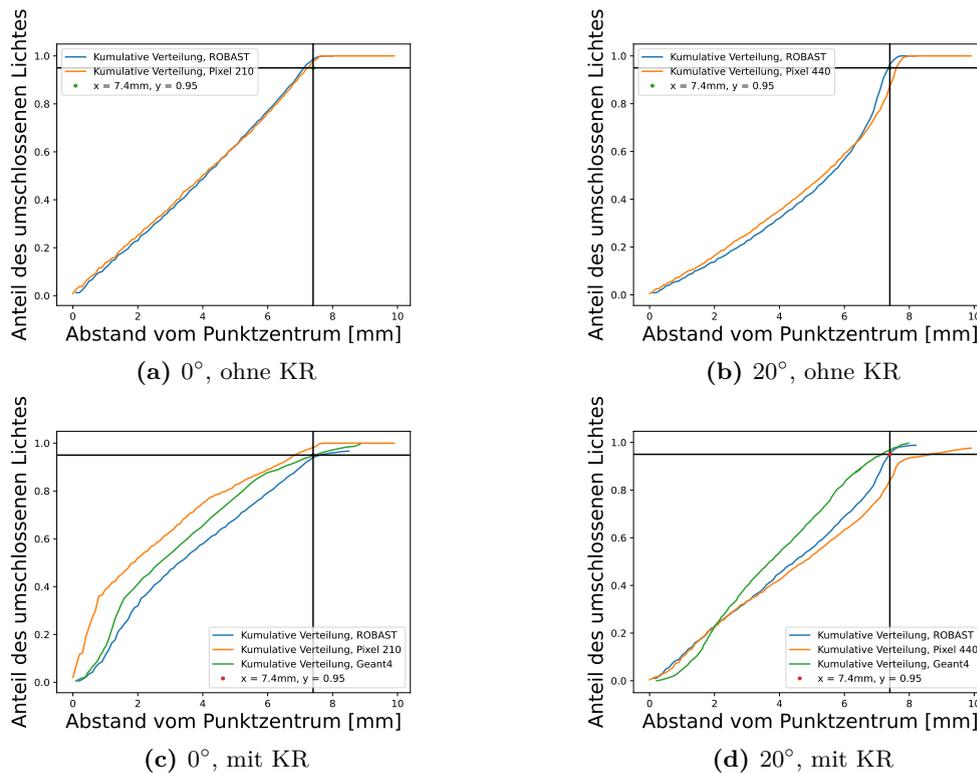


Abbildung 6.4.: Vergleich der kumulativen Verteilungen der Offline- und der ROBAST Simulation, bei verschiedenen Einfallswinkeln. In den Vergleich mit KR geht zusätzlich eine GEANT Simulation ein

vom Kameraschatten ab. Dieser Zusammenhang wird zur simulativen Bestimmung aller effektiven Aperturen verwendet.

6.3. Simulation der ausgewählten GCOS Konfigurationen

Es werden nun die Simulationsergebnisse der beiden Konfigurationen, die in Tabelle 5.2 detailliert beschrieben sind, vorgestellt. Es werden die Vorhersagen der Rechnung überprüft und die qualitative Gestalt der Punktdichteverteilungen untersucht. In den folgenden Simulationen liegt die vertikale Achse des Teleskops entlang der y -Achse und die horizontale Achse entlang der x -Achse.

Vereinfachend wurde auf eine Segmentierung des Spiegels verzichtet, außerdem wurden keine Abweichungen vom idealen Spiegelradius beachtet.

Es werden vor allem die Ergebnisse von Konfiguration a) dargestellt - dadurch, dass Option a) und Option b) skalierte Versionen desselben Teleskops sind, sind die Unterschiede der Abbildungseigenschaften marginal.

Die Richtung, aus der das Licht auf den Spiegel trifft, wird in der Form (ϕ, θ) angegeben, mit $\phi \in [-5, 5]$ und $\theta \in [-30, 30]$, damit entspricht ϕ dem Höhen- und θ dem Azimuthalwinkel auf der Kamera. Aufgrund der Symmetrie des Spiegels reicht es aus, lediglich die positiven Winkelbereiche zu untersuchen. Im Hauptteil der Arbeit werden nur einige ausgewählte PDVen vorgestellt, im Anhang sind einige mehr gegeben. Zunächst wird die qualitative Gestalt der PDV untersucht, eine Zusammenfassung der quantitativen Größen ist für Option a) in Tabelle 6.2 und für Option b) in 6.3 gegeben.

Abbildung 6.6 zeigt die PDVen sowie die kumulativen Verteilungen für Option a).

Bei senkrechtem Lichteinfall ist der Einfluss des Kameraschattens auf die qualitative Gestalt des Punktes klar zu erkennen, er macht sich als sanduhrförmiger Leerbereich

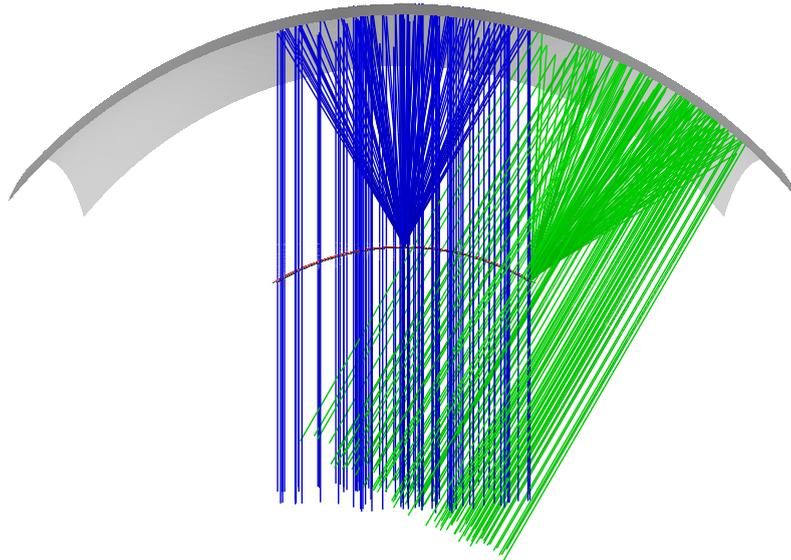


Abbildung 6.5.: 3D Modell von Konfiguration a) in der Ansicht von oben.

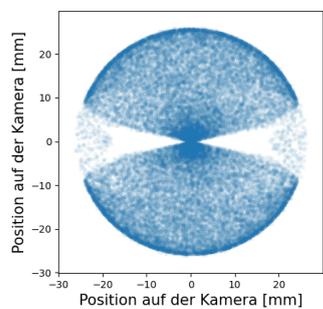
Die blauen Strahlen treffen senkrecht auf den Spiegel, die grünen mit einem Einfallswinkel von 30° . Um die Lichtakzeptoren in der Simulation zu berücksichtigen werden die Photonenfelder so initialisiert, dass sie senkrecht auf den Strahlen stehen, dieses Vorgehen entspricht dem in [26]

im Abbildungspunkt bemerkbar. Der Abbildungspunkt ist um seine senkrechte, wie um seine vertikale Mittelachse symmetrisch. Das meiste Licht wird im Zentrum des Punktes registriert, zum Rand hin nimmt die Dichte dann wieder ab, bevor sie am Rand selbst eine Art Kranz bildet. Dieser Kranz wird von den Strahlen gebildet, die durch die Apertur grade noch zugelassen werden. Diese werden aufgrund der sphärischen Aberrationen nicht genau ins Zentrum reflektiert und sammeln sich daher am Rand des Punktes.

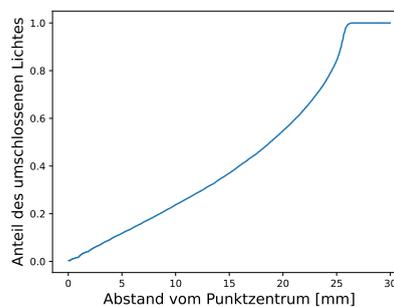
Lichteinfall mit um fünf Grad zum Horizont geneigter Achse führt zu einer anderen Gestalt des Punktes. Die obere Hälfte des Punktes ist frei von Schatteneffekten der Kamera. Die untere Hälfte ist von diesen bestimmt. Der Punkt ist daher um seine vertikale Mittelachse symmetrisch, verliert aber die Symmetrie um die horizontale Mittelachse. Es ist auch hier zu erkennen, dass das meiste Licht im Zentrum des Punktes registriert wird. Zum Rand hin nimmt die Dichte ab, bevor die Punktdichte auf diesem erneut ansteigt. Die kumulativen Verteilungen in Abb. 6.6b und in Abb. 6.6d unterscheiden sich jedoch unwesentlich.

Am Rand der Kamera, jedoch auf der horizontalen Achse - also bei Lichteinfall mit Winkeln $(0,30)$, ergibt sich die PDV in Abb. 6.6e. Diese ist ähnlich zu der für Lichteinfall mit Winkeln $(0,0)$ - unterscheidet sich aber dadurch, dass der Einfluss des Kameraschattens geringer ist. Aus diesem Grund ist auch die PDV in Abb. 6.6g, für die Einfallswinkel $(5,30)$, dieser recht ähnlich. Die qualitative Gestalt unterscheidet sich nur durch die Position der Schatten, die Größe dieser ist aber gleich. Daher sind auch die kumulativen Verteilungen identisch. Außerdem wird der Punkt zum Rand hin elliptisch.

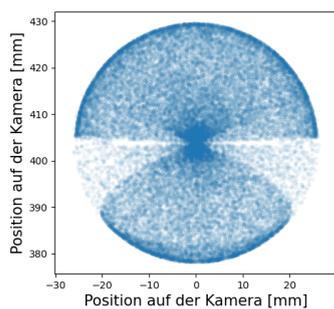
Die Gestalt der PDVen und der kumulativen Verteilungen von Option b) unterscheidet sich nicht von denen für Option a) - da es sich um eine skalierte Version desselben optischen Aufbaus handelt, war dies auch nicht zu erwarten. Daher wird auf eine eingehende Beschreibung verzichtet, die Abbildungen sind ab Abschnitt D des Anhangs gezeigt.



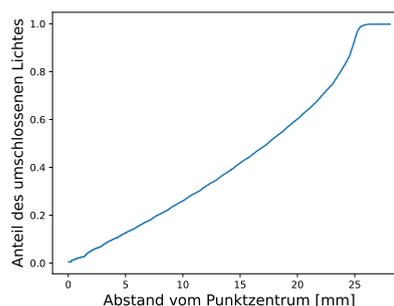
(a) PDV ($0^\circ, 0^\circ$)



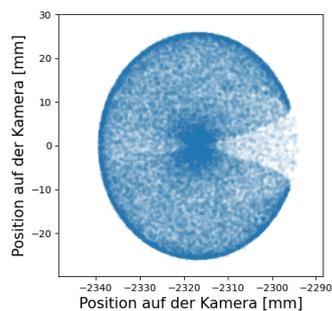
(b) Kumulative Verteilung ($0^\circ, 0^\circ$)



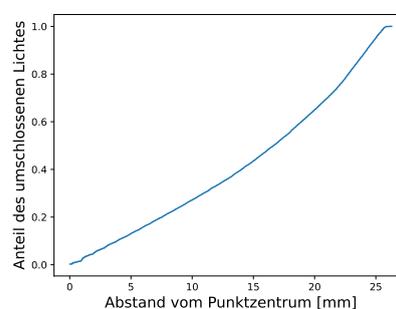
(c) PDV ($5^\circ, 0^\circ$)



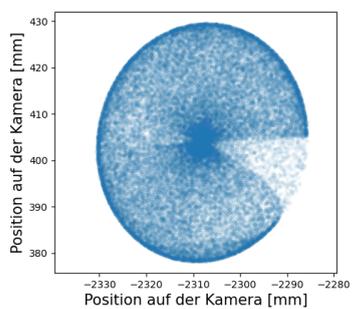
(d) Kumulative Verteilung ($5^\circ, 0^\circ$)



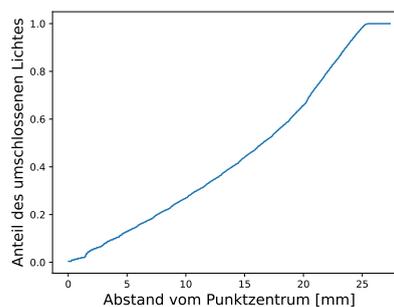
(e) PDV ($0^\circ, 30^\circ$)



(f) Kumulative Verteilung ($30^\circ, 0^\circ$)



(g) PDV ($5^\circ, 30^\circ$)



(h) Kumulative Verteilung ($5^\circ, 30^\circ$)

Abbildung 6.6.: PDV und kumulative Verteilungen für Option a) bei verschiedenen Einfallswinkel

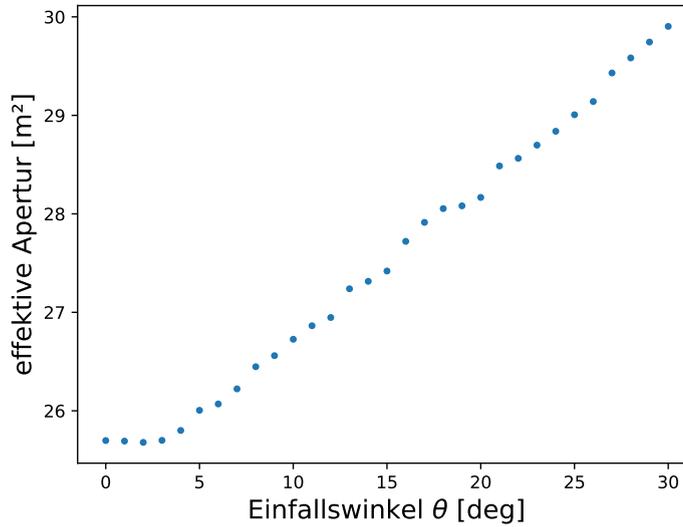


Abbildung 6.7.: Option b): Verlauf der effektiven Apertur bei Einfallswinkeln $(0, \theta)$

Die Abbildung 6.7 zeigt die Entwicklung des Verlaufes der effektiven Apertur bei Variation des Lichteinfallswinkels θ und konstantem Höhenwinkel, hier $\phi = 0$. Gut zu sehen ist, dass die effektive Apertur mit θ steigt, der Einfluss des Kameraschattens also mit θ abnimmt. Der berechnete Wert der effektiven Apertur ist wie erwartet das Minimum. Abschließend sei noch erwähnt, dass bei maximalem Kameraschatten sowohl in Option a) als auch in Option b) noch ca. 75% aller simulierten Photonen auf die Kamera abgebildet werden. Die gemittelten Werte in den Tabellen 6.2 und 6.3 entsprechen dem Mittel der Berechnungen bei konstantem ϕ aber variablem $\theta \in [0, 30]$, mit $\Delta\theta = 1$.

Tabelle 6.2.: Vergleich der Rechnung mit den Resultaten der Simulation, Option a)

	Rechnung (0,0)	ROBAST (0, θ)	ROBAST (5, θ)
Punktradius r_p [mm] ($\theta = 0^\circ$)	25.97	26.01	25.95
gemittelter Punktradius \bar{r}_p [mm]	-	26.35 ± 0.10	26.11 ± 0.27
effektive Apertur A_{eff} [m ²] ($\theta = 0^\circ$)	14.93	14.58	14.63
mittlere effektive Apertur $\overline{A_{\text{eff}}}$ [m ²]	-	15.53 ± 0.62	15.56 ± 0.62
Sensitivitätsverhältnis S_V ($\theta = 0^\circ$)	5.21	5.53	5.54
mittleres Sensitivitätsverhältnis $\overline{S_V}$	-	5.71 ± 0.62	5.71 ± 0.97

Die ROBAST Simulation liefert, wie in Tabelle 6.2 einzusehen ist, einen nahezu identischen Punktradius wie die Rechnung. Die Punktradien weichen nur um 0.04 mm voneinander ab. Zusätzlich ist zu sehen, dass der Punktradius über das gesamte Blickfeld nahezu konstant ist, die Standardabweichung des gemittelten Punktradius beträgt nur 0.1 mm bei $\phi = 0^\circ$ und ist bei $\phi = 5^\circ$ mit 0.27 mm nur wenig größer. Die effektive Apertur wird für senkrechten Lichteinfall durch die Simulation etwas kleiner bestimmt als in der Rechnung, die beiden Werte weichen um 0.5 m^2 voneinander ab. Auch hier zeigt sich, dass der Unterschied zwischen Lichteinfall mit $\phi = 0^\circ$ bzw. $\phi = 5^\circ$ unwesentlich ist. Die gemittelte effektive Apertur ist bei beiden untersuchten Einfallswinkeln nahezu gleich. Die Standardabweichungen sind sogar identisch. Ein ähnliches Verhalten ist auch beim Sensitivitätsverhältnis zu beobachten. Es lässt sich also feststellen, dass die optischen Eigenschaften des Teleskops über das gesamte Blickfeld hinweg konstant sind.

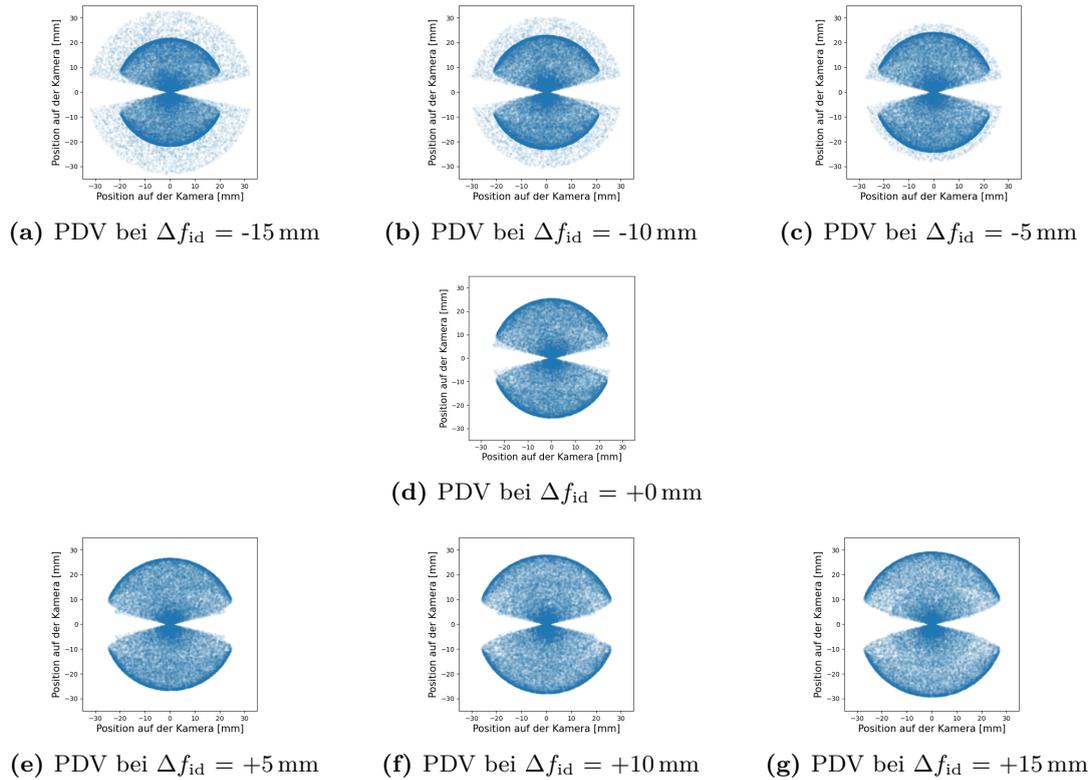


Abbildung 6.8.: Veränderung der Form des Punktes bei Abweichung der Kameraposition von der idealen Lage. Untersucht wurde Option b) bei Einfallswinkeln $(0^\circ, 0^\circ)$.

Tabelle 6.3.: Vergleich der Rechnung mit den Resultaten der Simulation, Option b)

	Rechnung (0,0)	ROBAST (0, θ)	ROBAST (5, θ)
Punktradius r_p [mm] ($\theta = 0^\circ$)	25.3	25.7	25.85
gemittelter Punktradius \bar{r}_p [mm]	-	25.77 ± 0.29	24.79 ± 0.22
effektive Apertur A_{eff} [m^2] ($\theta = 0^\circ$)	25	25.7	25.85
mittlere effektive Apertur \bar{A}_{eff} [m^2]	-	27.54 ± 1.34	27.57 ± 1.32
Sensitivitätsverhältnis S_V ($\theta = 0^\circ$)	12.32	11.02	11.05
mittleres Sensitivitätsverhältnis \bar{S}_V	-	13.12 ± 1.34	13.13 ± 1.32

Eine Betrachtung von Tabelle 6.3 zeigt, dass auch für Option b) eine über das gesamte Blickfeld konstante Leistung zu erwarten ist. Etwas überraschend ist, dass die Standardabweichungen der effektiven Apertur und der Sensitivitätsverhältnisse größer ist, als bei Option a). Das lässt sich jedoch dadurch erklären, dass die Spiegelfläche insgesamt größer ist, wodurch der Schatteneffekt der Kamera am Rand verhältnismäßig kleiner ist als bei Option a). Das führt dazu, dass die effektive Apertur am Rand des Spiegels größer ist als in der Mitte - was zur größeren Schwankung der effektiven Apertur und von S_V führt. Da es unwahrscheinlich ist, dass in der Realität die Fokalebene exakt in der idealen Brennebene angebracht wird, wird im Folgenden der Einfluss von Abweichungen von dieser idealen Lage auf die Form sowie die Größe des Spots untersucht. Dazu wird in der Simulation die Lage der Fokalebene um $\Delta f_{\text{id}} = (\pm 15, \pm 10, \pm 5)$ mm variiert und Ray Tracing durchgeführt. Da sich die qualitative Gestalt der Punkte von Option a) und Option b) nicht unterscheiden, wird nur Option b) in diesem Hinblick untersucht. Die zu diesem Zweck gezeigten PDV sind alle bei Einfallswinkeln $(0, 0)$ entstanden. Gezeigt sind die PDVen in der Abbildung 6.8.

Wird die Kamera aus der Fokalebene um $\Delta f_{\text{id}} = -x$ mm verschoben, rückt der Rand des Punktes nach innen. Der intensive Rand ist umgeben von einem Gebiet aus Licht, das nicht auf diesen fokussiert wird. Dieser Effekt ist bereits in Abbildung 6.8c, bei dieser Grafik ist $\Delta f_{\text{id}} = -5$ mm, erkennbar. Bei weiterer Entfernung wird dieser Effekt größer. Die Spotgröße wächst daher an - der Kern mit hoher Intensität bleibt aber von konstanter Größe, wie der Vergleich der Abbildungen 6.8a bis 6.8c mit Abbildung 6.8d zeigt. In den letztgenannten ist noch einmal die PDV bei idealer Kameraposition gezeigt. Wird die Kamera in die andere Richtung aus der idealen Kameraposition verrückt, so ändert sich die Form der Punkte nicht. Jedoch sind die mittleren Bereiche der PDV weniger dicht als beim idealen Fall. Es wird mehr Licht in den Rand des Punktes fokussiert. Dies ist in den Abbildungen 6.8e bis 6.8g zu erkennen. Auch der Punktradius steigt an - bei $\Delta f_{\text{id}} = +15$ mm steigt er bspw. von ca. 26 mm, was der ideale Punktradius ist, auf etwa 30 mm an. Die Abbildungseigenschaften des Instrumentes sind also bereits auf kleine Abweichungen von der ideal Einstellung sensibel, jedoch ist die Veränderung bei kleinen Abweichungen relativ gering.

Aufgrund des Verhaltens der Lichtverteilung bei negativer Abweichung von der idealen Kameraposition ist es sinnvoll, die Definition der Punktgröße noch einmal zu überdenken. Aus einer Optimierung nach bspw. 80% statt 100%, könnte die optische Leistung - bei gleichbleibendem Spiegelradius - weiter gesteigert werden, da kleinere Pixel implementiert werden könnten. Die in dieser Arbeit vorgestellten PDV sind jedoch unter idealen Bedingungen entstanden, welche so in der Realität nicht zu erwarten sind. Daher muss davon ausgegangen werden, dass der Radius, der hier als r_{100} bezeichnet wird, tatsächlich einem Radius entspricht, der einen kleineren Teil des Lichts enthält. Wie sich die realen Bedingungen genau auf den Punkt auswirken und ob dann eine Neudefinition des Punktes noch immer sinnvoll erscheint, bedarf daher weiterer Studien.

7. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein Vorschlag entwickelt, nachdem der Fluoreszenzdetektor von GCOS konstruiert werden könnte. Dieser wurde zur idealen Messung der von UHECRs ausgelösten Luftschaer konzipiert.

Dazu konnte im Hauptteil dieser Arbeit ein Verfahren implementiert werden, das es erlaubt, die Parameter optischer Systeme zu berechnen. Vertrauen in das Verfahren wurde über den Vergleich mit bereits bestehenden oder von unabhängigen Gruppen geplanten Teleskopen gewonnen. Für die berechneten Konfigurationen konnte dann eine Leistungs- und Preisabschätzung ermittelt werden. Basierend auf diesen Schätzungen wurden zwei Teleskope ausgewählt, welche den gesetzten Anforderungen entsprechen. Die vorgeschlagenen Teleskope haben ein fünf bzw. zehnfach höheres Signal-zu-Rausch-Verhältnis als ein Teleskop des Pierre Auger Observatoriums. Neben den optischen Parametern wurde auch eine Abschätzung der Sichtweite und der Fläche, die von den Teleskopen beobachtet werden kann, ermittelt. Es wurde basierend auf der maximalen Sichtweite dann Option a) als Vorschlag für GCOS ausgewählt.

Es folgten darauf Simulationsstudien mit ROBAST. Das in ROBAST angewandte Vorgehen wurde zunächst durch eine Simulation des bekannten FD des Pierre Auger Observatoriums validiert. Da die optischen Eigenschaften der ROBAST Simulation und der Offline Simulation ohne Korrekturing gut übereinstimmten und ein solcher für GCOS nicht notwendig ist, wurden beide vorgeschlagenen Teleskope in einer eigenen ROBAST Simulation weiter untersucht, der Schwerpunkt der Darstellung lag jedoch auf dem preiswerteren Teleskop Option a). So konnten Informationen über die Gestalt der Lichtverteilung auf der Kamera generiert werden, zudem wurde die durch die Rechnung vorhergesagte Leistung der vorgeschlagenen Teleskope bestätigt. Zuletzt wurde noch die Form des Abbildungspunktes untersucht, wenn die Teleskopkamera nicht an der idealen Position steht.

Weitere Ansätze für die Optimierung wurden durch das Verhalten der Lichtverteilung bei negativen Abweichungen der Kameraposition von der idealen Kameraposition geweckt, denn dieses regt zu Überlegungen an, diesen Effekt auszunutzen, um die optische Leistung weiter zu steigern. Die Studien zu einem Fluoreszenzteleskop für GCOS sind mit dieser Arbeit also noch nicht abgeschlossen. Es sollte eine realistischere Simulation der Vorschläge in Betracht gezogen werden. Dazu könnte ein segmentierter Spiegel, inklusive fertigungsbedingter Abweichungen vom idealen Radius, simuliert werden. Dadurch wären realitätsnähere Vorhersagen über die Gestalt des Abbildungspunktes möglich. Zudem könnte eine in Pixel aufgeteilte und mit Winston-Konzentratoren bestückte Kamera implementiert werden. Was es erlauben würde, durch die Simulation eines Luftschauers realistischere Informationen über die Gestalt des zu erwartenden Signals zu liefern. Zudem könnten atmosphärische Bedingungen implementiert werden, um eine realistischere Aussage über die maximale Sichtweite der Teleskope zu erlangen. In einer solchen detaillierten Simulation könnten außerdem Informationen über die Zeitaufösung des Instrumentes gewonnen werden. Diese zusätzlichen Studien werden es ermöglichen, den Aufbau des FD für GCOS noch weiter zu

optimieren.

Die grundlegenden Ergebnisse dieser Arbeit sind davon jedoch unabhängig und die hier getroffenen Aussagen bilden eine gute Basis zur weiteren Untersuchung. So wurde die benötigte Kamera- und Spiegelfläche, bereits zu den optimalen Einstellungen berechnet. Außerdem wurde die verwendete Pixelgröße zur Bestimmung der Leistung der Teleskope so gewählt, dass sie den kompletten Abbildungspunkt enthält, daher ist, trotz dessen, dass die Simulation idealisiert wurde, keine massive Veränderung der optischen Leistung unter realistischeren Bedingungen zu erwarten.

Es ist in dieser Arbeit gelungen, die optischen Parameter eines auf dem MACHETE Design basierenden Teleskops so zu optimieren, dass das Verhältnis der mit diesem Teleskop observierbaren Fläche zu der, die mit der aktuell im Pierre Auger Observatorium verwendeten Technik observierbar wäre, um einen Faktor

$$\frac{A_{\text{GCOS}}^{\text{Obs}}}{A_{\text{Auger}}^{\text{Obs}}} = \frac{11000 \text{ km}^2}{6000 \text{ km}^2} \simeq 2 \quad (7.1)$$

zu steigern. Der Preis für eine 360°-Station ist dabei (im Rahmen der Schätzung) für das hier entwickelte Teleskop Option a) in der selben Größenordnung wie der der Technik des Pierre Auger Fluoreszenzdetektors.

Das hier entworfene Teleskop stellt außerdem einen Gegenentwurf zu FAST dar. Es ist möglich, mit 3.5 Stationen von Option a) die gesamte für GCOS angedachte Fläche von 40000 zu beobachten. Dem gegenüber stehen die 20 Stationen von FAST, die, für die Beobachtung dieser Fläche nötig wären.

Es sind daher bei Option a), weniger Kosten für Infrastruktur, Wartung und Personal zu erwarten, als bei der Verwendung von FAST. Ein Nachteil der Technik ist jedoch, dass ein höherer Aufwand in der Beobachtung der atmosphärischen Transmissivität gesteckt werden muss. Da die Teleskope von Option a) eine hohe Sichtweite haben, ist eine genaue Kenntnis der atmosphärischen Bedingungen eines großen Bereiches notwendig [12].

Der Programmcode für die ROBAST Simulationen des Auger Teleskops und der GCOS Vorschläge, sowie ein Python Skript für die numerischen Rechnungen, ist in [42] verfügbar.

Anhang

A. PDV und kumulative Verteilungen für Option a): Lichteinfall mit $\phi = 0^\circ$

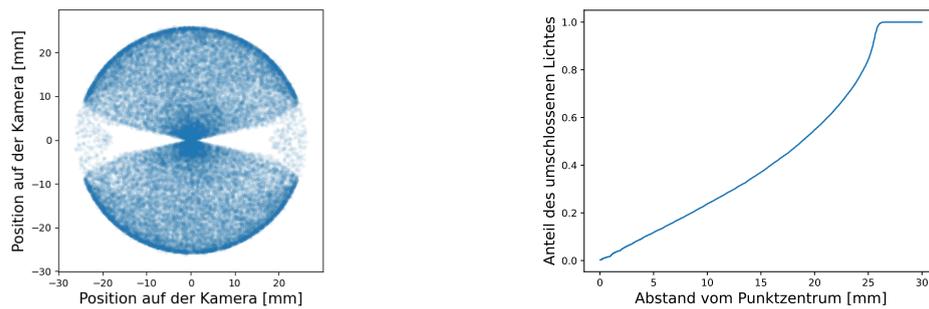


Abbildung A.1.: $\theta = 0^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

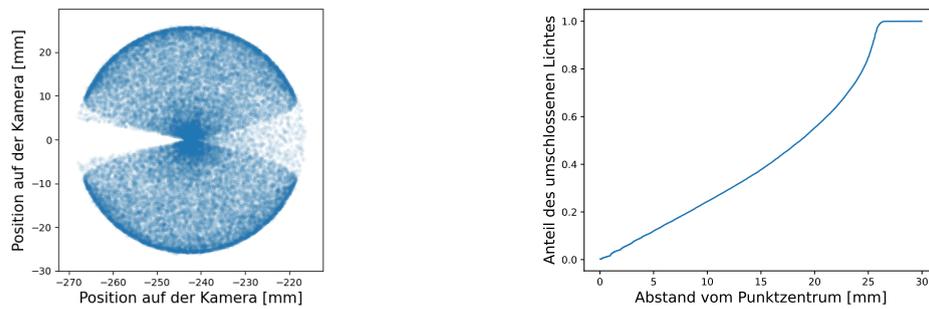


Abbildung A.2.: $\theta = 3^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

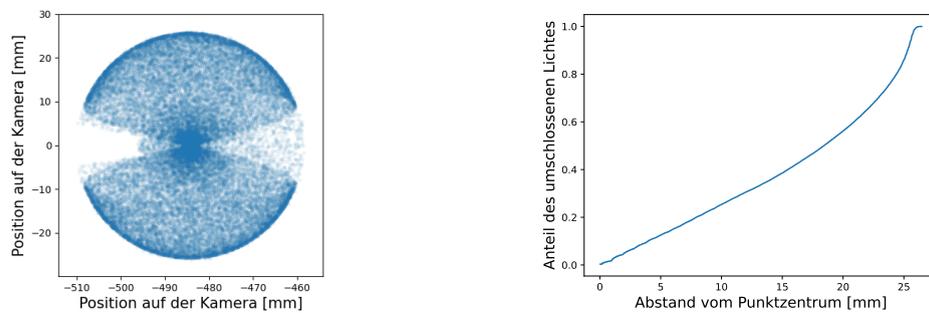


Abbildung A.3.: $\theta = 6^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

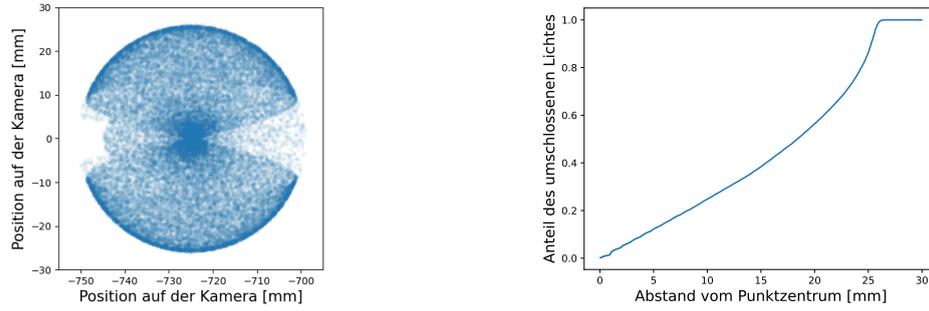


Abbildung A.4.: $\theta = 9^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

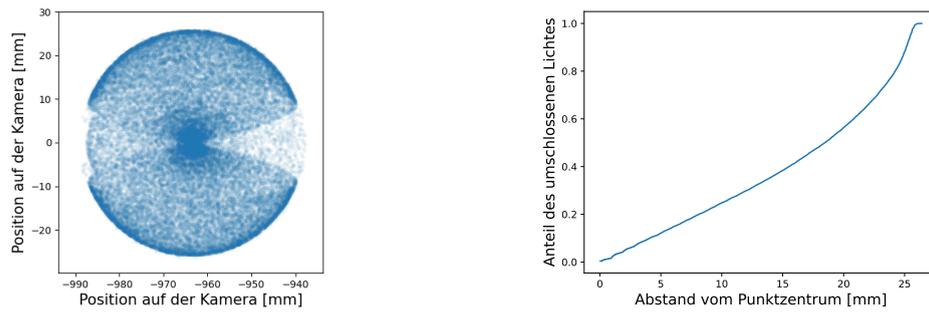


Abbildung A.5.: $\theta = 12^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

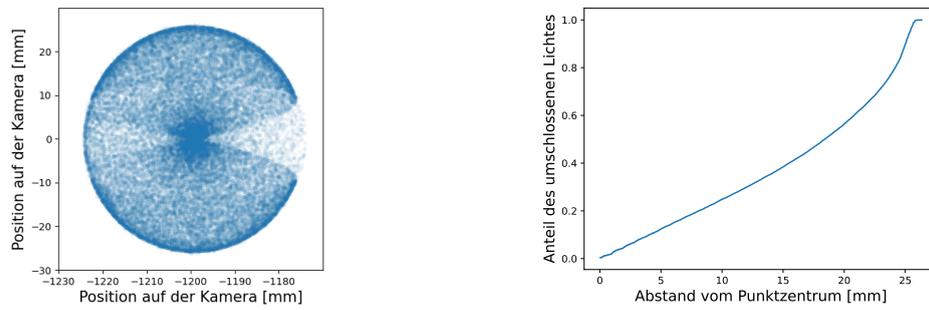


Abbildung A.6.: $\theta = 15^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

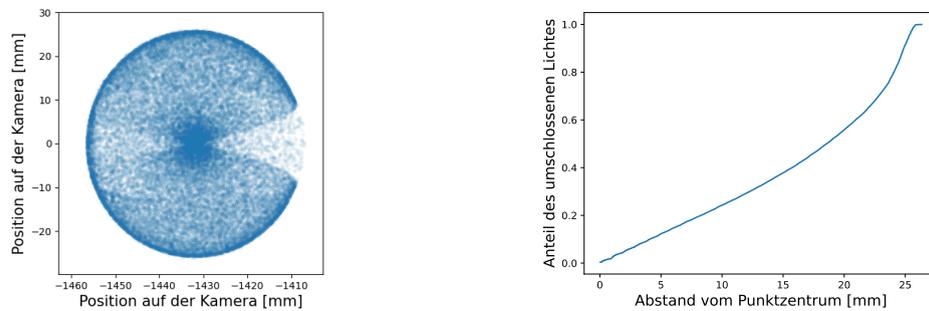


Abbildung A.7.: $\theta = 18^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

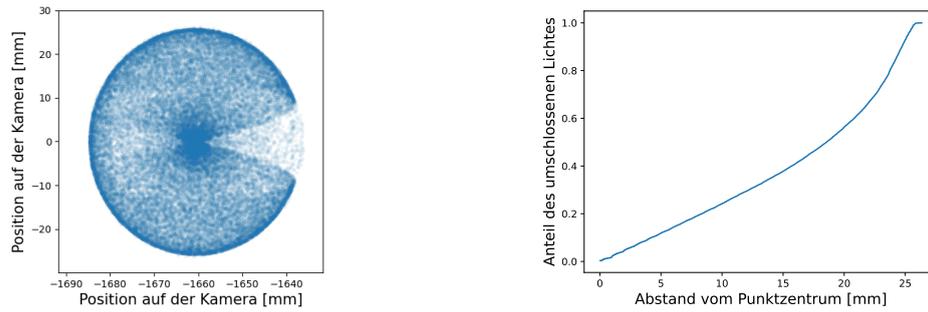


Abbildung A.8.: $\theta = 21^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

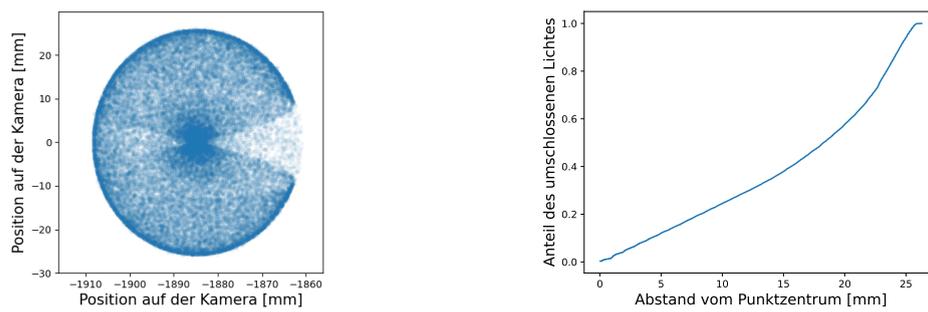


Abbildung A.9.: $\theta = 24^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

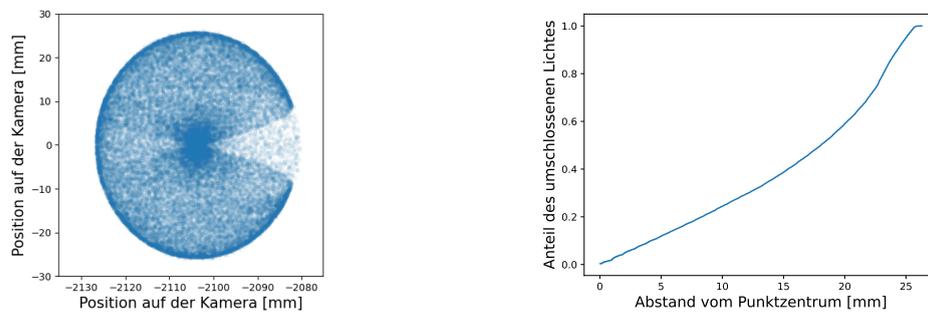


Abbildung A.10.: $\theta = 27^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

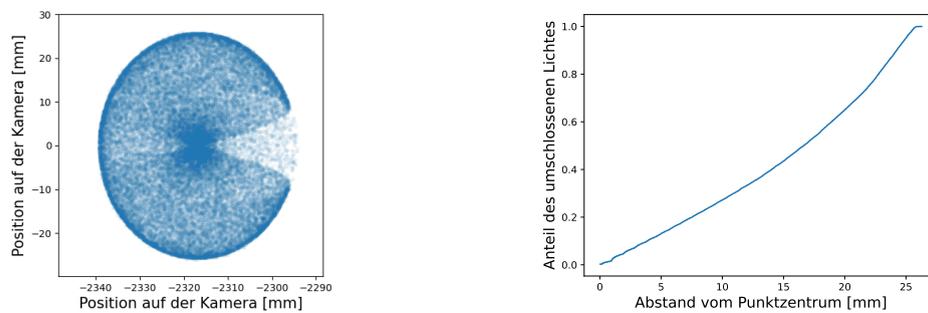


Abbildung A.11.: $\theta = 30^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

B. PDV und kumulative Verteilungen für Option a): Lichteinfall mit $\phi = 3^\circ$

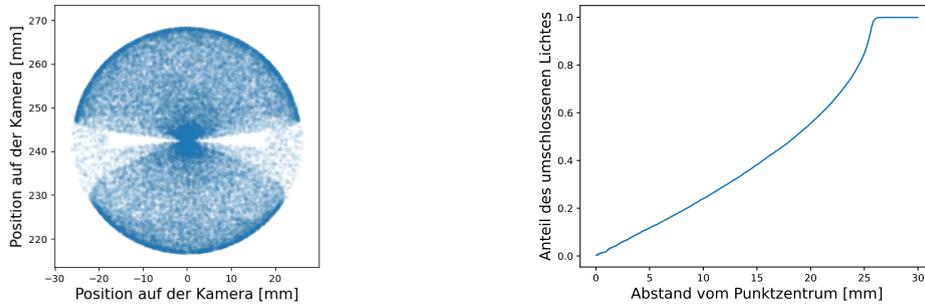


Abbildung B.12.: $\theta = 0^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

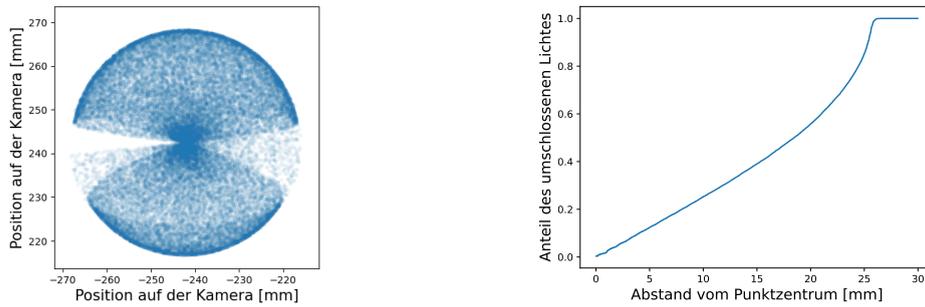


Abbildung B.13.: $\theta = 3^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

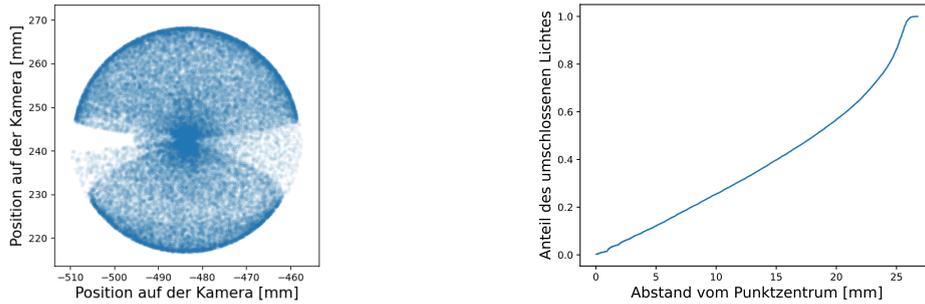


Abbildung B.14.: $\theta = 6^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

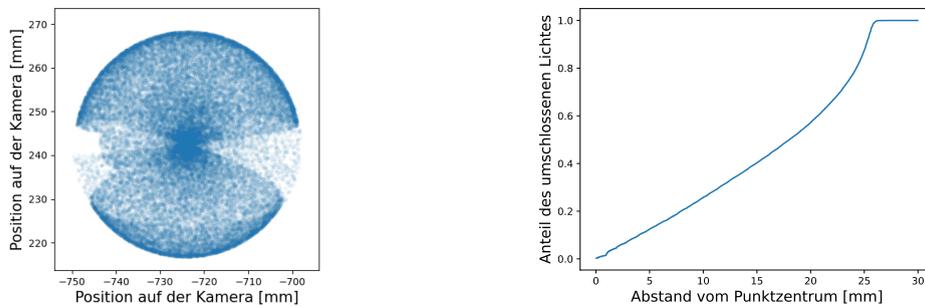


Abbildung B.15.: $\theta = 9^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

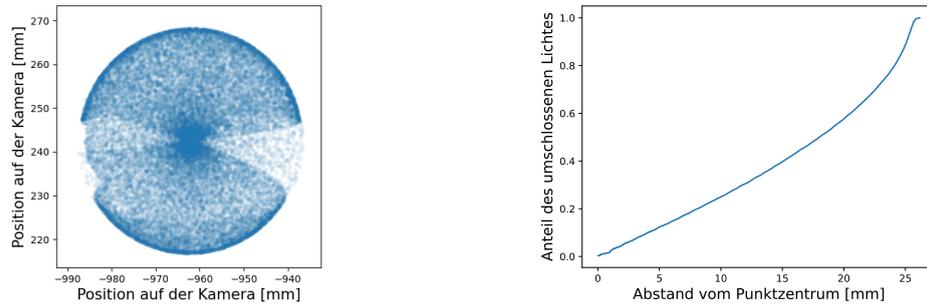


Abbildung B.16.: $\theta = 12^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

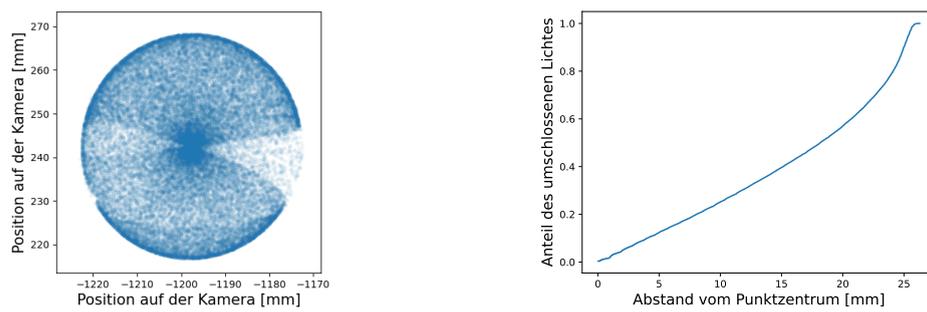


Abbildung B.17.: $\theta = 15^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

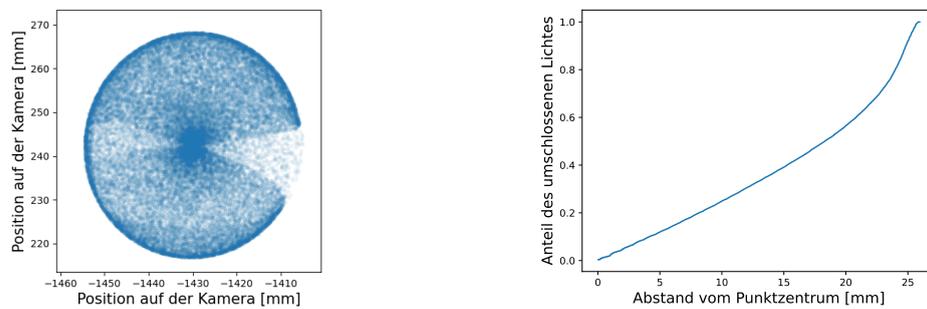


Abbildung B.18.: $\theta = 18^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

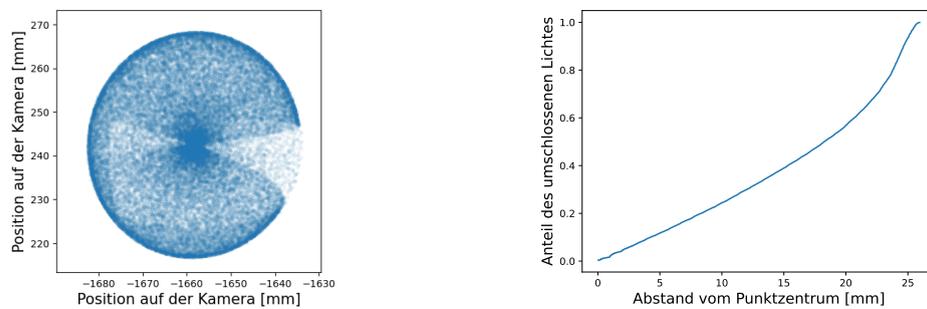


Abbildung B.19.: $\theta = 21^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

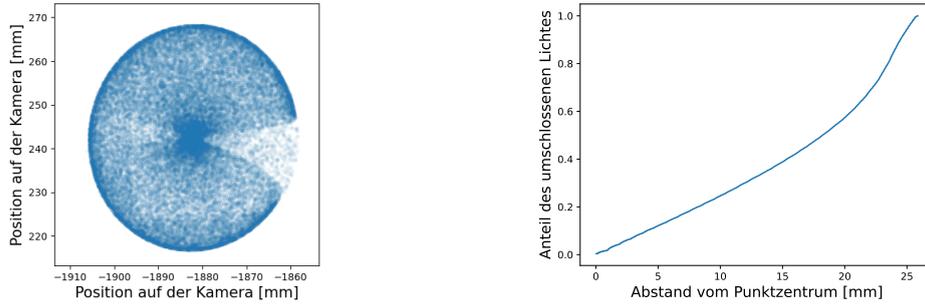


Abbildung B.20.: $\theta = 24^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

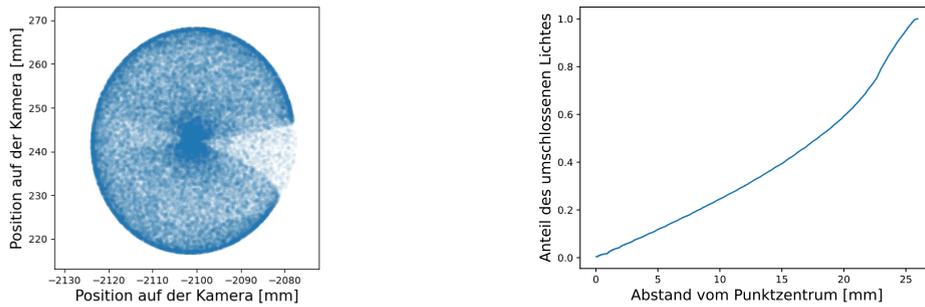


Abbildung B.21.: $\theta = 27^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

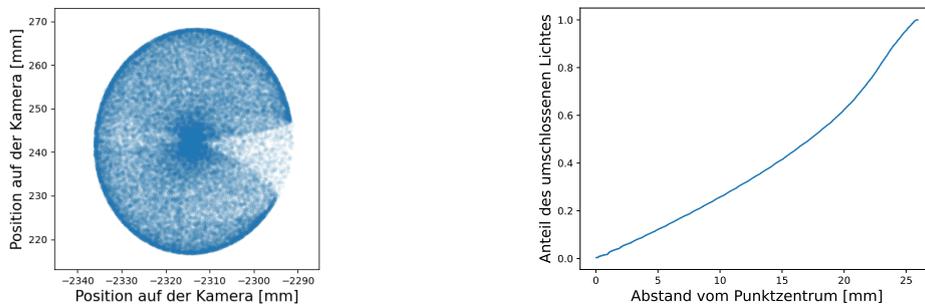


Abbildung B.22.: $\theta = 30^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

C. PDV und kumulative Verteilungen für Option a): Lichteinfall mit $\phi = 5^\circ$

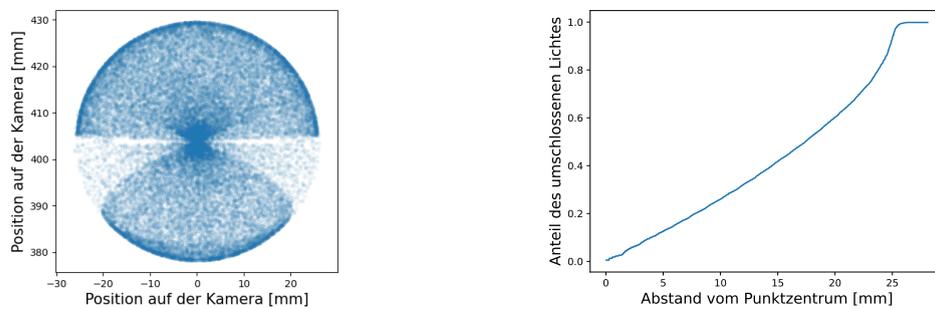


Abbildung C.23.: $\theta = 0^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

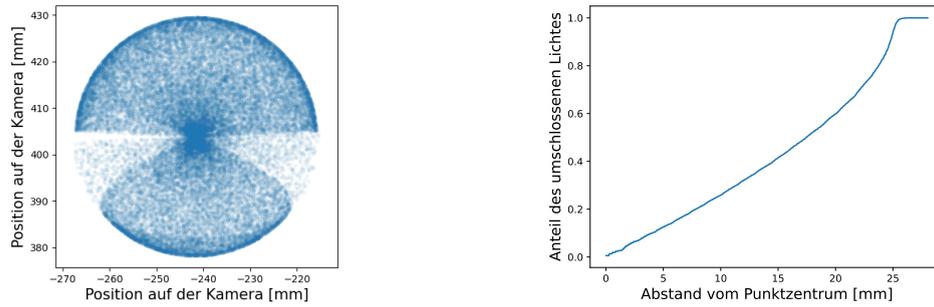


Abbildung C.24.: $\theta = 3^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

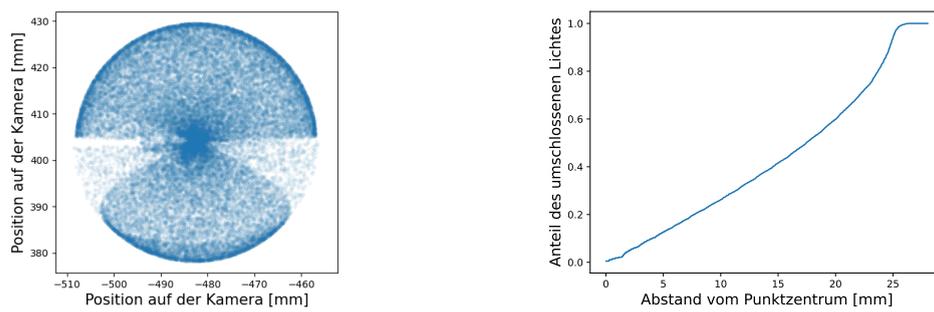


Abbildung C.25.: $\theta = 6^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

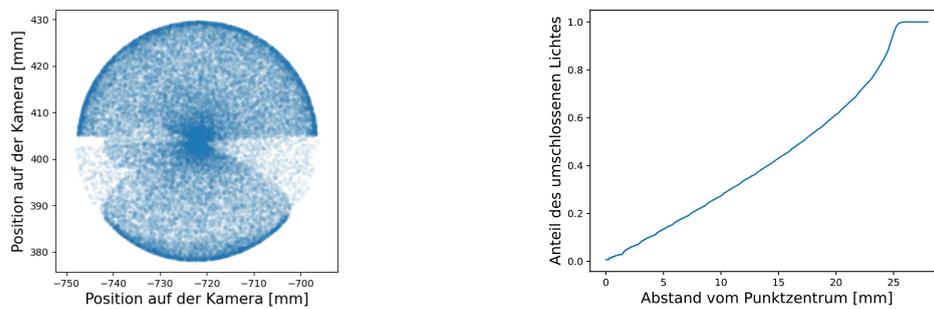


Abbildung C.26.: $\theta = 9^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

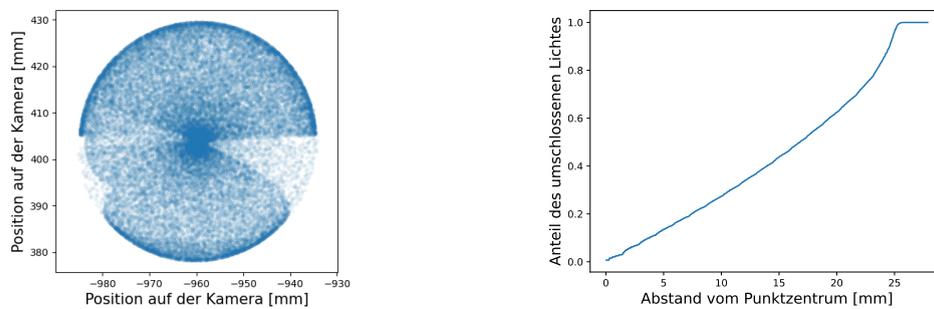


Abbildung C.27.: $\theta = 12^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

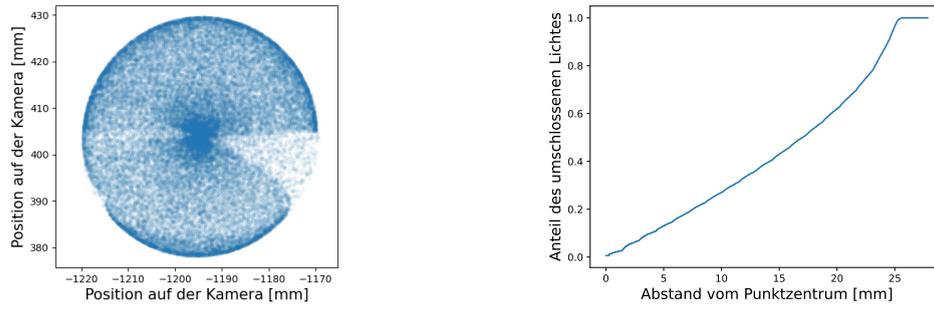


Abbildung C.28.: $\theta = 15^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

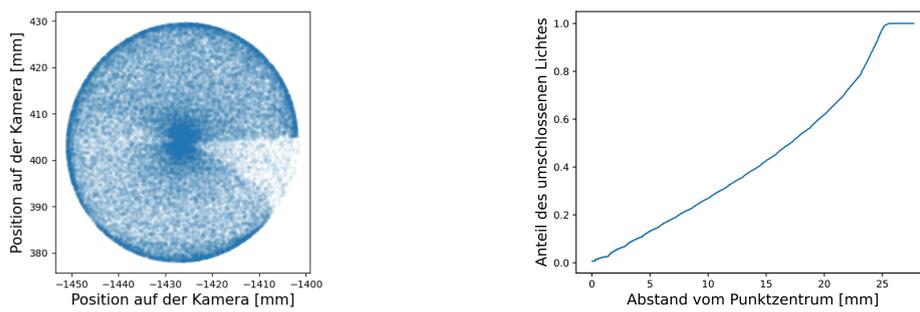


Abbildung C.29.: $\theta = 18^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

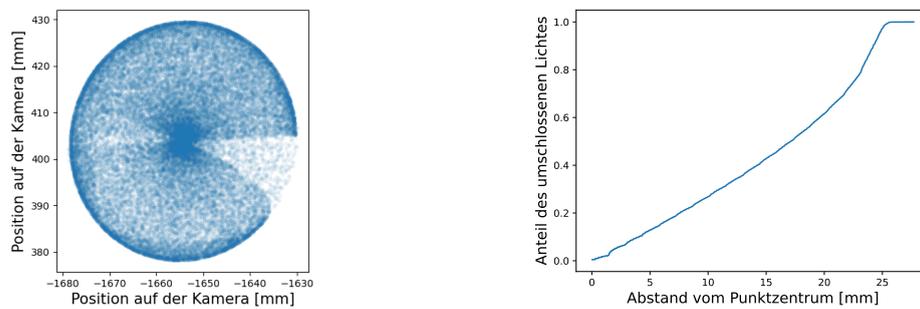


Abbildung C.30.: $\theta = 21^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

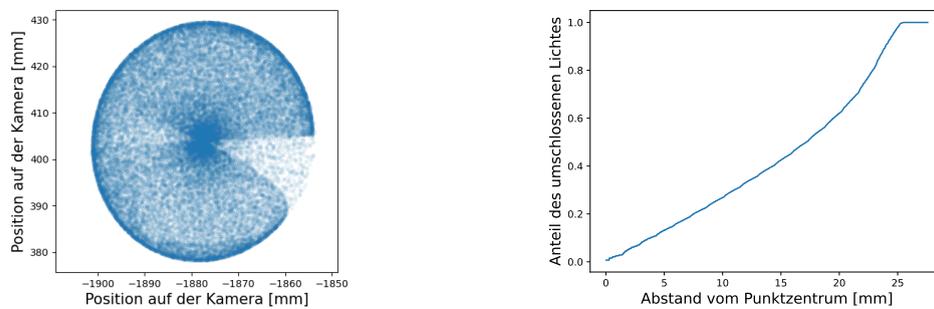


Abbildung C.31.: $\theta = 24^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

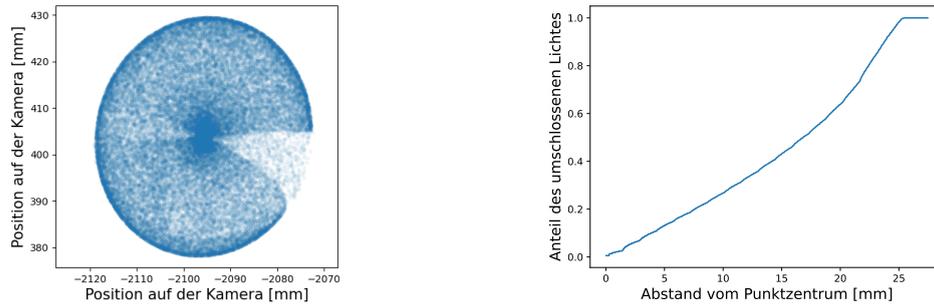


Abbildung C.32.: $\theta = 27^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

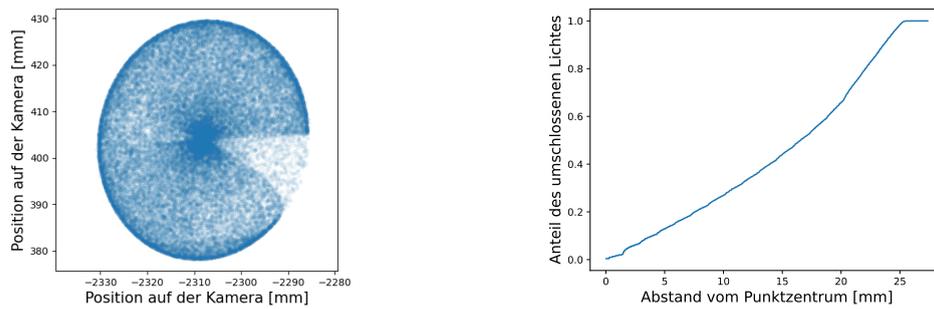


Abbildung C.33.: $\theta = 30^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

D. PDV und kumulative Verteilungen für Option b): Lichteinfall mit $\phi = 0^\circ$

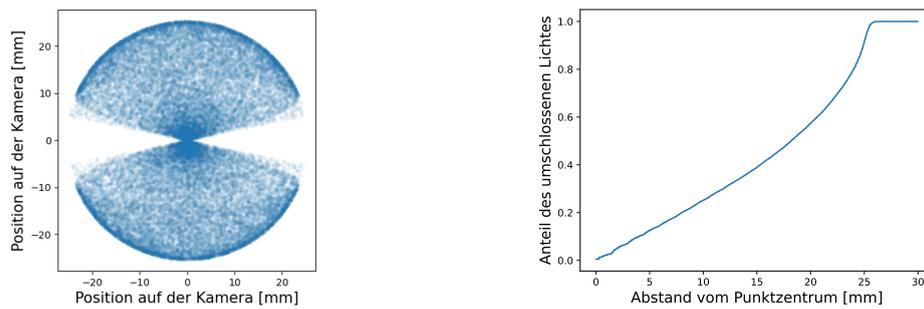


Abbildung D.34.: $\theta = 0^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

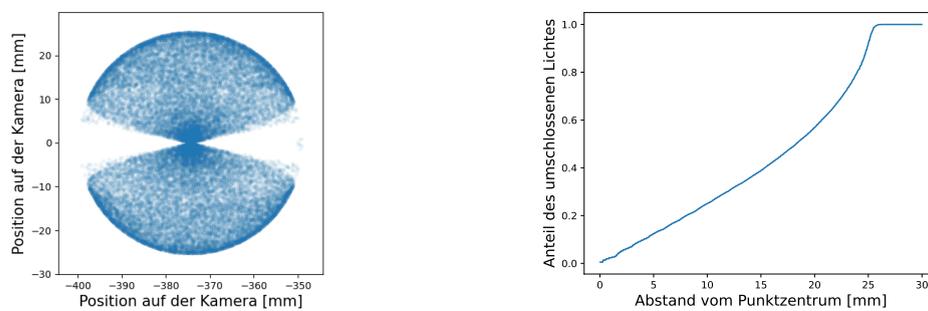


Abbildung D.35.: $\theta = 3^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

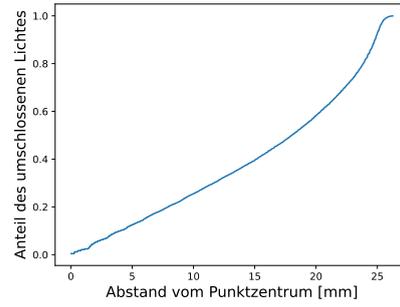
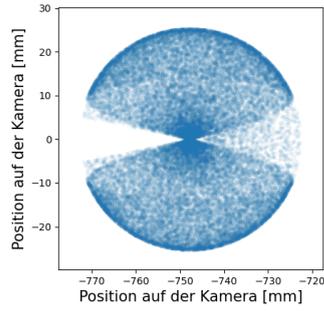


Abbildung D.36.: $\theta = 6^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

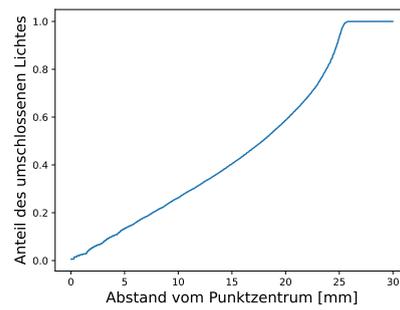
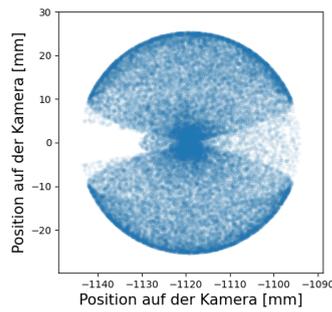


Abbildung D.37.: $\theta = 9^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

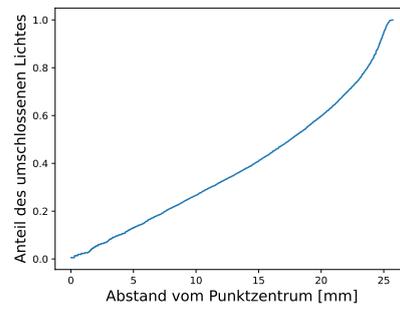
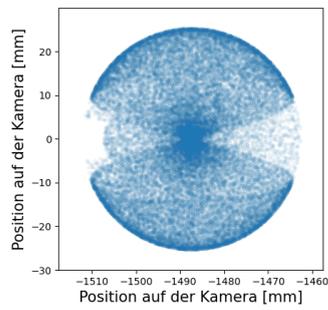


Abbildung D.38.: $\theta = 12^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

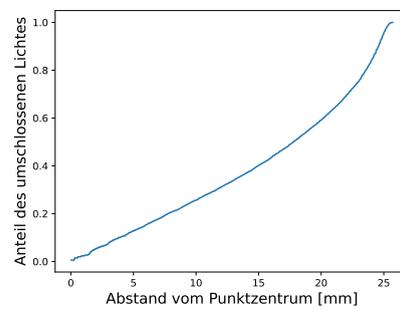
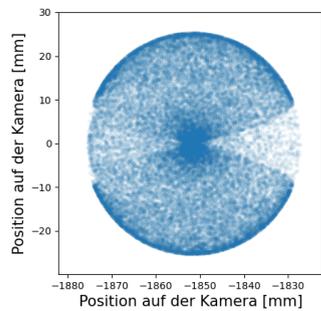


Abbildung D.39.: $\theta = 15^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

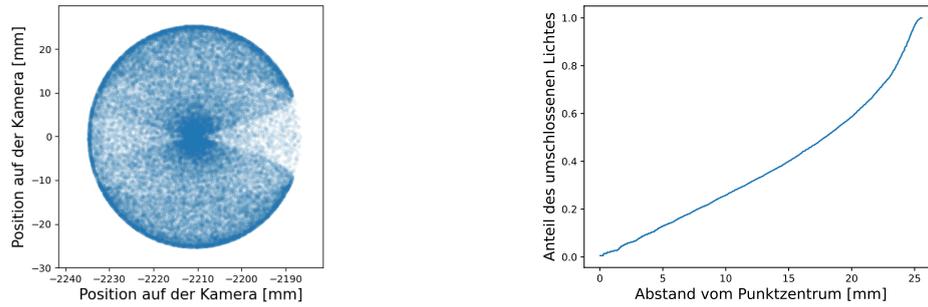


Abbildung D.40.: $\theta = 18^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

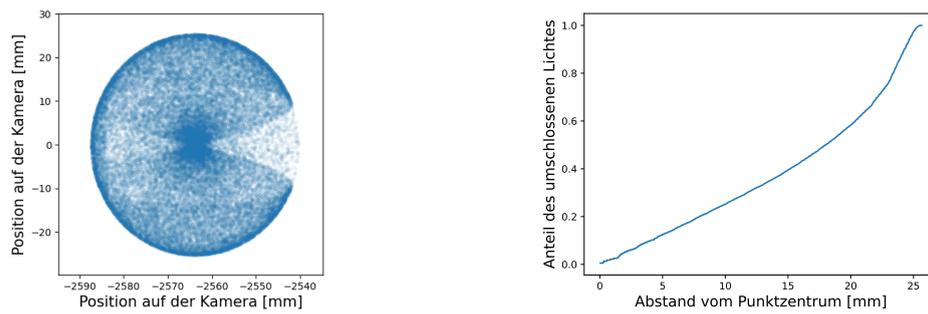


Abbildung D.41.: $\theta = 21^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

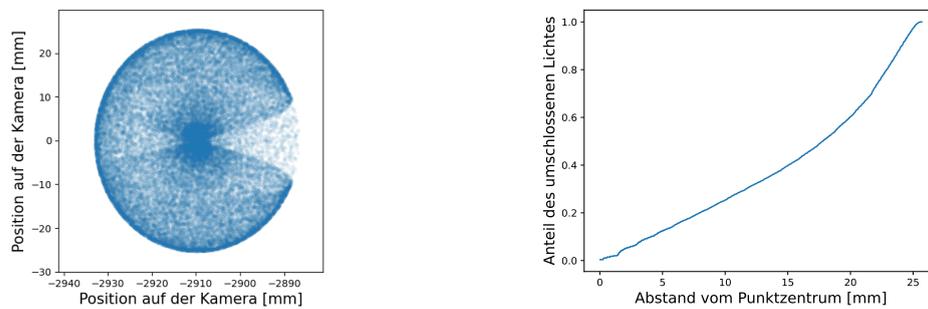


Abbildung D.42.: $\theta = 24^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

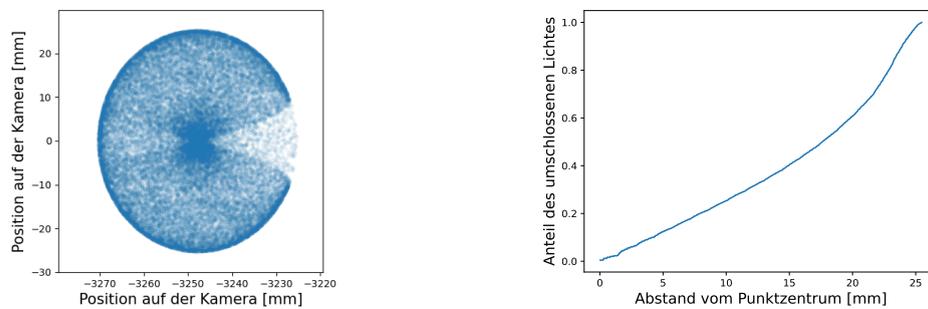


Abbildung D.43.: $\theta = 27^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

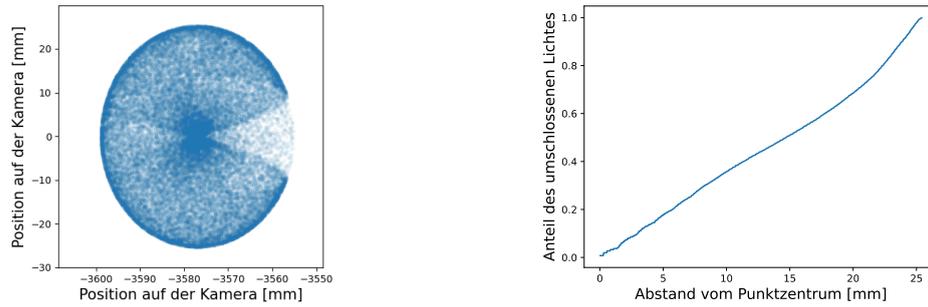


Abbildung D.44.: $\theta = 30^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

E. PDV und kumulative Verteilungen für Option b): Lichteinfall mit $\phi = 3^\circ$

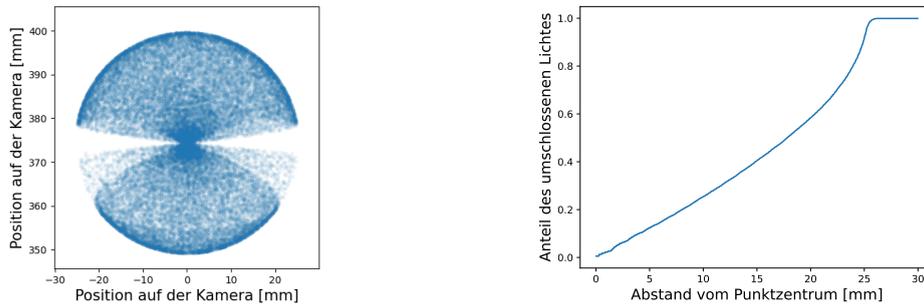


Abbildung E.45.: $\theta = 0^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

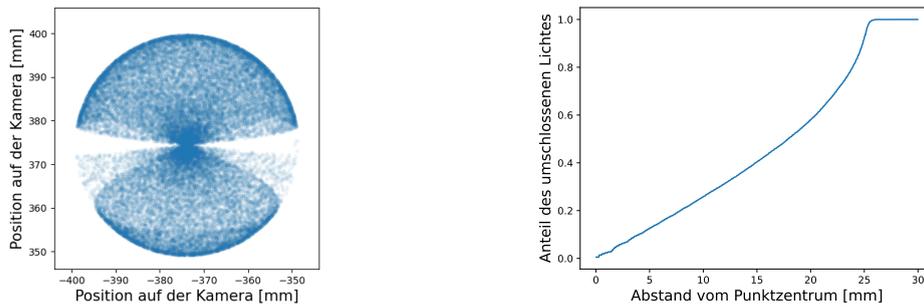


Abbildung E.46.: $\theta = 3^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

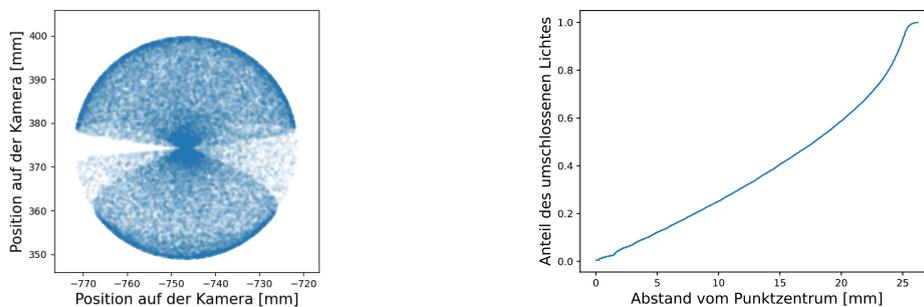


Abbildung E.47.: $\theta = 6^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

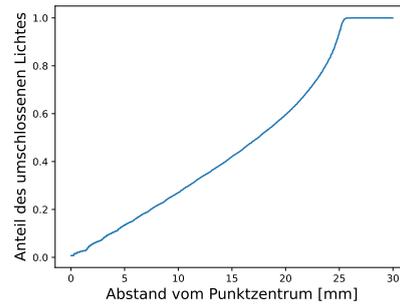
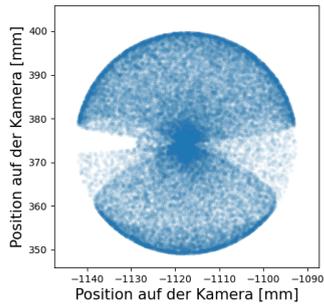


Abbildung E.48.: $\theta = 9^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

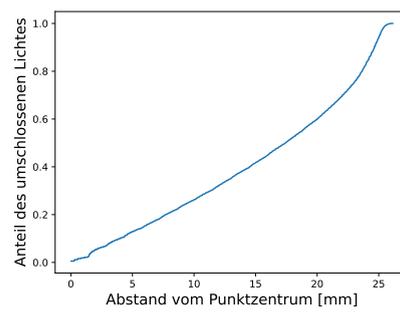
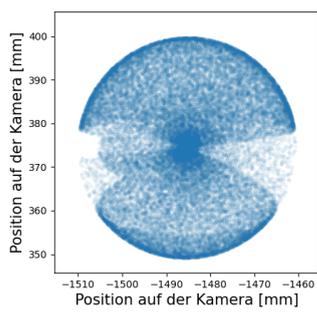


Abbildung E.49.: $\theta = 12^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

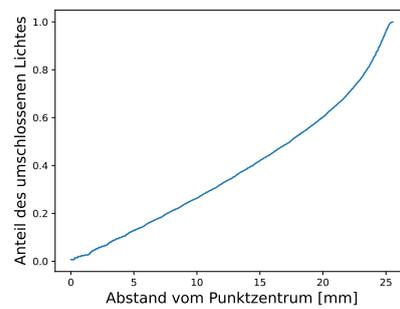
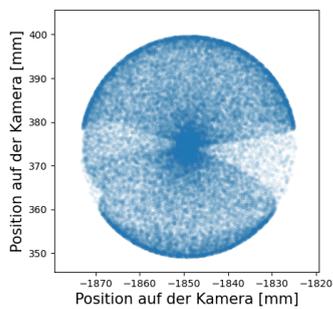


Abbildung E.50.: $\theta = 15^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

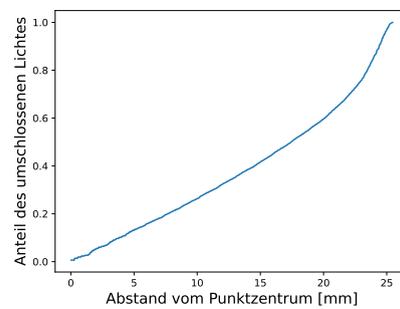
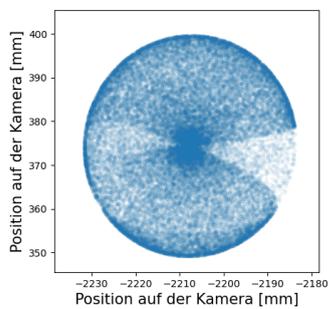


Abbildung E.51.: $\theta = 18^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

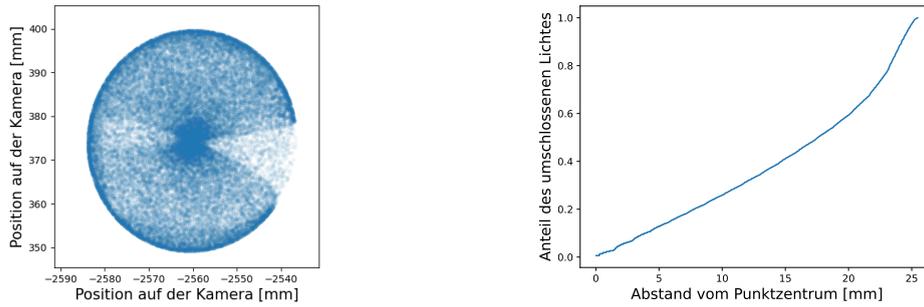


Abbildung E.52.: $\theta = 21^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

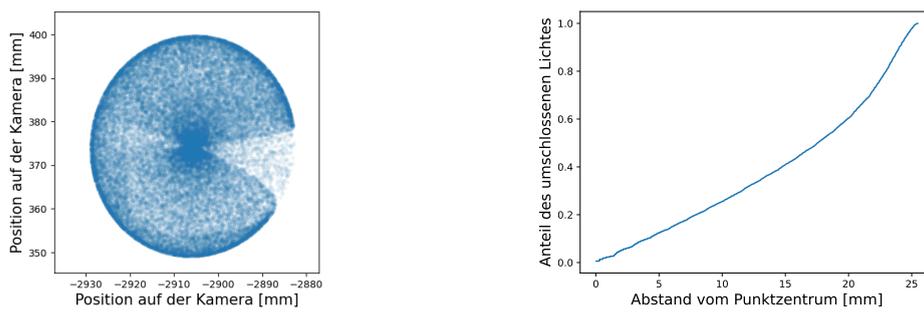


Abbildung E.53.: $\theta = 24^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

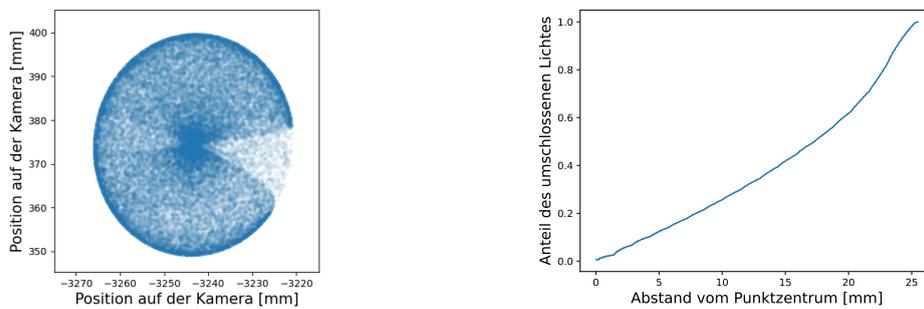


Abbildung E.54.: $\theta = 27^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

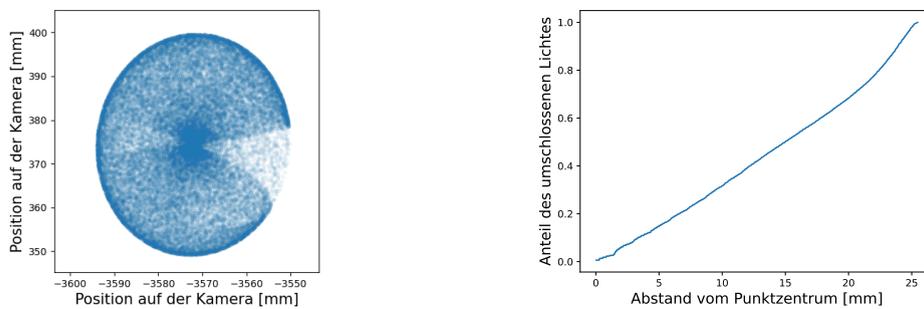


Abbildung E.55.: $\theta = 30^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

F. PDV und kumulative Verteilungen für Option b): Lichteinfall mit $\phi = 5^\circ$

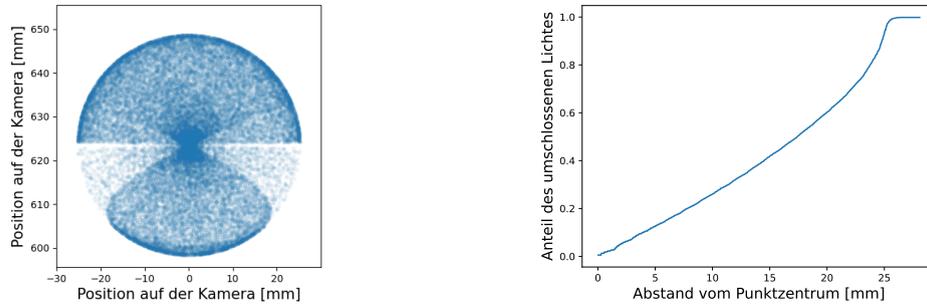


Abbildung F.56.: $\theta = 0^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

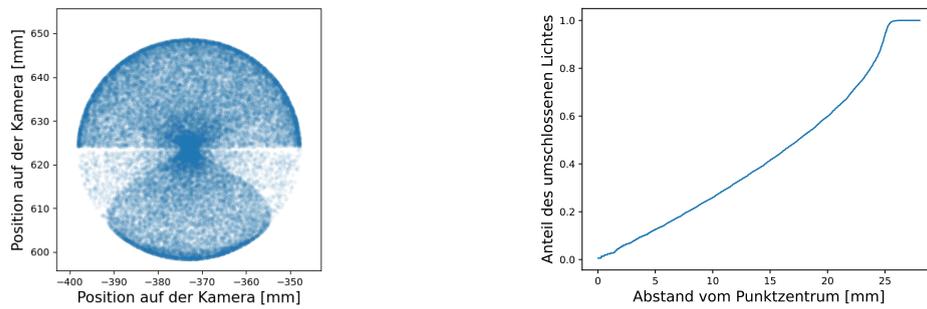


Abbildung F.57.: $\theta = 3^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

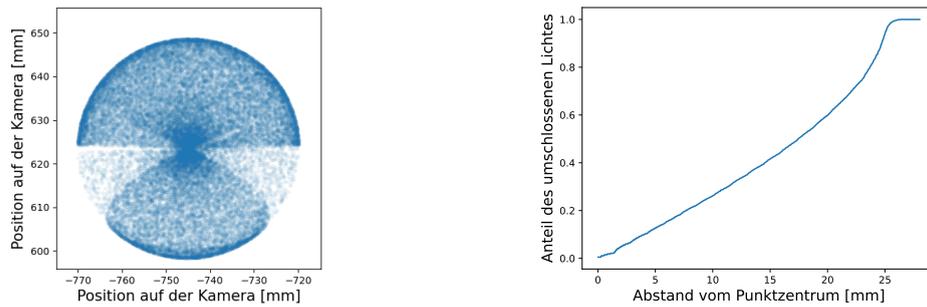


Abbildung F.58.: $\theta = 6^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

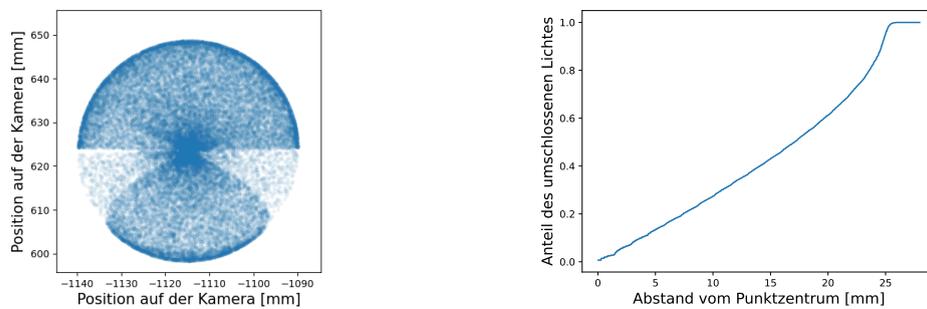


Abbildung F.59.: $\theta = 9^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

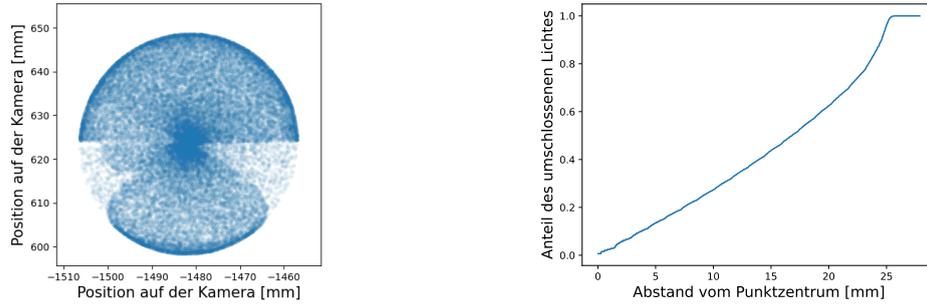


Abbildung F.60.: $\theta = 12^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

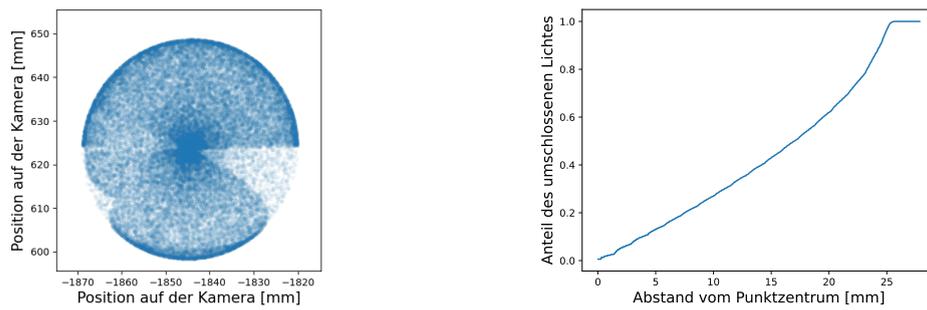


Abbildung F.61.: $\theta = 15^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

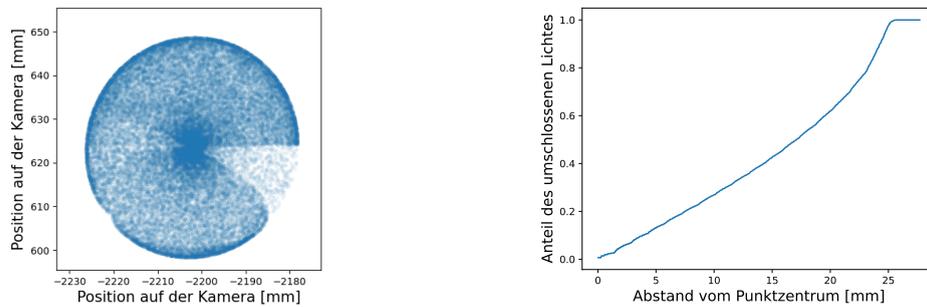


Abbildung F.62.: $\theta = 18^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

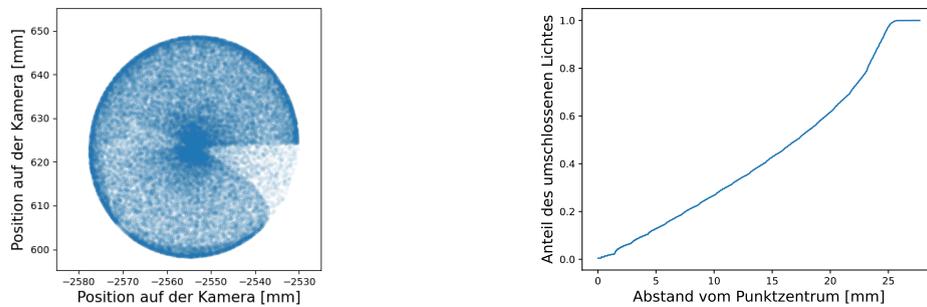


Abbildung F.63.: $\theta = 21^\circ$: Links: PDV, Rechts: kumulative Verteilung

Literaturverzeichnis

- [1] GAISSER, T. K. ; ENGEL, R. ; RESCONI, E.: *Cosmic Rays and particle physics*. 2. University Printing House, Cambridge CB2 8BS, UK : Cambridge University Press, 2016. – ISBN 978-0-521-01646-9
- [2] STANEV, T.: *High Energy Cosmic Rays*. 3. Springer Nature Schweiz AG, 2020. – ISBN 978-3-030-71567-0
- [3] WORKMAN, R. L. u. a.: Review of Particle Physics. In: *PTEP* 2022 (2022), 083C01. <https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097>
- [4] SOKOLSKY, P. ; THOMSON, G.: *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*. 2. CRC Press, Taylor & Francis Gruoup, 2020. – ISBN 978-0-429-05515-7
- [5] GRUPEN, C.: *Einstieg in die Astroteilchenphysik*. 2. Springer Spektrum, 2018. – ISBN 978-3-662-55271-1
- [6] KOTERA, K. ; OLINTO, A. V.: The Astrophysics of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 49 (2011), Nr. 1, 119–153. <https://doi.org/10.1146%2Fannurev-astro-081710-102620>
- [7] *AMS Website*. <https://ams02.space/>. Version: 18.01.2023
- [8] *CREAM Website*. <https://www.cosmicray.umd.edu/cream/>. Version: 18.01.2023
- [9] ABREU, P. u. a.: The energy spectrum of cosmic rays beyond the turn-down around 10^{17} eV as measured with the surface detector of the Pierre Auger Observatory. In: *The European Physical Journal C* 81 (2021), Nr. 11. <https://doi.org/10.1140%2Fepjc%2Fs10052-021-09700-w>
- [10] ENGEL, R. ; HECK, D. ; PIEROG, T.: Extensive Air Showers and Hadronic Interactions at High Energy. In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 61 (2011), Nr. 1, 467-489. <https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.012809.104544>
- [11] MATTHEWS, J.: A Heitler model of extensive air showers. In: *Astroparticle Physics* 22 (2005), Nr. 5, 387-397. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650504001598>. – ISSN 0927-6505
- [12] UNGER, M.: *Privatmitteilung*
- [13] ANCHORDOQI, L. ; PAUL, T. ; REUCROFT, S. ; SWAIN, J.: Ultrahigh energy cosmic rays : the state of the art before the Auger Observatory. In: *International Journal of Modern Physics A* 18 (2003), Nr. 13, 2229–2366. <https://doi.org/10.1142%2Fs0217751x03013879>
- [14] DARIUSZ, G.: The Pierre Auger Observatory: Review of Latest Results and Perspectives. In: *Universe* 4 (2018), Nr. 11. <http://dx.doi.org/10.3390/universe4110128>. – DOI 10.3390/universe4110128. – ISSN 2218-1997
- [15] *TA Website*. <http://www.telescopearray.org/>. Version: 14.02.2023

- [16] DOVA, M.T.: *Ultra-High-Energy Cosmic Rays*. <https://cds.cern.ch/record/2019742>. Version: 2015
- [17] COLEMAN, A. u. a.: Ultra high energy cosmic rays The intersection of the Cosmic and Energy Frontiers. In: *Astropart. Phys.* 147 (2023), 102794. <https://arxiv.org/abs/2205.05845>
- [18] LONGAIR, M. S.: *High Energy Astrophysics*. 3. Cambridge University Press, 2011. – ISBN 978-0-521-75618-1
- [19] AVE, M. u. a.: Spectrally resolved pressure dependence measurements of air fluorescence emission with AIRFLY. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 597 (2008), Nr. 1, 41-45. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020801276X>. – ISSN 0168-9002. – Proceedings of the 5th Fluorescence Workshop
- [20] AAB, A. u. a.: The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 798 (2015), 172-213. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.06.058>. – ISSN 0168-9002
- [21] AAB, A. u. a.: The fluorescence detector of the Pierre Auger Observatory. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 620 (2010), Nr. 2-3, 227-251. <https://doi.org/10.1016%2Fj.nima.2010.04.023>
- [22] WALDENMAIER, T.: *Diplomarbeit: Untersuchung der Abbildungseigenschaften eines Schmidt-Teleskopes für das Pierre-Auger-Teleskop, Universität Karlsruhe*. Karlsruhe, 2001
- [23] *Aufnahme TA Station*. https://en.wikipedia.org/wiki/Telescope_Array_Project. Version: 04.03.2023
- [24] HÖRANDEL, J. R.: GCOS - The Global Cosmic Ray Observatory. In: *Proceedings of 37th International Cosmic Ray Conference — PoS(ICRC2021)* (2021). <https://doi.org/10.22323/1.395.0027>. – On behalf of the GCOS Collaboration
- [25] PECH, M. u. a.: *Simulation of the optical performance of the Fluorescence detector Array of Single-pixel Telescopes*. https://www.epj-conferences.org/articles/epjconf/pdf/2019/15/epjconf_uhecr18_05014.pdf. Version: 2019
- [26] CORTINA, J. ; LÓPEZ-COTO, R. ; MORALEJO, A.: MACHETE: A transit imaging atmospheric Cherenkov telescope to survey half of the very high energy γ -ray sky. In: *Astroparticle Physics* 72 (2016), 46-54. <https://doi.org/10.1016%2Fj.astropartphys.2015.07.001>
- [27] BROWN, Anthony M. u. a.: *Trinity: An Imaging Air Cherenkov Telescope to Search for Ultra-High-Energy Neutrinos*. <https://arxiv.org/abs/2109.03125>. Version: 2021
- [28] COLLABORATION, POEMMA: 2021 (2021), Nr. 06, 007 S. <https://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2021/06/007>
- [29] OTTE, A. N. u. a.: *Trinity: An Air-Shower Imaging Instrument to detect Ultrahigh Energy Neutrinos*. <https://arxiv.org/abs/1907.08727>. Version: 2019
- [30] M. UNGER: *GCOS Workshop 2022*. <https://agenda.astro.ru.nl/event/21/>. Version: 2022

- [31] HEINTZE, J. ; BOCK, P.: *Lehrbuch zur Experimentalphysik, Band 4 Wellen und Optik*. 1. Heidelberger Platz 3, 14197 Berlin, Germany : Springer Spektrum, 2018. – ISBN 978-3-662-54492-1
- [32] *Grafik: Sphärische Aberration*. <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Spherical-aberration.svg>. Version: 03.03.2023
- [33] *Grafik: Kaustik*. https://de.wikipedia.org/wiki/Kaustik_%28Optik%29. Version: 03.03.2023
- [34] MAKOTO, A. u. a.: Angle dependent condensing efficiency of Winston cone in terahertz region. In: *Infrared Physics & Technology* 56 (2013), 8–11. <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2012.09.001>
- [35] SOMMERS, P.: Capabilities of a giant hybrid air shower detector. In: *Astroparticle Physics* 3 (1995), Nr. 4, 349-360. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0927650595000137>. – ISSN 0927-6505
- [36] *Deutscher Wetterdienst*. <https://www.dwd.de/DE/service/lexikon/Functions/glossar.html?lv2=100072&lv3=100138>. Version: 03.03.2023
- [37] ABREU, P. u. a.: The exposure of the hybrid detector of the Pierre Auger Observatory. In: *Astroparticle Physics* 34 (2011), Nr. 6, 368-381. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650510001829>. – ISSN 0927-6505
- [38] ENGEL, R.: *Privatmitteilung*
- [39] OKUMURA, Akira ; NODA, Koji ; RULTEN, Cameron: ROBAST: Development of a ROOT-based ray-tracing library for cosmic-ray telescopes and its applications in the Cherenkov Telescope Array. In: *Astroparticle Physics* 76 (2016), 38–47. <https://doi.org/10.1016%2Fj.astropartphys.2015.12.003>
- [40] ULRICH, R. ; BLUEMER, J. ; ENGEL, R. ; SCHUESSLER, F. ; UNGER, M.: *Manual of fluorescence detector simulation in Offline*. 2008. – Auger internal note, GAP2008_014 (2008)
- [41] ARGIRO, S. ; BARROSO, S. L. C. ; GONZALEZ, J. ; NELLEN, L. ; T. C. PAUL, T. A. P. ; PRADO, L. ; JR., M. R. ; ULRICH, R. ; VEBERIC, D.: *The Offline Software Framework of the Pierre Auger Observatory*. <https://doi.org/doi:10.1016/j.nima.2007.07.010>.
- [42] SCHERNE, L.: *Programmcode*. <https://github.com/lusche99/GCOS>